

УДК 532.591

© 1992 г. В. М. САВОСЬКИН

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВОЛН
ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ СЛОЕ ОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ,
ВЫЗЫВАЕМЫХ ПЕРЕМещаЮЩЕЙСЯ ОБЛАСТЬЮ
ГАРМОНИЧЕСКИХ ПО ВРЕМЕНИ ДАВЛЕНИЙ**

За счет вращения Земли в толще однородной жидкости могут возникать волновые движения, подобные внутренним волнам. Например, инерционные [1] или гироскопические [2] волны. Влияние вращения на корабельные волны, возбуждаемые в бесконечно глубокой и безграничной двухслойной жидкости, изучалось в работе [3]. Процесс развития гироскопических корабельных волн в однородной вращающейся жидкости конечной глубины исследован в [4]. Трехмерные волны, возбуждаемые локализованной областью движущихся возмущений переменной интенсивности, рассматривались для безграничной вращающейся жидкости [5] и для невращающейся жидкости конечной глубины [6]. Задача об установившихся волнах в постановке, подобной исследуемой, рассматривалась в [7]. Аналогия эффектов, связанных со стратификацией и с вращением, исследовалась в [8, гл. 8].

В настоящей работе исследовано влияние вращения однородной жидкости на кинематические характеристики волн, образующихся при движении по ее поверхности области давлений переменной интенсивности. Проведен анализ всех возможных типов волновых полей для гироскопических мод, исследована зависимость формы передних фронтов и угловой ширины волновых зон возбуждаемых систем волн от параметров модели.

1. Пусть горизонтальный слой $-\infty < X, y < +\infty, -H \leq z \leq 0$ идеальной несжимаемой однородной жидкости плотности ρ вращается с угловой скоростью $l/2$ относительно вертикальной оси z . В момент времени $t=0$ к невозмущенной свободной поверхности $z=0$ жидкости прикладывается движущаяся со скоростью U область гармонических по времени давлений вида

$$p_0 = f(X + Ut, y) \exp(-i\sigma_0 t) \quad (1.1)$$

где σ_0 — частота изменения интенсивности давления, функция $f(x, y) \rightarrow 0$ при $R = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$ ($x = X + Ut$) и допускает применение преобразования Фурье. Величины H, l, U, σ_0 — положительные константы.

Исследуем процесс развития вынужденных волн, рассматривая их в системе координат x, y, z , связанной с перемещающимся возмущением (1.1).

В рамках линейной теории волн движение жидкости при $t > 0$ описывается системой уравнений с граничными и начальными условиями

$$Du - lv = -\rho^{-1}(p + p_0)_x, \quad Dv + lu = -\rho^{-1}(p + p_0)_y,$$

$$Dw = -\rho^{-1}p_z, \quad u_x + v_y + w_z = 0$$

$$D\xi = w, \quad p - \rho g \xi = 0 \quad (z=0), \quad w = 0 \quad (z=-H)$$

$$u = v = w = \xi = 0 \quad (t \leq 0)$$

где $D = \partial/\partial t + U \partial/\partial x$, u, v, w — волновые возмущения вектора скорости, p — динамическое возмущение давления, ξ — смещение свободной поверхности жидкости, g — ускорение свободного падения.

Вспользуемся процедурой получения решения и его асимптотического анализа, изложенной в работах [4, 5]. С помощью преобразований Фурье по x, y и Лапласа по t для трансформанты Фурье — Лапласа $W(m, n, z, \alpha)$ функции $w(x, y, z, t)$ получаем краевую задачу

$$L(r^2, \beta^2)W = 0 \quad (-H \leq z \leq 0) \quad (1.2)$$

$$L_1(r^2, \beta^2)W = -\frac{\beta r^2 P(m, n)}{\rho(\alpha + i\omega_0)(\beta^2 + l^2)} \quad (z = 0), \quad W = 0 \quad (z = -H) \quad (1.3)$$

$$L = \frac{d^2}{dz^2} - \frac{\beta^2 r^2}{\beta^2 + l^2}, \quad L_1 = \frac{d}{dz} + \frac{gr^2}{\beta^2 + l^2}$$

где $\beta = \alpha + imU, r = (m^2 + n^2)^{1/2}, P(m, n)$ — преобразование Фурье функции $f(x, y)$.

