

Thèse de doctorat de l'Université Paris 6
(arrêté du 23 novembre 1988)

spécialité:

Mécanique

présentée par Mr Antoine GUICHARD

pour obtenir le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la thèse :

Impacts d'icebergs
sur une structure massive.

soutenue le 22 Décembre 1992 devant le jury composé de :

| | | | |
|-----------------|----------------|------------------|-------------------|
| <i>Monsieur</i> | <i>Roger</i> | <i>GENDRIN</i> | <i>Président</i> |
| <i>Monsieur</i> | <i>Denis</i> | <i>AUBRY</i> | <i>Rapporteur</i> |
| <i>Monsieur</i> | <i>Claude</i> | <i>PUTOT</i> | <i>Rapporteur</i> |
| <i>Madame</i> | <i>Solange</i> | <i>GUILLAUME</i> | <i>Examineur</i> |
| <i>Monsieur</i> | <i>Dat</i> | <i>DUTHINH</i> | <i>Examineur</i> |
| <i>Monsieur</i> | <i>Guy</i> | <i>NOREL</i> | <i>Examineur</i> |

Impacts d'icebergs sur une structure massive.

Avant-propos.

La menace habituelle des structures marines implantées dans les zones polaires est la glace de mer. La probabilité de collision avec un iceberg est bien plus faible mais existe sans conteste dans certaines régions, notamment les grands bancs de Terre-Neuve où les icebergs issus du Groenland viennent terminer leur course. Il est nécessaire de préciser les conditions ainsi que les effets d'une telle collision si l'on veut pouvoir éviter le surdimensionnement excessif des structures à risques et envisager un développement satisfaisant des zones polaires.

Le présent document aborde de façon large le problème des impacts d'icebergs sur les structures avant de détailler quelque peu le cas d'impacts sur une structure massive supposée infiniment rigide. Après le rappel de diverses notions générales (partie A), sont présentés les risques de collision et les caractéristiques structurelles et dynamiques des icebergs (partie B). La partie C traite des impacts eux-mêmes, introduit l'effet d'échelle et tente d'évaluer l'importance des divers paramètres à l'aide d'une simulation 3D. Enfin, la partie D présente la mise au point d'expérimentations grandeur nature 'impacts icebergs' en Antarctique. Ce programme expérimental a été initié par le centre de recherche canadien C.CORE, les Expéditions Polaires Françaises (EPF) et la mission de recherche du territoire des Terres Australes et Antarctiques Françaises (TAAF).

Je remercie vivement madame Guillaume pour m'avoir accueilli dans la formation d'Ingénieurs en Sciences et Technologies (IST) -géophysique, géotechniques- puis au laboratoire de Tectonophysique de l'Université Pierre et Marie Curie (UPMC) - Paris 6, et m'avoir si efficacement encouragé, soutenu et guidé pendant toutes ces années. Un grand merci à monsieur Engler, principal initiateur de ce projet, pour toute l'aide qu'il m'a fournie en tant que responsable des EPF et de la construction de l'aérodrome de Terre Adélie. Merci à messieurs Aubry et Goualou pour m'avoir accueilli au laboratoire de Mécanique Sols, Structures et Matériaux de l'Ecole Centrale de Paris et permis d'y réaliser les simulations d'impacts d'icebergs.

J'exprime toute ma gratitude à toutes les personnes et organismes qui ont supporté ces travaux, notamment madame Brachet et le Ministère de la Recherche et de l'Espace, messieurs Lorius, Gendrin, et l'Institut Français pour la Recherche et la Technologie Polaires (IFRTP), monsieur Morlet et la mission de recherche des TAAF, messieurs Duthinh, Klein, Clark, Cammaert, et C.CORE, ainsi qu'à ceux qui m'ont fait l'honneur de participer au jury, madame Guillaume, messieurs Aubry, Duthinh, Gendrin, Luong, Norel et Putot. Merci à Ken Klein pour son aide dans l'utilisation de la centrale de mesure de mouvement et à Dominique Mertz pour ses conseils éclairés en cinématique comme en pédagogie.

Je regrette vivement de ne pouvoir citer tant ils sont nombreux tous les membres des EPF et de l'IFRTP qui m'ont tant aidé de Paris à Dumont d'Urville. Merci entre autres à Pierre David et Patrice Godon, éminences de la logistique adélienne, à Patrice 'Foc' Fauquemberg, maître de la plongée en eaux froides, à Jacky Voitichouk, amiral de la flotte locale devenu virtuose en manipulation d'icebergs, à Stéphane Terrain et Arnaud Molina, pilotes du bulldozer lors des impacts de Barbara et Greta, à Philippe Monthalant et Philippe Thiriet pour leur aide précieuse lors de la dernière campagne, à Charly Delpéch et Pierre Tormo, complices de toutes mes expériences, et à Jean-Louis Duraffourg qui m'a toujours si bien nourri...

Merci à toutes les femmes des EPF et de l'IFRTP dont le charme illumine la grisaille parisienne et qui soutiennent si efficacement nos escapades antarctiques. Un grand merci enfin à l'indispensable Jean-Paul Humblot, dont la gouaille n'a d'égale que l'efficacité, pour son soutien et son aide constante dans la mise en forme de ce manuscrit.

Mots-clés ou vedettes-matières :

iceberg, glace, polaire, Antarctique, mécanique de la glace, impacts, structures marines

Résumé :

Impacts d'icebergs sur une structure massive.

Avec le développement des régions polaires apparaissent de nouvelles structures exposées aux icebergs. Le recensement des caractéristiques générales des icebergs permet de préciser les conditions d'un éventuel choc. L'étude du comportement mécanique de la glace et une simulation d'impacts permettent d'estimer l'effet d'une collision sur une structure massive et d'observer l'influence de divers paramètres. La connaissance de l'effet d'échelle qui s'avère cruciale passe par des essais grandeur nature. La mise au point et la réalisation d'expérimentations en Antarctique ont fourni des premiers résultats intéressants.

Keywords :

**iceberg, ice, polar, Antarctica, ice mechanics,
impacts, marine structures**

Abstract :

Iceberg impacts on massive structures.

Structures threatened by icebergs appear with the development of polar regions. A review of general iceberg features allows to specify the conditions of a possible collision. The study of the mechanical behaviour of ice and impact simulations allow to assess the effects of a collision on a massive structure and to apprehend the influence of various parameters. The knowledge of the scale effect, which turns out to be crucial, implies full scale tests. The elaboration and the carrying out of experiments in the Antarctic provide interesting first data.

C- Impacts sur une structure infiniment rigide.

Nous approfondissons quelque peu dans cette partie le cas particulier d'un impact sur une structure massive fixe supposée infiniment rigide. Ce cas est simple puisqu'il exclut toute interférence de la réponse dynamique de la structure et permet de lier l'impact aux seules caractéristiques de la glace. De plus, ce cas correspond bien aux expérimentations que nous avons menées et qui font l'objet de la partie D.

Dans les conditions d'un tel impact, le mode de ruine dominant de la glace est l'écrasement ou rupture fragile en compression. L'impact va être régi par la résistance σ_{cr} de la glace correspondant à ce mode de ruine. Dans nos conditions, l'influence sur σ_{cr} de la température et de la vitesse de déformation s'avère faible.

C'est l'effet d'échelle qui se montre prédominant. L'ensemble des données expérimentales recueillies avec divers types de glace révèle une forte tendance : la pression de rupture σ_{cr} diminue lorsque l'aire de contact glace/structure augmente. La glace se rompt en laboratoire entre 10 et 20 MPa. Sur le terrain, aux grandes dimensions, elle cède plutôt aux alentours de 1 MPa. La tendance générale est la suivante : en dessous de 0.1 à 1 m² existe un palier ou une très légère décroissance avec une borne supérieure de 15 MPa, puis aux aires A supérieures apparaît une nette diminution de σ_{cr} dans une proportion de l'ordre de $A^{-1/2}$.

Plusieurs théories sont avancées pour expliquer cet effet d'échelle, basées notamment sur la population de fissures dans la glace et sur la non simultanée des ruptures. Des lois de comportement (σ_{cr} fonction de A) en sont déduites. Y sont adjointes la loi utilisée pour le dimensionnement de la plate-forme 'Hibernia', la loi constante 15MPa qui représente un maximum et une loi constante à 3.5 MPa, valeur caractéristique de σ_{cr} aux aires de contact de l'ordre du m².

Ces lois sont utilisées dans un logiciel de simulation 3D afin de réaliser une étude paramétrique. Le cas observé est celui d'un iceberg sphérique heurtant une structure plane. Les autres paramètres d'entrée principaux sont la taille de l'iceberg, sa vitesse et sa masse équivalente qui prend en compte le phénomène de masse ajoutée.

Il apparaît que l'effort maximal exercé sur la structure est globalement proportionnel à la vitesse d'impact, à un coefficient caractérisant la forme de la calotte sphérique de glace écrasée lors de l'impact, ainsi qu'aux racines carrées de la masse équivalente et d'une pression de rupture σ_{cr} constante différente pour chaque loi de comportement.

Les plages de variation de l'effort maximal exercé sur la structure obtenues en faisant varier divers paramètres sont de 5% (masse volumique), 30% (masse ajoutée) et 50 à 80% (loi de comportement). Le phénomène de masse ajoutée est loin d'être négligeable et mériterait de faire l'objet de recherches poussées. Mais il apparaît que le point crucial de l'évaluation des forces d'impacts est la précision de l'effet d'échelle et la détermination d'une loi de comportement de la glace (σ_{cr} fonction de A) aussi fine que possible. C'est dans ce but qu'ont été élaborées les expérimentations qui font l'objet de la partie D.

D- Expérimentations grandeur nature en Antarctique.

Le but de ces expériences est donc de contribuer à la connaissance de la charge de rupture 'in situ' de la glace d'iceberg. Il s'agit à long terme de pouvoir proposer une enveloppe aussi fine que possible de la fonction $\sigma_{cr} = f(A)$. Ce sont pour les grandes aires de contact que les données font défaut.

La méthode choisie, la seule à permettre l'extension vers de très grandes aires de contact, est celle qui consiste à accélérer un iceberg pour lui faire heurter une structure, dans notre cas une falaise rocheuse.

La pression de rupture σ_{cr} est déduite de l'aire de contact A et de l'effort F. L'aire A est matérialisée par l'endommagement d'un filet tendu sur la falaise.

L'effort F est obtenu à l'aide de l'égalité fondamentale de la dynamique à partir de la masse équivalente de l'iceberg et de sa décélération lors de la collision. La masse équivalente est déduite du volume de l'iceberg supposé de densité 0.9 et d'un coefficient de masse ajoutée approché. La décélération est mesurée par une centrale de mesure fixée à l'iceberg comportant 3 accéléromètres et un gyroscope.

Les icebergs utilisés sont remorqués par un navire jusqu'aux environs de la falaise puis tractés en direction de celle-ci par un bulldozer afin de provoquer l'impact.

La centrale de mesure est déposée sur les icebergs par hélitreuillage et pilotée depuis la terre par un lien télémétrique UHF. La plongée sous-marine permet l'observation de la partie immergée.

De 1990 à 1992, 7 icebergs ont servi à divers essais : **Aurora**, **Barbara**, **Cecilia**, **Deborah**, **Emma**, **Fiona** et **Greta**. Deux procédures complètes ont pu être réalisées avec **Barbara** (1700 tonnes) et **Greta** (650 tonnes) qui ont toutes deux heurté la falaise à environ 0.9 m/s. Les pressions d'impact obtenues sont respectivement de 3.1 MPa sur 1.8 m² (5.51 MN) et 3.8 MPa sur 0.68 m² (2.58 MN).

Ces deux résultats ne peuvent nous permettre d'élaborer une loi de comportement pour la glace d'iceberg. Ils ont cependant le mérite d'exister et sont à ce jour les seuls jamais obtenus dans des conditions quasi-réelles : choc d'un iceberg complet sur une structure fixe. Ils représentent donc de premiers points de référence utiles sinon nécessaires à de plus amples études. Ils s'intègrent bien aux tendances générales observées.

La méthodologie expérimentale a bien évolué depuis ses premiers balbutiements. Si elle n'est pas encore parfaite, elle pourrait permettre avec un peu plus de moyens d'effectuer un bond important dans la connaissance du comportement mécanique macroscopique de la glace d'iceberg et la détermination des efforts à prendre en compte pour la conception et le dimensionnement des structures marines exposées aux icebergs dont le nombre pourrait croître rapidement.

Impacts d'icebergs sur une structure massive.

partie A

***Introduction:
Froid et glaces.***

A-1 LA TEMPERATURE.

"Glace" est le nom donné de manière générale à toute variété d'eau se trouvant à l'état solide. Cet état prédomine aux basses températures. Nous commencerons donc par introduire la notion de température.

1.1 Notion de température.

La première notion qui vient à l'esprit est en rapport avec les capacités sensorielles de l'homme. Le "Robert" commence par définir la température comme "degré de chaleur ou de froid de l'atmosphère en un lieu, lié à la sensation éprouvée par le corps".

D'un point de vue plus physique, la température représente une mesure de l'énergie cinétique moyenne de translation des molécules d'un corps, due à l'agitation calorifique (mouvement Brownien). Cette agitation, et donc la température, augmente avec tout apport de chaleur. L'énergie cinétique d'une molécule est proportionnelle au carré de sa vitesse. Elle est donc toujours positive ou nulle, et il existe un état limite théorique à énergie cinétique nulle qui correspond à un immobilisme parfait des molécules. Cet état correspond ainsi à une température limite inférieure impossible à franchir : le zéro absolu. Les lois de la thermodynamique montrent que ce zéro absolu équivaut à peu près à -273.15°C . Le physicien britannique sir William Thomson, lord Kelvin, contribua au 19^e siècle à l'établissement d'une échelle théorique des températures partant du zéro absolu (température absolue). Elle ne comporte donc que des valeurs positives. Elle est généralement connue sous le nom d'échelle Kelvin.

Tout apport ou retrait d'énergie, thermique (chaleur) ou mécanique (travail), se traduit par une variation de l'énergie cinétique moléculaire, soit une variation de la température du corps. Cette variation peut se traduire par des changements d'état tels que la fusion (état solide à état liquide), la sublimation (solide à vapeur), l'évaporation (liquide à vapeur), la solidification ou congélation (liquide à solide) et la liquéfaction (vapeur à liquide).

Il faut bien garder en mémoire que ces phénomènes sont aussi sensibles au paramètre pression qu'au paramètre température. Mais dans notre domaine d'intérêt, la surface du globe, les variations de pression sont négligeables vis à vis des variations de température.

1.2 Températures à la surface du globe.

L'élément fondamental est le rayonnement solaire. Son énergie, absorbée par les molécules de l'atmosphère et la croûte terrestre, se transforme en énergie calorifique, d'où variation de température.

Les températures au sol dépendent de l'arrivée du flux d'énergie solaire et de sa transformation en chaleur par les corps récepteurs.

Le rayonnement solaire à majorité d'ultra-violets est en partie renvoyé vers le haut par le pouvoir réfléchissant (albédo) des divers composants de l'atmosphère et de la surface du sol. 35% du rayonnement sont ainsi réfléchis. Les 65% restants pénètrent le sol et y sont transformés en rayons terrestres chauffants à majorité d'infrarouges. Renvoyés ensuite vers le ciel, ce sont eux qui réchauffent le sol et l'atmosphère.

Il existe à la surface du globe des "zones thermiques" : deux calottes froides centrées sur les pôles, une zone chaude intertropicale à cheval sur l'équateur et deux zones intermédiaires tempérées aux latitudes moyennes. Pourtant, la durée d'éclairement annuelle est uniformément de six mois pour tous les points du globe. Mais aux pôles les rayons arrivent obliquement (rayonnement moindre par unité de surface) et après avoir effectué un long trajet dans l'atmosphère. A l'équateur, les rayons sont subverticaux et ont eu à percer une moindre épaisseur d'air. L'intensité du rayonnement solaire, maximale à l'équateur, est bien atténuée aux pôles.

Le bilan radiatif annuel (rayonnement reçu moins rayonnement émis) est ainsi négatif aux pôles (environ -105 joules/m²/seconde) et positif à l'équateur (environ $+70$ joules/m²/seconde). S'il y avait cumul d'une année sur l'autre, les pôles finiraient par atteindre le zéro absolu et l'eau bouillirait en zone tropicale. Une compensation thermique s'effectue grâce à l'exportation de chaleur tropicale vers les hautes latitudes par les courants marins et atmosphériques, ce qui équilibre le bilan thermique.

Un second phénomène différencie les zones thermiques : le photopériodisme, ou répartition saisonnière de l'éclairement, donc de l'échauffement. L'axe de rotation de la terre est incliné (aujourd'hui de $23^{\circ}27'37''$) par rapport à la normale au plan de l'écliptique (ou plan de la course de la terre autour du soleil). C'est pourquoi entre autres les pôles connaissent six mois de jour puis six mois de nuit. Les inégalités saisonnières provoquées ont une influence considérable sur les circulations atmosphériques et océaniques, donc sur les échanges thermiques.

La rigueur de l'environnement polaire est bien reflétée par des températures moyennes annuelles le plus souvent inférieures à 0°C dans lesquelles la glace peut s'épanouir sous les formes les plus diverses, du givre jusqu'à l'iceberg.

En Antarctique, cette température moyenne annuelle est déjà d'environ -20°C sur les marges du continent et se trouve inférieure à -50°C sur la totalité du haut plateau. On y a enregistré la température de surface terrestre la plus basse, -88°C , sur la base soviétique Vostok ($78^{\circ}28'$ Sud, $106^{\circ}49'$ Est, 3500m d'altitude sur 3700m de glace). La température moyenne mensuelle du mois le plus chaud (janvier) dépasse rarement 0°C sur le continent.

Au Groenland, la température moyenne annuelle est presque partout inférieure à -20°C . Le minimum enregistré est de -70°C . La Sibérie du Nord connut un minimum de -78°C . Sa particularité, commune avec le Canada et l'Alaska, est de subir en certaines régions un climat de type continental à hivers rigoureux mais étés chauds. L'amplitude annuelle de température atteint 62°C à Yakoutsk.

1.3 Quelques rappels de géographie.

On rappellera pour mémoire la définition des lignes remarquables du globe représentées sur la figure A.1 ainsi que des périodes remarquables de l'année :

Les cercles polaires sont les deux petits cercles de la sphère terrestre, parallèles aux tropiques et à l'équateur, qui circonscrivent les deux régions du globe connaissant chaque année une période d'au moins 24h pendant laquelle le soleil ne se couche pas. Sur les cercles polaires eux-même, il y a chaque année aux solstices d'été et d'hiver un jour, le plus long, de 24h, et une nuit, la plus longue, de 24h exactement. Ces deux cercles sont donc actuellement distants du pôle de $23^{\circ}27'37''$, soit à la latitude de $66^{\circ}32'23''$.

Les pôles géographiques sont les deux points de la surface terrestre intersectant son axe de rotation. On distingue d'une part le pôle nord (arctique (du grec arktikos : du nord, et arktos: ours), ou boréal (du grec boreas : vent du nord), ou encore septentrional (du latin septentriones : les sept étoiles de la grande ou de la petite ourse) et d'autre part le pôle sud (antarctique ou austral (du latin auster : vent du midi). Par extension, le nom de pôle est donné aux régions géographiques circonscrites par les cercles polaires.

Les tropiques sont les deux cercles de la sphère terrestre, parallèles à l'équateur, sur lesquels le soleil est au zénith à l'un des solstices. Ils sont donc actuellement à la latitude $23^{\circ}27'37''$.

L'Equateur est le grand cercle de la sphère terrestre perpendiculaire à son axe de rotation, également distant des deux pôles et divisant la terre en deux parties égales. On l'appelait autrefois "la ligne" ou "ligne équinoxiale". Le soleil y est au zénith lors des deux équinoxes.

Hémisphère signifie moitié du globe terrestre. Les critères de division du globe, et donc de détermination des pôles peuvent être de tous ordres. Les plus couramment distingués sont les hémisphères nord (boréal) et sud (austral), séparés par l'équateur, les hémisphères géomagnétiques nord et sud centrés sur les deux pôles géomagnétiques (qui définissent l'axe du dipôle représentant le champ magnétique principal), ou encore les hémisphères continental (pôle à Quiberon, dans le Morbihan) et océanique (pôle proche de la Nouvelle Zélande).

Les équinoxes sont les deux époques de l'année où le soleil passe au zénith de l'équateur. Le jour et la nuit ont alors la même durée de 12h sur tout le globe. On distingue l'équinoxe de printemps et l'équinoxe d'automne (respectivement 21 mars et 23 septembre au nord).

Les solstices sont au contraire les deux époques de l'année où le soleil atteint son plus grand éloignement angulaire du plan de l'équateur. On distingue le solstice d'hiver où le jour est le plus court de l'année (21 ou 22

décembre dans l'hémisphère nord) et le solstice d'été où le jour est le plus long (21 ou 22 juin au nord).

Arctique est le nom donné usuellement à la région circonscrite par le cercle polaire arctique. Pour les ingénieurs, il s'étend plutôt jusqu'aux limites sud du permafrost continu (chapitre. A-4). Les géophysiciens utilisent eux la présence d'orages magnétiques (qui donnent les aurores boréales) et de black-outs radio pour définir l'Arctique.

Antarctique est le nom donné au continent Antarctique et plus généralement à toute la zone d'application du traité sur l'Antarctique (traité de Washington), délimitée par le 60° parallèle sud. Mais sa véritable limite naturelle est la ligne de "convergence antarctique" qui traduit l'affrontement des eaux froides australes avec les eaux chaudes sub-tropicales. Elle oscille entre les latitudes 47 et 63° Sud.

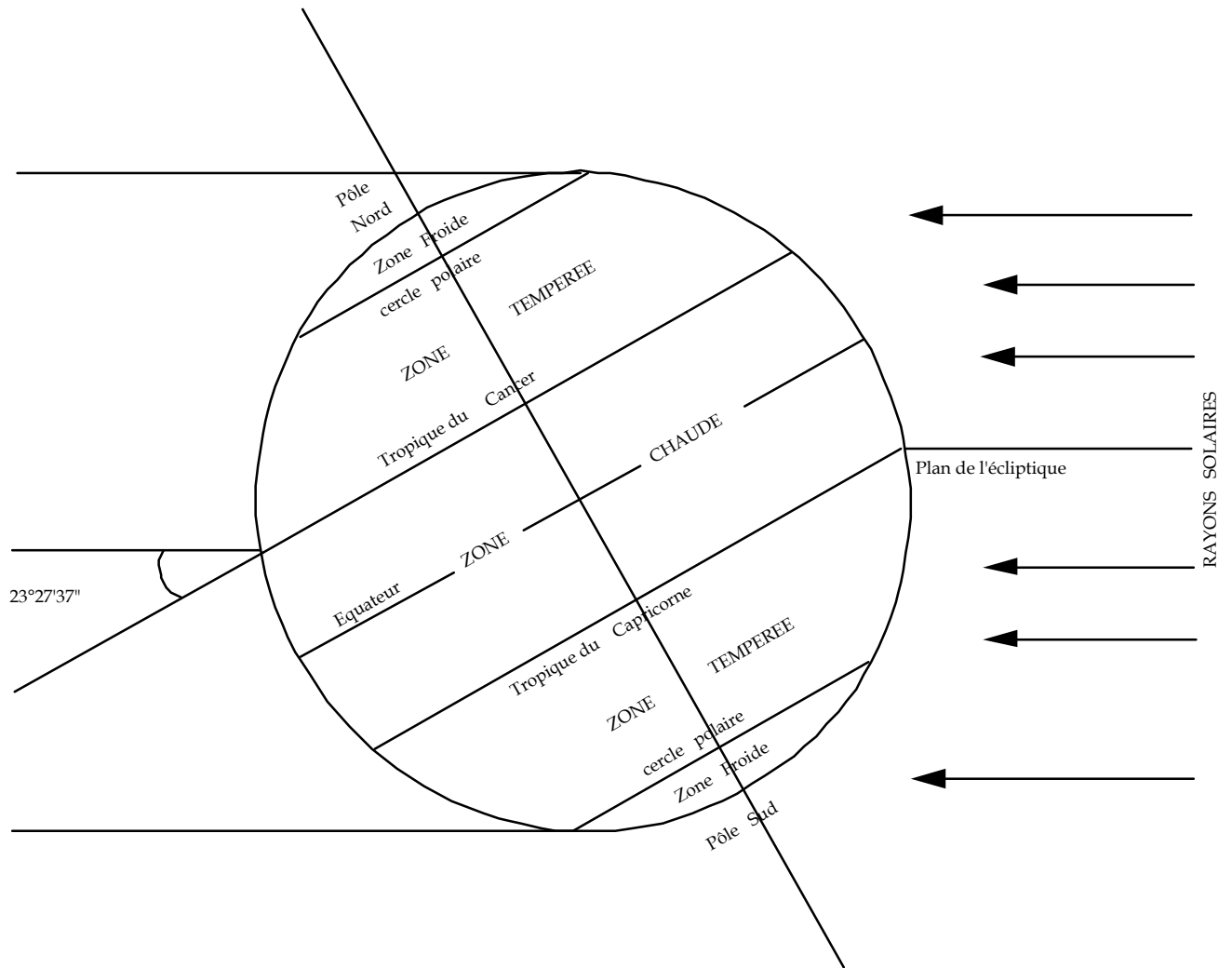


Figure A.1: Lignes remarquables et zones du globe.

Position de la Terre au solstice d'hiver boréal : la moitié du globe qui ne reçoit pas les rayons du soleil est dans la nuit - La calotte polaire boréale est tout entière dans la nuit, donc au froid; la calotte australe tout entière est tiédie par la lumière solaire.

d'après Demangeot (1990), retracé par Grégoire Mercier (1992).

A-2 LA GLACE.

2.1 Structure.

Comme on l'a vu, "Glace" est le nom donné de manière générale à toute variété d'eau se trouvant à l'état solide. C'est le point de vue du physicien. Pour le glaciologue, la glace est plutôt un corps résultant d'un métamorphisme suffisamment poussé pour que l'air ne s'y trouve plus que sous forme de bulles occluses. Nous verrons ce processus plus en détail dans la partie B. La température à la surface du globe est toujours inférieure à la température critique de l'eau (365°C), ce qui exclut l'état gazeux pour ne laisser que les trois états liquide, solide (basses températures) et vapeur (hautes températures, basses pressions). C'est l'eau présente partout sur notre planète qui a permis la naissance de la vie. Liquide, elle forme les océans, coule et stagne sur les continents. Sous forme de vapeur, elle se mêle à l'atmosphère et forme les nuages en se condensant. Solide, elle envahit les pôles et les montagnes, flotte sur les océans.

L'eau est un corps aux nombreuses anomalies. L'une des plus importantes a trait à ses variations de densité en fonction de la température. Contrairement aux autres liquides, l'eau en se congelant se dilate au lieu de se contracter. C'est ainsi que la glace flotte et que le phénomène d'expansion dû à la congélation peut engendrer de fortes pressions destructrices.

En fait, plusieurs variétés allotropiques de glace peuvent exister, dont certaines présentent une densité supérieure à 1. Une glace à structure cubique peut exister en dessous de -110°C. Au moins cinq formes n'existent que sous des pressions supérieures à 200 MPa (2000 atmosphères) jamais atteintes à la surface du globe puisque sous 4000 m de glace antarctique, la pression hydrostatique n'atteint que 35 MPa: les glaces II et III qui se forment à basse température ont une symétrie orthorhombique et sont plus lourdes que l'eau (densités 1.105 et 1.21), les glaces V et VI se rencontrent aux pressions respectivement supérieures à 350 et 600 MPa, la glace VII qui se forme à plus de 5000 MPa a une densité de 1.6 et un point de fusion supérieur à 200°C.

Mais la glace I (ou Ih) à structure hexagonale ouverte est la seule à pouvoir cristalliser et rester stable dans les conditions de pression et température qui régissent à la surface du globe. La structure atomique de cette glace Ih est basée sur la géométrie tétraédrique de la molécule d'eau H₂O. Le cristal solide obtenu est un assemblage tétraédrique répété d'atomes d'oxygène, chacun d'entre eux étant lié à quatre autres atomes d'oxygène par l'intermédiaire d'un atome d'hydrogène. Chaque atome d'oxygène est fortement lié à deux hydrogènes distants de $1.01 \cdot 10^{-10}$ m et plus faiblement à deux autres éloignés de $1.75 \cdot 10^{-10}$ m. L'angle entre deux liaisons est de 109°30', assez proche des 104°31' trouvés dans la molécule d'eau.

La structure obtenue est un empilement de plans à structure hexagonale dans lesquels les atomes d'oxygène sont fortement liés. De plan à plan, les liaisons sont plus lâches. Chaque oxygène possède trois liaisons dans le plan et une seule avec le plan suivant. Ceci définit un "plan basal" le long duquel les déformations (glissement et clivage) ont préférentiellement lieu. La perpendiculaire au plan basal est nommée "axe-c".

2.2 Propriétés.

La densité de la glace Ih pure est de 0.917 à 0°C sous la pression atmosphérique normale de 1013 hPa. A cette pression, elle fond à 0°C. Plus exactement, c'est la température de fusion de la glace sous 1013 hPa que l'on a adoptée comme point zéro de l'échelle Celsius.

La chaleur latente de fusion est de 331.8 kJ/kg. La chaleur spécifique C varie en fonction de la température T de la glace. Elle s'obtient par la relation $C(\text{J/kg/}^\circ\text{C})=2100+7.7 T(^\circ\text{C})$. Le coefficient de conductibilité thermique k_q qui dépend également de T s'exprime par la relation $k_q(\text{W/m/}^\circ\text{C})=0.468+488/(T(^\circ\text{C})+273.15)$. A 0°C, il est alors de 2.25 W/m/°C, soit trois fois inférieur à celui de l'eau à la même température.

Nous avons représenté sur la figure A.2 l'évolution entre -100°C et 0°C de la conductibilité thermique k_q et de la chaleur spécifique C ainsi que celle du coefficient $\alpha=k_q/C$ souvent utilisé dans les équations de conductibilité thermique.

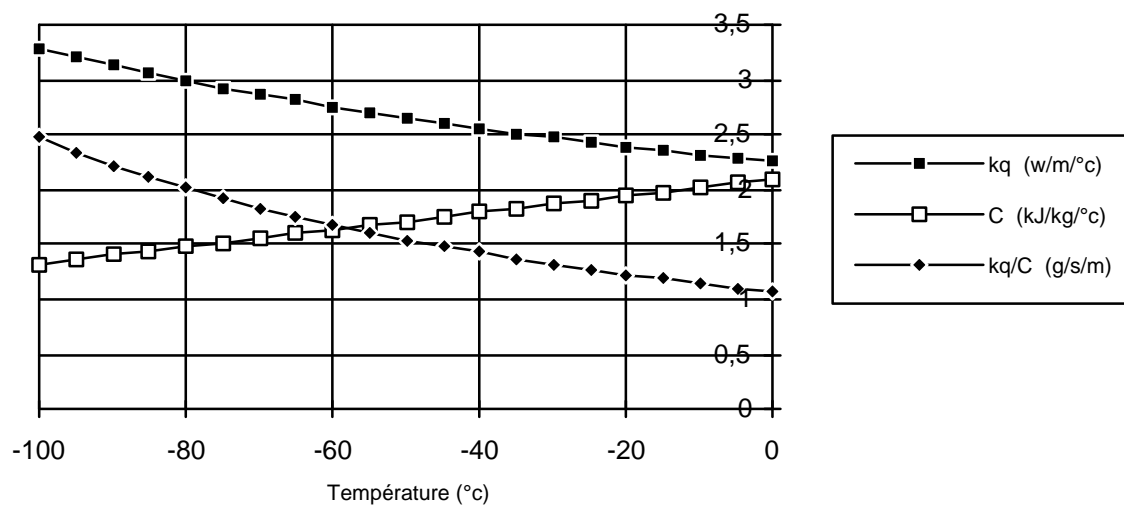


Figure A.2: Conductibilité thermique k_q , chaleur spécifique C et coefficient $\alpha=k_q/C$ de la glace pure entre -100°C et 0°C.

La conductibilité électrique, de 10^{-6} à 10^{-7} /ohm/m, est cent fois inférieure à celle de l'eau. Le coefficient de dilatation cubique thermique, indépendant de la température, est de $1.7 \cdot 10^{-4}$ par degré Celsius.

La tension de vapeur de la glace pure est de 6.11 hPa à 0°C et n'est plus que de 0.39 hPa à -30°C, c'est à dire bien plus faible que celle de l'eau (17hPa à +15°C). Cette faible tension de vapeur de la glace à basse température explique que glaciers et banquises n'émettent que très peu de vapeur d'eau vers l'atmosphère. C'est ce qui confère à ces régions des climats très secs.

Nous aborderons les propriétés mécaniques de la glace dans la partie C.

A-3 LES CYCLES GLACIAIRES.

3.1 Mise en évidence.

L'extension des icebergs comme des autres glaces à la surface du globe dépend fortement des conditions climatiques globales qui y règnent. Ces conditions peuvent varier d'une façon importante d'une époque à l'autre. L'équilibre climatique de la Terre a changé 8 fois au cours du dernier million d'années : dans les zones de montagne et sous les hautes latitudes boréales et australes, des glaciers et calottes glaciaires se sont formés ou étendus. Après des dizaines de milliers d'années, les calottes de plusieurs kilomètres d'épaisseur ont aplani, érodé et marqué les continents jusqu'au centre de l'Europe et des Etats-Unis. La fin des glaciations, en revanche, a été rapide : en quelques milliers d'années, les glaciers ont fondu jusqu'à leur taille actuelle.

Les glaciations résultent de phénomènes astronomiques lents et cycliques : l'orbite de la Terre se déforme, l'inclinaison de l'axe de rotation change et tourne par rapport à sa position moyenne. Ces cycles astronomiques perturbent l'équilibre entre formation et fonte des glaces en modifiant le contraste des saisons.

L'astronome yougoslave Milutin Milankovitch se pencha au début du siècle sur cet "oscillateur astronomique" et montra qu'il était formé de trois composantes : deux qui agissent directement sur les contrastes saisonniers, et une troisième qui couple les deux premières (Figure A.3).

La première composante provient de l'inclinaison de l'axe de la terre. Aujourd'hui égale à $23^{\circ}27'37''$, cette inclinaison oscille entre 21.5 et 24.5 degrés, avec une période de 41 000 ans. Plus l'axe de la terre est incliné, plus les saisons sont contrastées dans les deux hémisphères : les étés sont plus chauds et les hivers plus rudes. Rappelons que les saisons sont déterminées par l'inclinaison du globe par rapport au soleil, et non par la distance Terre-Soleil.

Mais le contraste des saisons dépend également de la forme de l'orbite terrestre. L'excentricité de l'orbite varie avec une période de 10 000 ans. Lorsque l'orbite s'allonge, le contraste des saisons s'accroît dans un hémisphère et s'atténue dans l'autre.

Actuellement, la distance Terre-Soleil est maximale pendant l'hiver austral : les hivers sont donc un peu plus froids et les étés un peu plus chauds dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord.

Une troisième fluctuation astronomique couple l'inclinaison de l'axe de rotation et l'excentricité de l'orbite terrestre : c'est la précession de l'axe de la Terre qui décrit un cercle autour d'une position moyenne en 23 000 ans. Cette précession fait que l'été d'un hémisphère peut avoir lieu au point le plus proche du soleil, au point le plus éloigné, ou en tout point intermédiaire. L'état de précession détermine donc si le contraste des saisons dû à l'inclinaison de l'axe est accentué ou atténué par les variations de l'excentricité. Quand les deux composantes se renforcent dans un hémisphère, elles s'opposent dans l'autre.

Milutin Milankovitch calcula que ces trois phénomènes engendraient sous les hautes latitudes Nord des variations d'insolation estivale atteignant 20 %, suffisantes selon lui pour que les calottes glaciaires s'étendent sur les continents boréaux lors des périodes aux étés frais et aux hivers doux (Figure A.3).

Des travaux divers plus récents ont permis de préciser les dates des glaciations et l'évolution temporelle du volume des glaces. Au cours des 200 000 dernières années, le volume des glaces fut maximal tous les 100 000 ans environ, comme l'excentricité de l'orbite terrestre. Les fluctuations qui se sont superposées à ce cycle (légères variations du volume des glaces) ont eu des périodes d'environ 23 000 et 41 000 ans, respectivement égales aux périodes de la précession et de l'inclinaison de l'axe terrestre.

3.2 Théories.

Trois mystères subsistent cependant. Premièrement l'insolation dépend beaucoup plus des cycles courts que du cycle de 100 000 ans, lequel semble commander les glaciations. Deuxièmement, les variations glaciaires qui devraient être régulières s'avèrent être en dents de scie. La glace s'accumule progressivement pendant près de 100 000 ans, puis fond brusquement en quelques milliers d'années seulement, lorsque les étés boréaux se réchauffent. Troisièmement, enfin, on s'aperçoit que les glaciers ont évolué parallèlement dans les deux hémisphères alors que les saisons ont évolué différemment au Nord et au Sud; mais comment les variations d'insolation à la latitude de l'Islande

ont-elles pu déterminer la croissance des glaciers en Tasmanie, en Nouvelle-Zélande et dans les Andes du Sud ?

Plusieurs hypothèses ont été émises pour tenter d'expliquer ces trois phénomènes. On a envisagé un enfoncement des roches à partir d'une certaine masse critique des glaciers, ce qui accélérerait la fonte des glaces amenées alors à une altitude moindre, donc à une température plus élevée. On a évoqué la montée des eaux due à la fonte des glaces boréales, ayant pu démanteler les glaciers de l'hémisphère sud qui avaient envahi les plates-formes continentales abandonnées par les océans, et cela même si la température n'y avait pas baissée. On a encore envisagé que les immenses calottes glaciaires de l'hémisphère nord aient pu refroidir tout le globe par une forte augmentation de l'albédo. Aucune de ces hypothèses n'arrive cependant à apporter de réponse satisfaisante aux trois phénomènes observés.

Wallace Broecker et George Denton (1990) proposent une théorie très différente : les glaciations résulteraient de phénomènes climatiques beaucoup plus généraux. Les variations des contrastes saisonniers semblent faire basculer le mode de fonctionnement du système Océan-Atmosphère, fortement couplé, entre deux modes stables bien différents. A chaque basculement, la circulation océanique et la répartition de la chaleur se modifient tout autour du globe, les propriétés de l'atmosphère et les climats changent.

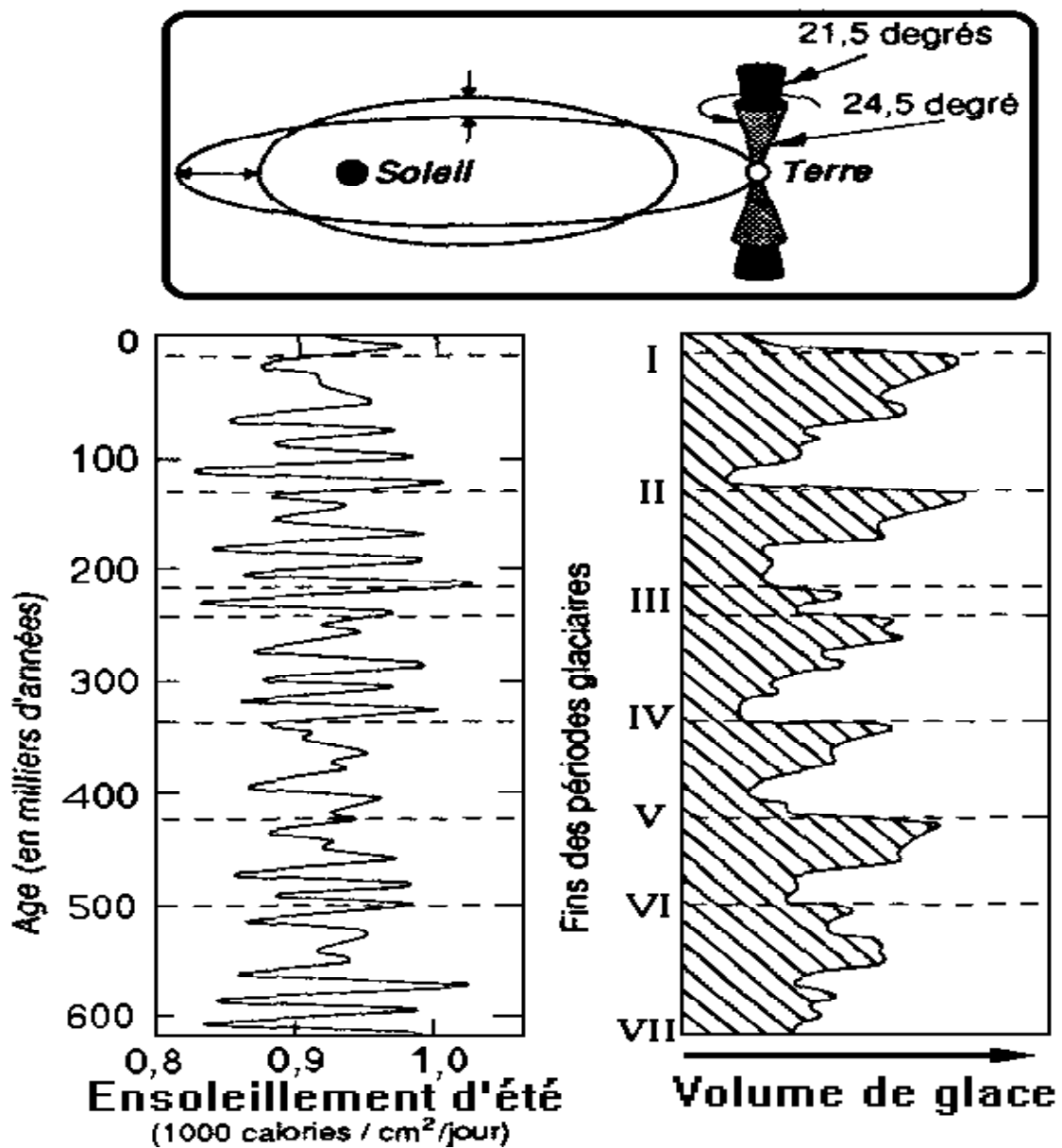


Figure A.3: Astronomie et paléoclimats.

Les cycles astronomiques (*haut de la figure*) déterminent les cycles glaciaires. L'excentricité de l'orbite terrestre, l'orientation de l'axe de rotation (qui trace lentement un cône dans l'espace) et l'inclinaison de l'axe (qui agit sur la largeur du cône) varient cycliquement avec des périodes respectivement égales à 100 000, 23 000, et 41 000 ans. L'effet de ces variations sur l'insolation estivale aux hautes latitudes boréales est indiqué à gauche; la courbe de droite représente le volume des calottes glaciaires, déterminé par les études géochimiques de sédiments sous-marins. Le volume de glace s'est progressivement amplifié pendant environ 100 000 ans, puis a diminué brusquement lorsque l'insolation s'accrût sous les hautes latitudes de l'hémisphère nord (le contraste des saisons est moins fort dans l'hémisphère sud; les variations de ce contraste, dans l'hémisphère nord, semblent commander les glaciations). *d'après Broecker et Denton (1990).*

Actuellement, un courant salé profond gigantesque parcourt les océans du globe. Chaque hiver, aux environs de l'Islande, une eau très salée s'écoulant vers le nord à une profondeur moyenne (peut-être de 800 m) remonte sous l'action des vents qui balayent la surface. Cette eau exposée à l'air froid se refroidit, passant de plus dix à plus deux degrés et, devenant très dense, s'enfonce jusqu'au fond de l'océan. Ce flux tourne alors pour s'écouler vers le Sud, passe aux abords de Terre-Neuve, longe le rift atlantique par l'ouest puis contourne le Cap de Bonne Espérance pour rejoindre le courant profond circum-Antarctique qui alimente les autres océans : l'océan Indien par un courant qui longe la côte Est de Madagascar puis remonte jusqu'en Inde, le Pacifique par un courant qui contourne la Tasmanie, traverse la mer de Tasman puis remonte jusqu'aux Aléoutiennes.

Le débit du courant profond de l'Atlantique Nord est considérable : il est 20 fois supérieur à celui de tous les fleuves du monde. La formation de cette eau profonde dégage une quantité de chaleur non-négligeable, qui égale 30 pour cent de l'énergie solaire reçue par la surface de l'Atlantique Nord. Cette chaleur supplémentaire est responsable des hivers très doux de l'Europe de l'Ouest, souvent attribués à tort au Gulf Stream, qui se termine plus au Sud.

Si tous les effets d'un tel courant sur le climat terrestre global sont loin d'être connus avec précision, il paraît légitime d'estimer que son influence est tout sauf négligeable. Or des études récentes, en particulier les mesures de concentration en Cadmium des foraminifères vivant au fond des océans menées par Edward Boyle, du Massachusetts Institute of Technology, ont montré que ce grand courant atlantique nord avait été bloqué lors de la dernière glaciation et rétabli il y a 14 000 ans, à la fin de cette glaciation. La circulation océanique mondiale en a sans doute été très perturbée.

Broecker et Denton pensent donc que ces modifications simultanées du fonctionnement des océans et de l'atmosphère indiquent une réorganisation importante du système global océan-atmosphère, le basculement d'un état glaciaire à un état interglaciaire. Plus généralement les cycles glaciaires leur semblent résulter de brusques changements d'état du système océan-atmosphère.

Les grands programmes scientifiques internationaux en cours dans les domaines de la circulation océanique mondiale, du couplage océan-atmosphère ou de la paléoclimatologie devraient progressivement permettre de mieux évaluer la validité de l'hypothèse de Broecker et Denton. Parmi ces ambitieux programmes de recherche figurent entre autres :

TOGA : Tropical Ocean and Global Atmospheric Program.
TAO : Tropical Atmospheric Ocean Array.
COARE : Coupled Ocean-Atmosphere Experiment.
WOCE : World Ocean Circulation Experiment.
JGOFS : Joint Global Ocean Flux Study.

A-4 LES GLACES POLAIRES ET LEUR ETENDUE ACTUELLE.

La limite du monde des glaces est assez bien définie par l'isotherme annuel moyen zéro. La glace se perpétue convenablement à l'intérieur de cette limite, même si ses meilleures conditions de persistance sont une température moyenne annuelle inférieure à -10°C et un maximum annuel restant négatif. C'est ainsi qu'au delà des cercles polaires, les surfaces dépourvues de glaces se font rares :

La banquise envahit les océans arctique et circum-antarctique, surtout au plus fort de l'hiver. Des inlandsis recouvrent la quasi-totalité de l'Antarctique et du Groenland, des calottes glaciaires existent au Spitzberg, en Nouvelle-Zemble, dans l'est de l'arctique canadien sur les îles d'Ellesmere, de Devon et de Baffin, déversant iceberg sur iceberg dans les mers environnantes. Le sol des zones non englacées est souvent gelé en permanence. Environ 10% de la surface du globe sont couverts en permanence par de la glace, dont 90% en Antarctique et 6% au Groenland.

4.1 Inlandsis et calottes glaciaires.

Un inlandsis (ice sheet) est une masse de glace de glacier (donc obtenue par compactage de la neige) de superficie supérieure à $50\,000\text{ km}^2$. L'épaisseur de glace peut atteindre 4 000 mètres.

Une calotte glaciaire (ice cap) est un dôme de glace de glacier de superficie inférieure à $50\,000\text{ km}^2$ et se trouve en général dans des régions élevées.

Lorsqu'un inlandsis ou une calotte glaciaire rencontre la mer, il peut se former une plate-forme de glace flottante (ice shelf) comme celle de Ross qui s'étend sur $600\,000\text{ km}^2$ avec une épaisseur de 400 à 500 m. Une plate-forme vèle des icebergs (cf. chapitre B-3) ce qui limite son extension vers le large. Ses bords abrupts constituent en Antarctique les célèbres barrières que les explorateurs eurent tant de mal à franchir, comme celles de Ross (834 km de long), de Shackleton ou de Filchner.

Si inlandsis ou calottes glaciaires s'arrêtent à terre, ils envoient des "glaciers émissaires" ressemblant fort aux glaciers de montagne qui peuvent atteindre la mer et y vèler des icebergs.

Il arrive que des "courants de glace" (ice streams) s'individualisent dans un inlandsis ou une calotte. La glace s'y écoule plus vite que dans les zones adjacentes et ces courants sont bordés d'impressionnantes crevasses de cisaillement. La plupart des "glaciers" antarctiques se déversent dans la mer, comme le glacier de l'Astrolabe, sont issus de tels courants de glace.

L'épaisseur des inlandsis peut se compter en milliers de mètres et celle des plates-formes de glace en centaines de mètres, bien loin des quelques mètres de la banquise. La plus grande épaisseur observée est de 4776 mètres dans le bassin sous-glaciaire Astrolabe dans l'Antarctique oriental par $69^{\circ}54'$ Sud - $135^{\circ}12'$ Est. Ces mesures sont effectuées par radioéchosondages aéroportés dans la gamme de fréquence 30-300 MHz à laquelle la glace est transparente. La précision obtenue atteint désormais 1%.

Il y a 20 000 ans, lors de la dernière glaciation, existaient l'inlandsis Laurentide posté sur le nord du Canada et l'inlandsis Fenno-Scandien sur l'Europe Septentrionale. Mais il ne subsiste plus aujourd'hui que les inlandsis de l'Antarctique Oriental, de l'Antarctique Occidental et du Groenland.

L'inlandsis de l'Antarctique oriental est le plus vaste avec ses $10\,350\,000\text{ km}^2$ (la superficie de l'Europe jusqu'à l'Oural). Plates-formes flottantes incluses, il représente 26 millions de km^3 de glace, soit 78% des glaces terrestres. Dans la partie centrale, l'épaisseur est généralement supérieure à 3000 mètres. L'altitude atteint 4000 mètres au dôme Argus, 3600 au dôme Circé (dit "dôme C") et 3500 au dôme Titan.

L'inlandsis de l'Antarctique occidental est séparé du précédent par la chaîne des montagnes Transantarctiques qui culminent à 4528 mètres au Mont Kirkpatrick. Nettement plus petit, il couvre $1\,970\,000\text{ km}^2$, auxquels il convient cependant d'ajouter les $540\,000\text{ km}^2$ de la plate-forme de Ross et les $530\,000\text{ km}^2$ de celle de Ronne-Filchner en mer de Weddell. La masse de glace est ancrée sur un substratum souvent situé en dessous du niveau de la mer et qui le resterait en l'absence de glace après ajustement isostatique.

L'inlandsis groenlandais qui couvre 1 730 000 Km² est formé de deux dômes de glace : le dôme septentrional, 3200 mètres d'altitude, vers 72/73° Nord et le dôme méridional, 2800 mètres. Une dépression orientée Est/Ouest qui descend à 2000 mètres sépare ces deux dômes. L'épaisseur de glace dépasse les 3000 mètres dans les parties centrale et septentrionale. Contrairement à ce qui se passe en Antarctique, la mer n'est ici atteinte qu'en des zones réduites. A la pointe Nord, le "pays de Peary", vaste comme le Danemark, est libre de glaces.

Le volume et la distribution géographique de la multitude d'icebergs produits par ces inlandsis et calottes de glace, ainsi que les problèmes que leur existence peut poser, seront précisés dans la partie B.

4.2 Permafrost.

De manière générale "Permafrost" (en français "Pergélisol" ou "Permagel", très peu usités) est le nom donné à l'épaisseur de sol dans laquelle la température est inférieure à 0°C pendant une longue période, plusieurs années au moins. On peut ainsi y trouver de la "glace de sol". On trouve le permafrost sur environ 15% de la surface des terres émergées.

On distingue le permafrost continu où le sol gelé est présent partout et le permafrost discontinu où le sol n'est gelé que localement, principalement sous d'épaisses couches de tourbe isolantes qui protègent un permafrost fossile menacé par des conditions climatiques devenues plus clémentes.

On trouve le permafrost continu :

- dans tout le tiers septentrional de l'Alaska au nord du fleuve Yukon.
- au Canada dans la majeure partie des territoires du Nord-Ouest, dans l'archipel Arctique, dans le Manitoba jusqu'au Sud de la baie d'Hudson et dans le Nord-Ouest du Québec.
- en Asie, sur l'essentiel de la Sibérie de la Nouvelle Zemble à l'Ouest jusqu'au Pacifique à l'Est.

Cette distribution correspond à celle des masses d'air anticycloniques polaires. Celles-ci sont responsables d'hivers froids et secs pendant lesquels aucune épaisse couche de neige ne vient isoler le sol du froid.

Le permafrost discontinu se trouve en bordure du précédent.

- en Amérique du Nord, sa limite sud passe par la côte Pacifique de l'Alaska, le lac Winnipeg, le sud de la baie James et la côte méridionale du Labrador.
- en Europe on le trouve dans le nord de la Scandinavie.
- en Asie, il descend jusqu'en Chine, en Mongolie, et envahit l'île de Sakhalin.

Sous les inlandsis du Groenland et de l'Antarctique, la présence du permafrost est irrégulière. Lorsque le manteau de glace est épais, il peut constituer un écran thermique suffisamment efficace pour empêcher l'existence du permafrost.

Il arrive de trouver du permafrost sous-marin dans les plates-formes continentales immergées nord-américaines et sibériennes. C'est un permafrost fossile d'origine continentale submergé par la montée du niveau marin.

Le permafrost peut dépasser 1000 mètres d'épaisseur. On en a détecté 1450 mètres dans le bassin supérieur de la rivière Markha en Sibérie. Ces mesures se font par sondages thermiques ou méthodes sismiques.

Avec la construction sur permafrost apparaissent de gros problèmes de tassements globaux ou différentiels. La présence des structures provoque généralement un réchauffement suivi d'une fonte de glace de sol et d'une diminution importante de la résistance mécanique du sol. L'oléoduc traversant l'Alaska a ainsi dû être monté sur des pieux réfrigérés.

4.3 Glace de mer.

C'est la glace obtenue par congélation des couches supérieures d'eau de mer. Pour une eau de salinité

moyenne (35 grammes par litre), la température de congélation est d'environ -1.8°C . L'eau ne syncristallise avec aucun des sels minéraux que contient l'eau de mer. Il se forme de la glace pure qui ne peut cependant s'empêcher d'emprisonner des cristaux de sel et des poches de saumure. Divers phénomènes de migration, résumés par Regrettier (1990), permettent à la salinité de la glace de mer de diminuer au cours du temps. C'est ainsi que certains pêcheurs tirent leur eau douce de fragments de banquise pluriannuelle. L'eau de mer ne possède pas comme l'eau douce de maximum de densité à 4°C , et l'eau qui se refroidit s'alourdit et coule, créant un brassage d'eau jusqu'à ce que toute l'épaisseur de la mer soit au plus froid. Il faut ainsi une température atmosphérique nettement inférieure à -1.8°C et maintenue plusieurs jours avant que le gel de la surface ne commence. Bilello (1960) a estimé que le gel de la mer commençait après 9 à 36 degrés.jours de froid inférieur à -1.8°C . On trouvera des descriptions de formation de glace de mer chez Tabuteau (1956), Rivolier et Duhamel (1956) et Regrettier (1990).

Dans l'hémisphère nord, la glace de mer est principalement confinée à l'Océan Arctique, en position polaire et entouré de terres émergées. La variation saisonnière est ainsi raisonnable. Le maximum d'étendue hivernal est d'environ 11.7 millions de km^2 pour un minimum estival de 5.2 millions de km^2 (Mangone, 1987). Le déplacement de cette glace se résume à un grand mouvement tournant dextre en mer de Beaufort ainsi qu'à un transfert transpolaire amenant la glace de Sibérie orientale au Groenland (figure A.4). Conséquence directe : la banquise de la mer de Beaufort est plutôt épaisse (plusieurs mètres), pluriannuelle (jusqu'à 10 ans d'âge) et parcourue de crêtes de pression alors que des côtes sibériennes au pôle, on trouve de la glace de l'année (fast ice) d'environ 1 mètre d'épaisseur.

En Antarctique, l'extension de la banquise s'effectue radialement depuis le continent et n'est limitée par aucune masse continentale, les caps Horn (Amérique du Sud), Agulhas (Afrique du Sud), Sud-Est (Tasmanie) et Sud-Ouest (Nouvelle-Zélande) étant bien loin. La variation saisonnière est ainsi importante. La banquise du mois d'août peut représenter 18.8 millions de km^2 , bien loin des 2.6 millions de km^2 du mois de mars (Mangone, 1987). La banquise antarctique connaît un mouvement divergent vers le nord ainsi qu'un déplacement Est-Ouest sous l'effet du courant marin ceinturant le continent. Ce dernier déplacement s'inverse une fois passée la ligne de convergence antarctique (figure A.5).

Les problèmes d'interaction entre glace de mer et structures se répartissent en deux grandes catégories :

-phénomènes quasi-statiques consécutifs à la prise de glace sur la structure elle-même ou à un emprisonnement dans de la "glace fixée" (fast ice) ancrée au rivage.

-phénomènes dynamiques lors d'impacts de plaques de glace dérivantes. Les effets en sont accrus lorsque les structures présentent une certaine souplesse. Des phénomènes de résonance destructeurs peuvent apparaître. Le "caisson mobile arctique Molikpaq" fut ainsi à deux doigts de la destruction en avril 1986 au contact d'un floe de glace pluriannuelle en mer de Beaufort (un floe est un élément flottant mobile de glace de mer).

4.4 Glace de lac et de rivière.

L'eau douce présente un maximum de densité à $+4^{\circ}\text{C}$. Le refroidissement d'une eau de surface inférieure à $+4^{\circ}\text{C}$ s'accompagne alors d'une diminution de densité et ne provoque aucun brassage d'eau. La glace de lac ou de rivière peut se former très rapidement et déborde largement des zones dites polaires. L'interaction avec les structures immergées, notamment les piles de pont, présente à une échelle différente les mêmes problèmes que pour la glace de mer.

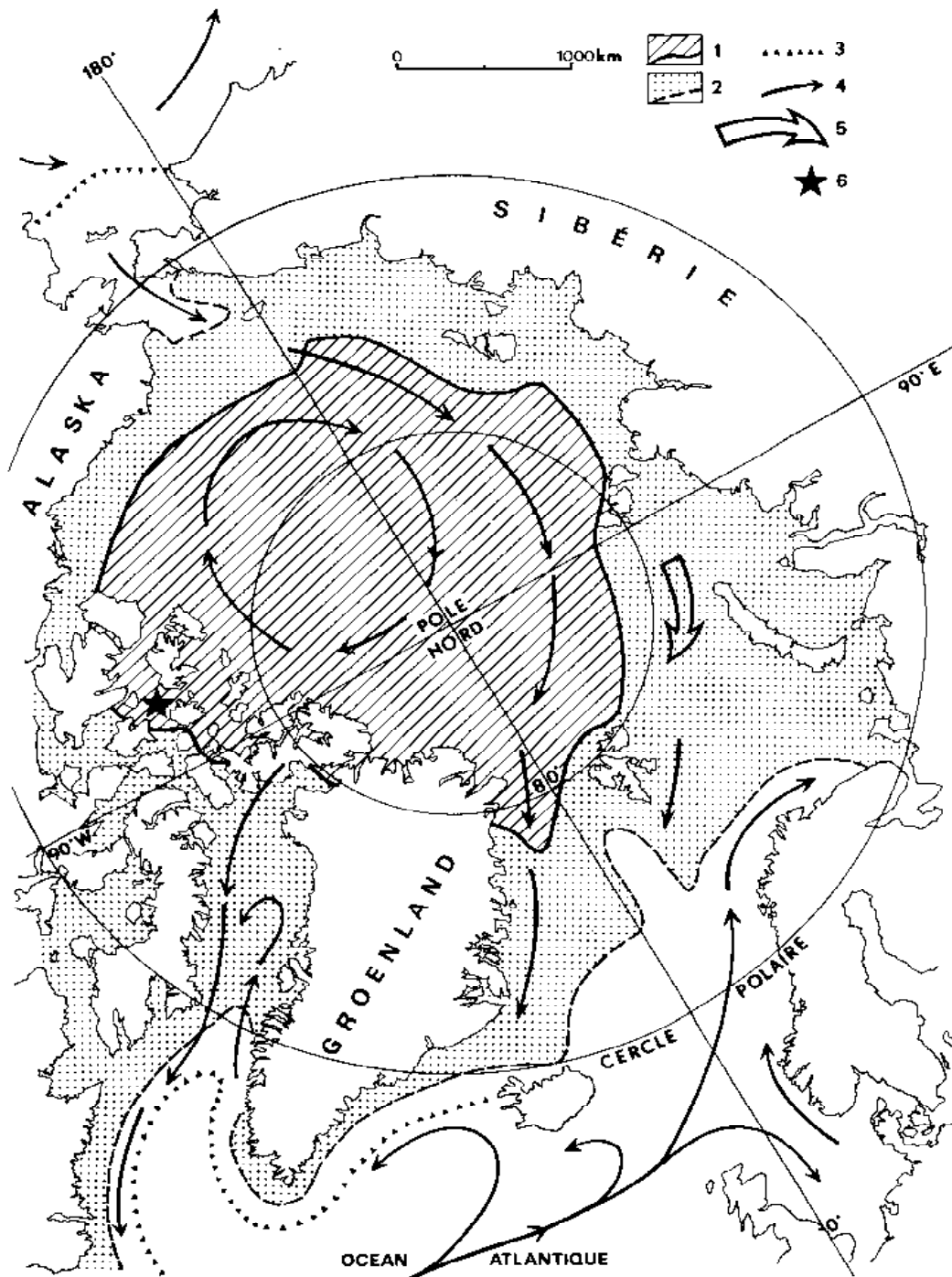


Figure A.4: Arctique et glaces flottantes.

Abréviations: 1, banquise permanente. 2, extension maximale du pack en hiver boréal; il lui arrive souvent de se souder au continent. 3, dérive extrême des icebergs. 4, courants marins. 5, sens de rotation des glaces polaires. 6, pôle magnétique nord (position révolue). Noter la remontée d'eau chaude de l'atlantique nord. *chez Demangeot (1990); d'après Guilcher (1979), Dietrich et Ulrich (1968).*

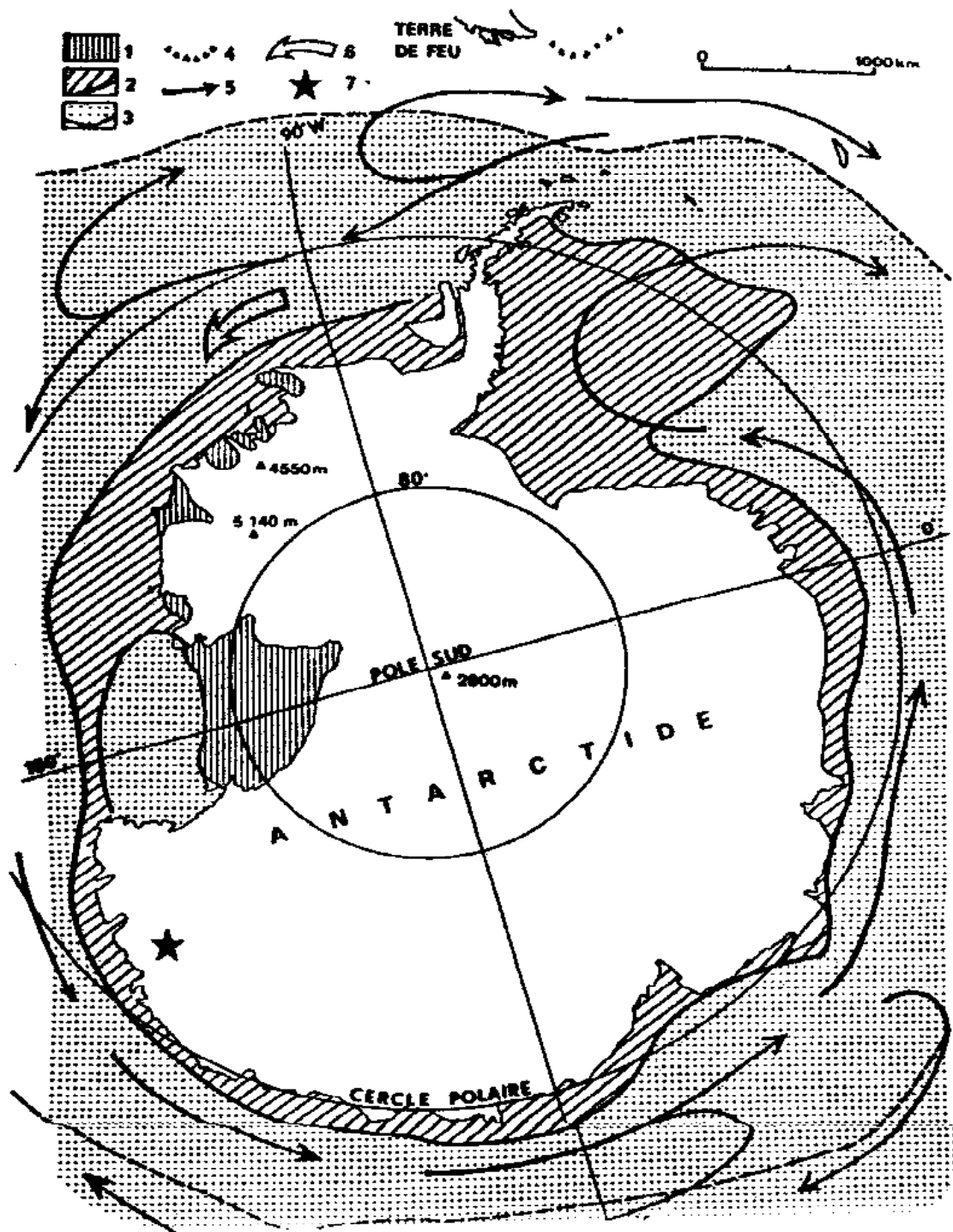


Figure A.5: Antarctique et glaces flottantes.

Abréviations: 1, la plateforme de glace flottante (ice shelf) permanente. 2, la glace de mer (sea ice) permanente. 3, extension maximale de la glace de mer en hiver austral. 4, dérive extrême des icebergs. 5, courants marins. 6, sens de rotation des glaces polaires. 7, pôle magnétique sud (position révolue). chez Demangeot (1990); d'après Guilcher (1979), Dietrich et Ulrich (1968).

A-5 EXPLORATIONS ET DECOUVERTES.

5.1 De l'Antiquité à la Renaissance: l'apprentissage du globe terrestre.

Dans l'Antiquité, alors que le bassin méditerranéen est le centre du monde civilisé et que Copernic est encore bien loin, la conception primitive de la géographie est peu favorable à l'idée d'autres mondes terrestres. D'Homère jusqu'à Hécate de Millet (fin du 6ème siècle avant J.C.), la terre habitée, ou oekoumène, est conçue comme un disque plat encerclé par un fleuve-océan infranchissable.

Mais rapidement, les Pythagoriciens émettent l'hypothèse de la rotondité de la Terre, ces philosophes considérant la sphère comme la figure la plus parfaite et la plus harmonieuse.

Aristote (384-322 av. J.C.) reprend cette conception mais en l'étayant scientifiquement : analogie avec les autres corps célestes, ombre projetée par la terre sur la lune lors d'éclipses... Simultanément se précise la théorie des zones, d'origine également pythagoricienne : la terre serait divisée en cinq grandes zones, grossièrement délimitées par les deux cercles polaires et les deux tropiques : une zone froide boréale, une zone tempérée boréale, une zone torride, une zone tempérée australe et une zone froide australe. Parménide (504-450) avait été l'un des premiers à préciser que la zone torride était inhabitable et probablement infranchissable. Erastothène (284-195), grec originaire d'Alexandrie, tenta en 250 avant J.C. une mesure des dimensions du globe. Il compara la différence d'inclinaison des rayons solaires sur Alexandrie et sur le fond d'un puits situé 900 km plus au sud au bord du Nil, à Syène. D'un calcul mathématique simple, il conclut que la circonférence de la terre était de 40 234 km et son diamètre de 12 875 km. Ces chiffres sont supérieurs de 150 km seulement à ceux obtenus 2 200 ans plus tard lors des travaux scientifiques de l'Année Géophysique Internationale (1956-59), soit une erreur de quelque 1% !

L'idée d'Antichtones (terres opposées) et de leurs éventuels habitants (Antipodes) est apparue avec Pythagore au 6^e siècle avant J.C. Elle se développe et se précise petit à petit. Cratès de Mellos (2^e siècle avant J.C) évoque deux Oekoumènes dans l'hémisphère nord et deux Antichtones dans l'hémisphère sud, séparés par deux Océans perpendiculaires, et parfaitement inaccessibles l'un à l'autre. Ptolémée, géographe d'Alexandrie, dresse au 1^{er} siècle une carte de la terre sur laquelle apparaît au Sud une immense "Terra Incognita" rattachée à l'Afrique et fermant tous les Océans. Cette carte sera largement diffusée jusqu'au 16^e siècle. La vision de l'Antarctique y est assez floue, se limitant à une petite zone de "Mare Glaciale". En 330 avant J.C., le navigateur et géographe grec de Marseille Pythéas avait bien exploré les côtes du Nord de l'Europe et probablement atteint l'Islande, mais personne n'était allé plus loin.

L'apparition du christianisme et son interprétation littérale des textes sacrés fait rejeter la plus grande partie de l'héritage scientifique gréco-latin et amène une époque de négation et de régression scientifique. L'idée de peuples inconnus dont la bible ne parle pas, et qui n'auraient pas eu la révélation du vrai Dieu, ne peut-être qu'une vulgaire hérésie.

Tout redémarre au quatorzième siècle. Les humanistes redécouvrent les auteurs de l'Antiquité et les navigateurs portugais se lancent à l'assaut de l'Atlantique sud. Il faut d'abord résoudre le problème de la zone torride réputée infranchissable (mer bouillante et paysages de désolation) pour tenter d'avoir accès à l'hémisphère sud et trouver un passage vers les Indes. Ils y trouvent une végétation verdoyante et des populations nombreuses. Mais les Antipodes ne les intéressent pas. Ils sont à la recherche d'un passage vers l'Océan Indien. Barthélémy Dias atteint le Cap de Bonne Espérance en 1488, puis Vasco de Gama le franchit en 1497 et ouvre la porte des Indes. Après la découverte de l'Amérique par Christophe Colomb en 1492 et l'exploration en 1501 des côtes du Brésil par Amerigo Vespucci, l'espagnol Magellan effectue de 1519 à 1522 une circumnavigation ouest après avoir découvert le détroit qui porte son nom. En moins de cinquante ans, on a découvert un nouveau continent, prouvé que la terre était ronde et sillonné les trois zones centrales. Il reste maintenant à s'attaquer aux deux zones froides et à leurs menaçantes glaces flottantes.

5.2 L'Arctique.

Les voyages d'exploration qui vont être menés en Arctique peuvent être regroupés en 3 catégories:
-la recherche des passages du Nord-Ouest (Atlantique-Pacifique par le Nord du Canada) et du Nord-Est

- (par le Nord de l'Europe et de la Sibérie);
- la course vers le pôle;
- l'exploration et la colonisation des terres.

-Les passages du Nord.

Les premières expéditions à la recherche du passage du Nord-Ouest sont surtout l'apanage de navigateurs britanniques : Martin Frobisher, avec trois voyages de 1576 à 1578, John Davis, également trois voyages de 1585 à 1587, Henry Hudson, toujours trois voyages de 1607 à 1610, qui découvre la baie d'Hudson, puis John Ross en 1818. Edward Pany découvre la moitié du passage jusqu'à l'île Melville en 1819-20 avec l'*Hecla* et le *Griper*.

Au retour de son fructueux voyage exploratoire en Antarctique (1840-41), le grand explorateur polaire James Clark Ross se "range des navires" sur l'injonction de sa jeune épouse. Sir John Franklin tout juste relevé de ses fonctions de Lieutenant-Gouverneur de Tasmanie (1837-43) se voit alors confier par l'amirauté britannique les deux navires laissés vacants pour une nouvelle expédition à la recherche du passage du Nord-Ouest. L'*Erebus* et le *Terror* appareillent en juin 1845. L'expédition aurait peut être découvert le passage si les deux navires n'étaient passés par l'Est de King William Island au lieu de l'Ouest. Le 22 avril 1848, les provisions se faisant rares, les 105 survivants (sur 129) abandonnent les deux navires bloqués depuis 19 mois dans les glaces. Franklin est mort le 11 juin 1847 et c'est sous les ordres du capitaine Crozier, commandant du *Terror*, que la petite troupe se dirige vers l'embouchure de la Great Fish River. Pas un n'y parviendra. Ils meurent de froid et de faim les uns après les autres. Mac Clinton retrouvera au printemps 1859 leurs restes égrenés sur 250 km. Mais cette tragédie va susciter une débauche d'explorations qui achèvent en dix ans le relevé cartographique de l'arctique canadien. Sous la houlette de Lady Jane Franklin, épouse du disparu, les expéditions britanniques, américaines ou russes à la recherche de l'*Erebus* et du *Terror* se multiplient : une quarantaine en dix ans. En 1850, pas moins de quatorze navires croisent dans la région à la recherche de Franklin. Arrivé par l'Ouest après avoir doublé le Cap Horn et franchi le détroit de Bering, l'*Investigator* aux mains de Mac Clure se voit bloqué dans la Bay of Mercy, sur la côte Nord de Banks Island. L'expédition de Kellet et Mac Clintock à bord du *Resolute* et de l'*Intrépide* arrivés par l'Est, trouve presque par hasard un message de Mac Clure lors d'un raid en traîneau. Mac Clure et le reste de son équipage sont récupérés bien mal en point alors qu'ils s'apprétaient à abandonner leur navire. Ils seront les premiers à franchir le passage de bout en bout, mais en changeant de navire et avec un long trajet intermédiaire en traîneau. Cette fructueuse décennie s'achève avec la fameuse expédition de Mac Clintock à bord du yacht à vapeur *Fox* acheté par Lady Jane Franklin qui se refuse toujours à accepter la mort officielle de son mari décrétée par l'Amirauté britannique. L'expédition retrouve enfin les derniers messages laissés par Crozier et les restes de la fuite vers Great Fish River, reconnaît 1300 km de nouvelles côtes et surtout parfait la technique des raids rapides à traîneau dont Mac Clintock s'est fait le spécialiste. Si toutes ces expéditions ont découvert et reconnu le passage du Nord-Ouest, il faut attendre 1903-05 avant que le talentueux norvégien Amundsen ne le franchisse à bord du *Gjoa*, de la mer de Baffin au détroit de Bering. C'est la glace de mer et non les icebergs qui menacent toutes ces expéditions. Les navires s'y retrouvent souvent bloqués de longs mois et, s'ils ne sont pas broyés, se vident rapidement de leurs réserves de nourriture.

Le russe Vilkitski réalise en 1913-1915 la première traversée du passage du Nord-Est (d'Est en Ouest) avec le *Taimyr* et le *Vaigatch*. Les premiers partis à la recherche de ce passage avaient été les britanniques Sir Hugh Willoughby et Chancellor (1553), puis le Hollandais Willem Barents, auteur de trois voyages de 1594 à 1597. Le russe Vitus Bering, puis la grande expédition arctique russe, explorèrent les côtes du Nord de la Sibérie et le détroit de Bering de 1725 à 1742. Ce détroit avait été franchi en 1648 par le cosaque Dezhnev.

Largement utilisé par des convois soviétiques précédés d'immenses brise-glaces, ce passage du Nord-Est a été traversé seul en 1940 par le navire corsaire allemand *Komet* qui s'en allait opérer dans le Pacifique Sud. Le premier navire commercial occidental à effectuer la traversée dans un convoi soviétique fut le ravitailleur polaire *L'Astrolabe* (battant pavillon des Kerguelen), en 1991.

