

## ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ПЛАСТИНЕ, ПОДКРЕПЛЕННОЙ ВЫСТУПАЮЩИМ РЕБРОМ ЖЕСТКОСТИ

Б. П. Белинский

(Ленинград)

Рассматривается дифракция плоской волны на пластине, подкреплённой выступающим ребром жесткости небольших волновых размеров. Задача сведена к интегральному уравнению второго рода для давления на поверхности ребра. В длинноволновом диапазоне к уравнению применим принцип сжатых отображений. В результате построены приближенные формулы для диаграммы направленности рассеянного в жидкость поля и давления на поверхности ребра.

Дифракция звука на пластине с ребром жесткости изучалась в работах [1, 2]. Влияние волновых свойств ребра на излучение пластины рассмотрено в [3]. В [4] обсуждалась возможность компенсации излучения пластины с ребрами жесткости за счет приложения дополнительной силы. В указанных работах общим упрощением было отсутствие учета отражения звука от поверхности ребер, иначе говоря, считалось, что они влияют лишь на условия, при которых происходят колебания несущей пластины.

В данной работе учитывается влияние отражающей поверхности ребра на дифракционное поле. Найдена диаграмма направленности излученного в жидкость поля, возникающего при падении на пластину плоской волны. Построено распределение давления по ребру. Исследована зависимость излученной в жидкость мощности от толщины пластины, высоты ребра и угла падения плоской волны. Обсуждаются границы применимости приближенного рассмотрения дифракционных процессов, не учитывающего отражения звука от поверхности ребра.

1. Пусть плоская волна давления  $P_0 = \exp(-i\omega t + ikc_0x - iks_0y)$  падает на пластину  $\{-\infty < x < \infty, y = 0\}$  с выступающим ребром жесткости  $\{x = 0, 0 < y < h\}$ . Здесь  $c_0 = \cos \varphi_0$ ,  $s_0 = \sin \varphi_0$ ,  $\varphi_0$  — угол падения, отсчитываемый от полуоси  $x > 0$ ,  $k$  — волновое число в жидкости. Задача плоская, зависимость от времени  $\exp(-i\omega t)$  ( $\omega$  — частота колебаний) опускается. Давление  $P(x, y)$  ( $y > 0$ ) в жидкости удовлетворяет уравнению Гельмгольца при граничном условии на пластине [1, 5]

$$(1.1) \quad LP(x, 0) = \left[ \left( \frac{\partial^4}{\partial x^4} - k_0^4 \right) \frac{\partial}{\partial y} + q^5 \right] P(x, 0) = B\delta(x) + C\delta'(x)$$

$$q^5 = \rho_0\omega^2/D \quad (-\infty < x < \infty)$$

Здесь  $k_0$  — волновое число изгибных колебаний пластины,  $\rho_0$  — плотность жидкости,  $D$  — цилиндрическая жесткость пластины,  $\delta(x)$  — дельта-функция [6],  $B$  и  $C$  — так называемые гранично-контактные постоянные, определяемые из условий стыковки ребра с пластиной. Ниже волновые размеры ребра считаются малыми, поэтому его волновые свойства мож-

но не учитывать, т. е. считать, что оно движется как целое, совершая продольные колебания в направлении оси  $y$  и вращения вокруг оси, проходящей через начало координат перпендикулярно плоскости  $xu$ . Рассматривая уравнения движения ребра под действием скачка перерезывающей силы в точке скрепления пластины с ребром, скачка изгибающего момента и разности давлений по обе стороны ребра, получим следующие гранично-контактные условия:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} Z_1 P_y(0, 0) &= [P_{yxxx}(0, 0)] \\ - Z_2 P_{yx}(0, 0) &= [P_{yxx}(0, 0)] + q^5 \int_0^h s [P(0, s)] ds \\ Z_1 &= \rho_1 h H_1 \omega^2 / D, \quad Z_2 = \rho_1 h^3 H_1 \omega^2 / (3D) \end{aligned}$$

Символом  $[f(0)]$  обозначается скачок функций  $f(x)$  при переходе через точку  $x = 0$ . В (1.2) введены импедансы ребра  $Z_1, Z_2$  [1-3],  $\rho_1$  — плотность материала ребра,  $H_1$  — его толщина. Граничное условие на поверхности качающегося ребра выводится из условия прилипания и имеет вид

$$(1.3) \quad P_x(0, y) = -y P_{yx}(0, 0) \quad (0 < y < h)$$

Выделим из полного поля падающую волну и волну, отраженную от однородной пластины ( $R$  — коэффициенты отражения)

$$\begin{aligned} P(x, y) &= \exp(ikc_0 x - iks_0 y) + R \exp(ikc_0 x + iks_0 y) + Q(x, y) \\ R &= [(c_0^4 - a) is_0 - b] [(c_0^4 - a) is_0 + b]^{-1}, \quad a = k_0^4 / k^4, b = q^5 / k^5 \end{aligned}$$

