

波浪と氷板の干渉

Interactions of Waves and Ice

堺 茂 樹

Shigeki SAKAI

1. はじめに

海岸工学における氷の問題は一般には馴染みの薄いものであろうが、東北地方の北部と北海道での水域の諸現象を考える上で、氷の存在は重要な要素の一つである。例えば、北海道のオホーツク沿岸では、流氷の来襲による灯台の倒壊、栈橋脚部の損傷、海岸浸食などが発生しており、大きな被害となることも希ではない。海岸での災害の他に、海水による陸上での災害もあり、これは流氷が接岸している期間に津波が来襲した場合に発生している。小野（1986）によると、1952年3月に発生した津波によって、根室市から釧路市にかけての一帯では、津波と共に陸上に遡上した流氷によって多くの人家や橋梁が破壊されており、霧多布では厚さ1.3 m、5 m四方の流氷が遡上している。流氷の存在期間は平均で1.5～2.5ヶ月であり、また霧多布で遡上していた氷塊は流氷の規模としては特別に大きなものではない。さらに、過去の記録から見て、この時の津波の規模も北海道東部沿岸での平均的なものであったことを考慮すると、このような災害が再発する危険性が大きいことが指摘されている。

我が国において、構造物に対する設計荷重として氷力が考慮されるようになったのは比較的最近のことである。冬季間の温度差が大きい地域でのダム建設に際しては、ダム湖の水面に発生する氷板が温度変化に伴い膨張する際に生じる静的な氷力が従来より考慮されてきたが、動的な氷力を設計に取り入れて建設された最初のものは、1981年に青森県小川原湖の中央に建設された小川原湖総合観測所である。最近では、氷が海岸構造物へ接近することを防ぐ工法も開発されつつあり、例えば北海道サロマ湖に建設中であるIce Boom（榎ら、1991a,b；今泉ら、1991；長野ら、1994）は流氷がIce Boomの背後に浸入するのを防ぐのに効果を発揮している（平山、1995）。

氷工学は我が国をはじめ、カナダ、アメリカ、フィンランド、ロシアなどで発展してきたが、本稿で扱う波浪と氷の干渉に関しては、イギリスとオーストラリアがこれに加わる。1960年代後半から、アラスカ沖などの極地域での天然資源開発とこれに伴う氷海域内航路の開発の機運が高まり、特に1959年と1960年に実施されたマンハッタン号によるニューヨークとアラスカ間の実船試験（岡本、1981）を契機に、氷工学に関する研究が急速に活発化した。中東産油国での原油生産が順調である現在は、極地域での油田開発は多少下火となった感はあるが、将来に備えた基礎的な研究は継続されており（日本海洋開発産業協会、1994、1995）、また氷海域内の航路開発に関する研究は現在も精力的に行われている（シップ・アンド・オーシャン財団、1994、1995）。さらに、旧ソビエト連邦の崩壊後、ロシアは政治・経済の自由化を進めており、これが順調に推移すれば、日本-ロシア間の交易が活発となり、そのための港湾建設などの需要も増大することが予想されるが、北方海域での建設に際しては氷工学は重要な位置を占めることになる。

現在の氷工学の分野では、氷の動的な問題に関する研究が盛んに行われている。本稿で扱う波浪と氷の干渉に関する研究もその基礎的な部分の一つである。例えば、海域での構造物に対する氷力の算定では、潮汐や風に起因する一般的な氷力に加え、氷塊が波浪と共に衝突する際に発生する衝撃氷力を考慮する必要が指摘されている。衝撃氷力の算定には、波浪が氷海域を伝播する間の波浪と氷の干渉あるいは構造物付近での波浪による氷塊の運動など、一連の現象の理解が必要である。また、氷海域を航行する船舶の船首波と氷の干渉は航行性能にも影響し、波浪と氷の干渉の機構を解明することは氷海航行技術の開発にとっても重要な課題である。

以下では、海水及び氷海域の概要、氷板下での波動理論、氷海域での波浪特性、氷板の変形及び破壊について述べる。波浪と氷の干渉は、基本的には波浪による浮体の応答と同一であり、これを基礎とした研究も多い。しかし、本稿では「氷」を対象とした研究のみを参照しており、その意味で多少偏りがあることを了承願いたい。

2. 海水および氷海域の概要

地球上に存在する雪氷の総量は約 2.4×10^{16} t にのぼる。その大部分は南極氷床に代表される陸氷であり、海域に存在する氷の量は質量にして全体の0.14%を占めるに過ぎない。しかし、北極海を中心として、氷の存在する海域の面積は広い。図2. 1は北極地方における氷の分布の概略図である。氷の存在する領域は、季節によって進展と縮退を繰り返す。しかし、北緯約75度以北の海域には一年を通じて存在する氷があり、これは北極氷冠と呼ばれる。南極にも氷冠は存在し、これの大部分は南極大陸上の氷床である。図2. 1より、氷の存在という観点から、二つの特徴的な海域が存在することが分かる。その第一はオホーツク海であり、この海域では例外的に低緯度海域までの氷の進展が見られ、その一部は北海道沿岸にまで達する。第二の海域はロシアとノルウェーの国境の北に広がるバレンツ海であり、この海域では北緯70度を越える高緯度領域においても氷の存在は希であり、これはメキシコ湾流の影響による。

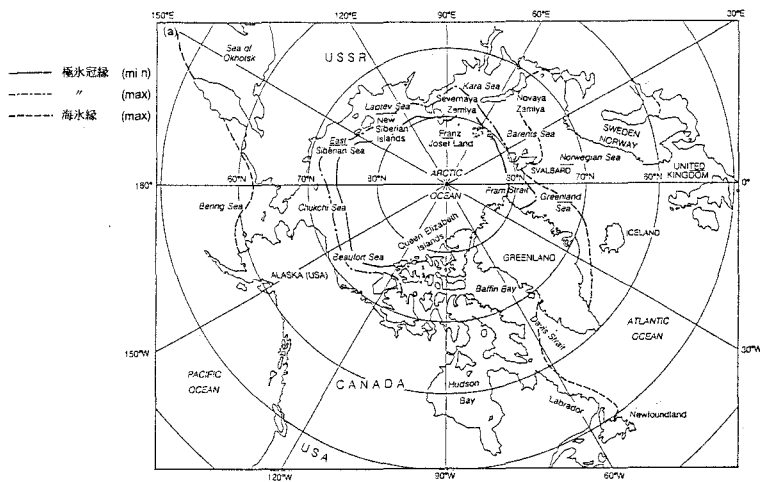


図2. 1 北極地方における氷の分布

海水をその成長履歴によって分類すると、一年氷と多年氷に大別できる。両極域のような低温海域では、夏季に氷が完全に融けきらないまま再び結氷期を迎える場合もあり、融解期を越えていない氷を一年氷というのに対し、夏季を越えて再凍結した氷は多年氷と呼ばれる。一般に、多年氷は含有する塩分の濃度が低く、強度が高い。

海水の存在形態もいくつかに分類することができる。比較的小型の氷盤、氷塊が寄り集まった海域を流氷域と呼ぶ。流氷域における氷の存在量は様々であり、海面における氷の面積率により、5/10、10/10のように表現する。流氷域では、時には氷盤が上下に幾重にも積み重なる場合もあり、これは乱氷あるいはハンモック状態と呼ばれる。氷野の一部が何らかの理由で周囲の氷に較べて厚くなっている状態は氷丘と呼ばれる。氷丘の成因は様々であるが、代表的な原因の一つに圧縮力による氷板の座屈がある。この場合、座屈部分に沿って破壊された氷片が堆積し、氷厚が増大する。このような連続した長い領域にわたる氷丘を氷丘脈と呼び、氷丘脈の発生は小規模ながらも湖にも見られ、諏訪湖における「御神渡り」はこの典型的な例である。大規模な氷丘ではその底部が海面下数十 m までに達するものも報告されている。乱氷及び氷丘はその構成要素である氷盤間の凍結度により、船舶或いは海洋構造物に与える影響は大きく異なる。一方、一様の厚さの氷板が連続する場合を平坦氷と呼ぶ。平坦氷は海洋構造物に加わる氷荷重あるいは船舶による砕氷現象等を考える上で、最も基本的な氷況である。しかし、現実の海水には風、潮流、波浪などによる外力が常に加わるため、平坦氷が破壊されて、前述の流氷域あるいは氷丘脈が形成される場合が多く、広大な領域にわたって平坦氷が張り詰めた状態は、湾内等を除きむしろ例外的な氷況といえる。また、平坦で一様に見える氷板であっても、隠れたクラックが存在したり、多年氷を内部に含む場合もある。

アラスカ沖のボーフォート海を例に、春季における北極海の氷の形態を、大陸側から極点へ向かっての断面図の形で模式的に表したのが図2. 2である。海岸部に着岸した部分の氷は定着氷と呼ばれ、その大部分は秋季から冬季にかけて成長した一年氷により構成され、夏期には海岸線近傍の海域は無氷域となる場合が多い。定着氷内にも氷丘が存在する場合があり、水深が浅い場合には氷丘の着底、あるいは氷丘の底部により海底が削り取られる（ice gouging）場合もあり、海底ケーブル、海底パイプライン等が被害を受ける可能性もある。北極氷冠は、潮流、風、コリオリ力等の影響を受け、常に運動している。このため、定着氷と氷冠との間には流水域が形成される。この流水域の氷には、一年氷ばかりではなく、氷冠から供給される多年氷も含まれる。流水域は、運動する氷冠氷と定着氷との間で大きな意味での剪断力を受けることから、shear zoneと呼ばれることもある。海底資源開発の大部分は大陸棚上で行

