

ДИФРАКЦИЯ НА КРУГЛОМ ОСТРОВЕ ДЛИННЫХ ВОЛН, ОБРАЗОВАННЫХ ПРИБРЕЖНЫМ ИСТОЧНИКОМ

С. Я. Секерж-Зенькович

(Москва)

Рассматривается дифракция длинных цилиндрических волн на круглом острове, расположенном во вращающемся бассейне. Показано, что если длина волн мала по сравнению с радиусом острова, то происходит резонансный захват волн островом.

В отличие от работы автора [1], посвященной исследованию дифракции монохроматических плоских волн на круглом острове, расположенном во вращающемся бассейне постоянной глубины, ниже рассматривается дифракция волн цилиндрических, создаваемых источником, находящимся на границе острова. Как и в [1], предполагается, что длина волн велика по сравнению с глубиной бассейна, но мала по сравнению с радиусом острова. Сначала строится решение в виде обычного ряда Фурье; затем этот медленно сходящийся ряд с помощью метода Ватсона преобразуется в ряд, сходящийся быстро и позволяющий выяснить картину дифракции волн по крайней мере на побережье острова.

При изложении решения задачи многие подробности опущены. Одни из них можно найти в работах [1,2], другие — восстановить путем небольшого изменения выкладок, приведенных в этих работах.

1. Постановка задачи. Ряд Фурье для возвышения жидкости. Неограниченный по горизонтали бассейн с тяжелой идеальной жидкостью вращается около вертикальной оси против часовой стрелки с угловой скоростью ω . Глубина бассейна всюду одинакова и равна h . В жидкости находятся: источник, создающий цилиндрические волны частоты $\sigma > 2\omega$, и «остров» — твердый круговой цилиндр радиуса a с осью, параллельной оси вращения бассейна. Изучим волновые движения жидкости вдоль побережья острова. Сначала будем предполагать, что источник расположен вне острова, на расстоянии b от его центра. Затем рассмотрим случай, когда источник вплотную примыкает к границе острова, т. е. осуществим предельный переход $b \rightarrow a$.

Введем полярную систему координат ρ, θ в плоскости, по которой располагалась бы поверхность жидкости при отсутствии вращения бассейна и источника волн; полюс поместим в точку пересечения этой плоскости осью цилиндра, т. е. в центр острова, полярную ось проведем через источник. Обозначим через $\zeta(\rho, \theta)e^{i\sigma t}$ возвышение жидкости, а через $\zeta_1(\rho, \theta)e^{i\sigma t}$ ту его часть, которая обязана лишь источнику без учета отражений волн от острова.

Функция $\zeta_1(\rho, \theta)$ имеет вид

$$\zeta_1(\rho, \theta) = AH_0^{(2)}(x), \quad x = \kappa(\rho^2 + b^2 - 2\rho b \cos \theta)^{1/2}, \quad \kappa = \left(\frac{\sigma^2 - 4\omega^2}{gh}\right)^{1/2}$$

Здесь A — амплитуда волн, создаваемых источником, $H_0^{(2)}(x)$ — функция Ханкеля второго рода нулевого порядка, g — ускорение силы тяжести.

Функция $\zeta(\rho, \theta)$ должна быть решением уравнения

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \zeta}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} + \kappa^2 \zeta = 0 \quad \text{при } \rho > a \quad (1.1)$$

удовлетворять условию на твердой стенке

$$\rho \frac{\partial \zeta}{\partial \rho} - \frac{2i\omega}{\sigma} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} = 0 \quad \text{при } \rho = a \quad (1.2)$$

в точке $(b, 0)$ она должна иметь ту же особенность, что и ζ_1 . Кроме того, для разности

$$\zeta_2 = \zeta - \zeta_1$$

должны выполняться условия излучения Зоммерфельда.