Рассеянное поле строится в соответствии с принципом предельного поглощения и должно удовлетворять условию Майкснера «на ребре» [7]. В нулевом приближении, когда не учитывается дифракция на поверхности ребра жесткости, поле находится известным образом [1]

$$(1.4) \quad \begin{aligned} Q_0(x, y) &= -iks_0(1 - R) \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\lambda x - \gamma(\lambda)y] \times \\ &\times \left( \frac{1}{J_{0,1} - 2\pi/Z_1} + \frac{\lambda kc_0}{J_{2,1} - 2\pi/Z_2} \right) \frac{d\lambda}{L(\lambda)}, \quad J_{m,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda^m \gamma^n(\lambda)}{L(\lambda)} d\lambda \\ L(\lambda) &= (\lambda^4 - k_0^4) \gamma(\lambda) - q^5, \quad \gamma(\lambda) = \sqrt{\lambda^2 - k^2} \end{aligned}$$

Ветвь радикала  $\gamma(\lambda)$  и контур интегрирования выбираются в соответствии с принципом предельного поглощения [5]. При построении поля  $Q_0$  отбрасывается интегральный член в уравнении (1.2) и не учитывается условие (1.3). Такое упрощение характерно для всех предшествующих работ, и одна из задач данного исследования, состоит в обсуждении его правомочности.

2. Поле  $w = Q - Q_0$ , связанное с дифракцией на поверхности ребра жесткости, удовлетворяет уравнению Гельмгольца при граничном усло-

вии (1.1) на пластине, условия на поверхности ребра'

$$(2.1) \quad w_x(0, y) + y w_{yx}(0, 0) = g(y) \quad (0 < y < h)$$

$$g(y) = -k c_0 \left\{ i [\exp(-i k s_0 y) + R \exp(i k s_0 y)] + k s_0 \frac{2b}{l_0} \times \right.$$

$$\times \left. \frac{1}{J_{2,1} - 2\pi/Z_2} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda^2}{L(\lambda)} \exp(-\gamma(\lambda)y) d\lambda - y \frac{2\pi}{Z_2} \right] \right\}$$

$$l_0 = i s_0 (c_0^4 - a) + b$$

и однородных гранично-контактных условиях (1.2). Введем в рассмотрение смещения пластины  $\beta(x)$ , порожденные полем давлений  $w(x, y)$ :  $\beta(x) = w_y(x, 0) / (\rho_0 \omega^2)$ . Эти смещения удовлетворяют дифференциальному уравнению с граничными условиями

$$(2.2) \quad \beta'''(x) - k_0^4 \beta(x) + \frac{1}{D} w(x, 0) = B \delta(x) + C \delta'(x) \quad (-\infty < x < \infty)$$

$$(2.3) \quad Z_1 \beta(0) - [\beta'''(0)] = 0, \quad -Z_2 \beta'(0) - [\beta''(0)] - \frac{1}{D} \int_0^h s [w(0, s)] ds = 0$$

Представим поле давлений  $w(x, y)$  в виде суммы (звездочка означает операцию свертывания функций [6])

$$(2.4) \quad w(x, y) = -\frac{i}{2} \rho_0 \omega^2 \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(1)}(k \sqrt{(x-s)^2 + y^2}) \beta(s) ds + u(x, y) =$$

$$= -\frac{i}{2} \rho_0 \omega^2 H_0^{(1)} * \beta + u(x, y)$$

В результате уравнение для смещений пластины становится интегро-дифференциальным (свертка вычисляется при  $y = 0$ )

$$(2.5) \quad \beta'''(x) - k_0^4 \beta(x) - \frac{i}{2} \rho_0 \omega^2 H_0^{(1)} * \beta + \frac{1}{D} u(x, 0) = B \delta(x) + C \delta'(x)$$

$$(-\infty < x < \infty)$$

а в граничных условиях (2.3) поле  $w(0, s)$  заменится на  $u(0, s)$ . Поле давлений  $u(x, y)$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца при граничных условиях на пластине и на ребре

$$(2.6) \quad u_y(x, 0) = 0 \quad (-\infty < x < \infty)$$

$$u_x(0, y) + \rho_0 \omega^2 y \beta'(0) = g_1(y) \quad (0 < y < h)$$

$$g_1(y) = g(y) + \frac{i}{2} \rho_0 \omega^2 \frac{\partial}{\partial x} (H_0^{(1)} * \beta)(0, y)$$

Итак, пришли к совокупности интегро-дифференциального уравнения (2.5) для смещений пластины  $\beta(x)$  и краевой задачи (2.6) для поля давлений  $u(x, y)$ . Эти две задачи связаны, так как в граничные условия (2.6) входит смещение пластины  $\beta(x)$ , а в уравнение (2.5) давление входит как нагрузка. Удобство полученной переформулировки исходной задачи существенно обусловлено тем, что граничные условия (2.6) соответствуют задаче Неймана, для которой удается построить простые длинноволновые приближения.

