Из приведенных выражений ясно, что полученные дисперсионные уравнения являются трансцендентными и разрешить их в элементарных функциях невозможно. Аналогичное уравнение является весьма сложным даже для сравнительно простой ситуации, когда изучаются контактные волны, бегущие вдоль прямолинейной границы контакта двух спаянных тонких пластинок, составляющих продолжение друг друга [2], причем в модели учтены лишь изгибные движения. В нашем случае, когда в несущей пластине и ребре учтены все четыре вида волн и их взаимодействие, дисперсионные уравнения являются особенно сложными и громоздкими. Аналитическое доказательство существования вещественных корней и получение их асимптотических представлений для низких и высоких частот весьма затруднительны, хотя, в принципе, по-видимому, и возможны. Корни определителей Δ_1 и Δ_2 находились численно на ЭВМ. При этом сначала вычислялись точки, в которых определители меняют знак, а затем найденные значения уточнялись методом хорд. Для контроля правильности вычислений те же корни находились и методом деления интервалов. Расчеты проводились для стального ребра жесткости, подкрепляющего стальную пластину той же толщины. Высота ребра варьировалась. Вещественных корней у определителя Δ_1 не оказалось, но у определителя Δ_2 нашлось два вещественных корня. Такое проявление волноводных свойств ребра естественно, поскольку скорость изгибных волн меньше скорости продольных и сдвиговых волн. На фиг. 1 показан вид определителя Δ_2 как функции μ при фиксированной частоте $f=1$ кГц и высоте ребра $H=0{,}2$ м, толщине ребра и пластины $h=0{,}02$ м. При изменении частоты общий характер зависимости $\Delta_2(\mu)$ сохранялся. Из графика видно, что оба вещественных корня μ_1 и μ_2 определителя Δ_2 близки к волновому числу изгибных волн в пластине k_3. Можно высказать также предположение, что количество таких корней зависит от толщины ребра: если ребро значительно толще пластины, то вещественных корней у Δ_2 может и не быть; если же ребро значительно тоньше пластины, то Δ_2 может иметь и больше двух корней, но число их должно быть четным, если считать каждый корень столько раз, какова его кратность. На фиг. 2 представлены частотные зависимости абсолютных отклонений μ_1 и μ_2 от k_3 с соответствующим увеличением масштаба, частотная зависимость волнового числа изгибной волны в пластине k_3, а также отклонением от k_3 волнового числа кромочной волны $\mu_{кр}$, указанной Коненковым [1]. Ни фиг. 3 представлены частотные зависимости величин, характеризующих относительные отклонения волновых чисел μ_1, μ_2, $\mu_{кр}$ от k_3 для различных высот ребра. Видно, что с увеличением высоты ребра корень μ_1 сближается с волновым числом изгибной волны k_3, а корень μ_2 – с волновым числом кромочной волны, которое также близко к k_3. Это обстоятельство указывает на слабую локализацию процесса с волновым числом μ_2 в окрестности ребра: волна «размазана» по пластине. На низких частотах отличие μ_2 от k_3 существенно и, стало быть, поверхностный характер соответствующей волны достаточно проявлен.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Коненков Ю. К.* Об изгибной волне «рэлеевского» типа.– Акуст. журн., 1960, т. 6, № 1, с. 124–126.
2. *Зильберглейт А. С., Суслова И. Б.* Контактные волны изгиба в тонких пластинах.– Акуст. журн., 1983, т. 29, № 6, с. 186–191.
3. *Коузов Д. П., Кравцова Т. С.* О преобразовании вибрационных волн в пластине на ребре жесткости.– Акуст. журн., 1983, т. 29, № 2, с. 204–211.

Ленинградский государственный университет им. А. А. Жданова

Поступило в редакцию 4.IV.1985

УДК 532.517.4/6

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ НА РЕГИСТРИРУЕМЫЕ ПЬЕЗОПРИЕМНИКОМ ШУМЫ ОБТЕКАНИЯ

Кудашев Е. Б., Яблоник Л. Р.

Приемники гидроакустических антенн наряду с пьезоэффектом, как правило, обладают и пироэлектричеством. В температурно-неоднородном океане такие приемники формируют сигнал, пропорциональный пульсациям температуры. Ниже показана необходимость учета влияния тонкой структуры температурных полей в океане на регистрируемые пьезоприемниками шумы обтекания.