Перепишем $\zeta_1(\rho, \theta)$ следующим образом:

$$\zeta_1(\rho, \theta) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\theta} \begin{cases} J_n(\kappa\rho) H_n^{(2)}(\kappa b), & \rho < b \\ J_n(\kappa b) H_n^{(2)}(\kappa\rho), & \rho > b \end{cases}$$

где $J_n(x)$ — функции Бесселя, и будем искать $\zeta_2(\rho, \theta)$ в виде

$$\zeta_2(\rho, \theta) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n H_n^{(2)}(\kappa\rho) e^{in\theta}$$

Каждый член этого ряда удовлетворяет уравнению (1.1) и условиям излучения. Из граничного условия (1.2) найдем B_n

$$B_n = - \frac{H_n^{(2)}(\kappa b)}{\psi(n)} \left[\frac{2\omega}{\sigma} n J_n(\kappa a) + \kappa a \frac{\partial J_n(\kappa a)}{\partial \kappa a} \right]$$

$$\psi(n) = \frac{2\omega}{\sigma} n H_n^{(2)}(\kappa a) + \kappa a \frac{\partial H_n^{(2)}(\kappa a)}{\partial \kappa a}$$

Сложив $\zeta_1(\rho, \theta)$ с $\zeta_2(\rho, \theta)$ и положив $\rho = a$, будем иметь

$$\zeta(a, \theta) = - \frac{2iA}{\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{H_n^{(2)}(\kappa b)}{\psi(n)} e^{in\theta} \quad (1.3)$$

Видно, что ряд (1.3) сходится абсолютно, когда $b > a$, причем сходимость равномерная в любом промежутке $b_1 \leq b \leq b_2$, где $b_1 > a$.

Для случая прибрежного источника надо устремить b к a и найти предел правой части (1.3). Этот предел вряд ли может быть найден переходом к пределу в каждом слагаемом ряда (1.3), поскольку при больших $|n|$ и b равном a члены ряда ведут себя как $e^{in\theta}/n$, т. е. даже не ясен вопрос о сходимости такого ряда. Поэтому отложим пока случай прибрежного источника и будем считать, что b строго больше, чем a .

Скорость сходимости ряда (1.3) зависит от величины параметров κa и $2\omega/\sigma$. Если величина κa мала, а отношение $2\omega/\sigma$ не очень близко к еди-

нице, то ряд сходится быстро. Если же величина κa большая, то ряд сходится медленно, и при его суммировании надо брать больше, чем $2\kappa a$ членов. Это и имеет место в нашем случае. Действительно, отношение радиуса острова к длине волн, образованных источником, по предположению велико, а величина κa равна этому отношению, увеличенному в 2π раз.

Для исследования медленно сходящегося ряда (1.3) используем метод Ватсона [3, 4]. Предварительно рассмотрим расположение нулей функции $\psi(v)$ на плоскости v .

2. О нулях функции $\psi(v)$. Будучи целой функцией, $\psi(v)$ имеет бесконечное множество нулей. Указывалось [1], что все они комплексные и для них приводились формулы, выведенные в предположении, что $\kappa a \gg 1$, а параметр $2\omega/\sigma$ фиксирован и отличен от нуля. Ниже рассматривается случай фиксированного $\kappa a \gg 1$, а параметр $2\omega/\sigma$ считается переменным, изменяющимся от нуля до единицы. Вся плоскость v , как и в [1], разбивается на ряд областей, каждая из которых рассматривается в отдельности.

В «далеких» областях плоскости v , таких что

$$|v| \gg \max \{ \kappa a, \ln(1 - 2\omega/\sigma) \}$$

нули функции $\psi(v)$ описываются, как и в [1], формулами

$$v_n^{\pm} = \frac{(n \pm 1/4)\pi}{\ln \frac{2\pi(n \pm 1/4)}{\kappa a e}} \exp \left\{ \pm \frac{1}{2} \pi i \left[1 \pm \frac{1}{\ln \frac{2\pi(n \pm 1/4)}{\kappa a}} \right] \right\} \times \quad (2.1)$$

$$\times \left[1 + O\left(\frac{\ln \ln n}{\ln n}\right) \right], \quad n = N, N+1, \dots \quad (N \gg 1)$$

Среди остальных нулей функции $\psi(v)$ наибольший интерес для дальнейшего представляют те, которые имеют наименьшие по абсолютной величине мнимые части. Лишь о таких нулях и будет идти речь ниже.