Решение уравнения (1.2), удовлетворяющее условиям $W = 0, W_z' = 0$ при $z = -H$, можно представить в виде $W = A\Phi$, где $\Phi = \text{sh}[r\beta(\sqrt{\beta^2 + l^2})^{-1}(z + H)]$, а постоянная A находится из граничного условия (1.3) при $z = 0$. Тогда, применяя обратные интегральные преобразования, получим

$$w = \frac{1}{4\pi^2 \rho} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} r^2 P(m, n) I(m, n, z, t) e^{i(mx + ny)} dm dn$$

$$I = -\frac{1}{2\pi i} \int_{\tau - i\infty}^{\tau + i\infty} \frac{\beta \Phi(r^2, z, \beta^2) e^{\alpha t}}{(\alpha + i\omega_0)(\beta^2 + l^2) \Delta(r^2, \beta^2)} d\alpha \quad (\tau > 0) \quad (1.4)$$

$$\Delta = L_1 \Phi(r^2, 0, \beta^2)$$

Интеграл (1.4) можно вычислить, используя теорию вычетов. Полюсами подынтегрального выражения являются точки $\alpha = -i\omega_0$ и $\alpha = \beta - imU$, где $\beta = \pm i\omega_j (j \geq 0)$ — корни уравнения $\Delta(r^2, \beta^2) = 0$. Функции $\sigma_j(r)$ представляют собой дисперсионные зависимости для поверхностных ($j = 0$) и гироскопических ($j > 0$) волн в однородной жидкости. После вычисления интеграла I выражение для w в полярных координатах принимает вид

$$w = e^{-i\omega_0 t} \sum_{j=0}^{\infty} w_j, \quad w_j = \sum_{\tau=1}^2 w_{sj} \quad (1.5)$$

$$w_{sj} = \frac{t}{8\pi^2 \rho} \int_0^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} dr \int_0^1 d\theta \int_0^1 r^2 P(r \cos \theta, r \sin \theta) F_j e^{i\Psi_{sj}} d\xi \quad (1.6)$$

$$F_j = \frac{\Phi_j}{(\sigma_j^2 - l^2) \Delta_j}, \quad \Delta_j = \frac{\partial \Delta(r^2, -\lambda)}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda = \sigma_j^2}, \quad \Phi_j = \Phi(r^2, z, -\sigma_j^2)$$

$$\Psi_{sj} = Rr \cos(\theta - \gamma) - [rU \cos \theta - \sigma_0 + (-1)^j \sigma_j] \xi t$$

$$\{x, y\} = R\{\cos \gamma; \sin \gamma\}, \quad \{m, n\} = r\{\cos \theta; \sin \theta\}$$

Решение задачи в форме (1.5), (1.6) представляет собой разложение w на сумму неустановившихся волновых полей w_j , каждое из которых соответствует одной из волновых мод.

Отметим, что для гироскопических ($j > 0$) мод в однородной жидкости $\sigma_j(r) > 0 (r > 0), \sigma_j(0) = l, \sigma_j(\infty) = 0, \sigma_j'(r) < 0 (r > 0)$. Зависимости $\sigma_j(r)$ являются частным случаем дисперсионных зависимостей для гироскопических мод в непрерывно стратифицированной жидкости, свойства которых описаны в работе [2].

2. Проведем асимптотический анализ волновых полей w_j , считая $R, t \rightarrow \infty, R/t = O(1)$. Функцию $f(x, y)$ будем предполагать четной по y , т. е. $w_j(x, -y, z, t) = w_j(x, y, z, t)$, что позволит ограничиться анализом w_j при $0 \leq \gamma \leq \pi$.