3. Можно проверить, что поле  $u(x, y)$  — нечетная функция координаты  $x$ . Разыскивая его в виде разложения по плоским волнам, с учетом первого граничного условия (2.6) имеем

$$(3.1) \quad u(x, y) = \int_0^{\infty} p(\lambda) \cos \lambda y \exp[-\gamma(\lambda)|x|] d\lambda \operatorname{sign} x$$

Введем в рассмотрение давление на правой стороне поверхности ребра

$$(3.2) \quad \psi(y) = u(+0, y) = \int_0^{\infty} p(\lambda) \cos \lambda y d\lambda$$

Используя упомянутую выше нечетность поля  $u(x, y)$ , находим  $\psi(y) = 0$  при  $y > h$ , откуда

$$(3.3) \quad p(\lambda) = \frac{2}{\pi} \int_0^h \psi(s) \cos \lambda s ds$$

Формулируя граничные условия (2.6) в терминах функции  $p(\lambda)$ , получаем для нее парные интегральные уравнения

$$(3.4) \quad \begin{aligned} \int_0^{\infty} p(\lambda) \cos \lambda y \gamma(\lambda) d\lambda &= \rho_0 \omega^2 y \beta'(0) - g_1(y) \quad (0 < y < h) \\ \int_0^{\infty} p(\lambda) \cos \lambda y d\lambda &= 0 \quad (y > h) \end{aligned}$$

Эти уравнения можно свести к интегральному уравнению второго рода, если положить  $\gamma(\lambda) = \lambda + \varepsilon(\lambda)$ , где  $\varepsilon(\lambda) = (\lambda^2 - k^2)^{1/2} - \lambda$ , и обратить оператор, соответствующий парным уравнениям при замене  $\gamma(\lambda)$  на  $\lambda$  (формула обращения содержится, например, в [8]). Окончательное интегральное уравнение на полуоси  $0 < \lambda < \infty$  имеет вид ( $J_0(z)$  — функция Бесселя)

$$(3.5) \quad \begin{aligned} p(\lambda) &= -h^2 \int_0^{\infty} p(\mu) \varepsilon(\mu) \int_0^1 s J_0(\lambda sh) J_0(\mu sh) ds d\mu - \\ &- \frac{2h^2}{\pi} \int_0^1 s J_0(\lambda sh) \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{1-\eta^2}} [g_1(s\eta h) - \rho_0 \omega^2 \beta'(0) s\eta h] d\eta ds \end{aligned}$$

Для получения длинноволновых асимптотик удобнее использовать уравнение в терминах давления на поверхности ребра  $\psi(y)$ . Для его получения выразим прежде всего из уравнения (2.5) преобразование Фурье  $N(\lambda)$  функции  $\beta(x)$  через функцию  $\psi(y)$ . Учтем при этом условия (2.3) и соотношения (3.1), (3.3)

$$(3.6) \quad \begin{aligned} N(\lambda) &= \int_{-\infty}^{\infty} \beta(x) \exp(-i\lambda x) dx = \frac{2i\lambda \gamma(\lambda)}{DL(\lambda)} \int_0^h \Phi(\lambda, s) \psi(s) ds \\ \Phi(\lambda, s) &= \frac{1}{\gamma(\lambda)} \exp[-\gamma(\lambda)s] - \frac{1}{J_{2,1} - 2\pi/Z_2} \left[ I(s) - \frac{2\pi}{Z_2} s \right] \\ I(s) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mu^2}{L(\mu)} \exp[-s\gamma(\mu)] d\mu \end{aligned}$$

Используя теорему о преобразовании Фурье свертки [6], из последнего соотношения (2.6) находим

$$(3.7) \quad g_1(y) = g(y) + \rho_0 \omega^2 \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\lambda}{\gamma(\lambda)} \exp[-\gamma(\lambda)y] N(\lambda) d\lambda$$

Наконец, применяя косинус-преобразование к интегральному уравнению (3.5) и учитывая (3.2), (3.6), (3.7), получим искомое уравнение

$$(3.8) \quad \psi(y) = \int_0^h K(y, s) \psi(s) ds + \psi_0(y) \quad (0 < y < h)$$

$$K(y, s) = -\frac{2h^2}{\pi} \int_0^{\infty} \varepsilon(\mu) \cos \mu s \int_{y/h}^1 \frac{\eta}{\sqrt{h^2\eta^2 - y^2}} J_0(\mu\eta h) d\eta d\mu +$$

$$+ \frac{2h^2 q^5}{\pi^2} \int_{y/h}^1 \frac{\eta}{\sqrt{h^2\eta^2 - y^2}} \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{1-\tau^2}} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda^2}{L(\lambda)} \exp[-\gamma(\lambda)\eta\tau h] \times \right.$$

$$\times \Phi(\lambda, s) d\lambda - \frac{2\pi/Z_2}{J_{2,1} - 2\pi/Z_2} \eta\tau h [-I(s) + sJ_{2,1}] \left. \right\} d\tau d\eta$$

$$\psi_0(y) = -\frac{2h^2}{\pi} \int_{y/h}^1 \frac{\eta}{\sqrt{h^2\eta^2 - y^2}} \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{1-\tau^2}} g(\eta\tau h) d\tau d\eta$$

Рассматривая интегральное уравнение (3.8) в пространстве непрерывных функций  $C[0, h]$ , можно убедиться, что норма соответствующего интегрального оператора имеет порядок  $O(\varepsilon^2 \ln \varepsilon)$  при  $\varepsilon \rightarrow 0$  ( $\varepsilon = kh$ ). Отсюда следует, что для достаточно малых волновых размеров ребра к уравнению (3.8) применим принцип сжатых отображений. Отметим, что при доказательстве малости нормы используются оценки, полученные в [9] в связи с исследованием дифракции длинных волн на полосе.