В «переходной» области правой полуплоскости, определяемой формулами

$$v - 2^{-1/2} e^{1/2 \pi i} z v^{1/2} = \kappa a, \quad v = \kappa a - 2^{-1/2} e^{-1/2 \pi i} z (\kappa a)^{1/2} + o(1) \quad (2.2)$$

где z — комплексное число, удовлетворяющее единственному условию $|z| \ll (\kappa a)^{1/2}$, функции Ханкеля $H_\nu^{(2)}(\kappa a)$ выражаются через функцию Эри $Ai(z)$ и нахождение нулей функции $\psi(v)$ сводится к определению z из уравнения

$$2^{1/2} e^{1/2 \pi i} Ai'(z) + \frac{2\omega}{\sigma} (\kappa a)^{1/2} Ai(z) + O[(\kappa a)^{-1/2}] = 0 \quad (2.3)$$

Сузим область изменения параметра $2\omega/\sigma$. Будем считать, что имеет место одно из неравенств

$$0 \leq 2\omega/\sigma \leq (\kappa a)^{-1/2} \quad (2.4)$$

$$(\kappa a)^{-1/2} \leq 2\omega/\sigma < 1 \quad (2.5)$$

Если выполняется неравенство (2.4), то решения уравнения (2.3), для которых v , найденные по формуле (2.2), имеют наименьшие по абсо-

лютой величине мнимые части, можно искать в виде разложений

$$z_{n-1} = b_n + c_n \varepsilon + d_n \varepsilon^2 + \dots, \quad \varepsilon = 2\omega / \sigma (\kappa a)^{1/2}, \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (2.6)$$

Здесь b_n — нули функции $Ai'(z)$, занумерованные в порядке возрастания их абсолютных величин, а c_n , d_n и т. д. — неизвестные коэффициенты. Подстановка разложений (2.6) в (2.3) дает $c_n = 2^{-1/2} e^{3/2 \pi i} b^{-1}$ и, следовательно,

$$\begin{aligned} v_{n-1}^- &= p_n - iq_n, \quad n = 1, 2, \dots, N \\ p_n &= [\kappa a + 2^{-1/2} (\kappa a)^{1/2} (-b_n)] [1 + o(1)] \\ q_n &= 2^{-1/2} 3^{1/2} (\kappa a)^{1/2} (-b_n) [1 + o(1)] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Нули в переходной области левой полуплоскости описываются при условии (2.4) формулой

$$v_n^+ = -p_n + iq_n, \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (2.8)$$

Из (2.7) и (2.8) видно, что в «переходных» областях мнимые части нулей функции $\psi(v)$ имеют порядок $(\kappa a)^{1/2}$. В других областях плоскости v при условии (2.4) нет нулей с меньшими по абсолютной величине мнимыми частями.

Если выполняется неравенство (2.5), то процедура, аналогичная приведенной выше, позволяет получить формулы

$$\begin{aligned} v_n^\pm &= \mp r_n \pm is_n, \quad n = 1, 2, \dots, N \\ r_n &= [\kappa a + 2^{-1/2} (\kappa a)^{1/2} (-a_n)] [1 + o(1)] \\ s_n &= 2^{-1/2} 3^{1/2} (\kappa a)^{1/2} (-a_n) [1 + o(1)] \end{aligned} \quad (2.9)$$

Здесь через a_n обозначены нули функции $Ai(z)$, занумерованные в порядке возрастания их абсолютных величин.

При выполнении неравенства (2.5) у функции $\psi(v)$ имеется еще нуль v_0^- , мнимая часть которого мала по сравнению с мнимыми частями нулей v_n^\pm . Этот нуль расположен в той области плоскости v , где для функций Ханкеля имеют место асимптотические формулы Дебая.

Если положить $v = \kappa a \operatorname{ch} \gamma$, то в этой области $\operatorname{Re} \gamma < 0$, $0 \leq \operatorname{Im} \gamma < < 1/2 \pi$, и функции Ханкеля при больших значениях аргумента выражаются через экспоненты

$$e^{\pm f(\gamma, \kappa a)}, \quad f(\gamma, \kappa a) = \kappa a (\operatorname{sh} \gamma - \gamma \operatorname{ch} \gamma)$$

В работе [1] была принята во внимание лишь экспонента $e^{f(\gamma, \kappa a)}$, и разложением по степеням параметра $(\kappa a)^{-1}$ была найдена вещественная часть нуля v_0^-

$$\operatorname{Re} v_0^- = \kappa a \left[1 - \left(\frac{2\omega}{\sigma} \right)^2 \right]^{-1/2} + \frac{\sigma}{4\omega} + O\left(\frac{1}{\kappa a}\right) \quad (2.10)$$

