АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.212

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ТВЕРДОЕ ТЕЛО — ЖИДКОСТЬ — ТВЕРДОЕ ТЕЛО

Арапов А. В., Гончаров В. С., Яковкин И. Б.

Разрабатываемые в настоящее время методы акустического микроанализа жидкостей используют особенности распространения волн в структурах твердое тело — жидкость — твердое тело [1]. Дальнейшее уменьшение объема исследуемой жидкости представляет значительный интерес для биологической и медицинской практики. При толщине слоя, много меньшей его длины, для описания акустических процессов в структуре используют формализм нормальных волн. Представляет интерес проанализировать возможность определения свойств жидкости по данным о параметрах нормальных волн в слоистой структуре. Такими параметрами являются фазовая и групповая скорости. Цель работы — отыскание приближенной аналитической связи между измеряемыми параметрами и акустическими свойствами жидкости.

Дисперсионное уравнение для исследуемой структуры с одинаковыми изотропными твердыми телами известно [2]. Для его анализа в основном применяются численные методы. Приближенное дисперсионное уравнение можно получить с помощью описания нормальной волны как плоской продольной волны, претерпевающей отражения на границах твердое тело — жидкость [3]. Равенство фаз в этом процессе может быть записано следующим образом: $2\varphi_r+2\varphi_f=\varphi+2\pi n$, где $\varphi_f=Hk_f/\sin\theta$ — набег фазы плоской волны в слое жидкости, φ_r — сдвиг фазы волны при отражении, $\varphi=kl$ — набег фазы нормальной волны на такой длине волновода $l=2H/\operatorname{tg}\theta$, на которой в нем происходит двукратное отражение плоской волны (H — толщина слоя жидкости, $k=\omega/V$ и $k_f=\omega/V_f$ — волновые числа нормальной и плоской волн в жидкости соответственно, ω — круговая частота, $\theta=\arccos(k/k_f)$ — угол падения плоской волны). По существу это равенство представляет собой дисперсионное уравнение. Найдем приближенное решение этого уравнения при углах падения плоской волны, близких к углу Рэлея $\theta_R=\arccos(k_R/k_f)$, где $k_R=\omega/V_R$ — волновое число волны Рэлея. Фаза коэффициента отражения резко меняется в створе углов падения $|\theta-\theta_R|\leqslant\alpha/k_R$, где α — величина декремента вытекающей волны [4]. Малые изменения угла падения соответствуют малым изменениям фазовой скорости нормальной волны, а большие изменения фазы коэффициента отражения компенсируются значительными изменениями толщины слоя. Этим объясняется то, что в симметричных структурах при достаточно больших вариациях толщины слоя скорость нормальных волн при $V\approx V_R$ меняется слабо [2]. Воспользуемся выражением для фазы коэффициента отражения в форме [4]: $\varphi_r(k)=2\operatorname{arctg}(\alpha/(k-k_R))\approx\approx\pi-2\Delta/\alpha$, $\Delta=k-k_R$. Тогда приближенное дисперсионное уравнение можно переписать в виде

$$Hk\operatorname{tg}\theta-2\Delta/\alpha=\pi(n-1),\ n=1,\ 2,\ \ldots \tag{1}$$

Видно, что при толщинах структуры, таких, что $H_n=\pi(n-1)/k_f\sin\theta_R$, скорость нормальных волн равна рэлеевской. Несмотря на то что уравнение является приближенным, это условие точное. Решение (1) запишем в форме зависимости величины Δ от параметра $h=H-H_n$. При этом оставим только члены первого порядка малости по h и Δ: $\Delta/k_R=\alpha h\operatorname{tg}\theta_R/2(1+\alpha H_n/2\operatorname{tg}\theta_R)=\gamma_n h$. Фазовая скорость описывается следующей зависимостью: $V=\omega/k\approx V_R(1-\gamma_n h)$.