4. Уравнение (3.8) является точным и позволяет производить численные расчеты дифракционного поля. Приведем выражение для этого поля в терминах функции  $\psi(y)$

$$(4.1) \quad Q(x, y) = Q_0(x, y) + \frac{1}{\pi} \int_0^h \psi(s) \left\{ -q^5 \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\lambda x - \gamma(\lambda)y] \times \right.$$

$$\times \frac{i\lambda}{L(\lambda)} \Phi(\lambda, s) d\lambda + 2 \int_0^{\infty} \cos \lambda y \cos \lambda s \exp[-\gamma(\lambda)|x|] d\lambda \operatorname{sign} x \left. \right\} ds$$

При построении приближенного решения уравнения (3.8) ограничимся первой итерацией

$$\psi(y) = \psi_0(y) + \int_0^h K(y, s) \psi_0(s) ds + O(\varepsilon^4 \ln \varepsilon)$$

При вычислении входящих сюда интегралов используются два асимптотических разложения ( $\ln \gamma$  — постоянная Эйлера,  $s \rightarrow 0$ )

$$(4.2) \quad I(s) = k^{-2} [i_{2,0} - si_{2,1} + s^2 d - s^2 \ln s + O(s^3)]$$

$$i_{m,n} = k^{-m-n+4} J_{m,n}$$

$$2d = -i_{2,0} + \pi i + ai_{0,0} + bi_{0,-1} - 2 \ln \gamma + 2 \ln 2 + 3$$

$$(4.3) \quad \int_0^1 \sqrt{1-\tau^2} \int_0^\infty (\sqrt{\mu^2-1} - \mu) \cos \varepsilon \mu \tau \int_0^1 \frac{\eta}{\sqrt{\eta^2-t^2}} J_0(\varepsilon \mu \eta) d\eta d\mu d\tau =$$

$$= \frac{\pi}{2} \sqrt{1-t^2} \left[ -i \frac{\pi}{8} + \frac{1}{4} \ln \frac{\gamma \varepsilon}{4} + \frac{2t^2-5}{24} + O(\varepsilon^2 \ln \varepsilon) \right]$$

Формула (4.2) основана на легко проверяемом соотношении

$$k^2 [I''(s) + I(s)] = \pi i H_0^{(1)}(s) + ai_{0,0} + bi_{0,-1} + O(s)$$

Для доказательства соотношения (4.3) достаточно разложить в ряд по малому параметру  $\varepsilon$  интеграл  $\int_0^\infty (\sqrt{\mu^2-1} - \mu) J_0(\varepsilon \mu \tau) J_0(\varepsilon \mu \eta) d\mu$

Заменяя функцию Бесселя ее интегральным представлением, приходим к необходимости разложения интеграла ( $m$  — ограниченная величина)

$$\int_0^\infty (\sqrt{\mu^2-1} - \mu) \exp(i\varepsilon \mu m) d\mu$$

Это разложение можно найти, используя замену переменной  $\mu = \operatorname{ch} z$  и сравнивая получающееся выражение с интегральным представлением функции Ханкеля.

Опуская длинные промежуточные выкладки, приведем лишь результаты. Давление на поверхности ребра имеет вид

$$(4.4) \quad w(\pm 0, y) = \pm \frac{2\varepsilon}{\pi} f\left(\frac{y}{h}\right), \quad f(t) = \pi \sqrt{1-t^2} \frac{c_0 s_0}{l_0} \times$$

$$\times \left\{ -\frac{4b\varepsilon}{\zeta_2} \frac{1}{i_{2,1} - 2\pi/\zeta_2} \left( 1 + \frac{t^2}{\sqrt{1-t^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1-t^2}}{t} \right) - \varepsilon^2 S_0 \times \right.$$

$$\times \left[ \left( (c_0^4 - a) s_0^2 + 2b \frac{d - \ln^{1/2} \varepsilon}{i_{2,1} - 2\pi/\zeta_2} \right) \frac{1 + 2t^2}{12} - \frac{b}{i_{2,1} - 2\pi/\zeta_2} \times \right.$$

$$\times \left( \frac{1 - 4t^2}{36} + \frac{t^3}{3} \frac{\arccos t}{\sqrt{1-t^2}} \right) + S_0 \left( -\frac{i\pi}{8} + \frac{1}{4} \ln \frac{\gamma \varepsilon}{4} + \frac{2t^2 - 5}{24} + \right.$$

$$\left. \left. + \frac{b}{4} \left( \frac{i_{2,0}^2}{i_{2,1} - 2\pi/\zeta_2} - i_{2,-1} \right) \right] + O(\varepsilon^3 \ln \varepsilon) \right\}$$

$$S_0 = c_0^4 - a - b \frac{i_{2,0}}{i_{2,1} - 2\pi/\zeta_2}, \quad \zeta_1 = \frac{Z_1}{k^3}, \quad \zeta_2 = \frac{Z_2}{k}$$

Выражение (4.4) соответствует условию Майкснера «на ребре» [7]. Сходные формулы для давления получаются при исследовании дифракции длинных волн на жесткой или упругой полосе [16].