Мнимая же часть этого нуля $\operatorname{Im} v_0^-$ оказалась бесконечно малой большего порядка малости, чем величина $(\kappa a)^{-1}$ в любой натуральной

степени, и в [1] найдена не была. Если же искать $\text{Im } \nu_0^-$ в виде разложения по степеням

$$e^{-2f(\gamma_0, \kappa a)}, \quad \gamma_0 = \text{arch} \frac{\text{Re } \nu_0^-}{\kappa a}$$

и в разложениях Дебая удерживать обе экспоненты, то для $\text{Im } \nu_0^-$ получается выражение

$$\text{Im } \nu_0^- \approx -2\kappa a \left(\frac{2\omega}{\sigma}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{2\omega}{\sigma}\right)^2\right]^{-1/2} e^{-2f(\gamma_0, \kappa a)} \quad (2.11)$$

$$f(\gamma_0, \kappa a) = \kappa a \left[1 - \left(\frac{2\omega}{\sigma}\right)^2\right]^{-1/2} \left(\text{arth} \frac{2\omega}{\sigma} - \frac{2\omega}{\sigma}\right) + \frac{\sigma}{4\omega} \text{arth} \frac{2\omega}{\sigma} + O\left(\frac{1}{\kappa a}\right)$$

Выражение (2.11) получается лишь при дополнительном условии

$$1 - 2\omega / \sigma \gg (\kappa a)^{-1} \quad (2.12)$$

и, к сожалению, не так строго, как для остальных нулей ν_n^\pm .

Неравенствами (2.4) и (2.5) не охватываются значения параметра $2\omega / \sigma$, которые лежат в окрестности $2\omega / \sigma = (\kappa a)^{-1/2}$. Для этих значений вряд ли возможно найти нули функции $\psi(\nu)$ без привлечения численных методов.

3. Быстро сходящиеся ряды для возвышения. Вернемся к формуле (1.3) и, следуя идее метода Ватсона, заменим в ней ряд, стоящий справа, интегралом. По аналогии с работой [1] получим

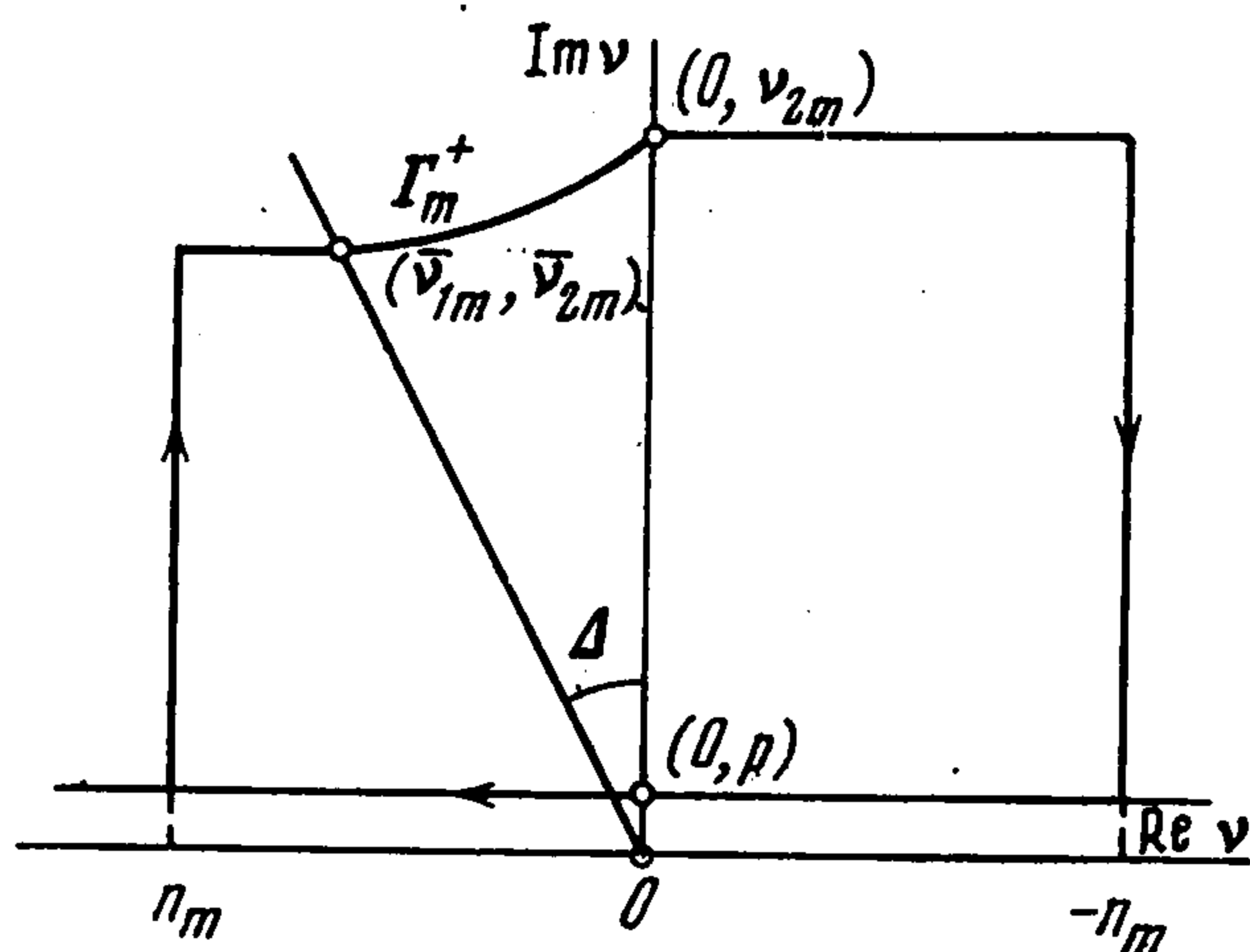
$$\zeta(a, \theta) = -\frac{A}{\pi} \int_{L_1+L_2} \frac{H_\nu^{(2)}(\kappa b)}{\psi(\nu)} \frac{e^{i\nu(\theta-\pi)}}{\sin \nu\pi} d\nu \quad (3.1)$$