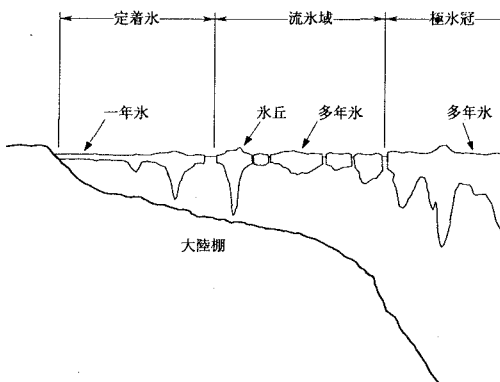


図2. 2 氷の形態の模式図

われるが、shear zone は氷の運動が激しく、高強度の多年氷との遭遇の確立も高いという意味において開発の難しい海域である。北極氷冠には一年氷あるいは開水部分も存在するが、その大部分は多年氷から構成される。北極氷冠における多年氷の存在期間は、最長10から12年と考えられている。前述のように、北極氷冠は不動ではなく、流動を続けているが、全体的には二つの大きな運動パターンとして捉えることができる。その第一は、アラスカ沖、北緯80度西経150度近傍を中心として時計回りに回転するBeaufort Gyreである。回転速度はその外縁部では一周につき約10年となる。第二の運動は、シベリア沖からグリーンランドとスバルバードの間のフラム海峡へ向かうTranspolar Driftである。この氷の流れは、北極探検史上有名なナンセンのフラム号による漂流により発見されたものである。Transpolar Drift の運動速度は約1.8 km/日であり、通過には約3年を要する。

以上は、前野（1981）とSanderson（1988）を参照してまとめた海水及び氷海域の概要である。次章以降では、外国での研究成果をいくつか引用しているが、氷況などに関する外国語と日本語の対応が必ずしも統一されていない場合がある。海水の存在形態については、本稿では便宜的に、比較的小型の氷盤、氷塊が寄り集まった状態を氷盤群と呼び、平坦氷と見なせる氷を氷板と記した。

3. 氷板下での波動の線形解

海水の力学的特性に関する本格的な研究の始まりは、1950年前半から開始された北海道大学低温科学研究所の田畑忠司教授による北海道紋別での観測であろう（Tabata, 1955；田畑, 1956；田畑・小野, 1958）。現地観測では氷板に平行に鋸の目を入れ、両側の氷を取り除き、幅40cm、長さ4 mの両端を固定された氷の板を作成し、その中央に載荷した時の沈下量を測定し、時間・歪み曲線がほぼMaxwell-Voigt modelで近似できることを示している。曲げ試験の他にも、円柱状の供試体の圧縮試験も行われており、圧縮試験の結果から氷の静的な弾性係数及び粘性係数は温度の低下と共に増大することが明らかとなっている。これらの研究成果を基礎として、氷を粘弾性体とした取り扱いが今日まで発展してきた。

氷の変形にはMaxwell-Voigt modelで近似されるよりさらに複雑な材料力学的なメカニズムが含まれていると思われるが、波浪と氷の干渉に関しては、粘弾性体としての取り扱いが現在のところ主流である。以下では、波浪と氷の干渉を理論的に考察する際の、最も基本的な解である弾性平板下での波動の線形解を述べ、次いで粘性を考慮した場合の基礎式を示す。

流体は非圧縮性、非粘性であり、運動は非回転であると仮定する。図3. 1に示す座標系でのLaplaceの式、平板と流体の境界面での線形化された運動学的及び力学的条件、底面での境界条件を速度ポテンシャル ϕ を用いて表すと、通常の波動理論と同様、

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad -d < z < \zeta \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad z = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{p}{\rho} + g\zeta + \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad z = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad z = -d \quad (3.4)$$

ここで、 ζ ：波形、 ρ ：流体の密度、 p ：圧力、 g ：重力加速度、 d ：水深

となる。開水域での波動と異なるのは、境界面上での圧力が大気圧（零）ではなく、弾性平板の変形に対応した値を持つことである。分布荷重 p が作用するときの弾性平板の曲げ変形の線形解は、

$$\rho_i h_i \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + M \frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4} = p \quad (3.5)$$

ここで、 $M = Eh_i^3 / (12(1 - \nu^2))$ 、 E ：弾性係数、 ν ：ポアソン比（=0.3）

ρ_i ：氷の密度、 h_i ：氷厚

であり、ここでの p を式（3.3）に代入すると、

$$\left\{ \rho_i h_i \frac{\partial^2}{\partial t^2} + M \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right\} \zeta = -\rho \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial t} + g\zeta \right\} \quad z = 0 \quad (3.6)$$

となり、平板と流体との境界面での力学的条件が得られる。なお、構造力学の振動問題の解析と同様、上式には氷の自重の項は含まれていない。

氷板下での波形 ζ を以下のように仮定する。

$$\zeta = a_i \sin(kx - \omega t) \quad (3.7)$$

ここで、 k ：波数（ $= 2\pi / L$ 、 L ：波長）、 ω ：周波数（ $= 2\pi / T$ 、 T ：周期）、 a_i ：振幅

式（3.1）と（3.4）より、速度ポテンシャルは

$$\phi = A \cosh k(d+z) \cos(kx - \omega t) \quad (3.8)$$

のように仮定することができるので、これらを境界面での条件に代入すると、速度ポテンシャルの係数 A と分散関係式が以下のように求められる。

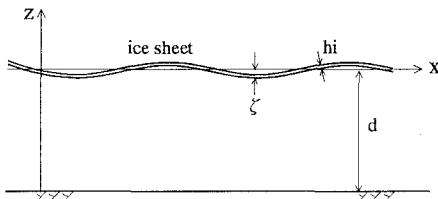


図3.1 座標系

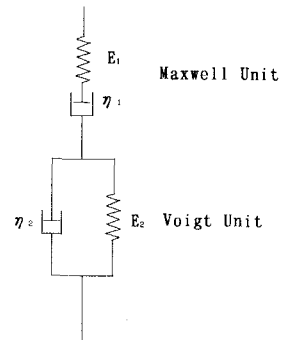


図3.2 Maxwell-Voigt Model

$$A = -\frac{\omega}{k \sinh kd} a_i \quad (3.9)$$

$$\omega^2 = \frac{Mk^5 + \rho gk}{\rho \coth kd + \rho_i h_i k} \quad (3.10)$$

また、深海波を仮定した場合には、速度ポテンシャル及び分散関係式は以下のである。

$$\phi = A \exp(kz) \cos(kx - \omega t) \quad (3.11)$$

$$\omega^2 = \frac{Mk^5 + \rho gk}{\rho + \rho_i h_i k} \quad (3.12)$$

氷を粘弾性体とした場合の振動の基礎式は以下のように誘導される。氷板内での応力と歪みの関係を図3.2に示すようなMaxwell - Voigt modelで表現する。Maxwell Unitの歪みはバネ及びダッシュポットの歪みの和であり、Voigt Unitの応力はバネ及びダッシュポットの応力の和であるから、各 Unitでは、

$$\frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{1}{E_1} \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta_1}, \quad \sigma = E_2 \varepsilon_2 + \eta_2 \frac{d\varepsilon_2}{dt} \quad (3.13)$$

となる。さらに、全体の歪み ε は2つのUnitでの歪みの和であるから、上の2式を時間で微分し、両者を加えて整理すると、

$$\left\{ E_1 \frac{d^2}{dt^2} + \frac{E_1 E_2}{\eta_2} \frac{d}{dt} \right\} \varepsilon = \left\{ \frac{d^2}{dt^2} + \left\{ \frac{E_1}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_2} + \frac{E_2}{\eta_2} \right\} \frac{d}{dt} + \frac{E_1 E_2}{\eta_1 \eta_2} \right\} \sigma \quad (3.14)$$

となり、弾性体での関係と類似の表現として、以下のように記述できる。

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{G} \quad (3.15)$$

ここで、

$$G = \left\{ E_1 \frac{d^2}{dt^2} + \frac{E_1 E_2}{\eta_2} \frac{d}{dt} \right\} \cdot \left\{ \frac{d^2}{dt^2} + \left\{ \frac{E_1}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_2} + \frac{E_2}{\eta_2} \right\} \frac{d}{dt} + \frac{E_1 E_2}{\eta_1 \eta_2} \right\}^{-1} \quad (3.16)$$

外力 p の作用を受ける場合の運動量の保存則は、曲げモーメントを M_o とすると、

$$\frac{\partial^2 M_o}{\partial x^2} + p = \rho_i h_i \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \quad (3.17)$$

であり、断面内の曲げモーメントを歪みから計算する際、弾性体での $\sigma = E \cdot \varepsilon$ に代えて、式(3.15)を用いれば、

$$\frac{G h_i^3}{12(1-\nu^2)} \frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4} + \rho_i h_i \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = p \quad (3.18)$$

と表すことができ、さらに式(3.16)から、

$$\begin{aligned} & \frac{h_i^3}{12(1-\nu^2)} \left\{ E_1 \frac{d^2}{dt^2} + \frac{E_1 E_2}{\eta_2} \frac{d}{dt} \right\} \frac{\partial^4 \zeta}{\partial x^4} \\ & = \left\{ \frac{d^2}{dt^2} + \left\{ \frac{E_1}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_2} + \frac{E_2}{\eta_2} \right\} \frac{d}{dt} + \frac{E_1 E_2}{\eta_1 \eta_2} \right\} \cdot \left\{ p - \rho_i h_i \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \right\} \end{aligned} \quad (3.19)$$

