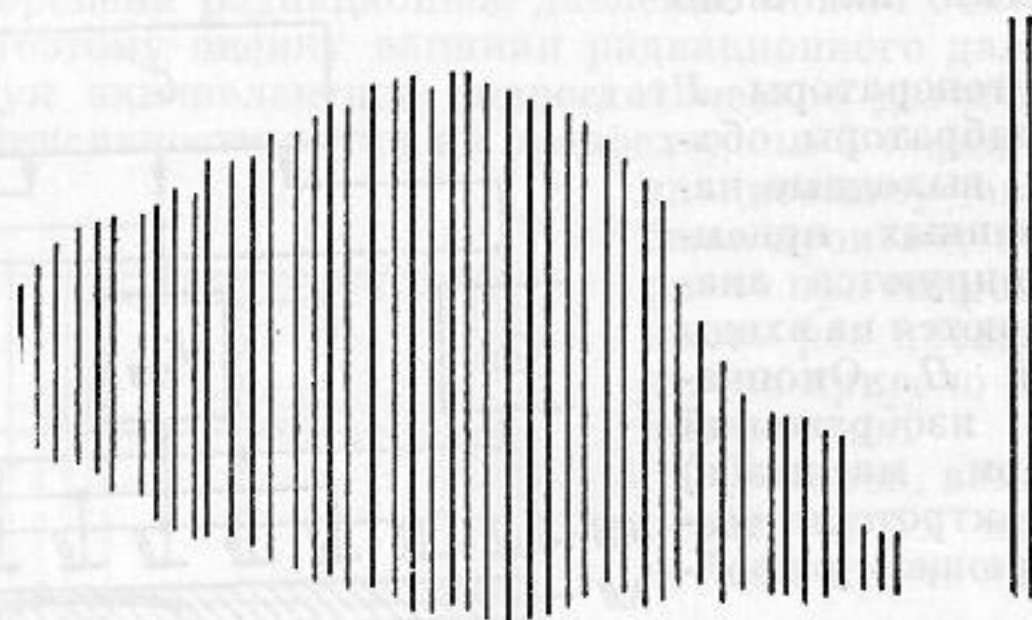


осуществлять надежный контроль листов с необработанной поверхностью, получаемой непосредственно после проката.



Фиг. 3

Описанный способ получения изображений дефектов с использованием бегущего ультразвукового луча, по существу, является новым методом ультразвукового видения и может быть использован не только для целей дефектоскопии металлических листов, но и для решения целого ряда других задач.