Здесь L_2 — прямая, соединяющая на комплексной плоскости ν точки $(\pm\infty, \pm ip)$ и $(\mp\infty, \pm ip)$; число p положительное и столь малое, что между L_1 и L_2 нет нулей функции $\psi(\nu)$.

Вычислим интеграл (3.1) через вычеты в нулях функции $\psi(\nu)$. С этой целью замкнем прямую L_1 последовательностью кривых C_m^+ , а прямую L_2 — последовательностью кривых C_m^- . Кривые C_m^+ выберем следующим образом. В секторе $1/2\pi \leq \arg \nu \leq 1/2\pi + \Delta$, где $0 < \Delta < \frac{1}{4}\pi$, в качестве C_m^+ возьмем дуги кривых Γ_m^+ , определяемых, как и в [1], уравнением

$$\text{Im} \left[\nu \left(\ln \nu - \ln \frac{\kappa a e}{2} - \pi i \right) \right] = m\pi, \quad m = M, M+1, \dots \quad (M \geq 1)$$

Остальные части кривых составим из отрезков прямых так, как это указано на фигуре, где $n_m = E(\bar{\nu}_{1m}) - 3/2$. В качестве кривых C_m^- возьмем кривые, симметричные кривым C_m^+ относительно начала координат.



Обозначим через $F(v)$ модуль подынтегральной функции интеграла (3.1), а через Π_m^\pm — совокупность прямолинейных отрезков, входящих в C_m^\pm . На Γ_m^\pm и Π_m^\pm для $F(v)$ имеют место оценки

$$F(v) \leq C \begin{cases} \exp[-\theta \operatorname{Im} v - \operatorname{Re} v \ln(b/a)], & v \in \Gamma_m^+ \\ \exp[(2\pi - \theta) \operatorname{Im} v + \operatorname{Re} v \ln(b/a)], & v \in \Gamma_m^- \\ \exp[-\theta \operatorname{Im} v - |\operatorname{Re} v| \ln(b/a)], & v \in \Pi_m^+ \\ \exp[(2\pi - \theta) \operatorname{Im} v - |\operatorname{Re} v| \ln(b/a)], & v \in \Pi_m^- \end{cases} \quad (3.2)$$

Здесь и ниже через C обозначаются положительные константы.