На больших расстояниях от пластины поле  $Q(x, y)$  приобретает характер расходящейся цилиндрической волны. Применяя к интегралам в выражениях (1.4), (4.1) метод перевала, находим

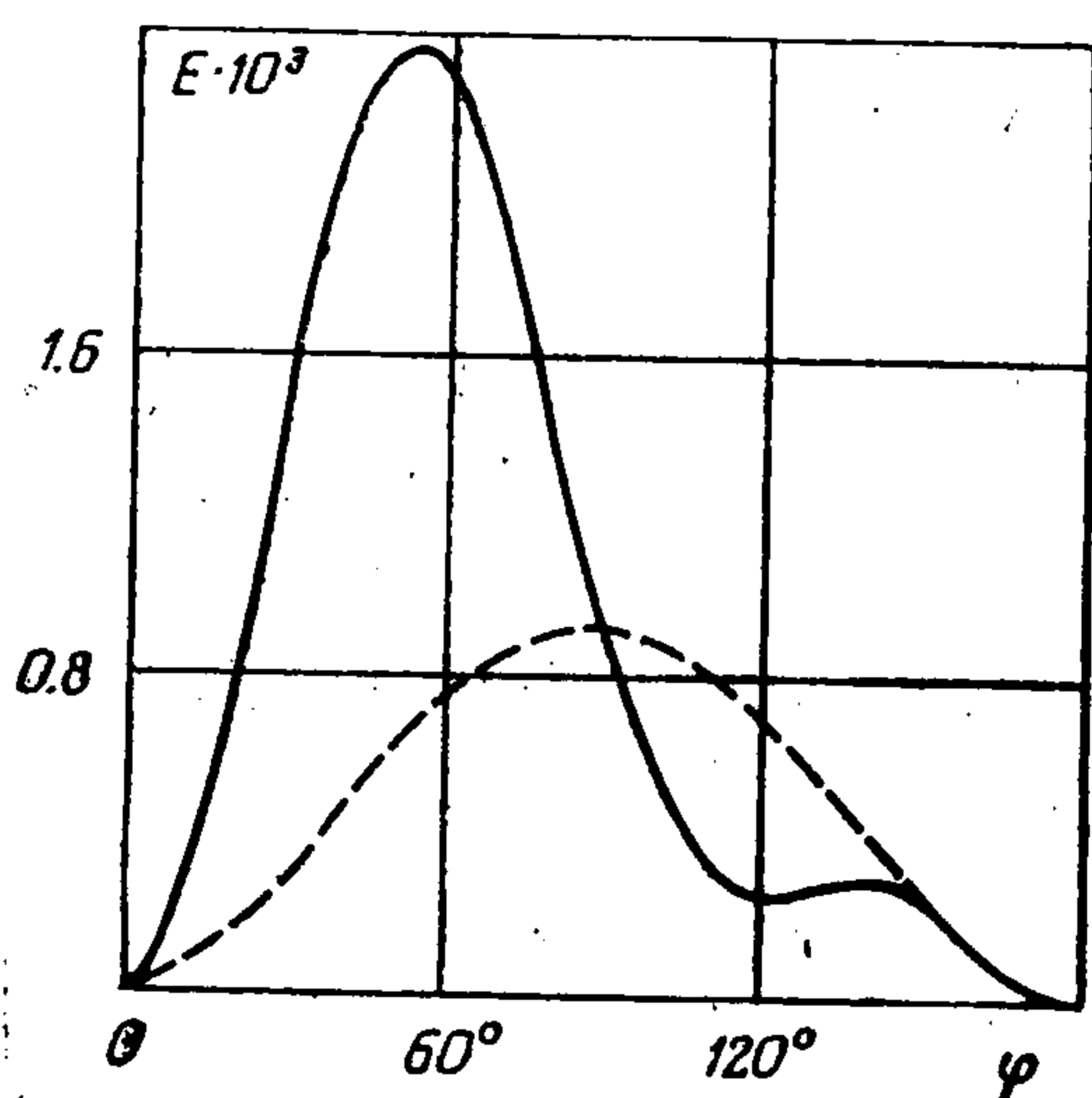
$$Q(x, y) \sim \sqrt{\frac{2\pi}{kR}} \exp \left[ i \left( kR - \frac{\pi}{4} \right) \right] \tilde{\Psi}(\varphi, \varphi_0), \quad (kR = k\sqrt{x^2 + y^2} \gg 1)$$