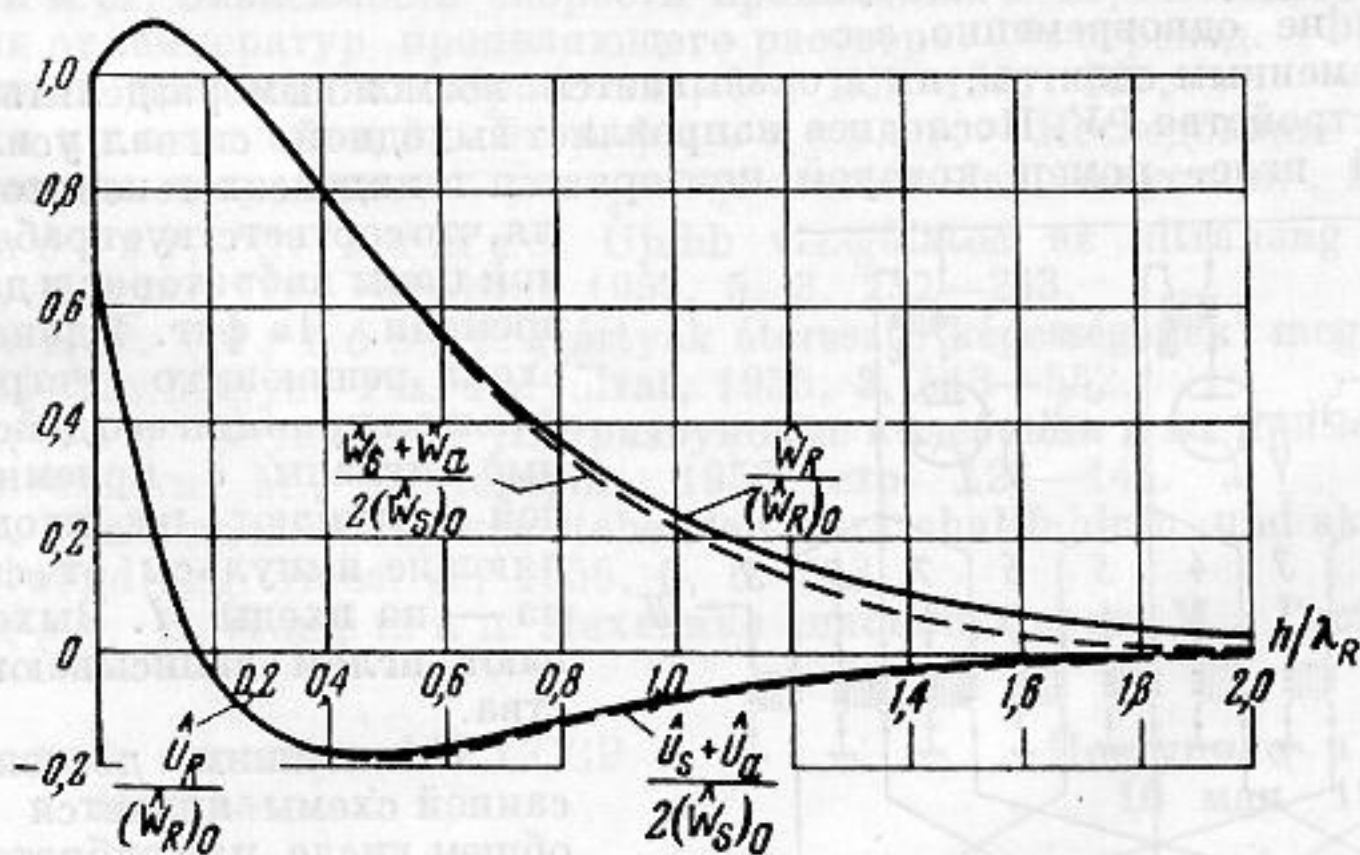
Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в редакцию
30 марта 1959 г.

КВАЗИРЭЛЕЕВСКИЕ ВОЛНЫ В УПРУГОМ СЛОЕ

И. А. Викторов, Р. А. Григорян

При использовании рэлеевских волн в ультразвуковом диапазоне (поверхностная дефектоскопия, линии задержки) эти волны всегда возбуждаются на поверхности упругого слоя конечной толщины (стержень, пластинка). Между тем, строго говоря, рэлеевские волны могут распространяться только по поверхности полупространства. В дан-



Фиг. 1

ной работе исследовалась структура волн, которые возбуждаются излучателем синусоидальных рэлеевских волн, расположенным на одной из свободных поверхностей плоского упругого слоя.

В результате приближенного теоретического анализа данного вопроса и последующей экспериментальной проверки установлено следующее. Обычная рэлеевская волна в слое распространяться не может. При достаточной толщине d слоя ($d > 2\lambda_R$, где λ_R — длина рэлеевской волны в материале слоя) излучатель рэлеевских волн воз-

буждает в нем главным образом две нормальные волны — нулевую симметричную и нулевую антисимметричную (в дальнейшем для краткости мы будем называть их s и a волнами), что обусловлено сходством этих волн с рэлеевской волной при $d > 2\lambda_R$: их фазовые и групповые скорости при этом близки к фазовой скорости рэлеевской волны, а распределение смещений с глубиной в каждой из волн для верхней и нижней половин слоя подобно распределению смещений в рэлеевской волне (см. [1]). Остальные нормальные волны возбуждаются при этом в незначительной степени, вследствие их несходства с рэлеевской волной. s и a волны возбуждаются излучателем приблизительно с равными амплитудами и фазами, поскольку условия для их возбуждения одинаковы.