Эти оценки получены приемом, подробно изложенным в [2], с учетом неравенств

$$|\sin v\pi|^{-1} \leq \begin{cases} 1, & |\operatorname{Im} v| \leq 1/2, \\ Ce^{-\pi|\operatorname{Im} v|}, & |\operatorname{Im} v| > 1/2 \end{cases} \quad v \in C_m^\pm$$

Для длин $l(\Gamma_m)$ и $l(\Pi_m)$ кривых Γ_m^\pm и Π_m^\pm имеют место (см. [1]) оценки

$$l(\Gamma_m) \leq \sqrt{2} |\bar{v}_{1m}|, \quad l(\Pi_m) \leq C |\bar{v}_{2m}| \quad (3.3)$$

Предположим, что угол θ заключен в промежутке

$$\varepsilon \leq \theta \leq 2\pi - \varepsilon, \quad 0 < \varepsilon < \pi \quad (3.4)$$

Тогда из неравенств (3.2) и (3.3) следует, что последовательности интегралов типа (3.1) по кривым C_m^\pm при неограниченном увеличении номер m имеют пределами нуль. Последнее означает, что интеграл (3.1) по прямым L_1 и L_2 можно свести к сумме вычетов в нулях v_n^\pm функции $\psi(v)$ и, следовательно, написать

$$\zeta(a, \theta) = 2iA \sum_{n=0}^{\infty} \left[H_{\nu}^{(2)}(\kappa b) e^{i\nu(\theta-\pi)} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \nu} \sin \nu\pi \right)^{-1} \right]_{\nu=v_n^\pm} \quad (3.5)$$

Члены этого ряда, номера которых превосходят некоторое достаточно большое натуральное число N , для $v = v_n^\pm$ описываются с точностью до бесконечно малых формулой

$$\zeta_n^+ \sim -i \left[\left(1 - \frac{2\omega}{\sigma} \right) v_n^+ \ln v_n^+ \right]^{-1} \exp \left(i v_n^+ \theta - v_n^+ \ln \frac{b}{a} \right) \quad (3.6)$$

Для $v = v_n^-$ члены этого ряда описываются формулой, получающейся из только что написанной сменой v_n^+ на v_n^- , θ на $2\pi - \theta$ и $2\omega/\sigma$ на $-2\omega/\sigma$. Если предположить, что величина b заключена в пределах $a \leq b \leq b_1$, и учесть формулы (2.1), то можно установить, что модули членов N -го остатка ряда (3.5) меньше, чем соответствующие члены ряда

$$C \sum_{n=N}^{\infty} \frac{1}{n} \left\{ \exp \left[-\frac{n\pi}{\ln n} (\theta - \delta) \right] + \exp \left[-\frac{n\pi}{\ln n} (2\pi - \theta + \delta) \right] \right\} \quad (3.7)$$

$$\delta \ll \min(\theta, 2\pi - \theta)$$

Для углов θ , заключенных в промежутке (3.4), ряд (3.7) сходится. Следовательно, для этих углов сходится и ряд (3.5), причем равномерно по b из отрезка $[a, b_1]$.

В случае прибрежного источника, о котором только и будет идти речь ниже, можно в ряде (3.5) почленно перейти к пределу $b \rightarrow a$ и положить в нем $b = a$. Основной вклад в сумму полученного таким образом ряда дают те члены, которые соответствуют нулям v_n^\pm с наименьшими по абсолютной величине мнимыми частями.

Если параметр $2\omega / \sigma$ удовлетворяет неравенству (2.4), то нули v_n^\pm , обладающие указанным свойством, определяются формулами (2.7) и (2.8), а приближенное выражение для $\zeta(a, \theta)$ имеет вид

$$\zeta(a, \theta) \approx \frac{2^{1/2} e^{1/2 \pi i} A}{(\kappa a)^{1/2}} \sum_{n=1}^N \frac{1}{-b_n} [e^{-\theta(q_n + ip_n)} + e^{-(2\pi - \theta)(q_n + ip_n)}] \quad (3.8)$$

