

УДК 532.59:534.1

© 1996 г. А.В. МАРЧЕНКО

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН ЗЫБИ В НЕОДНОРОДНОМ ЛЕДЯНОМ ПОКРОВЕ

Рассматривается распространение поверхностных волн в периодически неоднородном ледяном покрове. В качестве неоднородностей рассматриваются области битого льда или гряды торосов. Показано, что волны с частотами, соответствующими ветровым волнам и волнам зыби, сильно рассеиваются на неоднородностях и экспоненциально затухают при распространении подо льдом.

Значительная часть волновой энергии океана сосредоточена в волнах, находящихся под воздействием ветра или вышедших из района действия ветра и называющихся соответственно ветровыми волнами и зыбью. По данным Регистра СССР по повторяемости волнения в Арктических морях России, характерные периоды волн и волн зыби находятся в интервале от 7,6 до 14 с. [1]. Анализ экспериментальных данных о спектральном составе изгибно-гравитационных волн в Арктике проводился в [2, 3]. Было показано, что основная часть волновой энергии соответствует волнам с периодом, большим 16 с. Причины изменения спектрального состава поверхностного волнения при его заходе под лед не известны. Основная цель данной работы состоит в построении простейшей модели, описывающей сильное рассеяние изгибно-гравитационных волн на неоднородностях в ледяном покрове.

В задачах о распространении волн ледяной покров моделируется, как правило, тонкой упругой пластиной. Основные предположения, в которых применима модель тонкой упругой пластины, состоят в малости амплитуды волны по сравнению с ее длиной, в малости толщины пластины по сравнению с радиусом кривизны при ее деформации, в малости вязких, релаксационных и пластических свойств льда. Все эти приближения выполняются для волн длиной более 100 м и амплитудой менее 1 м, что соответствует типичным параметрам изгибно-гравитационных волн, наблюдающихся в Арктических морях.

Исследование дифракции плоской гидроакустической волны на трещине в упругой пластине, плавающей на поверхности бесконечно глубокой жидкости, проводилось в [4]. С использованием метода Винера – Хопфа было получено точное решение линеаризованных уравнений, описывающих этот процесс. Были определены коэффициенты отражения и прохождения волны, а также свойства возмущения, рассеянного трещиной. В [5] аналогичными методами было построено решение задачи о дифракции плоской поверхностной волны на прямолинейной кромке полубесконечной упругой пластины. Было показано, что коэффициент прохождения волны стремится к нулю при увеличении частоты. В [6, 7] исследовалась задача о косом падении поверхностной волны на кромку полубесконечной упругой пластины, плавающей на поверхности слоя жидкости конечной глубины. В [6] с помощью метода Винера – Хопфа было построено и исследовано точное решение, в [7] решение строилось численным образом с использованием процедуры минимизации некоторого функционала. Было показано, что если угол падения волны на кромку пластины превышает предельное значение, то волна не проходит под лед и коэффициент отражения равен

единице. В [8] исследовались задачи о дифракции волны на одной или двух ледяных полосах, плавающих на поверхности бесконечно глубокой жидкости. Определялись коэффициенты прохождения и отражения волн и точки, где изгибающие моменты в ледяной пластине достигают экстремальных значений.

В обзоре [9] имеется обширная библиография по работам в области рассеяния волн в битых льдах в прикромочной зоне. Основной метод исследований связан с теоретическим обобщением экспериментальных наблюдений отражения волны от кромки льда [10] или теоретическими исследованиями прохождения волн через ледяную полосу [11]. В [9] описаны также исследования по моделированию льда вязкой пленкой. В этом случае изменение волнового спектра под ледяным покровом связывается с диссипацией волновой энергии на кромках льдин при их смещениях относительно друг друга. В [6] было построено решение, описывающее дифракцию волн на нескольких параллельных трещинах в ледяном покрове. В [12] это явление исследовалось численно для случая бесконечно глубокой жидкости. Было показано, что при увеличении числа трещин в частотном спектре волн формируются зоны, где значение коэффициента прохождения волны близко к нулю. Заметим, что аналогичный эффект получен в [8] для случая взаимодействия волны с полосой льда. В [13] был предложен метод решения задачи о спектральном составе периодических колебаний в ледяном покрове с бесконечным числом трещин, плавающим на поверхности мелкой жидкости.