-La course vers le pôle.

En 1909, les américains Peary et Cook annoncent qu'ils ont atteint le pôle, respectivement en avril 1908 et avril 1909. Mais leurs compte-rendus sont très flous et il semble impossible qu'ils aient pu l'atteindre effectivement. Tout avait commencé par divers essais en bateau : Georges Nares (G.B.) atteint la latitude 83°20'N en 1875 avec l'*Alert* et le *Discovery*, Nansen (Norv.) se laisse dériver avec le *Fram* de 1893 à 1896. Mais la glace de mer gêne par

trop l'évolution des navires. Les explorateurs se tournent alors vers la marche et l'usage des traîneaux à chiens : Peary atteint 84°17'N en 1891-1902 puis 87°06'N en 1905-1906. Ils exploitent ensuite les tout nouveaux moyens aériens. Le 21 mai 1925, le norvégien Amundsen (le vainqueur du pôle Sud) et l'américain Ellsworth se posent à 87°44' N avec des hydravions Dornier Wal. Il leur faudra trois semaines pour s'aménager une piste d'envol et regagner le Cap Nord. L'américain Byrd annonce en 1926 avoir atteint le pôle en avion, performance contestée en raison de la météo et de la vitesse de l'avion. Le 12 mai 1926, l'ingénieur italien Umberto Nobile, Amundsen et Ellsworth survolent le pôle à bord de *Norge*, un dirigeable conçu par Nobile acheté par les Norvégiens. Ils descendent à 200 mètres d'altitude et larguent les trois pavillons de l'expédition. Là où certains prévoient un continent, ils n'aperçoivent que de la banquise recouvrant ce qui s'appelle désormais l'Océan Arctique.

Le 23 mai 1928, Nobile survole une nouvelle fois le pôle à bord d'un second dirigeable, *Italia*, qui s'écrase sur le chemin du retour. Dix-huit navires, vingt-deux avions et mille cinq cent hommes originaires de six pays participent aux recherches. L'aide spontanée d'Amundsen est refusée par Mussolini qui le considère comme ennemi de l'Italie. Amundsen cherche alors à partir à tout prix et embarque le 18 juin à bord d'un Latham 47 fourni par le gouvernement français, peu adapté aux vols polaires. On ne le reverra jamais. Nobile est récupéré le 24 juin par un monomoteur suédois, et embarque à bord du navire russe *Krassin* qui récupère le 10 juillet les cinq survivants de l'expédition.

-L'exploration et la colonisation des Terres.

Saint Patrick convertit l'Irlande au christianisme dès le 4^e siècle. Les monastères fleurissent rapidement. Pour s'éloigner des quelques pensées perverses qui peuvent les atteindre jusqu'aux tréfonds des cloîtres, les moines partent seuls sur de frêles esquifs. Ils s'aventurent loin dans l'Atlantique nord, aperçoivent des icebergs, des volcans actifs et atteignent probablement l'Islande et les îles Féroé (Duplessy et Morel, 1990). Les conditions météo doivent alors être plus favorables qu'aujourd'hui pour que ces fragiles bateaux survivent au voyage. Sous les rois fainéants et Charlemagne (7^e, 8^e siècles) les conditions semblent devenir plus rudes sur l'Atlantique et ces croisières dans le grand Nord cessent d'être à la mode. Aucune collision avec un iceberg n'a encore été relatée.

L'Islande est colonisée au 9^e siècle. Le querelleur chef de clan norvégien Erik le Rouge s'y installe en 980 après avoir été banni de Norvège. De nouveau compromis dans des rixes meurtrières, il est condamné à l'exil et doit quitter l'Islande, probablement en 982. Il s'élance à l'Ouest vers un pays quasi-inconnu découvert une soixantaine d'années plus tôt par un navigateur égaré. Il découvre un Vert Pays (Groenland) dont il revient vanter les mérites aux Islandais. Les récentes analyses de carottes de glace de l'inlandsis groenlandais montrent qu'un climat exceptionnellement tempéré a régné sur le pays du début du 7^e jusqu'au 12^e siècle (Duplessy et Morel, 1990). Il est alors sans doute bien plus vert qu'aujourd'hui. Deux centres de colonisation sont implantés au fond de fjords bien protégés. Sur les pentes herbeuses paissent chevaux, porcs et moutons. Les restes de plus de 300 fermes ont été retrouvés. Ces colonies vikings sont florissantes et l'on envoie de nouveaux colons plus à l'ouest s'installer dans le Vinland, que l'on suppose correspondre au Nord de Terre Neuve. Le climat commence à se dégrader à la fin du 12^e siècle. Les phoques migrent vers le Sud, suivis par les Esquimaux qui cohabitent mal avec les Vikings. Les récoltes deviennent de plus en plus aléatoires. L'extension des glaces flottantes rallonge la route maritime avec l'Islande. Le dernier navire revient du Groenland en 1347. Ce qu'il advint à tous les navires qui disparurent ensuite corps et biens reste un mystère. Ils furent sans doute perdus, submergés par les tempêtes, mais aussi peut-être déchiquetés par ces icebergs et ces floes qui descendaient toujours plus au sud. Au début du 15^e siècle, un bateau norvégien fait relâche au Groenland et n'y trouve qu'un village désert. Les archéologues ont retrouvé des squelettes d'hommes anormalement petits, souffrant de malnutrition et de rachitisme. Le dernier descendant des hardis vikings d'Erik le Rouge est probablement mort de faim, victime de l'évolution des climats et d'une situation économique qui n'incitait plus guère les armateurs norvégiens à commercer avec le "pays vert". Les norvégiens reviennent au Groenland au début du 18^e et fondent sa capitale Godthaab. Dès 1721, le pasteur Hans Egede colonise le pays pour le Danemark et la Norvège et y propage l'Évangile.

John Franklin découvre en 1819-1822 par voie de Terre la deuxième moitié du passage du Nord-Ouest, de l'île Melville à l'Alaska. Le russe Ferdinand Von Wrangel explore en traîneau à chiens, de 1820 à 1823, toute la côte sibérienne entre la Kolyma et le cap Dezhnev. Les Autrichiens Karl Weyprecht et Julius Payer, à bord du *Tegethof* de 1872 à 1874, découvrent la Terre François-Joseph où le britannique Jackson hiverne de 1894 à 1897. Le britannique George Nares, à bord de l'*Alert* et du *Discovery* (1875-76) explore la côte d'Ellesmere, où Sverdrup hiverne plusieurs fois avec le *Fram* (1893-96). Le danois Erichsen poursuit l'exploration de la côte Nord-Est du Groenland de 1906 à

1908. Ses observations sont complétées par Mikkelsen de 1909 à 1912. Plusieurs autres expéditions suivront, notamment celles de Rasmussen (1912 et 1923-24). L'américain Mac Millan explore de 1913 à 1917 l'extrême Nord-Ouest de l'archipel canadien.

5.3 L'Antarctique.

Après Magellan, les supputations continuent sur l'éventuelle existence d'une "Terra Australis Incognita". En 1616, les hollandais Lemaire et Schouten franchissent le Cap Horn et démontrent que la Terre de Feu est une île et non la péninsule d'un immense continent. En 1642, Abel Tasman contourne l'Australie sans réellement la voir à bord du *Zeehan* et du *Heemskirk* mais découvre la Terre de Van Diemen (renommée Tasmanie) ainsi que la côte occidentale de la Nouvelle Zélande qu'il prend pour l'extrémité Nord d'un continent austral.

Au 18^e siècle, ce continent austral non localisé apparaît comme un eden peuplé de "gens heureux qui ne travaillent pas". L'Angleterre charge alors James Cook de partir à sa recherche. De 1768 à 1771, l'*Endeavour* effectue une circumnavigation par le Cap Horn, Tahiti et la Nouvelle Zélande. James Cook annonce alors qu'un tel continent n'existe pas, tout au moins au nord du 40^e parallèle sud. En revanche, fort de sa formation cartographique poussée, il observe et relève de nombreuses terres, notamment la côte Est de l'Australie, toute la Nouvelle Zélande, et devient le plus grand explorateur de tous les temps. James Cook repart de 1772 à 1775 à bord du *Resolution* et de l'*Adventure*. Il patrouille longuement dans le Sud de l'Océan Indien et du Pacifique, rencontre des glaces flottantes et touche la banquise à la latitude extraordinaire de 71°10' Sud. Il déclare alors " j'ai fait le tour de l'hémisphère austral dans une haute latitude et je l'ai traversé de manière à prouver, sans réplique, qu'il n'y a point de continent à moins qu'il ne soit près du pôle et hors de portée des navigateurs". Il met fin à vingt siècles de spéculations et esquisse des réalités nouvelles qu'il restera à préciser : le vide du Pacifique, l'originalité de la petite Australie et le mystérieux Antarctique qui émerge au delà du Cercle Polaire, entouré d'icebergs et de floes menaçants.

Le second voyage de circumnavigation Antarctique est l'oeuvre du russe Taddeus Bellinghausen à bord du *Vostok* et du *Mirny* (1819-20). Il s'approche à moins de 30 milles de la côte et est vraisemblablement le premier à apercevoir le continent, sans vraiment s'en rendre compte.

Avec les descriptions de Cook sur la richesse de l'Océan Austral va commencer la grande épopée de la chasse à la baleine. Si la plupart des baleiniers ne s'intéressent qu'au profit et assurent le secret de la position de leurs zones de pêche, la firme anglaise Enderby consacre beaucoup d'efforts aux découvertes géographiques. Trois de ses capitaines vont s'illustrer:

- John Biscoe aperçoit en janvier 1831 une terre au sud de l'Afrique, qu'il nomme Terre d'Enderby, relâche à Hobart, traverse le Pacifique et découvre au sud du Cap Horn la Terre de Graham, aperçue en 1819-20 par Edward Bransfield.
- James Weddell, à bord de la *Jane* et du *Beaufroy* de 1822 à 1824, atteint la latitude 74°15' Sud dans la mer qui porte désormais son nom.
- John Balleny aperçoit en février 1839 les îles "Balleny", à 162° Est sur le cercle polaire, puis en mars la côte Sabrina dans les 120° Est.

En 1837, la France lance Jules Dumont d'Urville à l'assaut de la mer de Weddell à bord de *L'Astrolabe* et *La Zélée* avec mission de dépasser les 75°Sud. Il n'atteint que 63°23' mais effectue le relevé des îles et de la côte nord de la terre de Graham. En décembre 1839, il relâche à Hobart avec l'intention de pousser une pointe au sud. Il apprend que l'américain John Wilkes et le britannique James Clark Ross sont sur le point d'en faire autant, et appareille donc au plus vite vers le sud. Le 19 janvier 1840 Dumont d'Urville aperçoit la côte du continent Antarctique et nomme cette terre entr'aperçue "Terre Adélie" en l'honneur de son épouse Adèle.

Le 21 janvier, il débarque sur l'îlot du débarquement et y hisse le drapeau français. Il prélève des échantillons de roches et donne alors aux alentours le nom de "Pointe Géologie". Face à l'absence d'une véritable pointe et la présence d'un archipel, la commission des noms géographiques des Expéditions Polaires Françaises a décidé dans les années cinquante d'appeler cet ensemble "archipel de Pointe Géologie" pour concilier la vérité historique et la réalité géographique (Expéditions Polaires Françaises, 1959). Le glacier qui borde l'archipel y assure la présence permanente de nombreux icebergs. Connu un temps sous le nom de "glacier Terra Nova", il fut rebaptisé "glacier de L'Astrolabe" en 1951 par les Expéditions Polaires Françaises. C'est aux abords de ce glacier qu'ont été réalisées les expérimentations grandeur nature 'impacts icebergs' qui font l'objet de la partie D.

Pendant que Dumont d'Urville est en vue de la Terre Adélie, Wilkes longe la côte du continent plus à l'Ouest dans une région maintenant connue sous le nom de Terre de Wilkes. Quelques mois plus tard, Ross est à Hobart. Il apprend les détails des voyages de Dumont d'Urville et Wilkes et pour ne pas interférer avec leurs découvertes décide de décaler sa route à l'est et d'explorer plutôt le méridien 170°Est. Cette décision va lui permettre d'effectuer les découvertes les plus spectaculaires du 19^e siècle. Il appareille de Hobart en novembre 1840 avec l'*Erebus* et le *Terror*, découvre le Cap Adare qui marque l'entrée de la mer de Ross, continue au sud, longe la chaîne de montagnes de la Terre Victoria, et se retrouve bloqué par 77°10' Sud devant le Mont Erebus. Il longe à l'Est la barrière de Ross, falaise de glace de 50 mètres de haut et 800 km de long, puis rentre à Hobart en avril 1841.

Il va falloir attendre le 20^e siècle pour que les expéditions se multiplient sur les côtes et dans les terres, qu'on atteigne le pôle et qu'on installe des bases permanentes. En 1899, le britannique Borchgrevink installe le premier une base sur le continent, au Cap Adare. Beaucoup d'autres suivront. Le premier véritable réseau international de bases antarctiques est mis en place de 1956 à 59 à l'occasion de l'Année Géophysique Internationale. Il n'a cessé de s'étoffer depuis. On compte actuellement une quarantaine de stations sur le continent.

En novembre 1902, les britanniques Scott, Wilson et Shackleton partent à pied de Mac Murdo à l'assaut du Pôle Sud. Ils font demi-tour fin décembre, affamés et malades. Début novembre 1908, Shackleton repart. Il n'est plus qu'à 180 km du pôle lorsqu'il décide de rebrousser chemin le 19 janvier 1909, conscient de la fatigue de ses hommes et du manque de vivres.

Le norvégien Amundsen, vainqueur du passage du Nord-Ouest en 1903-05, hiverne en 1911 à la baie des baleines, dans l'Est de la mer de Ross. Il prépare des dépôts de vivres à 80°, 81° et 82° Sud. Amundsen et ses quatre compagnons Hanssen, Hassel, Bjaaland et Wisting quittent la côte le 20 octobre avec leurs traîneaux à chiens et atteignent le pôle le 14 décembre. Ils installent une tente et un drapeau, prennent nombre de mesures au sextant, laissent une lettre destinée à l'expédition de Scott et sont de retour le 25 janvier 1912.

Scott qui a hiverné près de Mac Murdo commet entre autres erreurs celle de partir un peu plus tard dans la saison. Tirant les traîneaux avec ses compagnons Oates, Evans, Wilson et Bowers, il atteint le pôle le 17 janvier 1912. Le retour est difficile et les hommes s'épuisent. Evans meurt à la suite d'une chute le 17 février, Oates gagné par la gangrène se laisse mourir le 16 mars. Le 21, les trois rescapés sont bloqués par le blizzard à moins de 20 km de leur dépôt de vivres. Leurs corps sont retrouvés au printemps.

De 1914 à 1916, l'épopée de Shackleton est l'une des plus fantastiques du 20^e siècle. Il décide de traverser le continent de la mer de Weddell à la mer de Ross. En janvier 1915, son bateau l'*Endurance* est prisonnier des glaces dans la mer de Weddell. Il va dériver neuf mois. Puis les glaces broient le bateau. Les hommes dérivent cinq mois sur une grande plaque de glace. En avril 1916, ils mettent leurs chaloupes à l'eau et se retrouvent à l'île Eléphants. Shackleton part sur la plus grosse des chaloupes, arrive à rallier la Georgie du Sud, à plus de 1400 km et organise les secours. A sa quatrième tentative, le 25 août, il récupère enfin tout son équipage, mettant fin à une fantastique épopée de 20 mois sans la moindre perte humaine. Mais, ironie du sort, plusieurs des compagnons de Shackleton trouveront la mort dès leur retour sur les champs de bataille de la première guerre mondiale.

Il faudra attendre l'année géophysique internationale pour voir la première traversée complète du continent. Elle est l'oeuvre de l'expédition scientifique transantarctique dirigée par le britannique Sir Vivian Fuchs avec l'aide du célèbre himalayiste néo-zélandais Sir Edmund Hillary, vainqueur de l'Everest. Ce raid s'effectue à l'aide de puissantes autochenilles.

Impacts d'icebergs sur une structure massive.

partie B

Icebergs et structures.

B-1 LES RISQUES.

Un seul iceberg reste présent à la mémoire des hommes. Il surgit dans l'Atlantique Ouest le 14 avril 1912 par une belle nuit printanière. Son histoire connue ne dura qu'une seule petite minute, le temps d'éventrer le *Titanic*, plus grand navire au monde, de provoquer la mort de 1517 personnes et au passage infliger à l'homme la défaite la plus cruelle de l'histoire maritime.

En ce début du 20^{ème} siècle, la technologie avance à pas de géant et le génie inventif des ingénieurs semble n'avoir aucune limite. Quatre mois plus tôt, Amundsen a triomphé de l'Antarctique en atteignant le Pôle Sud. L'homme se sent invincible. Orgueil de la marine marchande britannique et mondiale, le *Titanic* est la plus grosse structure mobile jamais fabriquée par l'homme : trois cent mètres de long, soixante de la quille au mât pour 46 000 tonnes de jauge nette. Doté d'un système de compartiments séparés par des cloisons étanches, le bâtiment est réputé insubmersible. En théorie, les cloisons devraient monter jusqu'au pont principal qui ferait office de couvercle, mais cette précaution semble superflue pour un bateau si gigantesque. Pour disposer de plus d'espace en 1^{ère} classe, on arrête donc les cloisons deux ponts plus bas.

Le navire flambant neuf quitte Southampton dans l'après-midi du 10 avril pour son voyage inaugural sous une pluie de serpentins. Après deux courtes escales à Cherbourg puis à Queenstown en Irlande, il met enfin le cap sur New-York le 11 en début d'après-midi. Le 14 au soir, au sud des grands bancs de Terre-Neuve, sûr de lui, il aborde à plus de 22 noeuds un champ de glace annoncé par radio. Le ciel est sans nuages, la lune n'est pas encore levée. Le *Titanic*, illuminé de mille feux, fend l'obscurité sur une mer d'huile.

Les vigies dépourvues de jumelles repèrent enfin de leur nid de pie l'iceberg qui barre leur route alors qu'ils n'en sont plus qu'à un petit mille. Le temps de prévenir la passerelle, la distance n'est plus que d'un quart de mille environ, soit à une telle vitesse quarante petites secondes. Il en faudrait plus pour mettre en panne ou même virer de bord. L'officier de quart met la barre à babord toute, fait machine arrière, puis attend. Le *Titanic* frôle l'iceberg et un éperon sous-marin déchire son côté tribord sur une centaine de mètres. C'en est trop pour le système de compartimentage. La mer s'engouffre dans tant de compartiments que la gête obtenue va bientôt permettre à l'eau de déborder au dessus des cloisons pour emplir les compartiments un à un. Une collision frontale, plus localisée, si elle eut été durement ressentie aurait sans doute laissé le navire à flot. Après moins de dix minutes, la poupe commence déjà à se soulever lentement. L'évacuation commence et l'on s'apprête à mettre à l'eau les seize embarcations de sauvetage exigées par un règlement désuet rédigé à une époque où l'on pensait ne jamais construire un tel mastodonte. Il y a 1178 places disponibles pour 2222 personnes à bord, bien assez pense-t-on pour un navire insubmersible. Les passagers, un peu désorientés, ne se précipitent pas vers les chaloupes, qui s'éloignent bientôt avec moins de 700 personnes à leur bord.

Trois heures après la collision, le *Titanic*, réussite magistrale du génie maritime, repose par 3000 mètres de fond. A l'exception d'une poignée de chanceux réfugiés sur des débris flottants, tous ceux restés à bord périssent rapidement de froid en tentant de surnager dans l'eau glaciale ou sont emportés dans le remous du naufrage. Au petit matin, le *Carpathia* accouru à toute vapeur recueille en tout et pour tout 705 survivants.

Si ce drame eut une large portée historique et alla selon R. Brown (1984), jusqu'à "ébranler la suffisance des nations industrialisées", il provoqua surtout en ce qui nous concerne une prise de conscience immédiate des risques inhérents à une collision avec un iceberg.

En 1912, construire des digues, des îles artificielles, ou implanter des plate-formes dans des zones infestées d'icebergs n'est pas d'actualité. Les risques se limitent au domaine de la navigation et il existe deux façons d'aborder le problème :

1-assurer l'intégrité du navire soumis à collision par un dimensionnement ad hoc.

2-éviter toute collision par une "gestion" des glaces dans les voies navigables: repérage, suivi, réseau d'information.

Ce second point s'avère être le plus aisé à mettre en oeuvre. Il n'existait jusqu'alors qu'un système de "routes préconisées" établi au milieu du 19^e siècle par Maury, de la marine américaine, ainsi qu'un système de publication mensuelle de "pilot-charts" du service hydrographique des Etats-Unis donnant des renseignements sur la position des

glaces flottantes et la météorologie le long des routes maritimes reliant l'Amérique du Nord à l'Europe du Nord-Ouest.

Le *Titanic* n'était pas la première victime des icebergs. Rien qu'entre 1870 et 1890, quatorze bateaux furent coulés et quarante sérieusement endommagés dans des collisions avec des icebergs. En juin 1890, Scientific American concluait à la nécessité de construire pour l'Atlantique Nord des navires insubmersibles. Mais il fallut encore quelques années avant que l'on ne se décide à construire ... le *Titanic*. A la suite de ce naufrage, le service hydrographique des Etats-Unis détacha dès mai 1912 un navire dans la zone atlantique nord infestée par les glaces, c'est à dire la partie ouest où règnent des courants issus du Groenland et de la terre de Baffin. Ce navire patrouilla aux abords des voies maritimes et, en plus de ses propres observations, recueillit celles effectuées par les navires de passage. Les renseignements obtenus firent l'objet de diffusions journalières et hebdomadaires.

Ce service fut rapidement étoffé par la création de la Patrouille Internationale des Glaces, scellée par l'accord passé le 20 janvier 1914 entre les principales puissances maritimes intéressées. La couverture des frais de fonctionnement fait l'objet d'une répartition en fonction du tonnage du trafic de chacun. Le fonctionnement de cette "International Ice Patrol" est confié au corps des garde-côtes américains. Après avoir débutée avec deux navires, la patrouille a maintenant ajoutée à sa panoplie des avions (C 130 Hercules principalement) et utilise de plus en plus les données de l'imagerie satellitaire. En plus du travail de repérage et d'information, cette organisation réalise des études et recherches sur les glaces elle-mêmes.

Si aujourd'hui, des milliers de navires croisent en toute sécurité dans l'Atlantique nord, c'est en grande part grâce au travail sans relâche de la Patrouille Internationale des Glaces. Ses activités ne furent suspendues que pendant la seconde guerre mondiale. Fin 1943, un pétrolier néerlandais heurta un iceberg dans le brouillard et explosa. Il n'y eut que deux survivants, sérieusement brûlés (Burt,1956).

De nouveaux problèmes appurent au début des années 60 avec l'expansion de l'industrie pétrolière en direction de l'Arctique. Le potentiel en hydrocarbures de cette région est important et l'on estime que 50% des réserves mondiales de gaz sont contenues dans des gisements situés au nord du cercle polaire. Les efforts d'exploration de cette zone connurent un grand bond dans les années 70 avec la montée des prix du baril et la nécessité soudainement découverte de s'assurer des approvisionnements en énergie diversifiés.

Cette exploration, puis l'exploitation supposée en découler, impliquent l'établissement de structures lourdes, massives ou non. Ces structures, peuvent reposer sur du permafrost ou être implantées en mer et subir les assauts de la banquise et des icebergs. Un certain nombre de ces structures, notamment lorsqu'elles sont massives, ne peuvent être déplacées dès qu'un iceberg les menace. Il convient d'assurer leur intégrité grâce à une conception et un dimensionnement adaptés.

Tout surdimensionnement est générateur de surcoûts parfois rédhibitoires. Un gros effort de recherche a porté, et porte encore, sur la caractérisation des propriétés dynamiques et mécaniques des glaces flottantes. Ceci doit permettre d'optimiser les procédures de conception et de dimensionnement en affinant la connaissance des efforts extérieurs applicables par la glace.

Les zones du globe fréquentées par les icebergs sont vastes mais relativement bien circonscrites. La banquise peut se former sur toute étendue d'eau exposée à une température suffisamment basse. Elle est donc présente assez uniformément à l'intérieur des cercles polaires boréal et austral. Il en va autrement des icebergs issus des inlandsis et calottes glaciaires.

Pour ce qui est de l'Arctique, c'est l'inlandsis groenlandais qui produit le plus d'icebergs avec un vèlage annuel moyen de 110 Km³ sur la côte ouest et 120 Km³ à l'est. Le courant Est-groenlandais (voir figure B.1) fait que la plupart des icebergs de la côte Est rejoignent ceux de la côte ouest dans la baie de Baffin. Tous ensemble, ils descendent ensuite le long de la Terre de Baffin, du Labrador et de Terre-Neuve pour se perdre dans l'Atlantique Ouest (figures B.2 à B.4). On estime que la production annuelle du Groënland inclut jusqu'à 40 000 bergs moyens et grands bergs dont seuls 300 à 400 atteindront les grands bancs de Terre-Neuve (voir la classification des icebergs en B-3.2). Les quelques icebergs produits par les calottes du Nord-Est Canadien (Ile Ellesmere, Ile Devon, Terre de Baffin) rejoignent ceux du Groenland en baie de Baffin. On trouve également quelques icebergs autour de la Terre du Nord, de la Terre François Joseph et du Spitzberg. La zone arctique fréquentée par les icebergs, (illustrée Fig B.2), comprend des zones à fort potentiel en hydrocarbures, notamment les grands bancs de Terre-Neuve où la plateforme gravitaire de production "Hibernia" va bientôt être implantée.

Les deux inlandsis antarctiques délivrent en moyenne chaque année quelques 2000 Km³ de glace, soit l'équivalent de 2 millions d'icebergs de 1 million de tonnes. La multitude d'icebergs de toutes tailles produits reste généralement à l'intérieur de la véritable limite naturelle de l'Antarctique : la ligne "de convergence antarctique" qui traduit l'affrontement des eaux froides australes avec les eaux chaudes subtropicales. Cette ligne est comprise entre les latitudes 47° et 63° Sud. L'extrême limite de dérive des icebergs, (Figure B.5), correspond approximativement à la latitude 45° Sud dans le Pacifique et 35° Sud dans l'Atlantique et l'Océan Indien. La zone située au sud du 60^{ème} parallèle est protégée par divers accords passés dans le cadre du traité sur l'Antarctique et n'est susceptible de recevoir, dans le cadre de recherches scientifiques, qu'un nombre limité de structures exposées aux icebergs.

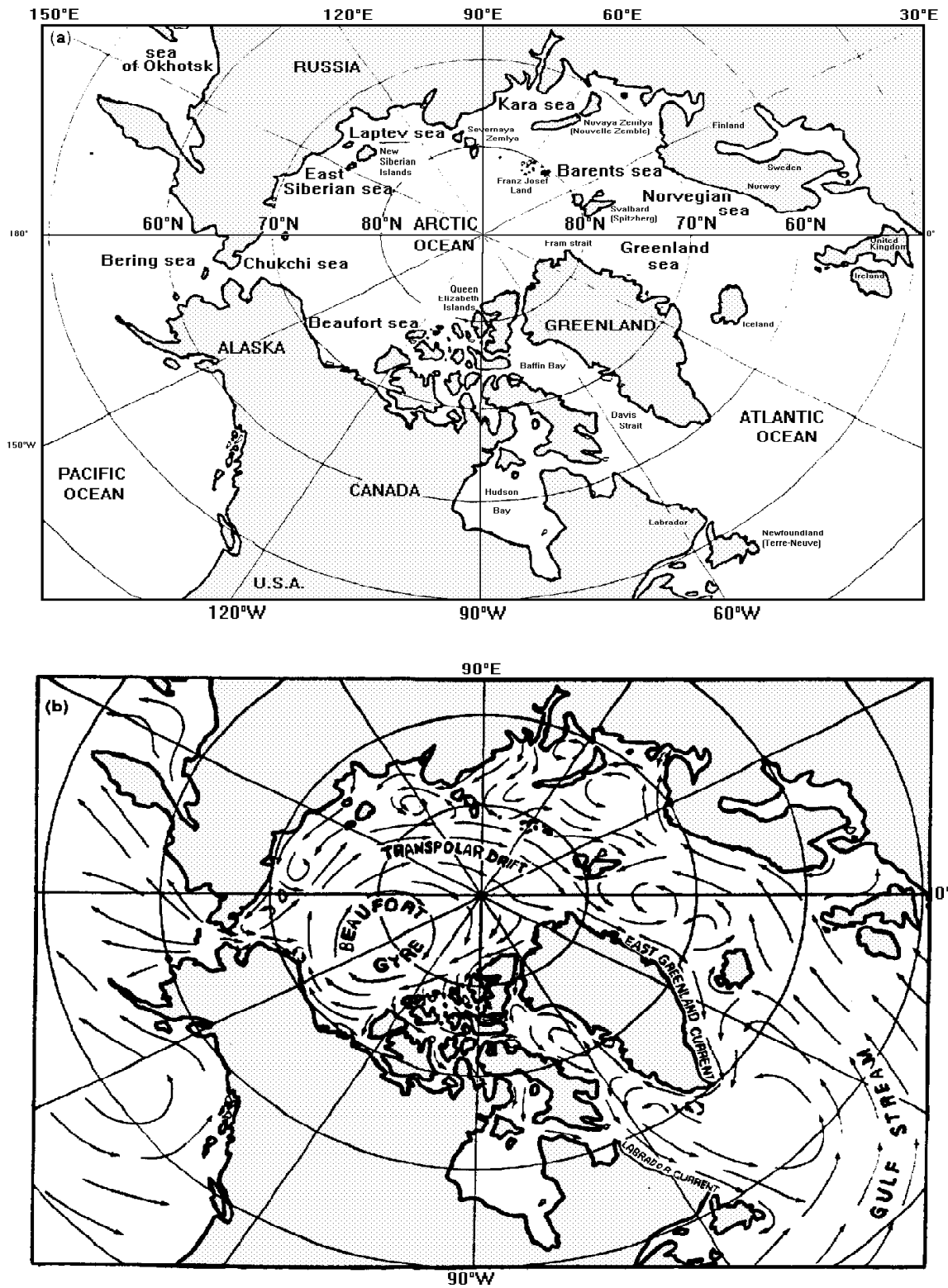


Figure B.1 : Carte générale de l'Arctique montrant:
 (a) les lieux principaux ainsi que leurs noms;
 (b) l'organisation des courants marins.
 d'après Sanderson, 1988.

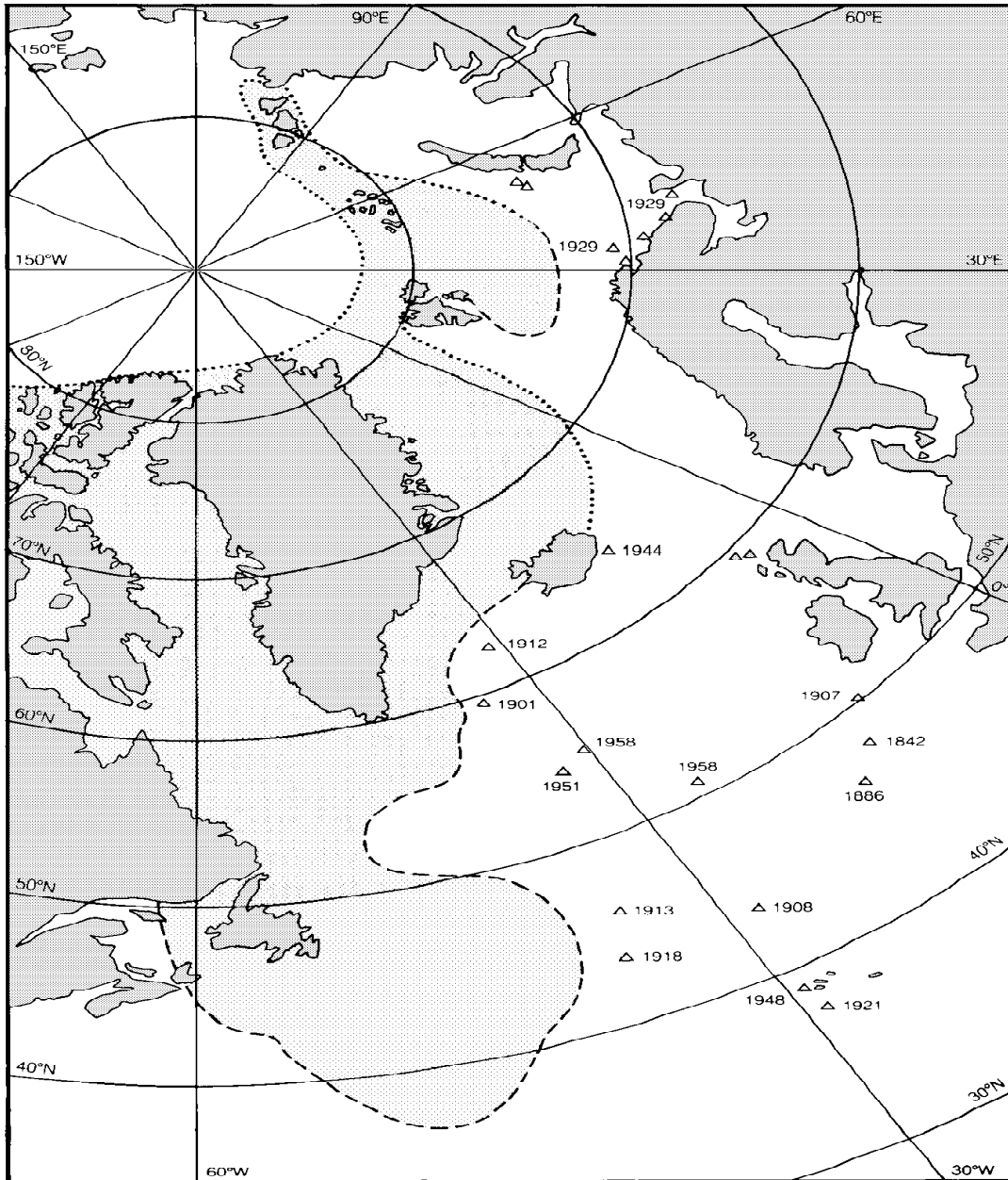


Figure B.2 : Distribution des icebergs dans les mers arctiques.
d'après Sanderson (1988)

-Les lignes discontinues représentent les limites moyennes de dérive des icebergs:
-observées (tirets);
-calculées par Sanderson d'après les courants de surface (pointillés).

-Les triangles indiquent des relevés inhabituels effectués dans des eaux habituellement vides de tout iceberg, d'après des données de Kovacs (1979) et Zubov(1945). Les dates de ces relevés sont indiquées à côté de chaque triangle.

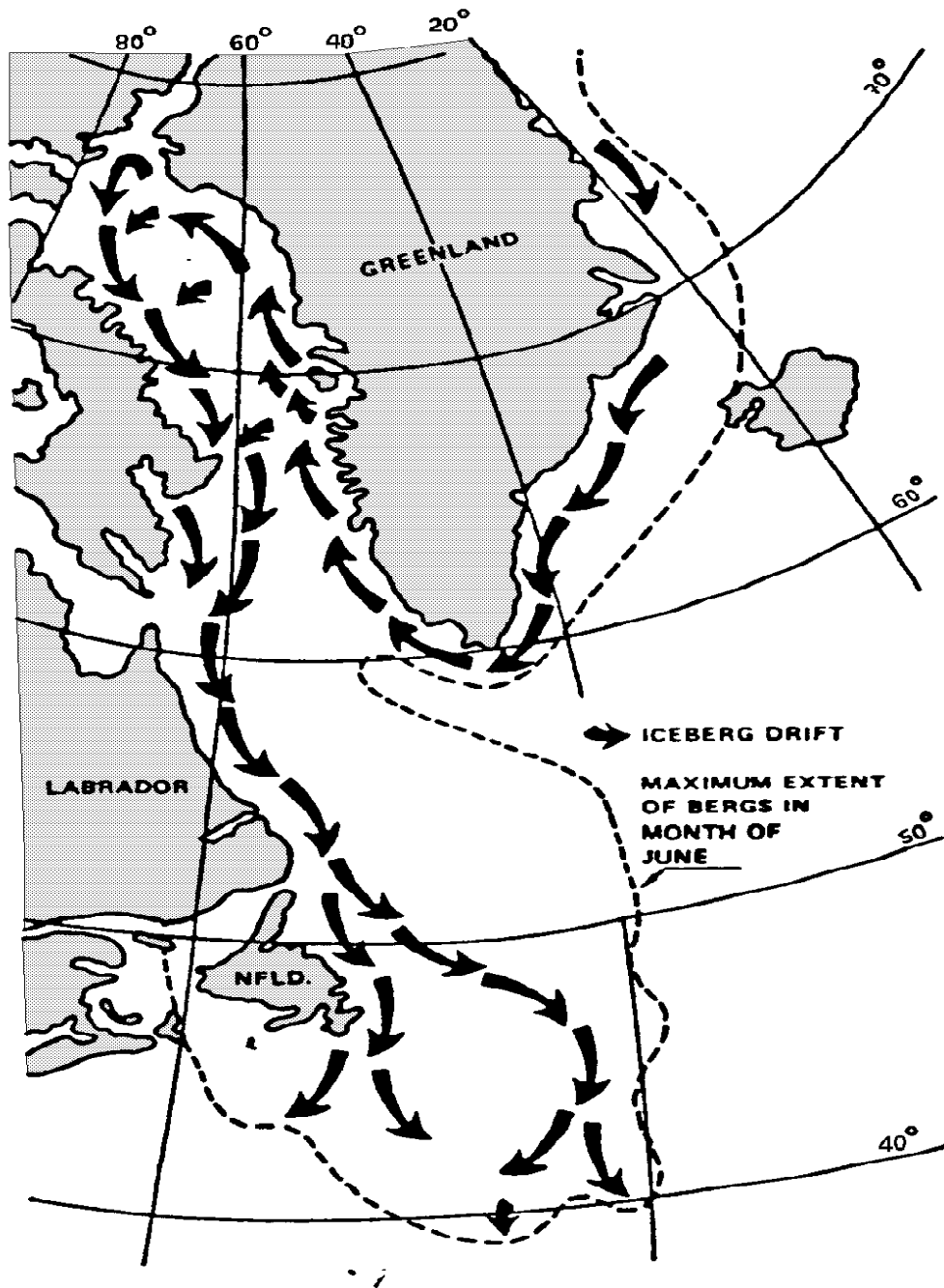


Figure B.3 : Trajet des icebergs issus du Groenland.
d'après Soulis (1975), modifié par Robe (1980).

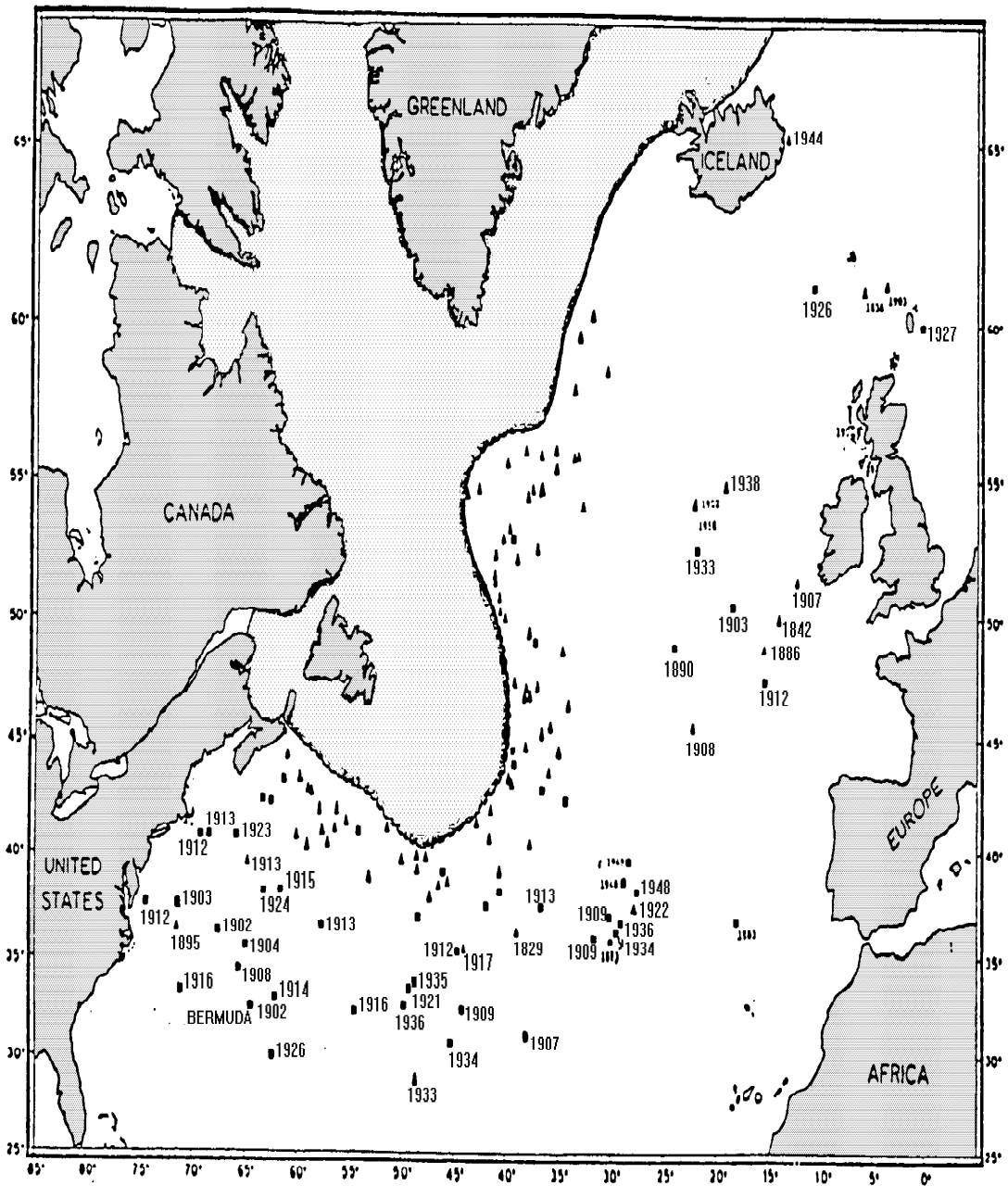


Figure B.4 : Atlantique Nord: limite moyenne de dérive des icebergs et relevés inhabituels. d'après Ketchen et Hildenbrand (1977)

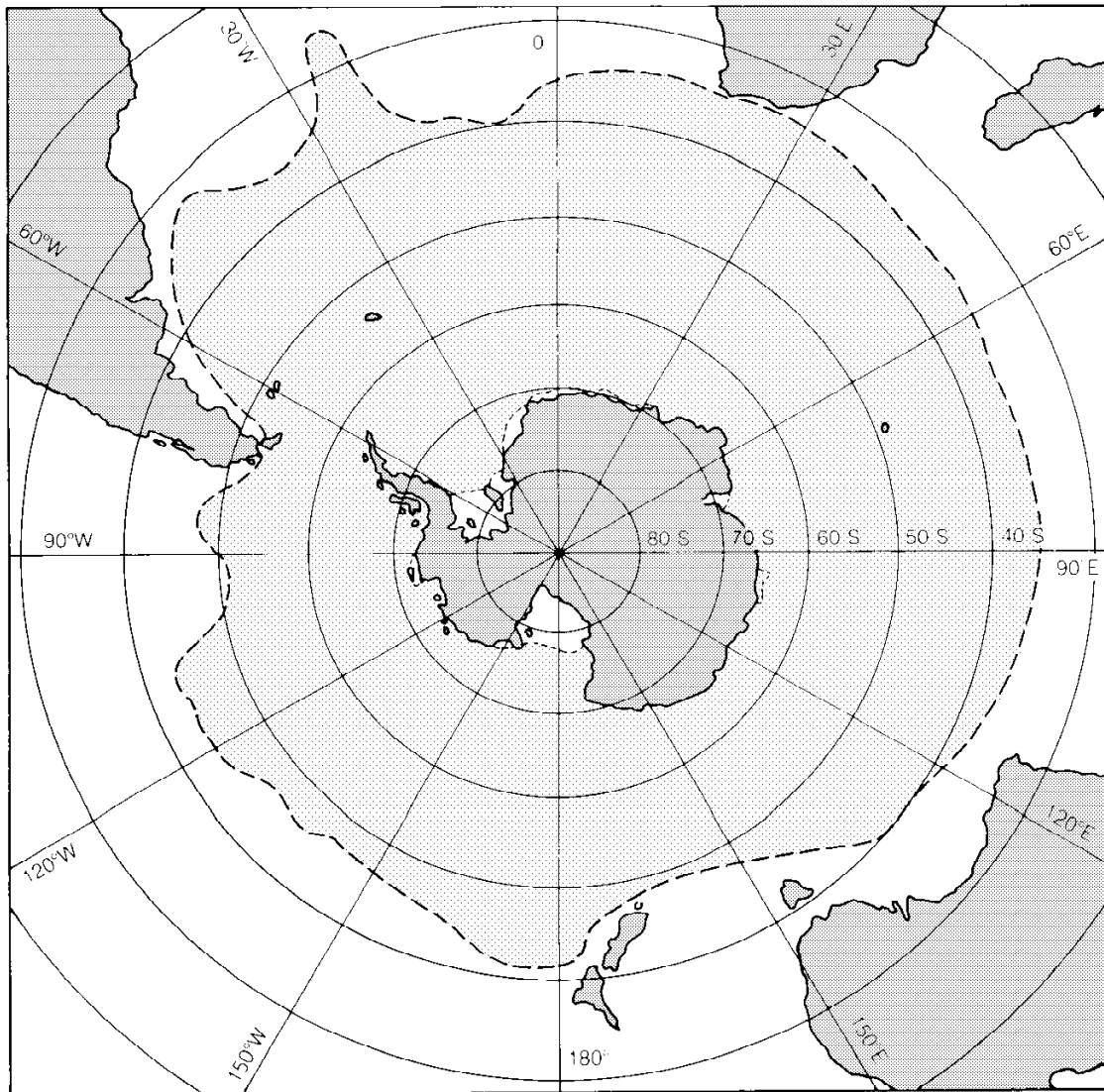


Figure B.5 : Limite extrême de dérive des icebergs dans l'hémisphère sud.
d'après US Naval Oceanographic Office, 1957

B-2 LES STRUCTURES EXPOSEES.

2.1 Navires.

Les navires mouillent généralement l'ancre dans des endroits abrités. Les abris peuvent être fréquentés par des icebergs, mais les courants n'y permettent pas des vitesses relatives iceberg-navire bien élevées. Les risques sont concentrés sur les navires en mouvement. Leur préoccupation est plus d'éviter les icebergs que d'y résister. Dans l'Atlantique Nord, la surveillance effectuée par la patrouille internationale des glaces facilite grandement la tâche des navigateurs. En dehors de cette zone, il faut redoubler d'attention. En simplifiant, nous pouvons considérer trois cas de rencontres physiques dynamiques entre navires et icebergs :

- (1) Glissement le long d'un éperon de glace sous-marin pouvant déchirer la coque. C'est le cas le plus défavorable, qui provoqua la perte du Titanic. La seule parade possible consisterait à renforcer la coque. Les navires dits de "classes polaires" à coques renforcées sont dimensionnés pour la glace de mer et non pour les icebergs. Si l'on ne peut éviter la collision mais qu'une manœuvre est encore possible, il est toujours conseillé conformément aux instructions maritimes d'attaquer l'iceberg de front pour se ramener au cas suivant moins défavorable.
- (2) Impact frontal avec un iceberg massif. Ce cas peut être traité de la même manière qu'un choc de bateau sur une pile de pont. Ce type de problème a été bien décrit par Calgaro (1991) :

Le bateau est supposé absorber toute l'énergie de la collision, ce qui est une hypothèse sécuritaire. L'absorption se traduit par l'écrasement de la coque à l'endroit du choc et l'on considère qu'il n'y a pas rebondissement. Il est inutile de recourir à la théorie des percussions, la durée du choc étant de l'ordre de la seconde. La force **F** liée à la déformation du bateau est obtenue par égalisation avec les forces d'inertie.

La réglementation française actuelle a été établie à la suite de calculs admettant qu'un bateau soumis à une force **F** subissait un écrasement **e** proportionnel à cette force (Service central technique des ports maritimes et voies navigables, 1978):

$$\mathbf{F} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}$$

En réalité, l'écrasement est plus faible au début du choc, avant que les oeuvres vives du bateau ne soient atteintes. Ce qu'on peut assimiler à une transition entre un domaine élastique et un domaine plastique. En exprimant **e** en mètres et **F** en MégaNewtons, les valeurs de **k** habituellement admises sont :

$$\mathbf{k} = 7 \text{ pour les navires à grand gabarit}$$

$$\mathbf{k} = 4 \text{ pour les navires à petit gabarit}$$

Pour chaque bateau dont on a déterminé le coefficient **k** et l'enfoncement maximal admissible, on connaît alors la force d'impact maximale correspondante. Il est ensuite facile de calculer qu'elle est la vitesse relative navire/obstacle à ne pas dépasser. En abordant une zone à risque, le capitaine peut décider de la vitesse à prendre en fonction des vitesses de dérive possibles des icebergs.

(3) impact haute vitesse d'une masse de glace restreinte. La ruine est plus ou moins locale selon la taille du navire et celle de l'iceberg. De hautes vitesses sont possibles entre des glaçons pris dans une tempête et un bateau à la cape.

Il y a deux façons de s'attaquer au problème :

- renforcer la coque et la structure interne du navire.
- développer les moyens de détection radar.

2.2 Ponts.

Bien peu de ponts sont exposés aux icebergs. Celui prévu en Terre Adélie pour relier la piste aérienne et la station Dumont d'Urville a finalement été remplacé par une digue. Quoique de dimensions modestes (une travée unique de 26 mètres), il aurait pu avoir à affronter des icebergs de 5000 tonnes. Il faut dans le cas des ponts:

-éviter que la partie émergée d'un iceberg ne puisse venir heurter le tablier, en calculant la hauteur du dit tablier en fonction des icebergs potentiels.

-dimensionner les piles de telle sorte qu'elles puissent résister aux chocs.

Plus leur capacité de flexion est grande, plus la partie d'énergie d'impact absorbée par la pile est importante. La somme des forces développées au contact glace-structure est diminuée. Mais une flexion importante n'est pas toujours compatible avec les conditions d'utilisation ou la structure générale de l'ouvrage, ni avec ses capacités de résistance à la glace de mer.

Pour les piles courtes, le phénomène prépondérant qui dicte le dimensionnement est le cisaillement. D'éventuelles déformations résiduelles sont à craindre.

2.3 Phares.

Les phares posent les mêmes problèmes que les piles de pont, néanmoins simplifiés par leur isolement. Il n'y a à se préoccuper d'aucun autre élément structurel lié.

Le problème majeur lié aux phares, qui ne nous intéresse pas ici, est dû aux interactions avec les grandes nappes de banquise dérivante. Le phénomène semi-continu de destruction de la glace peut engendrer des vibrations et faire entrer la structure en résonance.

2.4 Dignes et quais.

Ce sont des structures massives que l'on considérera suffisamment lourdes ou bien ancrées sur un massif indéformable pour ne pas risquer de glisser. Lorsque elles peuvent glisser, leur cas peut être assimilé à celui des plates-formes.

Le risque est ici d'avoir à faire face à une ruine locale de l'ouvrage à l'endroit de l'impact. La structure est fortement rigide et l'on peut considérer que toute l'énergie du choc est absorbée par l'iceberg. Ce sont alors les caractéristiques mécaniques de la glace qui commandent les répartitions spatiale et temporelle des forces exercées au contact. Tout dimensionnement assurant la pérennité de l'ouvrage nécessite donc la connaissance de ces caractéristiques mécaniques de la glace.

2.5 Plates-formes semi-submersibles ancrées.

Leurs capacités de mouvement et la souplesse des ancrages permettent une absorption d'énergie déchargeant la plate-forme elle-même. La somme des forces exercées au contact est diminuée. Trois aspects sont à envisager :

- une ruine locale au lieu d'impact.
- une rupture des ancrages.
- un déplacement important incompatible avec la fonction de la plate-forme.

(Comme pour les phares, de gros phénomènes vibratoires peuvent apparaître en présence de banquise dérivante).

2.6 Plates-formes et navires à positionnement dynamique.

Ces ouvrages visent l'immobilité lors d'opérations spécifiques comme le forage d'exploration pétrolière. Ils sont tout à fait mobiles le reste du temps et sont en mesure de se déplacer pour éviter les icebergs lorsque ils les ont repérés à temps.

La quasi immobilité de l'ouvrage par rapport au fond marin lors des phases de forage limite les différentiels de vitesse iceberg-structure, qui ne seront importants que dans le cas de glaçons fortement accélérés par une tempête. Dans ce dernier cas, nous nous trouvons face à des risques de ruine locale déjà mentionnés pour les autres structures, notamment pour les semi-submersibles.

De grands icebergs, bien qu'animés de mouvements lents, peuvent engendrer un déplacement important de l'ouvrage. Si l'on est en phase de forage, il peut y avoir rupture du train de tige. En plus des risques de pollution éventuels, l'opération se solde par un abandon forcé du trou ainsi que la perte de matériel et de temps coûteux. Mais de tels icebergs sont généralement détectables et laissent le temps de prendre des dispositions : déviation de l'iceberg par remorquage ou remontée du train de tiges.

2.7 Plates-formes poids et caissons sur berme sous-marine.

Une plate-forme poids est une structure massive remorquée sur son lieu d'implantation puis ballastée afin qu'elle descende reposer sur le fond. Elle est maintenue immobile par son propre poids. On peut ajouter des ancrages.

Un caisson sur berme est constitué d'un caisson initialement vide que l'on vient poser sur une berme sous-marine créée pour l'occasion. Une fois en place, le caisson est rempli, généralement de sable, pour former un noyau apportant au caisson à la fois poids et résistance structurelle.

De nombreuses variantes de ces deux types d'ouvrages existent. Une revue détaillée en a été publiée par Putot (1986). Trois aspects sont à considérer :

- (1) ruine locale ;
- (2) risque de glissement de l'ensemble de l'ouvrage et éventuelle chute en dehors de la berme ;
- (3) risque de renversement de l'ensemble de l'ouvrage.

Sont donc à prendre en compte à la fois la pression d'impact, la force globale d'impact, sa direction et son point d'application. La forme extérieure de l'ouvrage, généralement dessinée en fonction de la glace de mer, jouera un grand rôle dans les aspects (2) et (3). Notons que pour ce qui est de sa stabilité globale, la plate-forme poids Hibernia (voir annexe 7) est dimensionnée en fonction de l'effort maximal que pourrait exercer la mer -1750 MN-, plus important que celui que pourrait engendrer un iceberg -1333 MN- (Sédillot et Huynh, 1991). Mais il est vrai que le champ d'Hibernia fait face à des conditions de mer très difficiles.

En cas d'impact, une structure en "cône vers le haut" provoque une composante d'effort verticale descendante favorable à la tenue de l'ouvrage. Au contraire, une structure en "cône vers le bas" contribue défavorablement au couple de renversement et diminue la résistance de l'ouvrage au glissement en le délestant. Ceci s'applique cependant plus aux impacts de glace de mer dont les modes de rupture en flexion sont générateurs de plus d'efforts verticaux. La rupture par écrasement d'un iceberg animé d'une vitesse horizontale engendre des efforts essentiellement horizontaux.

Une structure en étoile comme celle d'Hibernia (voir annexe 7.) diminue la surface de contact, ce qui allonge la durée du choc et diminue la force instantanée maximale exercée sur l'ouvrage.

B-3 LES ICEBERGS.

3.1 Genèse.

Contrairement aux autres glaces flottantes marines, les icebergs ne sont pas constitués d'eau de mer congelée mais de glace d'eau douce issue des inlandsis, calottes glaciaires et autres glaciers terrestres. (voir A-4. les glaces polaires et leur étendue actuelle).

Cette "glace de glacier" provient de la succession des précipitations neigeuses. La neige se comprime sous son propre poids, puis sous le poids des couches supérieures, jusqu'à se transformer en glace. La neige perd d'ailleurs toujours très vite sa texture originelle une fois déposée sur le sol. Des peuples tels que les grecs et les eskimos désignent différemment la neige qui tombe et celle posée au sol : νιφοζ et κιον, ganit et aput (Liboutry, 1964).

Fraîchement tombée, la neige a une densité 0,4. La densité augmente avec la profondeur et le poids des couches supérieures. Elle atteint 0,6 à dix mètres sous la surface et 0,82 à cinquante mètres. Dès deux-cent mètres, elle approche asymptotiquement la valeur de la densité de la glace pure (0,917) avec des densités qui dépassent 0,910 (Sanderson, 1988).

Les principales sources d'icebergs du globe sont les inlandsis et calottes glaciaires. Le phénomène de compression de la neige les alimente, créant d'immenses et lourds volumes de glace. Cette glace s'écoule vers les bords sous son propre poids. Une fois parvenu à la côte, le flot de glace se brise et libère dans la mer des pièces de glace de tailles diverses : les icebergs. Ce processus de séparation est appelé "vêlage", par traduction littérale du terme anglais "calving". Il a lieu au "front" du glacier.

Il existe deux types de fronts marins (figure B.6) :

- Les fronts marins non flottants ou la glace reste bien assise sur le substratum rocheux. Les modes de vêlage habituels sont :

- fonte de la partie immergée au contact d'une eau "chaude" puis chute par gravité de la partie supérieure (figure B.7a).

- sapement par les vagues au niveau de la surface puis chute par gravité de la partie immergée correspondante (figure B.7b) et remontée sous l'action de la poussée d'Archimède de la partie immergée (figure B.7c).

- Les fronts marins flottants qui peuvent s'avancer loin au large dans le cas des plates-formes de glace (ice-shelves) et des langues de glace (ice tongues). Ils sont soumis aux marées et aux courants marins. Les mouvements exercés amplifient les crevasses existantes ou en créent de nouvelles, formant des zones de cassure préférentielles. Le mode de vêlage prédominant correspond à l'action de ce crevassement (figure B.7d). Les icebergs vêtés sont généralement des tabulaires de grande taille.

Les phénomènes influençant le vêlage sont en réalité très variés comme le souligne Lock (1990). Ils incluent fluage, poids, flottabilité, marées, vagues, tempêtes, gradient thermique ou encore hétérogénéité de la glace.

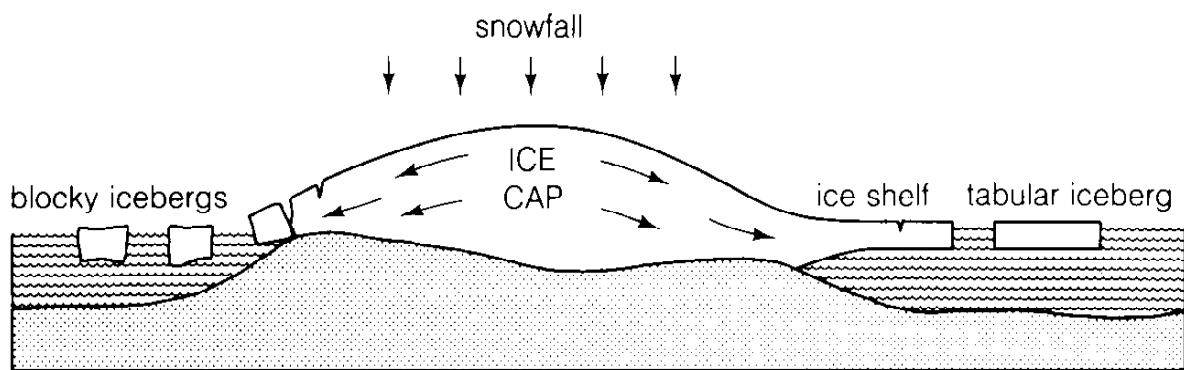


Figure B.6 : Coupe schématique d'un inlandsis ou d'une calotte de glace produisant des icebergs. A gauche, le front du glacier non flottant vèle des icebergs trapus. Sur la droite, à l'extrémité de la masse de glace flottante (ice shelf ou ice tongue), le front flottant libère des icebergs tabulaires. *d'après Sanderson (1988)*

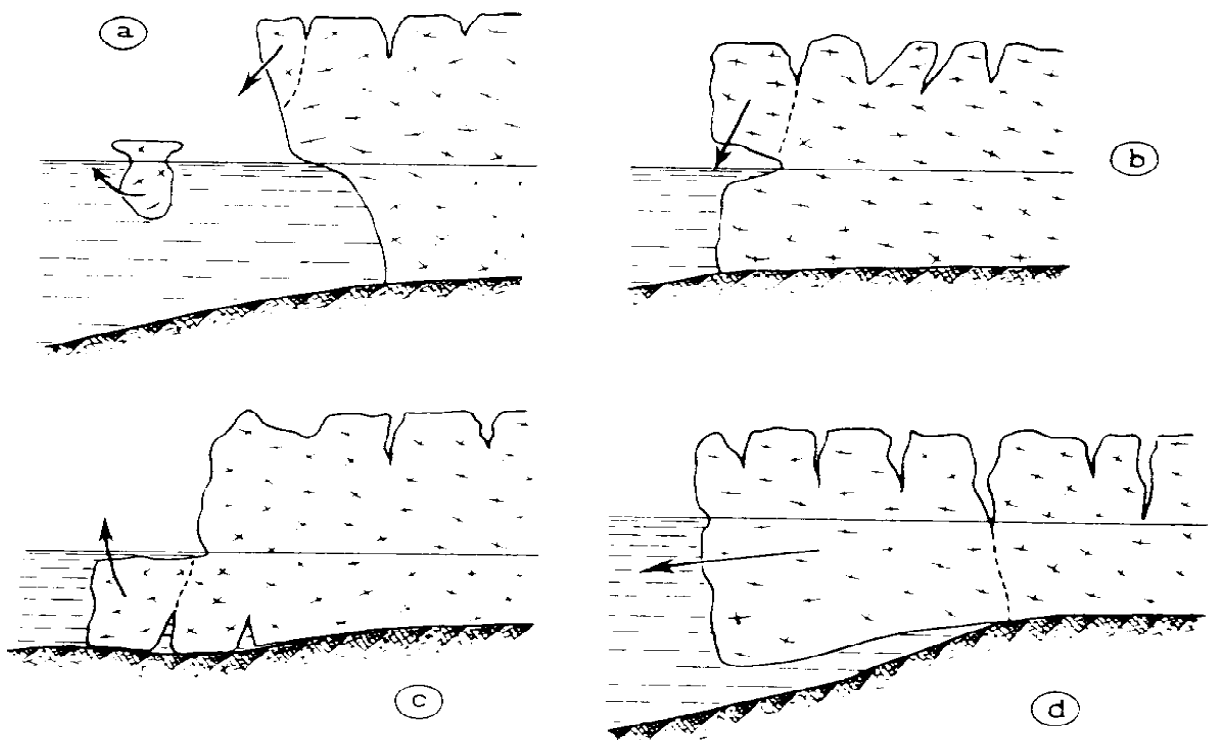


Figure B.7 : Différents modes de vèlage d'un glacier marin:
(a) fonte au contact de l'eau de mer, **(b)** sapement par les vagues,
(c) action de la poussée d'Archimède, **(d)** action du crevassement.
d'après Lliboutry (1964)

3.2 Classification.

Les deux critères de classification généralement employés sont la taille et la forme.

3.2.1 Taille.

La classification habituellement adoptée est celle mise au point par la Patrouille Internationale des Glaces. Nous présentons ici une version révisée par Markham (1980).

| Dénomination | hauteur maxi au dessus de l'eau | surface de flottaison | longueur | masse |
|--|--|------------------------------|-----------------|------------------|
| Growler (bourguignon, ou glaçon) | < 1.5 m | < 20 m, | | < 120 t |
| Bergy bit | 1.5 à 5 m | 20 à 300 m, | | 120 à 5400 t |
| Small berg (petit berg) | 5 à 15 m | > 300 m, | 15 à 60 m | 5400 à 180 000 t |
| Medium berg (berg moyen) | 15 à 45 m | " | 60 à 120 m | 180 kt à 2 Mt |
| Large berg (grand berg) | > 45 m | " | > 120 m | > 2 Mt |

Tableau B.1: Classification des icebergs en fonction de leur taille.
(d'après Markham, 1980).

Les icebergs fraîchement vêlés sont de tailles très diverses. Même au front d'un Ice Shelf, le vêlage d'un grand berg tabulaire s'accompagnera d'une multitude de glaçons divers dont les plus petits ne dépasseraient pas dans un verre à cocktail. L'emploi du terme "iceberg" n'est en principe légitime qu'à partir du petit berg mais il est souvent utilisé pour les bergy bits. La définition usuelle du terme "Growler" stipule que cette masse de glace s'est détachée d'un iceberg ou en est le dernier reste. Ceci est vraisemblablement dû à la distance qui sépare les sites de vêlage groenlandais de la zone d'intérêt de la patrouille internationale des glaces. Un growler vêlé sur les côtes du Groenland n'atteindra jamais les grands bancs de Terre Neuve. En revanche, dire que seuls les "bergs" atteindront les zones à risque comme le champ Hibernia n'aurait pas grand sens. Ils peuvent au cours de leur trajet avoir été réduits à n'importe quelle taille inférieure.

3.2.2 Forme.

C'est encore une fois la classification établie par la patrouille internationale des glaces qui fait ici référence. Basée sur la forme de la partie émergée (donc visible), elle distingue cinq catégories, deux "originelles" puis trois "détériorées":

(1) **Tabular (tabulaire) :**

horizontal ou à large toit plat, longueur/hauteur > 5:1.

Le rapport longueur sur hauteur est habituellement compris entre 5:1 et 100:1. Il a déjà été observé un tabulaire de 160 km de long pour 50 m de haut, soit un rapport 3200:1. Les icebergs tabulaires sont généralement issus de fronts flottants. C'est bien entendu dans cette catégorie que l'on trouvera les plus grandes tailles.

(2) **Blocky (trapu) :**

flancs escarpés, toit plat ou horizontal, long./haut. de 3:1 à 5:1.

Ces icebergs sont généralement vèlés le long de fronts non flottants. Ils ont une apparence vaguement cubique. Leurs diamètres sont de l'ordre de 50 à 500 m.

(3) **Drydock (cale sèche) :**

large entaille en U à la flottaison.

Flancs doux jusqu'à l'eau ou presque, souvent plusieurs pics et une surface "hérissée" par une érosion irrégulière due au soleil et au vent.

(4) **Pinnacled (à pinacle) :**

grande flèche centrale ou pyramide dominant l'iceberg.

Ils peuvent s'élever très haut au dessus de l'eau pour des masses faibles.

(5) **Dome (dôme) :**

surface douce et galbée.

Ces icebergs ont récemment basculés et montrent une partie de leur ancienne surface sous-marine lissée par sa fonte au contact de l'eau.

Ces différences de formes dépendent d'une part de la forme originelle de la masse de glace vèlée (surtout pour les catégories (1) et (2)) et d'autre part des divers processus de détérioration que peuvent subir les icebergs en mer (surtout (3),(4) et (5).) Les tabulaires, de part leur meilleure stabilité, ont tendance à conserver leur forme plus longtemps. Deacon (1984) mentionne un tabulaire observé plusieurs fois au large de l'Antarctique sur une période de 13 ans. Vu pour la première fois en 1967, il resta échoué les cinq années suivantes puis se remit à flot, long de 90 km et large de 51. Il fut évalué deux ans plus tard à 80x43 km. Observé une dernière fois six ans après , il conservait toujours sa forme tabulaire et mesurait 48x19 km. Si ces icebergs gardent longtemps leur forme générale, ils libèrent au cours de leur détérioration une multitude de blocs de glace de formes et tailles diverses. Un tabulaire d'environ 83x74 km (plus de 6 000 km² soit la taille d'un département français moyen) a été observé aux abords des Orcades du sud (60°sud, 45°ouest) tout au long du 4e trimestre 91. Il était signalé début décembre de nombreux bergy bits et growlers dans un rayon de 220 km autour du tabulaire (EPSHOM, 1991).

3.3 Densité.

Nous avons déjà abordé en B-3.1 le processus de formation de la glace de glacier, et donc d'iceberg, par compactage de la neige. A partir d'une densité d'environ 0,8 le matériau obtenu est non poreux: c'est désormais de la glace. Cette transformation s'effectue à une profondeur variable suivant les conditions locales, de l'ordre de quelques dizaines de mètres en Antarctique (Lorius, 1968). De la densité 0,4 de la neige fraîche nous passons à 0,6 dix mètres sous la surface du glacier, puis 0,82 à cinquante mètres pour dépasser 0,91 dès deux cent mètres puis tendre asymptotiquement vers la densité de la glace pure qui est d'environ 0,917 (Sanderson, 1988).

Nous avons estimé la densité moyenne d'un glacier en fonction de son épaisseur par un calcul simple. Nous avons pris les couples (densité, profondeur) ci-dessus et choisi pour les profondeurs supérieures à 200 m une densité constante de 0.91 (hypothèse minimaliste). L'évolution est supposée linéaire entre deux couples. Une simple intégration permet d'accéder pour toute profondeur à la densité moyenne de la couche supérieure. Les résultats sont résumés ci-dessous.

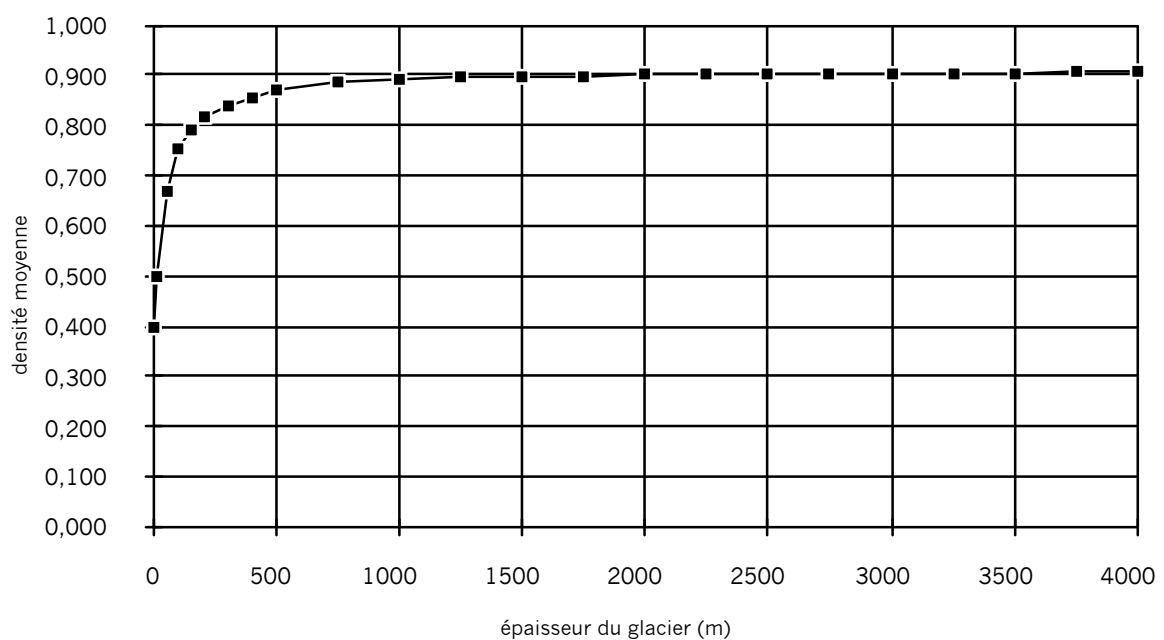


Figure B.8 densité moyenne d'un glacier en fonction de son épaisseur.

L'épaisseur moyenne dans les inlandsis s'établit à environ 2000 m pour l'Antarctique (28 millions de km³ sur 14 millions de km²) et à 1700 m pour le Groenland (3 millions de km³ sur 1.73 millions de km²). L'ordre de grandeur escompté pour la moyenne de densité des icebergs est alors de 0.9. Le domaine de variation s'établit selon Sanderson (1988) à 0.85-0.91. Les valeurs inférieures correspondent à des icebergs issus des couches superficielles, donc relativement peu nombreux. Certains icebergs de l'Antarctique, où la neige est un peu plus légère, pourraient descendre jusqu'à 0.83. Des mesures effectuées sur cinq icebergs le long des côtes terre neuviennes ont donné une densité moyenne de 0.895 (Mac Laren Plansearch, 1981). L'étude de douze échantillons prélevés sur un iceberg échoué près de St Jean de Terre-Neuve a donné une densité moyenne de 0.904 pour un minimum de 0.900 et un maximum de 0.906 (El Tahan et al., 1984.)

3.4 Porosité.

La porosité varie avec le degré de compacité de la glace, donc avec la densité. Il peut y avoir jusqu'à 50% d'air dans les couches superficielles des glaciers. Les pressions exercées lors du phénomène de compaction diminuent le volume des bulles d'air. Selon Darchen (1977), on obtient en fond de glacier des porosités comprises entre 7 et 15%.

En même temps que le volume de la bulle d'air diminue, la pression interne doit augmenter. Dans un glacier tempéré, cette pression ne devient jamais très importante en raison des déformations relativement rapides de la glace à 0°C. En revanche, dans de la glace froide soumise à de hautes pressions dans les fonds des inlandsis, la pression de l'air dans les bulles peut atteindre selon Lliboutry (1965) 2 MPa (20 atmosphères). Dans les icebergs, cette pression est couramment de 0.5 à 1MPa. Lors de la fonte de leurs parties émergées, ces bulles d'air sous pression ne se retrouvent soudain séparées de l'atmosphère que par une mince paroi de glace. Cette paroi est vite brisée sous la pression dans un crépitement. Aux abords d'un iceberg, on peut ainsi entendre un délicat bruissement.

3.5 Température

La température est l'un des facteurs influant sur les caractéristiques mécaniques de la glace. Sa distribution à l'intérieur d'un iceberg dépend :

- de la température du glacier d'origine.
- de la température de l'eau de mer qui l'entoure.
- de "l'âge" de l'iceberg.

Peu de mesures ont été effectuées au moment du vèlage, mais on peut supposer qu'à cet instant, la température intérieure globale est encore celle du glacier. Cammaert et Muggeridge (1988) citent des mesures effectuées dans l'inlandsis groenlandais qui révèlent une variation de -24°C à -13°C entre 150 m de profondeur et le fond. Selon Mocks et Weeks (1965), la température à dix mètres de profondeur de l'inlandsis groenlandais varie de -12 à -31°C selon la latitude et l'altitude. Une température moyenne de -20°C semble réaliste pour la plupart des glaciers producteurs d'icebergs (Nadreau, 1986).

Dans les eaux de moins de 10°C, il y a peu d'ablation et la chaleur de l'eau pénètre lentement l'iceberg par conduction. La variation de température avec la profondeur est régulière. Nous avons vu en A-2 que la conductivité thermique de la glace était faible. Lorsque l'eau est plus chaude, l'ablation devient plus "rapide" que la pénétration de chaleur par conduction. On peut considérer que cette ablation rattrape et détruit la conduction. L'iceberg n'est que très peu réchauffé par l'eau. Le gradient de température en surface est très grand et les couches superficielles gardent quasiment leur température précédente. Un iceberg en eau chaude apparaît plus froid qu'un iceberg entouré d'eau froide.

Dans une eau à -1.8°C comme celle de Terre Adélie, la plus froide que l'on puisse rencontrer, les icebergs ont un gradient régulier et faible. Les couches superficielles impliquées dans une collision ont une température proche de -1.8°C.

Des mesures ont été effectuées sur un iceberg d'environ 50 000 tonnes dans l'archipel de Pointe Géologie pendant l'hiver 1990. Dès deux mètres de profondeur, la température était stable, s'établissant aux environs de -15°C. Bien qu'à proximité du glacier de l'Astrolabe, cet iceberg était en forme de dôme. Il n'avait sans doute pas été vèlé récemment mais ne devait avoir qu'un maximum de deux ou trois ans d'âge.