Применим к интегралам (1.6) метод стационарной фазы в многомерном случае. Искомые стационарные точки (r, θ, ξ) фазовых функций Ψ_{sj} удовлетворяют системе трех уравнений

$$R \cos(\theta - \gamma) - [U \cos \theta + (-1)^j \sigma_j'] \xi t = 0 \quad (2.1)$$

$$R \sin(\theta - \gamma) - U \sin \theta \xi t = 0 \quad (2.2)$$

$$\cos \theta = \tau_{s,j}(r), \tau_{s,j} = [\sigma_0 - (-1)^k \sigma_j(r)](rU)^{-1} \quad (2.3)$$

Принадлежность стационарных точек области интегрирования задается системой неравенств $0 < r < \infty$, $-\pi \leq \theta \leq \pi$ и $0 \leq \xi \leq 1$.

Уравнение (2.3) выполняется при $|\tau_{s,j}(r)| \leq 1$. В этом случае из (2.1) — (2.3) имеем

$$\theta = (-1)^k \arccos \tau_{s,j}, \quad \xi = \frac{R \cos \gamma}{U t \rho_{s,j}}, \quad \varphi_{s,j} = 1 - \tau_{s,j}(r \tau_{s,j})' \quad (2.4)$$

$$\operatorname{tg} \gamma = (-1)^{k+1} \chi_{s,j}(r), \quad \chi_{s,j} = \frac{(r \tau_{s,j})' \sqrt{1 - \tau_{s,j}^2}}{\varphi_{s,j}} \quad (k = 1, 2) \quad (2.5)$$

Поэтому для определения стационарных точек (r, θ, ξ) необходимо найти корни $r = r_j(\gamma)$ уравнения (2.5), а затем θ и ξ по формулам (2.4).

Условие $0 \leq \xi \leq 1$ накладывает также ограничения на возможные значения R/t и записывается в форме

$$0 \leq R(U t \rho_{s,j})^{-1} \cos \gamma \leq 1$$

Граница области интегрирования $\xi = 1$ дает уравнения передних фронтов исследуемых систем волн

$$R_{s,j} = U t \rho_{s,j} \sec \gamma$$

Стационарная точка (r, θ, ξ) является простой, если $\chi_{s,j}' \neq 0$. Для таких точек

$$w_{s,j}' \sim \frac{1}{R^{1/2}} A_{s,j}(z, \gamma) e^{i \theta_{s,j}} \quad (R, t \rightarrow \infty)$$

$$\theta_{s,j} = \tau_{s,j} \cos \gamma + (-1)^{k+1} \sqrt{1 - \tau_{s,j}^2} \sin \gamma + \delta_{s,j} \frac{\pi}{4}$$

где $A_{s,j}$ — амплитудные функции, конкретная запись которых в дальнейшем не используется, $\delta_{s,j} = \pm 1, \pm 3$.

На лучах, соответствующих кратным ($\chi_{s,j}' = 0$) стационарным точкам $r \neq 0$, $w_{s,j} = O(R^{-1/2})$ [4], причем при переходе по r через такую точку $\delta_{s,j}$ изменяется на ± 2 . Заметим, что для выполнения неравенства $0 \leq \gamma \leq \pi$ необходимо положить $k = s - 1$.