В данной работе исследуется спектральный состав изгибно-гравитационных волн в слое мелкой жидкости под ледяным покровом с периодической системой неоднородностей. В качестве неоднородностей рассматриваются зоны битого льда и гряды торосов. Такая идеализированная постановка задачи позволяет понять, что последовательное влияние областей битого и всторошенного льда может привести к полному рассеянию волновой энергии ветровых волн и волн зыби. В работе используется приближение мелкой воды, что сужает область применимости результатов работы на районы шельфа. Отметим, что Арктические моря, примыкающие к Восточной Сибири, имеют шельфовые зоны шириной в несколько сотен километров и характерной глубиной порядка 50 м. Характерная длина ветровых волн и волн зыби в этих морях от 100 до 200 м [1].

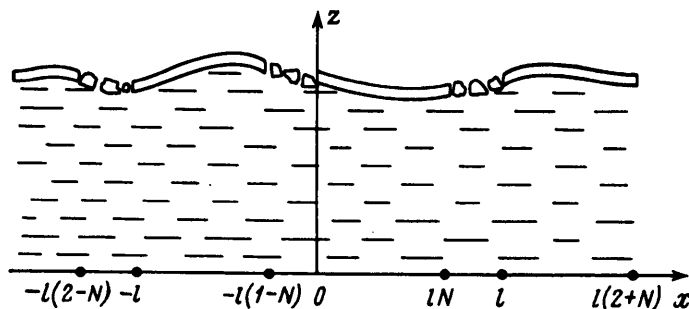
1. В линейном приближении уравнения мелкой воды под упругой пластиной имеют вид [13]

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} + g\eta + \frac{\rho_i h}{\rho} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + \frac{Eh^3}{12\rho(1-\nu^2)} \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} = 0 \quad (1.1)$$

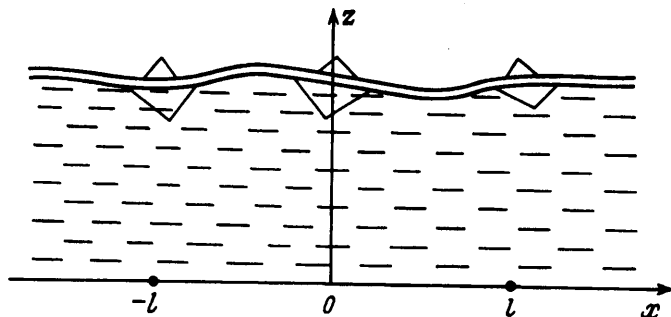
Здесь  $\varphi$  соответствует значению потенциала скоростей на поверхности жидкости,  $x$ ,  $t$  – горизонтальная координата и время,  $\eta$  – возвышение поверхности жидкости над горизонтальным положением равновесия,  $E$ ,  $\nu$ ,  $h$  – модуль Юнга, коэффициент Пуассона и толщина ледяной пластины,  $\rho$ ,  $\rho_i$  – плотности жидкости и льда.

Рассматриваются два частных случая. В первом случае предполагается, что ледяная пластина не сплошная и состоит из ледяных полос, между которыми плавает мелко битый лед (фиг. 1). Иными словами, модуль Юнга  $E$  равен нулю при  $x \in ((j+N)l, (j+1)l)$ ,  $0 < N < 1$ ,  $j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Величина  $N$  определяет концентрацию ледяного покрова на поверхности жидкости и является аналогом сплоченности ледяного покрова. В точках  $x = jNl$ ,  $x = jl$  выполняются контактно-граничные условия, обеспечивающие равенство нулю перерезывающих сил и изгибающих моментов, действующих на кромки льдин [6]

$$M_{xx} = -\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0, \quad F_x = -\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0 \quad (1.2)$$



Фиг. 1. Неоднородный ледяной покров, состоящий из крупных льдин с характерной шириной  $lN$  и мелко битого льда между ними



Фиг. 2. Ледяной покров с периодической системой торусов

Из закона сохранения и непрерывности потенциала скоростей следует

$$\lim_{x \rightarrow (j+N)l+0} \varphi = \lim_{x \rightarrow (j+N)l-0} \varphi, \quad \lim_{x \rightarrow (j+N)l+0} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \lim_{x \rightarrow (j+N)l-0} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (1.3)$$

$$\lim_{x \rightarrow jl+0} \varphi = \lim_{x \rightarrow jl-0} \varphi, \quad \lim_{x \rightarrow jl+0} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \lim_{x \rightarrow jl-0} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (1.4)$$