Les études menées par Diemand (1984) suggèrent que la température centrale originelle des icebergs de l'Atlantique Nord doit être située entre -15°C et -20°C. Des mesures in situ réalisées dans le cadre de ce programme ont révélé des températures aussi basses que -10°C dans le premier mètre de glace. Mais dans cette zone, les eaux de surface peuvent dépasser +10°C.

3.6 Parties émergée et immergée.

3.6.1 Proportion des volumes.

La répartition entre le volume émergé ϑ_e et le volume immergé ϑ_i d'un iceberg de volume total $\vartheta_t = \vartheta_e + \vartheta_i$ est subordonnée à l'équilibrage de son poids par la force d'Archimède, soit :

$$\begin{array}{ccc} \rho_w \cdot \vartheta_i \cdot g & = & \rho_b \cdot \vartheta_t \cdot g \\ \text{(force d'Archimède)} & = & \text{poids)} \end{array}$$

avec : ρ_w = masse volumique de l'eau

ρ_b = masse volumique de l'iceberg

g = pesanteur

la densité moyenne de l'eau de mer salée à 35 grammes/litre est 1.028. Sa masse volumique est donc $\rho_w = 1028 \text{ kg/m}^3$. Nous avons vu que l'on pouvait estimer la densité moyenne des icebergs à 0.9, soit $\rho_b = 900$. On obtient :

$$\vartheta_i / \vartheta_t = \rho_b / \rho_w = 0.9 / 1.028 = 0.875 = 7/8$$

ce que l'on peut résumer à :

$$\vartheta_e / \vartheta_t = 1/8 ; \vartheta_i / \vartheta_t = 7/8 ; \vartheta_i / \vartheta_e = 7$$

Un huitième du volume émerge de l'eau tandis que les sept huitièmes restants se situent sous la surface. La célèbre et mythique "partie cachée" de l'iceberg est sept fois plus volumineuse que la partie visible.

En prenant pour ρ_b des valeurs extrêmes de 917 (masse volumique de la glace pure) et 850 (voir B-3.3), on trouve que le rapport volume immergé sur volume émergé peut varier de 8.26 à 4.78.

Nous avons représenté ci-après l'évolution de ce rapport en fonction de la densité de l'iceberg pour les densités d'eau environnante:

- 1.000 (eau douce);
- 1.028 (eau de mer courante).

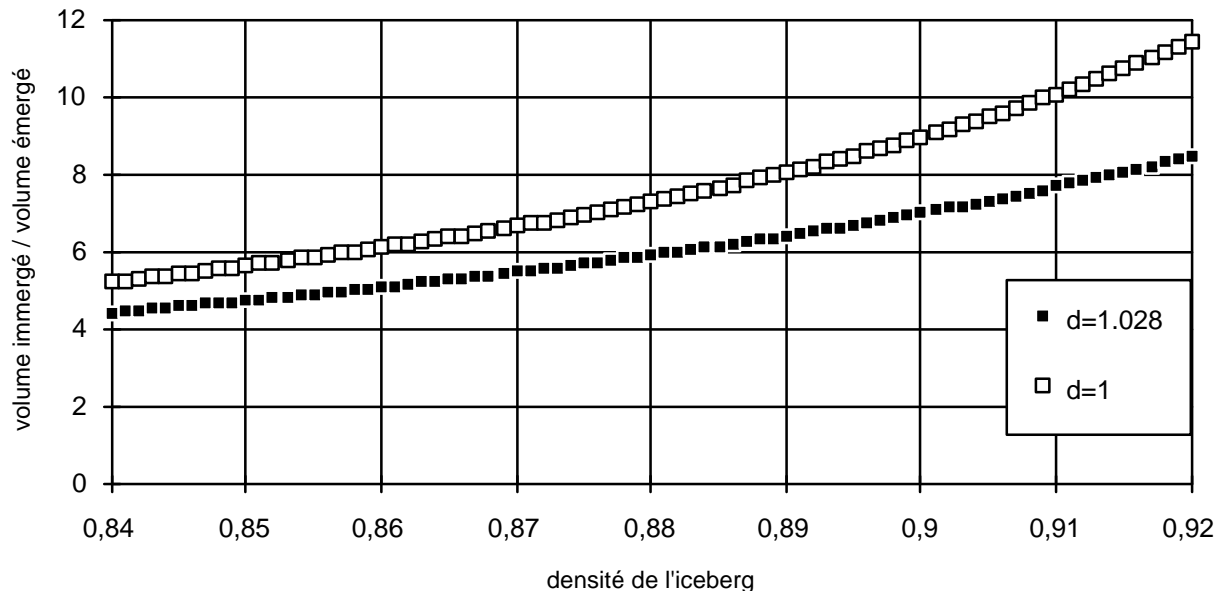


Figure B.9 Rapport volume immergé/volume émergé d'un iceberg en fonction de sa densité moyenne, dans des eaux de densités 1.000 et 1.028.

3.6.2 Proportion hauteur/tirant d'eau.

Le rapport hauteur -sous-entendu émergée-/tirant d'eau (sail/keel) dépend fortement de la forme de l'iceberg.

Pour un iceberg tabulaire, le rapport est celui du volume émergé sur le volume immergé, soit 1/7 pour $\rho_w = 1028$ et $\rho_b = 900$. Pour un iceberg sphérique, et dans les mêmes conditions, le rapport obtenu est double: 1/3.5. (voir D-3.1.2.)

De nombreuses observations rapportées par Darchen (1977) ont donné les chiffres suivants :

- dôme : 1/3.5
- à pinacle : 1/2 à 1/3
- cale sèche : 1/2

Kovacs (1979) mentionne les valeurs extrêmes suivantes:

- 1/1: pour un cale sèche très instable;
- 1/11: pour un tabulaire bien plat et très dense.

Pour Sanderson (1988) le rapport est typiquement compris entre 1/4 et 1/6, mais les nombreuses données recueillies par Mangor et Zorn (1983) représentées figure B.10 font plutôt apparaître un intervalle 1/1 à 1/6.

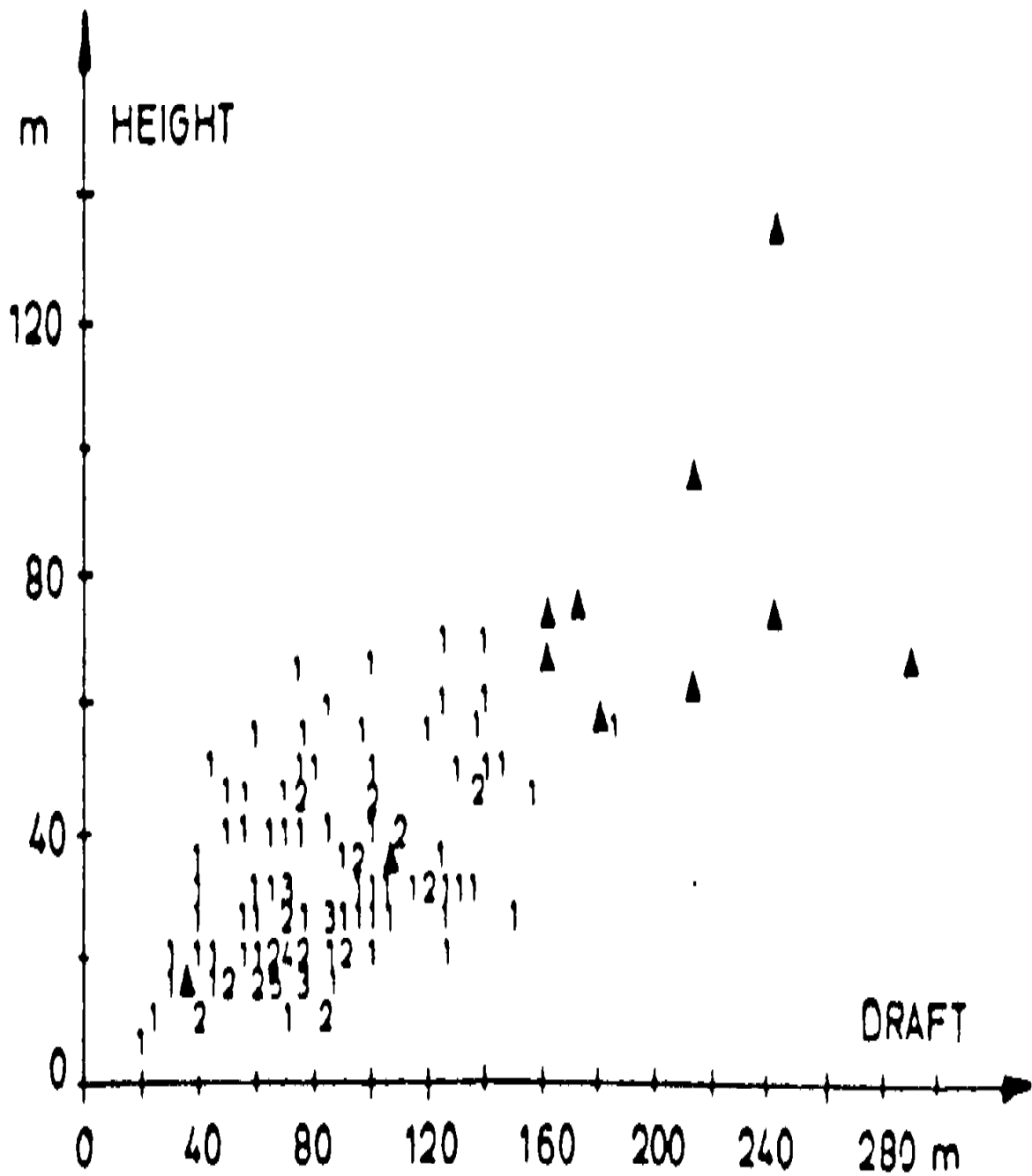


Figure B.10 : Relation entre hauteur et tirant d'eau pour des icebergs de l'Est-Groenland (triangles) et de l'Ouest-Groenland (chiffres). d'après Mangor et Zorn (1983)

3.7 Détérioration naturelle.

La première cause de détérioration venant à l'esprit est l'échauffement de la partie émergée par les radiations solaires et les échanges par convection avec l'air chaud. Mais la détérioration s'effectue en fait en majorité au niveau de la partie sous-marine.

Deux types de convection transfèrent la chaleur de l'eau de mer relativement chaude à la glace :

-d'abord, la convection forcée due au différentiel de vitesse existant entre l'iceberg et l'eau environnante. Elle peut-être accentuée par la houle et les divers phénomènes de turbulence.

-ensuite, la convection libre engendrée par le gradient de température de l'eau aux abords de l'iceberg. L'eau refroidie au contact de la glace se densifie et coule. L'eau plus chaude de la surface vient la remplacer.

Un troisième effet convectif, forcé, peut être provoqué par des mouvements oscillatoires importants de l'iceberg.

Mais selon White et al. (1980), le mécanisme dominant de détérioration est l'érosion par les vagues. L'érosion est rapide le long de la ligne de flottaison, où les eaux relativement chaudes voient leur action catalysée par le mouvement continu des vagues. Une sorte de gorge apparaît rapidement, ceinturant l'iceberg. Lors de nos expérimentations nous avons pu constater sur des icebergs chavirés qu'une gorge de trente centimètres de profondeur se formait en un douzaine d'heures dans des eaux pourtant froides (-1.8°C) et calmes (ce phénomène est pour nous d'un grand intérêt car il facilite grandement la tenue des aussières de remorquage). Les parties qui se retrouvent en surplomb de cette gorge peuvent se détacher sous l'effet de la gravité. Les parties inférieures peuvent en faire de même sous l'action de la poussée d'Archimède.

D'autres facteurs influencent la vitesse de détérioration des icebergs, nous citerons :

- la fracturation de la glace dûe aux contraintes thermiques.
- les pressions exercées par le pack environnant.
- la fonte le long des fractures, entailles, inclusions et hétérogénéités diverses.

La patrouille internationale des glaces a longuement étudié les vitesses de détérioration. La température de l'eau de mer est comme on pouvait s'y attendre un facteur dominant. Une étude citée par Cammaert et Muggerridge (1988) a mené à l'estimation suivante: si l'eau de mer passe de 0 à 10°C, la vitesse de détérioration augmente d'un facteur 5 pour les petits bergs, 7 pour les bergs moyens et 8 pour les grands bergs.

Quels que soient les modes et vitesse de détérioration, il est bien évident que le processus ne peut être homogène. Le centre de gravité et le centre de carène se déplacent sans cesse et l'iceberg peut pivoter lentement ou basculer d'un coup. Ce processus peut suivant la forme de l'iceberg s'accompagner d'un accroissement du tirant d'eau, ce qui présente un risque pour les installations de fond. Des calculs de Bass et Peters (1984) montrent que certains icebergs peuvent ainsi accroître leur tirant d'eau de 50 %.

3.8 Destruction.

La Patrouille Internationale des Glaces a mené un grand nombre d'études sur les procédés de destruction des icebergs (cités par Darchen, 1977). Les premières expérimentations ont mis en jeu canons, mines, puissantes charges explosives et divers autres moyens détonnants. Aucun réel enseignement pratique n'a pu en être retiré, sinon la constatation que pour briser 2 000 tonnes de glace, environ 500 kg d'explosifs conventionnels répartis en une centaine de charges étaient nécessaires.

On songea également à utiliser pour briser la glace le procédé d'aluminothermie : de l'aluminium en poudre réagit avec de l'oxyde de fer pour donner du fer en fusion. L'important gradient thermique créé doit pouvoir engendrer une onde de choc suffisante pour provoquer la fracturation de l'iceberg. Les expériences menées, avec bombardement par avion, ne furent pas concluantes.

Puis on voulut passer aux explosifs à forte puissance. Vingt bombes de 1000 livres furent larguées sur un iceberg dont la taille ne diminua guère que de 1/3 à 1/4.

Une destruction satisfaisante n'est envisageable que si l'on multiplie le nombre des charges, réparties consciencieusement et équipées de détonateurs à micro-retards disposés après de rigoureux calculs. Le côté pratique d'une telle opération est fort médiocre.

Plutôt que de briser l'iceberg, on peut envisager d'en accélérer la fonte. Ce que la Patrouille Internationale des Glaces a encore trouvé de plus pratique est l'épandage de noir de fumée. L'opération est manuelle, et suppose la montée sur l'iceberg de plusieurs personnes pour un travail long et fastidieux.

La fonte par le feu n'est pas envisageable. Il faudrait des millions de litres d'essence pour faire fondre un iceberg de taille moyenne.

Une autre méthode est envisageable: créer des "puits" traversant l'iceberg de part en part. Leur action s'effectue à deux niveaux : ils augmentent la surface de contact avec l'air et l'eau mais aussi fragilisent l'iceberg et créent des zones préférentielles de fracturation. La méthode présente l'avantage de requérir un minimum de travail, et donc de risques. De premiers essais ont été menés en Terre Adélie (Guichard, 1989). Ce procédé mériterait des investigations supplémentaires.

3.9 Techniques de déviation et remorquage.

Il existe trois façons d'agir sur la course d'un iceberg :

- (1) - projection d'un jet d'eau sur la surface émergée.
- (2) - poussée physique sur l'iceberg, par exemple avec la proue d'un navire.
- (3) - traction par l'intermédiaire d'une aussière.

Les deux premières méthodes ont l'intérêt de n'exiger qu'un minimum de manipulations. En revanche, elles ne peuvent permettre un guidage correct de la course de l'iceberg. Elles ne sont utilisées que dans le cadre de dérivations modérées à imprimer aux icebergs.

La troisième méthode est la plus performante mais pose le problème de la liaison entre l'aussière et l'iceberg. Le plus simple est de ceinturer l'iceberg à l'aide d'une aussière flottante. Mais la force de traction passera bien loin du centre de gravité et un iceberg instable aura vite fait de basculer. Une autre méthode consiste à placer l'iceberg dans une nacelle "type lance-pierre" composée d'un filet vertical lesté relié par plusieurs aussières au navire. La force de traction peut alors passer dans les environs du centre de gravité. Les aussières ont parfois été fixées à l'iceberg par l'intermédiaire d'ancrages. L'Université Mémorial de Terre-Neuve a développé un système d'ancres pénétrant la glace de la partie émergée par un procédé électrothermique puis maintenues par le regel. La firme Mobil a foré des ancres dans la partie immergée à partir d'un sous-marin équipé d'une foreuse hydraulique. La liaison obtenue par ancrage survit parfois à un retournement.

3.10 Détection.

Le problème de la détection rentre pour une part non négligeable dans l'évaluation des risques dus aux icebergs. Si l'iceberg ne peut être détecté, aucune mesure de protection telle que remorquage de l'iceberg ou déplacement de la structure exposée ne pourra être mis en oeuvre.

Les techniques de détection par radar évoluent sans cesse mais se heurtent à deux problèmes :

- faible réflexion des ondes sur la glace.
- interférences des vagues, surtout dans les mers fortes.

La figure B.11 donne quelques indications sur la probabilité de détection des icebergs en fonction de leur taille et de l'état de la mer (auxquels correspond une énergie cinétique maximale liée à des vitesses instantanées possibles et non des vitesses moyennes). Nous pouvons constater qu'un iceberg de 100 000 tonnes doté dans une mer de force 6 d'une énergie de 250 MJ (2.25 m/s) n'a que 10% de chance d'être détecté (avec antenne du radar à 15m d'altitude). Lors d'essais réalisés en 1985 par la Patrouille Internationale des Glaces, le radar embarqué à bord de l'*USCGC Evergreen* n'a pu détecter que 5 des 17 bergy bits ayant été vus dériver aux abords du navire, dans des vagues pourtant inférieures à 2 m (Edwards et Thayer, 1986).

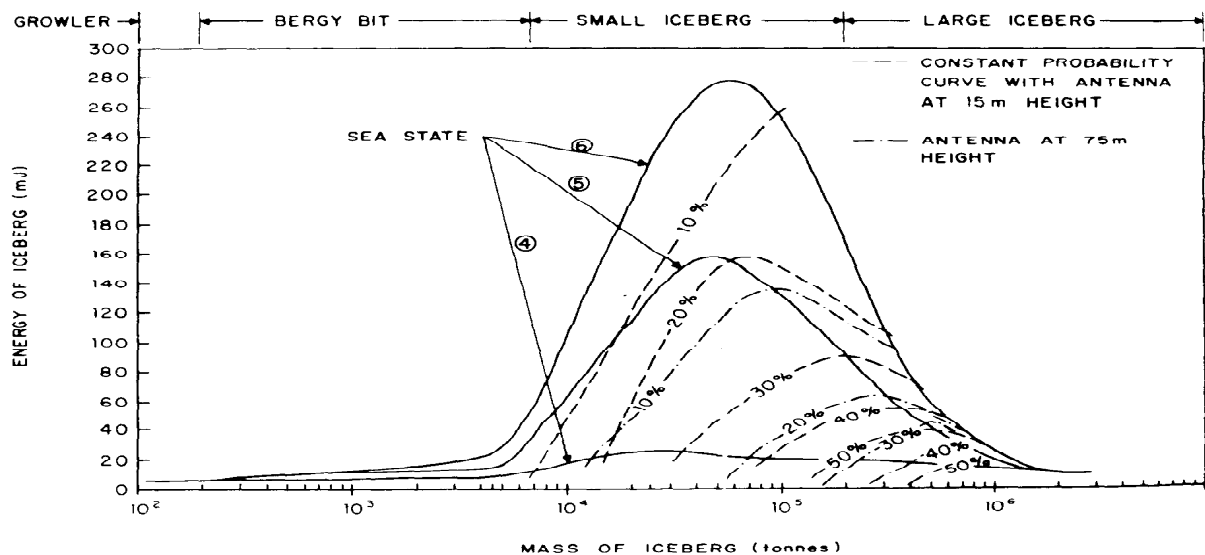


Figure B.11 : Energie cinétique atteinte dans des mers de force 4, 5, 6 et probabilité de détection correspondante. d'après Arunachalam et al. (1987)

3.11 Stabilité.

Un iceberg est sans cesse soumis à diverses forces extérieures appliquées par le vent, les courants, les vagues ou encore par le choc d'une étrave, d'un haut fond, d'une digue ou la tension d'une aussière de remorquage.

L'iceberg instable peut basculer à tout instant et surtout lors d'un remorquage ou d'un choc contre une structure, ce qui :

- lors d'un remorquage, supprime généralement la liaison iceberg-engin tracteur, laissant de nouveau l'iceberg libre de ses mouvements, ce que l'on cherchait justement à éviter.
- lors d'un impact sur une structure, augmente l'énergie cinétique de l'iceberg et peut accroître l'effort exercé sur la structure.

Il est donc important de pouvoir estimer le degré de stabilité d'un iceberg. Les facteurs principaux en sont la répartition spatiale de densité et la forme. La densité étant relativement homogène, c'est la forme qui va globalement déterminer la stabilité. Au cours de sa continuelle détérioration, l'iceberg change sans cesse de forme et se retrouve toujours tôt ou tard dans un état critique pour lequel une force extérieure modérée peut provoquer le basculement. C'est cet état critique que l'on cherche à déterminer.

Les travaux de Allaire (1972) montrèrent que la forme de la partie émergée était le paramètre prépondérant et que son étude suffisait à caractériser convenablement la stabilité. Les formes testées furent classées selon les critères de la patrouille internationale des glaces présentés en B-3.2.1. Allaire conclut que le degré de stabilité pouvait être grossièrement décrit par le rapport largeur/hauteur (l/h), où la largeur est la plus petite dimension du plan de flottaison. Plus ce rapport est grand et plus l'iceberg est stable. A chaque forme correspond un rapport critique présenté dans le tableau ci-dessous :

| Forme | rapport (l/h) critique |
|------------|----------------------------|
| Tabulaire | 6 / 1 |
| Trapu | 6 / 1 |
| Cale sèche | 4 / 1 |
| Dôme | 3.8 / 1 |
| à pinacle | 1.8 / 1 |

Tableau B.2: critères de stabilité des icebergs.
d'après Allaire (1972).

Un autre critère de stabilité est le rapport l_m/h_m ou largeur moyenne/hauteur moyenne, lui aussi d'autant plus élevé que l'iceberg est stable. Il dérive des travaux réalisés sur la stabilité des navires. Bass (1980) a établi une formulation de la valeur critique de ce rapport :

$$(l_m/h_m)_{critique} = 2.3 (z(x+7y))^{1/2}$$

avec :

l_m = largeur moyenne minimum de la surface de flottaison, prise perpendiculairement à son grand axe.

h_m = hauteur moyenne au-dessus de la surface de flottaison.

z = coefficient global de plan de flottaison = $l_m^2/12k^2$

k = rayon de giration du plan de flottaison autour de son axe principal Δ . (soit k tel que le moment d'inertie $J\Delta$ du plan de flottaison d'épaisseur d_e et de masse d_m par rapport à l'axe Δ s'exprime sous la forme $J\Delta = d_m k^2$)

x = coefficient global de partie émergée = $2h_g/h_m$

h_g = hauteur au dessus du plan de flottaison du centre de gravité de la partie émergée.

y = coefficient global de partie immergée = $2 P_c/P_m$

P_c = profondeur sous le plan de flottaison du centre de poussée de l'iceberg.

P_m = tirant d'eau moyen = $\vartheta_i/l_m/L$

ϑ_i = volume de la partie immergée

L = longueur de l'axe principal Δ du plan de flottaison

Signalons également que Benedict et al. (1981) ont développé un programme calculant la stabilité d'un iceberg à partir de mesures sonar. Leurs calculs des forces critiques nécessaires au basculement d'un iceberg donné s'accordèrent assez bien aux mesures effectuées en 1980 à l'occasion de tests de traction.

3.12 Etude dynamique de l'iceberg.

Le principe fondamental de la dynamique permet, dans le cadre de la mécanique Newtonienne, d'établir les relations existant entre:

- le mouvement d'un système matériel (S) par rapport à un repère **galiléen** R_g
- les efforts **extérieurs** agissant sur ce système.

Cette relation s'écrit sous forme d'égalité entre le torseur résultant des actions mécaniques extérieures agissant sur le système matériel (S) étudié, noté $\{ \mathcal{T}_{(S_{ext})\emptyset S} \}$, et le torseur des quantités d'accélération (ou torseur dynamique) du système matériel dans son mouvement par rapport au repère galiléen R_g , noté $\{ \mathcal{D}_{(S/R_g)} \}$:

$$\{ \mathcal{T}_{(S_{ext})\emptyset S} \} = \{ \mathcal{D}_{(S/R_g)} \} \quad (a)$$

3.12.1 Choix du repère galiléen.

Le principe fondamental de la dynamique postule l'existence d'au moins un repère galiléen R_g (et d'une chronologie ou mesure du temps) pour lequel le principe est vérifié. Mais ce type de repère n'est en rien défini, sinon comme étant celui pour lequel le principe est vérifié.

Par expérience, on sait que le choix du repère galiléen est fonction du type de problème étudié. Les repères retenus ne sont en général qu'une approximation de repère galiléen acceptable pour une classe de problèmes donnée. Ainsi, pour mener l'étude dynamique de mécanismes en laboratoire, un repère lié à la terre convient. En revanche, pour des mouvements que l'on suit sur de longs laps de temps (comme celui du pendule de Foucault dont l'étude permet de mettre en évidence la rotation de la Terre sur elle-même) ou pour des mouvements très rapides (comme celui de gyroscopes), cette approximation n'est plus suffisante.

Pour ce qui concerne l'étude des mouvements d'icebergs à la surface de la Terre, le "repère de Copernic" dont l'origine coïncide avec le centre d'inertie du système solaire et dont les axes passent par des étoiles "fixes" les unes par rapport aux autres sera considéré comme galiléen. Tout repère en translation rectiligne uniforme par rapport à ce dernier sera lui-même galiléen.

La mesure du temps pourra être donnée par des horloges classiques (oscillation d'un quartz, mouvements de certains astres, ...).

3.12.2 Théorèmes de la résultante dynamique et du moment dynamique.

En un point A quelconque de l'espace, le torseur dynamique a pour expression:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{a}_{(G \in S/R_g)} \\ \delta_{(A, S/R_g)} = \int_S \mathbf{AM} \wedge \mathbf{a}_{(M \in S/R_g)} dm \end{array} \right\}$$

où: $\mathbf{a}_{(M \in S/R_g)}$ est l'accélération galiléenne du point courant M de S;

G est le centre de gravité de (S); m est sa masse;

$m \mathbf{a}_{(G \in S/R_g)}$ est la résultante du torseur dynamique;

$\delta_{(A, S/R_g)}$ est le moment résultant du torseur exprimé en A.

La notion d'actions mécaniques extérieures au système matériel (S) sous-entend la nécessité d'isoler par la pensée pour les besoins de l'étude le système matériel (S) de tout ce qui lui est extérieur (noté(S_{ext})). Il est nécessaire de faire le bilan complet de toutes les actions mécaniques qui agissent de (S_{ext}) sur (S):

En un point A quelconque,

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{7}_{(S_{ext} \oslash S)} \\ \mathbf{M}_{(A, S_{ext} \oslash S)} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{R}_{(S_{ext} \oslash S)} \\ \mathbf{M}_{(A, S_{ext} \oslash S)} \end{array} \right\}$$

avec:

$\mathbf{R}_{(S_{ext} \oslash S)}$ résultante du torseur d'actions mécaniques;

$\mathbf{M}_{(A, S_{ext} \oslash S)}$ moment résultant en A des actions mécaniques extérieures agissant sur (S).

Le principe fondamental de la dynamique conduit alors de façon évidente à l'écriture des deux théorèmes suivants:

p Théorème de la résultante dynamique: $m \mathbf{a}_{(G \in S/R_g)} = \mathbf{R}_{(S_{\text{ext}} \emptyset S)}$

Il fournit la relation entre les trois composantes de déplacement du centre de gravité G de l'iceberg dans une base $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3)$ en fonction des actions mécaniques supportées par (S). Cette relation fait intervenir la masse de l'iceberg.

p Théorème du moment dynamique: $\delta_{(A, S/R_g)} = \mathbf{M}_{(A, S_{\text{ext}} \emptyset S)}$

en un point A quelconque, avec:

$$\delta_{(A, S/R_g)} = \left[\frac{d}{dt} \sigma_{(A, S/R_g)} \right]_{R_g} + m \mathbf{V}_{(A \in S/R_g)} \wedge \mathbf{V}_{(G \in S/R_g)}$$

où $\sigma_{(A, S/R_g)}$ est le moment cinétique en A du système matériel (S) dans son mouvement par rapport au repère R_g

Dans le cas où le système matériel (S) est indéformable, le moment cinétique $\sigma_{(A, S/R_g)}$ s'exprime en fonction du vecteur rotation $\Omega_{(S/R_g)}$ du solide (S) par rapport au repère galiléen R_g et de l'opérateur d'inertie $I_{(A, S)}$ sous la forme :

$$\sigma_{(A, S/R_g)} = m \mathbf{AG} \wedge \mathbf{V}_{(A \in S/R_g)} + I_{(A, S)} \Omega_{(S/R_g)}$$

Dans le cas où l'on exprime l'égalité fondamentale (a) au centre de gravité G de (S) et non en un point quelconque A de l'espace, on a donc:

$$\begin{aligned} \delta_{(G, S/R_g)} &= \left[\frac{d}{dt} \sigma_{(G, S/R_g)} \right]_{R_g} \\ &= \left[\frac{d}{dt} \{ I_{(G, S)} \Omega_{(S/R_g)} \} \right]_{R_g} \end{aligned}$$

On peut exprimer les composantes de la matrice associée à l'opérateur d'inertie dans une base $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3)$ donnée liée à l'iceberg (voir figure B.18):

$$I_{(G, S)} = (I_{\alpha\beta}) \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad \begin{array}{l} -I_{11}, I_{22}, I_{33} : \text{moments d'inertie par} \\ \text{rapport à } (G\mathbf{x}_1), (G\mathbf{x}_2), (G\mathbf{x}_3); \\ -I_{\alpha\beta} \text{ pour } \alpha \neq \beta : \text{produit d'inertie.} \end{array}$$

si $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3)$ est la base principale d'inertie, les produits d'inertie sont nuls et la matrice est diagonale.

On peut observer que le théorème du moment dynamique permet d'établir les relations existant entre les rotations du solide par rapport au repère galiléen et les moments des actions extérieures qui lui sont appliquées. Ces relations font intervenir les caractéristiques d'inertie du solide.

Remarque : Afin de simplifier les écritures, nous procéderons à un changement de notation (parfois adopté dans la littérature scientifique; voir Bass et Sen, 1986) : à chacun des torseurs décrits précédemment nous associerons un vecteur colonne dont les coordonnées sont décrites dans une base de dimension 6 :

$\underline{\mathbf{a}} = (a_i)$ vecteur caractérisant les accélérations (trois composantes d'accélération linéaires pour $i=1$ à 3; trois accélérations angulaires pour $i=4$ à 6)

$\underline{\mathbf{F}} = (F_i)$ vecteur caractérisant les actions mécaniques extérieures (trois composantes de résultante pour $i= 1$ à 3; trois composantes de moment en G pour $i = 4$ à 6).

L'égalité fondamentale (a) s'écrit donc avec cette notation:

$$\mathbb{0} \underline{\mathbf{a}} = \underline{\mathbf{F}} \quad \text{ou encore} \quad (\mathbf{M}_{ij}) (a_j) = (F_i)$$

où $\mathbb{0} = (\mathbf{M}_{ij})$ est la matrice 6x6 caractérisant les masses et inerties du solide:

$$(\mathbf{M}_{ij}) = \begin{pmatrix} m & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_{11} & I_{12} & I_{13} \\ 0 & 0 & 0 & I_{21} & I_{22} & I_{23} \\ 0 & 0 & 0 & I_{31} & I_{32} & I_{33} \end{pmatrix}$$

24 coefficients parmi les 36 contenus dans cette matrice sont nuls. Si la base $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3)$ est principale d'inertie, le nombre de coefficients nuls passe à 30 et la matrice $\mathbb{0}$ est diagonale. Si la forme générale de l'iceberg se rapproche de celle d'une sphère, tout axe passant par G est axe principal d'inertie.

3.12.3 Expression des accélérations.

Dans l'expression du principe fondamental de la dynamique, c'est le mouvement par rapport au repère galiléen R_g (ici le repère de Copernic) qui est à prendre en compte. Ce mouvement ne correspond pas, dans le cas de l'étude des mouvements d'icebergs, à celui dont les caractéristiques sont simples à mesurer pour un observateur terrestre.

En utilisant une relation de composition des mouvements, on pourra faire apparaître les mouvements par rapport à la Terre T dans l'expression (a) :

$$\forall M, \quad \mathbf{a}_{(M \in S/R_g)} = \mathbf{a}_{(M \in S/T)} + \mathbf{a}_{(M \in T/R_g)} + 2 \boldsymbol{\Omega}_{(T/R_g)} \wedge \mathbf{V}_{(M \in S/T)}$$

(accélérations: /galiléenne /relative /d'entraînement /de Coriolis)

$\mathbf{V}_{(M \in S/T)}$ est la vitesse du point M de l'iceberg par rapport à la terre T. elle s'exprime à partir du centre G de l'iceberg, sous la forme:

$$\mathbf{V}_{(M \in S/T)} = \mathbf{V}_{(G \in S/T)} + \boldsymbol{\Omega}_{(S/T)} \wedge \mathbf{GM}$$

3.12.3.1 Accélération d'entraînement.

L'accélération d'entraînement $\mathbf{a}_{(M\in T/R_g)}$ se décompose, si l'on désigne par O le centre du globe terrestre, de la façon suivante :

$$\mathbf{a}_{(M\in T/R_g)} = \mathbf{a}_{(O\in T/R_g)} + \left[\frac{d}{dt} \boldsymbol{\Omega}_{(T/R_g)} \right]_{R_g} \wedge \mathbf{OM} + \boldsymbol{\Omega}_{(T/R_g)} \wedge [\boldsymbol{\Omega}_{(T/R_g)} \wedge \mathbf{OM}]$$

(a) $\mathbf{a}_{(O\in T/R_g)}$ est l'accélération du centre O de la Terre par rapport au repère galiléen R_g . La trajectoire de la Terre dans ce repère est elliptique, de demi-grand axe avoisinant les 149,6 Mkm (millions de km). Cette trajectoire est parcourue en approximativement 365,25 jours, soit en $T = 31\,557\,600$ secondes. Assimilons la trajectoire à un cercle de rayon $R = 149,6$ Mkm, parcouru à vitesse angulaire constante $\omega_{ell} = 2\pi/T \cong 2 \cdot 10^{-7}$. Si nous appelons \mathbf{N} le vecteur unitaire issu de O dirigé vers le centre de la trajectoire circulaire (donc vers le soleil), nous trouvons:

$$\mathbf{a}_{(O\in T/R_g)} = \omega_{ell}^2 R \mathbf{N} = 6 \cdot 10^{-3} \mathbf{N} \quad (\text{m/s}^2)$$

Posons (voir figure B.13) :

- * λ la latitude du lieu considéré (positive dans l'hémisphère nord, négative dans l'hémisphère sud).
- * \mathbf{E}_m le vecteur unitaire contenu à la fois dans le plan équatorial et dans le plan du méridien du lieu considéré, dirigé vers l'extérieur de la Terre. (\mathbf{E}_m supporte la force centripète dûe à la rotation de la Terre).
- * \mathbf{P} le vecteur unitaire orienté suivant l'axe de rotation de la Terre, dirigé du pôle sud vers le pôle nord.
- * \mathbf{E}_n le vecteur unitaire tel que $(\mathbf{E}_m, \mathbf{E}_n, \mathbf{P})$ soit une base orthonormée (\mathbf{E}_n est tangent au point M à la surface du globe, dirigé vers l'est).
- * dh la différence (en heures) entre l'heure solaire au point M et l'heure "midi".
- * α_h l'angle "horaire" du point M, valant $\alpha_h = 2\pi dh / 24$ (c'est l'angle compris entre les vecteurs \mathbf{N} et \mathbf{E}_m).

Supposons l'axe de rotation de la terre perpendiculaire au plan de l'écliptique (plan de la trajectoire de la Terre autour du soleil). Nous pouvons alors écrire:

$$\mathbf{N} = \cos \alpha_h \mathbf{E}_m + \sin \alpha_h \mathbf{E}_n$$

d'où :

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{(O\in T/R_g)} &= \omega_{ell}^2 R (\cos \alpha_h \mathbf{E}_m + \sin \alpha_h \mathbf{E}_n) \\ &= 6 \cdot 10^{-3} (\cos \alpha_h \mathbf{E}_m + \sin \alpha_h \mathbf{E}_n) (\text{m/s}^2) \end{aligned}$$

(b) Le mouvement de rotation de la Terre sur elle-même peut être considéré uniforme, nous avons donc :

$$\left[\frac{d}{dt} \boldsymbol{\Omega}_{(T/R_g)} \right]_{R_g} \wedge \mathbf{OM} = \mathbf{0}$$

(c) Ce mouvement uniforme a une pulsation $\omega_t = 2\pi/86400 = 7,27 \cdot 10^{-5}$ rd/s, telle que $\mathbf{\Omega}_{(T/Rg)} = \omega_t \mathbf{P}$. Le vecteur \mathbf{OM} repérant la position du point M de l'iceberg par rapport au centre O de la Terre est égal à $\mathbf{OM} = R \sin \lambda \mathbf{P} + R \cos \lambda \mathbf{E}_m$, où R est le rayon de la terre au droit du point M. R vaut environ 12 713 km aux pôles et 12 756 à l'équateur. Nous utiliserons la valeur de 12 750 km. Nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{\Omega}_{(T/Rg)} \wedge [\mathbf{\Omega}_{(T/Rg)} \wedge \mathbf{OM}] &= \omega_t \mathbf{P} \wedge [\omega_t \mathbf{P} \wedge \mathbf{OM}] \\ &= \omega_t \mathbf{P} \wedge [\omega_t \mathbf{P} \wedge (R \sin \lambda \mathbf{P} + R \cos \lambda \mathbf{E}_m)] \\ &= \omega_t \mathbf{P} \wedge [\omega_t R \cos \lambda \mathbf{E}_m] \\ &= -\omega_t^2 R \cos \lambda \mathbf{E}_m \end{aligned}$$

Nous pouvons alors développer l'accélération d'entraînement :

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{(M\epsilon T/Rg)} &= \mathbf{a}_{(O\epsilon T/Rg)} + [d/dt \mathbf{\Omega}_{(T/Rg)}]_{Rg} \wedge \mathbf{OM} + \mathbf{\Omega}_{(T/Rg)} \wedge [\mathbf{\Omega}_{(T/Rg)} \wedge \mathbf{OM}] \\ &= \omega_{ell}^2 R (\cos \alpha_h \mathbf{E}_m - \sin \alpha_h \mathbf{E}_n) - \omega_t^2 R \cos \lambda \mathbf{E}_m \\ &= R [(\omega_{ell}^2 \cos \alpha_h - \omega_t^2 \cos \lambda) \mathbf{E}_m - \omega_{ell}^2 \sin \alpha_h \mathbf{E}_n] \end{aligned}$$

Soit \mathbf{E}_{hm} la projection du vecteur \mathbf{E}_m sur l'horizontale en M, ou plan tangent en M à la surface du globe. \mathbf{E}_{hm} est orienté suivant le méridien courant en M, dirigé Nord-Sud. $(\mathbf{E}_{hm}, \mathbf{E}_n)$ forme une base orthonormée du plan "horizontal" π_{hM} tangent en M à la surface du globe. Nous pouvons exprimer dans cette base la composante horizontale de cette accélération d'entraînement :

$$\mathbf{a}_{h(M\epsilon T/Rg)} = R [(\omega_{ell}^2 \cos \alpha_h - \omega_t^2 \cos \lambda) \sin \lambda \mathbf{E}_{hm} - \omega_{ell}^2 \sin \alpha_h \mathbf{E}_n]$$

ω_t étant près de 400 fois supérieur à ω_{ell} , le module de \mathbf{a}_h n'est pratiquement dépendant que de la latitude λ . Nous avons représenté ce module sur la figure B.12, et nous pouvons constater que l'ordre de grandeur de cette accélération d'entraînement est de quelques 10^{-2} m/s², soit de l'ordre de 100 fois moins que les accélérations qui peuvent se développer lors d'un impact d'iceberg sur une structure.

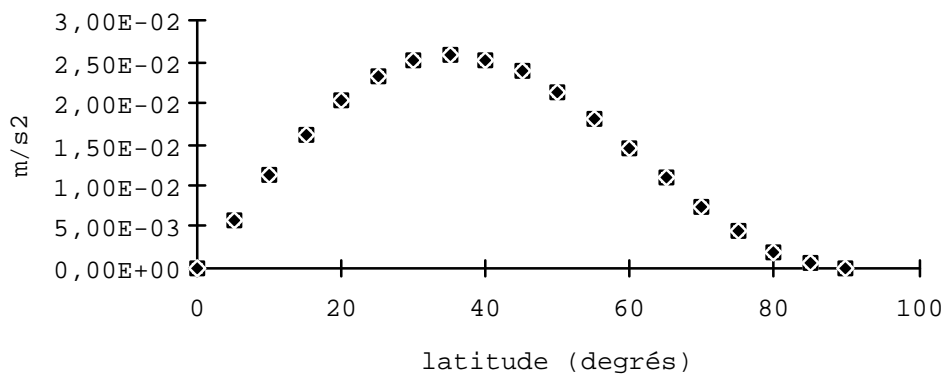


Fig B.12 : Composante horizontale de l'accélération d'entraînement en fonction de la latitude.

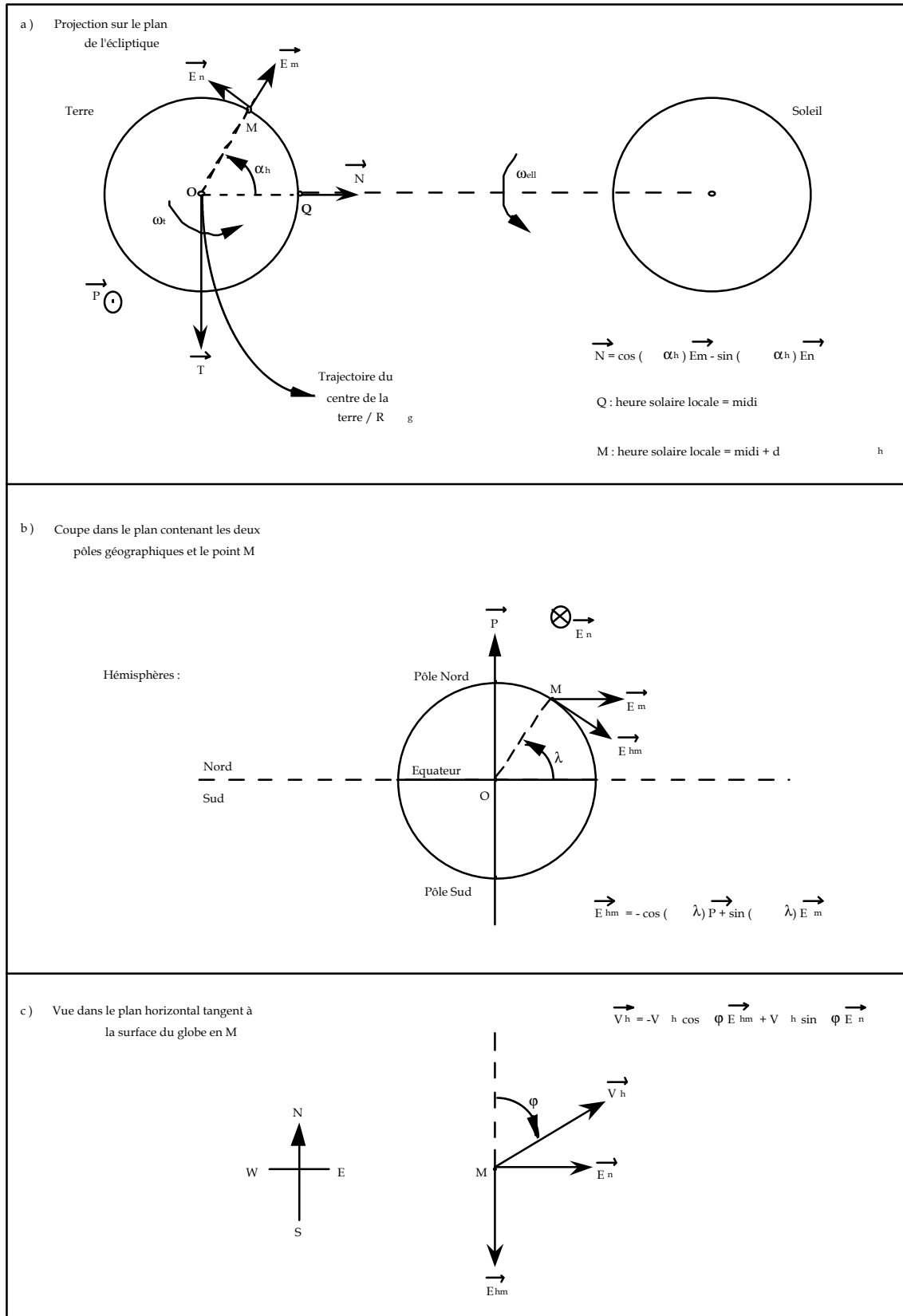


Figure B.13 :
Notations utilisées pour le calcul des accélérations d'entrainement et de Coriolis.

3.12.3.2 Accélération de Coriolis.

En utilisant les notations introduites au paragraphe précédent, nous pouvons développer l'expression de l'accélération de Coriolis \mathbf{a}_c :

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_c &= 2 \boldsymbol{\Omega}_{(T/Rg)} \wedge \mathbf{V}_{(M \in S/T)} \\ &= 2 \omega_t \mathbf{P} \wedge (V_m \mathbf{E}_m + V_n \mathbf{E}_n + V_p \mathbf{P}) \\ &= 2 \omega_t (-V_n \mathbf{E}_m + V_m \mathbf{E}_n)\end{aligned}$$

Dont la composante horizontale \mathbf{a}_{ch} s'écrit :

$$\mathbf{a}_{ch} = 2 \omega_t (-V_n \sin \lambda \mathbf{E}_{hm} + V_m \mathbf{E}_n)$$

Considérons maintenant le mouvement de l'iceberg dans le seul plan horizontal π_{hm} . Appelons \mathbf{V}_h la vitesse de ce mouvement, comprise dans le plan π_{hm} . Soit ϕ l'azimut de cette vitesse par rapport au nord géographique, tel que $\phi=0$ au nord, 90° à l'est, 180° au sud et 270° (ou -90°) à l'ouest. La vitesse \mathbf{V}_h de l'iceberg, de module V_h , s'exprime dans la base $(\mathbf{E}_{hm}, \mathbf{E}_n)$ de la façon suivante:

$$\begin{aligned}\mathbf{V}_h &= -V_h \cos \phi \mathbf{E}_{hm} + V_h \sin \phi \mathbf{E}_n \\ &= -V_h \cos \phi \sin \lambda \mathbf{E}_m + V_h \sin \phi \mathbf{E}_n + V_h \cos \phi \cos \lambda \mathbf{P} \\ &= V_m \mathbf{E}_m + V_n \mathbf{E}_n + V_p \mathbf{P}\end{aligned}$$

L'accélération de Coriolis correspondante est :

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_c &= 2 \omega_t (-V_n \mathbf{E}_m + V_m \mathbf{E}_n) \\ &= -2 V_h \omega_t (\sin \phi \mathbf{E}_m + \cos \phi \sin \lambda \mathbf{E}_n)\end{aligned}$$

Dont la composante horizontale \mathbf{a}_{ch} s'écrit :

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_{ch} &= 2 \omega_t (-V_n \sin \lambda \mathbf{E}_{hm} + V_m \mathbf{E}_n) \\ &= -2 V_h \omega_t \sin \lambda (\sin \phi \mathbf{E}_{hm} + \cos \phi \mathbf{E}_n)\end{aligned}$$

Cette accélération a_{ch} est toujours perpendiculaire à V_h . Elle est dirigée à bâbord dans l'hémisphère nord, à tribord dans l'hémisphère sud. Son module a_{ch} s'écrit $a_{ch} = 2 \omega_t V_h \sin \lambda$. il est logiquement maximal au pôle où V_h et Ω sont perpendiculaires et nul à l'équateur où a_c est vertical. Nous avons représenté ce module sur la figure B.14 pour quelques vitesses V_h .

Les accélérations maximales trouvées se comptent en dix-millièmes de m/s^2 (soit en cent-millièmes de g). Elles sont donc environ cent fois inférieures aux accélérations d'entraînement maximales qui étaient déjà elles-mêmes cent fois inférieures aux accélérations qui peuvent se développer lors de l'impact d'un iceberg sur une structure.

Les accélérations d'entraînement et de Coriolis s'avèrent négligeables par rapport aux accélérations relatives iceberg/structure liées aux types d'impacts que nous étudions. Nous pouvons ainsi considérer que l'égalité suivante est vérifiée pendant la durée de l'impact :

$$\mathbf{a}_{(MeS/Rg)} = \mathbf{a}_{(MeS/T)}$$

soit:

$$\text{accélération galiléenne} = \text{accélération relative}$$

Ceci signifie que pendant la durée d'étude de l'impact, le repère "Terre" peut être assimilé à un repère galiléen et qu'il est légitime de s'y référer et d'y exprimer le principe fondamental de la dynamique. Notons bien cependant que ceci ne pourrait s'appliquer aux études de dérive ou de remorquage.

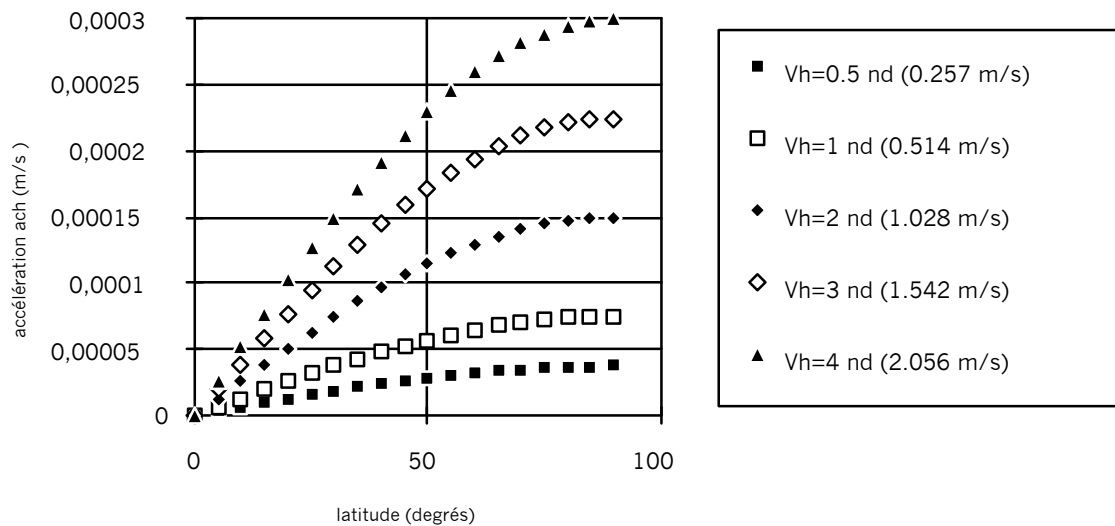


Figure B.14 : composante horizontale de l'accélération de Coriolis en fonction de la latitude pour quelques vitesses horizontales V_h .

3.12.4 Bilan des actions mécaniques extérieures agissant sur l'iceberg.

Dans son milieu naturel, un iceberg est soumis à des actions mécaniques ayant trois origines différentes: les actions de la pesanteur, les actions de la mer sur sa partie immergée et les actions de l'air sur sa partie émergée.

3.12.4.1 *Actions de pesanteur.*

Elles sont simples à exprimer une fois la masse m de l'iceberg estimée. Elles se réduisent à un glisseur \mathbf{P} passant par le centre de gravité G de l'iceberg. Nous avons $\mathbf{P} = m\mathbf{g}$, où \mathbf{g} est la valeur locale de l'accélération de la pesanteur.

3.12.4.2 *Actions de la mer.*

Si l'on note S_i la surface immergée de l'iceberg, les actions de la mer sur l'iceberg peuvent être représentées en G par le torseur (indice w pour water) :

$$\{ \tau_{(W \oslash S)} \} = \left\{ \begin{array}{l} \int_{S_i} \sigma_{ij} n_j x_i dS = \int_{S_i} (\zeta \mathbf{n}) dS \\ \int_{S_i} \mathbf{GM} \wedge (\zeta \mathbf{n}) dS \end{array} \right\}_G$$

où les σ_{ij} correspondent aux composantes dans la base (x_1, x_2, x_3) du tenseur des contraintes ζ au sein du fluide en contact avec la surface S_i .

Pour un fluide Newtonien, nous avons :

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \tau_{ij}$$

avec: p , pression locale dans le fluide
 τ_{ij} , contraintes de cisaillement
 δ_{ij} , symbole de Kronecker:
 $\delta_{ij} = 1$ si $i=j$
 $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$

Si le fluide est considéré non visqueux, les contraintes de cisaillement sont nulles.

Les actions mécaniques de l'eau sur l'iceberg sont délicates à formuler, car elles dépendent pour un fluide non visqueux de la pression p dans le fluide qui ne peut être obtenue que par un calcul de mécanique des fluides complexe. Ce calcul nécessiterait la connaissance exacte des caractéristiques de la mer et de son écoulement ainsi que de la géométrie précise de l'iceberg. compte tenu de la diversité des icebergs rencontrés et des problèmes liés à l'écoulement du fluide tels que cavitation, couche limite, etc..., il serait illusoire de se lancer dans une telle étude.

Nous nous proposons donc de décrire ces actions mécaniques de façon plus sommaire en adoptant des modèles plus simples à identifier à partir des données expérimentales et permettant de dégager à moindre frais une approximation de l'énergie emmagasinée par un iceberg susceptible de se libérer dans un choc contre une structure.

* *Poussée d'Archimède.*

Supposons la mer au repos et l'iceberg en équilibre. L'action de la mer sur l'iceberg est alors égale à la poussée d'Archimède (cf 3.6.1). Elle est représentée par un glisseur d'intensité égale au poids de liquide déplacé par l'iceberg, dirigé de bas en haut et passant par le centre de gravité G_p du volume d'eau déplacé (appelé centre de poussée). Cette action équilibre exactement l'action de la pesanteur sur l'iceberg passant par le centre de gravité G de ce dernier. Les conditions d'équilibre (solide soumis à deux glisseurs directement opposés) impose alors que le centre de poussée et le centre de gravité de l'iceberg soient alignés sur une verticale. L'équilibre est stable si le centre de poussée est situé au dessus du centre de gravité de l'iceberg et instable dans le cas inverse.

* *Force hydrodynamique:*

Si l'iceberg se déplace à vitesse uniforme par rapport à une mer calme de grande profondeur, l'écoulement de l'eau par rapport à l'iceberg est alors permanent, s'étendant à l'infini, et aucun effet de fond ne se fait sentir. Outre la poussée d'Archimède équilibrée par le poids, l'iceberg subit alors l'action d'une force hydrodynamique représentable par un glisseur passant par un centre de poussée G_w :

$$\mathbf{F}_w = \frac{1}{2} \rho_w A_w C_w (\mathbf{V}_w - \mathbf{V}_b) \|\mathbf{V}_w - \mathbf{V}_b\| + \mathbf{P}_{z_w}$$

avec: ρ_w = masse volumique de l'eau = environ 1028 kg/m³ à 35 gr/l de sel;
 A_w = section (immergée) orthogonale à la direction du courant (m²);
 C_w = coefficient de traînée hydrodynamique (sans dimension);
 \mathbf{V}_w = vitesse du courant (m/s);
 \mathbf{V}_b = vitesse de l'iceberg (m/s).
 \mathbf{P}_{z_w} = portance, de support vertical, dont nous ne tiendrons pas compte.

Le courant varie en force et direction dans l'espace. Verticalement, il peut varier sensiblement en quelques mètres, ce qui complique le calcul de F_w . Deux icebergs voisins de tailles différentes ne dérivent pas forcément dans la même direction. Il a été trouvé que la différenciation latérale du courant était inférieure à 18.5 km (Ball et al., 1981), ce qui nécessite une évaluation vraiment locale des courants.

Trois des composantes du courant sont :

- * le courant géostrophique issu de l'action de la force de coriolis (ou force géostrophique) sur les masses d'eau.
- * le courant de marée dû aux variations temporelles et spatiales des forces de gravitation, notamment de celles engendrées par la lune et le soleil.
- * Le "courant de vent" provoqué par la friction du vent sur la surface libre de la mer.

s'y ajoutent des phénomènes tels que des effets de relief et des mouvements gravitaires engendrés par des gradients de densité (la densité étant liée à la température et à la salinité).

L'ordre de grandeur des vitesses de courant est le noeud (1 noeud = 1 mille nautique/heure = 1.8518 km/h = 0.514 m/s). Putot et al. (1985) ont effectué une revue des courants de l'Arctique. Le Gulf Stream a une vitesse d'environ 1.25 noeud à l'Est de Terre Neuve. Le courant du Labrador s'établit aux alentours de 1 noeud. Le courant occidental du Groenland a une vitesse moyenne de 0.5 noeud mais peut atteindre 2 à 3 noeuds au Sud du 62^e parallèle. Les courants de marée sont modérés en "eaux ouvertes" (0.5 noeud sur les côtes du Labrador) mais peuvent être importants dans les zones resserrées : 5 noeuds dans le détroit d'Hudson, 5 à 7 noeuds dans les grandes baies de Frobisher et Cumberland, 3 à 3.5 noeuds dans les détroits et baies de Nouvelle Zemble.

Le coefficient de trainée hydrodynamique C_w dépend de la forme et éventuellement de la taille de l'iceberg. Shirasawa et al. (1984) ont calculé le coefficient C_w pour quelques formes simples à partir de données recueillies chez Russell et al. (1977). Les valeurs obtenues sont de l'ordre de 0.6 à 0.9. Smith et Bank (1983) calculèrent C_w pour 6 icebergs quelconques dont ils avaient examiné les mouvements. Nous ne disposons malheureusement d'aucun détail sur leurs formes respectives. Ils obtinrent des valeurs étagées de 0.1 à 2.4. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau B.4 :

| Auteurs | Iceberg | Cw |
|--------------------------------|-----------------------|-------------|
| Shirasawa et al. (1984) | sphère lisse | 0,73 |
| | sphère inégale | 0,64 |
| | cube lisse | 0,91 |
| | cube inégal | 0,71 |
| Smith et Banke. (1983) | K007 | 0,80 |
| | F018 | 2,40 |
| | F025 | 0,80 |
| | K016 | 0,10 |
| | K024 | 0,60 |
| | S012 | 0,30 |

Tableau B.4:
coefficients de trainée hydrodynamique C_w déterminés expérimentalement.

Il est intéressant de tracer, pour deux formes simples d'icebergs (cube et sphère), l'accélération induite par la pression du courant en fonction de la masse ordinaire de l'iceberg et du différentiel de vitesse ($V_w - V_b$) = Δv .

-cube lisse :

- $\rho_w = 1028$ et $C_w = 0.91$ sont connus

- soit d le côté du cube. Pour cette forme, la proportion section émergée/section immergée est identique à la proportion des volumes correspondants, soit pour une glace de densité 0.9 un rapport de 1/7 (voir 3.6.1.), soit $A_w/A_{total} = 7/8$. La section totale varie de d^2 (courant perpendiculaire à l'une des faces du cube) à $2^{1/2} d^2$ (courant dans l'axe de l'une des arêtes), ce qui donne :

A_w compris entre: $(7/8) d^2$ et $(7/8) 2^{1/2} d^2$

- l'accélération induite est dans la direction de l'excitation (le courant). Le coefficient de masse ajoutée (voir paragraphe correspondant un peu plus loin) à considérer est λ_{11} (surge). Nous prendrons 0.4, valeur obtenue par Bass et Sen (1986) sur un iceberg de forme globalement cubique (forme 1 de la figure B.20). La masse totale apparente s'exprime alors par : $m_t = (1.0+0.4) 900 d^3$.

L'accélération a_w induite par le courant est en valeur absolue :

$$a_w = F_w/m_t = 1/2 \rho_w A_w C_w (V_w - V_b)^2 / m_t$$

$$a_w = (1/2) (1028) A_w (0.91) (\Delta V)^2 / (1.4 \times 900 d^3)$$

soit de $a_w = 0.325 (\Delta V)^2 / d$ (courant normal à un face)

à $a_w = 0.460 (\Delta V)^2 / d$ (courant dans l'axe d'une arête)

-sphère lisse :

- $\rho_w = 1028$ et $C_w = 0.73$ sont connus

- soit R le rayon de la sphère et h la hauteur de la calotte sphérique émergée. Nous avons calculé en D-3.1.2. que pour les densités d'eau et de glaces respectives 1.028 et 0.9, h valait: $h = 0.4421R$. La section émergée est alors un secteur de disque de surface $(1/2) R^2 (\alpha - \sin\alpha)$ avec $\cos(\alpha/2) = (R-h)/R = 0.5579$, soit $\alpha = 1.8748$ rd. Nous obtenons ainsi une section émergée de $0.4606 R^2$ et une section immergée $A_w = (\pi - 0.4604) R^2 = 2.6812 R^2$. Notons au passage que le rapport section immergée/section émergée est ici de $2.6812/0.4604 = 5.82$.

- Nous nous baserons sur les travaux de Bessel et Poisson pour choisir λ_{11} . Ils trouvent tous deux pour la sphère un coefficient $k_a = 0.5$ tel que la masse ajoutée s'exprime pour un mouvement linéaire simple :

$$m_a = k_a m_f \quad \text{avec } m_f = \text{masse de fluide déplacé}$$

si l'on désigne par m_b la masse ordinaire de l'iceberg, il vient :

$$m_a = k_a m_f = \lambda_{11} m_b$$

soit $\lambda_{11} = k_a m_f / m_b$

L'iceberg flotte, l'équilibre entre le poids et la poussée d'Archimède implique que $m_f = m_b$, soit :

$$\lambda_{11} = k_a = 0.5$$

Notons que parmi les icebergs étudiés par Bass et Sen (1986), celui dont de la forme se rapproche le plus d'une sphère (n°2) présente à basse fréquence (0.07 Hz) pour λ_{11} une valeur de 0.49 bien proche de ces 0.50.

La masse totale apparente s'exprime ici par : $m_t = (1.0+0.5) \times 900 \times (4/3) \pi R^3$

L'accélération a_w induite par le courant est en valeur absolue :

$$a_w = F_w/m_t = 1/2 \rho_w A_w C_w (V_w - V_b)^2/m_t$$

soit

$$a_w = (1/2) \times 1028 \times 2.6812 R^2 \times 0.73 \times (\Delta V)^2 / (1.5 \times 900 \times (4/3) \pi R^3)$$

$$a_w = 0.178 (\Delta V)^2 / R$$

Nous avons tracé ci-après les résultats obtenus pour des icebergs de 2000 à 6000 tonnes et des différentiels de vitesses ΔV respectivement égaux à 0.5, 1, 2, 3 et 4 noeuds (figures B.15 à B.17). Pour ces deux formes plus ou moins isotropes nous pouvons constater que les différences entre les 3 courbes sont minimales pour une même vitesse. F_w/m_t dépend surtout du différentiel de vitesse ΔV et de la masse totale apparente m_t , assez peu de la forme de l'iceberg.

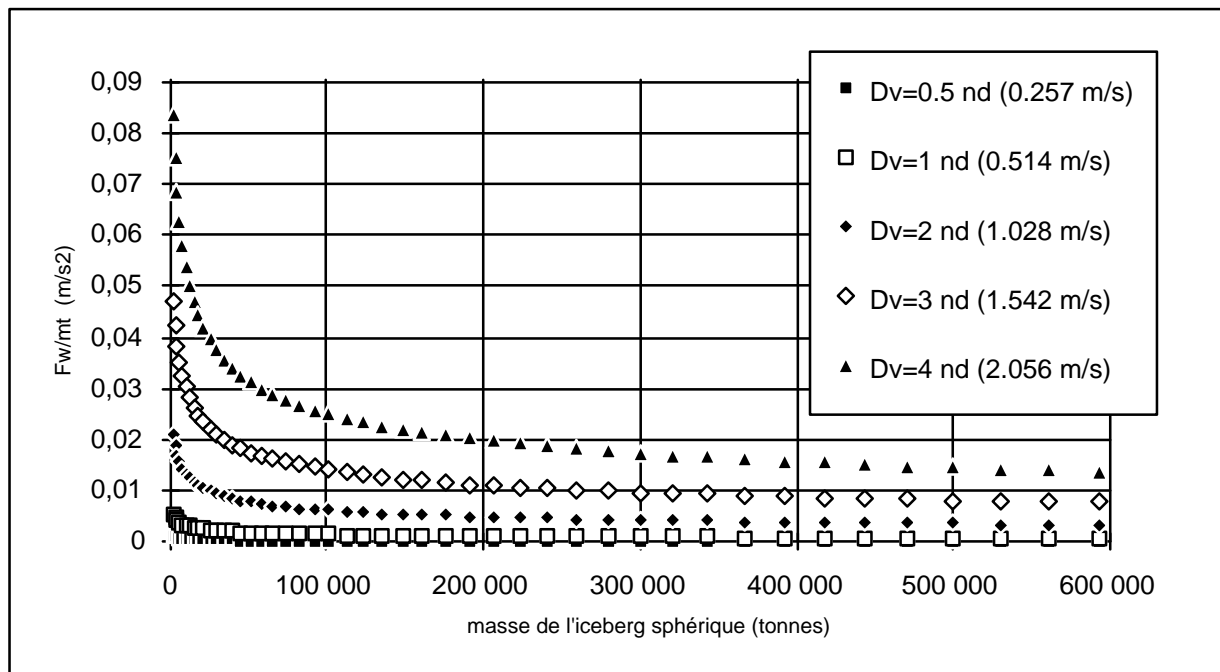


Figure B.15: "accélération" F_w/m_t exercée par le courant sur un iceberg sphérique pour quelques différentiels de vitesse Dv .

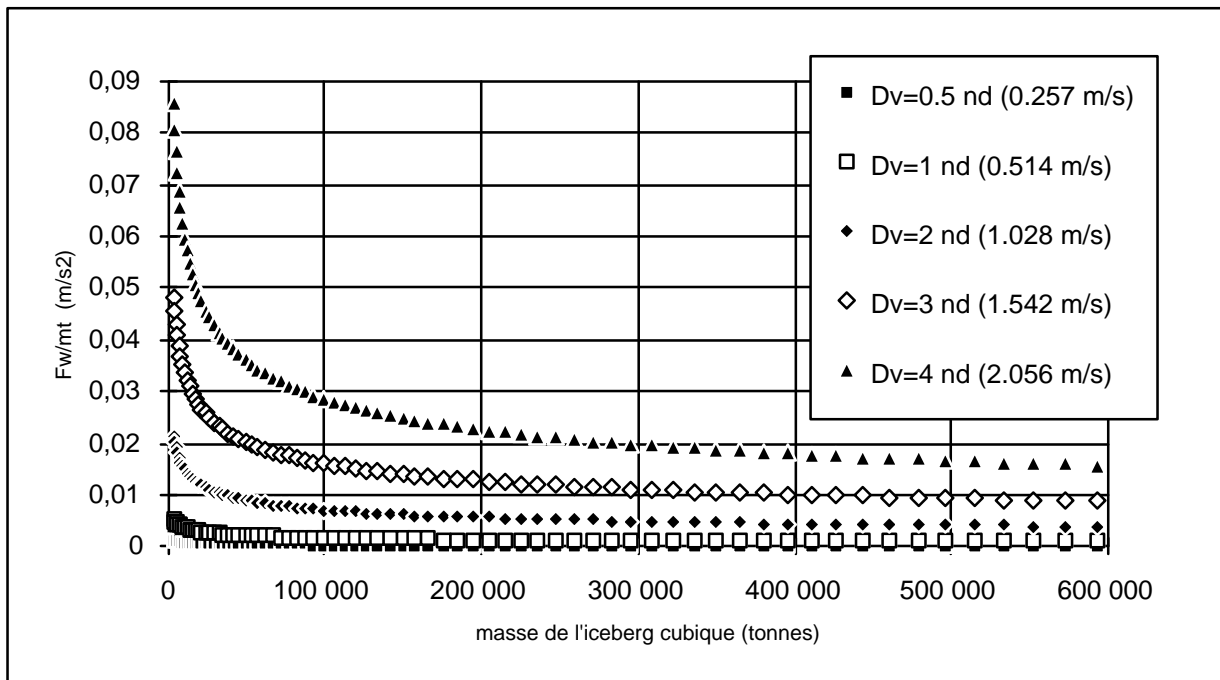


Figure B.16: "accélération" F_w/m_t exercée sur un iceberg cubique par un courant normal à l'une de ses faces, pour quelques différentiels de vitesse Dv .

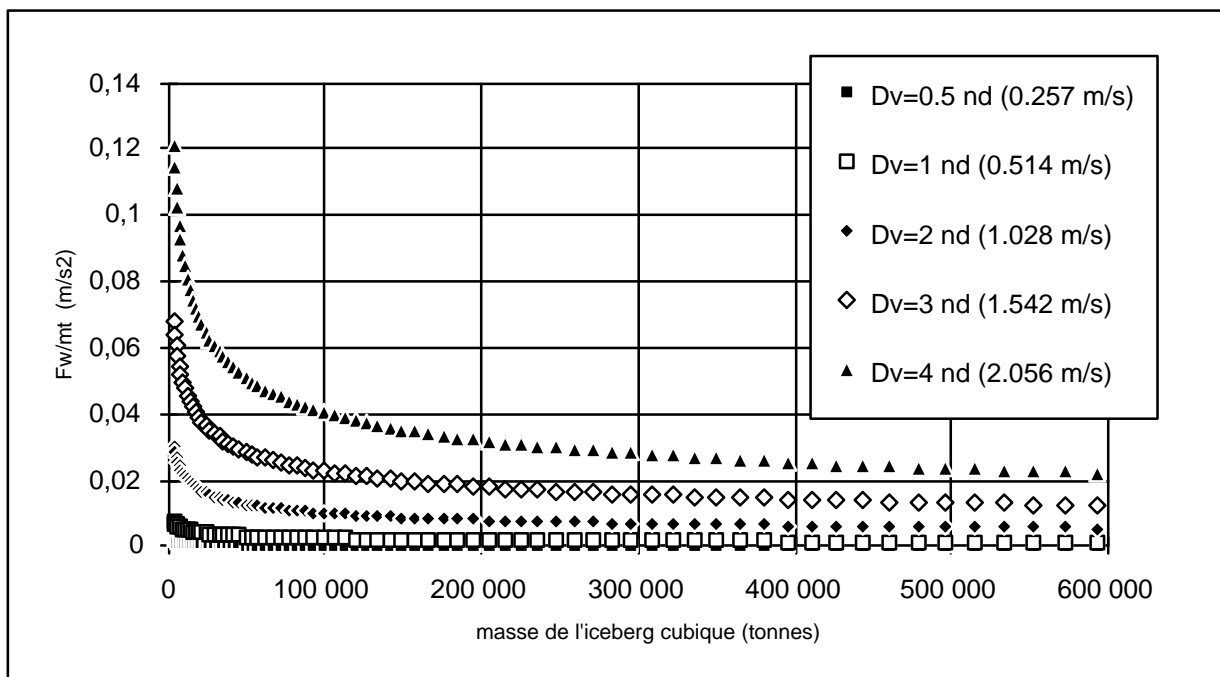


Figure B.17: "accélération" F_w/m_t exercée sur un iceberg cubique par un courant orienté dans l'axe d'une des arêtes, pour quelques différentiels de vitesse Dv .

* Masse ajoutée.

Dans son milieu naturel, un iceberg voit sa vitesse varier par rapport à l'écoulement de fluide. Il subit donc des accélérations qui perturbent l'écoulement du fluide dans son voisinage. Les caractéristiques de l'écoulement de fluide variant, la valeur de la pression p et par conséquent celle de l'action fluide-iceberg sont affectées par les accélérations de l'iceberg. On se doute bien qu'à l'occasion des phénomènes de choc, ces accélérations seront importantes. Ce phénomène ne peut être ignoré.

Pour prendre en compte ce phénomène complexe, nous utiliserons la notion de masse ajoutée introduite vers 1800 par Chevalier Dubuat. Celui-ci commença par observer des sphères oscillant dans l'eau. Puis Bessel observa en 1828 des pendules sphériques dans l'air et dans l'eau. Ils s'aperçurent qu'il fallait pour satisfaire l'égalité fondamentale (a) attribuer à la sphère une masse apparente supérieure à sa masse ordinaire. Un corps se mouvant dans un fluide voit son inertie augmenter. Il faut adjoindre à sa masse ordinaire une "masse ajoutée" m_a qui fut exprimée par Bessel sous la forme du produit d'un coefficient k_a par la masse de fluide m_f déplacée par le corps :

$$m_a = k_a \cdot m_f$$

Il trouva pour k_a les valeurs suivantes: - $k_a = 0.6$ dans l'air
 - $k_a = 0.5$ dans l'eau

Poisson entama l'analyse mathématique de cette manifestation et obtint $k_a = 0.5$ sans tenir compte de la viscosité du fluide. Ce résultat fut confirmé par divers auteurs à partir de méthodes différentes. Ce phénomène est particulièrement important pour nous puisque l'énergie d'impact sera directement proportionnelle à la masse apparente de l'iceberg.

La masse ajoutée est souvent assimilée à tort à la masse de fluide entraînée par le corps dans son mouvement. Nous nous trouvons en fait face à un problème de mécanique des fluides complexe. A la masse de fluide déplacée s'ajoutent des effets dûs aux phénomènes de sillage et de cavitation, effets variables selon les taux de progression de ces phénomènes. La masse ajoutée dépend de l'historique du mouvement.

Le concept d'inertie additionnelle s'applique bien évidemment aux mouvements de translation comme à ceux de rotation, soit à six degrés de liberté. Loin d'être un simple scalaire, la masse ajoutée s'exprime par une matrice 6x6 :

(A_{ij}) avec i et $j = 1, 2, 3, 4, 5, 6$.

Le repère considéré est le repère (G, x_1, x_2, x_3) avec G centre de gravité du corps, x_1 horizontal dans l'axe de l'excitation appliquée au corps, x_2 horizontal perpendiculaire à x_1 , et x_3 vertical ascendant. Le $i^{\text{ème}}$ mouvement est de type translation le long de x_i pour $i=1,2,3$, et de type rotation autour de x_{i-3} pour $i=4,5,6$ (voir figure *B.18*). Les noms donnés à ces mouvements sont:

$i =$ -1: Cavement (Surge)
 -2: Embarée (Sway)
 -3: Pilonnement (Heave)
 -4: Roulis (Roll)
 -5: Tangage (Pitch)
 -6: Lacet (Yaw)

Lorsque un iceberg se dirige sur une structure et vient la heurter, les mouvements importants à prendre en compte sont : -d'abord le cavalement (translation dans une direction intersectant la surface de la structure), -puis le tangage et le lacet (rotations dans deux plans intersectant la surface de la structure).

L'égalité fondamentale (a) se traduit alors sous la forme :

$$(M_{ij} + A_{ij}) (a_j) = (F_i) \quad i, j = 1, 2, 3, 4, 5, 6.$$

où: (a_j) est le vecteur accélération (3 linéaires et 3 angulaires);
 (F_i) est le vecteur Force (3 forces et 3 moments).