となり、これが粘弾性平板の振動の基礎式となる。

4. 氷盤群下での波浪特性

Crary et al. (1952) は1951年にボーフォート海上のいくつかの氷盤に飛行機を着陸させ、氷盤の移動や振動などの観測を行っており、これが氷海域の諸現象に関する科学的調査の始まりであろう。1950年代後半には、Hunkins (1962) はボーフォート海の氷盤あるいは氷山に設置した重力計による観測を行っており、次のような解析結果を報告している。周期が15～60秒の成分を含む氷盤の振動では、各成分の振幅は周期の2乗に比例している。ただし、周期が30秒の成分の振幅は0.5mmであり、極めて微小な変位である。また、風速が10～12m/s以上の場合に、風速と最大振幅とに相関が見られ、それ以下では明瞭な関係は見いだされない。このことは氷盤の振動を誘起するための限界波高が存在することを示唆していると考えられている。また、10～100分の成分を含む振動も観測されており、周期30分で約1cmの振幅を有し、周期に比例して振幅は増大している。このような長周期波は大陸棚上で観測されており、その発生のメカニズムとしては、大陸棚上での静振あるいはエッジ波などが考えられている。また、Robin (1963) は南極近くのウエッデル海において船体に搭載した波高計による海象観測及び氷況の詳細な観測を実施している。

以上のような先駆的な観測に続き、近年では極地域における海洋観測の国際プロジェクトなどによって、より広範囲かつ詳細な観測が行われるようになってきている。以下では、それらの観測結果に基づき、氷盤群下での波浪の伝播特性とエネルギー減衰について述べる。

4. 1 氷盤群下での伝播特性

南極ウエッデル海を航行中の船舶が氷海域の端から内部へ560kmの位置に達した時、氷海域内部では希な波形勾配の波に遭遇している。周期は18秒であったが、その第1波の波高は約1m、波長は約250mであり、これは開水域での波長(約500m)よりもかなり短い。第1波は氷盤の破壊をもたらし、船舶の航行を困難にするほどであったが、第2波目以降は開水域での波長とほぼ同程度となった。Liu and Mollo-Christensen (1988) は第1波の波長が開水域での波長の約1/2となった理由は氷盤に圧縮力が作用していたためであり、第1波によって氷盤が破壊されたことによりそれ以降は通常の波長になったとの予測に基づき、氷板内の水平方向の圧縮力を考慮した解析を行っている。

平板の曲げ変形に水平力の項を入れると、平板と流体の境界面での力学的条件として、

$$\left\{ \rho_i h_i \frac{\partial^2}{\partial t^2} + M \frac{\partial^4}{\partial x^4} + P h_i \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \zeta = -\rho \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \zeta \right\} \quad (4.1)$$

が成り立つ。ここで、 P は単位面積当たりの圧縮力である。深海波に対する速度ポテンシャル(式(3.11))を仮定し、上式と式(3.2)、(3.7)を用いると、分散関係式は

$$\omega^2 = \left\{ gk + \frac{E h_i^3 k^5}{12(1-\nu^2)\rho} - \frac{P h_i k^3}{\rho} \right\} \cdot \left\{ 1 + \frac{\rho_i h_i k}{\rho} \right\} \quad (4.2)$$

となる。上式から明かなように、圧縮力が増大すると波速は減少し、群速度も同様である。もし、氷海域内に大きな圧縮力が作用している部分があれば、波長の減少と群速度の減少に伴う波高の増大によって、そこに達した波浪の波形勾配は増大することになる。また、上述の境界条件での深海波に対する3次近似解を誘導し、氷況が緩やかに変化する場合の弱非線形波の変形を解析しており、その結果から氷板下での波群の形成は開水域のものより数倍強いことを示しており、これら二つの効果がウエッデル海で観測された大きな波浪の原因であるとしている。なお、この研究では、波動の運動量が氷盤の圧縮力に変換されることによって氷丘が形成されることを、運動量の保存則によって説明しており、また氷海域の縁で生じる屈折の全反射条件を用いて、同一の入射角では波長が長い成分ほど氷海域に進入しやすいことを理論的に示している。

Liu et al. (1989)、Winsor et al. (1989) はラブラドル海に於いて、飛行機に搭載した合成開口レーダー、ブイ及び氷盤に設置した加速度計による海象観測を行っている。Liu et al. (1989) によれば、レーダーに現れる波長とブイによって計測された海面変動の周期との関係は、式(3.10)とほぼ一致していることを報告している。

氷盤相互が凍結しており、連続氷板と見なせる状態であれば、弾性平板下の波動理論を適用することには何ら

問題はないが、実際の氷海域では氷盤と開水部分が混在している場合もあり、必ずしも連続体として運動するわけではない。しかし、以上の観測結果からは、氷盤群下での伝播特性は式(3.10)あるいは(4.2)で示される弾性平板下での波動理論による分散関係式によって近似できるといえる。一方、Sakai et al. (1993) がポリプロピレン板を用いて行った実験では、図4.1に示すように氷盤群下での波速は氷盤の長さと言長の比の増大と共に速くなることが示されている。氷盤と言長の比が大きい場合には弾性平板下での波速に漸近し、小さい場合には開水域での波速より遅くなっており、このような波速の減少は式(3.10)で弾性係数を零とした場合(軽い流体が表面に存在する場合に対応している)の結果と一致している。従って、氷盤と言長の比の影響の大きさと現地観測における精度を考えると、現地観測結果は弾性平板下での波動理論で説明できると見なし得るが、厳密には波速は氷盤の長さと言長の比に依存している。

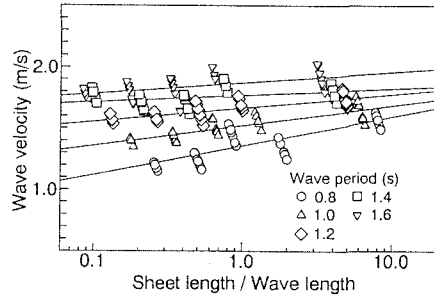


図4.1 氷盤の長さと言長の比の波速に対する影響

4.2 氷盤群下でのエネルギー減衰

4.2.1 現地観測及び模型実験による検討

Wadhams (1975) がニューファンドランドの東海岸沖で行った観測では、飛行機に搭載したレーザーと赤外線スキャナーにより、海面変動と氷況(大きさと言面被覆率)が測定されている。レーザーによって計測された海面変動からパワースペクトルが計算できるが、飛行速度が有限であることと飛行方向と波の進行方向が必ずしも平行ではないことから、ここでの波数は真の波数と見なすことはできない。そこで、飛行機の数、波速、波の進行方向と測定方向の間の角度から真の波数と観測された見かけの波数との関係を求め、これにより真のパワースペクトルを推定し、さらに開水域での深海波の分散関係式を用いて周波数軸上のスペクトルに変換している。このように変換されたスペクトルを用いて、進行距離と各周波数成分の関係を求めると、一般的な傾向である指数関数的な減少が明瞭には見られなかった。この理由は海域全画が完全に氷盤で覆われてはならず、部分的に開水域が存在するためと考え、赤外線スキャナーによる氷況観測から、氷盤による海面の被覆率の分布を求め、これによって算定した被覆距離(氷盤に被覆されている部分の総和)とエネルギー密度の関係を求めている。図4.2に示すように、低周波数成分ではばらつきが大きいが、高周波数成分のエネルギー密度には被覆距離の増加に伴う指数関数的な減少が明瞭に見られる。エネルギー減衰を式(4.3)と表示した場合の減衰係数 α_{x_e} は周波数に依存しており、減衰係数を式(4.4)のように表現すると、 $n = 2.7 \pm 0.05$ 、 $K = (2.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$ である。

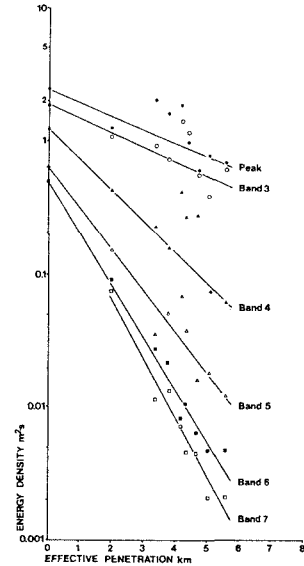


図4.2 被覆距離に伴うエネルギー密度の変化の観測結果 (Wadhams (1975) による)

$$E(f) = E_o(f) \exp(-2\alpha_{x_e} x_e) \quad (4.3)$$

$$\alpha_{x_e} = K \cdot f^n \quad (4.4)$$

ここで、 $E_o(f)$ 、 $E(f)$ ：エネルギー密度、 f ：周波数(=1/T、T：周期)

x_e ：被覆距離、 α_{x_e} (m⁻¹)：被覆距離を用いた場合の減衰係数

Wadhams (1978) はスピッツベルゲン周辺で潜水艦に搭載した音響探査機による観測も行っている。海水面の測定は、開水域から氷海域内部へ潜航する往路と、ほぼ平行な航路で再び開水域に戻る復路の両方で行われている。連続した水位記録を約10分間毎のデータに分割し、各分割データはその観測区間の平均位置での時系列と見なせるものとして、各測点でのパワースペクトルを検討している。なお、上記の解析と同様、観測方向と波の進行方向とが異なることと観測点が移動していること（潜水艦の速度は波の進行速度より遅いので、ここでは移動する観測器によって時系列を観測していると思なしている）によって必要となる補正が行われている。エネルギー密度は進行距離と共に指数関数的に減少しており、式（4. 3）の減衰係数（ただし、ここでは被覆距離ではなく、実際の距離を用いている）は周期の2乗に反比例している。しかし、絶対値は観測毎に幾分異なっており、この違いは以下のように解釈されている。風波がほとんど無く、うねりだけが伝播している場合の減衰率に比べ、強風時での減衰率が極めて小さい原因は、氷盤群による減衰と同時に風による風波の発達も生じているためである。また、強風のため氷盤が過度に密集している場合には、氷盤間の摩擦により大きな減衰が生じる。