Для расчета величины групповой скорости рассмотрим движение потоков энергии. Зависимость фазы коэффициента отражения от угла падения при $\theta\approx\theta_R$ проявляется в смещении линий тока энергии при отражении на величину $\delta=-\varphi'(k)=2/\alpha(1+\Delta^2/\alpha^2)$ [4]. Скорость распространения потока энергии на участке AB равна скорости звука в жидкости, а на участке BC — фазовой скорости нормальной волны (рис. 1). Изгибом линии тока на участке BC пренебрежем. Выражение для групповой скорости имеет вид

$$V_g=\frac{V(1+(H_n+h)/\delta\operatorname{tg}\theta)}{1+(H_n+h)/\delta\sin\theta\cos\theta}. \tag{2}$$

Результаты расчета величины V_g по формуле (2), а также численное решение точного дисперсионного уравнения [2] приведены на рис. 2. Расхождение точных и

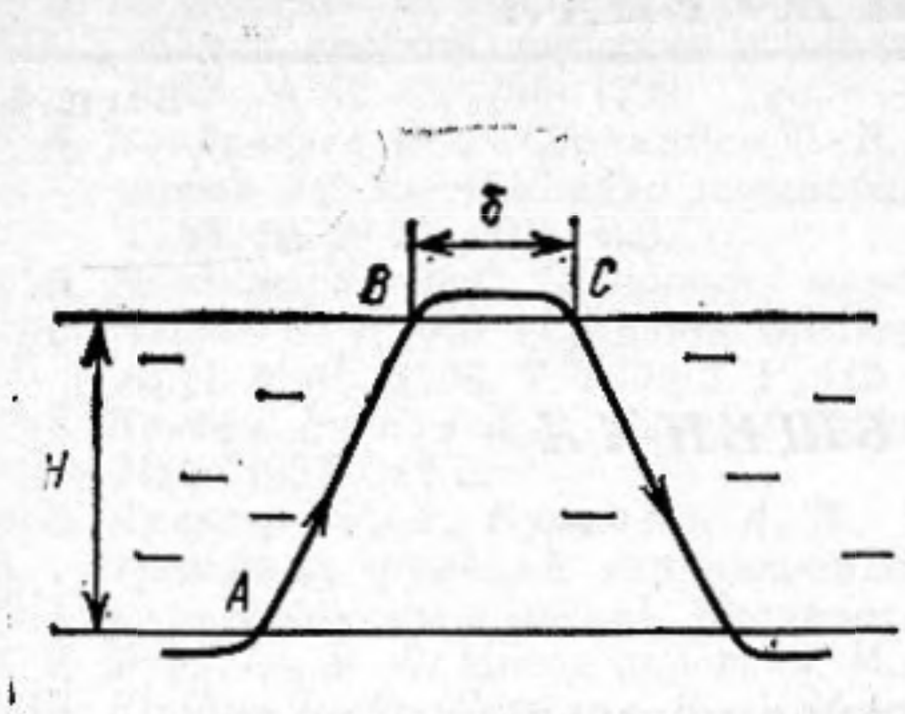

Рис. 1

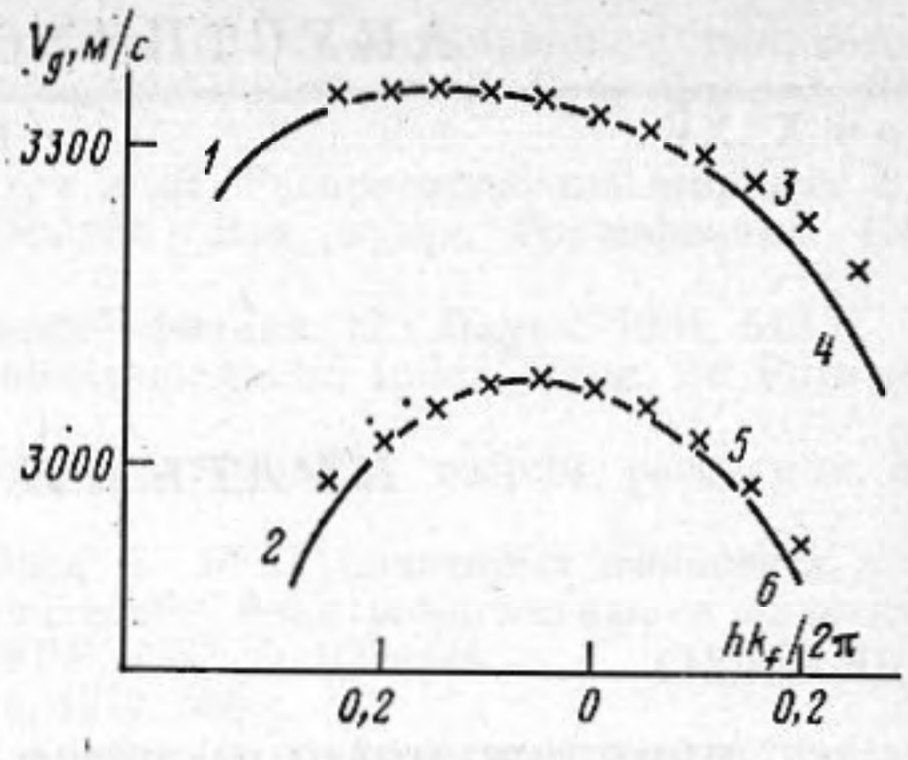

Рис. 2

Рис. 1. Линии тока энергии в структуре

Рис. 2. Зависимости групповых скоростей мод от нормированной толщины слоя: *1, 2* — n=3 и n=7, *4, 6* — точные, а *3, 5* — приближенные значения. Скорости продольных и поперечных волн в твердых телах 7150 и 3751 м/с, плотности твердых тел и жидкости $4{,}64\cdot10^3$ и 10^3 кг/м³, $V_f=1489$, $V_R=3485$ м/с, $\alpha=0{,}0143\,k_R$

приближенных величин V и V_g не превышает 0,16 и 0,6% соответственно при $|hk_f|<1$ для первых семи нормальных волн.

Как видно, при толщинах слоя жидкости $H\approx H_n$ фазовая и групповая скорости нормальных волн определяются величинами α и θ_R. Приближенное решение дисперсионного уравнения для вытекающей волны при условии $\alpha\ll k_R$ показывает, что $\alpha/k_R\approx\beta\rho_f V_f/\sin\theta_R$, где β — комплекс параметров твердого тела, ρ_f — плотность жидкости. При $H_n=0$ и малой величине h величины фазовой и групповой скоростей $V=V_R(1-\rho_f V_R\beta h/2)$, $V_g=V_R(1-\rho_f V_R\beta h)$ зависят только от плотности жидкости.