(M_{ij}) est la matrice 6x6 caractérisant les masses et inerties de l'iceberg "dans le vide", définie précédemment (voir remarque du paragraphe 3.12.2).

Dans la matrice de masse ajoutée, A_{ij} représente l'inertie supplémentaire provoquée sur le i ème mouvement par le j ème mouvement. Les termes de couplage entre mouvements différents (termes en i différent de j) sont généralement petits et la matrice est usuellement réduite à ses six termes A_{ii} . Ils sont généralement exprimés sous la forme $A_{ij} = \lambda_{ij} M_{ij}$ et l'on nomme le scalaire λ_{ij} coefficient de masse ajoutée ($i=1,2,3$) ou d'inertie ajoutée ($i=4,5,6$). L'égalité fondamentale (a) se limite à :

$$(M_{ii} + \lambda_{ii} M_{ii}) (a_i) = (F_i) \quad i=1,2,3,4,5,6$$

Bass et Sen (1986) ont calculé ces six coefficients λ_{ij} pour six formes d'icebergs trapézoïdales estimées réalistes à défaut de représentatives. Les icebergs ont une section trapézoïdale constante dans le plan (x_2, x_3) et s'allongent dans la direction x_1 . La valeur des coefficients varie avec la fréquence du signal d'excitation (la vague ou la traction d'une aussière par exemple). Les calculs ont été effectués pour des fréquences variant de 0.07 à 7 Hz (périodes de 95 à 10 secondes).

L'énergie des signaux de fréquence supérieure est négligeable pour les icebergs. Aux basses fréquences l'évolution des coefficients est asymptotique et il est relativement aisé d'estimer leurs valeurs "fréquence zéro" (excitation constante) que nous approcherons ici par les valeurs obtenues à 0.07 Hz.

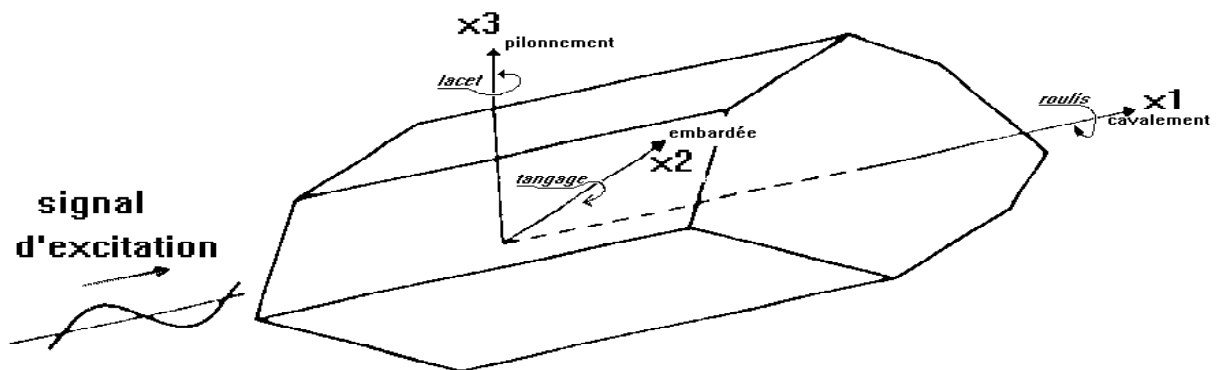


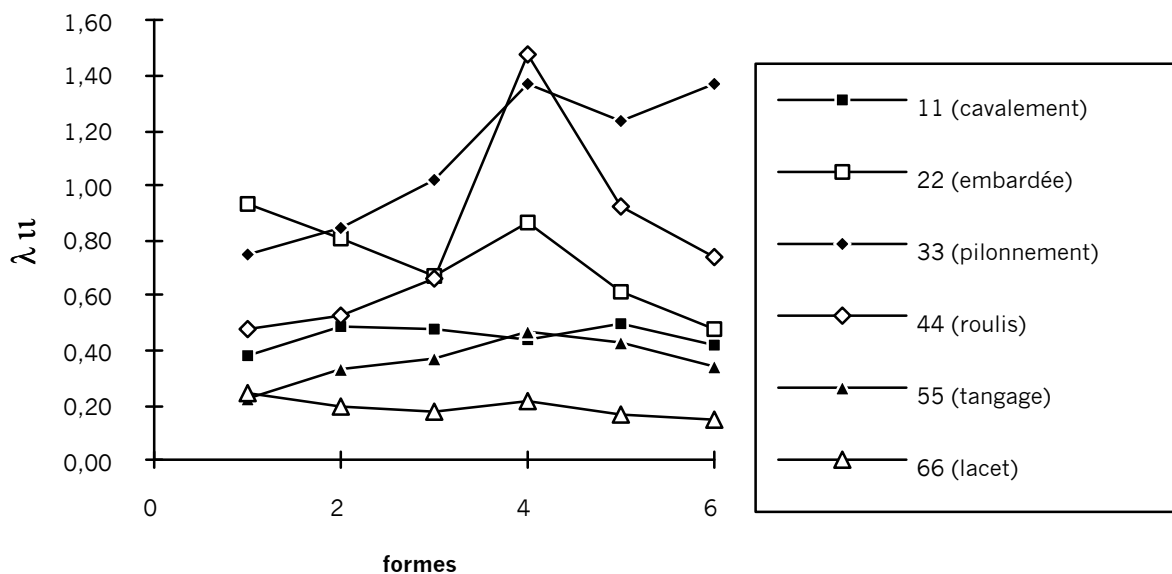
Figure B.18 : Définition des mouvements de l'iceberg dans le repère (G, x_1, x_2, x_3) , avec x_1 dans l'axe de l'excitation et x_3 ascendant vertical.

Les sections (dans le plan x_2, x_3) des six icebergs étudiés sont représentées sur la figure B.20 Les tirants d'eau sont respectivement de 70, 70, 63, 62, 65 et 62 m. Les masses ordinaires s'étagent entre 970 000 et 1 376 000 tonnes (bergs moyens). Pour 100 mètres de fond, ils trouvèrent les valeurs suivantes (moyennes sur les diverses fréquences) :

| | | | |
|--------------------------------|----------------|---|------------------|
| λ_{11} (cavalement) : | 0.41 (forme 1) | à | 0.57 (forme 5) ; |
| λ_{22} (embardée) : | 0.55 (6) | à | 1.15 (1) ; |
| λ_{33} (pilonnement) : | 0.48 (1) | à | 1.20 (4) ; |
| λ_{44} (roulis) : | 0.50 (1) | à | 2.00 (4) ; |
| λ_{55} (tangage) : | 0.31 (1) | à | 0.63 (4) ; |
| λ_{66} (lacet) : | 0.15 (6) | à | 0.25 (1) . |

Quatre des six coefficients présentent un extremum autour de 0.25 Hz (période 25s) : maxima pour λ_{11} , λ_{22} , λ_{44} et minimum pour λ_{33} . Les deux autres coefficients croissent d'une façon monotone avec la fréquence. L'étagement des valeurs selon la forme de l'iceberg n'est pas toujours le même. Nous l'avons représenté ci-dessous pour la fréquence d'excitation 0.07 Hz (période 95s) :

fig. B.19: coefficients λ_{11} à λ_{66} des 6 icebergs trapézoïdaux à 0.07 Hz.



Les coefficients importants pour le problème d'impact sont, nous l'avons mentionné précédemment, λ_{11} , λ_{55} et λ_{66} associés aux mouvements influant fortement sur les forces d'impacts. Ce sont à la fois les coefficients les plus modérés et les plus stables. Leurs moyennes à 0.07 Hz s'établissent respectivement à :

$$\lambda_{11} : 0.45 \qquad \lambda_{55} : 0.36 \qquad \lambda_{66} : 0.20$$

Ces valeurs représentent un bon ordre de grandeur de ces coefficients aux fréquences inférieures à 0.1 Hz.

Bass et Sen firent ensuite varier la profondeur d'eau, pour évaluer l'influence sur les six coefficients du pied de pilote (underwater clearance), c'est à dire l'épaisseur d'eau située entre la quille de l'iceberg et le fond marin.

Tous les calculs précédents avaient été effectués avec une profondeur d'eau P de 100 m. P varia dans cette seconde étude de 75 m à 125 m, tandis que la fréquence d'excitation était fixée à environ 0.08 Hz (période 75s). Nous avons reporté dans le tableau B.5, pour chacun des six icebergs, les valeurs de pied de pilote correspondant aux profondeurs 75, 100 et 125 m :

| iceberg N° | tirant d'eau (m) | pied de pilote (m) | | |
|---------------|---------------------|--------------------|--------|---------|
| | | P=75m | P=100m | P=125 m |
| 1 | 69,9 | 5,1 | 30,1 | 55,1 |
| 2 | 69,7 | 5,3 | 30,3 | 55,3 |
| 3 | 62,7 | 12,3 | 37,3 | 62,3 |
| 4 | 62,0 | 13,0 | 38,0 | 63,0 |
| 5 | 65,3 | 9,7 | 34,7 | 59,7 |
| 6 | 61,8 | 13,2 | 38,2 | 63,2 |

Tableau B.5: Pieds de pilote des 6 icebergs pour des fonds de 75, 100 et 125m.

Tous les coefficients, à l'exception de λ_{66} (lacet), augmentent lorsque le pied de pilote diminue. Le tableau B.6 synthétise les données obtenues en présentant les pourcentages de réduction à P=125 m et d'augmentation à P=75 m obtenus pour les six coefficients par rapport à leur valeur à P=100 m.

| mouvement | coefficient | P = 75 m | P = 125 m |
|-------------|----------------|------------------|----------------|
| | | % d'augmentation | % de réduction |
| cavalement | λ_{11} | 17 à 22 | 9 à 13 |
| embardée | λ_{22} | 17 à 27 | 9 à 13 |
| pilonnement | λ_{33} | 30 à 43 | 11 à 13 |
| roulis | λ_{44} | 7 à 9 | 0 à 4 |
| tangage | λ_{55} | 7 à 9 | 0 |
| lacet | λ_{66} | -4 à -9 | 0 |

Tableau B.6: Evolution des coefficients λ_{ii} en fonction de la profondeur d'eau.

* Amortissement.

Tout mouvement d'un iceberg flottant subit un amortissement . Si l'on néglige les effets de viscosité, l'amortissement est essentiellement dû à la perte d'énergie liée à l'excitation de l'eau environnante : l'iceberg en mouvement engendre un système de vagues centrifuges. L'amortissement s'applique aux six mouvements élémentaires et se décrit donc par une matrice 6x6 à 36 coefficients B_{ij} qui s'appliquent sur les termes de vitesse de l'iceberg. Le principe fondamental de la dynamique se traduit désormais par :

$$(M_{ij}+A_{ij})(a_j)+(B_{ij})(V_j) = (F_i) \quad i, j = 1, 2, 3, 4, 5, 6.$$

où (V_j) est le vecteur colonne "vitesse" de l'iceberg comprenant 3 vitesses linéaires et 3 vitesses angulaires.

Comme pour la matrice de masse, les termes de couplage B_{ij} (i différent de j) sont petits par rapports aux autres et la matrice est usuellement réduite à ses six coefficients B_{ii} . L'équation précédente se réduit à :

$$(M_{ii} + \lambda_{ii} M_{ii})(a_i)+(B_{ii})(V_i) = (F_i) \quad i = 1, 2, 3, 4, 5, 6.$$

Les coefficients B_{ii} , à l'exception de B_{33} (pilonnement : mouvements verticaux, soit la direction de la force d'Archimède et de la gravité), diminuent très rapidement avec la fréquence d'excitation. Bass et Sen (1986) obtinrent pour les icebergs représentés figure B.20 des valeurs toutes négligeables en dessous de 0.1 Hz.

Les coefficients sont faibles. Pour des phénomènes de longue durée tels que la dérive, il est tout de même nécessaire de les prendre en compte. En revanche, ils sont négligés dans le traitement des chocs.

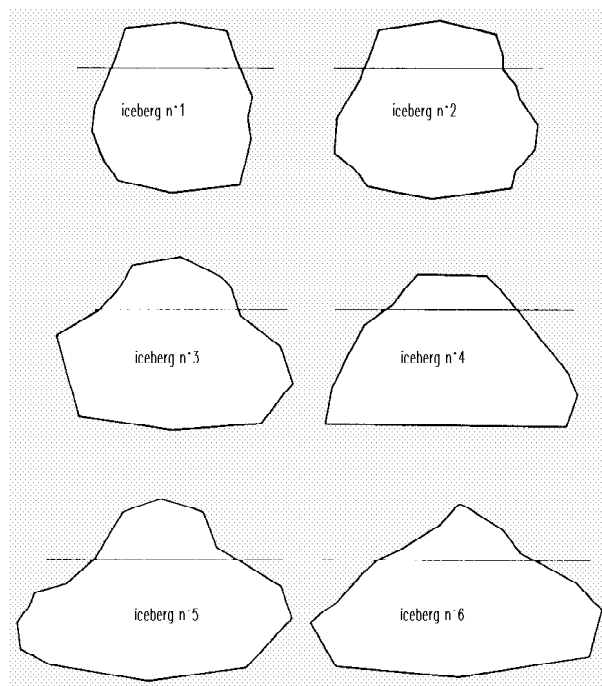


Figure B.20 : Sections (x_2, x_3) des icebergs étudiés par Bass et Sen (1986).

* *Effet de pente.*

Nous avons jusqu'à présent considéré la surface de la mer plane et horizontale. Dans la réalité, cette surface n'est pas horizontale. L'accélération a_{cw} induite par le gradient de pression associé à la pente de la surface de la mer peut s'exprimer comme l'inverse de l'accélération de Coriolis agissant sur le courant (Isaacson, 1985) :

$$a_{cw} = -2 \Omega \wedge V_w$$

où : V_w = vecteur vitesse du courant par rapport à la Terre.

Cette expression est similaire à celle étudiée au paragraphe 3.12.3.2 auquel le lecteur pourra se référer. Pour un courant horizontal de vitesse V_w , nous obtenons une composante horizontale de a_{cw} de module $2 \omega_t V_w \sin \lambda$, dont nous avons déjà représenté la valeur, pour quelques vitesses, en fonction de la latitude λ (figure X). Les valeurs maximales obtenues sont de l'ordre de quelques dix-millièmes de m/s^2 .

* *Action des vagues.*

La surface de la mer n'est pas plane. La présence de houle engendre des actions supplémentaires qu'il n'est pas possible de négliger.

Hsiung et Aboul-Azm (1981) ont montré que l'influence des vagues sur la vitesse de dérive était proportionnelle au carré de la hauteur des vagues. El Tahan et al. (1983) ont trouvé que des vagues de trois mètres avaient peu d'effet sur la dérive mais pensent que celles de plus de six mètres peuvent avoir une grande influence.

Les mouvements de bergy-bits et petits bergs (120 à 180 000 tonnes) engendrés par les vagues ont fait l'objet de plusieurs études, notamment par Lever et al. (1984); Murray et al. (1983); et Arunachalam et al. (1985). Des expériences réalisées en bassin sur modèles ont été extrapolées en utilisant les lois de similitude (Froude). Ces extrapolations révélèrent que de petites masses de glace accélérées par les vagues pouvaient acquérir une énergie cinétique de l'ordre de 1 MJ à 1 GJ. Ceci est à comparer à l'énergie d'un iceberg de 500 000 tonnes dérivant à 1m/s : 0.25 GJ.

1 MJ est l'énergie d'une masse de 120 tonnes se déplaçant à 4.1 m/s, 1 GJ est celle d'une masse de 180 000 tonnes à 3.33 m/s, ce qui est loin d'être négligeable.

3.12.4.3 Action de l'air.

Cette action est tout à fait comparable à celle du courant. En revanche, l'air étant un gaz, il n'y aura pas de phénomène de masse ajoutée sensible. L'action du vent sur l'iceberg s'exprime sous la forme :

$$F_a = 1/2 \rho_a A_a C_a (V_a - V_b) \&\&V_a - V_b\&\&$$

avec : ρ_a = masse volumique de l'air = environ 1 293 kg/m³

A_a = section de la partie émergée orthogonale à la direction du vent

C_a = coefficient de traînée aérodynamique

V_a = vitesse du vent

Banke et Smith (1971) et Gaskill et Rochester (1984) mentionnent pour C_a des valeurs respectives de 1.4 et 1.5. Les calculs effectués par Smith et Banke (1983) sur six icebergs quelconques ont donné des valeurs comprises entre 0.1 et 1.0 récapitulées dans le tableau B.7.

| Auteurs | Iceberg | C_a |
|------------------------|---------|-------|
| Smith et Banke. (1983) | K007 | 0,60 |
| | F018 | 0,10 |
| | F025 | 0,40 |
| | K016 | 0,10 |
| | K024 | 0,60 |
| | S012 | 1,00 |

Tableau B.7: coefficients de traînée aérodynamique C_a obtenus expérimentalement.

Il est intéressant de comparer l'action du courant et celle du vent. Un bon moyen est de calculer le rapport vitesse du vent/vitesse du courant pour lequel les deux actions auront la même ampleur. Posons $k = C_w / C_a$ il vient :

- C_a est k fois plus petit que C_w
- A_a est 7 fois plus petit que A_w pour un parallélépipède, 5.8 fois pour une sphère
- ρ_a est 800 fois plus petit que ρ_w (1028/1.293).

Nous avons alors calculé le rapport V_a/V_w nécessaire à l'égalisation des deux actions :

- d'une part pour les six icebergs de Smith et Banke (1983) pour lesquels C_a et C_w avaient été calculés, en prenant A_w/A_a égal à 7 puis à 5.8.
- d'autre part pour les quatre formes élémentaires dont Shirasawa et al. (1984) avaient mesurés les coefficients C_w , en prenant C_a égal à 0.7 puis 1.4.

Les résultats sont consignés page suivante dans le tableau B.7 et la figure B.21.

Tableau B.8: Comparaison des actions du courant (F_w) et du vent (F_a).

| Auteurs | Iceberg | C_w | C_a | C_w/C_a | A_w/A_a | V_a/V_w tel que $F_a=F_w$ | valeur équivalente de V_a pour $V_w=1$ noeud | |
|-----------------------------|----------------|-------|-------|-----------|-----------|--------------------------------|---|------------|
| | | | | | | | (km/h) | (m/s) |
| Shirasawa et al. (1984). | sphère lisse | 0,73 | 0,7 | 1,04 | 5,8 | 70 | 129 | 36 |
| | | | 1,4 | 0,52 | 5,8 | 49 | 91 | 25 |
| | sphère inégale | 0,64 | 0,7 | 0,91 | 5,8 | 65 | 121 | 33 |
| | | | 1,4 | 0,46 | 5,8 | 46 | 85 | 24 |
| | cube lisse | 0,91 | 0,7 | 1,30 | 7,0 | 85 | 158 | 44 |
| | | | 1,4 | 0,65 | 7,0 | 60 | 112 | 31 |
| cube inégal | 0,71 | 0,7 | 1,01 | 7,0 | 75 | 140 | 39 | |
| | | 1,4 | 0,51 | 7,0 | 53 | 99 | 27 | |
| Smith et Banke (1983). | K007 | 0,80 | 0,6 | 1,33 | 5,8 | 79 | 146 | 40 |
| | | | | | 7,0 | 86 | 160 | 44 |
| | F018 | 2,40 | 0,1 | 24,00 | 5,8 | 334 | 618 | 172 |
| | | | | | 7,0 | 367 | 679 | 188 |
| | F025 | 0,80 | 0,4 | 2,00 | 5,8 | 96 | 178 | 50 |
| | | | | | 7,0 | 106 | 196 | 54 |
| | K016 | 0,10 | 0,1 | 1,00 | 5,8 | 68 | 126 | 35 |
| | | | | | 7,0 | 75 | 139 | 38 |
| | K024 | 0,60 | 0,6 | 1,00 | 5,8 | 68 | 126 | 35 |
| | | | | | 7,0 | 75 | 139 | 38 |
| | S012 | 0,30 | 1,0 | 0,30 | 5,8 | 37 | 69 | 19 |
| | | | | | 7,0 | 41 | 76 | 21 |
| min. | | | | | | 37 / 37 | 69 / 69 | 19 / 19 |
| max. | | | | | | 367 / 106 | 679 / 196 | 188 / 54 |
| moy. | | | | | | 97 / 69 | 179 / 127 | 50 / 35 |

mini,maxi,moyenne avec/sans F018:

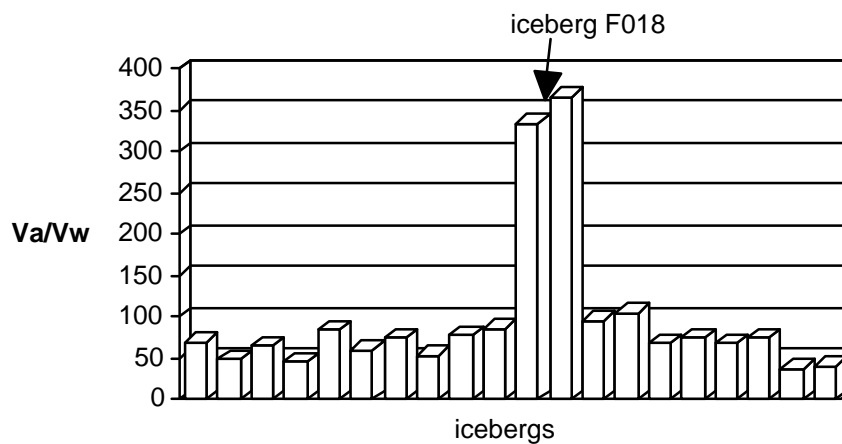


Figure B.21: rapports V_a/V_w pour lesquels les actions du vent et du courant sur l'iceberg ont même amplitude.

Si l'on excepte l'iceberg F018 qui semble être un cas extrême, les rapports V_a/V_w sont globalement compris entre 50 et 100, soit pour une vitesse habituelle de courant $V_w = 1$ noeud des vitesses de vent V_a comprises entre 93 et 185 km/h, (force 9 à 15 sur l'échelle Beaufort). Pour un courant modéré de 0.5 noeud, nous passons à des vents de 46 à 93 km/h (forces 6 à 9).

De telles vitesses de vent sont plausibles pour ne pas dire fréquentes. Saint-Jean de Terre Neuve (47°37'N - 52°45'W) connaît chaque année une moyenne de 69 jours de coups de vents de force supérieure à 6, et Belle Ile (51°53'N - 55°23'W) 116 jours. L'action du vent ne peut visiblement pas être négligée.

B-3.13 Vitesses observées.

L'étude de la dérive des icebergs a fait un grand bond en avant avec l'apparition des technologies sophistiquées. Les grands icebergs sont suivis par imagerie satellite. Des balises déposées au sommet de certains icebergs en donnent régulièrement la position.

Plusieurs auteurs se sont penchés sur l'effet de la taille et de la forme de l'iceberg sur sa vitesse de dérive. Ball et al. (1981) conclurent de l'analyse de plus de 250 mouvements d'icebergs que la dérive était indépendante de la taille. D'autres études indiquent cependant que les plus grands icebergs se meuvent à des vitesses moindres (Bérenger et Wright, 1981; Greenland Technical Organization, 1979). Ceci paraît logique dans la mesure où l'on a vu qu'il existe de forts gradients de courant le long d'une verticale. Les grands icebergs ont une partie immergée plus importante dont la partie la plus profonde se voit soumise à des courants moindres. Cette baisse de vitesse des grands icebergs a également été observée par El Tahan et al. (1983) lors de l'analyse des dérives de 70 icebergs observés par White et al. (1980).

Les meilleures mesures de vitesse obtenues proviennent généralement des suivis d'icebergs réalisés sur une base horaire. Les vitesses sont calculées en supposant les trajectoires rectilignes entre deux points de mesure, ce sont donc des moyennes à la fois temporelles et spatiales. La plupart des auteurs s'accordent sur des valeurs moyennes d'environ 0.2 m/s et des maximums tournant autour de 1.0 et 1.2 m/s (Bérenger et Wright, 1980; Ball et al., 1981). Mais les icebergs sont bien loin d'avoir des trajectoires rectilignes. Ils peuvent virer soudainement, tracer des boucles, faire marche arrière au changement de marée. Les vitesses instantanées peuvent donc être bien supérieures aux valeurs ci-dessus, or ce sont bien elles qui sont à prendre en compte dans l'étude des phénomènes de choc. Duthinh et Fuglem (1988) mentionnent que des vitesses de 2 m/s ont été observées.

El Tahan et El Tahan (1983) ont analysé les données acquises sur 266 icebergs suivis autour de sites de forage au large du Labrador en 1978-79. Ils ont tracé des courbes en "pourcentage d'icebergs dépassant une certaine vitesse, en fonction de cette vitesse".

La figure B.22 a été établie grâce aux données concernant les icebergs pour lesquels le courant environnant à 15 et 50m de fond était connu. La corrélation entre les vitesses des icebergs et celles du courant est importante. Il y a de fortes chances que le courant soit un des principaux facteurs régissant la vitesse des icebergs.

La figure B.23 montre une vitesse maximale enregistrée de 1.3 m/s. La vitesse en droite ligne mentionnée correspond à une trajectoire rectiligne reliant la première et la dernière position observée. Les auteurs ont estimé à partir de ces données que la trajectoire réelle était environ 1.6 fois plus longue que cette trajectoire rectiligne.

Lever et Sen (1986) ont établi un modèle de dérive prenant en compte l'effet des vagues dans une mer forte. La figure B.24 présente des résultats obtenus pour diverses tailles d'icebergs. La vitesse maximale obtenue pour un bergy-bit de 1600 tonnes est de l'ordre de 2.2 m/s, soit 3.2 fois la dérive de base (par mer calme).

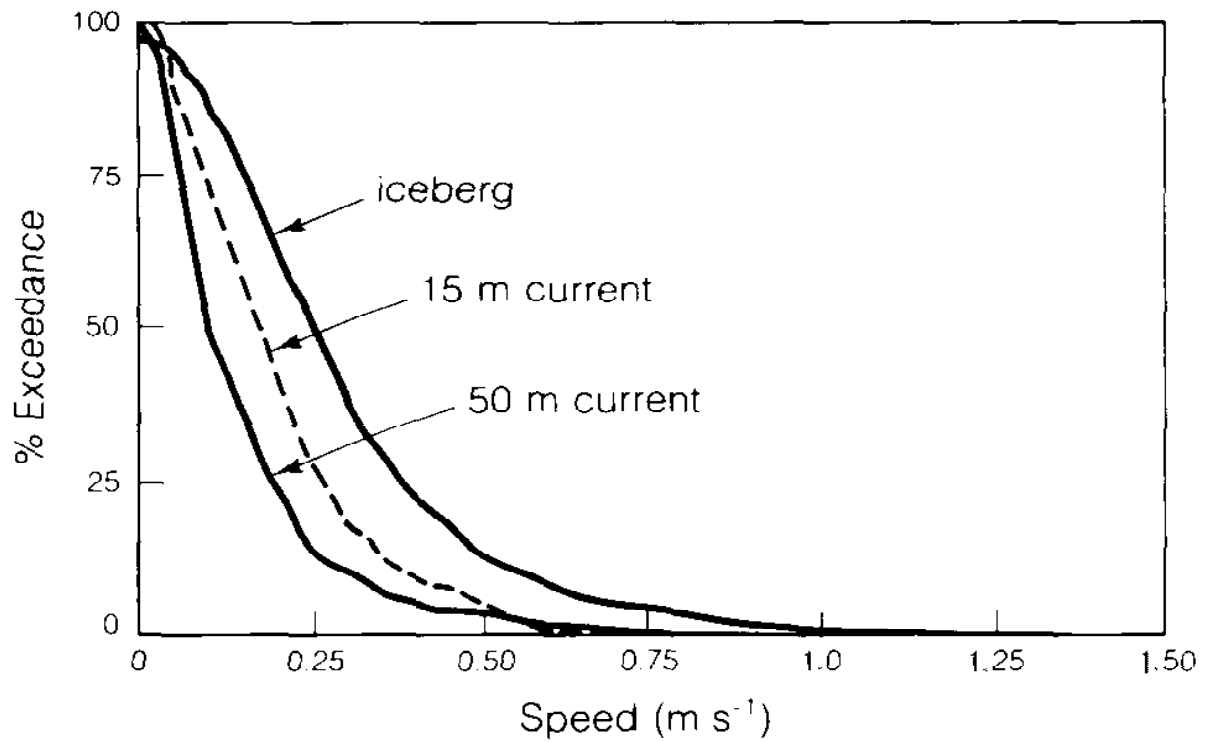


Figure B.22 : Vitesses d'icebergs et vitesses de courant.
d'après El Tahan et El Tahan (1983)

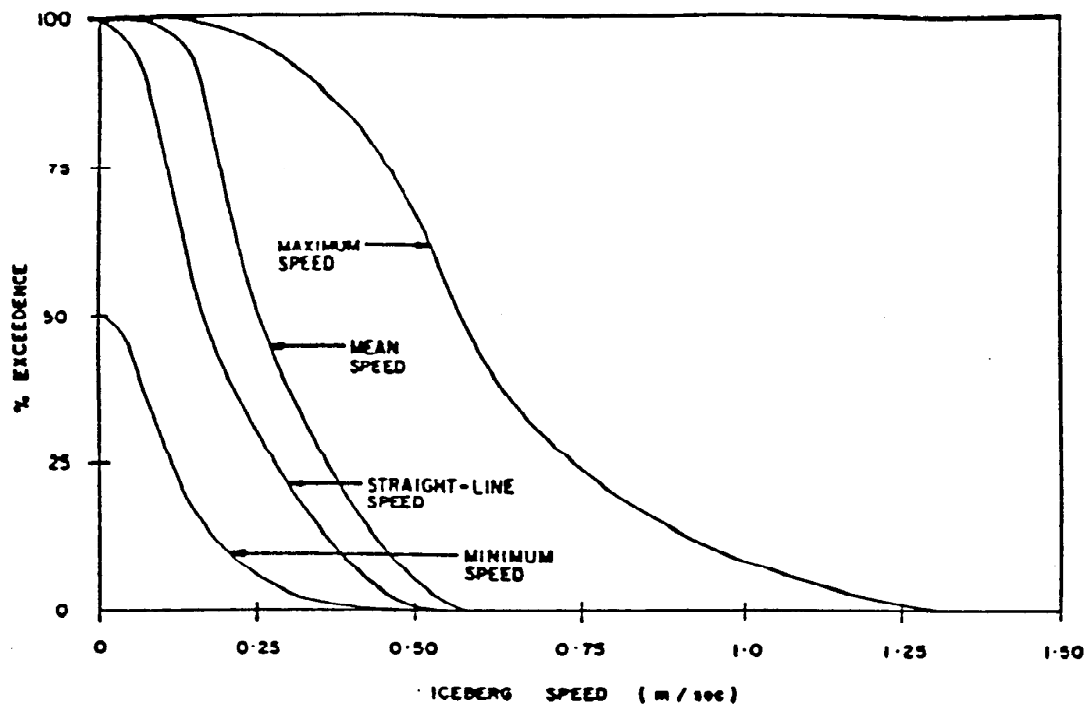


Figure B.23 : Vitesses de dérive de 266 icebergs au large de Terre Neuve.
d'après El Tahan et El Tahan (1983)

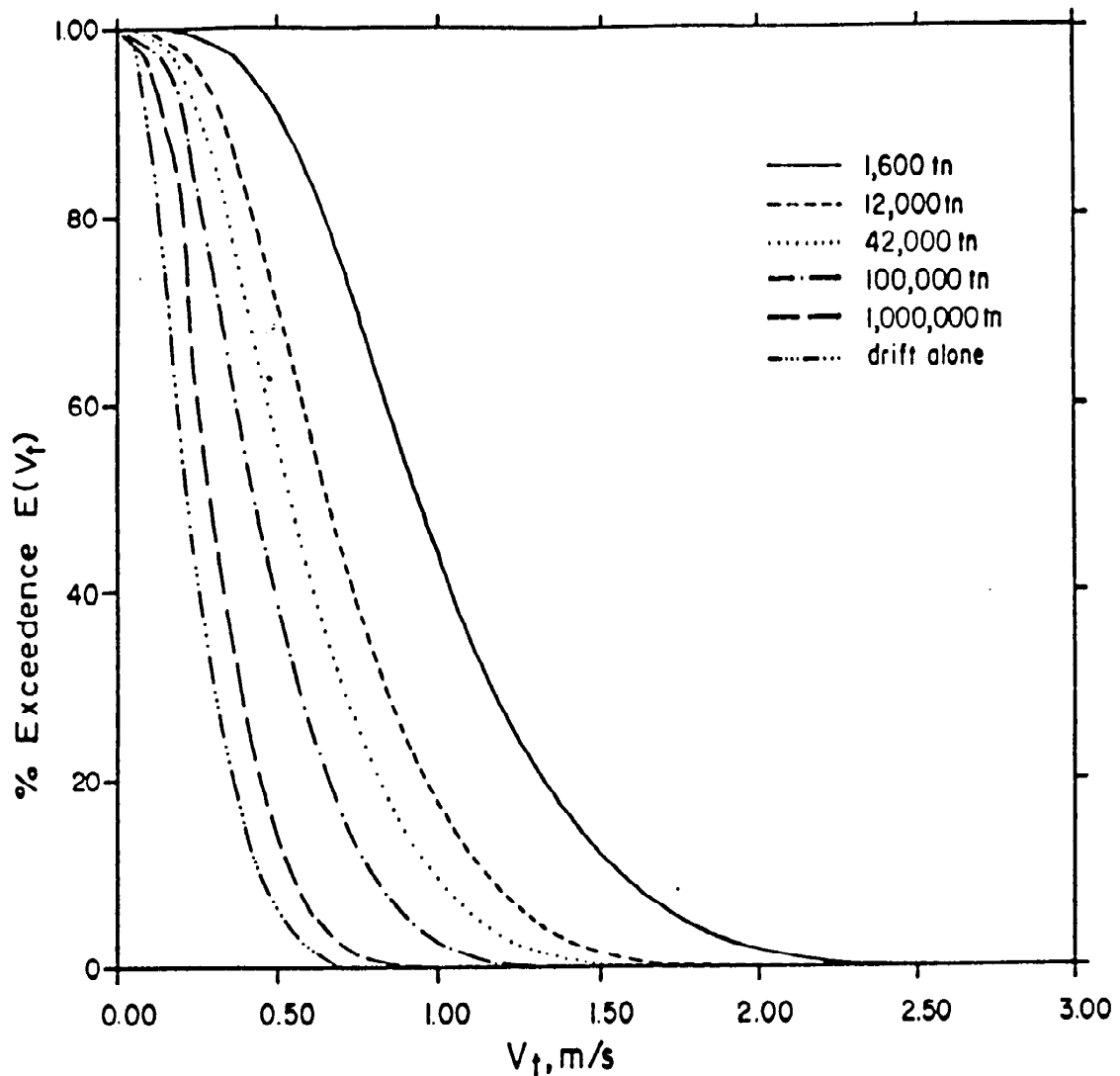


Figure B.24 : Vitesses d'icebergs en fonction de la taille.
d'après Lever et Sen (1986)

B-3.14 Conclusions.

Cette revue des caractéristiques générales structurelles et dynamiques des icebergs manque un peu d'homogénéité. Ceci montre bien la complexité du problème et la multiplicité de ses aspects. Une réelle évaluation des risques nécessiterait la prise en compte de la totalité de ces aspects. Par exemple, l'étude des processus de détérioration et de leurs vitesses ainsi que l'étude des actions mécaniques exercées seront nécessaires à l'estimation de la taille et de la vitesse des icebergs susceptibles de heurter une structure donnée.

Nous concentrerons la suite de nos études sur l'effet des chocs eux-mêmes, c'est à dire sur les caractéristiques d'une collision en fonction de la forme, de la masse et de la vitesse d'impact initiale de l'iceberg sans trop préjuger de la probabilité d'occurrence de ces 3 paramètres fortement liée au site d'implantation de la structure.

Impacts d'icebergs sur une structure massive.

partie C

***Impacts sur
une structure infiniment rigide.***

C-1 SCENARIOS D'IMPACT.

1.1 Introduction.

Le terme "Impact" mérite d'être précisé. Sa racine latine *Impactum* dérive du verbe *Impingere* : heurter. Le sens premier est donc : "Collision, heurt". Un second sens est apparu dans les années soixante : "Effet d'une action forte, brutale", et plus généralement "Effet, influence".

C'est son sens originel que nous donnons ici au mot "impact". Nous excluons donc tout phénomène statique ou quasi-statique pour nous concentrer sur le problème dynamique : l'iceberg qui initialement n'est pas en contact avec la structure avance et la heurte avec une vitesse non négligeable. Nous avons vu que cette vitesse pouvait être de plusieurs mètres par seconde. L'inertie est cependant insuffisante pour engendrer un régime permanent. Le phénomène est transitoire.

1-2 Impact frontal.

Contrairement aux plaques de glace de mer dont les impacts ont fait l'objet de nombreuses études, les icebergs sont animés de mouvements à six réels degrés de liberté. Les six mouvements élémentaires sont ceux définis en *B.3.12.4.2* et représentés sur les figures *B.18 et C.1* : cavalement, embardée, pilonnement, roulis, tangage et lacet.

Le cas le plus simple est l'impact frontal : un degré de liberté avec le seul mouvement de cavalement. L'iceberg arrive droit sur la structure et la heurte. La vitesse s'annule et éventuellement s'inverse dans le cas d'un rebond élastique (*figure C.2*).

1-3 Impact excentré.

Un impact est dit excentré lorsque le support de la composante normale (au plan de contact) de la force de réaction développée à l'interface iceberg/structure ne passe pas par le centre de gravité de l'iceberg. Le choc s'accompagne alors de phénomènes de rotation (*figure C.4 et C.5*).

Si les rotations sont amplifiées par l'impact, cela signifie qu'une partie de l'énergie cinétique de translation initiale est transformée au cours du choc en énergie cinétique de rotation. La proportion d'énergie dissipée au contact est diminuée, de même que les efforts exercés sur la structure.

En revanche, des phénomènes de rotation initiaux peuvent être diminués, annulés ou même inversés au cours du choc. Par rapport à l'impact de base "frontal", l'énergie dissipée est plus importante, d'où des efforts supérieurs.

1-4 Impact centré.

C'est le contraire de l'impact excentré. Ici, la force de réaction normale passe par le centre de gravité de l'iceberg. Le choc ne peut créer aucun mouvement de rotation. En revanche, des forces de frottement peuvent atténuer voire stopper les mouvements de rotation existants. Les efforts supplémentaires correspondants exercés sur la structure sont compris dans le plan de l'interface iceberg/structure et peuvent avoir tendance, soit à déplacer latéralement la structure, soit à plaquer au sol, soit encore la soulever (*figure C.3*).

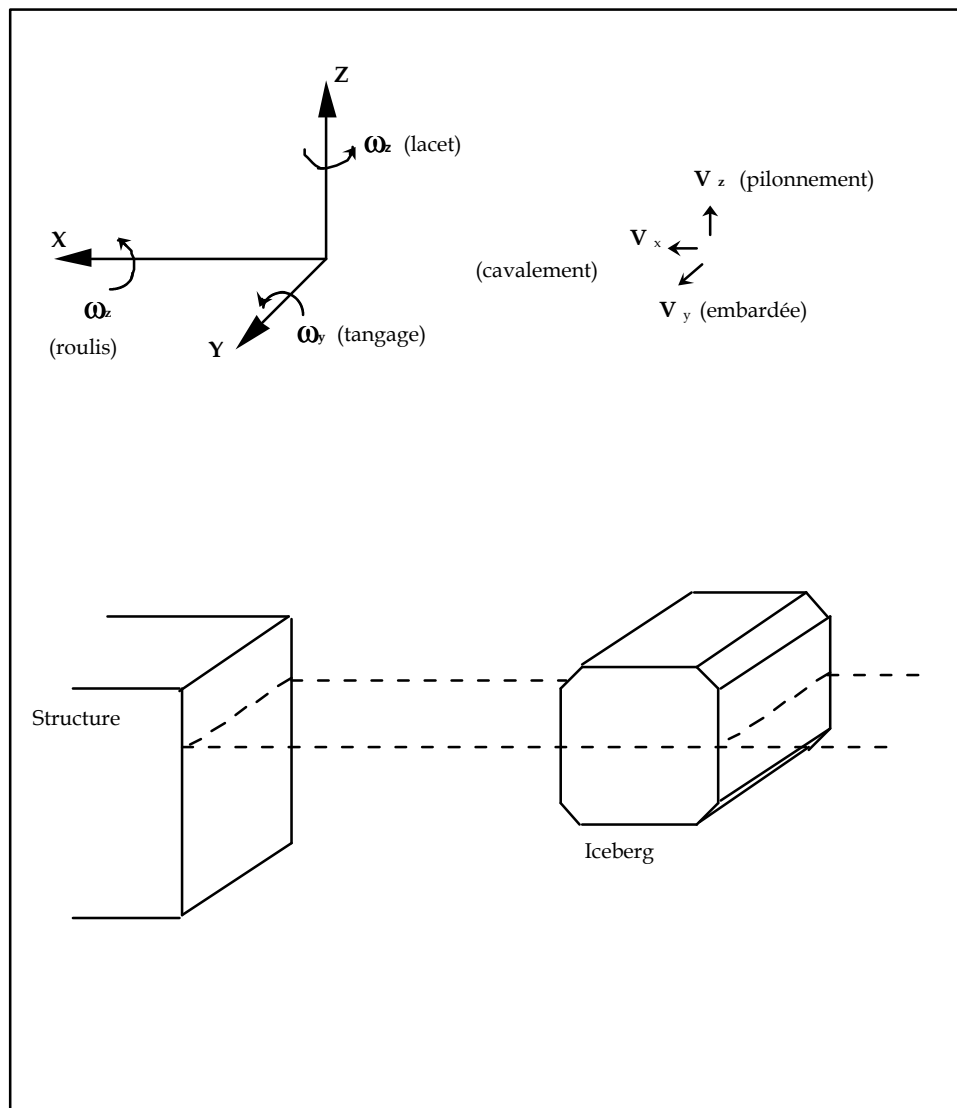
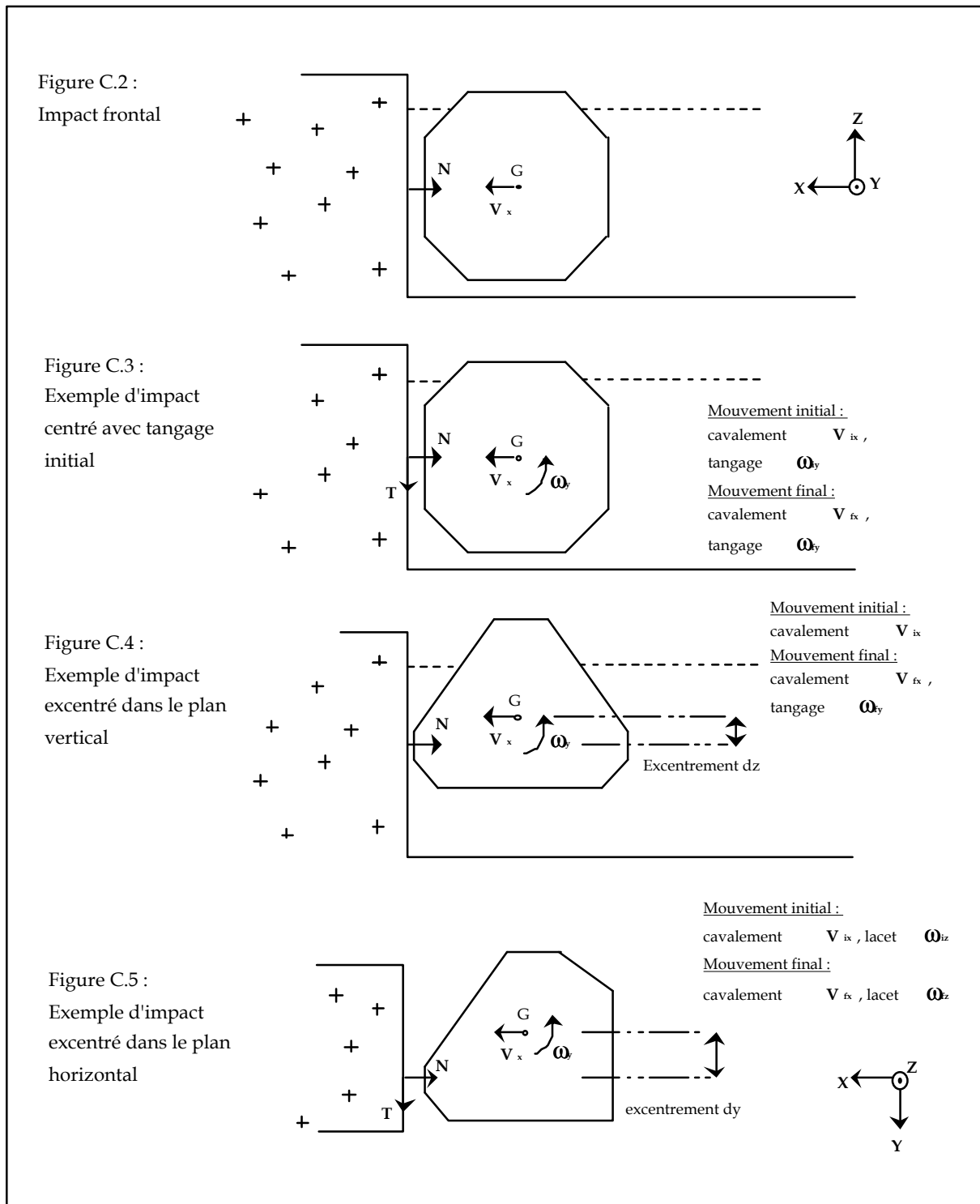


Figure C.1: Paramétrage des impacts d'icebergs sur une structure fixe.



Figures C.2 à C.5: Exemples de scénarios d'impact.

C-2 COMPORTEMENT MECANIQUE DE LA GLACE.

2.1 Modes de ruine.

La glace est un matériau complexe qui peut suivant les chargements présenter des comportements tout à fait différents : élastique, plastique, fragile...

2.1.1. Comportement élastique.

La déformation élastique suit la loi de Hooke avec un module d'Young E voisin de 10 GPa (module élastique dynamique de la glace pure, Anderson, 1958) qui dépend peu de la température et de la taille des grains. Pour la glace d'iceberg réelle, plusieurs mesures indiquent des valeurs de E voisines de 6 GPa (Cammaert et al., 1983; Gammon et Gagnon, 1983). La déformation est instantanée et réversible.

2.1.2. Fluage.

Le fluage correspond à une déformation graduelle de la glace à la manière d'un écoulement visqueux. Très rapidement, la déformation au fluage excède la déformation élastique instantanée : après 3 minutes sous 1 MPa, après 5 secondes sous 5 MPa (Putot, 1987).

2.1.3. Comportement fragile.

Ce comportement correspond aux fortes contraintes et aux vitesses de déformation élevées. La glace se fissure de façon instable Ce comportement est dépendant de la population de fractures préexistantes.

Il y a **écrasement** (crushing) :

lorsque une zone hautement microfissurée se crée aux abords de l'interface. La glace est pulvérisée en une poudre de fines particules.

Il y a **écaillage** (spalling) :

lorsque la glace se décompose en éléments macroscopiques. Ces éléments peuvent atteindre des dimensions comparables à celles de l'aire de contact glace/structure.

Il peut y avoir **flambage** (buckling) :

lorsque les proportions de la masse de glace le permettent (formes élancées, surtout rencontrées en glace de mer). Les fragments sont généralement de grandes dimensions, comme pour l'écaillage.

2.1.4. Cartographie des modes de ruine.

Les divers modes de ruine présentent des caractéristiques bien différentes. Il est alors d'un grand intérêt de pouvoir délimiter leurs domaines d'existence. Palmer et al. (1983) ont suggéré que cela serait possible en prenant en compte trois paramètres caractéristiques :

- l'épaisseur de la glace,
- la largeur de l'indenteur, et
- la vitesse relative d'interaction.

Notons que la présence dans la plupart des analyses du paramètre "épaisseur de glace" s'explique par les caractéristiques générales des essais : un indenteur de largeur D pénètre dans une plaque de glace d'épaisseur h à la vitesse V (figure C.6). Palmer et al. ont même précisé qu'un tracé portant mention des modes de ruine devrait s'avérer intéressant si l'on portait :

- en abscisse le rapport de forme D/h (sans dimension),
- en ordonnée le taux d'indentation V/D (s^{-1}).

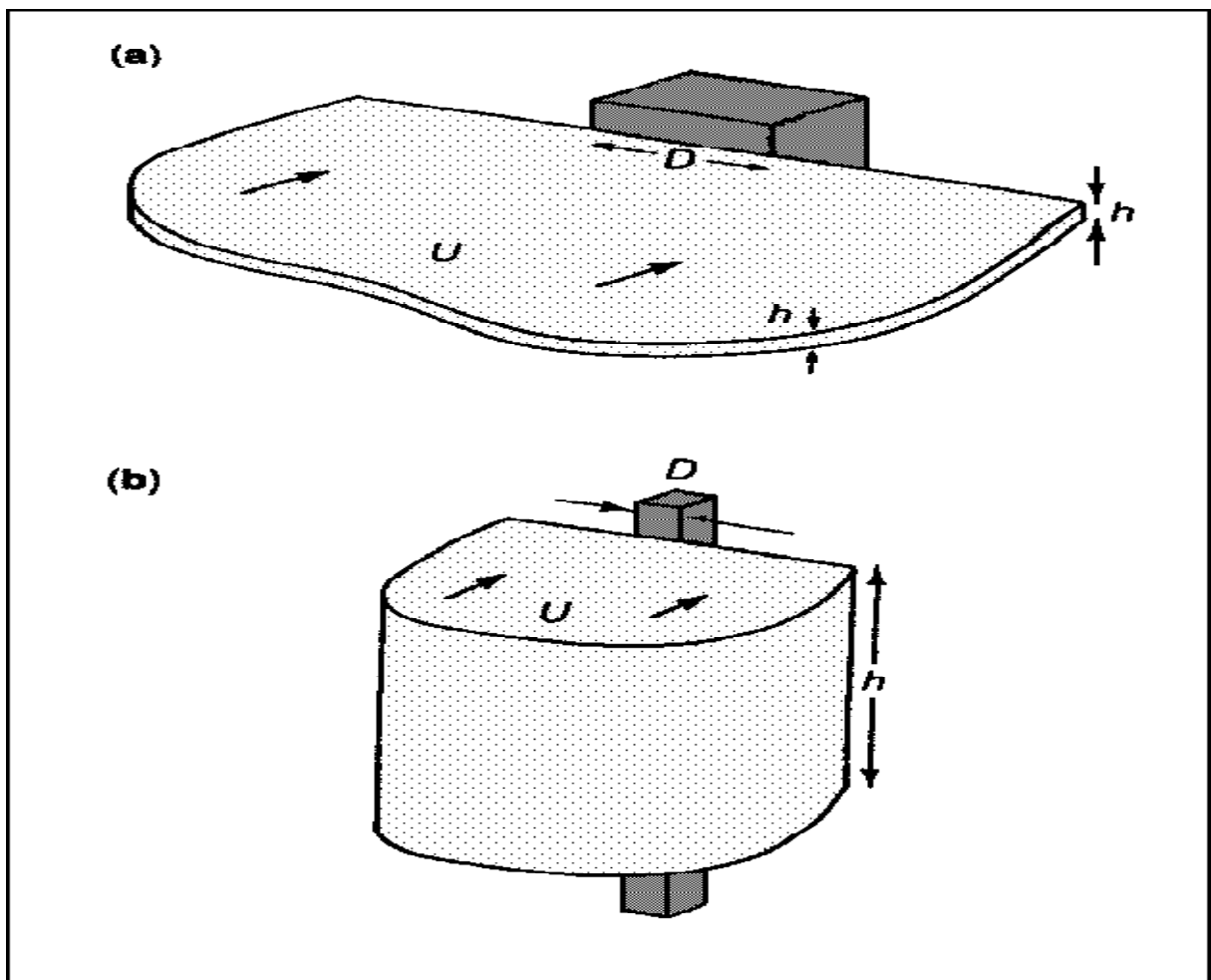


Figure C.6 : paramétrage des indentations.

Timco (1986) a tracé un tel diagramme à partir de ses propres résultats expérimentaux obtenus avec de la glace d'eau douce. Des tendances assez nettes en émergeaient déjà. Nous présentons figure C.7 une évolution de ce diagramme (Timco, 1991) qui inclut une gamme beaucoup plus large d'essais. La zonation des modes de ruine y apparaît clairement. Nous pouvons constater qu'au dessus d'un taux d'indentation critique $V/D=10^{-2} \text{ s}^{-1}$ le régime est fragile quel que soit le rapport de forme D/h .

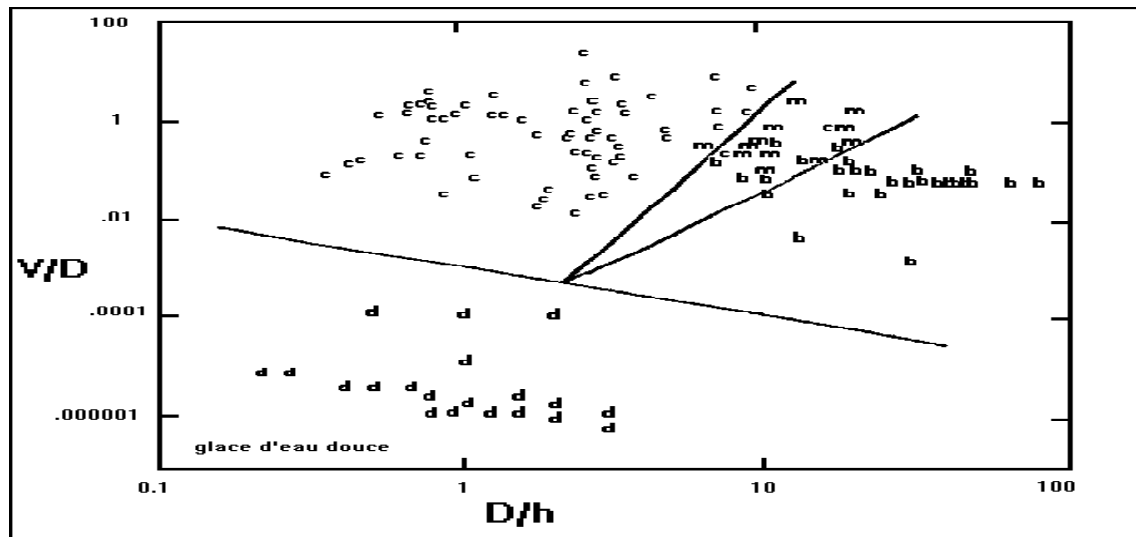


Figure C.7 : Cartographie des modes de ruine de la glace d'eau douce.
(déterminés en laboratoire)

b= flambage (buckling), c= écrasement (crushing), d= fluage (ductile),
m= mode mixte b/c ; d'après Timco (1991).

Voyons où se situerait un impact d'iceberg. La surface de contact est typiquement ramassée, hauteur et largeur ont même ordre de grandeur. Le rapport de forme D/h tourne donc autour de 1. Les aires de contact à prendre en compte peuvent aller jusqu'à $10\,000 \text{ m}^2$ ($D=h=100 \text{ m}$). Selon le diagramme, et pour un rapport de forme de 1, nous serons dans le mode de rupture fragile par écrasement dès la vitesse de 0.1 m/s , ce qui correspond bien aux phénomènes d'impact auxquels nous nous attachons. Ceux-ci mettent à l'épreuve de plus grands volumes de glace que ceux concernés par les essais de Timco. Ces grands volumes comportent des fractures de tailles diverses, et le phénomène d'écrasement s'accompagne d'écaillage.

Il semblerait de plus que le taux d'indentation critique à partir duquel le régime est toujours fragile soit dépendant de l'échelle de l'impact. Selon Sanderson (1988), ce taux critique qui est de 10^{-2} s^{-1} aux petites dimensions serait de 10^{-5} - 10^{-4} s^{-1} aux moyennes dimensions et pourrait s'abaisser à 10^{-7} - 10^{-6} s^{-1} aux grandes dimensions. Une transition ductile-fragile semble avoir été observée au taux de $3 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ à Netserk island (Strilchuk, 1977). Dans ces conditions, nos impacts devraient assurer un mode de rupture de type fragile à partir de vitesses largement plus faibles que 1 m/s . D'ailleurs, Nevel (1986) estime que pour une faible pénétration, la vitesse d'impact de l'iceberg à partir de laquelle le fluage s'efface devant le comportement fragile est d'environ 1 cm/s .

2.2 Résistance à la compression en comportement fragile.

De nombreux laboratoires travaillent sur la mécanique de rupture de la glace. Il n'existe encore aucune théorie unifiée qui permette de décrire les mécanismes mis en jeu et fournir des données fiables de résistance. La quantification la plus fiable est donc basée sur les données expérimentales. Nous allons voir que la glace est bien loin de posséder une simple résistance à la compression (en comportement fragile) intrinsèque. La température et la vitesse de déformation en sont des facteurs de variation. Mais c'est le facteur "échelle" qui va se montrer prépondérant.

2.2.1 Influence de la température.

Lachance et Michel (1987) proposent pour une vitesse de déformation constante la relation suivante entre la température Θ (°C) et la résistance à la compression en comportement fragile σ_{cr} (MPa) :

$$\sigma_{cr} = 2.50 + 1.19 \text{ abs}(\Theta)^{0.55}$$

Pour les couches superficielles d'un iceberg un intervalle de (-15, 0°C) semble raisonnable (§ B-3.5), ce qui donnerait (7.8, 2.5 MPa). Mais il semble qu'une telle formulation ne s'applique qu'aux faibles vitesses de déformation ($< 0.001 \text{ s}^{-1}$) et qu'aux hautes vitesses qui nous concernent la température ait peu d'influence (Nadreau, 1986).

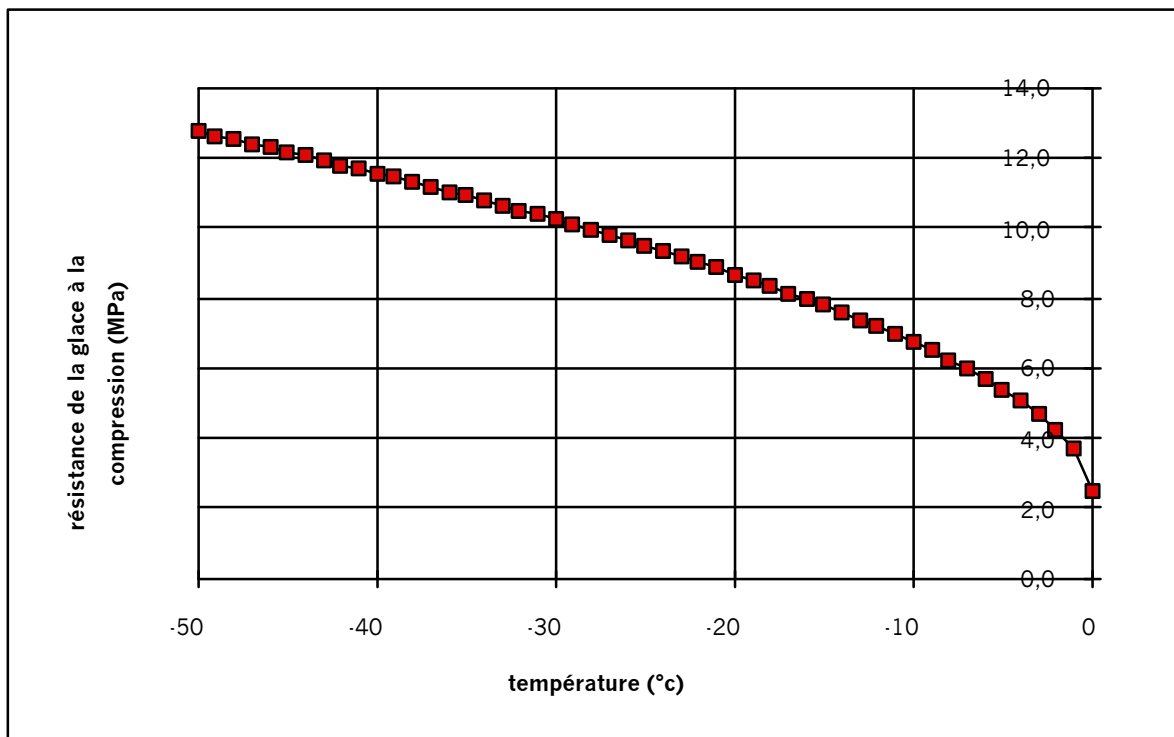


Figure C.8 :

Exemple de variation de la résistance σ_{cr} en fonction de la température Θ calculée à partir de la formulation proposée par Lachance et Michel (1987).

2.2.2 Influence de la vitesse de déformation.

Pour un tel problème d'impact, un ordre de grandeur de la vitesse de déformation ϵ_d est donné (Cammaert et al., 1983; Duthinh, 1989; ...) par :

$$\epsilon_d = V/4D \quad (s^{-1})$$

σ_{cr} croît avec ϵ_d . Cependant, en comportement fragile, cette résistance à la compression σ_{cr} semble se stabiliser aux grandes vitesses de déformation telles que celles que nous connaissons. Lachance et Michel (1987) trouvèrent à partir d'échantillons de glace d'iceberg étudiés en laboratoire que σ_{cr} se stabilisait entre 4 et 5 MPa aux vitesses supérieures à $0.003 s^{-1}$. Nevel (1986) conclut de toute une série de tests que le σ_{cr} est indépendant de la vitesse pour des impacts d'icebergs se déroulant entre 0.6 et 4.0 m/s.

Nous présentons à titre d'exemple la figure C.9 qui illustre l'influence de ϵ_d sur σ_{cr} pour de la glace d'iceberg à $-10^\circ C$. La tendance est bien à une augmentation de σ_{cr} avec ϵ_d aux faibles vitesses de déformation, puis à une stabilisation. L'ensemble des données va de 1 à 10 MPa, soit un facteur 10. Au dessus de $\epsilon_d=0.003 s^{-1}$, les valeurs s'étendent de 2 à 6 MPa, soit un facteur 3.

Pour une vitesse de 1 m/s et une valeur de D de 1 m, nous obtenons $\epsilon_d = 0.25 s^{-1}$, ce qui correspond confortablement à la zone stable de σ_{cr} .

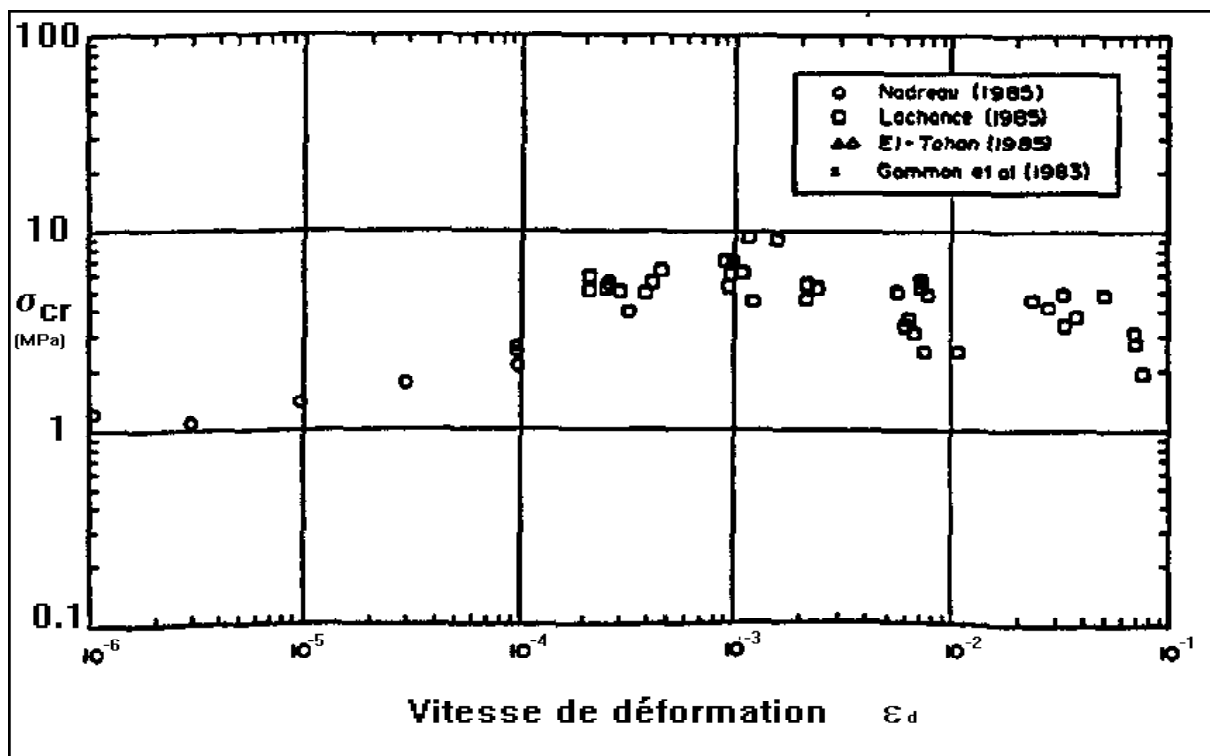


Figure C.9 :

Pression de rupture σ_{cr} fonction de la vitesse de déformation ϵ_d , glace d'iceberg à $-10^\circ C$.
compilé par Nadreau (1985)
à partir de données de Nadreau (1985), Lachance (1985), El Tahan (1985) et Gammon et al. (1983).

2.2.3 Effet d'échelle.

2.2.3.1 Observation des données expérimentales.

Les données disponibles correspondent à deux types différents d'indentation :

- (1) l'indentation "globale" (figure C.10a), pour laquelle une masse de glace rentre en contact sur toute sa hauteur avec une structure plane. L'état de contrainte correspond pratiquement au phénomène de compression simple (ou uniaxial).
- (2) l'indentation "locale" (Figure C.10b), où un objet saillant pénètre la glace. L'état de contraintes est proche du cas tri-axial.

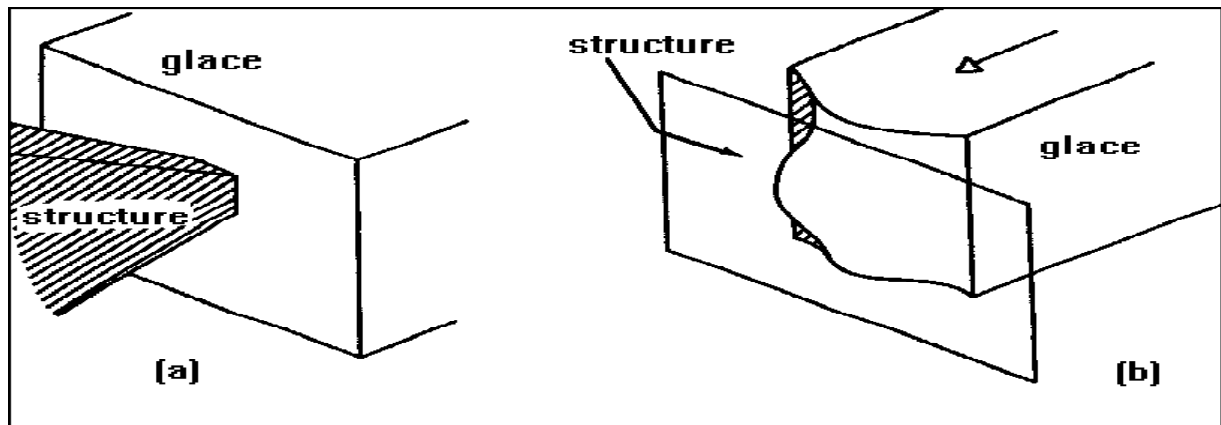


Figure C.10 : géométries d'indentation "globale" et "locale". d'après Sanderson (1988)

L'ensemble des données recueillies révèle une forte tendance : la pression de rupture diminue lorsque l'aire de contact glace/structure augmente. La glace se rompt en laboratoire entre 10 et 20 MPa. Sur le terrain, aux grandes dimensions, elle cède aux alentours de 1 MPa.

Sanderson (1988) a compilé toutes les données disponibles et à tracé sur divers graphes les valeurs de pression en fonction de l'aire de contact correspondante.

La figure C.11 correspond à l'indentation "globale". Les valeurs reportées sont les pics de pression σ_{cr}^{max} (pic d'effort F_{cr} divisé par l'aire de contact brute $D.h$) en fonction de l'aire de contact brute $D.h$ (les paramètres géométriques sont définis sur la figure C.6). Les types de glace concernés sont divers (glace d'eau douce columnaire S-2 isotrope dans le plan horizontal, glace de mer de l'année, glace de mer pluriannuelle) et les conditions de mesure variées (essais en laboratoire, jacking tests in-situ, interactions avec des piles de pont, des phares, des plates-formes de forage ou des îles). Ces données disparates sont brutes et n'ont fait l'objet d'aucune correction vis à vis de la température ou de la salinité (les propriétés mécaniques de la glace de mer varient avec la salinité). La tendance est cependant nette et importante. Les pressions s'abaissent aux grandes aires de contact.

Les pressions qui tournent autour de 10-20 MPa à 1 cm^2 s'abaissent autour de 0.1 MPa à 1000 m^2 (cent fois moins) et tombent aux environs de 0.01 MPa à l'approche des 1 Mm^2 (mille fois moins). Cette tendance est bien réelle puisque son ordre de grandeur est nettement supérieur aux diverses corrections (de température, salinité, vitesse de déformation...) que l'on aurait pu apporter à ces données brutes.

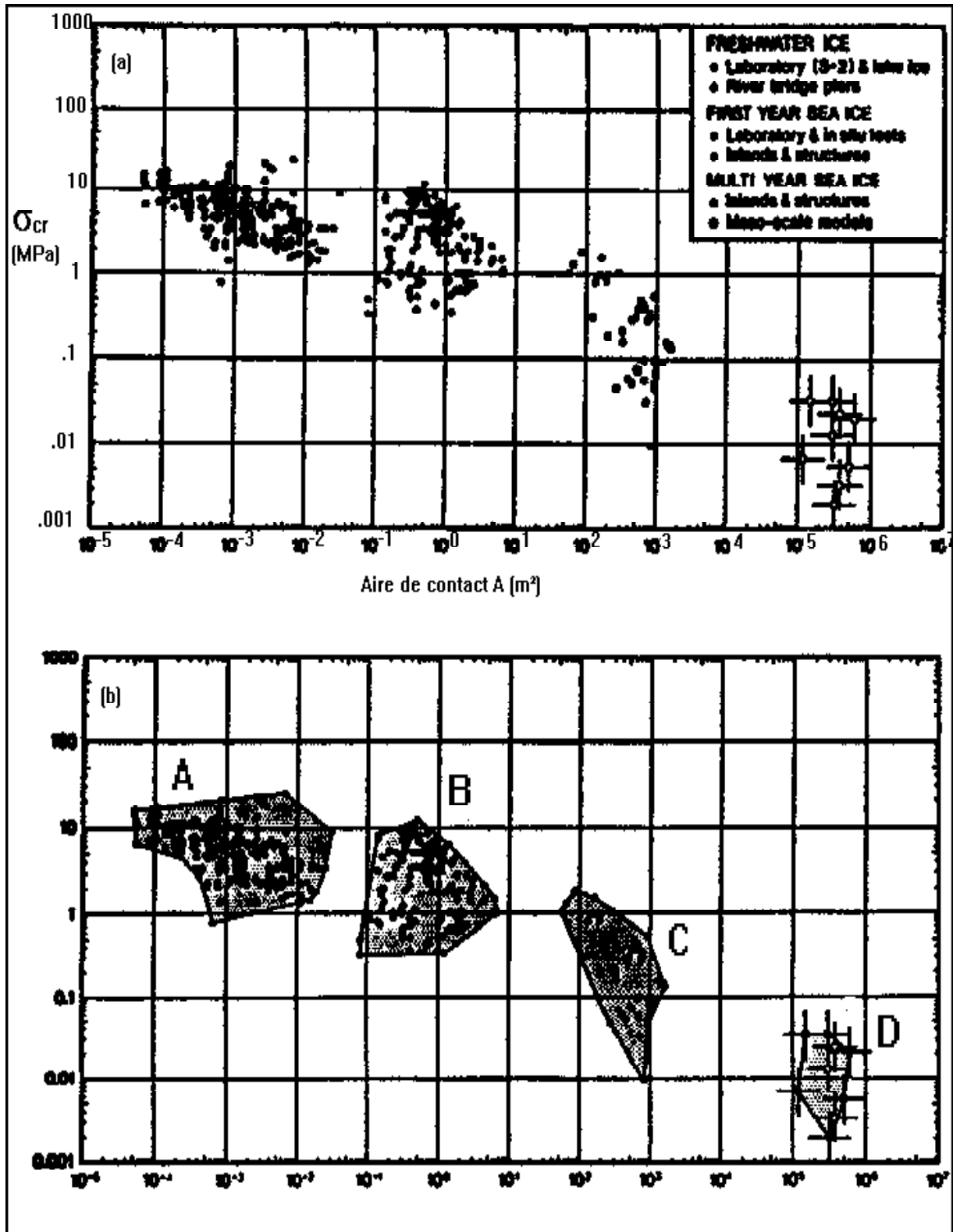


Figure C.11 : Diagramme Pic de pression P/(D.h) - aire de contact brute (D.h) pour des indentations globales.

(a) données brutes, (b) groupes de données. d'après Sanderson (1988).

L'effet d'échelle apparait comme l'élément prédominant dans la détermination de la résistance de la glace à la compression en mode fragile. La tendance générale est :

* en dessous de 0.1 à 1 m² : un palier ou une légère décroissance, avec une borne supérieure de $\cong 15\text{MPa}$.

* au dessus : une nette diminution de σ_{cr} aux aires A croissantes, dans une proportion de l'ordre de : $\sigma_{cr} \propto A^{-1/2}$ (σ_{cr} proportionnel à $A^{-1/2}$).

Les données se séparent ostensiblement et logiquement en quatre groupes A, B, C, D délimités sur la figure C.11b :

(A) Le groupe A correspond aux essais en laboratoire généralement menés sur de la glace colonnaire d'eau douce. Les données proviennent de Hirayama et al. (1974), Frederking et Gold (1975), Zabilansky et al. (1975), Michel et Toussaint (1977), Kry (1979), Michel et Blanchet (1983) et Timco (1986).

(B) Les essais à "échelle moyenne" font l'objet du groupe B. Ils correspondent pour la plupart à des indentations réalisées sur des glaces flottantes naturelles, de mer, lac ou rivière. Les données ont été tirées de Croasdale (1970, 1971), Lee et al. (1986), Inoue et Koma (1985), Taylor (1973), Miller et al. (1974), Nakajima et al. (1981), Lipsett et Gérard (1980), Määttänen (1981), Engelbrekton (1983), Hoikkanen (1984) et Blenkarn (1970).

(C) Le groupe C a trait aux impacts sur des îles, artificielles (mer de Beaufort) ou naturelle (Hans Island), présentés par Metge (1976), Strilchuk (1977), Johnson et al. (1985), Rogers et al. (1986), Gulf (1986, non publié), Danielewicz et Metge (1981, 1982).

(D) Les valeurs du groupe D proviennent de modélisations de la dynamique générale de l'océan arctique et de sa couverture de glace. La résistance à la compression de la glace de mer est l'un des paramètres d'entrée du modèle, que l'on a fait varier. Les valeurs présentées sont celles qui assuraient la correspondance entre le calcul et les mouvements réellement observés. La légitimité de telles données n'est pas évidente. Elles sont tirées des travaux de Pritchard (1977, 1980), Hibler (1980 a,b), Tucker et Hibler (1981).