Если же параметр $2\omega / \sigma$ удовлетворяет неравенствам (2.5) и (2.12), то нули v_n^\pm с наименьшими по абсолютной величине мнимыми частями даются формулами (2.9)–(2.11), а приближенное выражение для $\zeta(a, \theta)$ записывается так

$$\zeta(a, \theta) \approx -\frac{4\omega}{\sigma} \frac{iA}{\sin v_0 - \pi} \left[1 - \left(\frac{2\omega}{\sigma} \right)^2 \right]^{-1} e^{iv_0 - (\theta - \pi)} - \\ - \frac{4A}{\kappa a} \left(\frac{\sigma}{2\omega} \right)^2 \sum_{n=1}^N [e^{-\theta(s_n + ir_n)} + e^{-(2\pi - \theta)(s_n + ir_n)}] \quad (3.9)$$

Вещественные части показателей степени у экспонент в (3.8) и (3.9) пропорциональны q_n и s_n , определяемым формулами (2.7) и (2.9). В свою очередь, q_n и s_n пропорциональны $(\kappa a)^{1/2}$ и положительным числам $-b_n$ и $-a_n$. Для $n < 5$ эти числа при увеличении их номера на единицу увеличиваются приблизительно на единицу. Для $n \geq 5$ числа $-a_n$ и $-b_n$ растут с ростом n приблизительно как $n^{2/3}$. Поэтому при больших κa значения q_n и s_n быстро возрастают с увеличением n . Если еще предположить, что имеют место неравенства

$$\varepsilon \leq \theta \leq 2\pi - \varepsilon, \quad (\kappa a)^{-1/2} \leq \varepsilon < \pi \quad (3.10)$$

то модули слагаемых в суммах (3.8) и (3.9) оказываются быстро убывающими при увеличении номера n .

Итак, для больших κa медленно сходящийся ряд Фурье (1.3) преобразован в быстро сходящиеся ряды (3.8) или (3.9).

4. Физическое истолкование результатов. При помощи формул (3.8) и (3.9) можно составить наглядное представление о волновых движениях жидкости вдоль острова и проследить за тем, как на эти движения влияет вращение бассейна.

Если вращение отсутствует или медленное, то имеет место формула (3.8). Экспоненты из этой формулы описывают обычные дифрагированные волны, которые как бы излучаются из точки $\theta = 0$ и омывают остров в направлениях по и против часовой стрелки. Амплитуды этих волн быстро спадают по мере отхода от точки $\theta = 0$. Дифракционная картина близка к имеющей место при дифракции коротких электромагнитных волн на идеально проводящем цилиндре от диполя, расположенного на поверхности этого цилиндра.

Если вращение более быстрое, то имеет место формула (3.9), из которой видно, что наряду с обычными быстро затухающими дифрагированными волнами вокруг острова циркулирует особая волна, описываемая первым слагаемым правой части формулы (3.9). Эта волна омывает остров по часовой стрелке и почти без затухания, поскольку согласно формулам (2.10) и (2.11) выполняются неравенства: $\operatorname{Re} \nu_0^- > 0$, $|\operatorname{Im} \nu_0^-| \ll 1$. Амплитуда же особой волны из-за наличия $\sin \nu_0^- \pi$ в знаменателе формулы (3.9) может оказаться весьма большой, если выполняется соотношение $\operatorname{Re} \nu_0^- = N$, где N — натуральное число, превосходящее ka по крайней мере на $(ka)^{1/2}$.

Таким образом, при дифракции на острове волн от источника, как и при дифракции волн плоских, происходит резонансный захват волн островом.

В случаях, далеких от резонансных, амплитуда особой волны с увеличением $2\omega/\sigma$ растет при дифракции волн от источника и уменьшается при дифракции волн плоских.

Поступила 6 IV 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. С е к е р ж - З е н ь к о в и ч С. Я. Дифракция плоских волн на круглом острове. Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 1.
2. С е к е р ж - З е н ь к о в и ч С. Я. Распространение длинных волн из пролива в открытый бассейн переменной глубины. II, Вестн. МГУ. Сер. 1. Матем., механ., 1967, № 3.
3. W a t s o n G. N. The Diffraction of Electric Waves by the Earth. Proc. Roy. Soc. London, A 95, 1918, No. 666.
4. N u s s e n z v e i g H. M. High — frequency Scattering by an Impenetrable Sphere. Ann. Phys., 1965, vol. 34, No 1.