Squire and Moore (1980) はベーリング海において、氷盤に設置した加速度計によって計測された鉛直変位のパワースペクトルを検討している。観測は氷海域の縁から約65kmまでの範囲で行われており、その間の氷況は次のように多様である。氷海域の縁から5kmまでは、氷盤相互の衝突により破壊、ラフティング（氷盤が重なり合うこと）あるいは氷丘の形成などが見られ、氷盤の大きさは約10mであった。5～25km間では波浪の影響が減少するため、氷盤は滑らかであるが、その大きさは同じく約10mであった。さらに内部では氷盤は極めて滑らかであり、氷盤の大きさは100m以上の規模となる。各周波数成分のエネルギー密度は距離の増加と共に指数関数的に減少しており、式（4. 5）によって近似され（Wadhamsの表現と本質的に同じである）、周期が5.5～12.2秒の範囲で減衰係数 α は $0.272 \sim 1.824 \cdot 10^{-4}$ であり、周期の2乗に反比例している。

$$E(f) = E_0(f) \exp(-\alpha x) \quad (4. 5)$$

Liu et al. (1989) はラプラドル海において、上記と同様な観測と解析を行っており、基準点とそこから1、2、4km離れた位置でのエネルギー密度の比較により、周波数が0.05～0.13（周期約8～20秒）の間での減衰係数は $3 \sim 16 \cdot 10^{-4} / \text{m}$ であることを報告している。

Loiset et al. (1994) はバレンツ海の5つの氷盤に、3軸方向の変位と回転を計測できる加速度計を設置し、伝播に伴う6成分のエネルギー変化を解析している。鉛直変位成分のスペクトルには明瞭なピークが存在しなかったため、スペクトルの0次モーメントと伝播距離の関係から減衰係数を検討している。データのばらつきが大きいため、指数関数的な減少の傾向が明瞭であるとはいえないが、単純に求めた回帰直線の傾きから $3.26 \cdot 10^{-4}$ を得ている。また、その他の5成分のエネルギーの変化に関しては、他に観測された例が少ないことと、これらに対する理論的検討がこれまで為されていなかったことなどから、詳しい検討は行われていない。

エネルギー減衰に関する実験もいくつか行われている。浅川ら (1989) のパラフィンを用いた実験によると、氷盤群下での波高減衰率は氷盤による被覆率に強く依存しており、Wadhams (1975) の観測結果と同一の傾向を示している。ポリプロピレン板を用いたSakai et al. (1993) の実験では、被覆率を100%として、氷盤の大きさを変えた場合の波高減衰を比較している。図4. 3の縦軸は氷盤下での波高比であり、横軸は氷盤下での波長で無次元化した距離である。周期及び氷盤の大きさが一定であれば、入射波の波形勾配に依らず減衰の傾向はほぼ一定であり、式（4. 5）と類似の次式で近似できる。

$$H/H_1 = \exp(-A \cdot X/L) \quad (4. 6)$$

ここで、 X ：距離、 L ：波長

上式中の減衰係数 A と周期、氷盤の大きさとの関係を示したのが図4. 4であり、黒塗りの記号はラフティングが生じたことを示している。ラフティングが生じない場合に比べると、ラフティングが極めて大きな減衰をもたらすことが分かる。なお、減衰係数が周期の2乗に反比例することから、波長で無次元化した距離を用いたが、このような表現を用いた場合の減衰係数にも周期の影響が多少残っている。

以上のように、氷盤群下でのエネルギー減衰は距離の指数関数で表現でき、減衰係数は周期と氷況に依存しており、その値はおおよそ 10^{-4} のオーダーである。

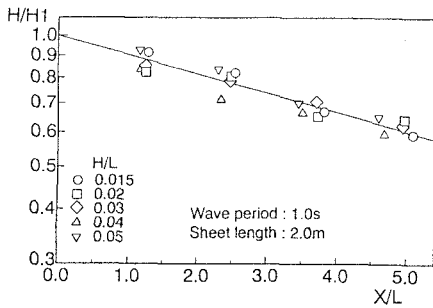


図 4. 3 氷盤群下での波高変化の測定例

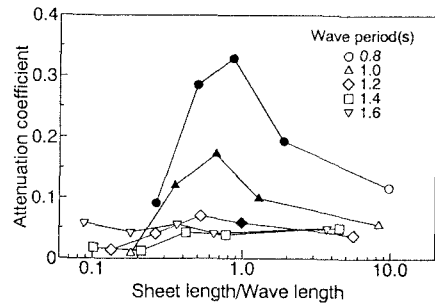


図 4. 4 氷盤の長さと言長の比の減衰係数に対する影響

4. 2. 2 エネルギー減衰のモデル化

Wadhams (1973) は氷盤群中を進行する間の長周期波の減衰を、定常クリープによるエネルギー逸散によって説明している。クリープ速度は作用する応力に依存するが、ここでは材料に固有な値である n と温度の関数である B の 2 つのパラメータを用いて、以下のような関係が仮定されている。

$$\left\{ \frac{d\varepsilon}{dt} \right\}_{ij} = \frac{\tau^{n-1}}{B^n} \sigma_{ij}^n \quad (4.7)$$

ここで、 ε : ひずみ、 τ : 有効剪断力、 σ_{ij} : 偏応力テンソル

氷板の曲げ変形によって生じる応力とクリープ速度の積は、クリープを定常的に起こさせるために波動運動が行う仕事率であるから、これがエネルギーフラックスの減少量に等しいとして、波高変化が計算されている。なお、エネルギーフラックスは波動と氷板が有する位置及び運動エネルギーが群速度で輸送されるものとして計算される。多結晶氷に対するそれまでの研究から $n=3$ として、 B に適当な値を与えた場合、計算結果は 3 種類の現地観測結果とよく一致しており、このモデルの有効性が示されている。ただし、 B の最適値を比較すると、周期が長い場合の 2 つの観測結果に対するものに比べて、周期が短い場合は 1 オーダー小さくなっている。長周期の場合の B の最適値は淡水氷の融解温度での値とほぼ同一であり、妥当な結果と考えられる。一方、短周期波の主なエネルギー減衰は、クリープよりむしろ乱れあるいは流体の粘性によるものであり、これらの影響が B の値に反映されたものと考えられ、従ってクリープによるモデル化は長周期波に対してのみ有効であるとしている。Wadhams のモデルはここで示された現地観測結果をよく説明しており、有効なモデルであるといえるが、その誘導にはいくつかの不正確な点もある。例えば、連続氷板での曲げ応力、波速などを氷盤群下での現象に適用している点である。また、一般にクリープはクリープ速度が時間と共に減少する第 1 期クリープ、一定となる第 2 期クリープ（ここで言う定常クリープ）、増大しクリープ破断に至る第 3 期クリープの順で生じるが、波浪の周期程度の短時間内に定常クリープの段階に至るか否かは疑問である。

Wadhams (1975) はエネルギー減衰の機構を反射によって説明する試みも行っている。開水域と氷盤下での速度ポテンシャルを氷盤端の静水面でのみ接続させ、開水域での進行波と反射波の波高の 2 乗の比を反射率 r とすれば、透過率（ここでは減衰率になる）は $(1-r)$ であるから、複数の氷盤を通過した後の透過率は

$$\begin{aligned} & (1-r_1) \cdot (1-r_2) \cdots (1-r_i) \cdots \\ & \approx \exp(-r_1) \cdot \exp(-r_2) \cdots \exp(-r_i) \cdots = \exp\left(-\sum_i r_i\right) \end{aligned} \quad (4.8)$$

となり、指数関数で近似できる。直径が d_i である氷盤が海面を占める割合を p_i 、反射率を r_i とすると、式 (4

3) 中の減衰係数は

$$\alpha_x = \frac{1}{2} \sum_i \frac{p_i r_i}{d_i} + O(r_i^2) \quad (4.9)$$

となる（ただし、ここでは被覆距離ではなく、実際の距離である）。これは1回の反射による減衰であるが、実際には氷盤間で反射が繰り返されている。そこで、氷盤からの反射波が1度だけ再反射した場合（合計2回の反射）を考えると、反射率が小さく、同一のサイズの氷盤の数が多い場合には、1回の反射に比べて減衰係数は約1/2となる。以上の計算結果とニューファンドランドの東海岸沖での観測値を比較したのが図4.5であり、2回反射とした場合の計算結果は観測値から求めた減衰係数と良く一致しており、波浪減衰の機構が反射によって良く説明されている。