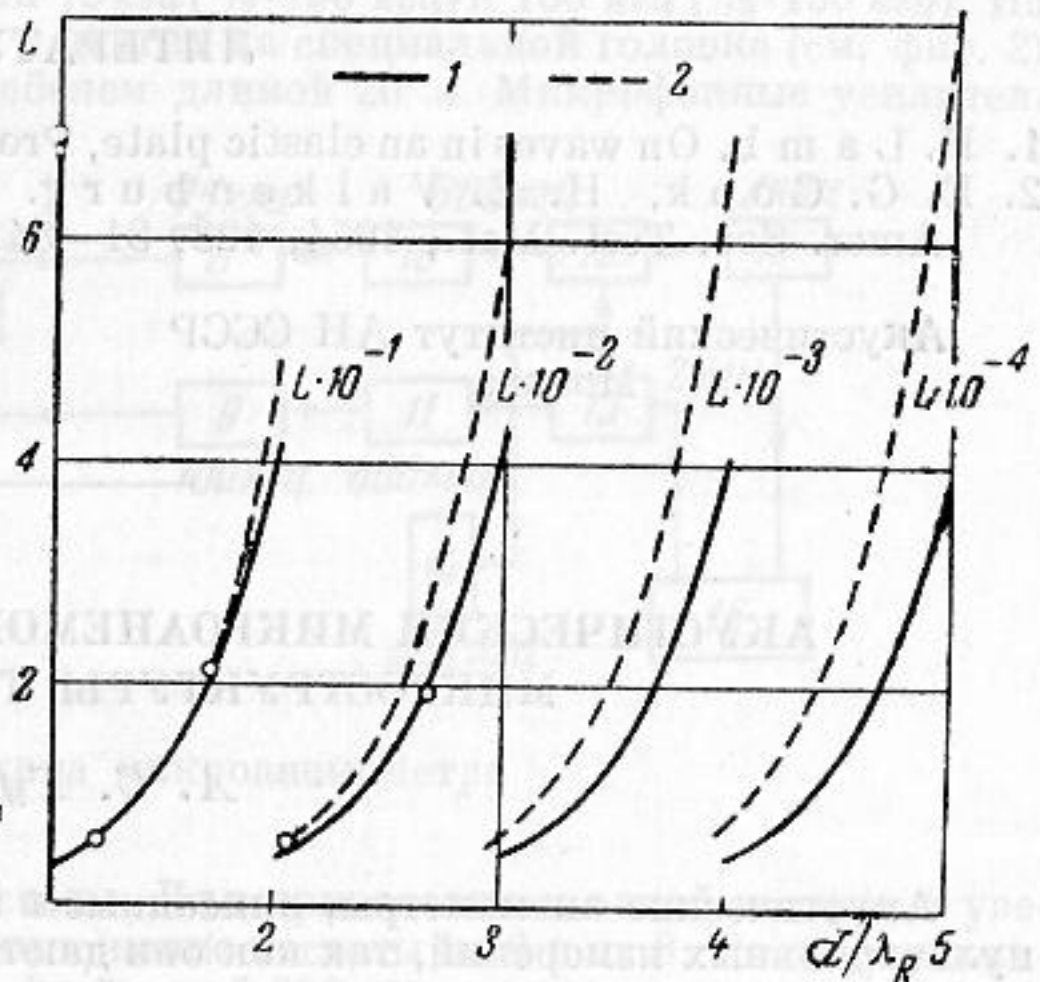
Распространяясь, s и a волны интерферируют друг с другом. Вблизи от излучателя, где разность фаз между ними близка к нулю, их суммарное акустическое поле подобно акустическому полю рэлеевской волны, поэтому описанную совокупность s и a волн мы назвали квазирэлеевской волной. На фиг. 1 приведено суммарное распределение смещений с глубиной в совокупности s и a волн, находящихся в фазе, и в рэлеевской волне. \hat{W}_s , \hat{W}_a , \hat{W}_R , \hat{U}_s , \hat{U}_a , \hat{U}_R — амплитуды нормальных и касательных к свободной поверхности смещений в s , a волнах и в рэлеевской волне, $(\hat{W}_s)_0$, $(\hat{W}_R)_0$ — соответствующие амплитуды у поверхности, h — удаление от поверхности. Все кривые построены в безразмерной форме для случая ν (коэффициент Пуассона) = 0,34. Кривые смещений для s и a волн рассчитаны для $d = 2\lambda_R$ и в предположении, что $(\hat{W}_s)_0 = (\hat{W}_a)_0$. По мере удаления от излучателя разность фаз между s и a волнами возрастает и достигает величины π . Обозначим это расстояние (в длинах λ_R) L . Тогда область вблизи излучателя, где квазирэлеевская волна похожа на рэлеевскую, определится условием $x \ll L \cdot \lambda_R$ (x — расстояние от излучателя). На расстоянии $L \cdot \lambda_R$ квазирэлеевская волна, локализованная первоначально около той поверхности слоя, где расположен излучатель, «переходит» на противоположную поверхность. На расстоянии $2L \cdot \lambda_R$ осуществляется обратный «переход» и т. д.