Во втором случае полагается, что в сплошном ледяном покрове имеется периодическая система торусов (фиг. 2). Каждый торос моделируется упругим стержнем, имеющим соединение типа упругого шарнира с ледяной пластиной [13]. Упругие колебания торуса связаны с его изгибными и крутильными колебаниями вдоль оси торуса  $y$ , лежащей в горизонтальной плоскости и перпендикулярной направлению  $x$ . В данной работе рассматриваются поверхностные волны, фронт которых параллелен оси  $y$ . Отсюда следует, что упругие деформации торусов равны нулю и торусы можно рассматривать как сосредоточенные массы в точках  $x = jl$ . Уравнения колебаний торуса записываются в виде [13]

$$M_b \frac{\partial^2 \eta_l}{\partial t^2} = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left( \lim_{x \rightarrow jl-0} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} - \lim_{x \rightarrow jl+0} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \right) \quad (1.5)$$

$$I \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left( \lim_{x \rightarrow jl-0} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \lim_{x \rightarrow jl+0} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right)$$

Здесь  $M_b$  – полная масса единицы длины торуса в направлении  $y$ ,  $I$  – момент инерции сечения торуса относительно центра тяжести его сходящейся части,  $\Phi$  – угол поворота торуса вокруг оси  $y$ , отсчитываемый от оси  $z$ . Полагается, что  $\Phi > 0$  при повороте по часовой стрелке.

Контактно-граничные условия при  $x \rightarrow jl \pm 0$  состоят в непрерывности смещений краев пластин в точках  $x = jl$  и в предположении о том, что между торосом и краями ледяных пластин имеется соединение типа упругого шарнира

$$\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \lim_{x \rightarrow jl-0} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = -\alpha \left( \lim_{x \rightarrow jl-0} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \Phi \right) \quad (1.6)$$

$$\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \lim_{x \rightarrow jl+0} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = \alpha \left( \lim_{x \rightarrow jl+0} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \Phi \right)$$

$$\lim_{x \rightarrow jl \pm 0} \eta = \eta_l$$

Используя (1.5) и дифференцирование по  $t$ , можно исключить  $\eta_l$  и  $\Phi$  из (1.6). Поэтому число контактно-граничных условий на краях льдин вблизи точечной неоднородности всегда равно четырем.

В задаче с торосами условия (1.5), (1.6) должны быть дополнены законом сохранения массы и непрерывностью потенциала (1.4) в точках  $x = jl$ .

2. Введем безразмерные переменные, обозначаемые буквами со штрихами (далее штрихи опускаются)  $t'T = t$ ,  $x'l = x$ ,  $T^2 = l^2 / (gH)$ . Исключая  $\eta$  из (1.1), переходя к безразмерным переменным и полагая, что зависимость решения от  $t$  дается множителем  $e^{i\gamma t}$ , находим

$$\gamma^2 \varphi + \left( 1 - \beta \gamma^2 + D \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi = 0, \quad D = \frac{Eh^3}{12\rho g(1-\nu^2)l^4}, \quad \beta = \frac{\rho_l h H}{\rho l^2} \quad (2.1)$$

В задаче о прохождении волн через битый лед в безразмерных переменных кромки льдин находятся в точках  $x = j$ ,  $x = j + N$  и  $D = 0$  при  $x \in (j + N, j + 1)$ . В этих точках выполняются контактно-граничные условия, вытекающие из (1.2)

$$\frac{\partial^4 \varphi}{\partial x^4} = 0, \quad \frac{\partial^5 \varphi}{\partial x^5} = 0, \quad x = j, \quad j + N \quad (2.2)$$

и условия (1.3), (1.4).