McKenna and Crocker (1990) は氷盤相互の衝突の際に生じるエネルギー損失によって波浪の減衰を説明している。氷盤の移動速度を氷盤の中心での流速で近似すると、開水域での深海波（振幅が a ）に対する線形解から氷盤の相対速度は、中心間の距離を l として、

$$u = \omega k a l \quad (4.10)$$

となる。また、氷盤の反発係数が小さいことから、衝突直後の2つの氷盤は同一の速度であると仮定できるため、同一の質量 m を持った2つの氷盤の衝突前後の運動エネルギーの差は

$$E = \frac{1}{4} m u^2 \quad (4.11)$$

となる。周期が10秒、波高が1mの深海波が直径10mの円形の氷盤群下を進行する場合を想定した計算結果と Wadhams et al. (1988) の観測結果を比較すると、1回の衝突による損失は全体の10数%であり、支配的とはいえないが、無視し得ない量である。

Shen and Ackley (1991) のモデルでは、氷盤は水面の勾配に沿って滑動するものとし、隣り合う氷盤の運動の位相が異なるために、衝突が生じるとされている。氷盤の運動は、付加質量を含めた運動量の変化が重力、慣性力、流体抗力、衝突力の和に等しいとして計算される。衝突力の計算には Voigt Unit が用いられ、波動の計算では開水域での深海波が仮定されている。直線上に並んだ円盤状の氷盤を対象とした計算では、時間と共に氷盤が次第にある範囲に集まり、その幅は波長に等しいことが示されている。また、衝突の頻度は波浪の規模と氷盤の力学的特性に依存し、粘性係数の大きい氷盤では衝突後の接触時間が長く、氷盤相互の凍結の可能性が生じることを示している。

Rottier (1992) は隣り合う氷盤の間にBrush Ice（砕けた氷）が存在する場合、Brush Iceを挟んで氷盤が接触する頻度はBrush Iceの占める面積によって異なることを示し、これを考慮したモデルを提案している。氷盤の運動を開水域での深海波による矩形浮体の運動で近似し、付加質量あるいは浮体からの反射波は無視している。氷盤間の相対速度は氷盤の位置の違いによる運動の位相差から求められ、波高がレーレー分布する不規則波による衝突の頻度が計算されている。計算結果は衝突の頻度が波高とBrush Iceの割合に依存することを示している。現地観測では頻繁に衝突が発生する時間帯があり、これは大きな波群の通過と対応している。このような現象は、衝突頻度が波高に依存するという解析結果によって説明できることが示されている。また、観測された頻度との比較も行っており、傾向は類似しているものの、定量的には不十分である。

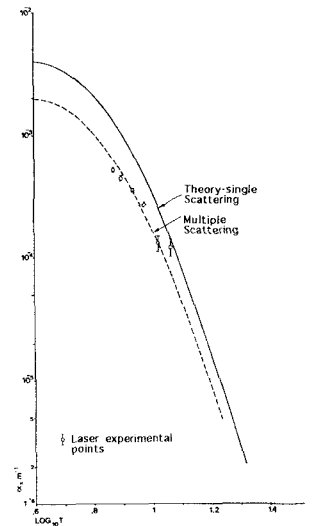


図4.5 減衰係数の観測値と計算結果の比較 (Wadhams (1975) による)

以上の衝突に関する研究では、氷盤は波動運動に追従するのみで、氷盤と波動の相互干渉は考慮されていない。しかし、エネルギー減衰を氷盤相互の衝突で説明しようとする場合、氷盤の運動を正確に計算するためには氷盤と波動の干渉を考慮する必要があるだろう。Kobayashi and Frankenstein (1986a,b) は、鉛直軸に対称な浮体の応答の計算手法を適用して、氷盤の運動を検討している。Lever et al. (1984) がパラフィンを用いて行った氷盤運動の実験結果と比較すると、氷盤が小さい場合の実測値は浮体運動の計算値よりむしろ水表面付近の水粒子速度と一致しており、このような場合には氷盤の運動は流体の運動で近似できる。氷盤運動には波高以外に、周期及び氷盤の形状が影響し、また波長に比べて大きな氷盤に作用する漂流力は風抗力に匹敵する大きさであり、漂流力は氷盤の規模に依存することなどが示されている。また、氷盤に対する波浪の主要な作用は、波長に比べて小さい氷盤では振動であり、また大きな氷盤では漂流であることが述べられている。

以上のように、氷盤群下でのエネルギー減衰のモデルとしては、クリープ、反射、衝突によるものがあるが、連続体ではない氷盤群を対象とする場合にはクリープは適当とはいえず、反射あるいは衝突によるモデル化が現実的である。しかし、これまでに提案されてきたモデルには未だ改良の余地がある。例えば、Wadhams (1975) の反射モデルでは多重反射の状態をどのように表現できるか、またShen and Ackley (1991) の衝突モデルでは氷盤及び氷盤の大きさの分布をいかに組み込むか、Rottier (1992) のモデルでは Brush ice の占める面積をどのように推定するかなどがあり、今後の研究が待たれる。

5. 氷板下での波浪特性と氷板の破壊

波浪が来襲している間は氷盤は絶えず破壊あるいは衝突しているが、波が穏やかになると、氷盤は相互に凍結し、連続した氷板と見なせる状態となる。しかし、新たに来襲する波浪によって氷板は破壊され、再び氷盤群となり、このような氷況の変化が波浪条件に対応して繰り返えされている。写真5. 1は静穏な海域で成長した氷板が来襲波浪により破壊したときの様子であるが、極めて規則的な破壊形状が見られ、工学的な重要性は別としても興味ある現象である。また、写真5. 2では、氷盤群中を伝播する波浪によって大きな氷盤が破壊されている。氷盤群内での破壊が進むと、波浪に対する氷盤群の影響が変化し、結果的には内部へ伝播する波浪に変化が生じる。従って、波浪による氷板あるいは大規模な氷盤の破壊は、そこに形成される氷盤群の特性及び氷盤群による波浪変形を検討する際の重要な要素である。また、破壊が発生するか否かは氷板の変形の度合いに依存することから、波浪による氷板の変形は破壊を考察するための基礎となる。以下では、氷板あるいは連続体と見なせる程度の氷盤と波浪の干渉に関する現地観測、模型実験、理論解析について述べる。

5. 1 氷板下での波速

Ewing and Cray (1934) は湖面上の氷板の一部を爆破した際に生じる曲げ変形の伝播速度(群速度)は空中の弾性平板に対する理論解よりも遅いことを見だし、その原因は氷板下に存在する流体の影響であると述べており、この時点から流体と弾性平板の干渉としての取り扱いが始まったようである。式(3. 1)の代わりに、



写真5. 1 平坦氷の破壊

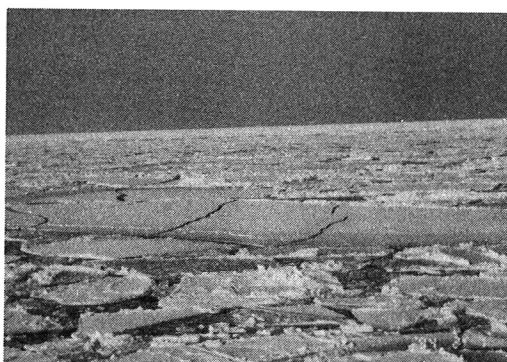


写真5. 2 氷盤の破壊

次式のような圧縮性流体に対する質量保存則（ここで、 V_1 は水の縦波速度）を用いて、氷板下での波動解を誘導

$$\frac{1}{V_1^2} \left\{ \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right\} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \tag{5. 1}$$

しており、分散関係式から計算される群速度が観測結果と良く一致していることを示している。なお、ここで対象としている変形は爆破によって生じる極めて周波数の高い現象であり（観測値との比較が行われているのは周期が0.01～0.06秒の範囲）、本稿で対象としている海洋での干渉現象とは多少異なる。

Grande et al. (1983) の実験では、厚さを調整するためのポリプロピレン粒（直径 3 mm）と凝集力及び強度を持たせるためのパラフィンとオイルの混合液を混ぜ、それらの割合を適宜調整して、所定の特性を持つ模型氷を作成している。この種の実験では幾何縮尺に対応させて弾性係数及び強度を調整する必要があり、ここでの模型氷の弾性係数は海水の弾性係数の下限に対応しており、模型氷として妥当なものであるといえる。氷厚を11、15、18mm、入射波周期を0.48～1.0秒と変化させた実験から、氷板下での波長が検討されている。氷厚が11、18mmの氷板下での波長は、式（3. 10）と良く一致しているが、15mmの場合は理論値より短いことが示されている。しかし、後述するように、式（3. 10）は弾性係数、氷厚、入射波周期の広い範囲で良い近似を与えることから、この違いは測定された弾性係数が氷板全体を代表していなかったためではないかと思われる。

ポリプロピレン板を用いて行われた金田ら（1994）の実験では、周期、氷厚を種々変化させた場合の波速を測定しているが、図5. 1に示すように、式（3. 10）は実験結果と極めて良く一致している。また、Ice Tank内の水面を結氷させて作成した模型氷を用いて行われた堺ら（1995）の実験結果も同様であり、氷板下での波速は式（3. 10）によって精度良く計算できる。

5. 2 氷板下に進入する際の波浪変形

図5. 2は金田ら（1994）が行ったポリプロピレン板を用いた実験での、開水域及び氷板下での波高の変化を示したものであり、氷板下に進入する際に波高は大きく変化し、氷板下では緩やかに減衰している。波浪の氷板下への伝達特性に関して、Carterら（1981）は開水域でのエネルギーフラックスは氷板下でも保存されるものとして、氷板下へ進入する際の波高変化を計算している。エネルギーフラックスの計算ではWadhams（1973）と同様、波動の位置及び運動エネルギーと氷板の位置及びひずみエネルギーが群速度で輸送されるとし、さらに開水域と氷板下での群速度の比を波速の比で近似している。堺ら（1992）もほぼ同様な計算を行い、実験結果と比較しているが、図5. 3に示すように定性的には類似しているが、定量的には不充分である。また、ポテンシャル接続法の選点解法を用いて、開水域と氷板下での速度ポ