Величина L возрастает с увеличением толщины слоя, при $d/\lambda_R \rightarrow \infty L \rightarrow \infty$, т. е. квазирэлеевская волна превращается в рэлеевскую. На фиг. 2 приведена зависимость $L(d/\lambda_R)$, рассчитанная нами при $\nu_1 = 0,25$, $\nu_2 = 0,34$. Необходимые для расчета отношения фазовых скоростей s и a волн к фазовой скорости рэлеевской волны вычислялись методом последовательных приближений из соответствующих характеристических уравнений. При $d/\lambda_R > 2,5$ величина L с точностью не менее 10% дается формулой:

$$L = \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{8(1-\eta^2)} + \frac{1}{8(1-\eta^2\xi^2)} - \frac{1}{2-\eta^2} \right] \cdot \exp \left[\frac{2\pi d}{\lambda_R} \cdot \sqrt{1-\eta^2} \right],$$

где $\eta = C_R/C_t$; $\xi = C_t/C_l$; C_l , C_t , C_R — фазовые скорости [продольной, поперечной и рэлеевской волн].

Экспериментальная проверка изложенных выше положений проводилась на импульсной установке, состоящей из генератора прямоугольных импульсов длительности 2–10 мксекс частотой заполнения $\approx 2,7$ мГц, клиновых излучателя и приемника рэлеевских волн (см. [2]), резонансного усилителя и индикатора. Опыты проводились с дюралевыми полосками толщиной 0,9–5 мм и полностью подтвердили изложенное выше. Рэлеевская волна в таких полосках не наблюдалась, в полосках возбуждались две нулевые нормальные волны. При больших расстояниях между приемником и излучателем импульсы, соответствующие этим волнам, разделялись, а их групповые скорости, измеренные нами, хорошо совпадали с расчетными значениями. При малых расстояниях импульсы перекрывались и интерферировали, образуя квазирэлеевскую волну, которая «переходила» с одной поверхности полоски на другую. Экспериментально измерен-



Фиг. 2. 1 — $\nu = 0,34$; 2 — $\nu = 0,25$

ные периоды этих «переходов» отмечены точками на фиг. 2. Точки хорошо ложатся на соответствующие ($\nu = 0,34$) теоретические кривые зависимости $L(d/\lambda_R)$.