Удобство рассмотренного подхода заключается в возможности обобщения полученных результатов на анизотропные твердые тела. Для этого необходимо переопределить параметры α и θ_R с учетом анизотропии. Очевидно, что для рассмотрения годятся только чистые направления, в которых распространяются двухпарциальные волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арапов А. В., Гончаров В. С., Яковкин И. Б.* Волны утечки в слоистой системе // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 6. С. 721–725.
2. *Wang W. C., Staecer P., Li R. C. M.* Elastic waves guided by a fluid layer: a new type of ultrasonic wave propagation // Appl. Phys. Letters. 1970. V. 16. P. 291–292.
3. *Сотин В. Е., Датта Гупта С.* Постоянные распространения акустических волн в плоскопараллельном слое жидкости // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 12. С. 2573–2578.
4. *Bertoni H. L., Tamir T.* Unified theory of Rayleigh angle phenomena for acoustic beams at liquid-solid interfaces // Appl. Phys. 1979. V. 2. № 4. P. 157–172.

Институт физики полупроводников
СО Академии наук СССР

Поступило в редакцию
10.VI.1988

УДК 534.26

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В МЕЛКОМ МОРЕ С НЕОДНОРОДНЫМ УПРУГИМ ДНОМ

Безруков А. В.

При рассмотрении вопросов распространения нормальных волн в мелком море как волноводе, наибольший интерес представляет учет реальных физических свойств как жидкого, так и неоднородного упругого слоя, а также подстилающего однородного твердого полупространства [1, 2]. В работе наибольшее внимание уделено влиянию слоистой структуры волновода и параметров упругого полупространства на характеристики нормальных волн в зависимости от частоты, относительной толщины неоднородных слоев, их упрощенных моделей.

Рассмотрим плоский слоисто-неоднородный волновод, представленный на рис. 1. Расчет характеристик нормальных волн основан на методе тензорных импедансов [3, 4]. Метод позволяет свести краевую задачу теории упругости к задаче Коши