3. Рассмотрим более детально волны $w_{s,j}$ ($j > 0$), возбуждаемые давлениями переменной интенсивности, сконцентрированными в малой окрестности начала подвижной системы координат. Аппроксимируем функции σ_j ($j > 0$) дисперсионными зависимостями

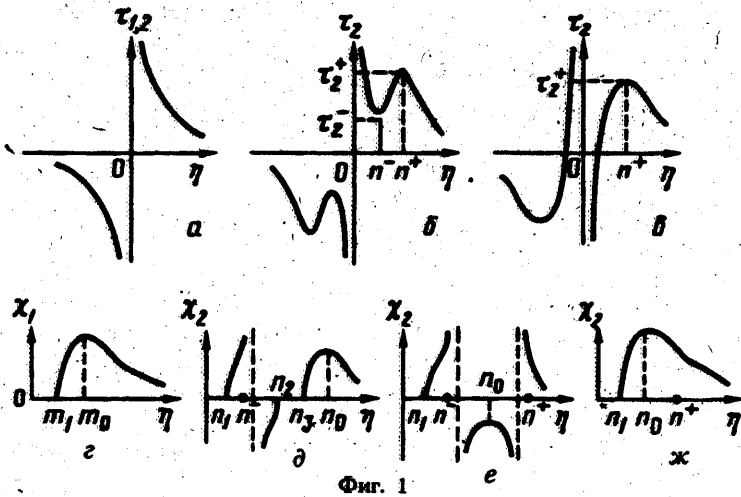
$$\sigma_j = j \pi l [r^2 H^2 + j^2 \pi^2]^{-1/2}$$

найденными в приближении твердой крышки, отфильтровывающем поверхностные волны без существенного искажения гироскопических. Возмущения поверхностных корабельных волн ($j = 0$), вызванные вращением жидкости, рассмотрены в работе [3].

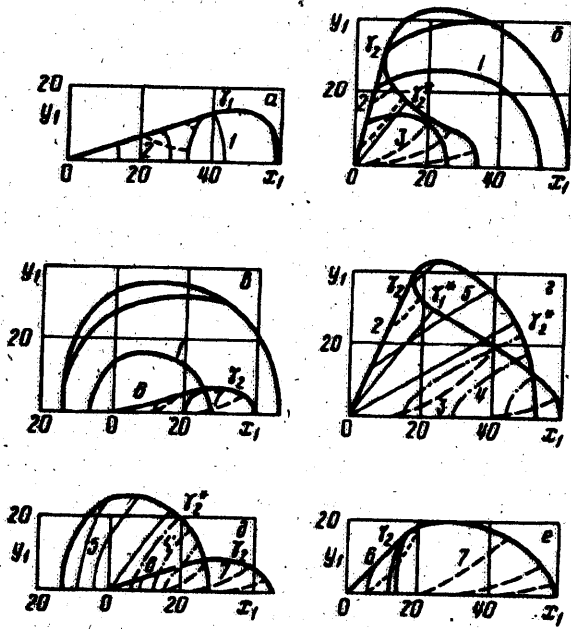
Введем безразмерные переменные и параметры по формулам

$$\{x; y\} = (j \pi)^{-1} H \{x_1; y_1\}, \quad t = t_1^{-1}, \quad r = H^{-1} j \pi r_1$$

$$\Omega = l^{-1} \sigma_0, \quad F = (l H)^{-1} j \pi U$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Тогда при всех $j > 0$, $\sigma_j = \text{tg}(\sigma = (\eta^2 + 1)^{-1/2})$ и уравнения (2.3), (2.5) принимают вид

$$\tau_s = (F\eta)^{-1} [\Omega - (-1)^s \sigma] \quad (s = 1, 2)$$

$$\text{tg } \gamma = \chi_s(\eta), \quad \chi_s = (-1)^s \frac{(\eta\tau_s)' \sqrt{1 - \tau_s^2}}{1 - \tau_s(\eta\tau_s)'}$$

Поведение функций $\tau_s(\eta)$ и $\chi_s(\eta)$ при всех $\Omega > 0$, $F > 0$ качественно одинаково и представлено на фиг. 1, а и г. Интервалам (m_1, m_0) и (m_0, ∞) соответствуют системы волн 1 и 2, показанные на фиг. 2, а ($\Omega = 0,01$, $F = 0,2$, $\zeta = 165$). Пространственная структура этих волн аналогична случаю $\Omega = 0$ [4].