Les données obtenues pour les indentations locales s'intègrent à quelques exceptions près aux données précédentes. Ceci est un peu surprenant mais s'expliquerait selon Sanderson par l'imperfection de l'adéquation des essais au schéma de la figure C.10b. L'état des contraintes est rarement tri-axial et doit se rapprocher d'un état bi-axial, voire de la compression simple.

L'absence totale dans cette compilation présentée par Sanderson en 1988 de données correspondant à de la glace d'iceberg est symptomatique de l'état actuel des connaissances. Les caractéristiques de cette glace d'iceberg s'inscrivent-elles alors dans le cadre de toutes ces observations ? Il semble raisonnable de le penser puisque tous les types de glaces divers et variés observés s'y inscrivent pareillement. De plus, les premières données acquises dans le cadre de nos expérimentations grandeur nature en Antarctique (voir chapitre D-4) s'intègrent parfaitement au diagramme présenté. Nous supposons donc que la résistance à la compression σ_{cr} de la glace d'iceberg (en mode fragile) suit une loi fonction de l'aire de contact A accordée au diagramme de Sanderson présenté figure C.11. Il s'agit maintenant de proposer de telles lois.

2.2.3.2 Théorie de la fissuration.

Une analyse théorique de la rupture en compression d'un échantillon fissuré a été présentée par Ashby et Hallam (1986). La résistance de l'échantillon dépend de son état de fissuration. Tout spécimen de glace possède une population de fissures élémentaires, fonction de la taille des grains, étudiée en détail par Cole (1986). Ceci a permis à Sanderson (1988) de présenter une simplification de l'expression de la résistance à la compression établie par Ashby et Hallam :

$$\sigma_{cr} = 7.6 K_{ic}/d^{1/2} \quad (\text{MPa})$$

où : * K_{ic} est un coefficient de résistance à la rupture valant approximativement pour la glace $0.1 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$.
* d est le diamètre des grains, exprimé en mètres, lié linéairement à la longueur $2a$ des fissures par la relation $2a=0.65d$.

L'expression de σ_{cr} peut donc également se mettre sous la forme :

$$\sigma_{cr} = 7.6 K_{ic}/(2a/0.65)^{1/2}$$

La résistance à la compression σ_{cr} est alors inversement proportionnelle à la racine carrée de la longueur $2a$ des fissures. L'évolution de σ_{cr} avec la taille de l'échantillon dépend de l'évolution correspondante de la population de fissures. Trois hypothèses sont illustrées sur la figure C.12 :

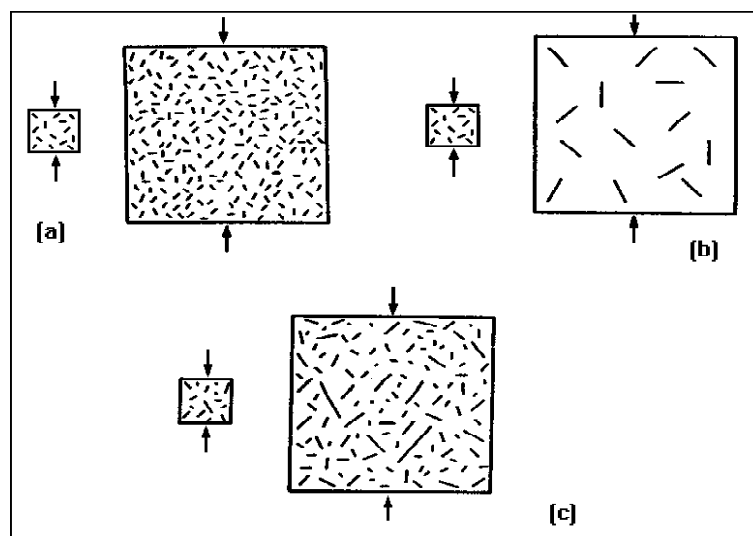


Figure C.12 :
hypothèses d'évolution de l'état de fissuration avec la taille de l'échantillon.
(a) état inchangé
(b) évolution identique de l'échantillon et de la fissuration (hypothèse géométrique)
(c) distribution statistique des fissures.
d'après Sanderson (1988).

a) Fissuration inchangée.

Le matériau reste le même et comporte donc les mêmes fissures. σ_{cr} reste constant quelle que soit la taille de l'échantillon. Aucun effet d'échelle n'apparaît.

b) hypothèse géométrique : les proportions sont conservées.

Si le côté de l'échantillon est multiplié par un facteur f , la longueur des fissures est également multipliée par f , tandis que l'aire de contact A se trouve affectée d'un facteur f^2 . σ_{cr} se trouve alors multiplié par $f^{-1/2}$, soit $A^{-1/4}$:

$$\sigma_{cr} \propto A^{-1/4}$$

Une telle loi $\sigma_{cr} = f(A)$ coiffant les données de la figure C.11 (pour aller dans le sens de la sécurité) est tracée sur la figure C.14. Nous la désignerons par l'appellation de "loi géométrique". Son expression est (avec A en mètres) :

$$\sigma_{cr} = \min (15 ; 10 A^{-1/4}) \quad (\text{MPa})$$

Sans ce plafonnement à 15 MPa, les valeurs correspondant aux faibles aires de contact seraient tout à fait irréalistes (exemples : 100 MPa à 1 cm²).

Mais la tendance observée figure C.11 semble plus être en $A^{-1/2}$ qu'en $A^{-1/4}$. De plus, si cette hypothèse a le mérite de prendre en compte l'existence évidente de grandes fissures dans les grands volumes de glace, elle suppose un changement irréaliste de la structure du matériau lui-même entre deux échantillons de tailles différentes.

c) distribution statistique des fissures.

L'hypothèse la plus réaliste avance l'existence dans tout matériau d'une population statistique de fissures de toutes tailles. Plus l'échantillon est grand, plus il y a de chances d'y rencontrer des fissures de grande taille. Cette théorie introduite par Weibull (1951) est séduisante. Mais elle a été développée pour la rupture en traction généralement gouvernée par le "point le plus faible" du matériau. Un tel comportement n'est pas flagrant pour la rupture en compression. En supposant cependant que la fissuration agit de la même façon sur la traction et la compression, la multiplication par f du côté de l'échantillon amène :

$$\sigma_{cr} \propto f^{-3/b_f} \quad , \text{soit :} \quad \sigma_{cr} \propto A^{-3/2b_f}$$

où b_f est un paramètre statistique fonction de la distribution de la taille des fissures (Dieter, 1981). La valeur de b_f est bien connue pour des matériaux comme le verre (2 à 5), les roches et la céramique (environ 15), mais assez mal pour la glace. Des tests sur de la glace d'eau douce présentés par Lavrov (1973) indiquent des valeurs $b_f \cong 15$ alors que Gold (1972) présente des mesures de 1 à 3 et que Jellinek (1958) a calculé des valeurs comprises entre 1 et 2.

Nous cherchons à ajuster la relation aux données observées dont la tendance est en $\sigma_{cr} \propto A^{-3/2}$. Ceci suppose une valeur $b_f=3$ qui est plausible.

Une loi de ce type coiffant les données de la figure C.11 est tracée sur la figure C.14 aux côtés de la loi "géométrique". Cette loi que nous nommerons "loi de Weibull" s'exprime en fonction de l'aire de contact A (exprimée en mètres) par :

$$\sigma_{cr} = \min (15 ; 19.05 A^{-1/2}) \quad (\text{MPa})$$

Sans le plafonnement à 15 MPa, les valeurs de résistance aux petites aires de contact seraient tout à fait irréalistes (exemple : 1905 MPa à 1cm²).

Cette hypothèse est plaisante. Les arguments de départ semblent réalistes et l'accord avec les données expérimentales satisfaisant. Il convient cependant de garder à l'esprit que :

- . le paramètre b_f est entouré de quelques mystères et la valeur choisie n'est guère justifiée,
- . l'utilisation de ce traitement statistique pour la compression n'a aucune justification rigoureuse.

2.2.3.3 Théorie de la non-simultanéité des ruptures.

Cette théorie est fondée sur l'hypothèse qu'aux grandes aires de contact la rupture n'a pas lieu simultanément sur tout le front mais se trouve au contraire concentrée en quelques zones discrètes. Une telle hypothèse semble justifiée pour l'amorce de l'impact. Les reliefs de la structure et de la glace n'étant jamais complémentaires, un impact débute par un contact imparfait (figure C.13) pour lequel la rupture est concentrée en quelques zones. On constate que le processus de rupture fait que le contact reste généralement irrégulier tout au long de l'impact.

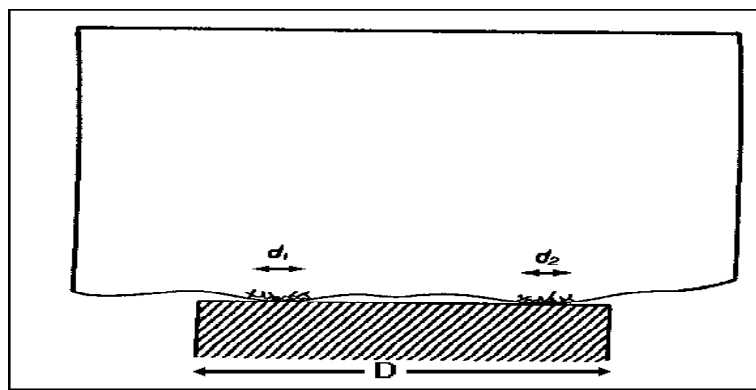


Figure C.13 : Représentation schématique de la non simultanéité des ruptures.
d'après Sanderson (1988).

Les pics de pression correspondant à la rupture de chaque zone sont décalés dans le temps. Leur sommation conduit donc à une pression globale sur l'ensemble du contact brut inférieure à ce qu'elle serait si la rupture était partout simultanée. La nature du paramètre σ_{cr} s'en trouve modifiée. Nous n'avons plus affaire à une pression globale homogène liée à la rupture du matériau, mais à une moyenne de pressions diverses correspondant ou non à la rupture d'un élément constitutif de la masse de glace. Ceci ne change en rien le mode de calcul de l'effort global qui sera exercé par la glace sur la structure mais affecte la détermination des efforts locaux auxquels la structure doit résister.

Ashby et al. (1986) ont présenté une approche du problème basée sur des hypothèses géométriques et mécaniques simples et appuyée par des expérimentations sur des mousses fragiles. Un bloc de glace irrégulier d'épaisseur h rentrant en contact avec un indenteur de largeur D (aire de contact brute $A=D.h$) est assimilé à un ensemble de cellules de section carrée L_i^2 (dans le plan de contact). Une cellule cède (sous la force $2P_i$) lorsque elle a parcouru une distance $\Delta l \ll L_i$ depuis qu'elle est entrée en contact avec la structure. La distance parcourue avant que le phénomène ne se répète est L_i , c'est à dire que l'on suppose que chaque phénomène de rupture affecte un cube $L_i \times L_i \times L_i$. Chacune des $N=A/L_i^2$ cellules a la probabilité $p=\Delta l/L_i$ d'être en contact avec la structure à une pression moyenne P_i/L_i^2 . Un simple calcul de probabilité montre que le nombre de cellules que l'on peut s'attendre à avoir à chaque instant en contact avec la structure est $N.p$, avec un écart-type d'environ $(N.p)^{1/2}$.

Si l'on prend comme cas extrême un écart égal à trois fois l'écart-type, le nombre maximum de cellules simultanément en contact avec la structure est $N.p + 3(N.p)^{1/2}$, soit:

$$C_m = A\Delta l/L_i^3 (1 + 3(L_i^3/A\Delta l)^{1/2})$$

Ce qui correspond à une pression globale moyenne exercée sur l'aire A :

$$\sigma_{cr} = (P_i/L_i^2).(C_m/N) = P_i\Delta l/L_i^3 (1 + 3(L_i^3/A\Delta l)^{1/2})$$

σ_{cr} est la somme d'un premier terme constant et d'un second terme proportionnel à $A^{-1/2}$ qui correspond bien à la tendance observée (figure C.11) pour $A > 0.1-1m^2$.

Sanderson, coauteur de la publication de Ashby et al. (1986), a ajusté cette fonction aux données expérimentales regroupées figure C.11 en choisissant des valeurs raisonnables pour les paramètres L_i et P_i : $L_i=1m$ (taille typique de fragments observés après un impact de glace de mer) et $P_i=15MN$ (soit sur $L_i^2=1m^2$ la pression de 15MPa typique des faibles aires de contact). Δl a ensuite été calculé de telle sorte que l'on obtienne une pression de rupture $\sigma_{cr}=1MPa$ pour $A=100m^2$, soit: $\Delta l=0,02m$.

La loi obtenue, que nous désignerons par "loi Ashby", est tracée sur la figure C.14 aux côtés des lois "géométrique" et "Weibull". Son expression est:

$$\sigma_{cr} = \min (15 ; 0.33 (1 + 20.33 A^{-1/2})) \quad (\text{MPa})$$

Sans le plafonnement à 15MPa, les valeurs aux basses aires de contact seraient excessives (exemple: 660 MPa à 1 cm²).

L'accord avec les données est bon et l'hypothèse de non simultanité a le mérite de prendre un compte un phénomène réel dont l'effet n'est pas négligeable. Le modèle comporte cependant nombre d'imperfections. La description du comportement mécanique est simpliste, le choix des paramètres peut sembler à la limite de l'arbitraire et l'approche statistique est sommaire.

2.2.3.4 Lois de comportement.

Le dimensionnement d'un ouvrage s'effectue en fonction des efforts maximaux qui peuvent lui être appliqués. C'est dans l'optique d'un tel dimensionnement que nous avons proposé des lois de comportement qui coiffent les données expérimentales disponibles.

La loi utilisée par Doris Engineering (loi choisie par son client, le consortium "Hibernia Management and Development Company Ltd") pour le dimensionnement de la plate-forme gravitaire Hibernia (voir Annexe 7) prend en compte l'effet d'échelle mais d'une façon prudente. Son expression est (Sédillot et Huynh, 1991) :

$$\sigma_{cr} = 6 (1+2.4/A)^{1/2} \quad (\text{MPa, avec A en mètres})$$

Nous avons tracé cette loi "hibernia" (à laquelle nous avons également appliqué le plafond 15MPa) sur la figure C.14 aux côtés des trois lois précédentes. Elle est très proche de la loi "géométrique" entre $A=0.2$ et $A=10\text{m}^2$ mais tend ensuite asymptotiquement vers $\sigma_{cr}=6\text{MPa}$. Nous pouvons constater qu'elle est plus proche d'une loi constante à 15MPa qui ne prendrait pas en compte l'effet d'échelle (loi "15MPa" également tracée figure C.14) que des trois lois proposées dans les paragraphes précédents. Ceci est tout à fait révélateur de la prudence qui règne face à la méconnaissance actuelle du comportement de la glace d'iceberg.

Les quatre lois "géométrique", "Weibull", "Ashby" et "hibernia" sont, nous l'avons vu, loin d'être parfaites, mais elles ont le mérite de prendre en compte l'effet d'échelle. Il sera intéressant d'estimer l'influence relative de ces lois sur le calcul des efforts maximaux appliqués sur une structure lors d'un impact. C'est ce que nous nous proposons de tenter dans le chapitre suivant. Notons que pour toutes ces lois le produit $\sigma_{cr} A = F_{cr}$ croît toujours avec A, c'est à dire que l'effort maximal correspondra toujours à l'aire la plus grande, même si la pression est moindre.

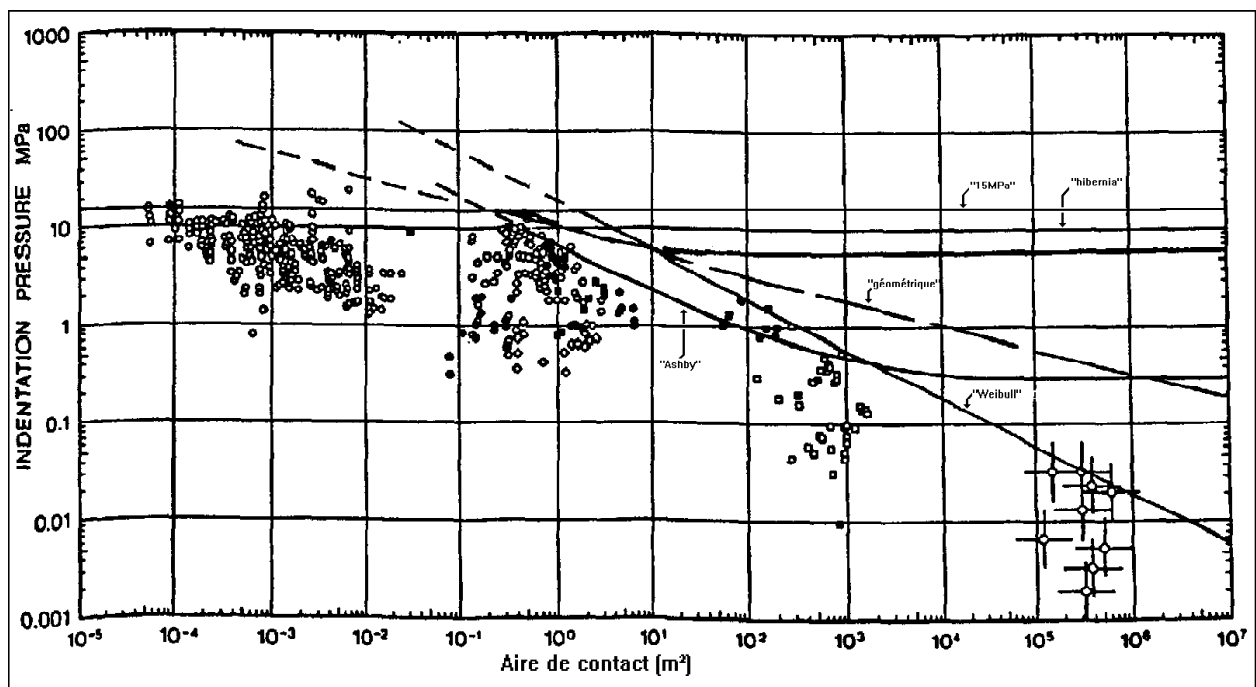


Figure C.14 :

Lois de comportement "15MPa", "hibernia", "Ashby", "Weibull" et "géométrique" superposées aux données expérimentales compilées par Sanderson (1988).

C-3 ETUDE PARAMETRIQUE.

3.1 Introduction.

Les recherches actuelles ont tendance à se concentrer sur la mise en évidence, l'explicitation et la détermination de l'effet d'échelle implicitement reconnu comme paramètre crucial.

De nombreux paramètres entrent dans le calcul des efforts appliqués lors de l'impact. Les premiers qui viennent à l'esprit sont :

- la loi de comportement de la glace $\sigma_{cr}=f(A)$;
- la masse nominale (ou ordinaire) m_0 de l'iceberg;
- le champ de vitesse ($V_x, V_y, V_z, \omega_x, \omega_y, \omega_z$) de l'iceberg par rapport à la structure.

Mais il ne faut pas oublier qu'entrent également en ligne de compte :

- les coefficients de masse et d'inertie ajoutées λ_{11} à λ_{66} (voir chapitre B-3);
- le coefficient de frottement dynamique μ_k ;
- la géométrie de l'iceberg;
- les conditions géométriques de la collision.

L'étude que nous entamons se concentre sur les collisions survenant entre icebergs et structures massives supposées infiniment rigides. La réponse de la structure est considérée inexistante, ce qui permet de se limiter aux paramètres liés à l'iceberg, cités plus haut.

La démarche générale de l'étude paramétrique est comme son nom l'indique de faire varier divers paramètres afin d'évaluer leur influence sur le phénomène étudié. En présence d'un grand nombre de ces paramètres, il est nécessaire d'effectuer des simplifications parfois drastiques afin de rendre l'étude réalisable et compréhensible. Le tout est de rester conscient des limitations qui en découlent.

Nous allons afin de rester clairs organiser notre étude suivant le schéma général suivant :

(1) Les impacts frontaux centrés (champ de vitesse à 1 degré de liberté : V_x) vont servir à l'observation des paramètres :

- loi de comportement;
- vitesse V_x ;
- masse nominale m_0 ;
- masse ajoutée;
- géométrie de l'iceberg.

(2) Les impacts centrés "en biais" sans rotation initiale permettront d'étudier les effets relatifs des diverses composantes de vitesse linéaires : V_x, V_y et V_z .

(3) Les impacts centrés à rotations initiales ω_y et ω_z illustreront les effets de ces mouvements de rotation.

(4) Les impacts excentrés, enfin, permettront d'évaluer les influences combinées des excentrement et des mouvements de rotation initiaux.

3.2 Modélisation 3D.

3.2.1 Le programme MADYMO.

Notre étude paramétrique va s'appuyer sur une modélisation 3D utilisant le programme MADYMO réalisée au laboratoire de Mécanique Sols, Structures et Matériaux de l'Ecole Centrale de Paris. Développé par l'institut de recherche néerlandais sur les véhicules routiers T.N.O., ce programme modulaire écrit en Fortran 77 est destiné à la simulation du comportement des corps lors des crashes automobiles.

Le nom MADYMO est issu de MATHematical DYNAMICAL MOdels, ce qui le classe dans la catégorie des codes de calcul dynamique de multicorps rigides. On pourra se référer au manuel utilisateur (TNO,1990) ou à Wismans et al. (1986) pour plus de détails sur le programme, à Maltha et Wismans (1980) pour un bref résumé des équations de mouvement utilisées et à Wittenburg (1977) pour un exposé général de la dynamique des systèmes de corps rigides.

Les corps sont modélisés par un ensemble d'éléments rigides en forme d'hyperellipsoïdes reliés deux à deux par des liaisons de nature sphérique à trois degrés de liberté : joints de cardan ou joints de flexion-torsion. Les éléments sont organisés en structures arborescentes ouvertes. L'habitacle du véhicule est représenté par un ensemble de plans avec lesquels les hyperellipsoïdes peuvent entrer en contact. Un champ d'accélération fonction du temps peut être appliqué à tout élément.

Les contacts sont traités de manière élastique. A chaque pas de temps est calculée l'interférence δ (enfoncement virtuel) qui représente le chevauchement des enveloppes des deux éléments en contact. L'effort généré possède les trois composantes :

- élastique F_e , fonction de δ ;
- d'amortissement F_a , fonction de la vitesse d'enfoncement $d\delta/dt$;
- de frottement F_f , égale au produit du coefficient de frottement μ_k par (F_e+F_a) .

F_f est dans le plan tangent au contact alors que F_e et F_a y sont perpendiculaires. Le traitement du contact peut être fonction de l'une ou l'autre des lois de comportement élastiques des deux éléments en présence, ou encore fonction à la fois de l'une et l'autre loi.

Chaque élément d'un assemblage est défini par l'ensemble de données suivant :

- son origine O et sa base locale de référence (x,y,z) ;
- son centre de gravité G et sa masse M;
- sa base principale d'inertie (x_i,y_i,z_i) et ses trois moments d'inertie $I_{x_i x_i}$, $I_{y_i y_i}$ et $I_{z_i z_i}$ autour des trois axes;
- le centre O_h de l'hyperellipsoïde qui définit son enveloppe, la base principale (x_h,y_h,z_h) et les paramètres n (degré), a, b, et c (demi-axes) de l'hyperellipsoïde définie par l'équation : $(x_h/a)^n+(y_h/b)^n+(z_h/c)^n=1$;
n=2 correspond à une ellipsoïde, n infini à un parallélépipède rectangle;
- ses lois de comportement élastiques $F_e=f(\delta)$, en charge et décharge;
- les centres des joints le liant à d'autres éléments et les bases associées.

3.2.2 Adaptation aux impacts d'icebergs.

Au regard des possibilités d'assemblage de MADYMO, notre cas d'impact d'iceberg est simple. L'iceberg est modélisé par un élément unique indépendant ne requérant aucune liaison et dont les bases (x,y,z) et (x_h,y_h,z_h) seront confondues.

Le point délicat est la simulation du comportement mécanique de la glace. Nous avons à transformer une loi (pression σ_{cr} en fonction de l'aire de contact A) en une loi (force élastique F_e en fonction de l'enfoncement δ). Le programme ne calculant à aucun moment l'aire de contact, la transformation de la loi doit s'effectuer antérieurement au calcul et nécessite la connaissance préalable de la correspondance entre les aires A et les enfoncements δ . Ceci suppose une symétrie sphérique de l'iceberg et la planéité du plan de contact (également appelé falaise ou structure). Nous allons devoir modéliser l'iceberg par une sphère de rayon R , soit une ellipsoïde (hyperellipsoïde de degré 2) de demi-axes tous trois égaux à R .

Le recouvrement sphère/plan de contact (qui correspond dans la réalité au volume de glace écrasée) est alors une calotte sphérique dont la hauteur est l'enfoncement δ recherché. La surface de contact iceberg/structure est la base de cette calotte dont l'aire A s'exprime sous la forme :

$$A = \pi \delta (2R - \delta) \quad \text{soit :} \quad \delta = R - (R^2 - A/\pi)^{1/2}$$

La démarche suivie est alors la suivante :

- à chaque loi de comportement $\sigma_{cr}=f(A)$ est associée la loi $F_{cr}=A.\sigma_{cr}=f(A)$ approchée par 18 couples (F_{cr},A) . Les 18 valeurs de A choisies sont les mêmes pour toutes les lois traitées.
- pour chaque iceberg sphérique de rayon R sont déterminés les 18 enfoncements δ correspondants aux 18 aires A sélectionnées.
- la loi $F_e=f(\delta)$ entrée dans le programme pour caractériser les propriétés mécaniques de l'iceberg est alors constituée de 18 couples (F_{cr},δ) où les F_{cr} dépendent de la loi de comportement de la glace et les δ du rayon de la sphère. Notons que pour les lois retenues F_{cr} croît toujours avec δ , et δ avec A , c'est à dire que l'effort maximal correspondra toujours à la fin de l'impact.

Les lois retenues pour nos simulations sont celles définies en 2.2.3 :

- loi "géométrique" (théorie de la fissuration, hypothèse géométrique);
- loi "Weibull" (théorie de la fissuration, distribution statistique des fissures);
- loi "Ashby" (théorie de la non simultanée des ruptures);

auxquelles nous avons tout d'abord rajouté :

- loi "15MPa" à $\sigma_{cr}= 15$ MPa constant (plafonnement des données expérimentales);
- loi "3.5MPa" à $\sigma_{cr}= 3.5$ MPa constant (valeur typique des aires de contact de l'ordre du m^2);
- loi "Hibernia" (choisie par Doris Engineering pour le dimensionnement de la plate-forme gravitaire du champ d'Hibernia, au large de Terre-Neuve);

puis, afin d'établir des variations autour d'une même hypothèse :

- loi "Ashmoins" ou "Ashby-1MPa" décalée de -1 Mpa par rapport à "Ashby";
- loi "Ashplus" ou "Ashby+1MPa" décalée elle de +1 MPa.

Toutes les valeurs utilisées sont consignées dans des tableaux figurant en Annexe 10. La loi de décharge élastique est toujours considérée nulle. Un faible rebond élastique est modélisé par une forte hystérésis.

Notons dès à présent que si une telle modélisation du comportement de la glace semble satisfaisante pour le cas des impacts frontaux (direction d'enfoncement constante), ceci est moins évident pour les impacts excentrés (§ 3.5). Notre étude portera donc essentiellement sur les impacts frontaux et n'abordera les impacts excentrés que pour mémoire.

Le centre de gravité G est placé au centre de la sphère pour les impacts centrés (la normale à la surface de contact passant par son centre passe alors nécessairement par G). La masse entrée dans le modèle est unique. Elle doit être corrigée pour tenir compte de la masse ajoutée. Il n'est pas possible de séparer les masses apparentes (ou équivalentes) au cavalement, à l'embarquée et au pilonnement. Le mouvement prépondérant étant le cavalement, nous ne tiendrons compte que de celui-ci. La masse ordinaire de l'iceberg sera affectée du facteur de masse ajoutée $Ca=1+\lambda_{11}$ (où λ_{11} est le coefficient de masse ajoutée au cavalement défini au chapitre B-3). Avec une masse volumique moyenne ρ_b (que nous supposons toujours égale à 900 kg/m^3), nous obtenons l'expression suivante de la masse équivalente $m_e = m_0 + \lambda_{11} m_0$: $m_e = Ca \rho_b (4/3) \pi R^3 = f(Ca, \rho_b, R)$.

Pour une sphère homogène de masse m_0 et de rayon R , les trois moments d'inertie I_{xx} , I_{yy} et I_{zz} sont identiques, égaux à : $(2/5) m_0 R^2$. Les deux mouvements de rotation importants pour nous sont le tangage et le lacet. La base principale d'inertie est initialement alignée sur la base de référence liée à la falaise qui définit les six mouvements élémentaires (figure C.1). Mais au cours de l'impact les deux bases peuvent se désolidariser et il n'est pas possible d'affecter de façon permanente un coefficient d'inertie ajoutée de roulis, tangage ou lacet à l'un des moments d'inertie de la sphère. Nous laisserons alors identiques les trois moments d'inertie I_{xx} , I_{yy} et I_{zz} en les affectant d'un facteur unique $Ci = 1 + \text{coefficient d'inertie ajoutée}$ (tel que défini en B-3). Ces moments d'inertie qui correspondent à une sphère homogène (donc centrée) ne seront pas modifiés dans les cas d'impact excentrés. Les valeurs de masse et d'inertie correspondant à des facteurs Ca et Ci de 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4 et 1.5 sont calculés et consignés dans les tableaux de correspondance aire/enfoncement qui figurent en annexe 10.

La gestion du contact sphère/plan (iceberg/structure) s'effectue en fonction de l'unique loi élastique déterminée pour la sphère, ce qui correspond bien au cas d'une structure infiniment rigide.

Des mouvements verticaux (ascendant ou descendant) de l'iceberg peuvent être envisagés, que ce soit en cas de mouvement initial vertical ou au cas où un coefficient de frottement glace/structure μ_k non nul transforme un mouvement de rotation en mouvement linéaire vertical. Le traitement réaliste de tels mouvements nécessite l'application d'un champ de pesanteur et la simulation de la flottabilité. Cette dernière est réalisée à l'aide de l'adjonction d'un "fond" plan horizontal élastique. La gestion du contact iceberg/fond dépend exclusivement des propriétés du fond. Celles-ci sont choisies afin que l'équilibrage du poids de l'iceberg corresponde à un enfoncement de 1m. La position initiale choisie correspondra toujours à cet équilibre.

La configuration générale retenue pour nos simulations a été schématisée sur la figure C.15.

3.2.3 Paramètres d'entrée.

Dans l'ordre d'inscription sur le fichier d'entrée "DATA" dont un exemple figure en Annexe 11, les paramètres d'entrée du modèle sont :

- (1) La loi élastique E_{ql} caractérisant le fond ou "loi d'équilibrage" qui dépend de la masse équivalente m_e :

$$E_{ql} = f(m_e) = f(Ca, \rho_b, R)$$

- (2) L'excentrement (dx, dy, dz) du centre de gravité G de l'iceberg par rapport au centre C de la sphère :

$$dx, dy, dz$$

- (3) La masse équivalente m_e de l'iceberg qui dépend du rayon R , de la masse volumique ρ_b et du facteur Ca :

$$m_e = f(Ca, \rho_b, R)$$

- (4) Les moments d'inertie I_{xx} , I_{yy} et I_{zz} tous égaux (à I) qui dépendent de la masse, de la géométrie ainsi que de l'inertie ajoutée :

$$I = f(Ci, \rho_b, R)$$

- (5) Les demi-axes a , b et c de l'hyperellipsoïde de degré 2 (ellipsoïde), tous égaux au rayon R de la sphère:

$$R$$

- (6) La loi de chargement élastique EI caractérisant l'iceberg, définie par les 18 couples (F_{cr}, δ) , les F_{cr} dépendant de la loi de comportement de la glace $\sigma_{cr} = f(A)$ et les δ du rayon R de la sphère :

$$EI = f(\sigma_{cr}, R)$$

- (7) La position initiale $(x_o = -R, y_o = 0, z_o = R-1)$ du centre de l'iceberg, telle que l'effort élastique exercé par le fond équilibre le poids de l'iceberg (enfouissement 1m) et que l'iceberg soit juste au contact de la structure. Cette position initiale dépend exclusivement du rayon R :

$$(x_o, z_o) = f(R)$$

- (8) Les vitesses linéaires initiales (V_x, V_y, V_z) du centre de l'iceberg :

$$(V_x, V_y, V_z)$$

- (9) Les vitesses angulaires initiales $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ de l'iceberg :

$$(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$$

- (10) Le coefficient de frottement dynamique glace/structure μ_k :

$$\mu_k$$

Soit la détermination pour chaque calcul des 17 paramètres d'entrée :

$$E_{ql}, dx, dy, dz, M_e, I, R, EI, x_o, z_o, V_x, V_y, V_z, \omega_x, \omega_y, \omega_z, \mu_k$$

qui dépendent des 15 paramètres :

$$R, \rho_b, Ca, Ci, \mu_k, \sigma_{cr}, V_x, V_y, V_z, \omega_x, \omega_y, \omega_z, dx, dy, dz$$

3.2.4 Paramètres de sortie.

Les paramètres de sortie calculés par MADYMO à chaque pas de temps sont les résultantes des forces de contact :

-élastique, d'amortissement et de frottement F_e , F_a et F_f ;

ainsi que les trois composantes (par rapport au repère de référence lié à la falaise et au fond) des :

-déplacements d'un (ou plusieurs) point spécifié de l'iceberg;
-accélérations et vitesses linéaires en un (ou plusieurs) point spécifié;
-accélérations et vitesses angulaires de l'iceberg.

Toutes ces valeurs peuvent être listées ou tracées. Le fichier "PEAK" contient les valeurs minimales et maximales de tous ces paramètres de sortie ainsi que le temps correspondant.

C'est ce fichier PEAK (dont on trouvera un exemple en annexe 11) qui servira de base à notre étude paramétrique en nous fournissant notamment :

-l'enfoncement maximal δ_f
(d'où le volume ϑ_{cr} de glace écrasée et l'aire de contact finale A_f);

-l'effort normal maximal $F_n \max$ exercé sur la structure (ou falaise),
qui rappelons le correspondra, en vertu des caractéristiques des lois retenues (F_{cr} croît avec δ) et des caractéristiques géométriques de la sphère (A croît avec δ), à la fin de l'impact, soit $F_n \max = A_f * \sigma_{cr}(A_f)$;

-la durée T_f de l'impact.

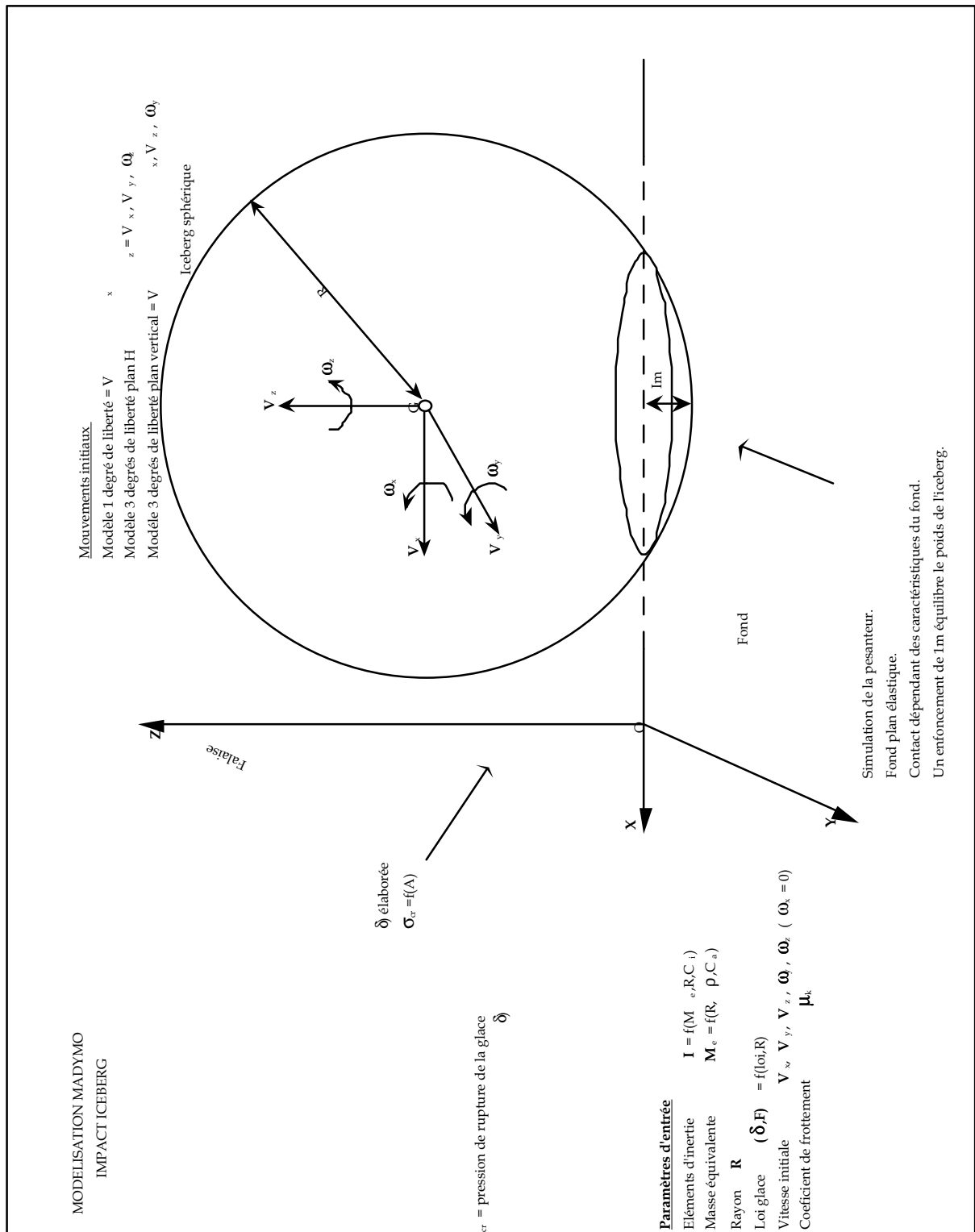


Figure C.15 : Schématisation de la modélisation "impact icebergs" réalisée avec le programme MADYMO.

3.3 Impact frontal.

Nous sommes en présence d'un seul et unique degré de liberté, le cavalement, soit la composante de vitesse V_x normale à la surface de contact iceberg/structure.

Soit un iceberg de volume initial ϑ_b et de masse volumique moyenne ρ_b . Sa masse nominale m_0 , valeur intrinsèque indépendante du mouvement, s'écrit $m_0 = \rho_b \vartheta_b$. La prise en compte du phénomène de masse ajoutée au cavalement (§ B-3.12.4.2) s'effectue en affectant la masse nominale m_0 d'un facteur Ca (§ C-3.2.2). La masse équivalente lors de l'impact est donc $m_e = Ca m_0 = Ca \rho_b \vartheta_b$.

La pression de rupture de la glace est σ_{cr} , exercée sur une aire A , soit une force totale $F_{cr} = A \sigma_{cr}$, égale en valeur absolue et direction à l'effort normal F_n appliqué par l'iceberg sur la structure (figure C.16).

Conformément au théorème de la résultante dynamique (§ B-3.12.2), l'iceberg est sujet à l'accélération a telle que $m_e a = F_{cr}$. L'énergie dE dissipée lors de l'avancée dx de l'iceberg par l'écrasement du volume de glace $d\vartheta = A dx$ correspond au travail de la force F_{cr} , soit :

$$dE = F_{cr} dx = m_e a dx = A \sigma_{cr} dx = \sigma_{cr} d\vartheta$$

Si l'impact stoppe l'iceberg (passage de la vitesse V_x à la vitesse zéro), l'intégration de dE sur la durée de l'impact donne l'expression suivante de l'énergie E_{cr} dissipée par l'impact :

$$E_{cr} = (1/2) m_e V_x^2 = (1/2) Ca \rho_b \vartheta_b V_x^2 = Ca E_c$$

Cette énergie correspond à l'énergie cinétique apparente de l'iceberg (celle de l'iceberg de masse $m_e = Ca m_0$) ou encore à Ca fois son énergie cinétique nominale définie par $E_c = (1/2) m_0 V_x^2$.

Dans le cas particulier où la pression de rupture σ_{cr} est constante, l'intégration du terme $\sigma_{cr} d\vartheta$ donne une autre formulation de l'énergie dissipée :

$$E_{cr} = \sigma_{cr} \vartheta_{cr}$$

où ϑ_{cr} est le volume total de glace écrasé au cours de l'impact.

3.3.1 Etude théorique préliminaire.

Le cas géométrique que nous allons étudier est celui de la rencontre de la partie sphérique d'un iceberg avec une structure rigide plane. Notons que ce cas est tout à fait équivalent à celui de l'impact d'un indenteur sphérique sur la surface plane d'un iceberg (figure C.16).

Considérons le cas où la pression de rupture de la glace σ_{cr} est constante. Nous pouvons écrire l'égalité des deux expressions de l'énergie dissipée E_{cr} établies dans les paragraphes précédents :

$$E_{cr} = Ca E_c = \sigma_{cr} \vartheta_{cr} \quad (1)$$

L'iceberg de masse nominale $m_0 = \rho_b \vartheta_b$ et de masse équivalente $m_e = Ca m_0$ impacte la structure avec la vitesse V_x par l'intermédiaire d'une partie sphérique de rayon R . A l'issue de l'impact l'iceberg est au repos, c'est à dire que toute l'énergie cinétique apparente $Ca E_c$ a été dissipée dans le processus de rupture du volume ϑ_{cr} de glace, calotte sphérique de hauteur δ_f (enfoncement final) et de base A_f (aire de contact finale). L'équation (1) peut se développer de la façon suivante :

$$\begin{aligned} E_{cr} &= (1/2) m_e V_x^2 &= \sigma_{cr} (1/3) \pi \delta_f^2 (3R - \delta_f) & (2) \\ & &= \sigma_{cr} (1/3) \pi \delta_f (2R - \delta_f) \delta_f (3R - \delta_f) / (2R - \delta_f) \\ & &= \sigma_{cr} (1/3) A_f \delta_f (3R - \delta_f) / (2R - \delta_f) \end{aligned}$$

L'effort maximal $F_n \max$ exercé sur la structure au cours de l'impact est, nous l'avons vu en C-3.2.4, l'effort final, soit $A_f \sigma_{cr}$, ou encore :

$$F_n \max = A_f \sigma_{cr} = (3/2) m_e V_x^2 (2R - \delta_f) / \delta_f / (3R - \delta_f) \quad (3)$$

En supposant $\delta_f \ll 2R$, hypothèse d'impacts superficiels que nous justifierons plus tard, l'équation (2) donne l'expression suivante de δ_f :

$$\delta_f = \left[(1/2) m_e V_x^2 / \pi / \sigma_{cr} / R \right]^{1/2}$$

Ce qui nous permet d'écrire $F_n \max$ sous la forme :

$$F_n \max = V_x m_e^{1/2} \sigma_{cr}^{1/2} (2\pi R)^{1/2} \quad (4)$$

L'effort maximal $F_n \max$ exercé sur la structure est donc le produit de quatre termes indépendants liés respectivement à :

- la vitesse initiale V_x de l'iceberg;
- sa masse équivalente m_e ;
- la pression de rupture σ_{cr} (constante) de la glace;
- le rayon de la partie sphérique affectée par l'impact;

termes qui rendent $F_n \max$ proportionnel à V_x , à $m_e^{1/2}$, à $\sigma_{cr}^{1/2}$ et à $R^{1/2}$.

* *Cas particulier de l'iceberg sphérique.*

Toujours dans le cas d'impacts superficiels ($\delta_f \ll 2R$) et d'une pression de rupture σ_{cr} constante, considérons maintenant le cas particulier où l'iceberg est une sphère de rayon R (cas géométrique de notre modélisation). La masse équivalente s'écrit $m_e = (4/3) \pi R^3 Ca \rho_b$ et l'équation (4) devient :

$$F_n \max = V_x R^2 \sigma_{cr}^{1/2} 2\pi (2 Ca \rho_b / 3)^{1/2} \quad (5)$$

L'effort maximal $F_n \max$ est ici proportionnel à V_x , à R^2 , à $\sigma_{cr}^{1/2}$ et aux racines carrées des termes de masse Ca et ρ_b .

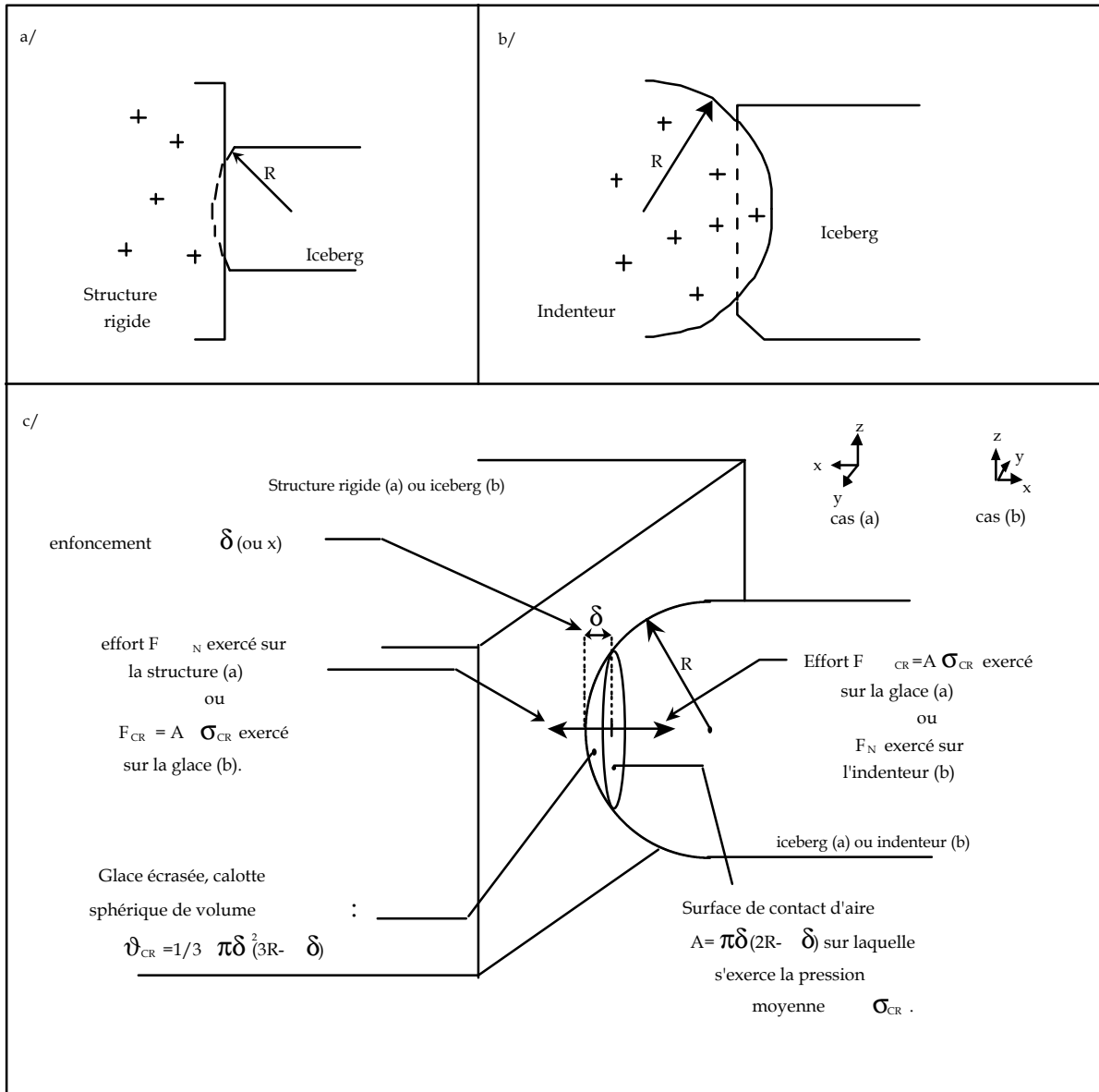


Figure C.16 : géométrie des impacts
 a) partie sphérique d'un iceberg sur une structure rigide plane;
 b) indenteur sphérique rigide sur la face plane d'un iceberg;
 c) paramétrage.

3.3.2 Justification de l'hypothèse d'impacts superficiels.

Nos simulations ont porté sur des icebergs sphériques de rayon 2.98 à 29.82 m, soit pour une densité 0.9 des masses nominales de 100 à 100 000 tonnes. Les vitesses initiales s'étagent de 0.1 à 2.0 m/s, intervalle qui paraît réaliste (§ B-3.13). La masse de 100 000 tonnes n'a pas été choisie au hasard. Elle correspond au maximum d'énergie cinétique pouvant être acquise dans des mers fortes (figure B.11) et représente une des plus grandes menaces possibles.

Pour tous ces impacts simulés, le rapport $\delta_f/2R$ reste faible (figure C.17), ne dépassant pas :

- 1.6% pour la loi constante $\sigma_{cr}= 15$ MPa;
- 0.8% pour la seconde loi constante $\sigma_{cr}= 3.5$ MPa;
- 2.5% pour la plupart des lois fonctions de l'aire de contact A;
- 4.3% dans le cas le plus défavorable.

L'hypothèse d'impacts superficiels semble bien justifiée et nos simulations à lois constantes se doivent de vérifier l'équation (5), ce que nous vérifierons plus loin.

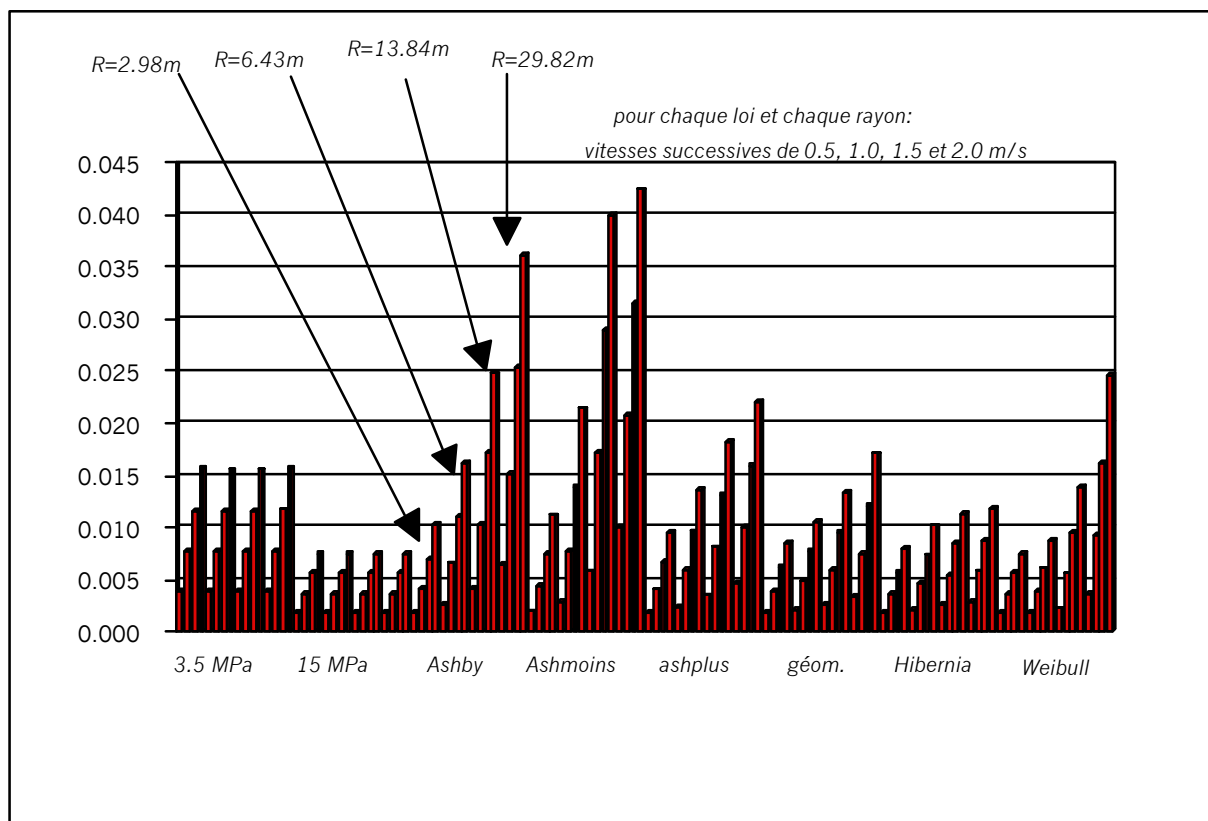


Figure C.17 : rapports $\delta_f/2R$; impacts frontaux; Ca=1.4;
 - lois "3.5MPa", "15MPa", "Ashby", "Ashby-1MPa" ou "Ashmoins", "Ashby+1Mpa" ou "Ashplus", "géométrique",
 "Hibernia" et "Weibull";
 - icebergs sphériques de rayons R=2.98, 6.43, 13.84 et 29.82 m;
 - vitesses $V_x=0.5, 1.0, 1.5$ et 2.0 m/s

3.3.3 Sensibilité à la vitesse V_x .

Pour les lois constantes "3.5MPa" et "15MPa", F_n max est comme prévu directement proportionnel à la vitesse V_x . Mais nous constatons que les autres lois présentent un comportement globalement identique malgré un léger infléchissement des courbes. Le facteur de proportionnalité F_n max/ V_x ne diminue que très légèrement aux hautes vitesses.

La figure C.18 illustre l'évolution de l'effort maximal F_n max avec la vitesse d'impact V_x pour l'iceberg sphérique de rayon $R=29.82$ m.

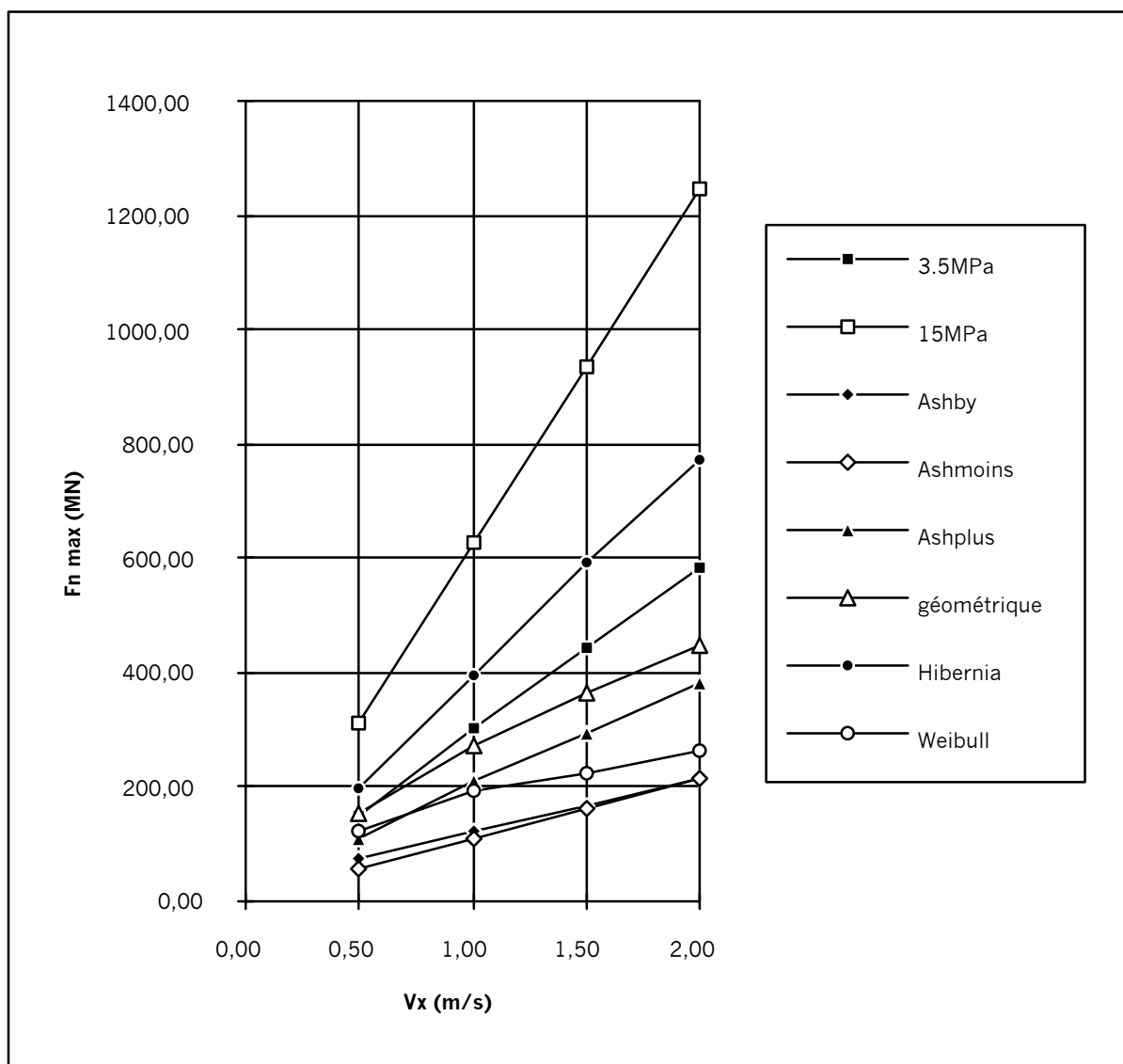


Figure C.18 : Effort maximal F_n max exercé par un iceberg sphérique de rayon $R=29.82$ m (masse équivalente 140 000 tonnes) en fonction de la vitesse d'impact V_x .

3.3.4 Sensibilité au rayon R.

La proportionnalité attendue entre $F_n \text{ max}$ et R^2 pour les deux lois constantes est de même globalement observée pour les autres lois. Un infléchissement des courbes est présent, mais se montre encore une fois très léger.

La figure C.19 illustre cette sensibilité au rayon R pour la vitesse $V_x=2.0$ m/s.

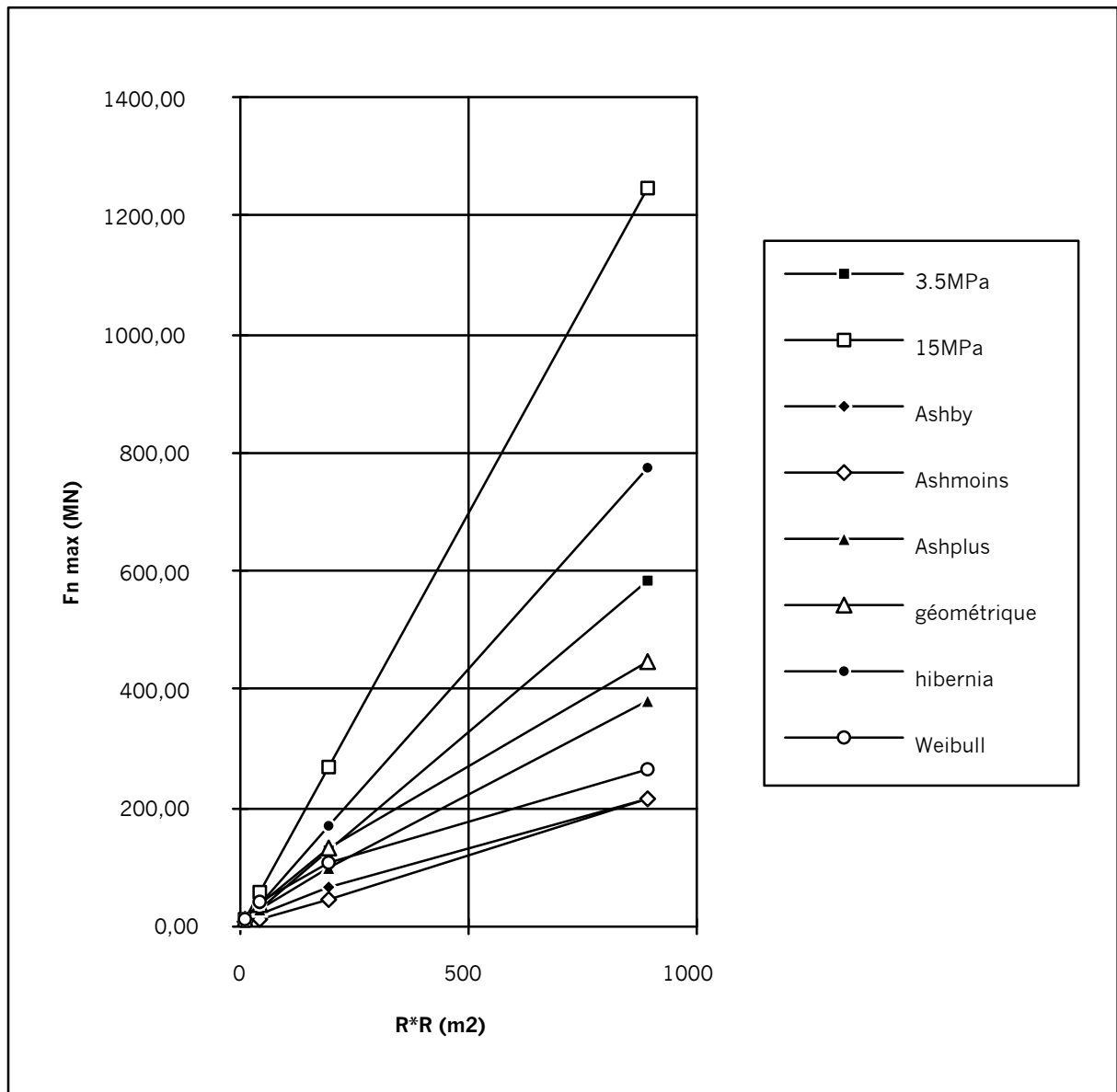


Figure C.19 : Effort maximal $F_n \text{ max}$ exercé par un iceberg sphérique initialement lancé à 2.0 m/s, en fonction du carré de son rayon ($Ca=1.4$, $\rho_b=900$ kg/ m^3).

3.3.5 Sensibilité au facteur de masse ajoutée Ca.

Encore une fois, la linéarité entre $F_n \text{ max}$ et $Ca^{1/2}$ des lois constantes se retrouve de manière générale pour les autres lois. Ce que nous illustrons sur la figure C.20.

La valeur du facteur Ca est, nous l'avons vu dans la partie B, assez mal connue. Cependant, une plage de 1 à 2 semble raisonnable. Ce qui donnerait pour la détermination de $F_n \text{ max}$ un facteur d'incertitude de $2^{1/2}=1.4$, soit $(1.4-1)/1.4= 30\%$ de la valeur maximale.

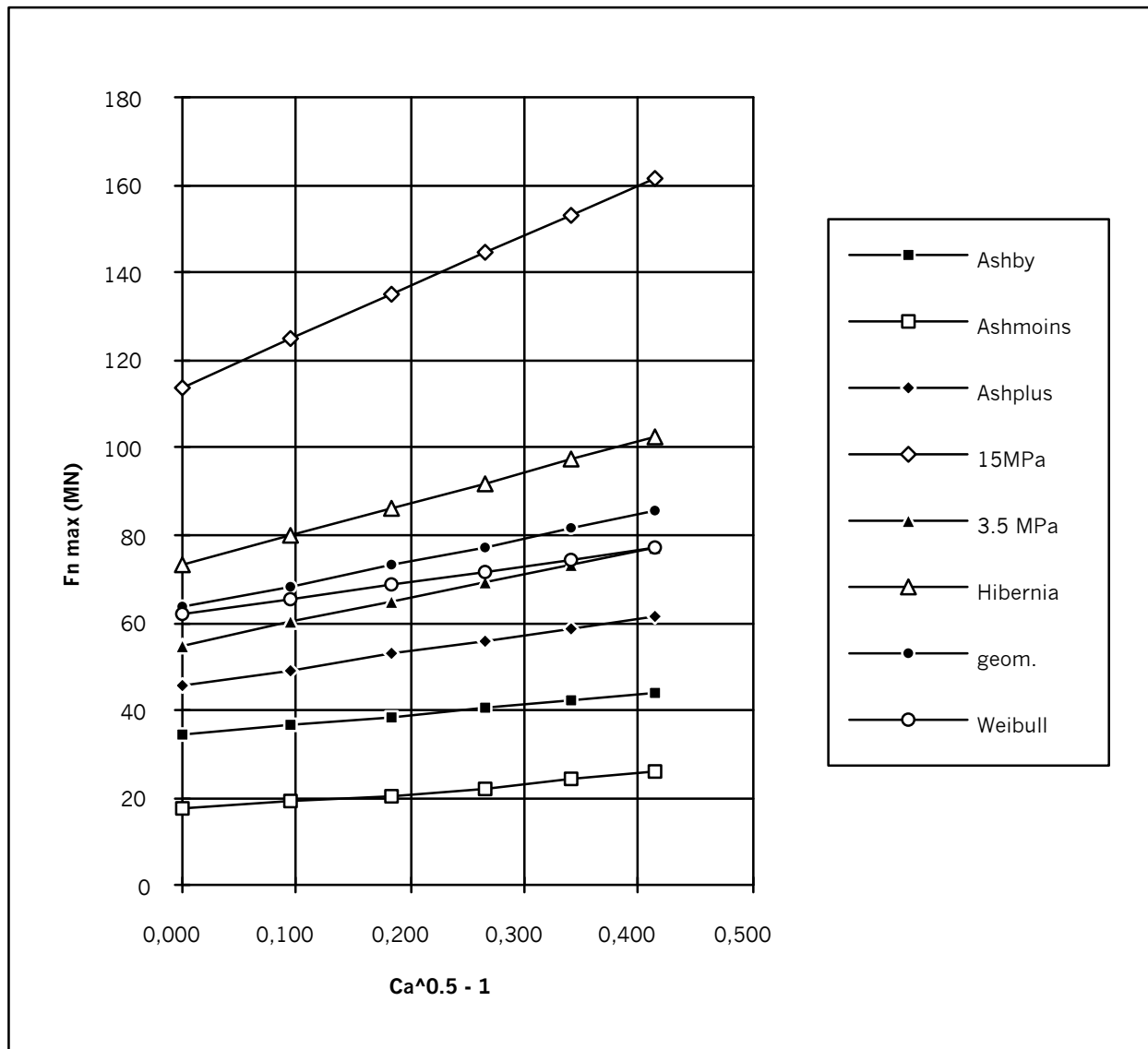


Figure C.20 : Effort maximal $F_n \text{ max}$ exercé par un iceberg sphérique de rayon $R= 13.84$ m (masse nominale $m_0= 10\ 000$ tonnes) lancé à 1.0 m/s, en fonction de la racine carrée du facteur de masse ajoutée Ca.

3.3.6 Sensibilité à la masse volumique et à la masse nominale.

Soit ϑ_b le volume de l'iceberg. Sa masse équivalente m_e s'écrit:

$$m_e = Ca m_0 = Ca \rho_b \vartheta_b$$

Les trois paramètres facteur de masse ajoutée Ca , masse volumique ρ_b et masse nominale m_0 n'entrent en compte que par le seul intermédiaire de cette masse équivalente dans laquelle tous trois ont un poids identique. Les trois grandeurs Ca , ρ_b et m_0 exercent donc sur l'impact une influence identique à m_e . $F_n \max$ sera proportionnel à $\rho_b^{1/2}$, à $m_0^{1/2}$, et à $m_e^{1/2}$ exactement comme il est proportionnel au terme $Ca^{1/2}$.

Nous avons vu dans la partie B que la masse volumique ρ_b des icebergs pouvait s'étendre de 830 à 910 kg/m^3 , soit un rapport $1.1 = 1.05^2$ qui nous donne pour $F_n \max$ une plage de variation de $(1.05-1)/1.05 = 5\%$ de la valeur maximale.

3.3.7 Sensibilité à la loi de comportement de la glace.

3.3.7.1 Dispersion des résultats.

Puisque les dimensionnements se doivent de prendre en compte les efforts les plus importants, nous comparerons les efforts maximaux $F_n \max$ obtenus pour les diverses lois en prenant comme référence ceux obtenus avec la loi la plus défavorable, c'est à dire en règle générale la loi constante $\sigma_{cr} = 15 \text{MPa}$.

La figure C.21 illustre la dispersion des résultats obtenus pour des icebergs de rayon 2.98 à 29.82 m et des vitesses de 0.5 à 2.0 m/s :

-l'intervalle des résultats obtenus à chaque fois pour les diverses lois

retenues représente 50 à 80% de la valeur la plus élevée;

-la moyenne des résultats s'écarte de 10 à 60% de la valeur la plus haute.

La dispersion est très importante. La loi de comportement de la glace représente le paramètre le plus influent étudié jusqu'à présent. Cette dispersion augmente en proportion pour les impacts les plus énergétiques auxquels sont liées les importantes aires de contact pour lesquelles l'incertitude sur σ_{cr} est la plus grande.

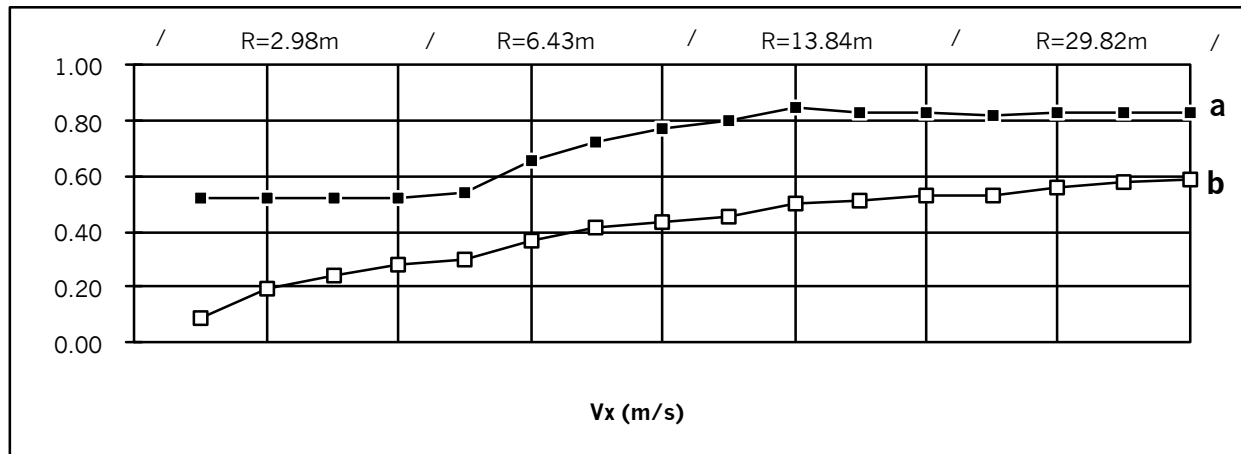


Figure C.21 : dispersion des efforts $F_n \max$ obtenus avec les 8 lois utilisées.

a: étendue des résultats $[(\max-\min)/\max]$;

b: écart entre la moyenne des résultats et la valeur maximale $[(\max-\text{moyen})/\max]$.

Ces dispersions sont bien importantes par rapport à l'écartement des fonctions $F_n \max = f(V_x)$, $F_n \max = f(R^2)$ et $F_n \max = f(Ca^{1/2})$ des droites linéaires les plus proches. L'assimilation de ces trois fonctions à des fonctions strictement linéaires ne devrait donc induire que des erreurs relativement modérées. L'étude théorique menée en 3.3.1 lie la linéarité de ces trois fonctions à l'hypothèse d'une pression de rupture de la glace σ_{cr} constante. Nous devrions donc pouvoir approximer chacune des lois étudiées par une loi à σ_{cr} constant.

3.3.7.2 Approximation par des lois constantes.

Pour une loi à σ_{cr} constant, l'effort maximal (et final) exercé sur la structure par un iceberg sphérique est donné par l'équation (5) :

$$F_n \max = V_x R^2 \sigma_{cr}^{1/2} 2\pi (2 Ca \rho_b / 3)^{1/2}$$

Le tracé pour une telle loi de $F_n \max$ en fonction de $R^2 V_x$ doit donner une droite passant par l'origine du repère. Nous avons approché graphiquement pour chaque loi la fonction $F_n \max = f(R^2 V_x)$ par une telle droite et en avons déduit une valeur de σ_{cr} constant correspondante. Le tableau C.1 et la figure C.22 illustrent les approximations retenues et leur concordance avec les lois correspondantes.

Les concordances obtenues sont loin d'être parfaites mais le tableau C.1 nous montre que :

- les écarts observés entre les approximations et leurs lois "mères" restent bien inférieurs aux écarts les séparant de la loi "de base" à $\sigma_{cr}=15\text{MPa}$;
- si les approximations sont meilleures pour les grandes valeurs de $R^2 V_x$, domaine sur lequel ces approximations ont été établies, les gros écarts en pourcentage enregistrés aux petits $R^2 V_x$ correspondent à des écarts faibles vis à vis des forces liées aux $R^2 V_x$ importants;
- au cas l'on ait affaire à des icebergs caractérisés par des valeurs $R^2 V_x$ restreintes à un domaine de variation plus étroit, il suffit d'y ajuster les approximations;

| Approximation par loi σ_{cr}= constante | | | | | | | | | |
|--|--------------------------------------|---|-----|---|-----|---|-----|---|-----|
| loi d'origine $\sigma_{cr}= f(A)$ | σ_{cr} équivalent (MPa) | écart moyen avec la loi originale | | | | écart moyen avec la loi "15 MPa" | | | |
| | | R ² V _x <1800 m ³ /s | | 100<R ² V _x <1800 | | R ² V _x <1800 m ³ /s | | 100<R ² V _x <1800 | |
| | | (MN) | (%) | (MN) | (%) | (MN) | (%) | (MN) | (%) |
| <i>Ashby</i> | 0,54 | 9,1 | 42% | 12,9 | 17% | 200 | 81% | 431 | 81% |
| <i>Ashmoins</i> | 0,45 | 2,4 | 31% | 1,0 | 3% | 205 | 83% | 440 | 83% |
| <i>Ashplus</i> | 1,50 | 7,5 | 30% | 10,7 | 9% | 169 | 68% | 364 | 68% |
| <i>géométrique</i> | 2,40 | 15,2 | 32% | 25,8 | 15% | 148 | 60% | 319 | 60% |
| <i>Hibernia</i> | 6,00 | 2,7 | 10% | 4,0 | 1% | 91 | 37% | 194 | 37% |
| <i>Weibull</i> | 1,40 | 25,4 | 47% | 41,6 | 24% | 172 | 69% | 369 | 69% |

Tableau C.1 : Approximation des lois $\sigma_{cr}= f(A)$ par des lois constantes, valeurs de $R^2 V_x$ comprises entre 4.44 et 1780 m³/s.