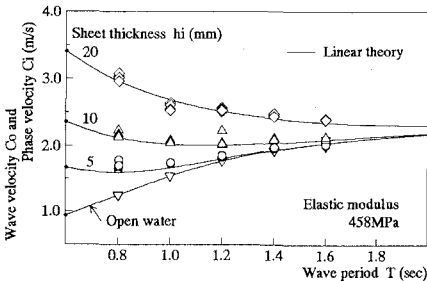


図5. 1 氷板下の波速の実験結果と線形理論の比較

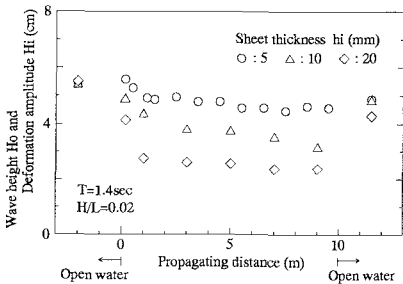


図5. 2 氷板下の波高変化

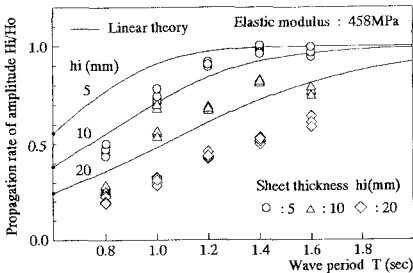


図5. 3 波高伝達率の実験結果とエネルギーフラックス法による計算結果の比較

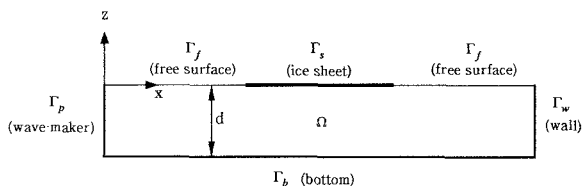


図5. 4 計算領域

テンシャルを氷板端で接続させる計算（堀合、1994）も行ったが、伝達率に関しては大きな改良は見られなかった。従って、この現象を定常進行波の解を接続するという方法で表現するのは難しいものと思われる。

筆者らは最近、BEMとFEMを組み合わせた方法による解析を行っている。図5. 4のような計算領域で、底面と水路端では流速の垂直成分を零とし、造波境界では波動理論から計算される流速を与え、静止の状態から計算を開始する。次の時間ステップでの速度ポテンシャルを仮定し、質量保存則と平板と流体との境界面における運動学的条件（式（3. 1）と（3. 2））を満足するように、自由水面の水位と平板の変位をBEMにより計算する。この値を用いて、自由水面では通常のBernoulliの式から、また平板上では弾性平板の曲げ変形の式（式（3. 6））から速度ポテンシャルを計算するが、平板上での計算はFEMによっている。この値と仮定した値が収束条件を満足するまで繰り返し、それ以降は同様な手順で時間的な変化を計算する。図5. 5は造波開始後22.4秒での水位及び氷板変位の空間波形である。氷板下では波長が増大し、振幅が減少している様子が良く再現されている。図5. 6は氷板下での波高の振幅を示しているが、氷板端付近で急激に減少し、氷板内では氷板の長さに依存するモードを持つ増減が見られる。図中の記号は実験値を示しており、計算結果はこれらと良く一致している。なお、実験値に比べて、計算では前述のモードが強調された結果となっている。氷板下への波高伝達率に関する本手法及びエネルギーフラックス法による計算値と実験結果を比較したのが図5. 7であり、本手法の場合には氷板端を除く範囲での波高の平均値から伝達率を求めている。この方法による伝達率は実験値とはほぼ一致しており、定常進行波のポテンシャルを接続する方法では難しかった伝達率の計算が可能となった。

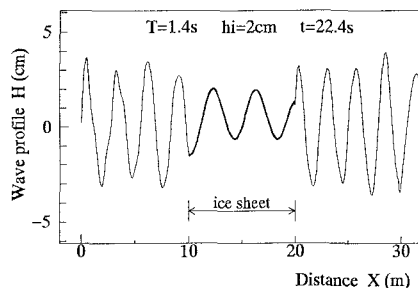


図5. 5 空間波形の計算例

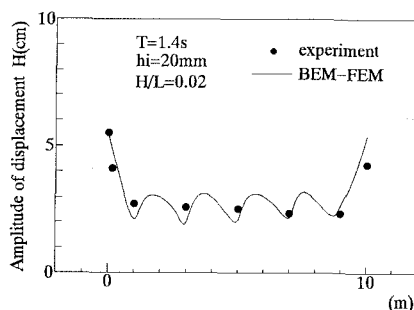


図5. 6 氷板下での波高変化の計算例

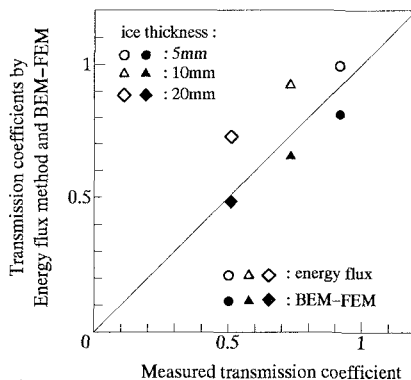


図5. 7 伝達率の実験結果とBEM-FEM及びエネルギーフラックス法による計算結果の比較

5. 3 氷板下でのエネルギー減衰

波浪と氷の干渉に関する室内実験としては、おそらくOfuya and Reynolds (1967) が最初のものであろう。水路中央に浮かべたポリエチレン板の前後での水位を計測し、板端での反射率及び伝達率、ポリエチレン板下での波

速と波高減衰率を検討しており、それまでに報告されていた理論解析あるいは現地観測結果との比較により、この種の問題に対する室内実験の妥当性が述べられている。

前述の Grande et al. (1983) の実験によると、式 (4. 6) で表示した場合の減衰係数は周期に依存しており、さらに氷板が厚いほど係数も大きい。Wadhams (1975) の現地観測結果と比較すると、実験結果は1オーダー大きく、その原因としては実験での波長に対する氷の大きさは観測でのものよりはるかに大きいためであると考えられている。この傾向は図4. 4の示した Sakai et al. (1993) の結果でも見られ、波長に対する氷盤の大きさによって減衰係数は幾分変化するものと思われる。

Squire and Allan (1980) は氷板を非圧縮性の粘弾性体と仮定し、式 (3. 19) と類似した振動の基礎式を導き、氷の粘性による波浪の減衰を計算している。深水域に対する速度ポテンシャルを仮定すると、分散関係式は複素波数 k_n の5次方程式で表現される。さらに、 k_n を次式のように、波数を示す成分 ξ_n と減衰を示す成分 α_n に分離し、数値解法により3組の解を得ている。なお、氷の粘性係数及び弾性係数は Tabata (1958) の値が用いられている。

$$k_n = \xi_n + i\alpha_n \quad (5. 2)$$

いずれの解に於いても減衰率は正の値を持つことから、氷の粘性による波浪減衰が理論的に説明されたといえる。また、2組の解での減衰率は他の1組でのものより数オーダー大きく、これらは氷板内で急激に減衰するため、減衰率が小さい1組の解が氷板内を伝播する主要成分であると考えられている。主要成分での減衰率は周期に依存しており、ある周期で最大値となった後は周期の増大に伴い減少しており、長周期波ほど氷板内に伝播しやすいことも示されている。また、主要成分の波長とニューファンドランドの氷板上で行った現地観測結果との比較も行っている。現地観測では基準地点、10m及び20m離れた位置での氷板変位を測定し、これらのクロススペクトルから各周波数毎の波長を計算している。理論解は観測結果と良く一致しており、粘弾性体としての扱いの有用性は認められるが、粘性の影響がどの程度現れているのかは明らかではない。

連続した氷板下を進行する波浪の減衰を観測した例としては、スピッツベルゲンのフィヨルド内に接岸した氷板上で行った Squire (1984) の研究がある。観測開始前には氷板上にはクラックは見られなかったが、観測中に数本のクラックが発生している。氷板端付近の基準点から400mの間の数点に於いて、加速度計によって変位を計測し、各測点間のパワースペクトルを比較することにより各周波数成分の減衰を検討している。基準点より50m以降は各周波数成分のスペクトル密度は指数関数的に減少しており、減衰係数は周期に依存している。これは氷盤中での減衰特性と同一であるが、減衰係数の値は氷盤中での観測値より約1オーダー大きく、この傾向は Grande et al.