Кратной стационарной точке $\eta = m_0(\chi_1'(m_0) = 0)$ соответствует угол $\gamma_1 = \text{arctg} \chi_1(m_0)$, характеризующий угловую полуширину волновой зоны. Изолинии угла $\gamma_1 = \gamma_1(\Omega, F)$ изображены на фиг. 3, а штриховыми линиями. Угол $\gamma_1(\Omega, F) < \gamma_1(0, F)$ и убывает с ростом Ω . Как функция числа Фруда $F \gamma_1$ имеет единственный максимум в области $F > 0$, причем при $F \rightarrow 0 \gamma_1 \rightarrow 19^\circ 28'$ ($\Omega = 0$) и $\gamma_1 \rightarrow 0$ ($\Omega > 0$), а при $F \rightarrow \infty \gamma_1 \rightarrow 0$ ($d\Omega \geq 0$). Наибольшее развитие в пространстве получает система волн 1.

Функции $\tau_2(\eta)$ и $\chi_2(\eta)$ могут претерпевать качественные изменения в зависимости от значений параметров Ω и F . Поведение функции $\tau_2(\eta)$, отвечающее интервалам частот $\Omega > \Omega^*$ ($\Omega^* = 4\sqrt{6/9}$), $1 < \Omega < \Omega^*$, $0 < \Omega < 1$, показано на фиг. 1, а, б, в соответственно. Экстремальным значениям $\tau_2(\eta)$ ($\tau_2' = 0$ и $\tau_2 = 1$) в плоскости параметров Ω, F соответствует критическая кривая $F = F_1(\Omega)$, уравнение которой в параметрической форме имеет вид

$$\Omega = \Omega_1(\lambda) = (2\lambda + 1)(\lambda + 1)^{-3/2}, F = F_1(\lambda) = \lambda^{1/2}(\lambda + 1)^{-3/2} (\lambda \geq 0)$$

Нетрудно показать, что $\Omega_1(0) = 1, F_1(0) = F_1(\infty) = \Omega_1(\infty) = 0$ и $dF_1/d\Omega = \lambda^{-1/2} > 0$. Значению $\lambda = 0,5$ на плоскости Ω, F отвечает точка $A(\Omega^*; F) = (4\sqrt{6}/9; 2\sqrt{3}/9)$, являющаяся точкой возврата кривой $F = F_1(\Omega)$. Заметим также, что $\sigma''(n^*) = 0$ ($n^* = \lambda^{1/2}$), т. е. значению $\eta = n^*$ соответствует минимум групповой скорости гироскопических волн.

Обозначим часть кривой $F = F_1(\Omega)$ ($0 < \lambda < \lambda_*$), соответствующую $\min \tau_2(\eta) = \tau_2(n^-)$, через $F = F_1^-(\Omega)$ (фиг. 4, линия 1), а оставшуюся часть кривой $F_1(\Omega)$ ($\lambda > \lambda_*$), соответствующую $\max \tau_2(\eta) = \tau_2(n^+)$, — через $F = F_1^+(\Omega)$ (линия 2). Точка $A(\Omega^*, F)$ является точкой перегиба функции $\tau_2(\eta)$; $n^\pm \rightarrow n^*$ при $\Omega \rightarrow \Omega^*$.

Системе уравнений $\tau_2(\eta\tau_2)' = 1$ и $(\tau_2(\eta\tau_2))' = 0$ в плоскости Ω, F отвечает кривая $F_2 = 3\sqrt{3}\Omega^2/16$ (линия 3 на фиг. 4).