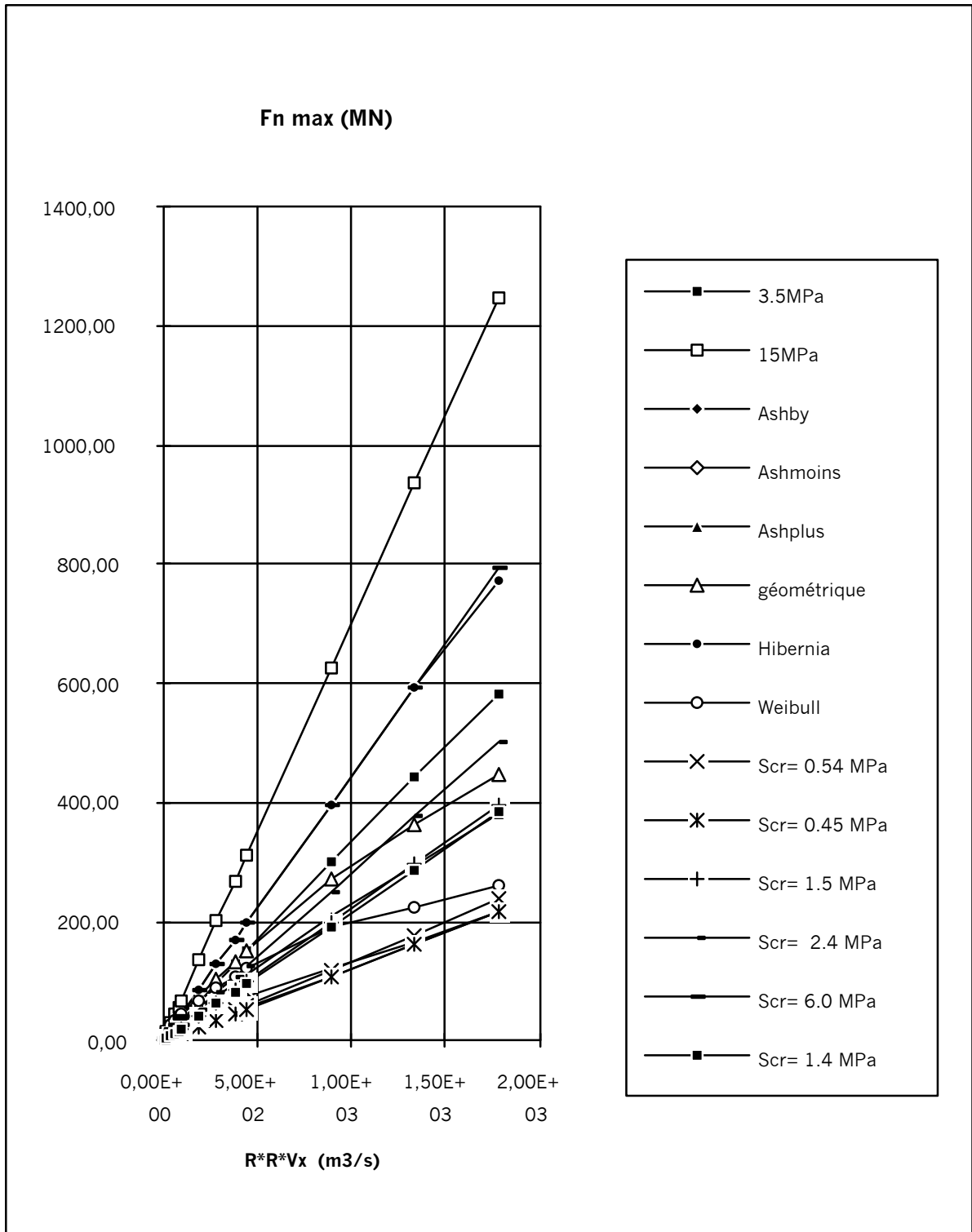


Figure C.22 : Courbes $F_n \text{ max}$ en fonction de $R^2 V_x$ pour les lois $\sigma_{cr} = f(A)$ et leurs approximations par des lois constantes.

3.3.8 Généralisation.

Nous venons d'approximer toutes les lois proposées par des lois constantes. Ceci est valable dans le cadre d'impacts superficiels ($\delta_f \ll 2R$) et d'icebergs sphériques. Nous allons étendre le champ d'application de cette formulation aux impacts d'icebergs quelconques dont seule une partie sphérique est affectée par le choc.

L'expression correspondante de F_n max pour de tels impacts superficiels est donnée par l'équation (4), à savoir :

$$F_n \text{ max} = V_x m_e^{1/2} \sigma_{cr}^{1/2} (2\pi R)^{1/2} \tag{4}$$

expression qui sépare bien la géométrie de la partie sphérique affectée par l'impact (représentée par $(2\pi R)^{1/2}$) de la masse équivalente m_e de l'ensemble de l'iceberg. Pour ces impacts superficiels, il suffit donc de prendre le σ_{cr} constant équivalent déterminé pour la loi choisie et d'appliquer la formule (4) pour obtenir un bon ordre de grandeur de l'effort maximal F_n max appliqué à la structure. La figure C.23 représente une abaque qui permet pour diverses valeurs de R de déterminer F_n max en fonction de $(\sigma_{cr} m_e)^{1/2} V_x$ (produit de la pression de rupture de la glace par la racine du double de l'énergie cinétique équivalente de l'iceberg).

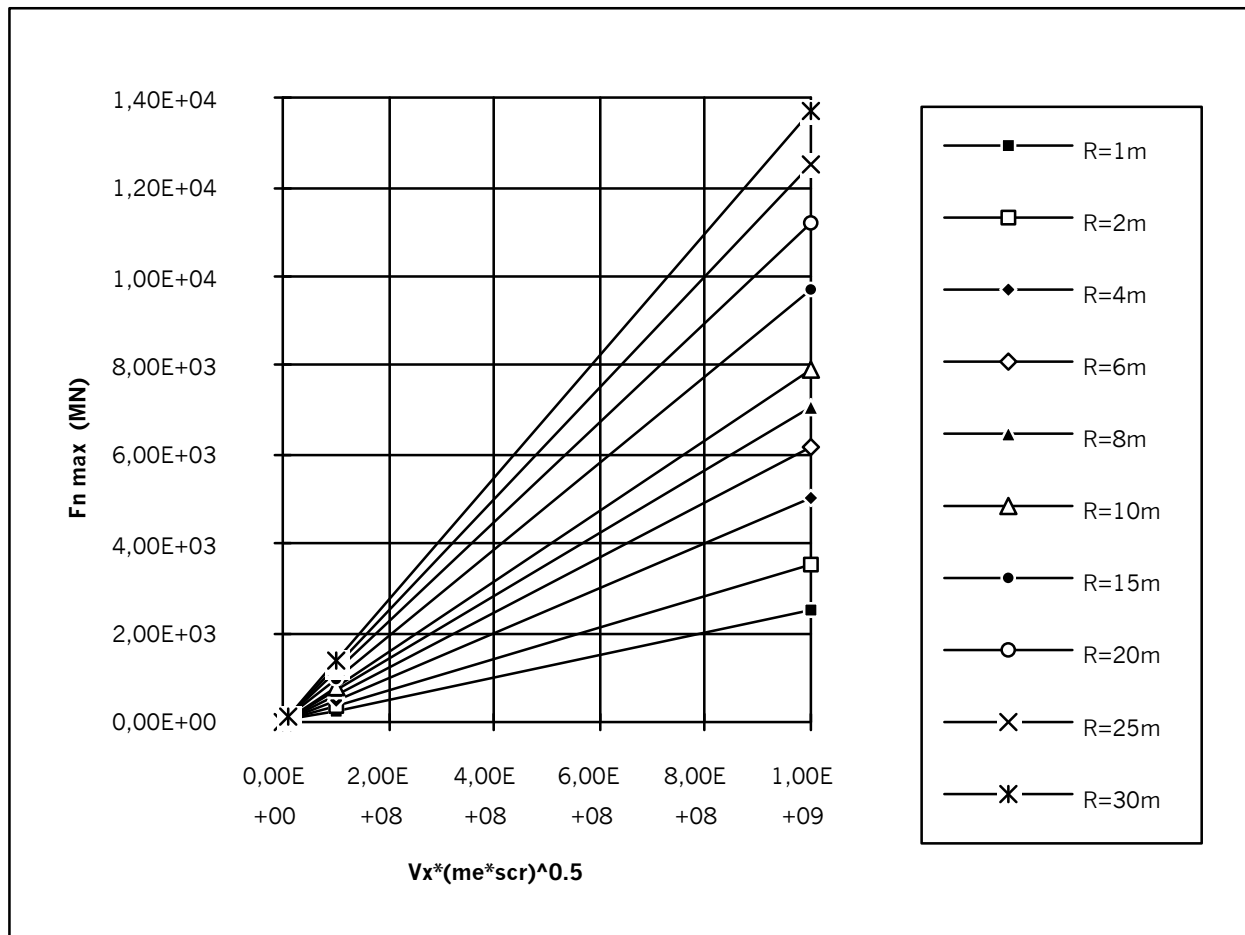


Figure C.23 :
Impact superficiel d'une partie sphérique d'iceberg sur une structure plane;
abaque de détermination de l'effort final F_n max en fonction de $(\sigma_{cr} m_e)^{1/2} V_x$
pour diverses valeurs de R.

L'hypothèse d'impacts superficiels semble bien adaptée aux icebergs sphériques (cf 3.3.2). Il est cependant bien évident qu'elle s'appliquera mal à l'éperon sphérique d'un large iceberg. La formulation de $F_n \max$ pour les seuls impacts superficiels est donc fort limitative. Reprenons nos équations avant l'application de l'hypothèse $\delta_f \ll 2R$.

Posons : $k_1 = 3R - \delta_f$ et $k_2 = (2R - \delta_f)/(3R - \delta_f)$.

Les équations (2) et (3) deviennent respectivement :

$$E_{cr} = (1/2) m_e V_x^2 = (1/3) \sigma_{cr} \pi k_1 \delta_f^2 \quad (6)$$

$$F_n \max = A_f \sigma_{cr} = (3/2) m_e V_x^2 k_2 \delta_f \quad (7)$$

Une fois l'expression de δ_f extraite de (6) injectée dans (7), nous obtenons :

$$F_n \max = V_x m_e^{1/2} \sigma_{cr}^{1/2} k_2 (3 \pi k_1 / 2)^{1/2}$$

soit l'expression générale suivante de l'effort $F_n \max$:

$$F_n \max = V_x m_e^{1/2} \sigma_{cr}^{1/2} k_v \quad (8)$$

où k_v est un coefficient caractérisant la forme de la calotte sphérique de glace écrasée fonction de R et δ_f . Son expression est :

$$\begin{aligned} k_v &= k_2 (3 \pi k_1 / 2)^{1/2} \\ &= (2R - \delta_f) \left((3/2) \pi (3R - \delta_f) \right)^{1/2} / (3R - \delta_f) \end{aligned}$$

Nous pouvons vérifier que dans le cas $\delta_f \ll 2R$, k_v vaut $(2\pi R)^{1/2}$ et que les équations (4) et (8) sont alors bien équivalentes.

A un couple (R, δ_f) donné correspond un coefficient k_v unique mais également un volume de glace écrasée unique $\vartheta_{cr} = (1/3) \pi \delta_f^2 (3R - \delta_f)$ qui dépend de m_e , V_x et σ_{cr} conformément à l'équation :

$$\vartheta_{cr} = E_{cr} / \sigma_{cr} = (1/2) m_e V_x^2 / \sigma_{cr}$$

La donnée de m_e , V_x , σ_{cr} et R permet donc de déterminer δ_f et d'en déduire successivement k_v et $F_n \max$.

Les figures C.24 et C.25 représentent des abaques qui permettent pour diverses valeurs du rayon R de déterminer l'enfoncement δ_f puis le coefficient k_v à partir du volume de glace écrasée $\vartheta_{cr} = (1/2) m_e V_x^2 / \sigma_{cr} = Ca E_c / \sigma_{cr}$. Il suffit ensuite d'utiliser l'abaque de la figure C.26 qui correspond à la formule (8) pour obtenir un bon ordre de grandeur de l'effort maximal $F_n \max$ appliqué à la structure.

La seule limitation tient à l'inscription du volume ϑ_{cr} dans la demi-sphère de rayon R , c'est à dire que δ_f doit rester inférieur ou égal à R . La première abaque a pour entrée δ_f/R borné à 1 plutôt que δ_f pour empêcher l'entrée d'un δ_f non valide.

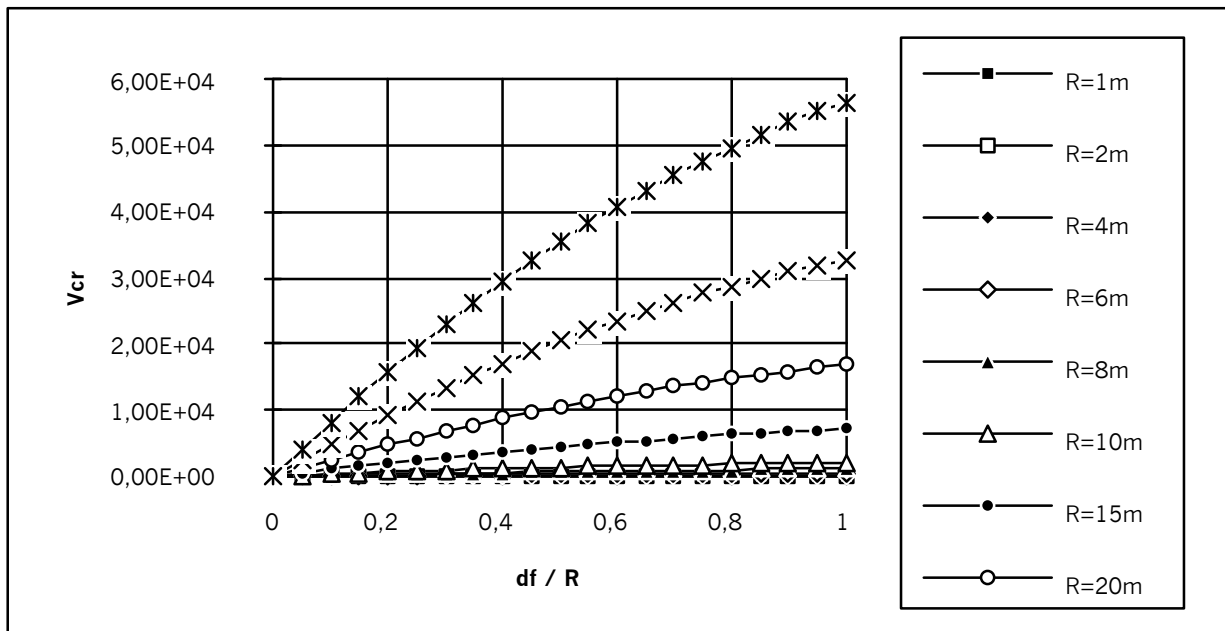


Figure C.24 :
 Abaque de détermination de δ_f/R en fonction du volume $\vartheta_{cr} = Ca Ec / \sigma_{cr}$
 pour diverses valeurs de R .

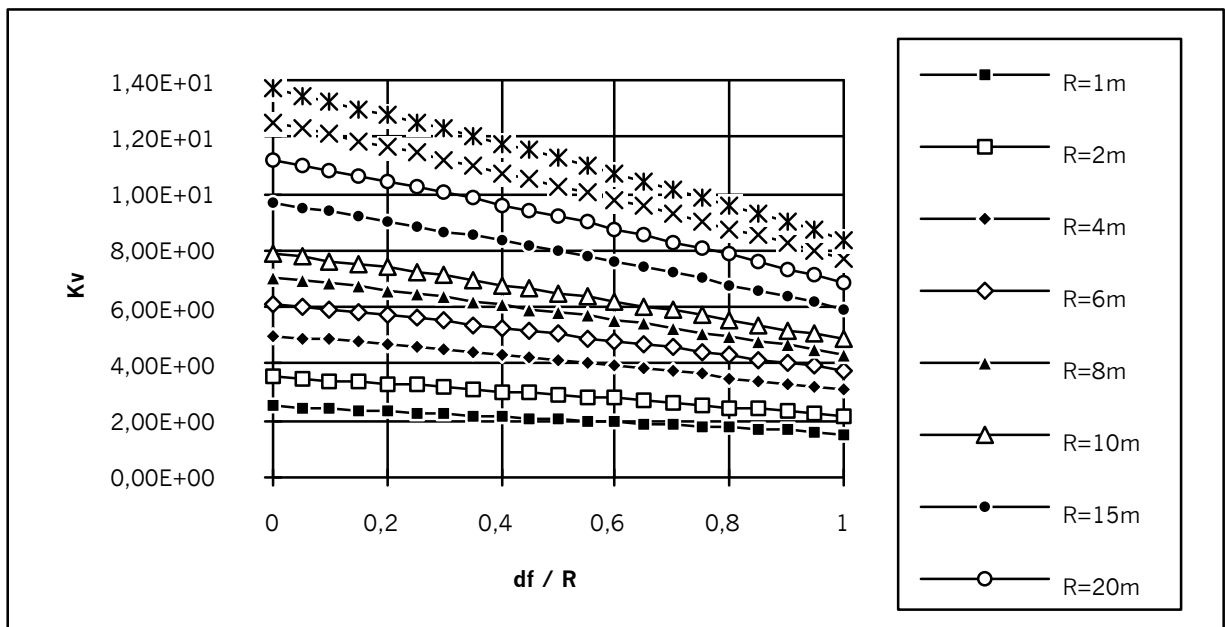


Figure C.25 :
 Abaque de détermination du facteur géométrique k_v en fonction de δ_f/R
 pour diverses valeurs de R .

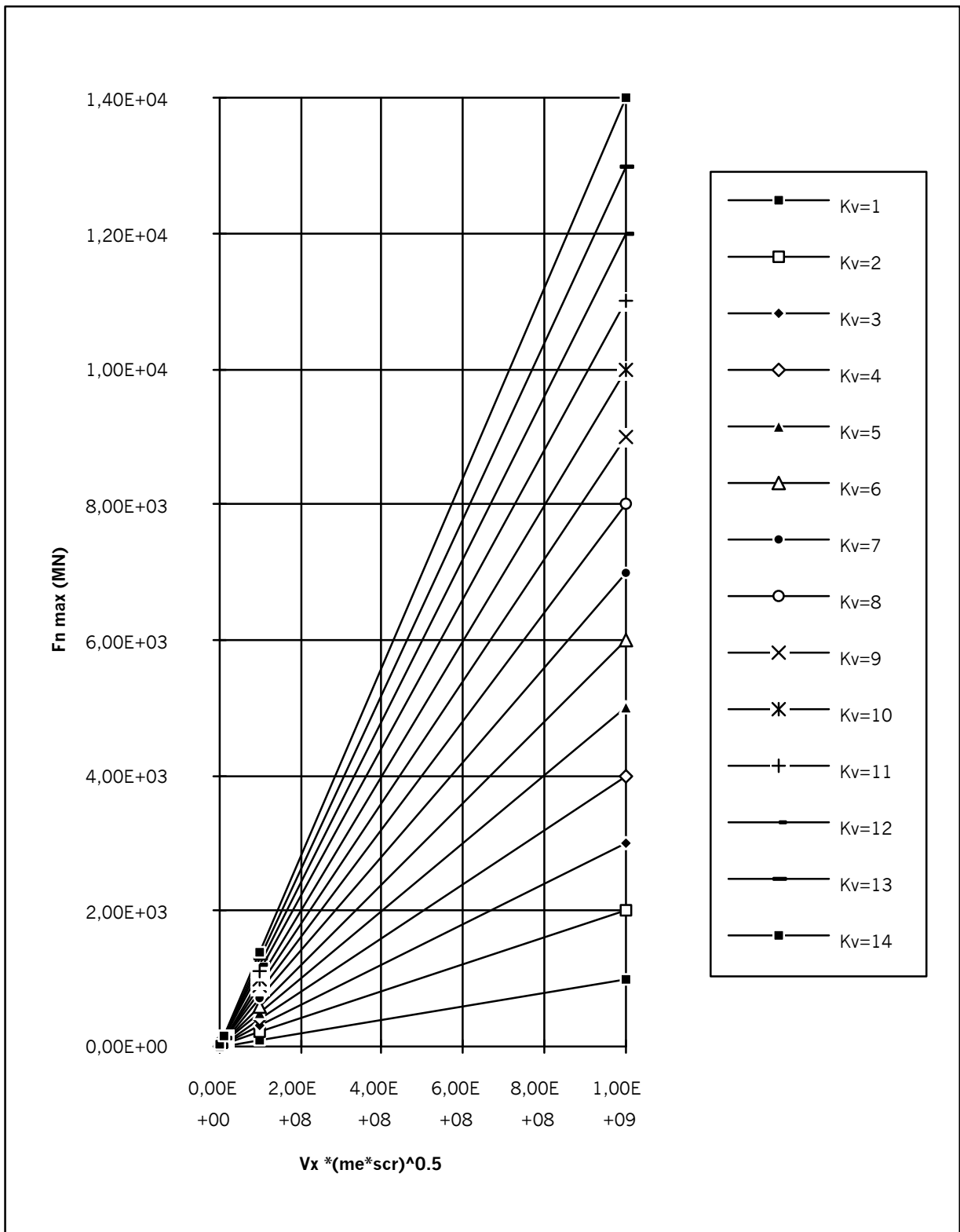


Figure C.26 :
 Abaque de détermination de $F_n \text{ max}$ en fonction de $(\sigma_{cr} m_e)^{1/2} V_x$
 pour diverses valeurs du facteur géométrique K_v .

3.4 Impacts centrés non frontaux.

3.4.1 Impacts "en biais" sans rotation initiale.

Les icebergs sont toujours centrés (concordance entre le centre de gravité et le centre géométrique de la sphère) et les rotations initiales ω_x , ω_y et ω_z nulles. En revanche, les trois vitesses linéaires V_x , V_y et V_z peuvent être non nulles. Tous les calculs effectués montrent que l'effort maximal F_n max exercé sur la structure n'est fonction que de V_x et jamais de V_y et V_z . Seule la composante de vitesse normale au contact importe.

La seule nouveauté ici par rapport à l'impact frontal est l'apparition d'une force de frottement directement proportionnelle à l'effort normal F_n :

$$F_f = \mu_k F_n$$

où μ_k est le coefficient de frottement dynamique iceberg/structure. La direction et le sens de l'effort exercé sur la structure par ce frottement sont ceux de la composante de vitesse tangente au contact : $(V_x) \mathbf{x} + (V_y) \mathbf{y}$.

3.4.2 Impacts à rotations initiales.

L'effort normal ne dépend toujours que de V_x . Les rotations initiales ω_x , ω_y et ω_z ne font qu'engendrer un effort de frottement $F_f = \mu_k F_n$ dont le support est celui de $-\omega_y \mathbf{z} + \omega_z \mathbf{y}$.

Le traitement des impacts centrés peut donc se résumer à :

- l'étude des impacts frontaux qui permet de déterminer l'effort normal maximal appliqué à la structure;
- l'application du coefficient de frottement dynamique μ_k pour estimer la valeur de la force de frottement maximale éventuelle;
- l'évaluation des directions et sens possibles de cette force de frottement.

3.4.3 Coefficient de frottement dynamique glace/structure.

Ce coefficient μ_k dépend d'un grand nombre de paramètres parmi lesquels les plus influents sont :

- la rugosité du matériau composant la structure;
- la température de l'iceberg;
- la vitesse relative au contact.

Des valeurs typiques sont 0.1 pour l'acier et 0.2 pour le béton. La valeur 0.3 semble être une borne supérieure convenable.

3.5 Impacts excentrés.

Un problème se pose pour les impacts excentrés. Considérons l'instant où l'iceberg sphérique pivote autour de son point de contact avec la structure. Une partie du contact d'aire A est en charge (écrasement de la glace) tandis qu'une autre est en décharge (contact rompu).

Le traitement par une loi élastique liée exclusivement à l'enfoncement δ signifie qu'aucune distinction ne peut être faite entre ce cas et celui d'un impact frontal (écrasement sur tout le contact) correspondant au même enfoncement. Dans le cas du pivotement, la loi force élastique $F_e = f(\delta)$ n'est plus en correspondance avec la loi de comportement de la glace $\sigma_{cr} = f(A)$.

Nous nous bornerons donc à exposer quelques observations et devons rester prudent quant à leur légitimité.

3.5.1 Impacts excentrés sans rotation initiale.

Nous avons limité ici le mouvement initial au cavement V_x . Comme nous nous y attendions, l'impact induit des mouvements de rotation et l'énergie cinétique de rotation créée à l'occasion diminue d'autant l'énergie à dissiper par écrasement de glace, d'où diminution du volume détruit ϑ_{cr} , de l'aire finale A_f et surtout de l'effort maximal F_n max exercé sur la structure.

Nous donnons figure C.27 un exemple de variation obtenue. Un excentrement vertical dz n'induit qu'une rotation ω_y . La diminution d'effort correspondante est moindre que pour un excentrement horizontal dy qui induit des rotations ω_x et ω_z . Les diminutions observées sont régulières. Elles sont modérées puisque un excentrement de $0.6 R$ ne provoque qu'une réduction d'environ 20%.

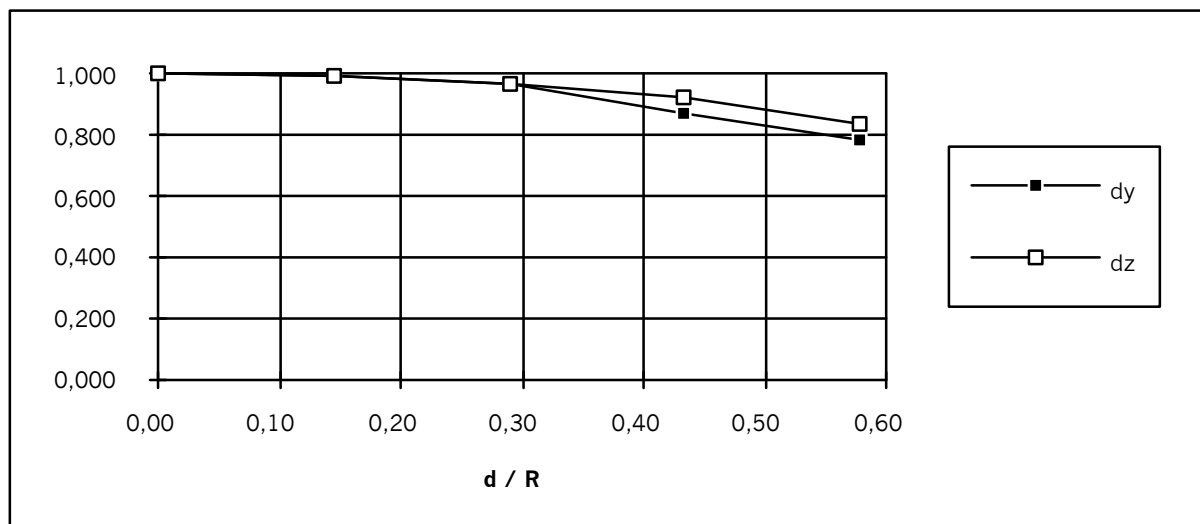


Figure C.27 : Effet de l'excentrement sur l'effort F_n max (exprimé en proportion de l'effort centré), impacts sans rotation initiale.

3.5.2 Impacts excentrés à rotations initiales.

Nous obtenons une diminution de l'effort F_n max lorsque le mouvement de rotation initial est du même signe que celui qui a tendance à induire l'excentrement, une augmentation dans le cas contraire.

Un exemple est donné figure C.28 pour un excentrement de $0.3 R$ dans la direction Oy . La diminution est de 12% pour $\omega_z = 0.2$ rd/s, l'augmentation de 6% pour $\omega_z = -0.2$ rd/s. La vitesse angulaire 0.2 rd/s correspond à environ 11.5 degrés/s ou 2 tours/mn, valeur importante pour un iceberg de quelques milliers de tonnes. Les variations sont faibles mais le simple fait que des augmentations soient possibles par rapport au cas référence de l'impact frontal justifierait une étude plus complète de ce cas de figure.

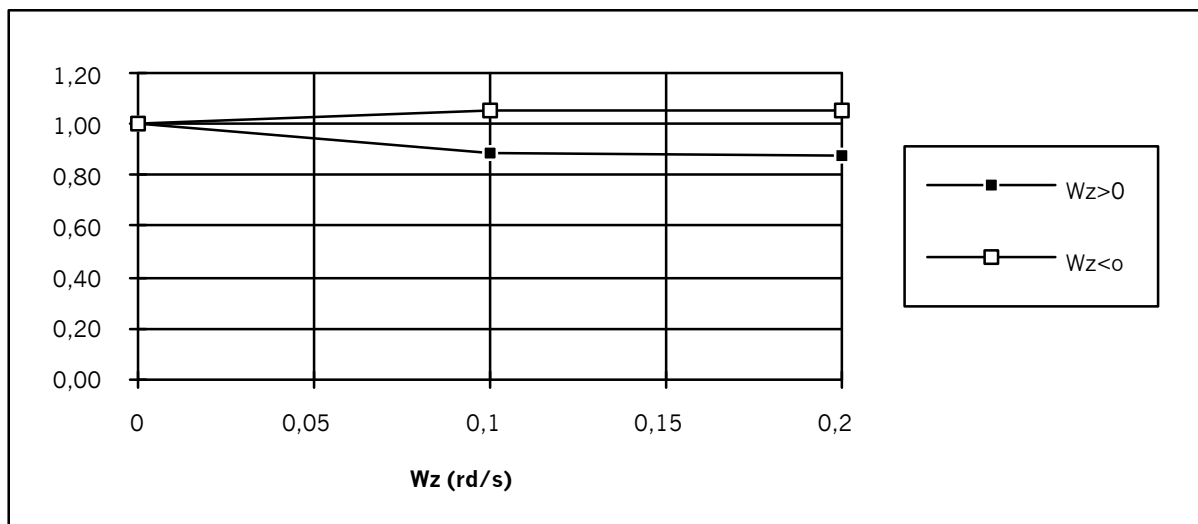


Figure C.28 : Influence de la rotation initiale ω_z sur l'effort F_n max pour un excentrement $dy = 0.3 R$.

3.6 Conclusions.

Rappelons tout d'abord les plages de variation de F_n max observées (à chaque fois par rapport à la valeur maximale) :

| <i>Paramètres :</i> | <i>variation de F_n max :</i> |
|---|--|
| masse volumique ρ_b (830 à 900 kg/m ³) | 5% |
| facteur de masse ajoutée C_a (1 à 2) | 30% |
| loi de comportement (toutes lois utilisées) | 50 à 80% |
| approximation par une loi constante | |
| - $R^2 V_x < 1800$ m ³ /s | 10 à 47% |
| - $100 < R^2 V_x < 1800$ m ³ /s | 1 à 24% |

Le paramètre le plus influent est la loi de comportement de la glace $\sigma_{cr} = f(A)$ mais le phénomène de masse ajoutée est loin d'être négligeable et mériterait de faire l'objet d'études détaillées.

Nous avons montré à partir de nos simulations que les lois de comportement fonctions de l'aire de contact pouvaient être valablement approchées par des lois constantes, ce qui permet d'établir des formulations simples pour lesquelles F_n max se montre proportionnel aux racines carrées de l'énergie cinétique de l'iceberg et de la pression de rupture de la glace.

Rappelons tout de même que les approximations faites et les formulations établies s'appliquent aux seules formes sphériques. L'effort F_n max est lié à l'aire de contact finale A_f qui est elle-même étroitement liée à la géométrie de la partie de l'iceberg affectée par l'impact. Par exemple, dans le cas d'une section triangulaire d'angle 2α s'allongeant sur la longueur L (et attaquant la structure dans l'axe du sommet du triangle), nous obtiendrions pour une loi à σ_{cr} constant l'expression :

$$F_n \text{ max} = V_x m_e^{1/2} \sigma_{cr}^{1/2} (2 \operatorname{tg} \alpha / L)^{1/2}$$

et dans le cas (improbable) d'un iceberg parallélépipédique dont l'une des faces d'aire A_p rentre en contact avec la structure, la force exercée ne dépend même pas de la masse ou de la vitesse :

$$F_n \text{ max} = \sigma_{cr} A_p$$

L'une des prochaines étapes pourrait donc être d'étendre l'étude paramétrique à des formes diverses, notamment aux polyèdres dont une face verticale heurterait initialement la structure, cas qui semble assez proche de la réalité. L'utilisation du programme MADYMO pour de telles formes serait nettement plus complexe et nécessiterait entre autres la création de sous programmes pour gérer l'évolution de la loi élastique en fonction de l'enfoncement et l'assemblage d'enveloppes hyperellipsoïdales complexes pour former des polyèdres.

Le point majeur reste cependant l'établissement de la fonction de dépendance entre la pression de rupture σ_{cr} et l'aire de contact A . C'est dans ce but qu'ont été élaborées les expérimentations qui font l'objet de la partie D.

Impacts d'icebergs sur une structure massive.

partie D

***Expérimentations
grandeur nature
en Antarctique.***

D-1 LE PROGRAMME FRANCO-CANADIEN "IMPACTS ICEBERGS".

Ce programme est né en 1988 de la rencontre des Canadiens du C-CORE (Center for Cold Ocean Resources Engineering, de Saint Jean de Terre-Neuve), et des Français des EPF (Expéditions Polaires Françaises) et des TAAF (Terres Australes et Antarctiques Françaises).

1.1 Partenaires.

-Center for Cold Ocean Resources Engineering (C-CORE) :

C-CORE, créé au milieu des années 70, comporte 3 groupes de recherche aux orientations suivantes : génie des glaces, géotechnique marine et télédétection des glaces flottantes.

Les programmes sur la glace, menés en collaboration avec l'Université de Terre-Neuve, sont axés sur cinq thèmes :

- propriétés physiques et mécaniques de la glace de mer et d'iceberg.
- Interactions glace-structure.
- Dynamique des glaces.
- Sécurité offshore et gestion des glaces.
- Systèmes d'information sur les glaces dérivantes.

Dans ce cadre, le groupe du génie des glaces s'est penché sur le problème de l'observation grandeur réelle des phénomènes :

- de pilonnage et curetage des fonds marins par les icebergs.
- d'impacts d'icebergs sur les structures marines.

C-CORE a développé un boîtier de mesure et d'enregistrement de mouvement "C-CORE Motion Sensor Package" capable d'assurer le suivi du mouvement des icebergs lors de tels phénomènes.

Le problème du pilonnage et du curetage a été largement étudié à l'occasion de la participation active de C-CORE au programme DIGS (Dynamics of Iceberg Grounding and Scouring Experiment) et décrit par Lever et al. (1989).

Le problème des impacts a fait l'objet de plusieurs études de faisabilité d'expériences et de recherche de sites propices autour de Terre-Neuve. On peut citer celle de Duthinh et al (1989).

-Expéditions Polaires Françaises (EPF) :

Créées en 1947 par Paul-Emile VICTOR, les EPF assurent la logistique des expéditions scientifiques françaises dans les régions polaires. Elles se chargent en particulier du fonctionnement de la base antarctique permanente Dumont d'Urville et des diverses expéditions dont cette base est le point de départ. La station Dumont d'Urville est située en Terre Adélie, dans l'archipel de Pointe-Géologie, par 66°40' Sud et 140°01' Est, en bordure du Continent Antarctique et à proximité immédiate du glacier de l'Astrolabe. Celui-ci provoque la présence permanente dans l'archipel d'une multitude d'icebergs de toutes tailles, du "Growler" de quelques tonnes au "Tabulaire" de quelques centaines de millions de tonnes.

-Terres Australes et Antarctiques Françaises (TAAF) :

Le Territoire des TAAF est un territoire Français d'outre-mer créé par la loi du 6 août 1955 et placé sous l'autorité d'un Administrateur Supérieur. Le territoire est composé de quatre districts : les trois districts subantarctiques des îles Saint-Paul et Amsterdam, des îles Crozet et de l'Archipel de Kerguelen sur lesquels est exercée une souveraineté pleine et entière, et le district de Terre-Adélie sur lequel la souveraineté est limitée dans le cadre du Traité sur l'Antarctique. Jusqu'en 1991, le Territoire organisait et finançait les opérations de Recherche sur les quatre districts par l'intermédiaire de sa Mission de Recherche. Ce rôle échoit désormais à l'IFRTP (Institut Français pour la Recherche et la Technologie Polaires, voir annexe 9), créé le 16 janvier 1992, qui a absorbé cette Mission de Recherche et les Expéditions Polaires Françaises. Un programme de Recherche Technologique en "Ingénierie Polaire" a été lancé en 1985 en liaison avec l'étude, puis la réalisation d'une piste aérienne en Terre-Adélie. Ce programme inclut des recherches sur les interactions glace-structures.

1.2 Déroulement.-1988 : Naissance du programme :

L'association de ces organismes a créé un environnement tout à fait favorable à la réalisation d'un programme expérimental d'impacts d'icebergs grandeur nature : activités de recherche du groupe de génie des glaces de C-CORE et du groupe français d'ingénierie polaire, boîtier de mesure de C-CORE, compétence logistique des EPF et site expérimental privilégié de la Station Dumont d'Urville.

Le programme ainsi créé fut inscrit dans le programme intergouvernemental franco-canadien de coopération scientifique défini dans le cadre de l'accord culturel passé en 1965 entre les deux pays.

Courant 1988 ont été réalisés les travaux d'études préliminaires à de premiers essais sur le site prévu pour janvier 1989. Ces opérations ont dû être annulées au dernier moment à la suite d'une avarie du navire ravitailleur *L'Astrolabe* qui heurta malencontreusement un haut fond lors d'une mission scientifique à Commonwealth bay (côte George V).

L'Archipel de Pointe-Géologie subit un rigoureux hiver de neuf mois pendant lequel il est pris dans les glaces. Le site n'est accessible que de décembre à février, ce qui nous contraint à un maximum d'une campagne expérimentale annuelle, aux alentours du mois de janvier. C'est pourquoi la première campagne d'essais a dû être repoussée à janvier 1990.

-1989 : l'Université Pierre et Marie Curie (UPMC) se joint au programme :

Le laboratoire de Tectonophysique de l'Université Pierre et Marie Curie (UPMC) s'est associé à ce programme en 1989 et y a associé la présente thèse. La période de juillet à décembre 1989 a été mise à profit pour développer et améliorer les procédures expérimentales et les diverses méthodes de mesure. Nous sommes notamment passés d'une procédure unique à une procédure multiple "à géométrie variable" incluant deux modes de traction différents, le tout relié à un ensemble de méthodes de mesures comportant en cas de besoin un certain nombre de palliatifs.

-1990 : Premières expériences :

Les premières expériences ont eu lieu en janvier 1990 au coeur de l'archipel, au pied de la station Dumont d'Urville. Elles se sont heurtées à un certain nombre de problèmes, notamment l'indisponibilité partielle du navire *L'Astrolabe* due à une forte tempête survenue au large, le dysfonctionnement de quelques méthodes de mesure, et enfin le renversement inopiné d'un iceberg en cours d'opération. L'utilisation des méthodes de secours a permis de réaliser une procédure complète avec un iceberg de taille modeste dans des conditions pourtant difficiles : l'iceberg **Barbara** de 1700 tonnes fut remorqué le 22 janvier par un bulldozer Caterpillar D8 en direction d'une falaise de gneiss de 13 m de fond. Les caractéristiques de la collision qui suivit sont (Duthinh et al., 1990):

| | |
|--------------------------------|-------------------------------|
| -vitesse d'impact : | 0,89 m/s (3,2 km/h) |
| -décélération maximale : | 2,16 m/s ² (0,22g) |
| -force d'Impact maximale : | 4,5 à 6,5 MN |
| -surface de contact maximale : | 1,8 à 3,6 m ² |

-pression d'Impact maximale : 1,3 à 3,6 MPa (13 à 36 bars)

Cette campagne nous a apporté de très nombreux enseignements au niveau organisationnel ainsi qu'au niveau de l'adaptation des méthodes de mesure aux conditions locales. Ceci nous a permis de prévoir des modifications procédurales, d'éliminer les méthodes inadaptées et d'en proposer de nouvelles. L'accent a été mis sur la simplicité et la flexibilité afin de faire face au mieux aux nombreux aléas inhérents à un tel environnement. Nous avons développé des méthodes de mesure simples, favorisant la fiabilité plutôt qu'une extrême précision. Une part importante a été donnée aux travaux sous-marins, ce qui a entre autres l'intérêt de permettre de mieux appréhender toutes les facettes du problème grâce à un élargissement de notre "champ de vision" (Guichard, 1990).

-1991 : Tests complémentaires :

De nombreux programmes de recherche scientifique mobilisèrent tous les moyens logistiques de l'archipel au cours de l'été austral 1990/91, nous empêchant de réaliser une nouvelle campagne expérimentale complète en janvier 1991. Nous avons cependant été en mesure d'effectuer une campagne drastiquement simplifiée destinée à réaliser quelques tests et par là-même augmenter nos chances de succès pour les expériences suivantes. Les activités ont principalement consisté à :

- observer les mouvements d'icebergs aux abords de la zone de travail choisie, notamment de ceux exploitables dans le cadre de nos procédures expérimentales.
- tester de nouvelles méthodes de mesure de forme et volume d'icebergs.
- évoluer en plongée autour des icebergs pour tester méthodes et instruments, effectuer des relevés visuels et acquérir une expérience toujours utile, sinon nécessaire dans de telles conditions (Guichard, 1991).

-1992 : Seconde campagne expérimentale :

La campagne suivante s'est déroulée en janvier-février 1992. Beaucoup de mauvais temps en janvier ainsi que la longue restauration d'équipements endommagés lors du transport ont limité la période opérationnelle à 11 jours. Une houle continue et la présence de nombreuses bandes de pack ont beaucoup gêné les évolutions, mais deux impacts ont pu être réalisés, avec les icebergs **Emma** et **Greta**.

D-2 PRINCIPES DE L'EXPERIMENTATION

2.1 Type d'expérience à réaliser.

Le but de ces expériences est de contribuer à la connaissance de la charge de rupture "in situ" de la glace d'iceberg, et en particulier aider à préciser l'effet d'échelle (cf chapitre C). Il s'agit, à long terme, de pouvoir proposer une enveloppe aussi fine que possible de la fonction :

$$\sigma_{cr} = f(A)$$

où : σ_{cr} = Résistance en compression de la glace à l'écrasement (**crushing**).
 A = Aire de contact.

Nous avons vu au chapitre C combien la connaissance de cette fonction était importante pour la détermination des efforts appliqués à une structure heurtée par un iceberg, et donc pour son dimensionnement.

Pour obtenir un couple (σ_{cr} , A), le principe expérimental de base est extrêmement simple :

il faut frapper un morceau de glace avec un objet, ou vice-versa, pour provoquer l'écrasement de la glace, et mesurer à la fois la pression exercée et l'aire du contact.

mais tout expérimentateur sait que l'obtention de telles mesures n'est pas forcément triviale, et se doute bien que le problème se complique sensiblement lorsque le morceau de glace en question pèse quelques 1000 tonnes et subit les caprices de l'océan glacial Antarctique.

L'effet d'échelle est en partie lié au volume de glace situé à l'arrière de la surface de contact. Obtenir une grande aire de contact n'est donc pas suffisant. La présence physique de l'iceberg est nécessaire. Puisqu'il n'est pas envisageable de le transporter en laboratoire, les expérimentations se doivent d'être réalisées sur le terrain. Elles peuvent être de deux types :

- 1/ frappe de l'iceberg avec un corps impacteur (indenteur).
- 2/ impact de l'iceberg sur une masse fixe.

La première méthode est celle utilisée pour les expériences de Pond Inlet (Johnson et Benoît, 1987).

Les avantages sont l'excellent contrôle de l'aire de contact et la simplicité de la mesure de pression à l'interface. Les inconvénients majeurs sont la lourdeur et le coût extrêmes de l'opération pour les grandes aires de contact. Un large indenteur suppose une très lourde structure d'appui.

La seconde méthode est celle que nous avons utilisée, les premiers, dans le cadre de ce programme expérimental "Impact iceberg" en Antarctique.

Les avantages les plus notables sont les possibilités d'extension pour l'obtention de très larges aires de contact avec un alourdissement raisonnable des moyens logistiques et des coûts.

Les inconvénients sont la difficulté du calcul de l'aire et les problèmes posés par le maniement d'icebergs de taille conséquente.

Dans l'optique de pouvoir obtenir un jour de très grandes surfaces de contact, le choix de cette méthode prometteuse s'imposait. De plus, l'archipel de Pointe-Géologie où officie l'IFRTP est un site exceptionnellement propice à de telles expérimentations, tant par ses caractéristiques naturelles (abondance d'icebergs de toutes tailles, falaises rocheuses sous-marines) que par son équipement (station permanente remarquablement équipée, hélicoptère, nombreuses embarcations, plongeurs professionnels, puissants véhicules).

2.2. Paramètres.

La grandeur à déterminer est la pression d'impact au contact σ . Elle s'obtient à partir de l'aire de contact A et du vecteur force d'impact $\mathbf{F}=(F_i)$. Si l'on appelle $\mathbf{N}=(N_i)$ le vecteur unitaire normal à la surface de contact, nous avons, en utilisant la convention d'Einstein :

$$\mathbf{F} \cdot \mathbf{N} = F_i N_i = A \cdot \sigma \quad i = 1, 2, 3$$

Le repère et la définition des mouvements utilisés sont les mêmes que ceux présentés en B-3.12, à savoir :

- base (x_1, x_2, x_3) avec x_1 dans la direction d'avancée de l'iceberg et x_3 vertical ascendant.
- mouvements 1, 2, 3 linéaires : cavalement, embardée, pilonnement.
- mouvements 4, 5, 6 angulaires : roulis, tangage, lacet.

L'aire de contact A est à mesurer directement. Le vecteur Force $\mathbf{F}=(F_i)$ s'obtient en effectuant le produit de la matrice de masse apparente de l'iceberg par son vecteur accélération (voir B-3.12) :

$$(F_i) = (M_{ij} + \lambda_{ij} M_{ij}) (a_j) \quad i, j = 1, 2, 3, 4, 5, 6$$

Les paramètres à déterminer sont donc :

1- A , aire de Contact

2- $\mathbf{a}=(a_i)$, vecteur accélération de la glace au lieu d'impact.

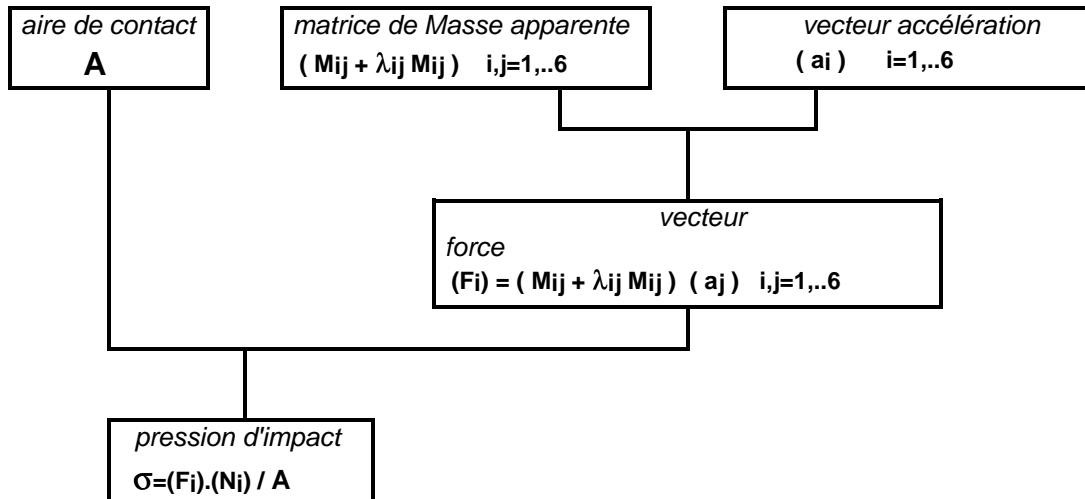
- cas général : six coefficients (3 accélérations linéaires, 3 angulaires)
- cas mouvement plan : trois coefficients (2 accélérations linéaires et 1 angulaire)
- cas de l'impact simple frontal : un coefficient (1 accélération linéaire normale à la surface d'impact)

3- $(M_{ij} + \lambda_{ij} M_{ij})$, matrice de masse apparente de l'iceberg.

- cas général : 16 coefficients (une masse ordinaire $m_0 = M_{11} = M_{22} = M_{33}$; trois coefficients de masse ajoutée $\lambda_{11}, \lambda_{22}, \lambda_{33}$; 6 moments d'inertie M_{ij} ($i, j=4,5,6$) et 6 coefficients de moment d'inertie ajouté λ_{ij} ($i, j=4,5,6$))
- cas simplifié ($M_{ij} = \lambda_{ij} = 0$ si i différent de j) : 10 coefficients (m_0 ; $\lambda_{11}, \lambda_{22}, \lambda_{33}$; 3 moments d'inertie M_{44}, M_{55}, M_{66} et 3 coefficients de moment d'inertie ajouté $\lambda_{44}, \lambda_{55}, \lambda_{66}$).
- mouvement plan : 5 coefficients (m_0 ; 2 coefficients de masse ajoutée; 1 moment d'inertie et 1 coefficient de moment d'inertie ajouté).

- impact simple frontal : 2 coefficients ($m_0 = M_{11}$; 1 coefficient de masse ajoutée λ_{11}).

Figure D.2 : Paramètres à déterminer pour obtenir la pression d'impact σ .



2.3 Liaison paramètres à déterminer/grandeurs mesurables.

Les différentes façons d'aboutir aux paramètres à déterminer sont les suivantes :

- A , aire de contact, est à mesurer directement.
- $(a_i)_{\text{contact}}$, vecteur accélération de l'iceberg au contact iceberg/structure.
il s'obtient à partir du vecteur accélération $(\ddot{a})_{\text{boîtier}}$ au point du boîtier de mesure, moyennant connaissance de sa position.

- $m_0 = M_{11} = M_{22} = M_{33}$, masse ordinaire de l'iceberg.

s'obtient en multipliant la masse volumique de l'iceberg par son volume :

$$m_0 = \rho_b \vartheta_b .$$

ρ_b est généralement pris à 900 kg/m³, sa valeur moyenne.

ϑ_b est obtenu à partir du volume émergé ϑ_e et de la masse volumique ρ_w de l'eau, ou à partir de ϑ_e et du volume immergé ϑ_i :

$$\vartheta_b = \vartheta_e (\rho_w / (\rho_w - \rho_b)) \quad \text{ou} \quad \vartheta_b = \vartheta_e + \vartheta_i$$

- M_{ij} (i, j = 4, 5, 6), moments d'inertie de l'iceberg,

peuvent être calculés à partir de la forme de l'iceberg et de sa distribution de densité (généralement supposée homogène). Si l'on divise l'iceberg en volumes élémentaires de masse Δm , de coordonnées (x_1, x_2, x_3), il vient :

$$M_{ij} = \sum \Delta m x_k^2 \quad \begin{array}{l} i \text{ différent de } j \\ \text{avec } i \text{ différent de } k \end{array} \quad i, j, k = 4, 5, 6$$

$$M_{ij} = \sum \Delta m (x_j^2 + x_k^2) \quad j \text{ différent de } k$$

- λ_{ij} (i, j = 1, ...6), coefficients de masse et d'inertie ajoutés,

peuvent se calculer par des calculs lourds et complexes. Les coefficients importants pour nous sont λ_{11} /cavalement, λ_{55} /tangage et λ_{66} /lacet comme nous l'avons vu en B-3.12. Ces coefficients sont stables et leur ordre de grandeur est connu.

Quelques observations et tests complémentaires pourraient être envisagés :

- Tests de traction. (Duthinh et al., 1990) :

Un premier test est réalisé à vitesse constante, puis un second à vitesse variable. Les paramètres mesurés sont la force de traction et la vitesse V. Les deux forces mesurées F_c et F_v s'expriment sous la forme :

$$\text{vitesse constante } V_c : \quad F_c = 1/2 \rho_w C_w A_w V_c^2$$

$$\text{vitesse variable } V : \quad F_v = 1/2 \rho_w C_w A_w V^2 + (1 + \lambda_{11}) \rho_b \vartheta_b (dV/dt)$$

avec (voir B-3.12) :

ρ_w = masse volumique de l'eau de mer

C_w = coefficient de traînée hydrodynamique (sans dimension)

A_w = section de la partie immergée orthogonale à la direction d'avancée

λ_{11} = coefficient de masse ajoutée au cavalement

ρ_b = masse volumique de l'iceberg

ϑ_b = volume total de l'iceberg

La combinaison de ces deux tests peut alors nous fournir la valeur de la masse apparente au cavalement :

$$(M_{11} + \lambda_{11} M_{11}) = (1 + \lambda_{11}) \rho_b \vartheta_b = (F_v - F_c / V_c^2) / (dV/dt)$$

Notons toutefois qu'un iceberg réel n'a généralement pas de symétrie de révolution autour de son axe vertical. Par conséquent la masse apparente au cavement trouvée ne sera valable que pour l'axe de traction considéré.

- Observation des oscillations verticales (Duthinh et Klein, 1989).

De grandes oscillations verticales (suivant x_3 , en pilonnement) peuvent exister lorsque la période des vagues égale la période de pilonnement propre de l'iceberg. Le mouvement répond alors à :

$$(1+\lambda_{33}) \rho_b \vartheta_b (d^2x_3/dt^2) + A_{fl} \rho_w g x_3 = 0$$

avec : λ_{33} = coefficient de masse ajoutée au pilonnement
 A_{fl} = section de l'iceberg à la ligne de flottaison
 g = gravité

La période de ce mouvement non amorti est alors T_b tel que :

$$T_b = 2\pi \left((1+\lambda_{33}) \rho_b \vartheta_b / (A_{fl} \rho_w g) \right)^{1/2}$$

moyennant la connaissance de la section A_f , la détermination de la période T_b permet d'obtenir la valeur de la masse apparente au pilonnement :

$$(1+\lambda_{33}) \rho_b \vartheta_b = (T_b/2\pi)^2 A_{fl} \rho_w g$$

Notons que l'iceberg est toujours soumis à des oscillations verticales et qu'il est délicat de déterminer s'il est oui ou non entré en résonance.

- Observation des oscillations rotationnelles (Duthinh et Klein, 1989).

Des impulsions exercées sur l'iceberg peuvent provoquer des oscillations rotationnelles autour d'un axe horizontal x_{i-3} ($i = 4, 5$). De telles oscillations de faible amplitude non amorties sont décrites par l'équation :

$$(1+\lambda_{ii}) M_{ii} (d^2x_i/dt^2) + \rho_b \vartheta_b g (GM) x_i = 0$$

avec :

λ_{ii} = coefficient de moment d'inertie ajouté $i = 4, 5$
 M_{ii} = moment d'inertie autour de l'axe x_{i-3}
 x_i = position angulaire autour de l'axe x_{i-3}
 GM = hauteur métacentrique

La période d'oscillation non amortie T_r est :

$$T_r = 2\pi \left((1+\lambda_{ii}) M_{ii} / (\rho_b \vartheta_b g (GM)) \right)^{1/2}$$

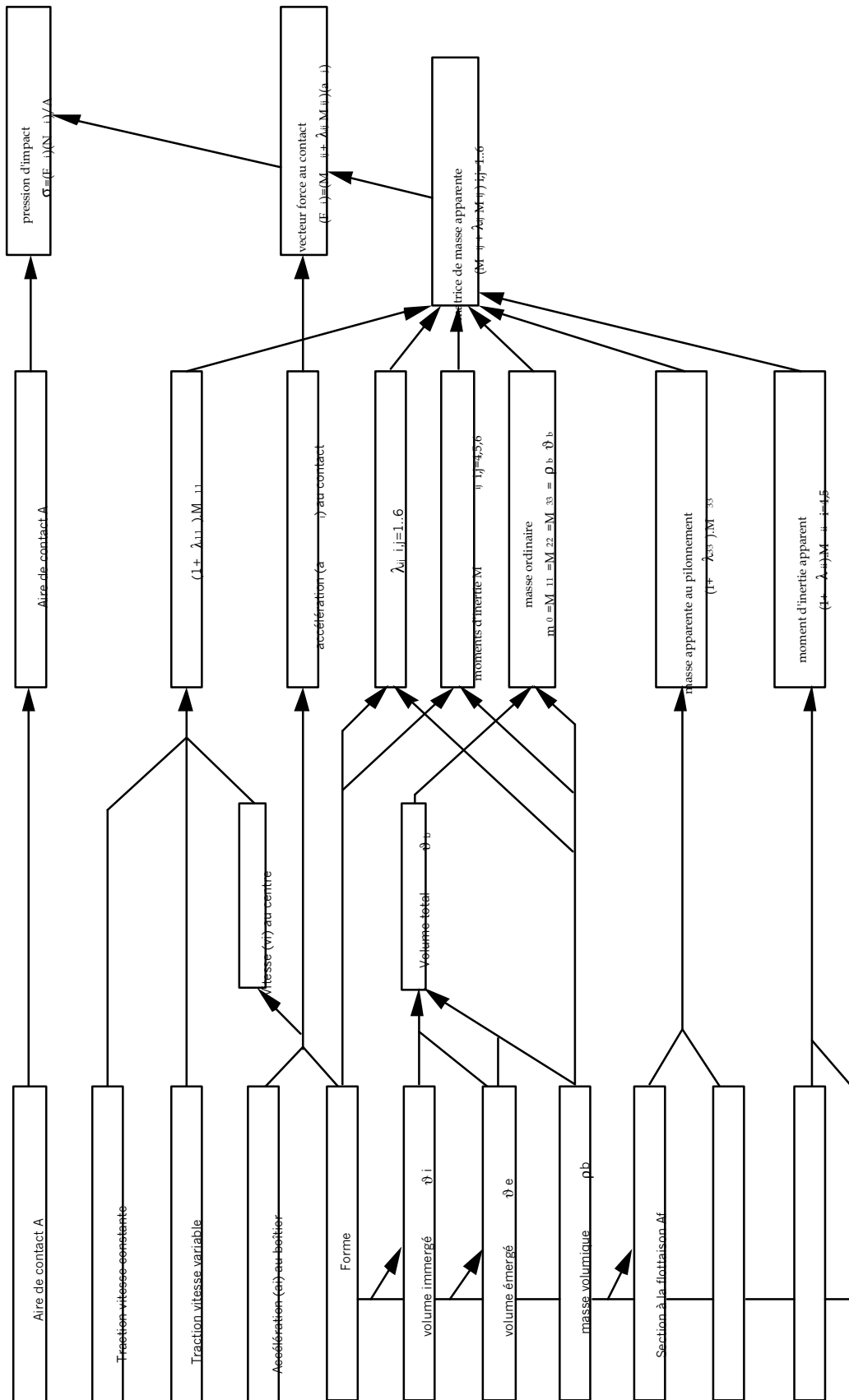
moyennant la connaissance de la forme et de la densité de l'iceberg, la mesure de T_r permet d'obtenir le moment d'inertie apparent :

$$(1+\lambda_{ii}) M_{ii} = (T_r/2\pi)^2 \rho_b \vartheta_b g (GM)$$

L'ensemble des possibilités de détermination des paramètres désirés est synthétisé sur la figure D.3.

Paramètres :

Mesures :



D-3 METHODOLOGIE.

L'étape suivante fut donc de développer et tester sur le terrain une méthodologie opératoire qui permette de réaliser l'impact et d'effectuer toutes les mesures nécessaires à l'obtention des paramètres recherchés.

Nous avons compilé ci-après toutes les considérations de base, enseignements expérimentaux et considérations diverses point par point. Le lecteur pourra se référer aux autres publications et rapports relatifs à ces expérimentations (Duthinh et Klein, 1989; Duthinh et al., 1990; Guichard, 1990 et 1991; Guichard et al., 1992). Un schéma opérationnel de ces expérimentations a été tracé sur la figure D.4.

3.1 Choix de la falaise d'impact.

3.1.1 Critères de sélection.

Tout l'archipel est constitué de roches métamorphiques (gneiss) denses et compactes tout à fait aptes à simuler une structure marine considérée infiniment rigide. Le choix du site va dépendre des critères suivants :

-Géométrie de la surface rocheuse :

- la planéité commande la qualité de la mesure de l'aire de contact et l'homogénéité du contact,
- la profondeur commande la taille maximale d'iceberg pouvant impacter la falaise,
- l'inclinaison commande l'importance de la surface de contact obtenue avec un iceberg donné animé d'un mouvement donné.

-Reliefs sous-marins :

La présence de hauts fonds (faibles profondeurs) aux alentours peut :

- diminuer la taille maximale d'iceberg utilisable,
- agir en barrière retenant des icebergs arrivés sur le site, soit lors de fortes marées, soit par un chenal placé en amont du courant.

Avantage : il peut se créer ainsi une très pratique "mine" d'icebergs.

Inconvénient : un encombrement peut empêcher toute manoeuvre sur le site.

-Courants :

La caractérisation du régime des courants n'est jamais aisée. Aux courants globaux se superposent de forts courants de marée qui se traduisent par de nombreux mouvements de va et vient d'iceberg de toutes tailles. Un courant opposé à la course d'élan de l'iceberg rend son accélération plus difficile mais permet d'avoir une aussière toujours bien tendue et d'assurer un récartement rapide après impact, ce qui évite entre autre un pilonnement des instruments de mesure de l'aire de contact.



Figure D.4: Schéma opérationnel des Expérimentations "Impacts icebergs".

Une zone abritée aux courants faibles, mais souvent giratoires, peut agir en piège comme dans le cas de hauts fonds. Deux points s'avèrent prioritaires pour nous :

- éviter les forts courants transversaux qui gênent les manoeuvres et dévient les trajectoires,
- avoir une évaluation, même sommaire, des renversements de courant pour ne pas se faire piéger lors des manoeuvres et si possible en tirer profit.

-Exposition à la houle :

La houle de mer à une origine de direction Nord à Nord-Est et une amplitude maximale de 2.50 m. Elle peut s'avérer très gênante d'un point de vue opérationnel et compliquer l'interprétation des données en perturbant les mouvements de l'iceberg, surtout à l'approche de la falaise où le ressac peut devenir important. La houle de vent ne prend de l'importance que lors des grandes tempêtes pendant lesquelles toutes les opérations sont stoppées.

-Exposition aux nappes de pack :

Les nappes de pack sont des ensembles de morceaux de glace flottants de tailles diverses groupés en formation serrée. Une nappe de pack a l'intérêt de filtrer et d'atténuer la houle, mais le gros inconvénient de gêner, voire d'empêcher, les manoeuvres maritimes.

Ce pack à la dérive peut atteindre n'importe quel point de l'archipel. Le glacier de l'Astrolabe est un important producteur de pack à l'occasion des fréquents effondrements survenant le long de son front. Les abords immédiats du glacier sont donc particulièrement exposés au pack.

-Orientation par rapport aux vents dominants :

Le vent est un phénomène qui ne peut être négligé, surtout dans cet archipel qui détient le record mondial (hors cyclones) avec les 324 km/h enregistrés en juin 1972. La composante principale du vent est d'origine catabatique, stable en direction : l'air de surface froid, donc dense, tend à s'écouler le long des pentes sous l'influence de la gravité. La théorie montre qu'une pente de 1% suffit pour que l'écoulement d'air s'accélère en rafale (Petre et André, 1990). Les pentes des inlandsis antarctiques sont les lieux de prédilection de ces vents catabatiques. S'ils concernent tout le continent, c'est en Terre Adélie que ces vents sont les plus forts et les plus fréquents.

Les autres composantes, variables en direction, sont d'origines dépression-naires et ne peuvent se révéler importantes que lors de grandes tempêtes durant lesquelles toute opération serait suspendue. La direction à prendre en compte dans notre choix est donc celle du vent catabatique, d'origine 140° (Sud-Est).

Il s'agit pour nous surtout :

- d'éviter les vents transversaux,
- de privilégier les falaises "au vent" dont les icebergs se récartent plus facilement.

-Ile :

. certaines îles de l'archipel sont des réserves naturelles et le choix d'une falaise bordant une de ces îles est tout à fait exclu,

. certaines îles comportant des installations fixes sont alimentées en énergie et équipées de puissants véhicules terrestres. Le choix de ces îles est à privilégier.

-Accès :

Un certain nombre d'opérations sont à effectuer à terre. Il s'agit donc de veiller à une bonne accessibilité du site qui permette un travail facile et sûr.

Dans le cas d'une traction de l'iceberg assurée par un engin terrestre, il est important que celui-ci puisse

s'approcher au plus près de la falaise en toute sécurité.

3.1.2 Choix.

Des considérations logistiques évidentes nous ont poussé à mener nos re-cherches dans l'ensemble de six îles arasées et connectées entre elles dans le cadre de la construction de la piste aérienne. Cet ensemble se distingue par une surface plane et propice aux évolutions de toutes sortes, par la présence de nombreux véhicules de travaux publics, notamment de puissants bulldozers D8 et chargeuses sur pneumatiques 988 Caterpillar, ainsi que par l'existence d'une base vie, d'une centrale électrique et de locaux techniques bien équipés.

Deux falaises ont été retenues :

- la première sur l'île Cuvier, face nord-ouest, de 13 m de fond,
- la seconde sur la grande île Buffon, face sud-est , de 25 m de fond.

Quelques indications sur leur situation vis à vis des critères de sélection cités précédemment ont été reportées sur les figures *D.5* à *D.7*. Le choix s'est avéré fort simple jusqu'à présent dans la mesure où l'accessibilité à la seconde falaise ne sera assurée de façon satisfaisante qu'à partir de février 1993.

Afin d'évaluer la taille maximale des icebergs exploitables dans le cadre d'expérimentations menées sur ces deux falaises sous-marines, nous pouvons effectuer un calcul simple sur un iceberg de forme sphérique, de rayon R , composé de glace de densité 0.9.

Soit h la hauteur de la partie émergée.

Le volume émergé est celui de la calotte sphérique de hauteur h , soit :

$$V_e = (1/3) \pi h^2 (3R - h)$$

Le volume total de l'iceberg est égal à :

$$V_T = (4/3) \pi R^3$$

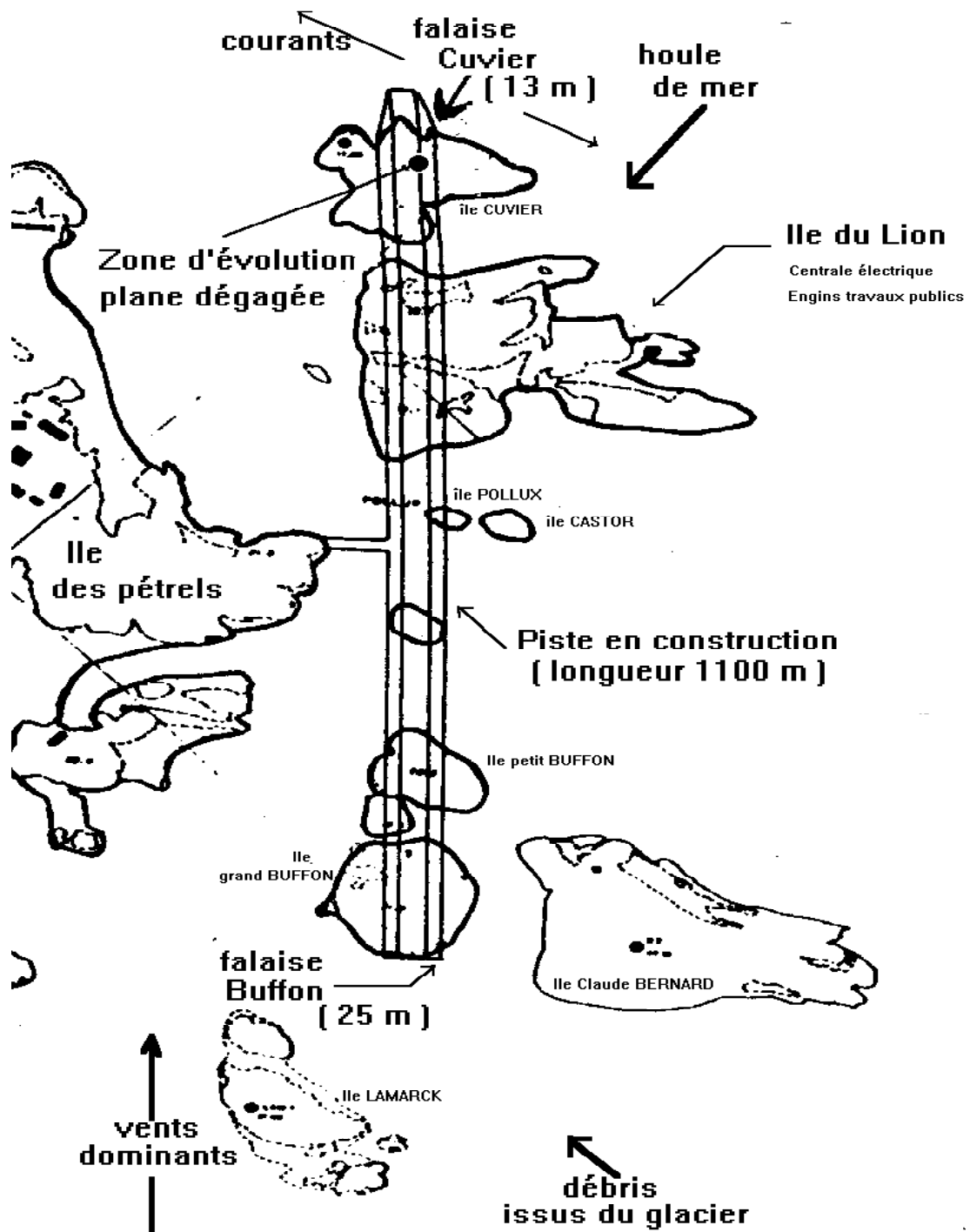


Figure D.5 : Archipel de Pointe Géologie et choix d'une falaise d'impact.

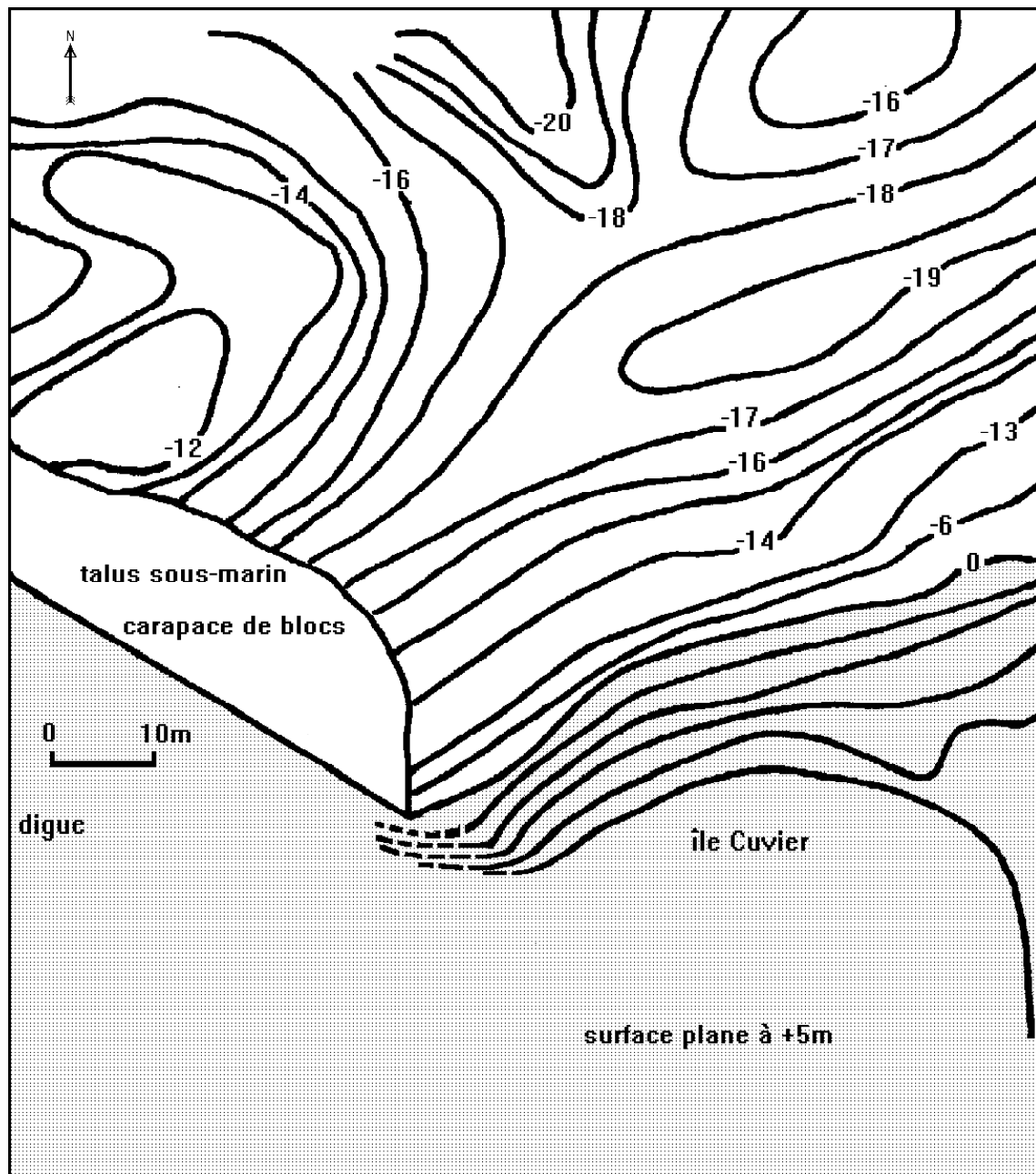


Figure D.6 : Falaise Cuvier; topographie et bathymétrie.

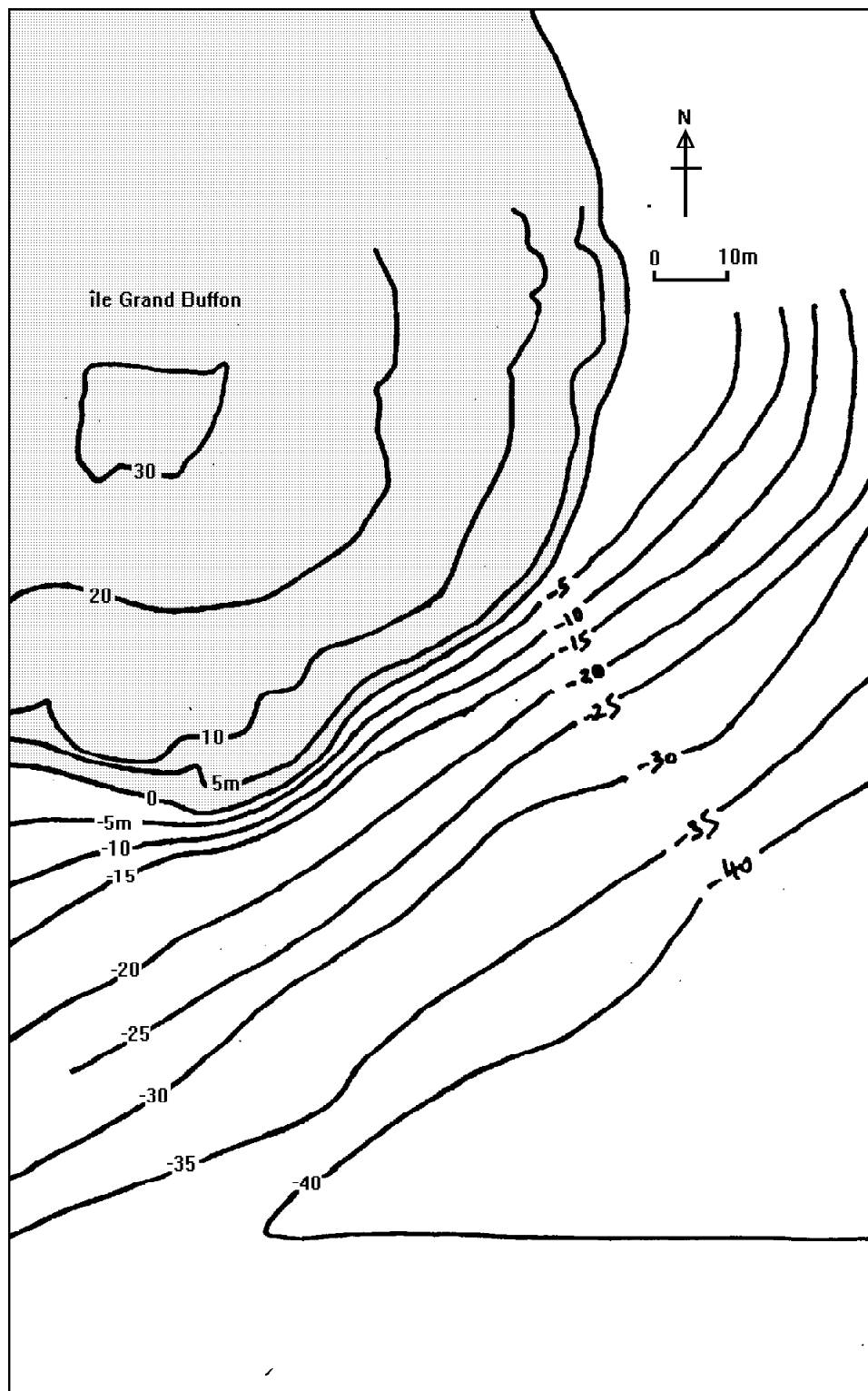


Figure D.7 : Falaise Buffon; topographie et bathymétrie.