В задаче о прохождении волн через востороженный ледяной покров в безразмерных переменных торосы находятся в точках  $x = j$ . В этих точках выполняются контактно-граничные условия, вытекающие из (1.5), (1.6)

$$D \left( \lim_{x \rightarrow j+0} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} - \lim_{x \rightarrow j-0} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \right) - m_b \gamma^2 \lim_{x \rightarrow j+0} \eta = 0, \quad \lim_{x \rightarrow j+0} \eta = \lim_{x \rightarrow j-0} \eta \quad (2.3)$$

$$(\alpha_{ds} - m_t \gamma^2 D) \lim_{x \rightarrow j-0} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \alpha_{ds} \lim_{x \rightarrow j+0} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \alpha_{ds} m_t \gamma^2 \lim_{x \rightarrow j-0} \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$$

$$(\alpha_{ds} - m_t \gamma^2 D) \lim_{x \rightarrow j+0} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \alpha_{ds} \lim_{x \rightarrow j-0} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \alpha_{ds} m_t \gamma^2 \lim_{x \rightarrow j+0} \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$$

$$m_b = \frac{M_b}{\rho l^2}, \quad m_t = \frac{I}{\rho l^4}, \quad \alpha_{ds} = \frac{\alpha}{\rho g l^3}$$

и условия (1.4).

Основной целью работы является нахождение условий, при которых уравнения (2.1), (2.2), (1.3), (1.4) или (2.1), (2.3), (1.4) имеют ограниченные решения. Решение рассматриваемых задач сводится к нахождению собственных чисел матрицы монодромии. Области частот  $\gamma$ , где модуль каждого собственного значения не равен

единице, являются запрещенными зонами. Волны с частотами из запрещенных зон не могут распространяться под неоднородным ледяным покровом без затухания. Если частота лежит вне запрещенной зоны, то существуют ограниченные решения изучаемых систем уравнений, периодически зависящие от времени. Эти решения соответствуют волнам, распространяющимся без рассеяния энергии.

Построим матрицу монодромии для случая битого ледяного покрова. В пределах интервала  $x \in (j, j+1)$  решение (2.1) может быть записано в виде

$$\varphi = C_1^j \varphi_1^j + C_2^j \varphi_2^j \quad (2.4)$$

$$\varphi_r^j = e^{i\lambda_r(x-j)} + \sum_{k=3}^6 C_{rk} e^{i\lambda_k(x-j)}, \quad x \in (j, j+N)$$

$$\varphi_r^j = C_{+r}^j e^{i\lambda(x-j)} + C_{-r}^j e^{-i\gamma(x-j)}, \quad x \in (j+N, j+1), \quad r=1,2$$

где  $\lambda_{1,2}$  и  $\lambda_{3-6}$  – действительные и комплексные корни дисперсионного уравнения  $\gamma^2 = \lambda^2(1 - \beta\gamma^2 + D\lambda^4)$ . Постоянные  $C_{\pm r}^j$  и  $C_{rk}$  удовлетворяют системе линейных алгебраических уравнений, вытекающих из (1.3), (2.2)

$$\lambda_r^4 + \sum_{k=3}^6 C_{rk} \lambda_k^4 = 0, \quad \lambda_r^5 + \sum_{k=3}^6 C_{rk} \lambda_k^5 = 0 \quad (2.5)$$

$$\lambda_r^4 e^{i\lambda_r N} + \sum_{k=3}^6 C_{rk} \lambda_k^4 e^{i\lambda_k N} = 0, \quad \lambda_r^5 e^{i\lambda_r N} + \sum_{k=3}^6 C_{rk} \lambda_k^5 e^{i\lambda_k N} = 0$$

$$\lambda_r^5 e^{i\lambda_r N} + \sum_{k=3}^6 C_{rk} \lambda_k^5 e^{i\lambda_k N} = \gamma(C_{+r} e^{i\gamma N} - C_{-r} e^{-i\gamma N})$$

$$e^{i\lambda_r N} + \sum_{k=3}^6 C_{rke} e^{i\lambda_k N} = C_{+r} e^{i\gamma N} + C_{-r} e^{-i\gamma N}$$

Решение на интервале  $x \in (j, j+1)$  равно  $\varphi_r^j$ . Постоянные  $C_r^{j+1}$ ,  $r=1,2$ , находятся из (1.4)

$$C_{+r} e^{i\gamma} + C_{-r} e^{-i\gamma} = C_1^{j+1} \left(1 + \sum_{k=3}^6 C_{1k}\right) + C_2^{j+1} \left(1 + \sum_{k=3}^6 C_{2k}\right) \quad (2.6)$$

$$\gamma(C_{+r} e^{i\gamma} - C_{-r} e^{-i\gamma}) = C_1^{j+1} \left(\gamma_1 + \sum_{k=3}^6 \lambda_k C_{1k}\right) + C_2^{j+1} \left(\lambda_2 + \sum_{k=3}^6 \lambda_k C_{2k}\right)$$