При движении тела в жидкости с переменной вдоль траектории температурой приемник, установленный на обтекаемой поверхности, воспринимает температурные пульсации. Рассмотрим случай, когда одномерное (вдоль траектории) поле температуры можно считать однородными и пульсации температуры представляют собой стационарный случайный процесс. В рамках модели «замороженности» уровни пристеночных пульсаций температуры и температурная неравномерность среды связаны простым соотношением:

$$\Phi_{TT}(\omega)\,d\omega=E_{TT}(\varkappa)\,d\varkappa. \qquad (1)$$

Здесь $\Phi_{TT}(\omega)$ — частотная спектральная плотность пристеночных пульсаций температуры; $E_{TT}(\varkappa)$ — пространственный спектр температурной неравномерности. Угловая частота ω однозначно связана с волновым числом $\varkappa$ соотношением $\varkappa=\omega/v$, где v — скорость движения жидкости относительно приемника. Очевидным образом из (1) следует связь между спектральной плотностью $\Phi_{TT}(\omega)$ и спектром градиентов температуры вдоль траектории $E_{TT}'(\varkappa)=\varkappa^2 E_{TT}(\varkappa)$:

$$\Phi_{TT}(\omega)=\frac{v}{\omega^2}E_{TT}'(\varkappa). \tag{2}$$

Последнее выражение определяет уровни пульсаций температуры на обтекаемой поверхности.

Температурные пульсации прогревают лишь часть чувствительного элемента приемника, встроенного в обтекаемое тело. Распределение температуры T в глубь приемника может быть описано одномерным уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t}=\chi\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \tag{3}$$

где χ — коэффициент температуропроводности материала приемника, а ось y направлена по нормали к обтекаемой поверхности. Уравнение (3) при гармоническом тепловом нагружении имеет затухающее решение

$$T(y,\omega)=T_0\exp(\sqrt{-i\omega/\chi}\,y)\exp(i\omega t). \tag{4}$$

Обусловленный пироэффектом электрический сигнал пропорционален среднему по толщине l приемника «эффективному» уровню пульсаций температуры $T_{эф}=\frac{1}{l}\int\limits_{-l}^{0}T(y,\omega)\,dy$. При этом «эффективный» спектр $\Phi_{TT}^{эф}(\omega)$ пульсаций температуры для реальных размеров приемника и не слишком низких частот ($f\geqslant 0{,}1$ Гц) связан со спектром (2) простым соотношением

$$\Phi_{TT}^{эф}(\omega)=\chi/\omega l^2\,\Phi_{TT}(\omega). \tag{5}$$

Ввиду того что для пластинчатого приемника спектр температурного сигнала

$$\Phi_{SS}^{T}(\omega)=\left(\frac{4\pi}{\varepsilon}l\gamma_0\right)^2\Phi_{TT}^{эф}(\omega), \tag{6}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость, γ_0 — пироэлектрическая постоянная, получаем с учетом (2) соотношение

$$\Phi_{SS}^{T}(\omega)/\Phi_{SS}^{p}(\omega)=\left(\frac{4\pi}{\varepsilon}\right)^2\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_p}\right)^2\frac{v\chi}{\omega^3}\frac{E_{TT}'(\omega/v)}{\Phi_{pp}(\omega)}. \tag{7}$$

Это выражение определяет относительный вклад температурной неоднородности среды в регистрируемые пьезоприемником шумы обтекания. Здесь $\Phi_{pp}(\omega)$ — спектральная плотность пристеночных пульсаций давления, порождающих динамические шумы обтекания, γ_p — чувствительность приемника.

Используя (7) применительно к эксперименту со всплывающим устройством [1] и привлекая экспериментальные данные [2] по вертикальным градиентам температуры в океане, можно показать, что на частотах около 100 Гц и скорости $v\sim 10$ м/с вклад пульсаций температуры в регистрируемые уровни шумов обтекания может быть практически равен вкладу турбулентных пульсаций давления.

Более общие оценки, касающиеся влияния частоты и скорости тела на уровни тепловых шумов, требуют подробного знания тонкой структуры температурных полей в океане, отличающихся большим разнообразием [2]. Сейчас можно утверждать, что температурная неоднородность среды способна оказывать заметное воздействие на результаты измерений шумов обтекания в океане. Видимо, отмеченным эффектом объясняются трудности, с которыми столкнулись авторы [1] при попытке описать результаты своих экспериментов универсальными зависимостями.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Haddle G. P., Skadrzyk E. J.* The physic of flow noise.— J. Acoust. Soc. Amer., 1969, v. 46, № 1 (pt. 2), p. 130–157.
2. *Монин А. С., Озмидов Р. В.* Океанская турбулентность. Л.: Гидрометеоиздат, 1981.

Северо-западный заочный
политехнический институт

Поступило в редакцию
2.I.1985