Функция  $\Psi(\varphi, \varphi_0)$  имеет смысл диаграммы направленности рассеянного в жидкость поля,  $\varphi$  — угол наблюдения, отсчитываемый от полуоси  $x > 0$

$$(4.5) \quad \Psi(\varphi, \varphi_0) = \Psi_0(\varphi, \varphi_0) - \frac{iss_0cc_0\varepsilon^2}{2ll_0} \left\{ SS_0 - \frac{\varepsilon^2}{4} \times \right. \\ \times \left\{ b \frac{d - \ln^{1/2}\varepsilon - 1/4 - 64/(3\varepsilon\zeta_2)}{i_{2,1} - 2\pi/\zeta_2} (S + S_0) + \frac{1}{2} [Ss_0^2(c_0^4 - a) + \right. \\ \left. + S_0s^2(c^4 - a)] + SS_0 \left[ -\frac{3}{4} - \frac{i\pi}{2} + \ln \frac{\gamma\varepsilon}{4} + \right. \right. \\ \left. \left. + b \left( \frac{i_{2,0}^2}{i_{2,1} - 2\pi/\zeta_2} - i_{2,-1} \right) \right] \right\} + O(\varepsilon^3 \ln \varepsilon) \left. \right\} \\ \Psi_0(\varphi, \varphi_0) = \frac{iss_0}{ll_0} \left\{ \frac{1}{i_{0,1} - 2\pi/\zeta_1} + \frac{cc_0}{i_{2,1} - 2\pi/\zeta_2} \right\} 2b$$

Здесь величины  $s, c, l, S$  получаются из  $s_0, c_0, l_0, S_0$  заменой  $\varphi_0$  на  $\varphi$ .

5. По формуле (4.5) рассчитывались диаграммы направленности дифракционного поля по энергии  $E(\varphi, \varphi_0) = |\Psi(\varphi, \varphi_0)|^2$ . Предполагалось, что стальная пластина со



Фиг. 1

стальным ребром жесткости находится в воде, а их толщины одинаковы  $H_1 = H$ . Безразмерный параметр  $\delta = kH$  принимал значения от 0.02 до 0.06 с шагом 0.005. На фиг. 1 сплошной линией изображена диаграмма для  $\delta = 0.06, \varepsilon = 0.6, \varphi_0 = 30^\circ$ . Штриховой линией изображена диаграмма, вычисленная в нулевом приближении, т. е. без учета отражения звука от поверхности ребра жесткости  $E_0(\varphi, \varphi_0) = |\Psi_0(\varphi, \varphi_0)|^2$ .

Учет отражения приводит к увеличению мощности, излученной в жидкость, и изменению направления максимального излучения на некоторый угол  $\Delta\varphi$ . В таблице приведены значения углов  $\Delta\varphi$  и отношения  $m$  максимумов упомянутых выше диаграмм  $m = \max_{\varphi} E / \max_{\varphi} E_0$  для пластин разной безразмерной толщины  $\delta$  при углах падения волны  $\varphi_0$ , рав-