Матрица монодромии имеет следующий вид:

$$T = \begin{pmatrix} C_1^{j+1}|_{r=1} & C_2^{j+1}|_{r=1} \\ C_1^{j+1}|_{r=2} & C_2^{j+1}|_{r=2} \end{pmatrix}$$

Перейдем к другому базису в пространстве функций  $\varphi_r^j$ , где матрица  $T$  имеет диагональный вид. Произвольное решение в новом базисе равно суперпозиции новых базисных функций  $\psi_r^j$ . В этом базисе элементами  $T$  являются ее собственные числа  $T_r$ . Решение задачи  $\psi_r^{j+1}(x_0)$ , где  $x_0 \in (j+1, j+2)$ , равно произведению  $T_r \psi_r^j(x_0 - j)$ . Отсюда видно, что если модуль собственного значения не равен единице, то волна экспоненциально затухает в одном направлении и растет в другом направлении.

Построение матрицы монодромии для ледяного покрова с периодической системой торосов проводится аналогичным образом. Решение представляется в виде

$$\varphi = \sum_{k=1}^6 C_k^j e^{i\lambda_k(x-j)}, \quad x \in (j, j+1) \quad (2.7)$$

Постоянные  $C_k^{j+1}$  связаны с  $C_k^j$  соотношениями (1.4), (2.3). Строка с номером  $n$  матрицы монодромии является решением (1.4), (2.3) относительно  $C_k^{j+1}$  при  $C_k^j = 0$ ,  $k \neq n$ ,  $C_n^j = 1$ . Матрица монодромии имеет размерность  $6 \times 6$ .

Собственные числа матрицы монодромии являются функциями частоты  $\gamma$  и параметров ледяного покрова  $N, D, m_b, m_r, \alpha_{ds}$ . Исследование зависимостей модуля собственных чисел от этих параметров проводилось с использованием численных расчетов.

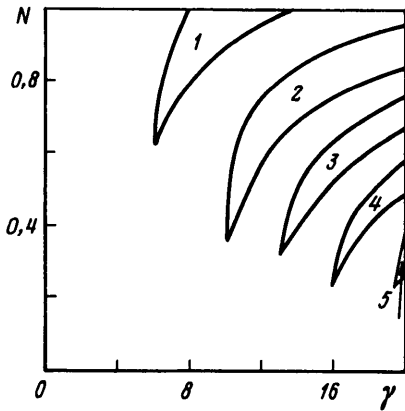
3. В рассматриваемых задачах имеются следующие безразмерные параметры: частота  $\gamma$ , жесткость ледяного покрова  $D$ , концентрация крупных льдин на поверхности моря  $N$ , параметры торосов  $M_b, l, \alpha_{ds}$ . Для параметров торосов  $M_b, l$  использовались формулы [13]

$$M_b = \rho_i h_r (9,5 h_r + 2h), \quad l = 2\rho_i h_r^3 (7h_r + h/3)$$

Численные расчеты проводились для фиксированного значения  $l$  и различных значений параметров  $\gamma, N, h, h_r$ . Результаты расчетов представлены на фиг. 3–5 в плоскости параметров  $(\gamma, N)$ ,  $(\gamma, h)$ ,  $(\gamma, N)$ . Тем самым при расчете одной точки фиксируются значения всех параметров, кроме глубины жидкости  $H$ , которая входит в определение размерной частоты  $\omega = \gamma \sqrt{gH} / l$ . Поэтому интерпретация результатов расчетов в размерных переменных зависит от глубины  $H$ .