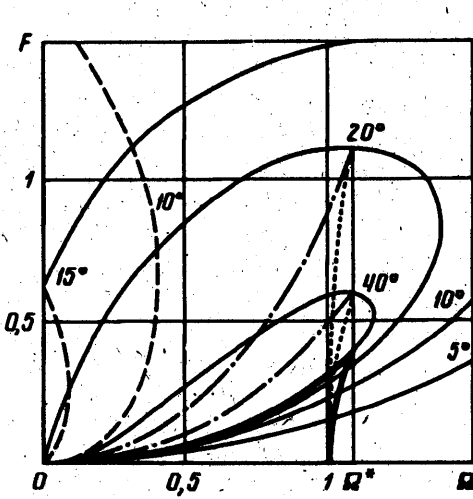
Уравнение $\tau_2(\eta\tau_2)' = 1$ определяет вертикальные асимптоты функции $\chi_2(\eta)$; при значениях параметров $0 < \Omega < 1, 0 < F < F_1^+(\Omega)$ и $1 < \Omega < \Omega^*, F_1^-(\Omega) < F < F_1^+(\Omega)$ оно имеет один корень, удовлетворяющий условию $|\tau_2(\eta)| \leq 1$, а при значениях $0 < \Omega < \Omega^*, F_1^+(\Omega) < F < F_2(\Omega)$ — два корня.

Область, ограниченная кривыми $F_1^-(\Omega)$ и $F_1^+(\Omega)$, выделяет интервалы значений параметров Ω, F , при которых характер изменения функции $\chi_2(\eta)$ показан на фиг. 1, д. В этом случае возбуждаются волны перед генератором, являющиеся кольцевыми при $0 < \Omega < 1$ (система 1 на фиг. 2, в; $\Omega = 0,9, F = 0,2, t_1 = 200$) или имеющие форму дуг при $1 < \Omega < \Omega^*$ (система 5 на фиг. 2, в; $\Omega = 1,03, F = 0,3, t_1 = 230$).

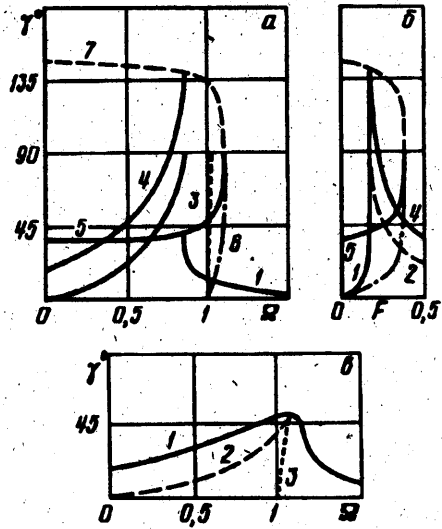
Волны 1 соответствуют интервалу волновых чисел (n_1, n_2) и существуют для всех углов $|\gamma| \leq 180^\circ$, а волны 5 — интервалу (n_1^-, n_2) и локализованы в угловой зоне $\gamma_2^- \leq |\gamma| \leq 180^\circ$. Поведение угла $\gamma_2^-(\Omega) = \text{arctg} \chi_2(n^-) \leq 90^\circ$ для числа Фруда $F = 0,2$ представлено на фиг. 5, а (линия 3). Фиксированному значению $0 < F < F^*$ в рассматриваемой области отвечает диапазон частот генератора волн $\Omega^+ < \Omega < \Omega^-$, где $\Omega^+ \in F_1^+, \Omega^- \in F_1^-$. Отметим, что с увеличением Ω ($F = \text{const}$) угол γ_2^- возрастает, причем $\gamma_2^-(1) = 0$, а $\gamma_2^-(\Omega^-) = 90^\circ$.

Проведенные исследования позволяют утверждать, что кольцевые волны обусловлены периодическим изменением давления со временем, а волны в форме дуг — совместным эффектом вращения жидкости и изменения интенсивности генератора.