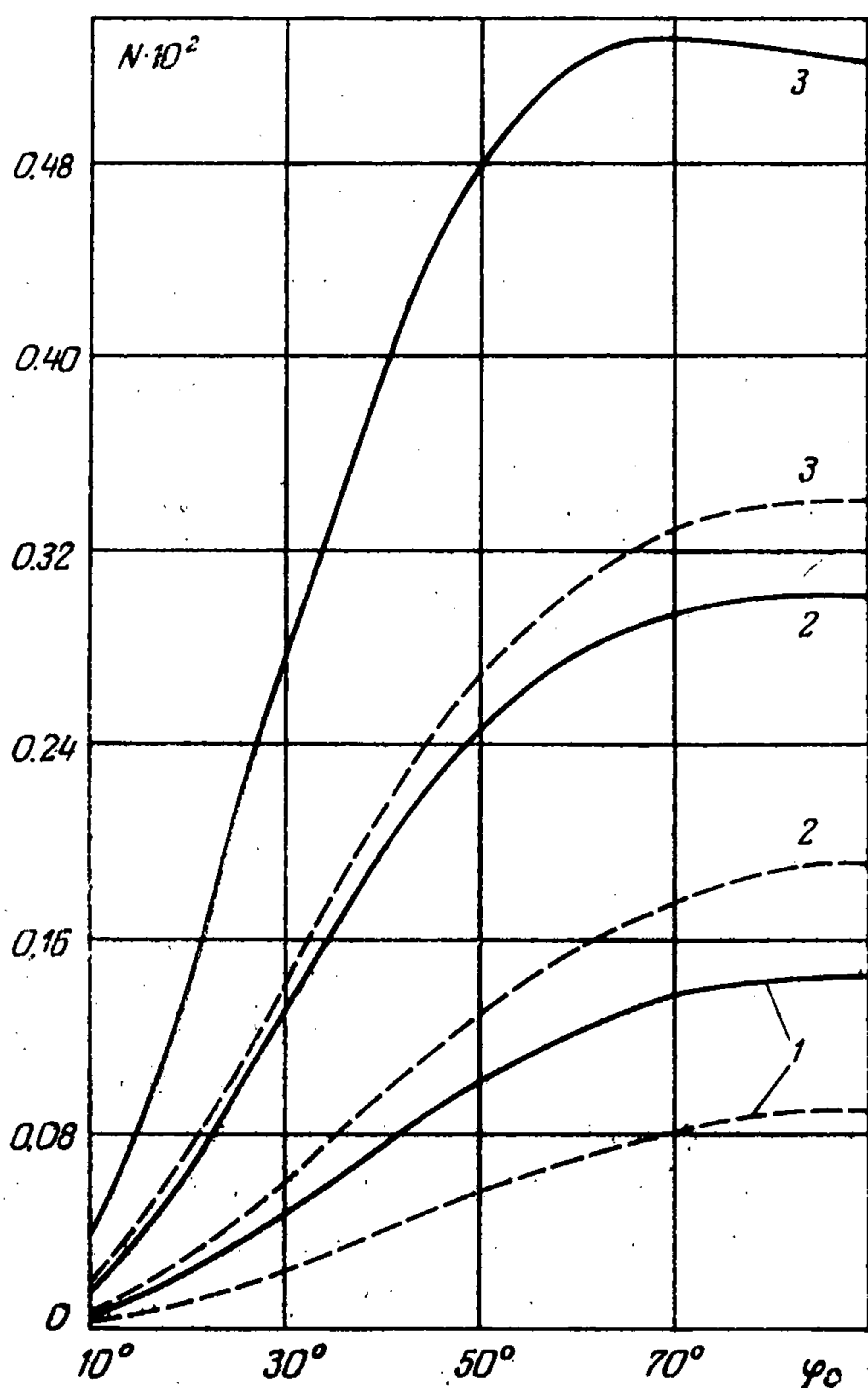
ных  $10^\circ$  (А),  $30^\circ$  (Б),  $60^\circ$  (В). Прочерки соответствуют углам  $\Delta\varphi < 10^\circ$  и отношениям  $m < 1.1$ . Вычисления проведены для безразмерной высоты ребра  $\varepsilon = 10\delta$ . Для достаточно тонких пластин ( $\delta \leq 0.02, \varepsilon \leq 10\delta$ ) учет] отражения звука от поверхности ребра не вносит, таким образом, существенных поправок в поле.

Представляет интерес также исследовать мощность  $N$ , излучаемую рассматриваемой конструкцией в жидкость

$$N(\varphi_0) = \int_0^\pi E(\varphi, \varphi_0) d\varphi, \quad N_0(\varphi_0) = \int_0^\pi E_0(\varphi, \varphi_0) d\varphi$$

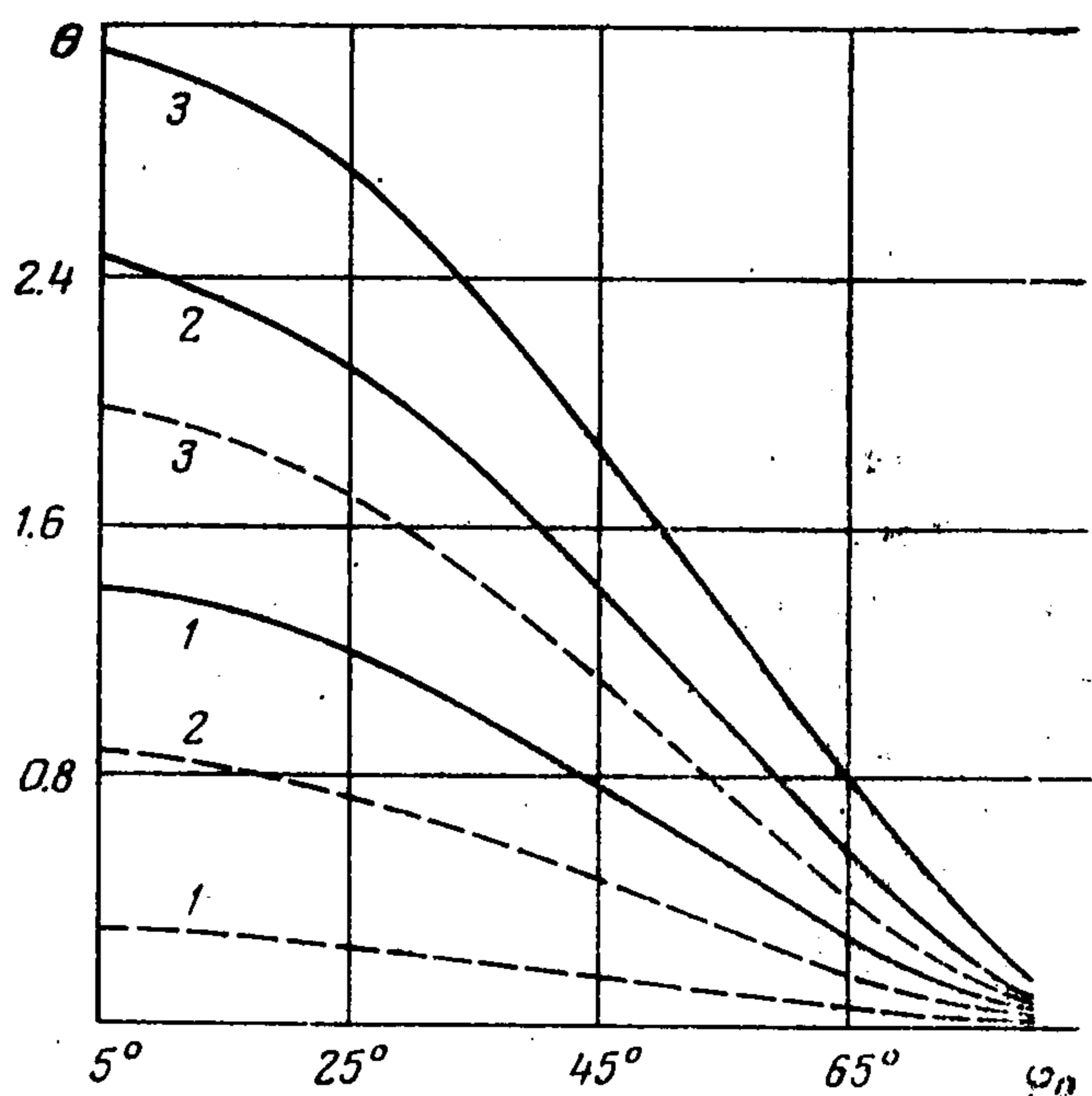
Результаты вычислений  $N(\varphi_0)$  приведены на фиг. 2. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям  $\delta = 0.04, 0.05, 0.06$ . Сплошные линии построены для высоты ребра  $\varepsilon = 10\delta$ , штриховые — для  $\varepsilon = 7.5\delta$ . На фиг. 3 изображены зависимости от угла падения