(1983) や Sakai et al. (1993) の実験結果と同一である。また、基準点から50mまでの範囲では、それ以降に比べて波高が大きく、氷板端付近での複雑な干渉の影響が見られる。Squire and Allan (1980) の方法によって計算される減衰係数は現地観測結果を定性的には説明するものの、定量的には1オーダーの違いがあった。計算では Tabata (1958) による弾性係数及び粘性係数が用いられているが、Tabata の観測時の温度とスピッツベルゲンでの観測時の気温に差があり、これが減衰係数の違いの原因と考えられており、温度による氷の力学的特性の変化を考慮した解析を行っている。図5. 8は、いくつかの周期での波高変化を計算した例であり、氷板端付近では急激な減少が見られ、その直後に波高はわずかに増大し、その後は指数関数的な減少となる。また、この研究では、長さ2m、幅1m、深さ0.6mの小規模な水槽を用い、水表面を結氷させて作成した氷板の運動を加速度計に

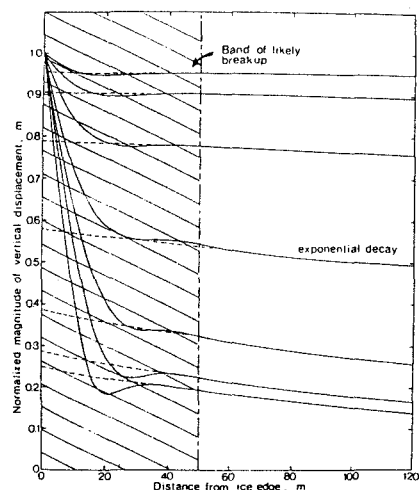


図5. 8 氷板下の波高変化の計算例
(Squire 1984 による)

よって計測している。計算結果は実験での傾向と良く一致しており、有効なモデルであるといえる。

5. 4 波浪による氷板の破壊

Squire (1983) はSquire and Moore (1980) で報告されているベーリング海での観測結果とその後行われたグリーンランド海での観測結果に基づき、MIZ (Marginal Ice Zone、開水域との境界が明瞭である氷盤群域) 内での氷盤破壊の特性について述べている。歪み計を氷盤に取り付け、20分間の観測を行っているが、歪みの最大値は $44 \cdot 10^{-6}$ であり、観測時間内では破壊が生じなかったことから、この値を破壊の下限としている。また、3時間の観察中に氷盤の破壊が発生しており、20分間のデータから3時間での期待値を求めると $88 \cdot 10^{-6}$ となり、これを破壊の上限としている。さらに、Squire (1981, 1983) が提案した波動に対する氷盤の応答の計算モデルを用い、氷盤の歪みを計算している。図5. 9の右側は波浪のパワースペクトルであり、左のヒストグラムが氷盤の歪みを示している。波浪のスペクトルに比べて、歪みスペクトルは高周波成分でも大きな値を持つようになり、スペクトルの幅が拡大している。このようなスペクトル形状はベーリング海及びグリーンランド海での実測スペクトルとはほぼ同一であった。図5. 10は周期、波形勾配から歪みを計算し、これと前述の破壊の限界値から求めた破壊領域を示している。zone I では全く破壊は発生せず、zone III では必ず破壊が生じ、zone II は遷移領域であり、zone IV は砕波領域である。

図5. 8に示される例では、歪みのスペクトルが破壊の下限値(図中の $43 \cdot 10^{-6}$ は $44 \cdot 10^{-6}$ の誤りであろう)以下であることから、このような場合には破壊が生じないとしている。しかし、氷盤の歪みは変形の空間波形の曲率で決まるのであるから、各周波数成分による歪みが限界値以下であったとしても、成分間の位相によっては大きな歪みが生じる場合がある。図5. 11は堺ら(1994)による弾性平板下の波動の3次近似解に基づく破壊時の波高と線形解によるものとの比較を示しているが、高次の項を含む3次近似解の方が小さな波高で破壊に至っている。これは拘束波での計算であるが、自由波でも位相が一致した場合には同様な現象が生じる。従って、破壊に関しては、周波数成分毎の応答だけではなく、変形の空間波形の検討が必要であろう。

前述のSquire (1984) による氷板内での波高減衰の計算結果を示す図5. 8には、氷板の破壊が発生し得る領域が示されているが、破壊の生じる領域は周期にはあまり強く依存せず、むしろ氷厚によって大きく異なり、図中の斜線部分が破壊発生領域であるとしている。

Carterら(1981)は氷板下での波形から曲げによる縁応力を以下の式から求め、これが曲げ強度に達した時点で氷板の破壊が生じるものとして、氷板の破壊に必要な最小の波高を計算している。

$$\sigma = \frac{Eh_i}{2(1-\nu^2)} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \tag{5. 3}$$

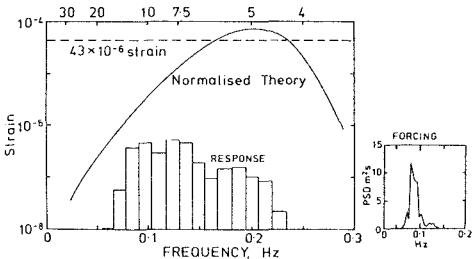


図5. 9 波浪のパワースペクトルから計算された歪みスペクトル (Squire (1983) による)

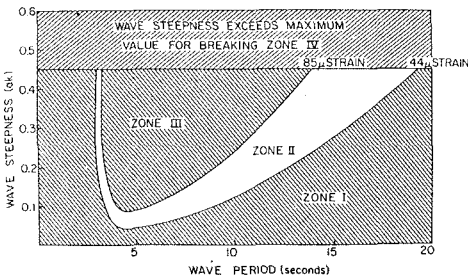


図5. 10 破壊領域 (Squire (1983) による)

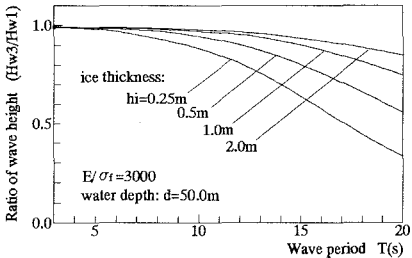


図5. 11 氷板破壊時の波高に関する線形理論と3次近似解の比較

Fox and Squire (1991) は開水域と氷板下での速度ポテンシャルを氷板端で接続することによって得られる氷板下での速度ポテンシャルから、氷板と流体の境界面での運動学的条件を用いて波形を計算し、さらに波形から、氷板の上面（あるいは下面）での歪みを求め、それを氷厚、入射波の周期及び波高、氷板端からの距離の関数として表現している。規則波に対する関係が不規則波の各周波数成分に対しても成立するものとして、Pierson-Moskowitz型の不規則波による氷板の歪み（歪みのroot-mean-square）を計算した例が図5. 12であり、氷板端の近くに最大値が存在することが分かる。

堺ら（1995）は、Ice Tank内の水面を結氷させて作成した模型氷を用いて、氷板の破壊が生じたときの波高を測定している。氷板下での波形を波高 h の正弦波で近似し、これと曲げ強度を、式（5. 3）に代入すると、破壊時の波高は

$$\frac{Hh_i}{L_i^2} = \frac{1-\nu^2}{\pi^2} \frac{1}{E/\sigma_f} \quad (5. 4)$$

となる。図5. 13の縦軸は破壊時の波高の実測値を上式の左辺の形で表したものであり、横軸は弾性係数と曲げ強度の比である。また、図中の曲線は上式を表している。実験結果と理論解は良く一致しており、式（5. 4）は氷板の破壊条件として極めて有効であることが分かる。また、模型氷の曲げ強度は載荷方向によって異なるが、図中では氷板の下から上方へ載荷した場合の曲げ強度が用いられている。この曲げ強度を用いた場合に理論解と実験結果が一致したことは、氷板は波谷で破壊したことを示している。

図5. 14は破壊幅と氷板下での波長との関係を示している。図中の直線の傾きは1/4と1/2であるが、実験結果は2本の直線間に集中している。このことから、破壊幅は氷板下での波長に依存しており、波長の1/4～1/2であることがわかる。Squire（1984）は破壊発生領域は周期よりむしろ氷厚に依存すると述べているが、氷板下での波長は周期、氷厚、氷の弾性係数によって決まることを考慮すると、破壊幅はこれら3つの値に依存すると思われるべきであろう。

6. 結語

海水の存在は、実際にその脅威あるいは被害を経験しない限り、身近には感じられないものであり、筆者にとってもそうであった。しかし、氷海域での波浪特性あるいは波浪と氷の干渉の中には興味深い現象が多く見られ、また北方海域での経済活動が活発となった場合には、これらの現象の解明は海岸工学上重要な課題でもある。

これまでにも、国内外での研究が活発に行われてきたが、いまだ多くの解決すべき問題が残されている。この種の問題に、若手の研究者、技術者が興味を持ち、研究がより活発となることを期待する。