Авторы выражают благодарность Г. Д. Малюжину за ценные указания и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. L a m b. On waves in an elastic plate, Proceeding. Royal Soc., A, 1916, 93, 114—128.
2. E. G. C o o k, H. E. V a l k e n b u r g. Surface waves at ultrasonic frequencies. Amer. Soc. Test. Mat., 1954, 198, 81—84.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
30 июня 1958 г.

АКУСТИЧЕСКИЙ МИКРОАНЕМОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

А. С. Гурвич

Акустические анемометры, описанные в литературе [1, 2, 3], мало пригодны для пульсационных измерений, так как они дают значение скорости, осредненное по большой базе порядка 100 см. Уменьшение базы ограничивается главным образом размерами микрофонов и излучателей. В разработанной нами конструкции микроанемометра в качестве микрофонов и излучателей используются цилиндрические конденсаторные преобразователи диаметром 2 мм с рабочей частью длиной 5 мм. Подвижным электродом служит териленовая пленка толщиной 3,5 м, металлизированная с наружной стороны. Чувствительность микрофона 0,07—0,1 мв/бар на частотах 75—100 кГц. Применение высокочастотных миниатюрных преобразователей позволило сократить базу микроанемометра до 2,5 см.

Действие акустического микроанемометра основано на зависимости времени распространения звука от скорости движения среды. Если в потоке помещен неподвижный точечный источник звука и два точечных приемника, расположенных на расстоянии l по разные стороны от излучателя, то разность времени Δt прихода звуковых волн к приемникам [4] $\Delta t = 2lv_l/(c_0^2 - v^2)$, (v — скорость потока, v_l — проекция v на направление l , c_0 — скорость звука в неподвижной среде). Для определения значения v_l удобнее измерять не Δt , а соответствующую разность фаз $\Delta\phi = \omega\Delta t$ (ω — круговая частота излучаемого звука), так как при применении фазового метода можно достигнуть высокой точности измерения при малых Δt . Таким образом,

$$v_l = \frac{c_0^2 \Delta\phi}{2\omega l} \left(1 - \frac{v^2}{c_0^2}\right). \quad (1)$$

Членом v^2/c_0^2 в большинстве случаев при измерениях в приземном слое атмосферы можно пренебречь, так как $v^2/c_0^2 < 1\%$ при $v < 30$ м/сек. Вполне очевидно, что измерение проводится за время $\tau = l/c_0$, т. е. практически мгновенно, и значение v_l осредняется по базе $2l$. Из (1) видно, что акустический микроанемометр не требует сравнительной калибровки, так как все параметры, входящие в (1), могут быть измерены непосредственно. При точном расчете чувствительности необходимо учитывать, что база l из-за дифракции отличается от геометрического расстояния l' между излучателем и микрофоном. В применявшейся нами конструкции относительное изменение $\frac{l-l'}{l'}$, которое рассчитывалось по графикам [5], было менее 5%.

При выводе (1) предполагается постоянство c_0 . В действительности, из-за пульсаций средней по базе температуры c_0 меняется, что приводит к флюктуациям чувствительности микроанемометра. Однако эти изменения дают относительную погрешность $T'/2T^*$, которая для приземного слоя имеет порядок 10^{-3} , и ею можно пренебречь. Различие в температурах на двух путях распространения приводит к появлению дополнительной разности фаз сигналов, которая вносит заметную погрешность при измерении скорости. Эта погрешность может быть полностью исключена, если звуковые волны распространяются в противоположные стороны не по разным путям, а по одному и тому же. Такая схема измерений была осуществлена. Для этого два излучателя и два микрофона были расположены попарно на концах базы l вплотную друг к другу. Подавая на излучатели разные, но когерентные частоты и настраивая соответственно микрофонные усилители, легко разделить принимаемые микрофонами сиг-

* T' — пульсация температуры, T — средняя температура среды.