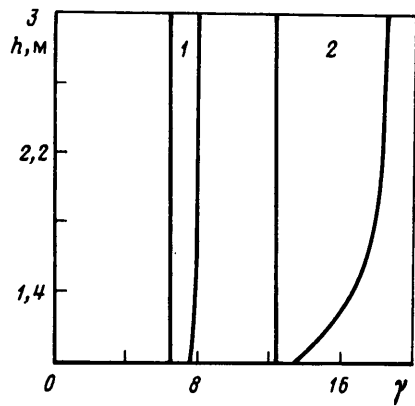
Значения параметров жидкости и льда полагались типичными для шельфовых районов Российских арктических морей. Глубина  $H$  изменялась в пределах от 10 до 50 м. Модуль Юнга, коэффициент Пуассона и плотность льда полагались равными  $E = 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $\nu = 0,34$ ,  $\rho_i = 930$  кг/м<sup>3</sup> [14]. Толщина льда и высота торосов над поверхностью льда изменялись от 1 до 3 м. Заметим, что торосы обычно образуются в местах контактов между льдинами, поэтому можно предположить, что расстояния между соседними торосами порядка размера льдин. Характерный горизонтальный масштаб  $l$  полагался равным 100 м. Если  $l < 100$  м, то не выполняются предположения, в которых выводятся уравнения мелкой воды. При  $l \geq 100$  м влияние ледяного покрова на свойства поверхностных волн мало. Безразмерный коэффициент  $\alpha_{ds}$  полагался равным  $10^{-5}$ . Размерная величина  $\alpha$  получается из безразмерной умножением на  $\rho g l^3 \geq 10^{10}$  Н. В случае жесткого сцепления тороса с ледяным покровом  $\alpha = \infty$  и при свободном повороте краев льдин возле тороса  $\alpha = 0$ . Поэтому использованное в расчетах значение  $\alpha_{ds}$  соответствует ослабленному соединению ледяного покрова с торосом.

Запрещенные зоны в частотном спектре волн обозначаются на фиг. 3–5 цифрами 1, 2, ... Типичный вид запрещенных зон для волн в битых льдах представлен на фиг. 3 и 4. По горизонтальным осям откладывается безразмерная частота  $\gamma$ . По вертикальной оси на фиг. 3 откладывается значение параметра  $N$  и полагается, что  $h = 2$  м. Видно, что при  $N > 0,2$  в частотном спектре имеются запрещенные зоны. При росте  $N$  увеличивается ширина запрещенных зон и граница первой запрещенной зоны сдвигается в область низких частот до значения  $\gamma_1 \approx 7$ . Предположим, что пакеты поверхностных волн различного спектрального состава распространяются под ледяным покровом, имеющим протяженные участки различной сплоченности. Тогда рассеяние на



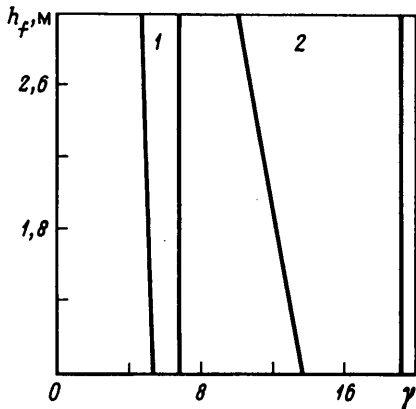
Фиг. 3

Фиг. 3. Запретные зоны в частотном спектре волн, распространяющихся в неоднородном ледяном покрове толщины  $h = 2$  м,  $N$  – концентрация крупных льдин на поверхности моря



Фиг. 4

Фиг. 4. Запретные зоны в частотном спектре волн, распространяющихся в неоднородном ледяном покрове ( $N = 0,8$ ,  $h$  – толщина ледяного покрова)



Фиг. 5. Запретные зоны в частотном спектре волн с периодической системой торосов,  $h = 1$  м – высота тороса над поверхностью ледяного покрова

неоднородностях должно привести к экспоненциальному уменьшению амплитуд всех волн с безразмерными частотами, большими 7. Размерная частота  $\omega_1$ , соответствующая  $\gamma_1$ , изменяется в интервале 0,7 до 1,5  $\text{с}^{-1}$  при изменении  $N$  от 10 до 50 м. Это соответствует полным периодам волн от 4,2 до 9 с.

На фиг. 4 построены запрещенные зоны, соответствующие случаю  $N = 0,8$ . По вертикальному направлению откладывается толщина ледяного покрова в метрах. Видно, что при увеличении толщины ледяного покрова увеличивается ширина запрещенных зон, при этом их левая граница практически не изменяется.