Nous savons que pour une densité de 0.9, le volume émergé est le huitième du volume total, soit :

$$\mathcal{V}_T = 8 \mathcal{V}_e$$

que l'on peut aussi exprimer sous la forme : $h^3 - 3Rh^2 + 0.5 R^3 = 0$

La résolution de cette équation du troisième degré donne :

$$h = 0.4421 R$$

ce qui revient à dire qu'un iceberg sphérique de rayon R et de densité 0.9 plongé dans une eau de densité 1.028 a un tirant d'eau :

$$T = 2R - h = 1.5579 R$$

ou encore qu'un iceberg sphérique de tirant d'eau T a un rayon :

$$R = (1/1.5579) T = 0.6419 T$$

Le rapport tirant d'eau/ hauteur émergée obtenu ici est de 3.52 (=1.5579/0.4421). Nous pouvons maintenant déterminer les paramètres caractéristiques des plus grands icebergs sphériques utilisables pour nos expériences:

- Falaise Cuvier :

| | |
|--------------|---|
| Tirant d'eau | T = 13 m |
| Rayon | R = 8.3 m |
| Volume | $\mathcal{V}_b = 2\,395 \text{ m}^3$ |
| Masse | $m_0 = 2\,155\,10^3 \text{ kg}$, soit un peu plus de 2000 tonnes |

- Falaise Buffon :

| | |
|--------------|---|
| Tirant d'eau | T = 25 m |
| Rayon | R = 16.0 m |
| Volume | $\mathcal{V}_b = 17\,157 \text{ m}^3$ |
| Masse | $m_0 = 15\,441\,10^3 \text{ kg}$, soit plus de 15 000 tonnes |

Dans le même esprit, on peut déterminer l'ordre de grandeur des surfaces de contact maximales accessibles, soit celles obtenues lors de l'impact de ces icebergs limites.

L'énergie cinétique apparente d'un iceberg de masse m_0 animé d'une vitesse V est :

$$Ca E_c = (1/2) Ca m_0 V^2$$

où Ca est le facteur de masse ajoutée, que nous prendrons égal à 1.4 (§ B-3.12.4.2 et § C-3.2.2).

L'énergie dissipée par l'écrasement d'un volume \mathcal{V}_{cr} de glace de résistance à l'écrasement σ_{cr} supposée constante est (§ C-3.3) :

$$E_{cr} = \sigma_{cr} \cdot \mathcal{V}_{cr}$$

Le volume de glace écrasée est une calotte sphérique de hauteur δ (pénétration) dont le volume est :

$$V_{cr} = (1/3) \pi \delta^2 (3R - \delta)$$

La surface de contact finale (et maximale) est la base de cette calotte, dont l'aire est :

$$A_f = \pi \delta (2R - \delta)$$

Des valeurs raisonnables à prendre pour cette étude sont :

- $V = 1$ m/s, vitesse typique obtenue lors d'une traction à l'aide d'un bulldozer D8, et qui correspond à peu près à un roulage "à fond de première",
- $\sigma_{cr} = 3.5$ MPa, qui paraît être un bon ordre de grandeur pour des surfaces de contact se comptant en mètres carrés.

En supposant que la vitesse est normale au plan de contact et que la totalité de l'énergie cinétique est dissipée par l'écrasement, il suffit de calculer E_c puis d'égaliser ($C_a E_c$) et E_{cr} pour trouver V_{cr} et en déduire A_f :

- Falaise Cuvier

iceberg : $R = 8.3$ m
 $m_0 = 2\,155 \cdot 10^3$ kg

Energie cinétique : $C_a E_c = 0.5 C_a m_0 V^2 = 0.5 \times 1.4 \times 2\,155 \cdot 10^3 = 1\,509 \cdot 10^3$
 (à 1m/s)

Energie dissipée par l'écrasement de la glace : $E_{cr} = \sigma_{cr} \cdot V_{cr} = C_a E_c$

Soit le volume de glace écrasé : $V_{cr} = C_a E_c / \sigma_{cr} = 1\,509 \cdot 10^3 / 3.5 \cdot 10^6 = 0.431$ m³

Ce qui correspond pour une sphère de rayon $R=8.3$ m à la pénétration δ et l'aire de contact finale A_f suivantes:

$$\delta = 0.13 \text{ m}$$

$$A_f = 6.67 \text{ m}^2$$

- Falaise Buffon :

$$\begin{aligned} \text{iceberg :} \quad R &= 16.0 \text{ m} \\ m_0 &= 15\,441 \cdot 10^3 \text{ kg} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Energie cinétique :} \quad Ca \text{ Ec} &= 0,5 \cdot Ca \cdot m_0 \cdot V^2 = 1.4 \cdot 15\,441 \cdot 10^3 / 2 = 10\,809 \cdot 10^3 \\ (\text{à } 1 \text{ m/s}) \end{aligned}$$

$$\text{Energie dissipée par l'écrasement de la glace :} \quad E_{cr} = \sigma_{cr} \cdot \mathcal{V}_{cr} = Ca \text{ Ec}$$

$$\text{Soit le volume de glace écrasé :} \quad \mathcal{V}_{cr} = Ca \text{ Ec} / \sigma_{cr} = 10\,809 \cdot 10^3 / 3.5 \cdot 10^6 = 3.09 \text{ m}^3$$

Ce qui correspond pour une sphère de rayon $R=16.0$ m à la pénétration δ et l'aire de contact finale A_f suivantes:

$$\begin{aligned} \delta &= 0.25 \text{ m} \\ A_f &= 24.80 \text{ m}^2 \end{aligned}$$

Ces valeurs de presque 7 et 25 m² sont à comparer à la plus grande aire de contact obtenue en expérience contrôlée auparavant, à Pond Inlet, qui est d'environ 3 m².

3.2 Préparation du site.

Quelques aménagements ont du être réalisés sur le site choisi, c'est à dire la falaise de 13 m de fond située sur la face Nord-Ouest de l'île Cuvier, au lieu-dit "Les Cascades", par 140°00'40" Est et 66°39'25" Sud.

-Pieux d'amarrage.

Des pieux ont été implantés au sommet de la falaise (altitude 5 m) afin de pouvoir y amarrer les icebergs capturés et remorqués jusque là. Ces pieux sont constitués de gros tubes d'acier de diamètre 90 mm enfichés dans des trous forés dans le gneiss à l'aide d'une foreuse hydraulique Montabert "hydrofore".

-Poulie.

Cette poulie est destinée à permettre le renvoi du câble de traction dans l'éventualité de l'utilisation d'un navire pour tracter l'iceberg en direction de la falaise.

Nous avons installé une poulie ouvrante à 1 réa de diamètre 650 mm. Sa charge d'épreuve est de 80 t. Elle est fixée par l'intermédiaire d'une manille à une plaque ancrée réalisée dans une tôle d'acier d'épaisseur 50 mm. La plaque est ancrée au massif rocheux par l'intermédiaire de six tirants de type "Ancrall" de diamètre 18 mm. Les trous nécessaires à l'ancrage ont été percés à l'aide d'un marteau pneumatique T18 alimenté par un compresseur diesel.

-Plate-forme de rangement pour aussière.

L'aussière utilisée pour la traction des icebergs est en polypropylène, de diamètre 60 mm, résistance en traction 40 tonnes, longueur 200 m.

Les parties les plus pénibles de sa manipulation sont son passage à l'eau et sa récupération à terre, toujours manuels. Il est important de minimiser le trajet à terre à la fois pour limiter les efforts à fournir, accélérer les manoeuvres et diminuer l'usure de l'aussière. Il faut également prohiber la présence d'obstacles divers susceptibles de bloquer un déroulement rapide de l'aussière.

Nous avons donc construit une plate-forme de rangement au sommet de la falaise, surplombant directement l'eau. Cette plate-forme est constituée d'un plancher en bois de 8 m sur 4 m reposant sur un treillis de tubes d'aciers "Mills" de diamètre 48.3 mm. Ce treillis comporte 6 pieds enfichés dans des trous forés dans le rocher à l'aide du marteau pneumatique T18. La surface obtenue permet de lover l'aussière entière sur un seul niveau.

-Oeillet de guidage.

Dans l'éventualité de l'utilisation d'un véhicule terrestre pour tracter l'iceberg en direction de la falaise, la présence d'un oeillet de guidage permet de diriger avec précision l'iceberg vers la partie de falaise choisie et préparée.

Un tel oeillet a été réalisé à partir d'un pneumatique de camion Volvo de diamètre 1200 mm lié à la plaque ancrée installée pour la poulie. Ce lien est constitué de plusieurs boucles d'une élingue polypropylène.

-Abri pour instruments.

Un container frigorifique 20 pieds a été installé à une vingtaine de mètres de la falaise. Il abrite l'ordinateur de contrôle et traitement ainsi que le lien télémétrique UHF. Le boîtier de mesures de mouvements y est rentré entre deux expériences.

L'abri obtenu propose une surface de 6x2.3 m. Il est chauffé et alimenté en courant stabilisé 220 v - 50 Hz provenant de la centrale électrique de la base Vie de l'île du Lion. Il repose sur une plate-forme de 15x3 m composée d'un coeur d'enrochements "tout-venant" issus des travaux de déroctage de l'île Buffon et d'une couche supérieure de granulats 0-100 mm produits par le concasseur du chantier.

Le terrassement a été effectué à l'aide d'une pelle Poclair 160 et d'une chargeuse Caterpillar 988. La grande porte à deux battants du Container s'ouvrait sur la moitié de plate-forme libre sur laquelle on disposait le boîtier de mesure en vue de son hélitreuillage.

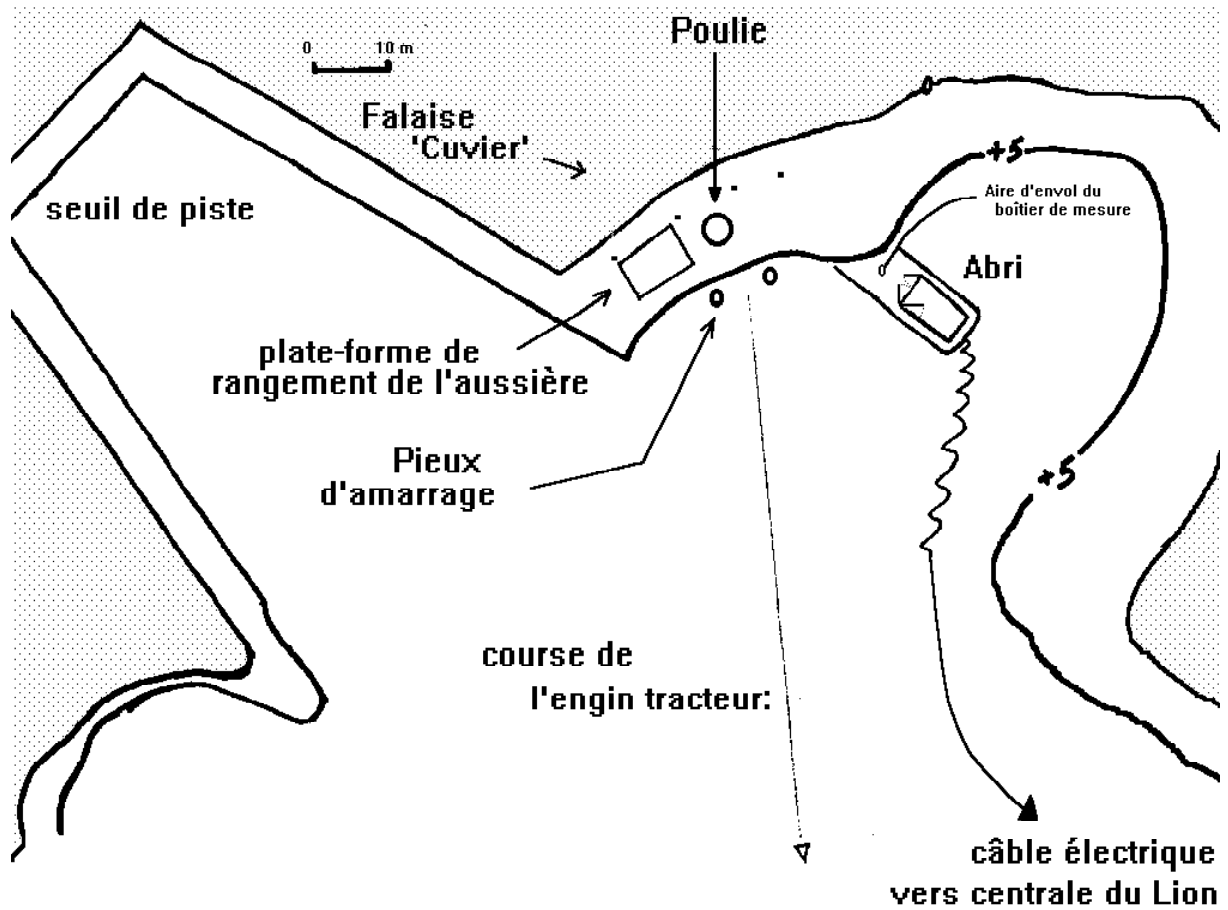


Figure D.8 : Falaise d'impact Cuvier, plan des installations.

3.3 Filets.

La solution retenue pour l'évaluation de l'aire de contact obtenue lors du choc est le déploiement sur la falaise d'un filet destiné à garder une trace physique de l'impact. Trois problèmes se posent alors :

- s'assurer que l'écrasement de la glace affecte bien de manière visible le filet,
- garantir un déploiement satisfaisant pour assurer la validité de la mesure,
- obtenir des processus de mise en place et de retrait rapides et aisés.

Cette méthode de mesure ne pourra s'avérer satisfaisante que dans le cas d'impacts simples et uniques. Deux types de filets ont été utilisés au cours de ces expérimentations :

3.3.1 Filet à larges mailles et plots en mousse.

Il s'agit d'un filet polypropylène à maille carrée 150x150 mm. Des plots en mousse expansée d'environ 0.25 litre étaient coulés un noeud sur deux, donc suivant une maille carrée 300x300 mm. La taille du filet est de 10x10 m.

Ces plots éclatent très facilement sous la pression de l'impact qui ne peut absolument pas passer inaperçu. L'estimation de la surface de contact peut se faire très rapidement par un simple comptage des plots détruits.

La polymérisation de la mousse expansée nécessite des températures ambiantes positives. Le coulage des plots doit donc s'effectuer dans une pièce chauffée, et de surcroît, de grandes dimensions.

Cette opération s'est effectuée dans la salle commune de la base Vie du Lion, gênant quelque peu le repos et les loisirs des personnels travaillant en poste sur le chantier.

La manipulation du filet s'avère délicate, les larges mailles se prenant facilement dans les plots voisins. Les quelques 1 156 plots coulés sur chaque filet représentent un volume de près de 290 litres, ce qui implique l'utilisation de plus de 250 kg de gueuzes pour lester le filet et assurer son déploiement. Une telle opération de lestage nécessite l'intervention de plongeurs sous-marins. Il en sera de même pour la récupération du filet.

Le dernier problème, non des moindres, est le risque de voir des manchots Adélie se prendre dans les mailles et se noyer. Ce type de filet a été utilisé lors des expérimentations de 1990, puis a cédé la place à un filet bien différent.

3.3.2 Filet à micro-mailles.

Toujours en polypropylène, ce filet fin et léger de type "pare-gravats" possède des mailles rectangulaires d'environ 2x3 mm. Nous avons utilisé des nappes de 10x10 m.

Le matériau est bien détruit sous la pression de l'impact, grevant le filet de trous bien nets. l'estimation de la surface de contact est un peu longue à obtenir mais semble assez précise.

Le filet est léger, résistant et ne peut s'emmêler. Sa flottabilité est faible et quatre gueuzes de cinq kilos suffisent à le lester. Des filins étant reliés aux gueuzes, le déploiement du filet s'effectue tout simplement en tirant les gueuzes à l'eau à partir d'une embarcation légère, puis en lâchant les filins une fois le filet tendu à l'horizontale. Une simple traction sur les filins depuis la berge suffit pour le retrait du filet.

3.4 Sélection de l'iceberg, capture et remorquage.

3.4.1 Sélection.

Elle répond à deux niveaux de critères bien distincts :

- 1-Localisation, facilité de capture et de remorquage jusqu'à la falaise.
- 2-Masse et forme désirées, stabilité.

L'idéal serait qu'un grand nombre d'icebergs répondent favorablement aux critères du second niveau afin que nous puissions effectuer notre choix final en vertu des critères du dernier niveau. Une telle situation est peu fréquente dans nos conditions. Seul "Emma" put être choisi parmi une dizaine d'icebergs "potentiels".

Localisation : outre le fait de ne pas être éloignés du site d'impact, il est souhaitable que les icebergs se trouvent dans un lieu calme à l'abri des forts courants, afin d'éviter des procédures de sélection hâtives.

Facilité de capture : une gorge courant le long de la ligne de flottaison doit permettre une bonne tenue de l'aussière ceinturant l'iceberg. Si le pourtour n'est pas suffisamment dégagé pour qu'une embarcation tracte l'aussière tout autour de l'iceberg, celui-ci doit présenter un relief permettant de faire glisser manuellement l'aussière par-dessus la partie émergée.

Facilité de remorquage : ceci dépend surtout de l'importance des courants rencontrés sur le parcours à effectuer, et de la présence éventuelle de pack.

Masse et forme : régularité et homogénéité sont souhaitées. Le tirant d'eau ne doit pas excéder le maximum admissible déterminé par les fonds des abords de la falaise. C'est visuellement, en plongée, que l'on peut le mieux appréhender ces paramètres.

Stabilité : il est possible d'affirmer que des icebergs sont instables, mais jamais qu'ils sont stables. Il faut se contenter d'éliminer les premiers, sans jamais pouvoir s'affranchir d'un retournement inopiné en cours de manipulation.

3.4.2 Capture.

1er CAS : iceberg en pleine eau à remorquer avec le navire "L'Astrolabe".

Le navire se place dos à l'iceberg, aussière lovée sur la plage arrière. On utilise soit une aussière de diamètre 116 mm, longueur 240 m, résistance à la traction 152t pour les gros icebergs, soit une aussière plus maniable de diamètre 60 mm, longueur 200 m, résistance 40 t.

Une extrémité de l'aussière est passée à une embarcation (barge ou zodiac) qui la tracte autour de l'iceberg avant de la ramener à la poupe du navire.

2ème CAS : iceberg en pleine eau à remorquer avec le "Seatruck".

Le *seatruck* est une barge à fond plat équipée de deux moteurs de 200 kW (270 cv). Cette puissance limitée associée à l'absence de tirant d'eau donne à cette embarcation une force de traction modérée. L'emploi d'une aussière lourde mais résistante est inutile. Un bout en polypropylène de diamètre 24 mm et résistance 7,5 t est suffisant. Un zodiac effectue l'encerclement et ramène le bout au *seatruck*.

3ème CAS : iceberg empêtré dans le pack ou parmi d'autres icebergs.

Le *seatruck* s'approche au plus près. Un zodiac se fraie un passage jusqu'à atteindre l'iceberg ou une masse de glace stable attenante sur laquelle on puisse prendre pied. Une ou deux personnes équipées de crampons débarquent sur l'iceberg, disposent le bout le long de sa ligne de flottaison et ramènent les deux extrémités au zodiac, puis au *seatruck*.

4ème CAS : iceberg au pied de la falaise d'impact.

Il s'agit de le ceinturer à l'aide de l'aussière qui sera utilisée pour la traction, celle de 60 mm. L'aussière est lovée sur la plate-forme de rangement, prête à être déroulée, une extrémité libre côté mer et l'autre fixée à l'un des pieux d'amarrage. Un zodiac tracte l'extrémité libre, contourne l'iceberg et revient à la falaise. La boucle de l'aussière est transférée à terre puis passée autour du second pieu.

3.4.3 Remorquage.

A l'exception des procédures de tests de traction que l'on verra plus loin, le remorquage est destiné à acheminer un iceberg "cobaye" de son lieu de capture à son lieu de "torture": la falaise. Les icebergs **Emma** et **Greta** ont ainsi été remorqués par le *seatruck* à l'aide du bout de 24 mm.

Emma, 1250 tonnes, fut capturé le 05 février 1992 en bordure du talus Nord-Est de la digue entre les îles Zeus et Castor, à 600 m à vol d'oiseau de la falaise. L'île du Lion étant à contourner, un remorquage sur 1200 m fut nécessaire, il dura 1h 30, soit une vitesse moyenne de 0,43 noeuds (0,8 Km/h).

Greta, 650 tonnes, fut capturé le 09 février 1992 dans le chenal du Lion entre "Le Lionceau" et "La falaise" à proximité de la baie des épaves, soit à 500 m à vol d'oiseau de la falaise Cuvier. Le musoir de la digue fut contourné à l'issue d'un remorquage de 850 m réalisé en 1h 15, soit à la vitesse moyenne de 0,37 noeuds (0,68 Km/h).

Ces deux opérations se sont déroulées par vent et houle modérés et en l'absence de pack serré. Les parcours effectués sont consignés sur la figure D.9.

Le remorquage une fois terminé, l'iceberg se retrouve au pied de la falaise dans le "4ème CAS" et l'on réalise la capture correspondante.

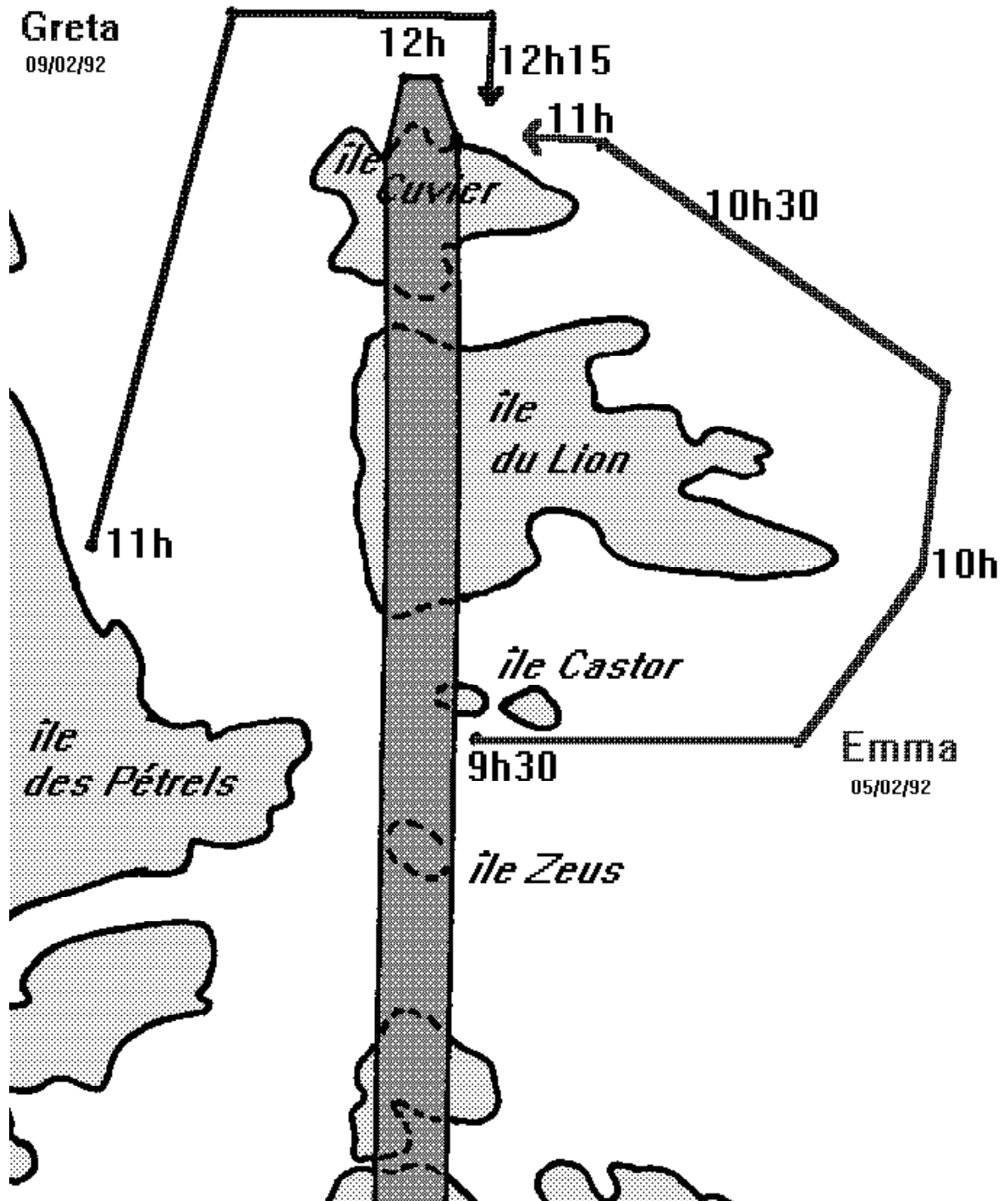


Figure D.9 : Opérations de remorquage des icebergs Emma et Greta.

3.5 Géométrie de l'iceberg.

La détermination de la géométrie de l'iceberg est destinée à l'estimation de sa masse, de sa forme, de ses éléments d'inertie et éventuellement de ses coefficients de masse ajoutée. L'estimation la plus importante est celle de la masse. Pour une densité donnée de la glace, la masse totale peut être aisément déduite de la seule donnée du volume émergé. Il est cependant préférable, ne serait-ce que pour accroître la précision de la mesure de masse, d'étudier également la partie immergée.

3.5.1 Partie émergée.

3.5.1.1 *Stéréophotographie aérienne.*

Cette méthode consiste à photographier verticalement l'iceberg depuis différents points situés à la même altitude, puis à reconstituer sa topographie à partir du traitement de couples de photos. C'est de cette manière que sont réalisées de nos jours toutes les cartes topographiques de l'Institut Géographique National (IGN).

L'appareil de prise de vue utilisé, de grand format, nous a été gracieusement prêté par l'IGN. Il a été installé à bord de l'hélicoptère Alouette 2 présent dans la station. La collecte des images peut s'effectuer très rapidement, en quelques minutes, et ne nécessite la présence que de deux personnes, un pilote et un opérateur.

Il s'avère cependant nécessaire d'avoir préalablement disposé sur l'iceberg quelques repères aux positions relatives connues afin de pouvoir recalibrer les images. Ceci suppose le débarquement de deux personnes outillées, d'un dispositif de soutien et de sécurité. Le cruel manque de contraste de la surface de l'iceberg rend l'exploitation des couples de photos extrêmement délicat et fortement tributaire des conditions d'éclairage. Les prises de vue de **Barbara** prises sous une lumière très diffuse se sont révélées inexploitable, et l'emploi de cette méthode n'a pas été retenu pour la campagne 1992.

3.5.1.2 *Méthode "De la sphère."*

Il s'agit de photographier sous divers angles l'iceberg préalablement surmonté d'une sphère graduée qui donne à la fois l'échelle et l'azimut. Il est ensuite possible de déterminer à partir de chaque vue une enveloppe supérieure coiffant l'iceberg. La superposition de toutes les enveloppes obtenues permet le calcul d'une enveloppe minimale modélisant la surface de la partie émergée.

La précision de la mesure dépend du nombre d'images traitées, de la variété des azimuts et de la complexité de la géométrie observée. Il est possible de corriger l'enveloppe obtenue à partir de l'examen visuel des images et de la connaissance acquise par les opérateurs montés sur l'iceberg. Nous n'avons malheureusement pas encore développé les programmes de traitement relatifs à cette méthode. Seule l'utilisation de ces programmes sur des géométries connues diverses pourrait nous donner une estimation fiable de la précision de cette méthode, que nous pensons pouvoir atteindre 15 %.

La pose et le retrait de la sphère nécessitent la présence sur l'iceberg d'au moins une personne. La sphère de diamètre 440 mm est issue de la jonction de deux demi-sphères en résine époxy moulées sur une bulle destinée à l'observation visuelle des aurores australes sur la base. Huit méridiens et cinq parallèles y sont tracés, délimitant quarante-huit secteurs (huit longitudes par six latitudes). Un maillage de points de couleur vive permet le repérage des secteurs. La tenue de la sphère est assurée par une tige métallique passant par ses deux pôles et enfichée dans le corps d'un piton à glace vissé au sommet de l'iceberg.

Les prises de vue sont effectuées depuis une embarcation légère à l'aide d'un appareil reflex 24x36. L'utilisation de l'hélicoptère peut permettre de multiplier les angles de vue.

3.5.1.3 *Mesures manuelles.*

Cette méthode simple et fiable consiste à envoyer deux personnes arpenter l'iceberg de long en large et y prendre moult mesures au décimètre. Ceci a le mérite non négligeable de fournir immédiatement une estimation

grossière du volume et d'assurer l'existence d'une mesure, les deux méthodes précédentes présentant un minimum de risques (problèmes au développement des clichés, par exemple).

Un jeu complet de mesures au décimètre permet à l'issue de quelques calculs un peu plus poussés un affinage de la première estimation grossière. Suivant la complexité des formes observées, on peut espérer atteindre une précision de l'ordre de 25%.

Les deux méthodes précédentes supposent toujours la présence à un moment ou l'autre d'une personne sur l'iceberg (pose de repères, manipulation de la sphère). Ces opérations sont donc mises à profit pour effectuer les mesures manuelles.

3.5.2 Partie immergée.

Il existe des dispositifs précis de reconnaissance des formes immergées en trois dimensions, mais ils sont lents et disponibles à des prix élevés. Nous avons dû nous contenter de simples profilages verticaux de la "face cachée de l'iceberg".

3.5.2.1 *Profilage par sonar latéral depuis la surface.*

L'appareil utilisé est un système Sonar latéral Wesmar modifié en vue d'un déploiement vertical. De conception ancienne, ce sonar a été prêté gracieusement à C-CORE par la firme canadienne MacLaren Plansearch Ltd. Le poisson lesté est relié à un câble porteur assurant l'alimentation et rapatriant le signal vers un traceur papier. Le câble est enroulé sur un treuil motorisé lourd et volumineux. Tout ce matériel est embarqué sur la barge *Seatruck* à partir de laquelle se font toutes les manipulations.

L'immersion du poisson se fait à vitesse constante. Des ailerons inclinés lui impriment un mouvement de rotation régulier et le faisceau verticalement étroit du sonar balaye alors l'espace autour de lui d'une façon périodique. On retrouve tracé sur le papier le temps de premier retour du signal en fonction du temps, soit moyennant conversion la distance entre le poisson du sonar et le premier obstacle rencontré en fonction de la profondeur. Il suffit que l'iceberg soit l'obstacle le plus proche pour qu'une enveloppe des minimums de distance fournisse le profil sous-marin de l'iceberg au droit du lieu d'immersion du sonar.

Les principales causes de distorsion du profil sont la dérive du poisson par rapport à l'iceberg, celle de la barge elle-même, ainsi que les mouvements verticaux différentiels engendrés par la houle. Il est également envisageable que, dans le cas d'un iceberg irrégulier, le premier retour provienne d'une partie ne se trouvant pas dans le plan vertical escompté, c'est à dire celui contenant le poisson et le point de la ligne de flottaison de l'iceberg le plus proche du sonar.

Une fois l'appareillage installé sur la barge, ce système a l'avantage de permettre l'obtention d'un profil en quelques minutes seulement et de ne pas recourir à l'emploi de plongeurs.

La lourdeur du treuil impose un recours à d'importants moyens de levage pour l'embarquement à bord de la barge. La sensibilité à la houle et au courant est importante, ce qui est gênant aux abords de l'île Cuvier exposée à la houle. Tourner autour de l'iceberg avec la barge en toute sécurité nécessite une zone dégagée étendue. La qualité des tracés obtenus, très brouillés, peut vite transformer le processus de lecture en processus d'interprétation sensible à l'expérience de l'opérateur.

L'utilisation de cette méthode en janvier 1990 n'a pas donné réelle satisfaction et n'a pas été reconduite en 1992. On peut cependant supposer qu'un matériel plus récent présentant un poids inférieur et un filtrage des signaux plus performant rendrait cette méthode satisfaisante.

3.5.2.2 *Profilage par sondeur à main en plongée.*

Il s'agit ici de tirer profit de la légèreté et la liberté de manoeuvre du plongeur autonome.

Un piton à glace vissant est implanté le long de la ligne de flottaison de l'iceberg, soit par un plongeur soit

par le passager d'une embarcation légère. Ce type de piton a été choisi à l'issue d'une série de tests qui ont permis de mettre en valeur la facilité de la manipulation et la pérennité de la fixation. Les essais ont été menés aussi-bien au sommet des icebergs sur des parties crevassées hétérogènes que par vingt-cinq mètres de fond dans de la glace compacte mais parfois cassante.

Un bout lesté gradué tous les mètres est fixé par l'intermédiaire d'un mousqueton à l'oeillet du piton. Un plongeur descend alors le long de la corde muni d'un petit sondeur à main. Tous les mètres, au niveau du repère, il réalise une visée horizontale en direction de l'iceberg et note sur son ardoise la distance mesurée. Une fois le profil terminé, il passe au suivant.

Cette méthode est simple, économique (un sondeur à main coûte moins de 1 000 F) et ne requiert la présence que de deux plongeurs et une embarcation légère de soutien. La précision est correcte et la visualisation de l'objet par les plongeurs empêche toute grosse erreur dans la modélisation de l'enveloppe à partir des profils verticaux.

Le problème de la houle subsiste et un large périmètre libre est nécessaire pour la sécurité des plongeurs. Une des causes principales d'accidents en plongée est la multiplication des cycles -pression/décompression-, soit les successions de descentes et remontées. Il serait imprudent, surtout en l'absence de caisson de décompression, d'effectuer un grand nombre de profils pour augmenter la précision de la méthode. Nous nous limitons à un nombre raisonnable de profils. Si l'on arrive à disposer simultanément deux bouts destinés à deux profils adjacents, la réalisation du premier peut s'effectuer à la descente et celle du second à la remontée. La réalisation dans la foulée de dix profils, nombre tout à fait acceptable, est alors envisageable. Cette méthode bien testée en 1991, n'a pu être utilisée en 1992 pour des problèmes de houle et de temps.

3.6 Mouvements de l'iceberg.

3.6.1 Principes.

Le mouvement d'un iceberg de centre G par rapport à la terre ferme est un mouvement quelconque comportant le nombre maximal de degrés de liberté (ou mouvements élémentaires indépendants), c'est à dire six :

-trois vitesses linéaires V_x, V_y, V_z le long des trois axes Ox, Oy, Oz
d'un repère orthonormé de centre O lié à la terre ferme ;

-trois vitesses angulaires W_x, W_y, W_z autour de ces trois axes.

La caractérisation complète du mouvement nécessite donc la détermination de l'ensemble des six paramètres $V_x, V_y, V_z, W_x, W_y, W_z$ en un point .

Le boîtier de mesure développé par C-CORE, de centre B, se pose sur l'iceberg. Il est donc à la fois fixe:

-par rapport au repère (B, x', y', z') lié au boîtier

-par rapport à (G, x', y', z') lié à l'iceberg.

Il mesure :

- les trois accélérations longitudinales A_x', A_y', A_z'
le long des axes Bx', By', Bz' ;

- l'inclinaison R_o (roulis)
de l'axe Bx' par rapport au plan horizontal Bxy ;

- l'inclinaison Π (Pitch ou tangage)
du plan $Bx'z'$ par rapport à la verticale Bz ;
- l'orientation C_p (compas)
du plan horizontal $Bx''y''$ (défini depuis $Bx'y'$ à l'aide de R_o et Π)
par rapport au plan horizontal de référence Oxy .

Ces six données indépendantes permettent le calcul des six paramètres recherchés du torseur cinématique exprimé en B, G ou tout autre point lié à l'iceberg. On trouvera en annexe une présentation de la procédure de calcul (Duthinh et al., 1990).

3.6.2 Boîtier de mesure.

Ce "motion sensor package" appartient à la première génération de boîtiers développés depuis 1985 à CORE, notamment par Ken Klein. Ils ont tout d'abord été destinés à deux programmes spécifiques :

- WIIM (Wave Induced Ice Motion) durant lequel ils mesuraient les mouvements d'icebergs sous l'effet des vagues ;
- DIGS (Dynamics of Icebergs Grounding and Scouring) durant lequel ils mesuraient les mouvements d'icebergs raclant le fond.

Le boîtier contient une cellule de capteurs, un ensemble de filtres analogiques passe-bas anti-aliasing, un échantillonneur et des blocs mémoire recueillant les données, un lien téléométrique UHF permettant le contrôle à distance ainsi que trois batteries 12v assurant une longue autonomie.

-Corps du boîtier.

Le corps du boîtier est réalisé en tôle d'aluminium de 120 mm d'épaisseur formant un cube de 0.6 m de coté. Il est composé de deux moitiés symétriques (un fond et un couvercle) fixées l'une à l'autre par l'intermédiaire de 24 boulons. L'étanchéité est assurée par un joint torique. Le boîtier complet pèse 120 kg. Il est insubmersible. Quatre pieds coniques vissés sur le fond assurent la bonne tenue du package sur la glace. Quatre anneaux fixés au couvercle servent de points de fixation pour les opérations d'hélicoptère.

-Cellule de capteurs.

La cellule de capteurs est composée de trois accéléromètres, d'un gyroscope vertical et d'un compas magnétique, montés rigidement sur une structure aluminium (figure D.10).

Chaque accéléromètre mesure l'accélération suivant l'un des trois axes du repère lié au boîtier. Ces accéléromètres sont du type "massproof" : une petite masselotte ne pouvant se mouvoir que dans l'axe de mesure est maintenue immobile par l'intermédiaire d'une force appliquée par un circuit interne. Le signal de sortie est un courant proportionnel à la force instantanée appliquée, donc proportionnel à l'accélération exercée sur la masse. Cette accélération mesurée contient à la fois la gravité g et l'accélération dynamique a .

Le gyroscope vertical mesure les rotations de son boîtier par rapport à l'horizontale vraie (plan perpendiculaire à la gravité). Le montage à la cardan permet au gyroscope interne de maintenir son axe à la verticale pendant que le boîtier externe change d'orientation. Deux potentiomètres fournissent la valeur des positions angulaires du cadre autour des deux axes de cardan : l'axe de roulis (roll) fixe par rapport au boîtier, aligné suivant y' , et l'axe de tangage (pitch) orthogonal au précédent, maintenu horizontal par le gyroscope.

Le compas magnétique est du type "flux gate" : un cadre recueille un courant induit proportionnel à l'intensité du champ magnétique qui le traverse. Le cadre est maintenu vertical par un montage à la cardan. La donnée obtenue est l'orientation du boîtier par rapport au nord magnétique. La proximité immédiate du pôle magnétique (quelques 200 km?) fausse les mesures effectuées dans l'archipel et les a rendues inexploitable jusqu'à présent. L'inclinaison du champ magnétique est d'environ 89° dans l'archipel de Pointe Géologie.

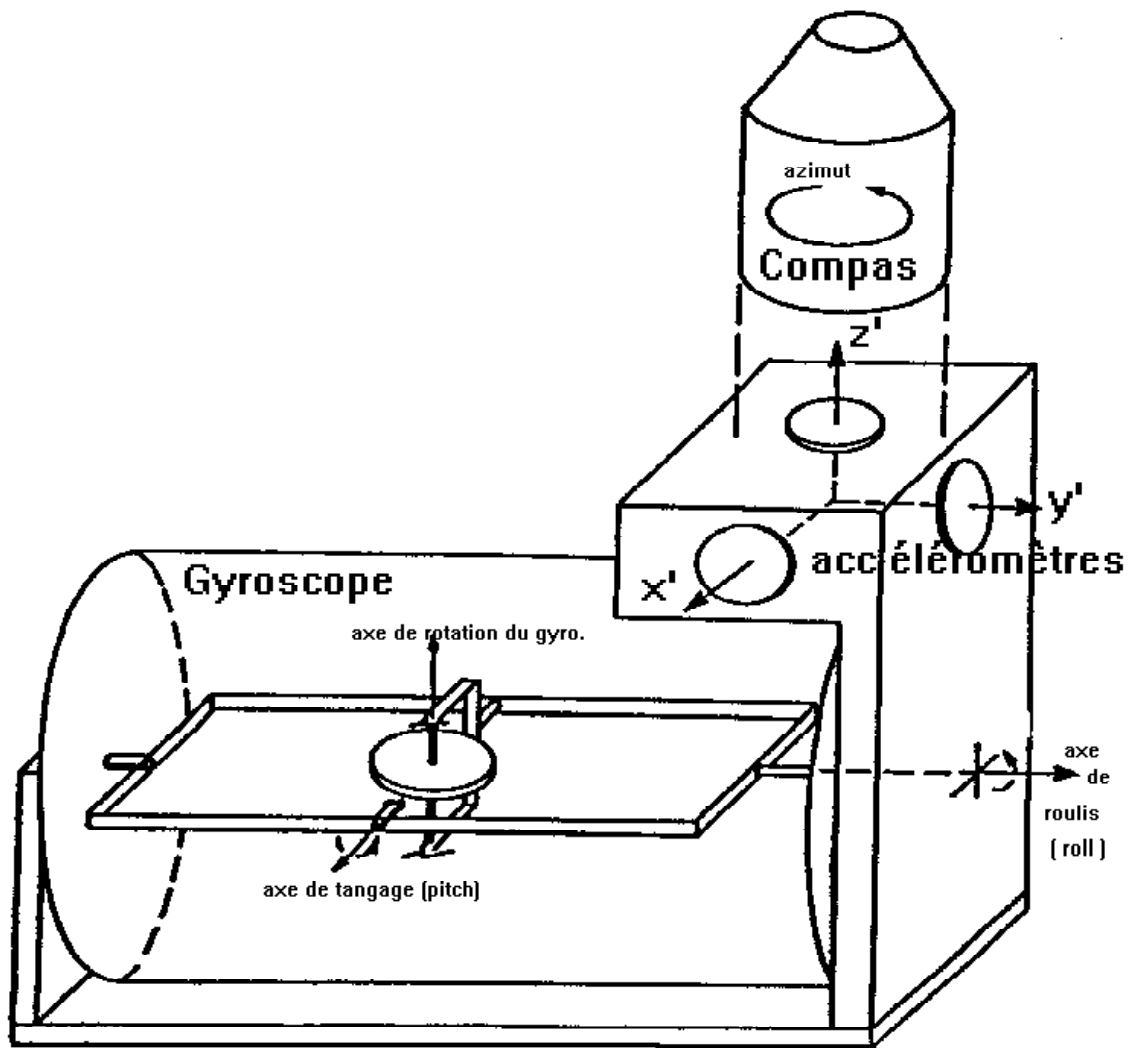


Figure D.10 : Cellule de capteurs.

-Filtrage.

Les spectres des mouvements étudiés sont peu étendus. Le signal significatif se limite à des fréquences inférieures à 10 Hz. Des filtres passe-bas éliminent les hautes fréquences parasites afin d'éviter un phénomène d'aliasing (repliement du spectre). Les filtres utilisés ont une fréquence de coupure de 20 Hz. L'atténuation dépasse 40 dB (99%) à 60 Hz, ce qui permet d'échantillonner en toute sécurité les signaux à 120 Hz.

-Acquisition.

L'acquisition est assurée par un échantillonneur CR 10 contrôlé par microprocesseur. Les échantillons sont dirigés vers des modules mémoire SM 716 pouvant stocker chacun 358 000 échantillons, soit 8 minutes 17 secondes d'un signal sextuple échantillonné à 120 Hz. Ce matériel est fabriqué par la firme américaine Campbell Scientific. Le CR 10 est programmable soit à partir d'un petit clavier optionnel soit à partir d'un ordinateur muni de l'interface adéquate (PC 201 pour un compatible IBM PC). La liaison entre l'interface et le CR 10 peut se faire par lien téléométrique via deux modems et deux émetteurs/récepteurs UHF. Ceci permet de contrôler le fonctionnement et, si nécessaire, de modifier la programmation à distance.

-Recueil et stockage des données.

Une fois l'acquisition terminée et le boîtier rapatrié à terre, il est nécessaire de transférer les données des modules mémoire vers le disque dur de l'ordinateur. Il faut pour cela ouvrir le boîtier de mesure, déconnecter les modules mémoire de la chaîne d'acquisition puis les relier l'un après l'autre à l'interface PC 201 afin d'effectuer le transfert. Les fichiers de données bruts obtenus sont alors copiés pour sauvegarde sur différents supports : cartouches magnétiques et disquettes. Un fichier issu d'un module mémoire plein occupe 716 octets, soit la moitié d'une disquette 3"5 haute densité.

-Manipulation du boîtier.

La méthode habituelle consiste à hélitreuiller le boîtier. Une fois mis sous tension et verrouillé, le boîtier est sorti à la main de l'abri contenant le matériel d'acquisition et posé à l'extrémité de la plate-forme attenante. La configuration du CR 10 et le bon fonctionnement de la téléométrie sont vérifiés en communiquant avec le boîtier depuis l'ordinateur situé dans l'abri. Le moment venu, l'Alouette 2 vient treuiller le boîtier suspendu à une élingue, le dépose sur l'iceberg puis lâche l'élingue. Une fois l'impact réalisé, l'Alouette vient faire un point fixe juste au dessus du boîtier, un membre de l'équipage muni d'une gaffe remonte l'extrémité de l'élingue et la fixe à l'hélicoptère qui peut alors ramener le boîtier à son point de départ. Divers aléas peuvent venir modifier cette procédure. Pour l'impact réalisé en janvier 1990 avec l'iceberg **Barbara**, l'absence de l'alouette nous contraignit à mettre le boîtier à l'eau, le remorquer avec une embarcation légère puis le hisser à la main sur l'iceberg. L'opération inverse fut rendue très délicate par un vent et une houle forçant sans cesse. Dans le cas des renversements d'icebergs en cours d'expérimentation, la récupération par l'Alouette du boîtier tombé à l'eau est difficile, le souffle des pales chassant sans cesse le boîtier. La procédure générale de manipulation du boîtier au cours des opérations est schématisée sur la figure *D.11*.

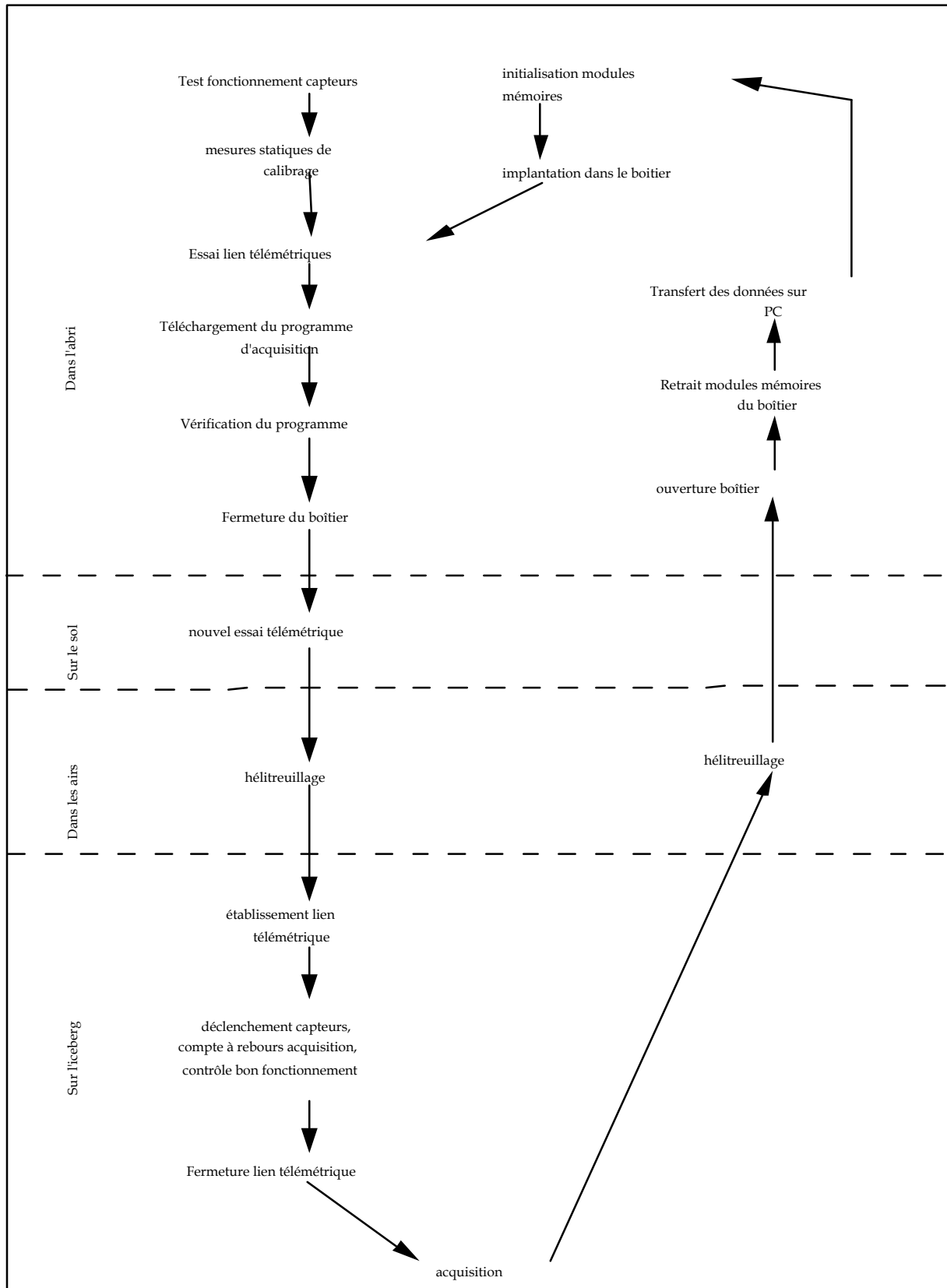


Figure D.11 : Procédure d'acquisition

3.6.3 Dépouillement des données.

Tout le traitement s'effectue sur micro-ordinateur compatible PC à l'aide du langage MATLAB (Mathworks inc.). Ce langage de conception modulaire fait appel à des sous-routines écrites en C. Les programmes de base ont été mis au point par C-CORE parallèlement au développement du boîtier de mesure (Klein, 1990).

- *Grandeurs physiques.*

Les données brutes enregistrées sont les échantillons à $f_e=120\text{Hz}$ des tensions mesurées en sortie de tous les capteurs, multiplexés pour former une unique série continue.

-La première étape consiste à extraire dans un intervalle de temps de taille raisonnable le signal correspondant aux événements intéressants (l'impact par exemple) et à le démultiplexer afin de créer pour chacun des capteurs une série temporelle de N_p tensions d'une durée de N_p/f_e secondes (programme *Burst*, fichiers de sortie Ax, Ay, Az pour les trois accéléromètres, Ro, Pi pour le gyroscope et Cp pour le compas, tous de N_p points).

-La seconde étape consiste à transformer les unités de ces séries de mesures (tensions exprimées en volts) en unités correspondant aux grandeurs physiques observées:

- m/s^2 pour les trois accélérations linéaires,

-degrés pour les trois angles de roulis, de tangage et de lacet

(programme *physical*, fichiers de sortie Ax, Ay, Az, Ro, Pi, Cp). Cette étape fait appel à un fichier de calibration qui contient les paramètres déterminés pour chaque boîtier de mesure à l'issue de sa procédure de calibration.

- *Accélérations dans un repère de directions fixes.*

Soit (B, \mathbf{x} , \mathbf{y} , \mathbf{z}) un repère de directions fixes dans le temps :

-origine B, centre de la cellule de capteurs du boîtier de mesure;

-base (\mathbf{x} , \mathbf{y} , \mathbf{z}) liée à la Terre, avec \mathbf{x} et \mathbf{y} horizontaux, \mathbf{z} vertical ascendant.

L'orientation de la cellule de capteurs par rapport à ce repère est décrite à l'aide des angles "nautiques" d'Euler-Krilov. Le lecteur trouvera plus de détails sur ces angles et les transformations à effectuer dans la publication de Duthinh et al. (1990) qui figure en annexe. Le programme *Fixed* calcule les accélérations dynamiques (gravité soustraite) le long des trois axes du repère de directions fixes ainsi que les trois angles d'Euler-Krilov η_1 , η_2 , η_3 associés à la position instantanée de la cellule (fichiers de sortie Ax, Ay, Az, n1, n2, n3, toujours de N_p points chacun). Lorsque le compas ne peut être utilisé le programme *Fixed* est à remplacer par le programme *Antfix0* qui fixe l'angle Cp du compas à 0 (soit $\eta_3 = 0$).

- Dérivées premières et secondes des angles d'Euler-Krilov.

Chaque dérivation est précédée d'un filtrage passe-bas 0/2 Hz du signal. Le filtre digital de N_f points est créé et paramétré à l'aide du programme *Lpfilcal*. La dérivation s'effectue de façon "linéaire" en divisant l'écart entre deux valeurs successives (fonction Matlab *diff*) par le pas de temps (taux d'accroissement). Le filtrage suivi de la dérivation amputent la série d'échantillons de N_f points (fichiers de sortie *dn1dt*, *dn2dt*, *dn3dt* de $(N_p - N_f)$ points pour les dérivées premières et *dn1dt2*, *dn2dt2*, *dn3dt2* de $(N_p - 2N_f)$ points pour les dérivées secondes.

- Vitesses et accélérations angulaires.

Les vitesses et accélérations angulaires de la base (x', y', z') liée au boîtier par rapport à la base (x, y, z) liée à la Terre sont aussi celles de l'iceberg par rapport à la Terre. Elles sont calculées dans le programme *Trans* à partir des trois angles d'Euler-Krilov et de leurs dérivées premières et secondes (fichiers de sortie *Wx*, *Wy*, *Wz* pour les vitesses et *Wxd*, *Wyd*, *Wzd* pour les accélérations angulaires, tous normalisés à $(N_p - 2N_f)$ points).

- Calcul des accélérations linéaires en un autre point.

Le programme *Trans* calcule la valeur des trois accélérations linéaires en un point quelconque P lié à l'iceberg. Ce point P est repéré par ses coordonnées dans le repère (B, x', y', z') lié au boîtier. Les accélérations sont en revanche exprimées dans la base (x, y, z) liée à la Terre (fichiers *Atransx*, *Atransy* et *Atransz* de $(N_p - 2N_f)$ points).

Le calcul des accélérations linéaires au centre G de l'iceberg permet de minimiser les composantes issues des phénomènes de rotation et d'estimer le mouvement global de l'iceberg (accélération, vitesse, déplacement).

3.7 Tests de traction.

Comme nous l'avons vu précédemment (D-2, Principes de l'expérimentation), il peut être intéressant de réaliser ces tests pendant lesquels est mesurée la force exercée sur la chaîne de traction.

Une telle opération n'est effectuée que dans le cadre d'un remorquage par le navire *L'Astrolabe*. Un anneau dynamométrique est alors inséré dans la cale ou sur la plage arrière entre l'aussière ceinturant l'iceberg et l'extrémité libre du câble d'acier de diamètre 60 mm enroulé sur le treuil du navire.

L'anneau dynamométrique de forme ovale est en acier allié de diamètre 51 mm, mesure 280x330 mm et pèse 19 kg. Sa charge de travail est de 37 tonnes, sa charge ultime est 6 fois supérieure. Huit jauges de contrainte sont montées sur l'anneau. Les paires opposées sont reliées par un pont de Wheatstone, donnant quatre circuits de mesure indépendants dont la redondance assure la fiabilité de la mesure finale.

L'anneau est relié par un câble de mesure à un micro-ordinateur qui enregistre le signal et permet la synchronisation avec les données de mouvement issues du package.

Une seule opération de ce type pût être réalisée, le 17 janvier 1990, avec l'iceberg **Aurora** qui bascula au cours du test. La procédure suivit le scénario type établi le 16 dont on trouvera le texte intégral en annexe. Nous reproduisons ci-dessous le paragraphe relatif aux tests de traction :

Au moins deux tests sont à réaliser, dans deux directions (par rapport à l'iceberg), si possible à peu près orthogonales. L'observation de ces directions par rapport à la géométrie de l'iceberg se fera de deux façons :

- prises de vue depuis l'hélicoptère.*
- photos dans l'axe de traction depuis "L'Astrolabe".*

Pour chacun de ces tests, on réalisera successivement :

- accélération.*
- stabilisation de la vitesse.*
- arrêt de la traction, attente de la stabilisation de l'iceberg.*

si l'iceberg a paru très stable à l'accélération, on pourra éventuellement faire quelques essais à plus forte puissance.

L'expérience montra que nous aurions mieux fait de nous abstenir d'écrire cette dernière phrase malheureuse. L'iceberg **Aurora** s'est renversé au cours des tests de traction alors que nous venions de faire augmenter la puissance de traction.

3.8 Impact.

Deux procédés distincts sont prévus.

3.8.1 Traction par bateau.

Ce premier procédé utilise le navire *L'Astrolabe* (4400 kW soit 6000 cv, traction au point fixe de 58 tonnes) comme moteur du mouvement d'accélération à donner à l'iceberg. Ceci suppose l'emploi d'une poulie de renvoi en bordure de falaise pour transformer le mouvement du navire en un mouvement de l'iceberg dirigé vers la falaise.

p Avantages : grande puissance de traction et possibilité d'utiliser une falaise dépourvue de grande plage d'évolution côté terre.

p Inconvénients : manipulations délicates et pouvant être dangereuses pour les opérateurs. Insertion d'un long câble d'acier dans la chaîne de traction, à passer dans la poulie. Raccourcissement de l'aussière ou réalisation de plusieurs boucles pour éviter que l'aussière n'atteigne la poulie en fin de traction. Pose et dépose de grosses bouées (360 litres) le long du câble d'acier pour l'empêcher de couler et se coincer au fond sur des obstacles.

Face à ces inconvénients, nous n'avons encore jamais utilisé ce procédé. Nous reproduisons ci-dessous la partie du scénario opérationnel (cf. annexes) relative à cette méthode :

Déroulage-mise à l'eau du câble de 400m.

"L'Astrolabe"

Remorquage de l'iceberg en direction de l'île Cuvier.

"L'Astrolabe"

Passage du câble dans la poulie.

-avancée de "L'Astrolabe" en direction de la poulie à très faible vitesse.

-virement à tribord.

-positionnement de "L'Astrolabe" parallèlement à la digue.

-fixation d'une haussière de reprise à la jonction entre les câbles de 400m et 200m.

-transport de l'extrémité libre de l'aussière vers la digue par canot pneumatique.

-fixation de cette extrémité à un bulldozer D8.

-Déroulage partiel du câble de 200m pour donner du mou. (100m maximum car il faut garder une réserve de sécurité sur le treuil).

-traction de l'aussière par le D8 pour amener la jonction des câbles à proximité de la poulie.

-passage du câble d'acier de 400m dans la poulie.

-Désaccouplage de l'aussière de reprise.

"L'Astrolabe", canots, D8, pelle Poclain 90

Accélération de l'iceberg.

Arrêt de la traction.

Un peu avant que l'iceberg ne heurte la falaise, la décision d'arrêt étant issue
 -soit du commandant de "L'Astrolabe".
 -soit de l'observateur placé sur l'île Cuvier.

"L'Astrolabe"

Sortie du câble de la poulie.

pelle Poclair 90

Remorquage de l'iceberg pour l'écarter de la falaise.

"L'Astrolabe"

Enroulement des deux câbles d'acier sur le treuil.

"L'Astrolabe"

3.8.2 Traction par bulldozer.

Ce second procédé utilise la puissance d'un bulldozer Caterpillar D8 lourd de 30 tonnes animé par un moteur six cylindres en ligne diesel de 14,6 l développant 220 kW (300 cv). Sa force de traction sur le premier rapport, maximale (100t) à vitesse nulle, est encore de 40t à 0,8m/s (3Km/h).

p Avantages : manipulations simples et sûres. Passage direct des boucles de l'aussière dans la dent de ripper du D8, à la main. Mobilisation d'un seul conducteur d'engin en lieu et place des membres d'équipage de "L'Astrolabe". Grande manoeuvrabilité.

p Inconvénients : nécessité de disposer au sommet de la falaise d'une large aire d'évolution. Présence obligatoire sur l'île du bulldozer qu'il n'est pas envisageable de transporter d'île en île.

Ce procédé apparaît idéal dès lors que l'on dispose de cette aire d'évolution et de l'engin. Il fut utilisé pour toutes nos expérimentations menées sur la falaise Cuvier. L'opération se déroule comme suit :

- le D8 recule jusqu'au bord de la falaise.
- les deux brins de l'aussière ayant déjà été passés dans l'oeillet de guidage, les deux boucles d'extrémité sont transférées à la main des pieux d'amarrage à la dent de ripper du bulldozer.
- mise en route de l'engin qui imprime à l'iceberg un mouvement de translation dirigé vers la falaise.
- arrêt de la traction lorsque l'iceberg n'est plus qu'à quelques mètres du rocher, et recul immédiat pour donner du mou.
- ramené manuel des boucles de l'aussière aux pieux après l'impact afin d'y réamarrer l'iceberg.

3.9 Observations complémentaires.

A l'issue de l'impact, il est souhaitable d'effectuer rapidement une plongée destinée aux observations complémentaires suivantes :

- étude et relevé de l'état du filet, quantitativement et qualitativement.
- Ce point revêt une importance non négligeable, surtout que le filet peut toujours se déchirer lors de son hâlage à terre.
- inspection de l'iceberg. Mais la partie endommagée par l'impact semble impossible à repérer avec précision.

D-4 RESULTATS.

4.1 Historique.

Les icebergs utilisés pour nos expériences ont été baptisés à l'aide de prénoms féminins se terminant par le son "A". Leurs initiales sont prises dans l'ordre alphabétique pour permettre un classement chronologique aisé. Nous avons ainsi eu le plaisir de partager quelques instants avec :

-Aurora.

Forte d'environ 8 000 tonnes de glace, **Aurora** eût la primeur de nos attentions. Le 17 janvier 1990, notre iceberg est depuis quelques jours aux abords de la falaise d'impact. A 9h00 il est ceinturé puis tracté par *L'Astrolabe*. Après pose de repères, survol pour stéréo-photographie aérienne, tentative hésitante de profilage sonar et pose du boîtier de mesure, *L'Astrolabe* entame des tests de traction. La stabilité semble bonne. La puissance est augmentée. Aurora, après une large oscillation, roule avant de se stabiliser dans une nouvelle position. La forme émergée ne permet plus de ceinturage satisfaisant. **Aurora** est abandonnée à 20h30 à environ 1 mille à l'est de l'île Cuvier.

-Barbara.

Le 20 janvier 1990 vers 21h30, un iceberg de quelques 5 000 tonnes s'approche de notre site d'impact par l'est. Nous entreprenons de le ceinturer et l'amarrer. L'opération se déroule à l'aide de deux embarcations légères. L'extrémité libre de l'aussière repassée à terre est tractée jusqu'au pieu d'amarrage à l'aide d'une chargeuse Caterpillar 920. Un mois après le solstice d'été, la clarté est encore suffisante. L'opération se termine vers 1h00 alors que la houle forçait sans cesse. le *seatruck* est en réparation le 21. La journée se résume alors à une plongée qui nous confirme que le tirant d'eau de l'iceberg lui permet d'accéder à la falaise.

Dans la nuit, l'iceberg se fragmente en plusieurs morceaux inégaux. Les opérations débutent le 22 à 13h00. Le plus gros fragment, de 1 700 tonnes, est baptisé **Barbara**. Les autres sont écartés. En l'absence de l'hélicoptère, le boîtier de mesure est mis à l'eau, remorqué puis hissé à la main sur **Barbara**. La partie émergée est mesurée au décimètre. Le filet (à plots en mousse) est immergé vers 19h00. A 22h20, le bulldozer tracte **Barbara** qui impacte la falaise à près de 2 noeuds.

-Cécilia.

Les premiers essais opérationnels d'utilisation de la "méthode de la sphère" (voir 3.5.1.2) sont menés le 11 février 1991 sur un frêle iceberg d'environ 500 tonnes prénommé **Cécilia**, échoué à quelques décimètres de la base du Lion (au lieu-dit "Le pouce") : tests d'implantation de la sphère et de la procédure de prise de vue.

-Déborah.

Déborah, 3 000 tonnes, est bloquée le 13 février par du pack entre l'île Zeus et l'île des pétrels. La partie émergée est l'objet de nouveaux essais de la "méthode de la sphère". La partie immergée est soumise à des essais de pose de broches. L'utilisation de broches vissantes se révèle tout à fait concluante à diverses profondeurs.

-Emma.

Un grand nombre de petits icebergs sont concentrés début février 1992 en bordure du talus Sud-Est de la digue entre les îles Zeus et Castor. Nous y effectuons le 4 une plongée de reconnaissance qui aboutit au choix d'**Emma**, 1250 tonnes. Cette dernière est ceinturée et extraite du site le 5 au matin. Elle est remorquée par le *Seatruck* jusqu'à la falaise d'impact à la vitesse moyenne de 0.43 noeuds (voir 3.4.3 et figure D.9) puis amarré. L'après-midi, des repères sont implantés sur la partie émergée que nous mesurons au décimètre. Le filet (de type "à micro-maillles") est déployé le 6 au matin, le boîtier de mesure est mis sous tension puis hélitreuillé sur **Emma** à 11h00. L'aussière est reliée à une chargeuse sur pneus Catrepillar 988B prête à tracter. Le *Seatruck* subit une soudaine avarie de barre alors qu'il s'apprête à écarter **Emma** de la falaise pour tendre l'aussière et permettre une course d'élan la plus longue possible. Le *Seatruck* réparé est de retour vers 15h30. le boîtier de mesure est déclenché et la traction commence. Le système de guidage lâche et l'impact se produit en dehors du filet contre les blocs de la carapace de protection de la digue et dans une direction différente de l'axe de traction. **Emma** est alors animée de mouvements de rotation non négligeables, notamment autour de l'axe vertical. Le non fonctionnement du compas aussi près du pôle magnétique ne permet pas de traiter correctement un tel mouvement. L'impact se révèle inexploitable. **Emma** reste amarré à la falaise.

-Fiona.

Dans la nuit du 6 au 7 février, plusieurs fragments se détachent d'**Emma** qui se réduit à quelques 1 000 tonnes et se voit rebaptisée **Fiona**. Le boîtier de mesure est rechargé et initialisé le 7 au matin. A 15h00, le *Seatruck* est en vue du site et l'hélicoptère est prêt à décoller. Mais une bande de pack dérivant arrive avec la marée et envahit les abords de la falaise, empêchant toute évolution. Vers 16h30, la bande de pack est passée mais quelques growlers sont restés piégés entre la falaise, la digue et **Fiona** (2 growlers de 200 à 300 tonnes plus une dizaine de 10 à 50 tonnes). La renverse de marée est proche et risque de ramener le pack. Le pilote du *Seatruck* parvient à force de virtuosité à écarter les plus gros morceaux de glace par poussée. **Fiona** est alors écartée de la falaise, le filet est déployé à 17h30 et le compte à rebours du boîtier de mesure est lancé. Ce dernier est hélitreuillé à 18h00. La chargeuse 988B entame sa traction à 18h10. **Fiona** se renverse presque aussitôt par l'avant. Le boîtier tombé à l'eau est récupéré par l'hélicoptère à 18h20 à l'issue d'une manœuvre délicate. L'aussière est récupérée à terre tandis que **Fiona** doit être abandonnée.

-Greta.

Depuis le 7 février, de grandes nappes de pack occupent toute la face Nord-Est de la piste, des îles Buffon jusqu'à l'île Cuvier, empêchant toute manœuvre de ce côté. Le 9 au matin, nous jetons notre dévolu sur **Greta**, massive pièce de glace de 650 tonnes flottant tranquillement dans le chenal du Lion, en bordure de l'île des Pétrils. **Greta** est remorquée jusqu'à la falaise d'impact par le *Seatruck* à la vitesse moyenne de quelques 0.37 noeuds (voir 3.4.3 et figure D.9). L'amarrage au pied de la falaise est terminé à 12h45. Le boîtier de mesure est vérifié et mis sous tension. L'aussière est fixée au bulldozer D8. Le *Seatruck* écarte **Greta** de la falaise à 14h45. Le filet est déployé, puis le boîtier hélitreuillé à 15h10. Le D8 entame sa traction. **Greta** impacte la falaise à 15h20. L'hélicoptère rapatrie le boîtier à terre à 15h40. La partie émergée de l'iceberg est observée et mesurée de 16h00 à 17h00, après quoi **Greta** est abandonnée dans une mer devenant houleuse.

4.2 Volume, surface à la flottaison, masse et centre de gravité.

Deux impacts ont été réalisés avec succès sur la falaise "Cuvier", avec les icebergs **Barbara** et **Greta**. Leurs parties immergées n'ont pu être étudiées avec précision, pour **Barbara** en raison de problèmes posés par le sonar, pour **Greta** en raison d'une forte houle et d'un horaire serré qui ne permit pas aux plongeurs de se mettre à l'eau. Le volume total et la masse ont été déduits du volume immergé à partir d'une densité de la glace de 0.9 (voir 2.3).

La partie émergée a été modélisée par une matrice carrée (lignes x colonnes) de piliers verticaux de section carrée 1x1m. A chacun de ces piliers sont affectés deux nombres :

- (a) Une altitude destinée à calculer le volume. Pour les piliers tronqués du pourtour de l'iceberg, l'altitude est corrigée afin que le produit (altitude x section) en fournisse le volume effectif.
- (b) Une surface destinée à calculer la "surface à la flottaison" ou intersection de l'iceberg avec le plan tangent à la surface de la mer. De petits éléments de surface peuvent être reportés sur la base de pilier voisine, ce qui explique l'apparition de valeurs supérieures à 1.

Les deux calculs du volume ϑ_e et de la surface à la flottaison A_f sont alors tout à fait indépendants.

Le volume total ϑ_t est tiré du volume émergé ϑ_e et des masses volumiques ρ_b et ρ_w de la glace et de l'eau de mer (voir B.3.6.1). Nous avons utilisé les valeurs 900 et 1028 kg/m³.

La masse totale m_o est simplement obtenue en multipliant le volume total trouvé par la masse volumique de la glace.

Nous calculons ensuite les moments d'inertie autour de chaque ligne et de chaque colonne de piliers. La position des deux minima nous permet d'estimer la position dans le plan horizontal du centre de gravité G_e de la partie émergée. L'altitude Z_{ge} du point G_e est prise égale à la demi-hauteur moyenne émergée $\vartheta_e/A_f/2$.

Soit G_i le centre de gravité de la partie immergée de volume ϑ_i . En l'absence de détermination précise de la forme sous-marine, nous la considérerons symétrique par rapport à la forme aérienne. G_i sera donc à la verticale de G_e , son altitude Z_{gi} satisfaisant l'équation :

$$Z_{gi}/Z_{ge} = -\vartheta_i/\vartheta_e = -\rho_b/(\rho_w-\rho_b) = -k, \text{ soit: } Z_{gi} = -k Z_{ge}$$

L'iceberg est exclusivement composé des deux parties citées de centres respectifs G_e et G_i . Le centre de gravité G_b de l'iceberg en est le barycentre, soit :

$$\rho_b \vartheta_e (Z_{ge} - Z_{gb}) + \rho_b \vartheta_i (Z_{gi} - Z_{gb}) = 0$$

équation qui conduit à l'expression : $Z_{gb} = Z_{ge} (1 - k^2) / (1 + k)$

d'où avec $\rho_b=900$ et $\rho_w=1028$ kg/m³ ($k=7$) : $Z_{gb} = -6 Z_{ge}$

Les résultats obtenus pour Barbara et Greta sont consignés dans les tableaux *D.1* à *D.3* ainsi que sur les figures *D.12* et *D.13*.

Iceberg Barbara

partie émergée.

découpage en piliers verticaux
de section carrée 1x1m

boîtier

position:.....
direction acc. X:.

| |
|------|
| E 25 |
| 305 |

| | |
|-----------------------------|--------------|
| Volume émergé obtenu (m3) | 237,2 |
| <i>si densité glace=</i> | 0,900 |
| <i>si densité eau=</i> | 1,028 |
| Volume total estimé(m3) | 1905,0 |
| masse ordinaire mo (tonnes) | 1715 |
| surface à la flottaison: | 150,15 |
| hauteur moyenne:..... | 1,58 |
| demi hauteur moyenne: | 0,79 |

altitude (m):

| | | | | | | | | | | | | |
|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|
| | | | | | 1,00 | 1,60 | 2,20 | 2,70 | 3,20 | 1,75 | | 1 |
| | | | | | 1,00 | 1,60 | 2,20 | 2,70 | 3,20 | 1,75 | | 2 |
| | | | | | 1,00 | 1,60 | 2,20 | 2,60 | 3,00 | 1,70 | | 3 |
| | | | | | 1,00 | 1,60 | 2,20 | 2,60 | 3,00 | 1,70 | | 4 |
| | | | | | 1,00 | 1,60 | 2,20 | 2,60 | 3,00 | 1,65 | | 5 |
| | | | | | 1,00 | 1,60 | 2,20 | 2,50 | 3,00 | 1,65 | | 6 |
| | | | | | 1,00 | 1,60 | 2,20 | 2,50 | 2,90 | 1,60 | | 7 |
| | | | | | 1,00 | 1,60 | 2,20 | 2,50 | 2,90 | 1,60 | | 8 |
| | | | | | 1,00 | 1,50 | 2,10 | 2,40 | 2,90 | 1,55 | | 9 |
| | | | | | 1,00 | 1,50 | 2,00 | 2,20 | 2,70 | 1,55 | | 10 |
| | | 0,40 | 0,50 | 0,50 | 1,00 | 1,00 | 1,50 | 2,00 | 2,40 | 1,50 | | 11 |
| | 0,30 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,50 | 2,00 | 1,40 | | 12 |
| | 0,80 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | | 13 |
| | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,30 | 1,50 | 1,20 | | 14 |
| | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,30 | 1,60 | 1,80 | 1,30 | | 15 |
| | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,40 | 1,80 | 2,20 | 2,50 | 1,40 | | 16 |
| | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,50 | 2,20 | 0,90 | | | | 17 |
| | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,30 | 1,50 | 1,80 | 2,20 | 0,80 | | | | 18 |
| | 0,70 | 1,00 | 1,00 | 1,40 | 1,80 | 2,20 | 2,00 | | | | | 19 |
| | 0,60 | 1,00 | 1,20 | 1,70 | 2,10 | 2,00 | | | | | | 20 |
| | | 0,70 | 1,50 | 2,00 | 1,80 | 0,80 | | | | | | 21 |
| | | | 0,50 | 1,40 | 1,40 | | | | | | | 22 |
| A | B | C | D | E | F | G | H | I | J | K | L | Volume: |
| | | | | | | | | | | | | 237,20 |

Tableau D.1 : Modélisation de l'iceberg Barbara.