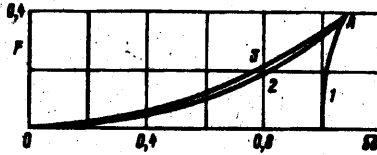
Интервалу волновых чисел (n_1, n^-) при $1 < \Omega < \Omega^*$ на фиг. 5, д соответствует система волн 4, существующая в угловой зоне $|\gamma| < \gamma_2^-$, а интервалам



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

(n_3, n_0) и (n_0, ∞) при $0 < \Omega < \Omega^*$ — система поперечных δ и продольных γ волн, которые распространяются за источником внутри области $|\gamma| < \gamma_2$. Полуширина волновой зоны $\gamma_2(\Omega, F) = \arctg \chi_2(n_0)$ (линия 1 на фиг. 5, а, б) при изменении Ω ($F = \text{const}$) от Ω^+ до Ω^- уменьшается от γ_2^- (линия 5) до γ_2^0 (линия б), а с ростом F ($0 < F < F^+$, $\Omega = \text{const}$) увеличивается от 0 до γ_2^- . Углы $\gamma_2^- = \lim_{F \rightarrow F_1^-} \gamma_2(\Omega, F)$ и $\gamma_2^0 = \lim_{F \rightarrow F_1^+} \gamma_2(\Omega, F)$, соответствующие кривой

$F_1(\Omega)$, являются монотонно возрастающими функциями параметров Ω, F ; $\gamma_2^-(0,0) = 35,5^\circ$, $\gamma_2^0(1,0) = 0$ и $\gamma_2^-(\Omega^*, F^*) = \gamma_2^0(\Omega^*, F^*) = 90^\circ$.

Вид функции $\chi_2(\eta)$ при значениях параметров Ω, F из области между кривыми $F_1^+(\Omega)$ и $F_2(\Omega)$ показан на фиг. 1, е. Волны непосредственно перед областью давлений по курсу ее следования в этом случае не образуются, но на параллельных заданному курсу направлениях опережают источник возмущения.

Интервалам волновых чисел (n_1, n_0) , (n_0, n^+) и (n^+, ∞) при частотах генератора $0 < \Omega < 1$ отвечают системы волн 1, 2 и 3, подобные изображенным на фиг. 2, б ($\Omega = 0,9$; $F = 0,3$, $t_1 = 170$).

Волны 1 являются прототипом кольцевых волн, рассмотренных выше на фиг. 2, б, но в данном случае они локализованы в угле $|\gamma| \leq \gamma_2$; $90^\circ \leq \gamma_2 \leq \gamma_2^+$.

Численный анализ показал, что угол γ_2 (линия 4 на фиг. 5, а, б) возрастает при увеличении Ω ($F = \text{const}$) и убывает с ростом F ($\Omega = \text{const}$). Угол $\gamma_2^+ = \lim_{F \rightarrow F_1^+} \gamma_2(\Omega, F)$ (фиг. 5, а, б, линия 7) монотонно

уменьшается с увеличением как Ω , так и F ; $\gamma_2^+ = 180^\circ - \gamma_2^-$, $\gamma_2^+(0,0) = 144,5^\circ$ и $\gamma_2^+(\Omega^*, F^*) = 90^\circ$.

Системы волн 2 и 3 локализованы в угловых зонах $\gamma_1' < |\gamma| \leq \gamma_2$ и $|\gamma| \leq \gamma_1'$. Поведение угла $\gamma_1' = \arctg \chi_2(n^+)$ от параметров Ω , F представлено на фиг. 5, а, б (линия 2).

При частотах генератора $1 < \Omega < \Omega^*$ волны 2 и 3 сохраняются, а волны 1 как бы распадаются на системы волн 4 и 5, соответствующие интервалам (n_1, n^-) и (n^-, n_2) и существующие в угловых областях $|\gamma| < \gamma_2'$ и $\gamma_2' < |\gamma| < \gamma_2$; $90^\circ \leq \gamma_2 \leq \gamma_2'$. Структура волнового поля в данном случае качественно аналогична представленной на фиг. 2, г, которая отвечает значениям $\Omega = 1,02$, $F = 0,4$, $t_1 = 300$.