Типичный вид запрещенных зон для восторошенного ледяного покрова представлен на фиг. 5 при  $h = 1$  м. По горизонтали откладывается безразмерная частота  $\gamma$  в тех же пределах, как и на фиг. 2, 3. По вертикали откладывается высота тороса над поверхностью ледяного покрова  $h_f$  в метрах. Видно, что при увеличении высоты и, следовательно, массы тороса увеличивается ширина запрещенных зон. При этом их правая граница практически не изменяется. Расчеты показывают, что при прохождении волн через участки восторошенного льда граница первой запрещенной зоны может сместиться в сторону низких частот до  $\gamma_2 = 4$ . В размерных переменных граница первой запрещенной зоны может находиться в интервале частот  $0,4 \text{ с}^{-1} < \omega_2 < 0,9 \text{ с}^{-1}$  при изменении  $N$  от 10 м до 50 м.

Полный период волн частоты  $\omega_2$  изменяется в интервале  $16 \text{ с} > T_2 > 7 \text{ с}$ .

**Заключение.** В приближении мелкой воды исследовано влияние периодической системы трещин в ледяном покрове на свойства поверхностных волн. Показано, что в частотном спектре волн имеются запрещенные зоны. Если частота волны лежит в запрещенной, то происходит сильное рассеивание, и амплитуда волны экзотенциально затухает при распространении подо льдом.

Согласно экспериментальным данным по повторяемости волнения в Арктических морях [1] периоды ветровых волн и волн зыби находятся в интервале от 7,6 до 14 с. Поэтому на основании проведенных исследований можно сделать вывод о сильном рассеянии этих волн на неоднородностях в ледяном покрове. Несмотря на сильно идеализированную постановку задачи, оценки дают реальные частоты для границы первой запрещенной зоны. Поэтому сильное рассеивание поверхностных волн на неоднородностях в ледяном покрове может рассматриваться как возможный механизм, регулирующий проникновение волн под ледяной покров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда и Российского правительства (Грант № MFE300), Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 93-013-17355, 95-05-15315).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Смирнов Г.Н.* Океанология. М.: Высш. шк., 1987. 407 с.
2. *Nagurny A.P., Korostelev V.G., Abaza V.P.* Wave method for evaluating the effective thickness of sea ice in climate monitoring // BRAS Physics / Supplement. Physics of Vibrations. 1994. V. 58. № 3. P. 168–174.
3. *Wadhams P., Stephen C.S. Wells.* Ice surface oscillation measurements on SIMI using strain heave and tilt sensors // Proc. Sea Ice Mechanics and Arctic Modelling Workshop. 1995. Anchorage, Alaska, US.
4. *Коузов Д.П.* Дифракция плоской гидроакустической волны на трещине в упругой пластине // ПММ. 1963. Т. 27. Вып. 6. С. 1037–1043.
5. *Гольдштейн П.В., Марченко А.В.* Дифракция плоских гравитационных волн на кромке ледяного покрова // ПММ. 1989. Т. 53. Вып. 6. С. 924–930.
6. *Марченко А.В.* Дифракция поверхностных волн на трещине в ледяном покрове // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 2. С. 93–102.
7. *Fox C., Squire V.A.* On the oblique reflexion and transmission of ocean waves at shore fast sea-ice // Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A. 1994. V. 347. № 1682. P. 185–218.
8. *Meylan M., Squire V.A.* The response of ice floes to ocean waves // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № C1. P. 891–900.
9. *Squire V.A., Dugan J.P., Wadhams P. et al.* Of ocean waves and sea ice // Annu. Rev. Fluid. Mech. 1995. V. 27. P. 115–168.
10. *Wadhams P., Squire V.A., Ewing J.A., Pascal R.W.* The effect of the marginal ice zone on the directional wave spectrum of the ocean // J. Phys. Oceanogr. 1986. V. 16. № 2. P. 358–376.
11. *Meylan M., Squire V.A.* Changes to ocean wave spectra in a marginal zone I // Proc. 4th Intern. Offshore and Polar Eng. Conf. // Ed. J.S. Chung, B.J. Natvig, B.M. Das. Golden, Colo.: Int. Soc. Offshore and Polar. Eng. 1994. V. 3. P. 136–141.
12. *Goldstein R.V., Marchenko A.V.* Surface wave diffraction at a system of cracks in the ice cover // Proc. OMAE'95.
13. *Marchenko A.V.* Formation of flexural-gravity waves in the sea beneath ice cover // BRAS Physics / Supplement. Physics of Vibrations. 1994. V. 58. № 3. P. 220–235.
14. *Богородский В.В., Гаврило В.П.* Лед. Физические свойства: Современные методы гляциологии. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 384 с.