Iceberg Greta

partie émergée.

découpage en piliers verticaux
de section carrée 1x1m

boîtier

position:.....
direction acc. X:.

| |
|-------------|
| E/F 16/17 |
| 315° |

| | |
|-----------------------------|-------------|
| Volume émergé obtenu (m3) | 90,0 |
| <i>si densité glace=</i> | 0,900 |
| <i>si densité eau=</i> | 1,028 |
| Volume total estimé(m3) | 722,4 |
| masse ordinaire mo (tonnes) | 650 |
| surface à la flottaison: | 68,45 |
| hauteur moyenne:.... | 1,31 |
| demi hauteur moyenne: | 0,66 |

altitude (m):

| | | | | | | | | | | | | | |
|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|--------------|--------------|
| | | 1,00 | 1,70 | 1,70 | 0,60 | | | | | | | | 1 |
| | | 0,20 | 1,60 | 1,70 | 1,70 | | | | | | | | 2 |
| 0,10 | 0,30 | 0,70 | 1,60 | 1,70 | 1,85 | 1,70 | 0,25 | | | | | | 3 |
| 0,20 | 0,50 | 1,00 | 1,50 | 1,80 | 2,00 | 2,00 | 2,20 | 2,50 | 2,80 | | | | 4 |
| | 0,60 | 1,30 | 1,50 | 1,60 | 1,80 | 1,80 | 2,00 | 1,25 | 1,60 | | | | 5 |
| | 0,80 | 1,60 | 1,60 | 1,60 | 1,60 | 1,60 | 1,80 | | | | | | 6 |
| | 0,70 | 1,40 | 1,40 | 1,40 | 1,40 | 1,40 | 1,60 | | | | | | 7 |
| | 0,60 | 1,20 | 1,20 | 1,20 | 1,20 | 1,20 | 1,30 | | | | | | 8 |
| | 0,45 | 0,90 | 0,90 | 0,90 | 0,90 | 0,90 | 1,00 | | | | | | 9 |
| | 0,35 | 0,70 | 0,70 | 0,70 | 0,70 | 0,70 | 0,75 | | | | | | 10 |
| | 0,25 | 0,50 | 0,50 | 0,50 | 0,50 | 0,50 | 0,50 | | | | | | 11 |
| | | | | | | | | | | | | | 12 |
| | | | | | | | | | | | | | 13 |
| | | | | | | | | | | | | | 14 |
| | | | | | | | | | | | | | 15 |
| | | | | | | | | | | | | | 16 |
| | | | | | | | | | | | | | 17 |
| | | | | | | | | | | | | | 18 |
| | | | | | | | | | | | | | 19 |
| | | | | | | | | | | | | | 20 |
| | | | | | | | | | | | | | 21 |
| | | | | | | | | | | | | | 22 |
| A | B | C | D | E | F | G | H | I | J | K | L | 89,95 | 89,95 |

Tableau D.2 : Modélisation de l'iceberg Greta.

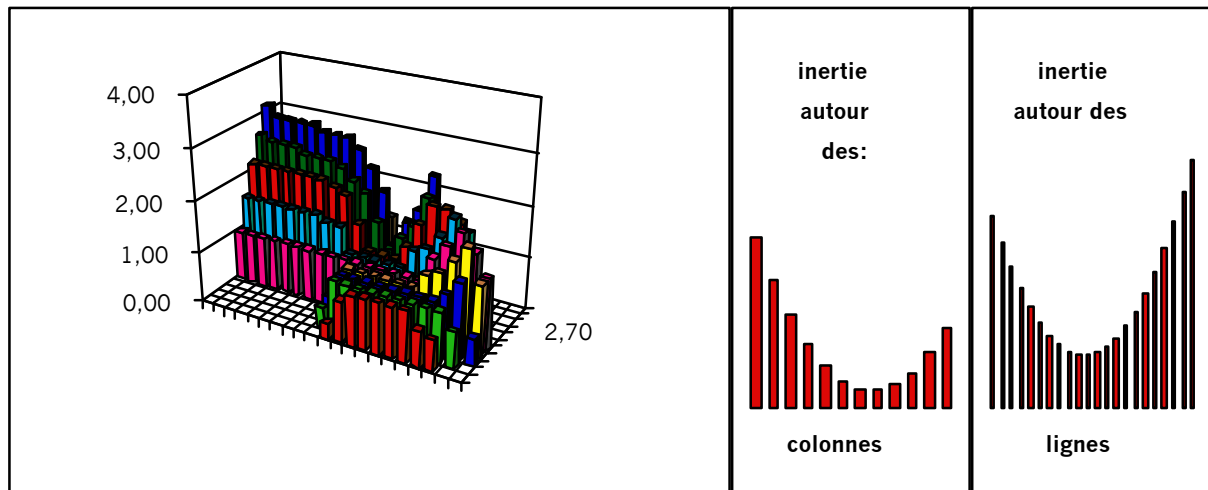


Figure D.12 : Représentation de la partie émergée de l'iceberg **Barbara** et moments d'inertie autour des lignes et des colonnes de piliers verticaux.

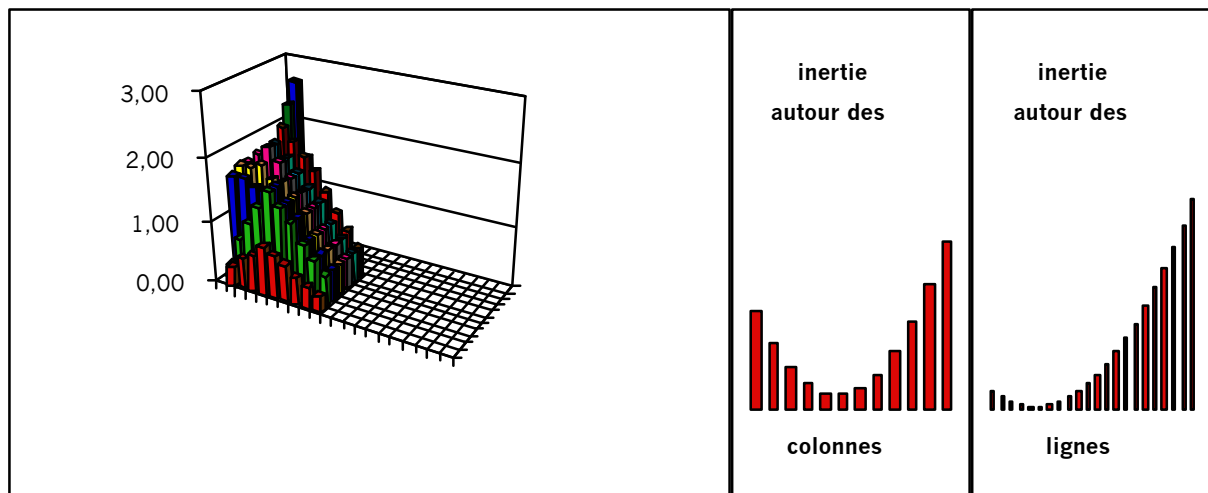


Figure D.13 : Représentation de la partie émergée de l'iceberg **Greta** et moments d'inertie autour des lignes et des colonnes de piliers verticaux.

4.3 Accélération, vitesses, forces et pressions.

Les accélérations au centre de gravité de l'iceberg sont obtenues par la méthode décrite en 3.6.3. Un tracé des accélérations linéaires et angulaires ainsi que des vitesses angulaires de l'impact de **Barbara** figure dans l'annexe 1. Le tracé relatif à l'impact de **Greta** se trouve Figure D.14.

Les icebergs venant au repos juste après impact, une intégration rétroactive des accélérations sur la durée du choc permet d'obtenir la vitesse instantanée de l'iceberg en début d'impact.

La force maximale d'impact est obtenue en faisant le produit de la décélération maximale mesurée par la masse de l'iceberg (masse calculée + masse ajoutée). La pression d'impact maximale est obtenue en divisant la force maximale par l'aire de contact relevée sur le filet.

4.3.1 Barbara.

-Vitesse.

L'intégration des accélérations sur les 2.25 secondes que durent l'impact donnent les trois composantes de vitesses (dans la base **x, y, z** liée à la Terre) :

$$V_x = 0.83 \text{ m/s} \quad V_y = 0.31 \text{ m/s} \quad V_z = 0.22 \text{ m/s}$$

soit un composante horizontale : $V_h = 0.89 \text{ m/s}$ (3.2 km/h, 1.73 noeud)

et une vitesse totale : $V = 0.91 \text{ m/s}$

La composante horizontale est en accord avec les données de traction : le D8 était en limite supérieure du premier rapport de transmission, soit environ 3 km/h.

-Force.

Le pic de décélération obtenu est de 2.16 m/s^2 . Les phénomènes de rotation étant étant faibles, cette décélération est peu sensible à la position du centre de gravité (2.05 à 2.26 m/s^2 dans un cube de $4 \times 4 \times 2 \text{ m}$ centré sur la position déterminée, voir annexe 1).

Une valeur typique de coefficient de masse ajoutée au cavement est 0.45 (voir B.3.12.4.2). Nous prendrons ici la valeur 0.5 allant dans le sens de la sécurité. La force F obtenue est :

$$F = (1 + 0.5) (1.7 \text{ Mkg}) (2.16 \text{ m/s}^2) = 5.51 \text{ MN}$$

-Pression.

La surface de contact relevée sur le filet est de 1.8 m^2 . La pression qui correspond à la force F exercée sur un aire $A=1.8 \text{ m}^2$ est :

$$P = F/A = (5.51 \text{ MN})/(1.8 \text{ m}^2) = 3.1 \text{ MPa}$$

-Encadrement des résultats.

En supposant que le centre de rotation de l'iceberg est compris dans le cube 4x4x2m centré sur la position estimée du centre de gravité, la décélération maximale pendant l'impact est comprise entre 2.05 et 2.26 m/s², soit une précision de 10%. Si la mesure de masse de l'iceberg est précise à 25%, alors la force d'impact maximale F est comprise dans l'intervalle :

$$5.51 \text{ MN} [1-0.35/2, 1+0.35/2] = [4.5, 6.5 \text{ MN}]$$

La valeur d'aire de contact obtenue à l'aide du filet à plots en mousse est peu précise. Nous l'estimons comprise entre 1.8 et 3.6 m² (voir annexe 1). La pression d'impact maximale est alors dans l'intervalle:

$$[4.5 \text{ MN}/3.6 \text{ m}^2, 6.5 \text{ MN}/1.8 \text{ m}^2] = [1.3, 3.6 \text{ MPa}]$$

4.3.2 Greta.*-Vitesse.*

L'intégration des accélérations sur les 1.03 secondes que durent l'impact donnent les vitesses :

$$V_x = -0.08 \text{ m/s} \quad V_y = 0.88 \text{ m/s} \quad V_z = 0.28 \text{ m/s}$$

soit une composante horizontale : $V_h = 0.88 \text{ m/s}$ (3.2 km/h, 1.71 noeud)

et une vitesse totale : $V = 0.92 \text{ m/s}$

Les résultantes sont comparables à celles de l'impact précédent. C'était prévisible puisque la traction a été effectuée avec le même engin et toujours à fond de premier rapport.

-Force.

Le pic de décélération obtenu est de 2.65 m/s². Avec le même coefficient de masse ajoutée de 0.5 nous obtenons la force:

$$F = (1 + 0.5) (0.65 \text{ Mkg}) (2.65 \text{ m/s}^2) = 2.58 \text{ MN}$$

-Pression.

L'aire de contact mesurée à l'aide du filet à micromailles est de 0.68 m². La pression d'impact s'établit alors à:

$$P = F/A = (2.58 \text{ MN})/(0.68 \text{ m}^2) = 3.8 \text{ MPa}$$

-Encadrement des résultats.

En supposant que la position réelle du centre de rotation est comprise dans le cube 4x4x2m centré sur la position estimée du centre de gravité, nous trouvons que le pic de décélération se situe entre 2.54 et 2.86 m/s², soit une erreur d'environ 10%. Si la masse est connue à 20% près, alors la force maximale d'impact est comprise dans l'intervalle:

$$2.58 \text{ MN} [1-0.30/2, 1+0.30/2] = [2.19, 2.97 \text{ MN}]$$

La surface d'impact semble assez bien déterminée. Les zones du filet "marquées" mais non détruites sont très limitées. Aucune zone ne peut avoir été détruite sans contact avec la glace. 0.68 m² est donc une valeur minimale (impact simple unique). La valeur maximale a été estimée, au vu du filet à 0.80 m². La pression globale maximale se situe alors dans l'intervalle :

$$[2.19 \text{ MN}/0.8 \text{ m}^2, 2.97 \text{ MN}/0.68 \text{ m}^2] = [2.74, 4.37 \text{ MPa}]$$

| | Barbara | Greta |
|---|--|--|
| Volume émergé v_e : | 237 m ³ | 90 m ³ |
| Volume total v_t : (pour $\rho_b=900$ et $\rho_w=1028$ kg/m ³) | 1905 m³ | 722 m³ |
| Surface à la flottaison A_{fl} : | 150 m ² | 68 m ² |
| Masse m_o : | 1715 tonnes | 650 tonnes |
| Position du centre de gravité émergé G_e (ligne/colonne/altitude) : | 20/G/0.79m | 15/E/0.66m |
| Altitude de G_i (immergé) : | -5.55m | -4.64m |
| Altitude de G_b (iceberg complet) : | -4.76m | -3.98m |
| Coordonnées de G_b dans le repère (B,x,y,z) lié au boîtier de mesure : | 1m / -6m / -6m | 2m / -2m / -5m |
| Vitesse d'impact : horizontale : | 0.89 m/s | 0.88 m/s |
| totale : | 0.91 m/s | 0.92 m/s |
| Pic de décélération : (encadrement) : | 2.16 m/s² (2.05,2.26) | 2.65 m/s² (2.54,2.86) |
| Force d'impact maximale : (encadrement) : | 5.51 MN (4.5,6.5) | 2.58 MN (2.2,3.0) |
| aire de contact : (encadrement) : | 1.8 m² (1.8,3.6) | 0.68 m² (0.68,0.80) |
| Pression d'impact maximale : (encadrement) : | 3.1 MPa (1.3,3.6) | 3.8 MPa (2.7,4.4) |

Tableau D.3 :

Récapitulatif des caractéristiques géométriques et données d'impact pour les icebergs **Barbara** (22/01/90) et **Greta** (09/02/92).

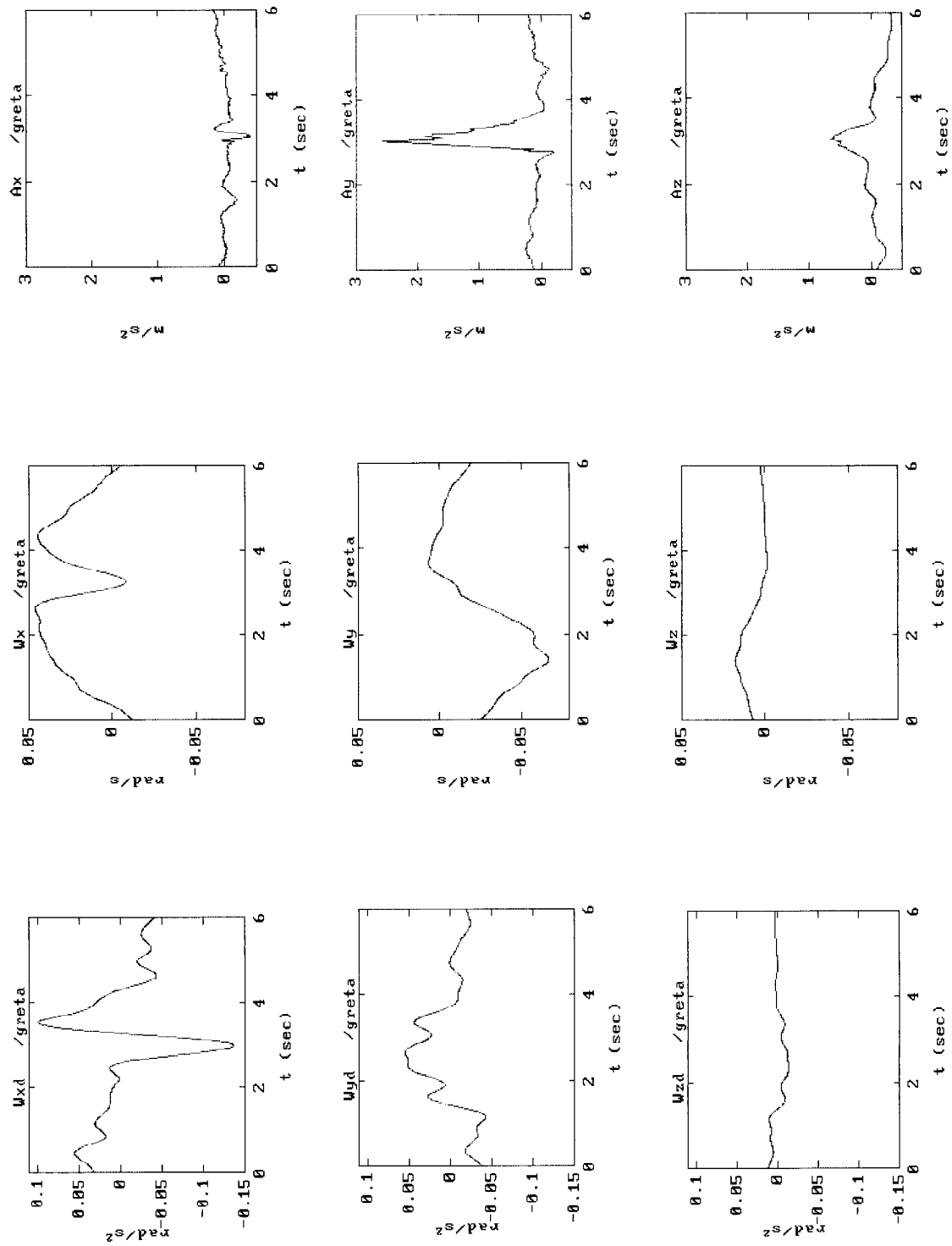


Figure D.14 : Impact de l'iceberg **Greta** :
 accélérations linéaires (A_x , A_y , A_z) et angulaires (W_{xd} , W_{yd} , W_{zd}),
 vitesses angulaires (W_x , W_y , W_z).

D-5 CONCLUSIONS.

Comparons tout d'abord ces résultats expérimentaux aux formulations établies dans la partie C. Si l'on assimile **Barbara** et **Greta** à deux sphères de masses correspondantes (dont les rayons sont alors respectivement de 7.69 et 5.57m), l'équation (4) de la page C26 nous donne les forces d'impact maximales -Fn max- de 17.9 et 10.4 MN soit respectivement 3.2 et 4.0 fois celles obtenues expérimentalement :

| <i>iceberg: rayon:</i> | <i>Force calculée:</i> | <i>Force mesurée:</i> | <i>rapport:</i> |
|------------------------|------------------------|-----------------------|-----------------|
| Barbara | 7.69 m 17.9 MN | 5.51 MN | 3.2 |
| Greta | 5.57 m 10.4 MN | 2.58 MN | 4.0 |

Ce qui, un, nous confirme que la forme sphérique n'est pas adaptée à ces deux icebergs, et deux, que cette forme semble pénalisante.

Passons ensuite au cas plus général des éperons hémisphériques pour lesquels l'effort Fn max est donné par l'équation (8) de la page C36. La correspondance entre les efforts ainsi calculés et ceux observés expérimentalement est obtenue dans les configurations suivantes :

- **Barbara** : éperon de rayon $R= 0.95$ m, enfoncement $\delta_f= 0.33$ m.
- **Greta** : éperon de rayon $R= 0.455$ m, enfoncement $\delta_f= 0.18$ m.

De telles valeurs sont plausibles. Cependant, ces deux configurations correspondent à des aires de contact finales respectives de 1.63 et 0.68 m² sensiblement éloignées des 1.8 et 0.68 m² mesurés. De plus, la durée d'impact a ici été ignorée. Ce serait un paramètre supplémentaire à prendre en compte pour la validation de toute hypothèse géométrique.

Ceci nous rappelle s'il en était besoin l'importance du paramètre "géométrie". L'étude conduite dans la partie C s'est restreinte à un nombre limité de formes d'icebergs. Ceci est essentiellement dû à certaines contraintes liées au logiciel de simulation utilisé, contraintes que nous avons exposées dans le chapitre C-3. La prochaine étape serait de réaliser une étude similaire sur un grand nombre de géométries diverses. Il serait judicieux de la faire précéder d'une enquête détaillée sur les formes réelles d'icebergs susceptibles d'être rencontrées.

La focalisation de notre étude paramétrique sur un nombre limité de formes a eu le mérite d'en simplifier l'interprétation et de mettre en évidence l'importance de la connaissance de la loi de comportement de la glace et la nécessité de la déterminer avec plus de précision. C'est dans ce but qu'ont été mises au point les expérimentations grandeur nature décrites ici.

Ne nous leurrions pas. Les deux résultats obtenus ne peuvent nous permettre d'élaborer une loi de comportement précise pour la glace d'iceberg. Ils ont cependant le mérite d'exister et sont à ce jour les seuls jamais obtenus dans des conditions quasi-réelles: choc d'un iceberg complet sur une structure fixe. Ils représentent ainsi de premiers points de référence utiles sinon nécessaires à de plus amples études.

Nous avons superposé sur la figure *D.15* nos deux résultats expérimentaux (σ_{cr}, A) au diagramme de Sanderson. Ils s'y intègrent très bien. La glace d'iceberg "in situ" semble bien suivre la tendance générale observée, longuement décrite dans la partie C.

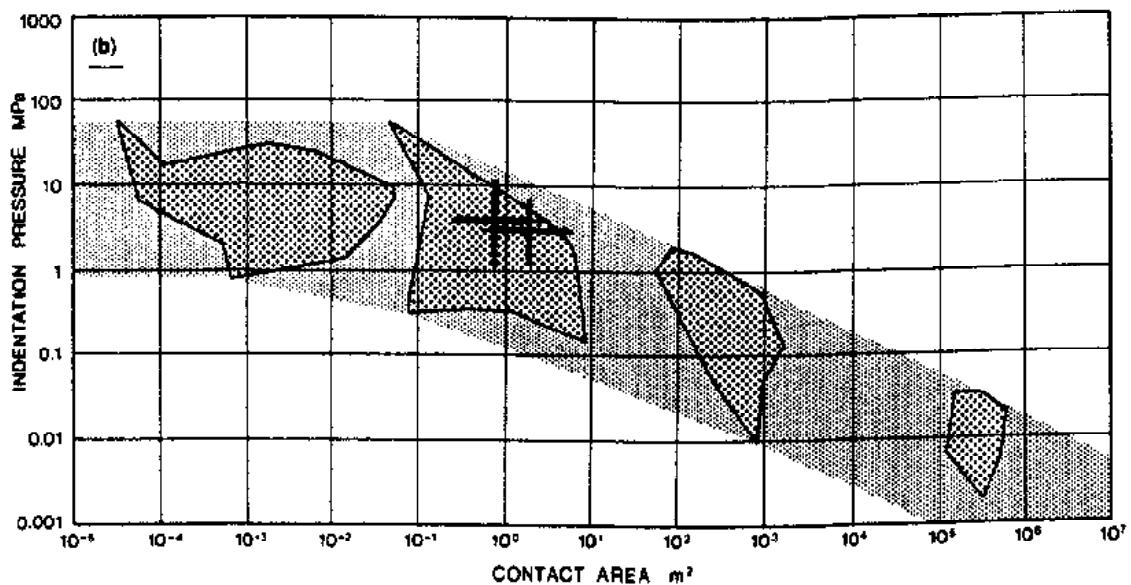


Figure D.15 :

Positionnement des résultats obtenus avec les icebergs **Barbara** et **Greta** par rapport à la compilation de données expérimentales présentée par Sanderson (1988)

La méthodologie expérimentale a bien évolué depuis ses premiers balbutiements. Cependant, des progrès significatifs pourraient encore lui être apportés.

L'utilisation simultanée d'une seconde centrale de mesure de mouvement accompagnée d'une connaissance affinée de la forme de l'iceberg et du positionnement des deux centrales permettrait une détermination beaucoup plus précise et complète des mouvements : position du centre instantané de rotation, séparation des mouvements de translation et de rotation. La meilleure détermination de la forme immergée nécessiterait alors à la fois un sonar performant générant une analyse tridimensionnelle et son utilisation dans des eaux plus calmes, à l'abri de la houle.

Le dernier point crucial est la mesure de l'aire de contact. La construction d'une structure réellement plane, telle qu'un quai, faciliterait le déploiement du filet et accroîtrait sensiblement la fiabilité de la mesure. Il serait également envisageable d'équiper la structure d'un quadrillage d'orifices dans lesquels un plongeur pourrait venir enficher des petits plots déformables. Cette méthode présente l'avantage de s'affranchir des risques de déchirement du filet à la remontée et de permettre la mesure d'aires de contact en forme d'anneaux. le gros inconvénient de la méthode est sa lenteur.

L'idéal serait de disposer des ressources nécessaires à l'implantation d'un fin quadrillage de capteurs de pression à réponse rapide reliés à une batterie d'enregistreurs synchronisés avec la ou les centrales de mesure de mouvement. Nous obtiendrions alors une très précieuse vue de l'évolution à la fois temporelle et spatiale des pressions à l'interface iceberg/structure. Notons que dans ce cas, l'analyse du mouvement de l'iceberg devient secondaire.

La poursuite de ces expérimentations pourrait ainsi permettre d'effectuer un bond important dans la connaissance du comportement mécanique macroscopique de la glace d'iceberg et la détermination des efforts à prendre en compte pour le dimensionnement des structures marines exposées aux icebergs dont le nombre pourrait croître rapidement.

Impacts d'icebergs sur une structure massive.

b/

Bibliographie.

Références bibliographiques:

- 1 Allaire, P.E. (1972)
"Stability of simply shaped icebergs",
Journal of canadian petroleum technology, vol II, n° 4, pp 21-25.
- 2 Anderson, D.L. (1958)
"Preliminary results and review of sea-ice elasticity and related studies",
Transactions of the Engineering Institute of Canada, 2, pp 116-122.
- 3 Arunachalam, V.M. ; Bobby, W. ; Muggeridge, D.B. & Stacey, R.A. (1985)
"A review of interaction of icebergs with offshore structures",
in Behaviour of offshore structures, Elsevier, Amsterdam, Nederlands, pp 693-704.
- 4 Arunachalam, V.M. ; Muggeridge, D.B. & Murray, J.J. (1987)
"Short term motion analysis of icebergs in linear waves",
Cold regions and science technology, vol. 13, pp 247-258.
- 5 Ashby, M.F. & Hallam, S.D. (1986)
"The failure of brittle solids containing small cracks under compressive stress states",
Acta Metalurgica 34(3), pp 497-510.
- 6 Ashby, M.F. ; Palmer, A.C. ; Thouless, M. ; Goodman, D.J. ; Howard, M.W. ; Hallam, S.D. ;
Murrell, S.A.F. ; Jones, N. ; Sanderson, T.J.O. & Ponter, A.R.S. (1986)
"Non simultaneous failure and ice loads on arctic structures",
paper OTC 5127, pp 399-404.
- 7 Ball, P. ; Gaskill, H.S. & Lopez, R.J. (1981)
"Environmental data requirements for a real time iceberg motion model",
Proc. int. POAC conf. 1981, Quebec city, Canada, vol. 3, pp 1369-78.
- 8 Banke, E. & Smith, S.D. (1971)
"Wind forces on icebergs",
Proc. of the canadian seminar on icebergs, dec. 1971, pp 156-160.
- 9 Bass, D.W. & Peters, G.R. (1984)
"Computer simulation of iceberg instability",
Cold regions science and technology, vol. 9, pp 163-169.
- 10 Bass, D.W. & Sen, D. (1986)
"added mass and damping coefficient for certain 'realistic' iceberg models",
Cold regions science and technology, vol. 12, pp 163-174.
- 11 Bass, D.W. (1980)
"Stability of icebergs",
Annals of glaciology vol. 1, pp 43-47.
- 12 Benedict, C.P. ; Lewis, J.C. ; Dinn, G.J. & Learning, F.R. (1981)
"Controlling iceberg roll/stability during towing around drillships",
Proc. OTC conf. 1981, Houston, Texas, vol. 3, pp 21-25.

- 13 Berenger, D. & Wright, B.D. (1980)
"Ice conditions affecting offshore production in the Labrador sea",
Proc. Intermaritec conf., Hamburg, FRG, pp 390-402.
- 14 Bilello, M.A. (1960)
"formation, growth and decay of sea-ice in the canadian arctic archipelago",
SIPRE research report n°65, ou Arctic n°14, pp 3-124.
- 15 Blenkarn, K.A. (1970)
"Measurement and analysis of ice forces on Cook inlet structures",
Proc. Offshore Technology Conference OTC'70, Houston, paper n° OTC 1261, pp 365-378.
- 16 Broecker, W. & Denton, G. (1990)
"Les cycles glaciaires",
Pour la science N° 149, pp 62-71.
- 17 Brown, R. (1984)
"Le voyage de l'iceberg",
Ed. Boreal express, Québec.
- 18 Burt, J.C. (1956)
"The battle of the bergs",
Natural history vol. 65, n° 4, April 1956.
- 19 Calgaro, J.A. (1991)
"Chocs de bateaux contre les piles de ponts",
Annales des ponts et chaussées, 3e trimestre 1991, pp 3-26.
- 20 Cammaert, A.B. & Muggeridge, D.B. (1988)
"Ice interaction with offshore structures",
Ed. Van Nostrand Reinhold, New-York, ISBN 0-442-21652-1.
- 21 Cammaert, A.B. ; Wong, T.T. & Curtis, D.D. (1983)
"Impact of icebergs on offshore gravity and floating platforms",
Proc. of the 7th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'83,
Helsinki, Finland, vol. 4, pp 518-536.
- 22 Cole, D.M. (1986)
"Effect of grain size on the internal fracturing of polycrystalline ice",
Cold Regions Research and Engineering Laboratory (CRREL) report n° 86-5.
- 23 Croasdale, K.R. (1970)
"The 'Nutcracker' ice strength tests",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 1.
- 24 Croasdale, K.R. (1971)
"The 'Nutcracker' ice strength tests",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 9.
- 25 Danielewicz, B.W. & Metge, M. (1981)
"Ice forces on Hans Island, august, 1980",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 180.
- 26 Danielewicz, B.W. & Metge, M. (1982)
"Ice forces on Hans Island, 1981",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 181.

- 27 Darchen, J. (1977)
"Les icebergs de l'atlantique nord",
monographie n°104 de la météorologie nationale française.
- 28 Deacon, G. (1984)
"The antarctic circumpolar ocean",
Cambridge university press, Cambridge.
- 29 Demangeot, J. (1990)
"Les milieux naturels du globe",
Ed. Masson, Paris, ISBN 2-225-81898-3
- 30 Diemand, D. (1984)
"Iceberg temperatures in the north atlantic - theoretical and measured",
Cold regions science and technology, vol. 9, pp 163-169.
- 31 Diemand, D. ; Nixon, W.A. & Lever, J.H. (1987)
"On the splitting of icebergs - natural and induced",
Proc. OMAE conf. 1987, Houston, Texas.
- 32 Dieter, G.E. (1981)
"Mechanical metallurgy",
second edition, Ed. Mc Graw-Hill.
- 33 Dietrich, G. & Ulrich, J. (1968)
"Atlas zur ozeanographie",
Bibliographisches Institut, Mannheim.
- 34 Duplessy, J-C. & Morel, P. (1990)
"Gros temps sur la planète",
Ed. Odile Jacob, Paris, ISBN 2-7381-0079-1.
- 35 Duthinh, D. & Fuglem, M. (1988)
"Iceberg-structure interaction: force, energy and probability",
IAHR symposium on ice, Sapporo, Japan.
- 36 Duthinh, D. & Klein, K. (1989)
"Planning for a study of Antarctic iceberg-seabed interaction",
Canada-France workshop on cold regions Technology, Paris, France, march 28-29, 1989.
- 37 Duthinh, D. (1989)
"Parametric study of iceberg impact load",
Proc. of the 10th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'89,
Lulea, Sweden, june 12-16, 1989, vol. 1, pp 605-614.
- 38 Duthinh, D. ; Klein, K. ; Regrettier, J-F. ; Guichard, A. & Engler, M. (1990)
"Full scale iceberg impact: a pilot experiment in Antarctica"
Proc. IAHR symposium on ice 1990, Espoo, Finland, august 1990, vol. 2, pp 890-901.
- 39 Duthinh, D. ; Newell, J. & Steel, A. (1989)
"feasibility study of full scale iceberg impact experiments",
presented at the 8th international conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering
(OMAE), The Hague, Netherlands, march 19-23, 1989.
- 40 Edwards, N.C. & Thayer, L.N.B (1986)
"Side looking airborne radar detection and identification of icebergs",
presented at the Canadian East-Coast workshop on Sea-Ice, Halifax, jan. 7-9, 1986.

- 41 El Tahan, H. ; Swamidias, A.S.J. ; Arockiasamy, M. & Reddy, D.V. (1984)
"Strength of iceberg and artificial snow ice under high strain rates and impact loads",
Proc. OMAE conf. 1984, New-Orleans, Louisiana, vol. 3, pp158-165
- 42 El Tahan, H.W. (1985)
"Dynamic response of a hydroelastic model of a typical semi-submersible to wave
and bergy bit impact",
Ph.D. thesis, Memorial University of Newfoundland, St John's Newfoundland.
- 43 El Tahan, H.W. ; El Tahan, M. & Venkatesh, S. (1983)
"Factors controlling iceberg drift and design of an iceberg drift prediction system",
Proc. int. POAC conf. 1983, Helsinki, Finland, vol. 3, pp 263-281.
- 44 El Tahan, M.S. & El Tahan, H.W. (1983)
"Forecast of iceberg ensemble drift",
Proc. OTC conf. 1983, Houston, Texas, pp 151-158.
- 45 Engelbretson, A. (1983)
"Ice force design of offshore structures in the light of experiences from the baltic",
Proc. Offshore Göteborg'83, Technology for the Arctic, Gothenburg, Sweden, march 1-4, 1983,
session A3, pp 1-10.
- 46 Etablissement Principal du Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (1991)
"bulletin DIFRAP - Diffusion rapide d'informations à l'usage des navigateurs",
bulletin du 4 décembre 1991.
- 47 Expéditions Polaires Françaises (1959)
"Toponymie de la Terre Adélie",
publication EPF n°211.
- 48 Frederking, R.M.W. & Gold, L.W. (1975)
"Experimental study of edge loading of ice plates",
Canadian Geotechnical Journal 12, pp 456-463.
- 49 Gammon, P.H. ; Gagnon, R.E. ; Bobby, W. & Russel, W.E. (1983)
"Physical and mechanical properties of icebergs",
Proc. 15th annual OTC conf., Houston, Texas, may 2-5, 1983, vol. 1, pp 143-150.
- 50 Gaskill, H.S. & Rochester, J. (1984)
"A new technique for iceberg drift prediction",
Cold regions science and technology, vol. 8, pp 223-234.
- 51 Gold, L.W. (1972)
"The process of failure of columnar-grained ice",
Philisophical magazine 26, pp 310-328.
- 52 Greenland Technical Organization (1979)
"Environmental conditions offshore west Greenland",
in Icebergs, vol. 4, Danish Hydraulic Institute.
- 53 Guichard, A. (1989)
"Ingénierie Polaire, hivernage 1988, station Dumont d'Urville, Terre Adélie",
rapport mission de recherche des Terres Australes et Antarctiques Françaises, Paris, juin 1989.
- 54 Guichard, A. (1990)
"Programme franco-canadien Impacts Icebergs, expériences à Dumont d'Urville de janvier 90",
rapport Expéditions Polaires Françaises.

- 55 Guichard, A. (1991)
"Programme 'Impacts Icebergs' ",
Recherche et Technologie polaires n°25, août 1990, pp 81-87.
- 56 Guichard, A. ; Engler, M. ; Klein, K. & Fauquemberg, P. (1992)
"Methodology for full scale iceberg impact experiments in the Antarctic",
Proc. conf. ISOPE'92, San-Francisco, California, june 14-19, 1992, vol. 2, pp 718-723.
- 57 Guilcher, A. (1979)
"Précis d'hydrologie marine et continentale",
Ed. Masson, Paris.
- 58 Gulf Canada Resources Inc. (1986)
"Proposed analysis of dynamic horizontal ice loading on an offshore structure",
Gulf Canada Resources Inc. joint industry project proposal, unpublished.
- 59 Hallam, S.D. (1986)
"The role of fracture in limiting ice forces",
Proc. of the IAHR symposium on ice, 1986, Iowa city, Iowa, vol. 2, pp 287-319.
- 60 Hibler, W.D. (1980a)
"Modelling a variable thickness ice cover",
Monthly weather review 108 (12), pp 1943-1973.
- 61 Hibler, W.D. (1980b)
"Modelling pack ice as a viscous-plastic continuum: some preliminary results",
Sea ice processes and models, Ed. R.S. Pritchard, Univ. of Washington Press, pp 163-176.
- 62 Hirayama, K. ; Schwarz, J. & Wu, H.C. (1974)
"An investigation of ice forces on vertical structures",
IIHR report N° 158, University of Iowa, Iowa city, Iowa.
- 63 Hoikkanen, J. (1984)
"Measurements and analysis of ice pressure against a structure in level ice
and in pressure ridges",
Proc. of the IAHR Ice symposium, 1984, Hamburg, Germany, vol. 3, pp 161-174.
- 64 Hsiung, C.C. & Aboul-Azm, A.F. (1981)
"Iceberg drift affected by wave action",
Journal of Ocean Engineering, vol. 9, n° 5, pp 433-439.
- 65 Inoue, M. & Koma, N. (1985)
"Field indentation tests on cylindrical structures",
Proc. of the 8th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'85,
Narsarsuaq, Greenland, vol. 2, pp 555-568.
- 66 Isaacson, M. (1985)
"Iceberg interactions with offshore structures",
in Civil Engineering in the arctic offshore, Proc. Arctic'85 conf., San Francisco, California, march
25-27, 1985, pp 276-284.
- 67 Jellinek, H.H.G. (1958)
"The influence of imperfections on the strength of ice",
Proc. of the Physical Society (London) 71(5), pp 797-814.
- 68 Johnson, J.B. ; Cox, G.F.N. & Tucker, W.B. (1985)
"Kadluk ice stress measurement programme",
Proc. of the 8th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'85,
Narsarsuaq, Greenland, vol. 1, pp 88-100.

- 69 Johnson, R.C. & Benoit, J.R. (1987)
"Iceberg impact strength",
Proc. O.T.C. conference 1987, vol. 4, pp 417-423.
- 70 Ketchen, H.G. & Hildenbrand, R.N. (1977)
"Unusual iceberg sighting",
report of the International Ice Patrol in the North Atlantic, Bull. n° 63.
- 71 Klein, K. (1990)
"Technical notes on C-CORE's motion sensor package",
C-CORE internal report, proprietary, may 1990.
- 72 Kovacs, A. (1979)
"Icebergs: an overview",
CRREL special report n° 79-21.
- 73 Kry, P.R. (1979)
"Stress distribution during continuous crushing of ice",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 148.
- 74 Lachance, J. & Michel, B. (1987)
"Experimental study of the brittle behaviour of iceberg ice",
Proc. of the 9th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'87,
Fairbanks, Alaska, 1987.
- 75 Lachance, J. (1985)
"Etude du comportement fragile de la glace d'iceberg et de la glace colonnaire d'eau douce",
Thèse M.Sc., département de génie civil, université Laval, Québec.
- 76 Lavrov, V.V. (1973)
"Scale effects as indications of ice-breaking mechanism",
Studies in ice physics and ice engineering, Yakovlev.
- 77 Lee, J. ; Ralston, T.D. & Petrie, D.H. (1986)
"Full thickness sea ice strength tests",
Proc. of the IAHR symposium on Ice, 1986, Iowa city, Iowa, vol. 1, pp 293-306.
- 78 Lever, J.H ; Reimeer, E. & Diemand, D. (1984)
"A model study of the wave induced motion of small icebergs and bergy bits",
Proc. OMAE conf., New Orleans, Louisiana, vol. 3, pp 282-290.
- 79 Lever, J.H. & Sen, D. (1986)
"A method to upgrade iceberg velocity statistics to include wave-induced motion",
Proc. OMAE conf. 1986, Tokyo, Japan, vol. 4, pp320-327
- 80 Lever, J.H. ; Bass, D.W. ; Lewis, C.F.M. ; Klein, K. & Diemand, D. (1989)
"Iceberg/seabed interaction events observed during the DIGS experiment",
presented at 8th OMAE conference, The Hague, Netherlands, march 19-23, 1989.
- 81 Lipsett, A.W. & Gerard, R. (1980)
"Field measurements of ice forces on bridge piers, 1973-79",
Alberta Research Council Report n° SWE 80-3, Edmonton.
- 82 Lliboutry, L. (1964)
"Traité de glaciologie",
Ed. Masson, Paris.

- 83 Lock, G.S.H. (1990)
"The growth and decay of ice",
Cambridge University Press, Cambridge, UK, ISBN-0-521-33133-1
- 84 Lorius, C. (1968)
"Les calottes polaires",
Sciences n°56, sept-oct 1968, pp 40-53.
- 85 Määttänen, M. (1981)
"Experiences with vibration isolated lighthouses",
Proc. of the 6th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'81,
Laval university, Quebec, vol. 1, pp 491-501.
- 86 Mac Laren Plansearch Ltd (1981)
"Iceberg mechanical properties measurement",
report for Mobil oil Canada Ltd, Calgary.
- 87 Maltha, J. & Wismans, J. (1980)
"MADYMO-Crash Victim Simulations, a computerized research and design tool",
Proc. of the 5th IRCOBI conf. on the Biomechanics of Impacts, Birmingham, Great-Britain.
- 88 Mangone, G.J. (1987)
"The legal status of ice in international law",
Antarctic challenge III (conflicting interests, cooperation, environmental protection, economic
development), proc. of an interdisciplinary symposium, july 7-12, 1987.
- 89 Mangor, K. & Zorn, R. (1983)
"Iceberg conditions offshore Greenland",
Iceberg research, n° 4, pp 4-20.
- 90 Markham, W.E. (1980)
"Ice Atlas, eastern canadian seaboard",
Environment Canada, Toronto.
- 91 Metge, M. (1976)
"Ice conditions and ice defence at Netserk B-44 and Adgo P-25 during the winter of 1974-75",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 104-1.
- 92 Michel, B. & Blanchet, D. (1983)
"Indentation of an S-2 floating ice sheet in the brittle range",
Annals of glaciology 4, pp 180-187.
- 93 Michel, B. & Toussaint, N. (1977)
"Mechanisms and theory of indentation of ice plates",
Journal of glaciology 19 (81), pp 285-300.
- 94 Miller, T.W. ; Mc Latchie, A. ; Hedley, R. ; & Morris, G. (1974)
"Ice crushing tests",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 66.
- 95 Mocks, S.J & Weeks, W.F. (1965)
"The distribution of 10-metre snow temperatures on the Greenland ice sheet",
US army CRREL research report 170, Hanover, New-Hampshire, U.S.A.
- 96 Murray, J.J. ; Muggeridge, D.B. & Guy, G.B. (1983)
"Response of modelled ice masses to regular waves and regular wave groups",
Proc. int. conf. on oceans, San Francisco, California, vol. 2, pp 1048-1052.

- 97 Nadreau, J-P. (1985)
"Lois de comportement et de fluage de la glace granulaire simulée de crêtes de pressions",
Thèse de doctorat, département de génie civil, université Laval, Québec.
- 98 Nadreau, J-P. (1986)
"Survey of physical and mechanical properties of icebergs",
Proc. workshop on extreme ice features, nov. 3-5, 1986, Banff, Alberta, pp 155-192.
- 99 Nakajima, H. ; Koma, N. & Inoue, M. (1981)
"The ice force acting on a cylindrical pile",
Proc. of the 6th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'81,
Laval university, Quebec, vol. 1, pp 517-525.
- 100 Nevel, D.E. (1986)
"Iceberg impact forces",
Proc. of the International Association of Hydraulic Research symposium IAHR'86, Iowa city,
Iowa, 1986, vol. 3, pp 345-369.
- 101 Palmer, A.C. ; Goodman, D.J. ; Ashby, M.F. ; Hutchinson, J.W. & Ponter, A.R.S. (1983)
"Fracture and its role in determining ice forces on offshore structures",
Annals of glaciology, vol. 4, pp 216-221.
- 102 Pettre, P. & Andre, J-C. (1990)
"Les vents catabatiques en Terre Adélie, résultats de l'expérience IAGO",
Recherche et Technologie Polaires n°24, juin 1990, pp 41-46.
- 103 Pritchard, R.S. (1977)
"The effect of strength on simulations of sea-ice dynamics",
Proc. of the 4th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'77,
Memorial University of Newfoundland, St John's Newfoundland, pp 494-505.
- 104 Pritchard, R.S. (1980)
"A simulation of nearshore winter ice dynamics in the Beaufort sea",
Sea ice processes and models, Ed. R.S. Pritchard, Univ. of Washington Press, pp 49-61.
- 105 Putot, C. (1986)
"Ouvrages d'exploration et de production pour l'arctique",
rapport Institut Français du Pétrole n° 33 928, février 1986.
- 106 Putot, C. (1987)
"Comportement mécanique de la glace, mécanismes de l'interaction glace/ouvrages en mer",
revue de l'Institut Français du Pétrole, vol. 42, N° 3, mai-juin 1987.
- 107 Putot, C. ; Tudang; Pelissier & Legal (1985)
"La glace et les ouvrages en mer, revue bibliographique",
rapport n°84-1 de l'Association de Recherche Action de Elements (ARAE) ou rapport Institut
Français du Pétrole (IFP) n° 33 214.
- 108 Regrettier, J-F. (1990)
"Génie civil en environnement polaire: étude d'une digue en enrochements, critères de sélection
des aciers.",
Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie (Paris VI), spécialité mécanique,
soutenue le 6 novembre 1990.
- 109 Rivolier, J. & Duhamel, J. (1956)
"Terre Adéli 1952: éléments d'étude de la glace de mer dans l'archipel de pointe géologie",
Expéditions "Polaires Françaises, Paris.

- 110 Robe, R.Q. (1980)
"Iceberg drift and deterioration",
in Dynamics of snow and ice masses, Academic Press Inc., pp 211-259.
- 111 Rogers, B.T. ; Hardy, M.D. ; Neth, V.W. & Metge, M. (1986)
"Performance monitoring of the Molikpaq while deployed at Tarsiut P-45",
Proc. 3rd canadian marine geotechnical conf., St John's Newfoundland, june 11-13, 1986.
- 112 Russel, W.E. ; Riggs, N.P. & Robe, R.Q. (1977)
"Local iceberg motion - a comparison of field and motion studies",
Proc. int. POAC conf., St John's, Newfoundland, vol. 1, pp 784-798.
- 113 Sanderson, T.J.O. (1988)
"Ice mechanics, risks to offshore structures",
Ed. Graham & Trotman, Londres, ISBN-0-86010-785-x
- 114 Sarpkaya, T. & Isaacson, M. (1981)
"Mechanics of wave forces",
Ed. Van Nostrand Reinhold.
- 115 Sédillot, F. & Huynh, T.L. (1991)
"A gravity base structure for the Hibernia field",
Proc. NOIA conf. 91, pp 215-249.
- 116 Service Central Technique des ports maritimes et voies navigables (1978)
"Chocs de bateaux sur les piles de ponts",
note de synthèse SCT n°78.B, mars 1978.
- 117 Shirasawa, K. ; Riggs, N.P. & Muggeridge, D.B. (1984)
"The drift of a number of idealized model icebergs",
Cold regions science and technology, vol. 10, pp 19-30.
- 118 Smith, S.D. & Banke, E. (1981)
"A numerical model of iceberg drift",
Proc. int. POAC conf., Quebec city, Quebec, vol. 3, pp 1001-1011.
- 119 Smith, S.D. & Banke, E.G. (1983)
"The influence of winds, currents and towing forces on the drift of icebergs",
Cold regions and technology, vol. 6, n° 3, pp 241-255.
- 120 Soulis, E.D. (1975)
"Modelling of drift of nearby icebergs using wind and current measurements at a fixed station",
Canadian society of petroleum geologists, Mem. 4, pp 879-889.
- 121 Strilchuk, A.R. (1977)
"Ice pressure measurements, Netserk F-40, 1975-76",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 105-1.
- 122 Tabuteau, F. (1956)
"Terre Adélie 1950-51: observations sur la glace de mer",
Expéditions Polaires Françaises, Paris.
- 123 Taylor, T.P. (1973)
"Ice crushing tests 1973",
Arctic Petroleum Operators Association (APOA) project n° 52.

- 124 Timco, G.W. (1986)
"Indentation and penetration of edge-loaded freshwater ice sheets in the brittle range",
Proc. of the 5th int. Offshore Mechanics and Arctic Engineering symposium OMAE'86, Tokyo,
Japan, april 1986, vol. 4.
- 125 Timco, G.W. (1991)
"Laboratory observations of macroscopic failure modes in freshwater ice",
Cold regions engineering, Proc. of the 6th int. specialty conf., West Lebanon, New Hampshire,
feb. 26-28, 1991, pp 605-614.
- 126 TNO Road Vehicles Research Institute (1990)
"MADYMO 3D version 4.3, manuel utilisateur",
TNO, Delft, Nederlands.
- 127 Tucker, W.B. & Hibler, W.D. (1981)
"Preliminary results of ice modelling in the East Greenland area",
Proc. of the 6th int. conf. on Port and Ocean engineering under Arctic Conditions POAC'81,
Laval university, Quebec, vol. 2, pp 867-878.
- 128 United States Naval Oceanographic Office (1957)
"Oceanographic atlas of the polar seas, part 1: Antarctic",
H.O. publication n°705, part 1.
- 129 Weibull, W. (1951)
"A statistical function of wide applicability",
Journal of applied mechanics 18, pp 293-297.
- 130 White, F.M. ; Spaulding, M.L. & Giominho, L. (1980)
"Theoretical estimates of the various mechanisms involved in iceberg deterioration in the open
ocean environment",
United States Coast Guards report n° CG-D-62-80.
- 131 Wisman, J. ; Hoen, T. & Wittebrood, L. (1986)
"Status of the MADYMO Crash Victim Simulation package 1985",
Proc. int. conf. on Experimental Safety Vehicles, pp 784-794.
- 132 Wismans, J. & Van Wijk, J.J. (1982)
"Mathematical models for the assessment of pedestrian protection provided by a car contour",
Proc. 9th int. conf. on Experimental Safety Vehicles, Kyoto, 1982.
- 133 Wittenburg, J. (1977)
"Dynamics of systems of rigid bodies",
Ed. G.B. Teubner, Stuttgart, Germany.
- 134 Zabilansky, L. ; Nevel, D.E. & Haynes, F.D. (1975)
"Ice forces on model structures",
Canadian Journal of civil engineering, 2 (4), pp 400-407.
- 135 Zubov, N.N. (1945)
"arctic ice",
izdatel'stvo glavsermoputi, Moscou.

Bibliographie:

- 1 Beattie, O. & Geiger, J. (1987)
"Frozen in time, the fate of the Franklin expedition",
Ed. Bloomsbury, London, ISBN 0-7475-0101-7.
- 2 Centre Georges Pompidou (1980)
"Cartes et figures de la Terre",
Editions du centre Georges Pompidou, Paris, ISBN 2-85850-058-4.
- 3 Divers (1987)
"Le passage du nord-est",
série Le tour du monde, collection d'ailleurs, Ed. Phébus, Paris, ISBN 2-85940-091-5.
- 4 Imbert, B. (1987)
"Le grand défi des pôles",
Gallimard, Paris, ISBN-2-07-053013-2.
- 5 Lorius, C. (1981)
"Antarctique, désert de glace",
Ed. Hachette, Paris, ISBN 2-01-007309-6.
- 6 Lorius, C. (1991)
"Glaces de l'Antarctique; une mémoire, des passions",
Ed. Odile Jacob, Paris, ISBN 2-7381-0119-4.
- 7 May, J. (1989)
"Antarctique, à la découverte du septième continent",
Ed. Souffles, Paris, ISBN 2-87658-055-1.
- 8 Mertz, D. (1990)
"cinématique et mécanismes",
Cours de DEUG SPI, Université Pierre et Marie Curie, Paris.
- 9 Mountfield, D. (1974)
"A history of polar exploration",
Book club associates, London.
- 10 Romanovsky, V. & Cailleux, A. (1953)
" La glace et les glaciers",
Presses Universitaires de France, Paris.
- 11 Shackleton, E. (1988)
"L'odyssée de l'Endurance, première tentative de traversée de l'Antarctique (1914-1917)",
série Le tour du monde, collection d'ailleurs, Ed. Phébus, Paris, ISBN 2-85940-116-4.
- 12 Souchez, R. (1988)
"Les glaces polaires",
Ed. de l'université de Bruxelles, ISBN-2-8004-0939-8

Impacts d'icebergs sur une structure massive.

s/

Sommaire.

Partie -A-
INTRODUCTION: FROID ET GLACES.

| | |
|---|------------|
| A-1 LA TEMPERATURE. | A 2 |
| 1.1 Notion de température. | A 2 |
| 1.2 Températures à la surface du globe. | A 2 |
| 1.3 Quelques rappels de géographie. | A 3 |
| A-2 LA GLACE. | A 6 |
| 2.1 Structure. | A 6 |
| 2.2 Propriétés. | A 7 |
| A-3 LES CYCLES GLACIAIRES. | A 8 |
| 3.1 Mise en évidence. | A 8 |
| 3.2 Théories. | A 9 |
| A-4 LES GLACES POLAIRES ET LEUR ETENDUE ACTUELLE. | A12 |
| 4.1 Inlandsis et calottes glaciaires. | A12 |
| 4.2 Permafrost. | A13 |
| 4.3 Glace de mer. | A14 |
| 4.4 Glace de lac et de rivière. | A15 |
| A-5 EXPLORATIONS ET DECOUVERTES. | A18 |
| 5.1 De l'Antiquité à la Renaissance: l'apprentissage du globe terrestre. | A18 |
| 5.2 L'Arctique. | A19 |
| -Les passages du Nord. | A19 |
| -La course vers le pôle. | A20 |
| -L'exploration et la colonisation des Terres. | A21 |
| 5.3 L'Antarctique. | A22 |

PARTIE -B- ICEBERGS ET STRUCTURES.

| | |
|--|------------|
| B-1 LES RISQUES. | B 2 |
| B-2 LES STRUCTURES EXPOSEES. | B10 |
| 2.1 Navires. | B10 |
| 2.2 Ponts. | B11 |
| 2.3 Phares. | B11 |
| 2.4 Diguees et quais. | B11 |
| 2.5 Plates-formes semi-submersibles ancrées. | B12 |
| 2.6 Plates-formes et navires à positionnement dynamique. | B12 |
| 2.7 Plates-formes poids et caissons sur berme sous-marine. | B12 |
| B-3 LES ICEBERGS. | B14 |
| 3.1 Genèse. | B14 |
| 3.2 Classification. | B16 |
| 3.2.1 Taille. | B16 |
| 3.2.2 Forme. | B17 |
| 3.3 Densité. | B18 |
| 3.4 Porosité. | B19 |
| 3.5 Température. | B19 |
| 3.6 Parties émergée et immergée. | B20 |
| 3.6.1 Proportion des volumes. | B20 |
| 3.6.2 Proportion hauteur/tirant d'eau. | B21 |
| 3.7 Détérioration naturelle. | B23 |
| 3.8 Destruction. | B24 |
| 3.9 Techniques de déviation et remorquage. | B24 |
| 3.10 Détection. | B25 |
| 3.11 Stabilité. | B26 |
| 3.12 Etude dynamique. | B28 |
| 3.12.1 Choix du repère galiléen. | B28 |
| 3.12.2 Théorèmes de la résultante dynamique et du moment dynamique. | B29 |
| 3.12.3 Expression des accélérations. | B31 |
| 3.12.3.1 Accélération d'entraînement. | B32 |
| 3.12.3.2 Accélération de Coriolis. | B35 |
| 3.12.4 Bilan des actions mécaniques agissant sur l'iceberg. | B37 |
| 3.12.4.1 Actions de pesanteur. | B37 |
| 3.12.4.2 Actions de la mer. | B37 |
| * Poussée d'Archimède. | B38 |
| * Force hydrodynamique. | B38 |
| * Masse ajoutée. | B43 |
| * Amortissement. | B47 |
| * Effet de pente. | B48 |
| * Action des vagues. | B48 |
| 3.12.4.3 Action de l'air. | B49 |
| 3.13 Vitesses observées. | B52 |
| 3.14 Conclusions. | B54 |

partie - C -
IMPACTS SUR UNE STRUCTURE INFINIMENT RIGIDE.

| | |
|--|------------|
| C-1 SCENARIOS D'IMPACT. | C2 |
| 1.1 Introduction. | C2 |
| 1.2 Impact frontal. | C2 |
| 1.3 Impact excentré. | C2 |
| 1.4 Impact centré. | C3 |
| | |
| C-2 COMPORTEMENT MECANIQUE DE LA GLACE. | C 5 |
| 2.1 Modes de ruine. | C 5 |
| 2.1.1 Comportement élastique. | C 5 |
| 2.1.2 Fluage. | C 5 |
| 2.1.3 Comportement fragile. | C 5 |
| 2.1.4 Cartographie des modes de ruine. | C 6 |
| 2.2 Résistance à la compression en comportement fragile. | C 8 |
| 2.2.1 Influence de la température. | C 8 |
| 2.2.2 Influence de la vitesse de déformation. | C 9 |
| 2.2.3 Effet d'échelle. | C10 |
| 2.2.3.1 Observation des données expérimentales. | C10 |
| 2.2.3.2 Théorie de la fissuration. | C13 |
| 2.2.3.3 Théorie de la non simultanée des ruptures. | C15 |
| 2.2.3.4 Lois de comportement. | C17 |
| | |
| C-3 ETUDE PARAMETRIQUE. | C18 |
| 3.1 Introduction. | C18 |
| 3.2 Modélisation 3D. | C19 |
| 3.2.1 Le programme MADYMO. | C19 |
| 3.2.2 Adaptation aux impacts d'icebergs. | C20 |
| 3.2.3 Paramètres d'entrée. | C22 |
| 3.2.4 Paramètres de sortie. | C23 |
| 3.3 Impact frontal. | C25 |
| 3.3.1 Etude théorique préliminaire. | C25 |
| 3.3.2 Justification de l'hypothèse d'impacts superficiels. | C28 |
| 3.3.3 Sensibilité à la vitesse V_x . | C29 |
| 3.3.4 Sensibilité au rayon R. | C30 |
| 3.3.5 Sensibilité au facteur de masse ajoutée Ca. | C31 |
| 3.3.6 Sensibilité à la masse volumique et à la masse nominale. | C32 |
| 3.3.7 Sensibilité à la loi de comportement de la glace. | C32 |
| 3.3.7.1 Dispersion des résultats. | C32 |
| 3.3.7.2 Approximation par des lois constantes. | C33 |
| 3.3.8 Généralisation. | C35 |
| 3.4 Impacts centrés non frontaux. | C39 |
| 3.4.1 Impacts "en biais" sans rotation initiale. | C39 |
| 3.4.2 Impacts à rotations initiales. | C39 |
| 3.4.3 Coefficient de frottement dynamique glace/structure. | C39 |
| 3.5 Impacts excentrés. | C40 |
| 3.5.1 Impacts excentrés sans rotation initiale. | C40 |
| 3.5.2 Impacts excentrés à rotations initiales. | C41 |
| 3.6 Conclusions. | C42 |

partie - D -
EXPERIMENTATIONS GRANDEUR NATURE EN ANTARCTIQUE.

| | |
|---|----------------|
| D-1 LE PROGRAMME FRANCO-CANADIEN “IMPACTS ICEBERGS”. | D 2 |
| 1.1 Partenaires. | D 2 |
| -C-CORE | D 2 |
| -Les EPF | D 2 |
| -Les TAAF | D 3 |
| 1.2 Déroulement. | D 3 |
| -1988: Naissance du programme. | D 3 |
| -1989: L’UPMC se joint au programme. | D 3 |
| -1990: Premières expériences. | D 4 |
| -1991: Tests complémentaires. | D 4 |
| -1992: Seconde campagne expérimentale. | D 4 |
| D-2 PRINCIPES DE L’EXPERIMENTATION. | D 5 |
| 2.1 Type d’expérience à réaliser. | D 5 |
| 2.2 Paramètres à déterminer. | D 6 |
| 2.3 Liaison Paramètres à déterminer/ grandeurs mesurables. | D 7 |
| D-3 METHODOLOGIE. | D11 |
| 3.1 Choix de la falaise d’impact. | D11 |
| 3.1.1 Critères de sélection. | D11 |
| -Géométrie de la surface rocheuse. | D11 |
| -Reliefs sous-marins. | D11 |
| -Courants. | D11 |
| -Exposition à la houle. | D13 |
| -Exposition aux nappes de pack. | D13 |
| -Orientation par rapport aux vents dominants. | D13 |
| -île. | D14 |
| -Accès. | D14 |
| 3.1.2 Choix. | D14 |
| 3.2 Préparation du site. | D20 |
| -Pieux d’amarrage. | D20 |
| -Poulie. | D20 |
| -Plate-forme de rangement pour aussière. | D21 |
| -Oeillet de guidage. | D21 |
| -Abri pour instruments. | D21 |
| 3.3 Filets. | D23 |
| 3.3.1 Filet à larges mailles et plots en mousse. | D23 |
| 3.3.2 Filet à micro-mailles. | D23 |
| 3.4 Sélection de l’iceberg, capture et remorquage. | D24 |
| 3.4.1 Sélection. | D24 |
| 3.4.2 Capture. | D24 |
| -iceberg en pleine eau à remorquer avec le navire l’Astrolabe. | D24 |
| -iceberg en pleine eau à remorquer avec le seatruck. | D25 |
| -iceberg empêtré dans le pack ou parmi d’autres icebergs. | D25 |
| -iceberg au pied de la falaise d’impact. | D25 |
| 3.4.3 Remorquage. | D25 |

| | |
|---|------------|
| 3.5 Géométrie de l'iceberg. | D27 |
| 3.5.1 Partie émergée. | D27 |
| 3.5.1.1 Stéréophotographie aérienne. | D27 |
| 3.5.1.2 Méthode "De la sphère". | D27 |
| 3.5.1.3 Mesures manuelles. | D28 |
| 3.5.2 Partie immergée. | D28 |
| 3.5.2.1 Profilage par sonar latéral depuis la surface. | D28 |
| 3.5.2.2 Profilage par sondeur à main en plongée. | D29 |
| 3.6 Mouvements de l'iceberg. | D30 |
| 3.6.1 Principes. | D30 |
| 3.6.2 Boîtier de mesure. | D31 |
| -Corps du boîtier. | D31 |
| -Cellule de capteurs. | D31 |
| -Filtrage. | D33 |
| -Acquisition. | D33 |
| -Recueil et stockage des données. | D33 |
| -manipulation du boîtier. | D33 |
| 3.6.3 dépouillement des données. | D35 |
| -Grandeurs physiques. | D35 |
| -Accélérations dans un repère de directions fixes. | D35 |
| -dérivées premières et secondes des angles d'Euler-Krilov. | D36 |
| -Vitesses et accélérations angulaires. | D36 |
| -Calcul des accélérations linéaires en un autre point. | D36 |
| 3.7 Tests de traction. | D37 |
| 3.8 Impact. | D38 |
| 3.8.1 Traction par bateau. | D38 |
| 3.8.2 Traction par bulldozer. | D39 |
| 3.9 Observations complémentaires. | D39 |
| D-4 RESULTATS. | D40 |
| 4.1 Historique. | D40 |
| 4.2 Volume, surface à la flottaison, masse et centre de gravité. | D42 |
| 4.3 Accélérations, vitesses, forces et pressions. | D46 |
| 4.3.1 Barbara. | D46 |
| 4.3.2 Greta. | D47 |
| D-5 CONCLUSIONS. | D50 |

LISTE DES FIGURES.

Partie A :

| | | |
|----------------|---|-----|
| fig. A.1 | Lignes remarquables et zones du globe. | A 5 |
| fig. A.2 | Conductibilité thermique k_q , chaleur spécifique C et coefficient $\alpha=k_q/C$ de la glace pure entre -100 et 0°C. | A 7 |
| fig. A.3 | Astronomie et paléoclimats. | A10 |
| fig. A.4 | Arctique et glaces flottantes. | A16 |
| fig. A.5 | Antarctique et glaces flottantes. | A17 |

Partie B :

| | | |
|-----------------|---|-----|
| fig. B.1 | Carte générale de l'Arctique. | B 5 |
| fig. B.2 | Distribution des icebergs dans les mers arctiques. | B 6 |
| fig. B.3 | Trajet des icebergs issus du Groenland. | B 7 |
| fig. B.4 | Atlantique nord: limite moyenne de dérive des icebergs et relevés inhabituels. | B 8 |
| fig. B.5 | Limite extrême de dérive des icebergs dans l'hémisphère sud. | B 9 |
| fig. B.6 | Coupe schématique d'un inlandsis ou d'une calotte de glace produisant des icebergs. | B15 |
| fig. B.7 | Différents modes de vêlage d'un glacier marin. | B15 |
| fig. B.8 | Densité moyenne d'un glacier en fonction de son épaisseur. | B18 |
| fig. B.9 | Rapport volume immergé/ volume émergé d'un iceberg en fonc- tion de sa densité moyenne, dans des eaux de densité 1 et 1.028 | B21 |
| fig. B.10 | Relation entre hauteur et tirant d'eau pour des icebergs de l'Est-Groenland et de l'Ouest-Groenland. | B22 |
| fig. B.11 | Energie cinétique atteinte dans des mers de force 4, 5, 6 et probabilité de détection correspondante. | B25 |
| fig. B.12 | Composante horizontale de l'accélération d'entraînement en fonction de la latitude. | B33 |
| fig. B.13 | Notations utilisées pour le calcul des accélérations d'entraînement et de Coriolis. | B34 |
| fig. B.14 | Composante horizontale de l'accélération de Coriolis en fonction de la latitude pour quelques vitesses horizontales V_h | B36 |
| fig. B.15 | "Accélération" F_w/m_t exercée par le courant sur un iceberg sphérique pour quelques différentiels de vitesse Dv | B41 |
| fig. B.16 | "Accélération" F_w/m_t exercée par le courant sur un iceberg cubique par un courant normal à l'une de ses faces pour quelques différentiels de vitesse Dv | B42 |
| fig. B.17 | "Accélération" F_w/m_t exercée par le courant sur un iceberg cubique par un courant orienté dans l'axe d'une des arêtes, pour quelques différentiels de vitesse Dv | B42 |
| fig. B.18 | Définition des mouvements de l'iceberg dans le repère (G, x_1, x_2, x_3) avec x_1 dans l'axe de l'excitation et x_3 ascendant vertical. | B44 |
| fig. B.19 | coefficients λ_{11} à λ_{66} des 6 icebergs trapézoïdaux à 0.07 Hz. | B45 |
| fig. B.20 | Sections (x_2, x_3) des icebergs étudiés par Bass et Sen (1986). | B47 |
| fig. B.21 | Rapports V_a/V_w pour lesquels les actions du vent et du courant sur l'iceberg ont même amplitude. | B50 |

| | | |
|-----------|--|-----|
| fig. B.22 | Vitesses d'icebergs et vitesses de courant. | B53 |
| fig. B.23 | Vitesses de dérive de 266 icebergs au large de Terre-Neuve. | B53 |
| fig. B.24 | Vitesses d'icebergs en fonction de la taille. | B54 |

Partie C :

| | | |
|-----------|---|-----|
| fig. C.1 | Paramétrage des impacts d'icebergs sur une structure fixe. | C 3 |
| fig. C.2 | Exemple d'impact frontal. | C 4 |
| fig. C.3 | Exemple d'impact centré avec tangage initial. | C 4 |
| fig. C.4 | Exemple d'impact excentré dans le plan vertical. | C 4 |
| fig. C.5 | Exemple d'impact excentré dans le plan horizontal. | C 4 |
| fig. C.6 | Paramétrage des indentations. | C 6 |
| fig. C.7 | Cartographie des modes de ruine de la glace d'eau douce. | C 7 |
| fig. C.8 | Exemple de variation de la résistance σ_{cr} en fonction de θ | C 8 |
| fig. C.9 | Pression de rupture σ_{cr} en fonction de la vitesse de déformation. | C 9 |
| fig. C.10 | Géométries d'indentation "globale" et "locale". | C10 |
| fig. C.11 | Diagramme pic de pression - aire de contact brute pour des indentations globales. | C11 |
| fig. C.12 | Hypothèses d'évolution de l'état de fissuration avec la taille de l'échantillon. | C13 |
| fig. C.13 | Représentation schématique de la non simultanée des ruptures. | C15 |
| fig. C.14 | Lois de comportement "15MPa", "Hibernia", "Ashby", "Weibull" et "géométrique" superposées aux données expérimentales. | C17 |
| fig. C.15 | Schématisation de la modélisation "impact icebergs" réalisée avec le programme MADYMO. | C24 |
| fig. C.16 | Géométrie des impacts. | C27 |
| fig. C.17 | Rapports $\delta_f/2R$ | C28 |
| fig. C.18 | Effort F_n max exercé par un iceberg sphérique de rayon 29.82m (140 000 tonnes) en fonction de la vitesse d'impact V_x | C29 |
| fig. C.19 | Effort F_n max exercé par un iceberg sphérique initialement lancé à 2.0 m/s en fonction du carré de son rayon. | C30 |
| fig. C.20 | Effort F_n max exercé par un iceberg sphérique de rayon 13.84m (10 000 tonnes) en fonction de la racine carrée du facteur de masse ajoutée C_a | C31 |
| fig. C.21 | Dispersion des efforts F_n max obtenus avec les diverses lois. | C32 |
| fig. C.22 | Courbes F_n max en fonction de $R^2 V_x$ pour les lois $\sigma_{cr}=f(A)$ et leurs approximations par des lois constantes. | C34 |
| fig. C.23 | Impact superficiel d'une partie sphérique d'iceberg sur une structure plane; abaque de détermination de l'effort final F_n max en fonction de $(\sigma_{cr} m_e)^{1/2} V_x$ pour diverses valeurs de R | C35 |
| fig. C.24 | Abaque de détermination de δ_f/R en fonction du volume de glace écrasé $\vartheta_{cr}=C_a E_c / \sigma_{cr}$ pour diverses valeurs de R | C37 |
| fig. C.25 | Abaque de détermination du facteur géométrique k_v en fonction de δ_f/R pour diverses valeurs de R | C37 |
| fig. C.26 | Abaque de détermination de F_n max en fonction de $(\sigma_{cr} m_e)^{1/2} V_x$ pour diverses valeurs du facteur géométrique k_v | C38 |
| fig. C.27 | Effet de l'excentrement sur l'effort F_n max (exprimé en proportion de l'effort centré), impacts sans rotation initiale. | C40 |
| fig. C.28 | Influence de la rotation initiale ω_z sur l'effort F_n max pour un excentrement $dy=0.3 R$ | C41 |

Partie D :

| | | |
|------------------------|--|-----|
| <i>fig. D.2</i> | Paramètres à déterminer pour obtenir la pression d'impact. | D 7 |
| <i>fig. D.3</i> | Détermination de la pression d'impact. | D10 |
| <i>fig. D.4</i> | Schéma opérationnel des expérimentations "impacts icebergs". | D12 |
| <i>fig. D.5</i> | Archipel de Pointe Géologie et choix d'une falaise d'impact. | D15 |
| <i>fig. D.6</i> | Falaise Cuvier; topographie et bathymétrie. | D16 |
| <i>fig. D.7</i> | Falaise Buffon; topographie et bathymétrie. | D17 |
| <i>fig. D.8</i> | Falaise d'impact Cuvier, plan des installations. | D22 |
| <i>fig. D.9</i> | Opérations de remorquage des icebergs Emma et Greta | D26 |
| <i>fig. D.10</i> | Cellule de capteurs. | D32 |
| <i>fig. D.11</i> | Procédure d'acquisition. | D34 |
| <i>fig. D.12</i> | Représentation de la partie émergée de l'iceberg Barbara et moments d'inertie autour des lignes et des colonnes de piliers. | D45 |
| <i>fig. D.13</i> | Représentation de la partie émergée de l'iceberg Greta et moments d'inertie autour des lignes et des colonnes de piliers. | D45 |
| <i>fig. D.14</i> | Impact de l'iceberg Greta : accélérations linéaires (A_x , A_y , A_z) et angulaires (W_{xd} , W_{yd} , W_{zd}), vitesses angulaires (W_x , W_y , W_z). .. | D49 |
| <i>fig. D.15</i> | Positionnement des résultats obtenus avec les icebergs Barbara et Greta par rapport à la compilation de données expérimentales présentée par Sanderson (1988). | D51 |

LISTE DES TABLEAUX.
Partie B :

| | | |
|-----------------------|--|-----|
| <i>tab. B.1</i> | Classification des icebergs en fonction de leur taille. | B16 |
| <i>tab. B.2</i> | Critères de stabilité des icebergs. | B26 |
| <i>tab. B.4</i> | Coefficients de trainée hydrodynamique C_w | B39 |
| <i>tab. B.5</i> | Pieds de pilote des 6 icebergs pour des fonds de 75, 100, 125m. | B46 |
| <i>tab. B.6</i> | Evolution des coefficients λ_{ij} en fonction de la profondeur d'eau. .. | B46 |
| <i>tab. B.7</i> | Coefficients de trainée aérodynamique C_a | B49 |
| <i>tab. B.8</i> | Comparaison des actions du courant (F_w) et du vent (F_a). | B50 |

Partie C :

| | | |
|-----------------------|---|-----|
| <i>tab. C.1</i> | Approximation des lois $\sigma_{cr}=f(A)$ par des lois constantes. | C33 |
|-----------------------|---|-----|

Partie D :

| | | |
|-----------------------|--|-----|
| <i>tab. D.1</i> | Modélisation de l'iceberg Barbara | D43 |
| <i>tab. D.2</i> | Modélisation de l'iceberg Greta | D44 |
| <i>tab. D.3</i> | Récapitulatif des caractéristiques géométriques et données d'impact pour les icebergs Barbara (22/01/90) et Greta (09/02/92). .. | D48 |

ANNEXES.

| | |
|---|------------|
| Annexe 1 : | E 2 |
| "Full scale iceberg impact: a pilot experiment in Antarctica" <i>présenté au IAHR symposium on ice 90, Espoo, Finlande, août 1990.</i> | |
| Annexe 2 : | E15 |
| "Methodology for full scale iceberg impact experiments in the Antarctic" <i>présenté à ISOPE'92 conference, San Francisco, USA, juin 1992.</i> | |
| Annexe 3 : | E22 |
| "Programme impact icebergs" <i>Recherche et technologie polaires n°25, août 1991.</i> | |
| Annexe 4 : | E27 |
| "Impacts Icebergs: scénario des opérations, version 16/01/90" | |
| Annexe 5 : | E32 |
| "Ingénierie polaire" <i>Recherche et technologie polaires n°24, juin 1990.</i> | |
| Annexe 6 : | E35 |
| "Plongée en Terre Adélie" <i>Recherche et technologie polaires n°24, juin 1990.</i> | |
| Annexe 7 | E37 |
| "Plate-forme Hibernia." | |
| Annexe 8 : | E42 |
| "Les glaces: petit glossaire franco-anglais." | |
| Annexe 9 : | E55 |
| "Institut Français pour la Recherche et la Technologie Polaire: missions et structures." | |
| Annexe 10: | E58 |
| "Simulations Impacts Icebergs MADYMO 3D : lois de comportements de la glace, masses équivalentes, moments d'inertie équivalents." | |
| Annexe 11: | E65 |
| "Simulations Impacts Icebergs MADYMO 3D : exemples de : -fichier d'entrée DATA, -fichier de sortie PEAK, -sorties graphiques." | |