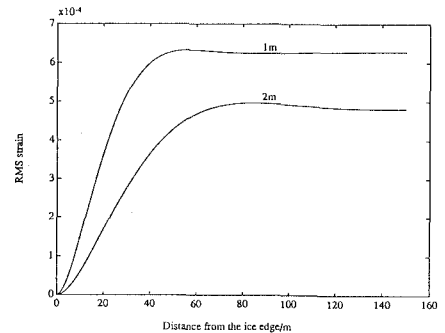


図5. 12 不規則波によって生じる歪みの計算例（歪みはroot-mean-squareで表示されている。Squire（1983）による）

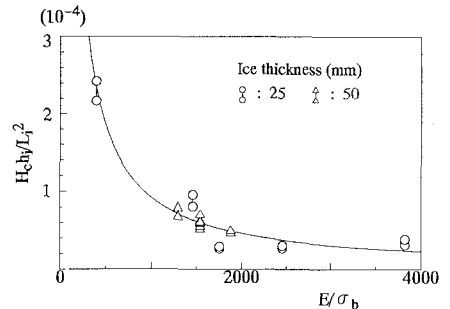


図5. 13 氷板破壊時の波高の実験結果と理論解の比較

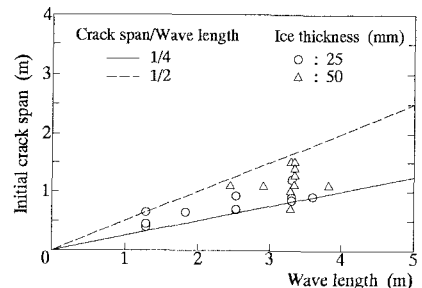


図5. 14 氷板の破壊幅と波長の関係

参考文献

- 浅川典敬・折谷徳弘・佐藤英泰・佐伯 浩・井上一正（1989）：浮氷盤群による波浪の減衰に関する実験的研究、第5回寒地技術シンポジウム講演論文集、pp. 410-415
- 今泉 章・上田俊也・榎 国夫・寺谷勝利・佐伯 浩・笹島隆彦（1991）：Ice Boomの設計方法について、第7回寒地技術シンポジウム講演論文集、pp. 644-649
- 榎 国夫・国松 靖・大平正治・村木義男・佐伯 浩（1991a）：新型Ice Boomの開発、第7回寒地技術シンポジウム講演論文集、pp. 638-643
- 榎 国夫・国松 靖・大下 史・村木義男・佐伯 浩（1991b）：Ice Boomの氷盤移動制御効果に関する研究、第7回寒地技術シンポジウム講演論文集、pp. 650-656
- 岡本洋（1981）：Northwest Passageにおける氷海航行 —ManhattanおよびPolar Seaの実験航海—、日本造船学会誌、第625号、pp. 28-39
- 小野延雄（1986）：津波流水災害に関する資料解析、オホーツク海と流水、pp. 281-284
- 金田成雄・今井 正・平山健一・堺 茂樹（1994）：波浪による氷板の変形に関する模型氷及び模擬氷を用いた実験、海岸工学論文集、第41巻、pp. 901-905
- 堺 茂樹・堀合孝博・笹本 誠・平山健一・佐伯 浩（1992）：氷板による波浪変形に関する基礎的研究、海岸工学論文集、第39巻、pp. 11-15
- 堺 茂樹・劉 曉東・平山健一（1994）：弾性平板下の波動の三次近似解とこれに基づく氷盤破壊条件、海岸工学論文集、第41巻、pp. 746-750
- 堺 茂樹・笹本 誠・平山健一・劉 曉東・松村 洋・金田成雄・泉山 耕（1995）：波浪による氷盤の破壊に関する氷海水槽実験、海岸工学論文集、第42巻（印刷中）
- シップ・アンド・オーシャン財団（1994）：平成5年度報告書「北極海航路最適船の研究」、p. 140
- シップ・アンド・オーシャン財団（1995）：平成6年度報告書「氷海航路航行用最適船の研究開発」、p. 356
- 田畑忠司（1956）：海水の粘弾性の研究、低温科学、物理編、第15輯、pp. 101-116
- 田畑忠司・小野延雄（1958）：海水の力学的性質の研究 I、低温科学 物理編、第17輯、pp. 134-145
- 長野 章・林 忠司・中内 勲（1994）：サロマ湖漁港防波堤（防水）の建設、第10回寒地技術シンポジウム論文・報告集、pp. 706-711
- 日本海洋開発産業協会（1994）：平成5年度海洋石油開発技術調査成果報告書「極限海域における海洋構造物の基礎調査研究、海洋構造物に及ぼす氷荷重に関する研究」、p. 331
- 日本海洋開発産業協会（1995）：平成5年度海洋石油開発技術調査成果報告書「極限海域における海洋構造物の基礎調査研究、海洋構造物に及ぼす氷荷重に関する研究」（印刷中）
- 平山健一（1995）：流水の浸入をストップ —北海道サロマ湖の防水対策 アイスブーム—、土木学会誌、8月号（印刷中）
- 堀合孝博（1994）：氷板下の波浪特性に関する基礎的研究、岩手大学修士論文、p. 94
- 前野紀一（1981）：氷の科学、北海道大学図書刊行会、p. 222
- Carter D., Y. Ouellet and P. Pay（1981）：Fracture of a Solid Ice Cover by Wind-induced or Ship-generated Waves, Proc. of 6th Int. nat. Conf. on Port and Ocean Eng. under Arctic Conditions, pp. 843-856
- Crary, A. P., R. D. Cotell and J. Oliver（1952）：Geophysical Studies in the Beaufort Sea, 1951, Trans. A. G. U., Vol. 33, No. 2, pp. 211-216
- Ewing, M and A. P. Crary（1934）：Propagation of Elastic Waves in Ice. Part II, PHYSICS, Vol. 5, pp. 181-184
- Fox, C. and V. A. Squire（1991）：Strain in Shore Fast Ice Due to Incoming Ocean Waves and Swell, J. G. R., Vol. 96, No. C3, pp. 4531-4547

- Grande, O., V.M. Arunachalam and D. B. Muggeridge (1983) : Model Tests of Wave Attenuation in Ice, Proc. of 7th Int.nat Conf.on Port and Ocean Eng. under Arctic Conditions, Vol. 3, pp. 143-152
- Hunkins, K. (1962) : Waves on the Arctic Ocean, J. G. R., Vol. 67, No. 6, pp. 2477-2489
- Kobayashi, N. and S. Frankenstein (1986a) : Interaction of Waves and Ice Floes, Proc. of 8th Symp. on Ice, IAHR, pp. 101-112
- Kobayashi, N. and S. Frankenstein (1986b) : Wave Drift Force on Ice Floe, Jour. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng. ASCE, Vol. 113, No. 5, pp. 476-492
- Lever, J. H., E. Reimer and D. Diemand (1984) : A Model Study of the Wave-Induced Motion of Small Icebergs and Bergy Bits, Proc. of 3rd O. M. A. E. Symp., pp. 282-290
- Liu, A. K. B., Holt and P. W. Vachon(1989): Wave Evolution in the Marginal Ice Zone: Model Predictions and Comparisons with On-site and Remote Data, Int.nat Geoscience and Remote Sensing Symp.(IGARSS), IEEE, Vol. 3, pp.1520-1523
- Liu, A. K. and E. Mollo-Christensen (1988) : Wave Propagation in a Solid Ice Pack, Jour. of Physical Oceanography, Vol. 18, pp.1702-1712
- Loset, S., S. Frankenstein and H. H. Shen (1994) : Response of Distinct Ice Floes to Ocean Gravity Waves, Proc. of IAHR Ice Symposium, pp. 258-271
- McKenna, R. F. and G. B. Crocker (1990) : Wave Energy and Floe Collisions in Marginal Ice Zone, Proc. of 2nd Int.nat. Conf. on Ice Tech., pp. 33-41
- Ofuya, A. O. and A. J. Reynolds (1967) : Laboratory Simulation of Waves in an Ice Floe, J. G. R., Vol. 72, No. 14, pp. 3567-3583
- Robin, G. de Q. (1963) : Wave Propagation Through Fields of Pack Ice, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Vol. 255, A, 1057, pp. 313-339
- Rottier, P. J. (1992) : Floe Pair Interaction Event Rates in the Marginal Ice Zone, J. G. R., Vol. 97, No. C6, pp. 9391-9400
- Sakai, S., T. Horiai, T. Imai, M. Sasamoto, S. Kanada and K. Hirayama (1993) : Wave Attenuation under Ice Cover, Proc. of 12th Int.nat Conf. on Port and Ocean Eng. under Arctic Conditions, Vol. 2, pp. 959-968
- Sanderson,T.J.O. (1988) :Ice Mechanics -Risk to Offshore Structures-,Graham & Trotman, p. 253
- Shen, H. H. and S. F. Ackley (1991) : A One-dimensional Model for Wave-induced Ice-Floe Collisions, Annals of Glaciology, 15, pp. 87-95
- Squire, V. A. and S. C. Moore (1980) : Direct Measurement of the Attenuation of Ocean Waves by Pack Ice, Nature, Vol. 283, pp. 365-368
- Squire, A. and A. J. Allan (1980) :Propagation of Flexural Gravity Waves in Sea Ice, Proc. of the Arctic Ice Dynamics Joint Experiment, pp.327-338
- Squire, V. A. (1983) : Dynamics of Ice Floes in Sea Waves, Jour. of the Society for Underwater Technology, pp. 20-26
- Squire, V. A. (1984) : A Theoretical, Laboratory, and Field Study of Ice-Coupled Waves, J. G. R., Vol. 89, No. C5, pp. 8069-8079
- Tabata, T. (1955) : A Measurement of Visco-elastic Constant of Sea Ice, Jour. of Oceanogro. Soc. Japan, 11, No.4, pp. 1-5
- Tabata, T. (1958) : Studies on Visco-elastic Properties of Sea Ice, Arctic Sea Ice, pp. 139-147
- Wadhams, P. (1973) : Attenuation of Swell by Sea Ice, Jour. of Geophysical Research, Vol.78,No.18, pp.3552-3563
- Wadhams, P. (1975) : Airborne Laser Profiling of Swell in an Open Ice Field, J. G. R., Vol. 80, No. 33, pp. 4520-4528

Wadhams, P. (1978) : Wave Decay in the Marginal Ice Zone Measured from a Submarine, Deep Sea Research, Vol.25, pp.23-40

Wadhams, P., V. A. Squire, D. Goodman, A. Cowan and S. Moore (1988) : The Attenuation Rates of Ocean Waves in the Marginal Ice Zone, J. G. R., Vol. 93, No. C6, pp. 6799-6818

Winsor, W. D., J. I. Clark, B. M. Eid and C. M. Morton (1989) : Role of Ice Properties in Wave-Ice Interaction During LIMEX'1987, Int.nat Geoscience and Remote Sensing Symp.(IGARSS), IEEE, pp.2350-2354