Значениям Ω , F вне области, ограниченной кривыми $F_1(\Omega)$ и $F_2(\Omega)$, соответствует вид функции $\chi_2(\eta)$, представленный на фиг. 1, ж. Волны в этом случае генерируются только за возмущением (в области $x > 0$).

Качественно структура волн, отвечающая частотам генератора $0 < \Omega < 1$ и $1 < \Omega < \Omega^*$ ($F > F_2(\Omega)$), аналогична описанной выше для этих же частот и представлена на фиг. 2, б и г. Различия только в значениях, принимаемых углами γ_2 , γ_1' и γ_2' (фиг. 5, в), $\gamma_2 \leq 90^\circ$. Фазовый портрет волн, соответствующих диапазонам параметров $1 < \Omega < \Omega^*$, $0 < F < F_1(\Omega)$, и $\Omega > \Omega^*$, $F > 0$, показан на фиг. 2, е (построение выполнено для $\Omega = 1,15$, $F = 0,5$, $t_1 = 300$).

Интервалам волновых чисел (n_1, n_0) и (n_0, ∞) отвечают две системы корабельных волн — поперечные 6 и продольные 7, существующие в области $|\gamma| < \gamma_2$. Судя по характеру, эти волны обусловлены перемещением возмущения, а влияние на них вращения жидкости и колебаний интенсивности генератора достаточно мало. Наибольшие радиальные скорости имеет передний фронт системы волн 7.

Влияние параметров $\Omega > 0$ и $F > 0$ на ширину волновых зон хорошо прослеживается на фиг. 3. Изолинии угла γ_2 изображены сплошными линиями, а углов γ_2^+ и γ_2^0 — жирной линией (фиг. 3). Изолиниям углов γ_1' и γ_2' соответствуют штрихпунктирные и пунктирные линии на фиг. 3. Заметим, что при значении $\Omega = \Omega^*$ величины углов γ_1' , γ_2' и γ совпадают.

Поведение функций $\tau_{1,2}(\eta)$ (фиг. 1) позволяет сделать выводы, справедливые для двумерной модели: при $F \neq F_1(\Omega)$ и частотах $\Omega > \Omega^*$ всегда возбуждаются две системы волн, локализованных за полосой давлений, а при частотах $0 < \Omega < \Omega^*$ — две или четыре системы волн, причем в последнем случае одна из систем существует перед генератором; при значениях $(\Omega, F) \in F_1(\Omega)$ реализуется случай резонансного роста амплитуды волн со временем в окрестности возмущения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 304 с.
2. Каменкович В. М. Основы динамики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 240 с.
3. Федосенко В. С. О влиянии силы Кориолиса на неустановившиеся волны, возникающие от движущихся возмущений//Морские гидрофизические исследования. Севастополь, 1973. № 1. С. 66—74.
4. Доценко С. Ф. Инерционные волны, генерируемые движущейся областью давлений//Поверхностные и внутренние волны. Севастополь, 1979. С. 32—39.
5. Nigam S. D.; Nigam P. D. Wave propagation in rotating liquids//Proc. Roy. Soc. A. 1962. V. A266. № 1325. P. 247—256.
6. Доценко С. Ф., Савоськин В. М. Неустановившиеся поверхностные волны в потоке конечной глубины, генерируемые областью переменных давлений//Теоретическое моделирование волновых процессов в океане. Севастополь, 1982. С. 5—14.
7. Sabba Rao K. Surface waves in rotating liquids//Proc. Camb. Soc. 1969. V. 65. № 1. P. 309—318.
8. Осанлишкое Л. В., Макаренко Н. И., Налимов В. И. и др. Наливные проблемы теории поверхностных и внутренних волн. Новосибирск: Наука, 1985. 318 с.