$\delta \cdot 10^2$	А		Б		В	
	$\Delta\varphi$	$m$	$\Delta\varphi$	$m$	$\Delta\varphi$	$m$
2	$10^\circ$	—	$10^\circ$	—	—	—
3	$20^\circ$	1.29	$15^\circ$	1.22	$15^\circ$	—
4	$20^\circ$	1.96	$25^\circ$	1.78	$25^\circ$	1.31
5	$30^\circ$	2.52	$30^\circ$	2.24	$30^\circ$	1.48
6	$40^\circ$	2.97	$40^\circ$	2.57	$30^\circ$	1.60



Фиг. 2

величины  $\theta = 10 \lg (N / N_0)$ , характеризующей ошибку, вносимую в мощность при расчете дифракционных эффектов по нулевому приближению. Эти кривые имеют тот же смысл, что и на фиг. 2. Погрешность приближенного рассмотрения возрастает с увеличением параметра  $\delta$  и приближением направления падения к скользящему.



Фиг. 3

Отметим, что в рассматриваемом низкочастотном диапазоне отражение звука от поверхности ребра жесткости приводит не только к увеличению излученной пластиной мощности, но и к ее перераспределению по углам излучения.

Аналогичным образом удастся рассмотреть дифракцию плоской волны на пластине, подкреплённой выступающим ребром жесткости и окруженной жидкостью с обеих сторон.

Поступила 10 III 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коновалюк И. П., Красильников В. Н. Влияние ребра жесткости на отражение плоской звуковой волны от тонкой пластины. В сб.: Дифракция и излучение волн, вып. 4. Изд-во ЛГУ, 1965.
2. Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. Л., «Судостроение», 1972.
3. Евсеев В. Н., Кирпичников В. Ю. Влияние волновых свойств ребра на излучение бесконечной пластины, возбуждаемой параллельной ребру силой. Акуст. ж. 1976, т. 22, вып. 5.
4. Вяльцев А. И., Тартаковский Б. Д. Компенсация излучения изгибно-колеблющейся пластины с ребрами жесткости. Акуст. ж., 1976, т. 22, вып. 6.
5. Коузов Д. П. О решении уравнения Гельмгольца для полуплоскости при граничных условиях, содержащих производные высокого порядка. ПММ, 1967, т. 31, вып. 1.
6. Гельфанд И. М., Шилов Г. Е. Обобщенные функции и действия над ними, вып. 1. М., Физматгиз, 1958.
7. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М., «Мир», 1964.
8. Иосель Ю. Я. Смешанная плоская задача стационарной теплопроводности для цилиндра. Инж.-физ. ж., 1971, т. 21, № 3.
9. Сологуб В. Г. О решении одного интегрального уравнения типа свертки с конечными пределами интегрирования. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1971, т. 11, № 4.
10. Шендеров Е. Л. Дифракция звука на тонкой упругой полосе. Акуст. ж., 1972, т. 18, вып. 4.