

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.26

О ВОЗБУЖДЕНИИ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН
НЕСФАЗИРОВАННОЙ ГРЕБЕНЧАТОЙ СТРУКТУРЫ

М. М. Барц, В. Б. Морозов

В работе [1] была рассмотрена задача о возбуждении рэлеевских волн на поверхности твердого полупространства. Представляет интерес исследование амплитуд излучаемых рэлеевских волн при наличии зависимости фазы нормальных и касательных напряжений в некоторой точке области свободной поверхности твердого полупространства от положения этой точки на плоскости.

Ограничимся рассмотрением двумерной задачи в плоскости xoz , причем плоскость $z = 0$ является свободной от напряжения границей твердого полупространства. На эту плоскость в некоторой области G действуют нормальные и касательные напряжения $\sigma_{zz} = k_{zz}s(x)e^{-i\omega t}$ и $\sigma_{xz} = k_{xz}s(x)e^{-i\omega t}$, где $s(x)$ — некоторая комплексная функция, ω — круговая частота, k_{zz}, k_{xz} — постоянные коэффициенты.

Поле поверхностных смещений рэлеевской волны от излучателя конечных размеров вне области G можно представить в виде свертки

$$u = \int_G s(\tau)g(x - \tau)d\tau, \tag{1}$$

где u — компонента смещения поверхности по оси x , поскольку остальные компоненты однозначно определяются из известных соотношений [1]. Функция $g(x)$ представляет собой часть решения уравнений движения твердой изотропной среды, соответствующую x — компоненте поверхностного смещения рэлеевской волны, полученную при условии, что компоненты напряжения на поверхности $z = 0$ удовлетворяют следующим граничным условиям:

$$\sigma_{zz} = k_{zz}\delta(x)e^{-i\omega t} \text{ и } \sigma_{xz} = k_{xz}\delta(x)e^{-i\omega t}, \tag{2}$$

где $\delta(x)$ — функция Дирака.

Подставляя решения двумерных волновых уравнений движения твердого пространства для скалярных потенциалов в форме интегралов Фурье [1] в выражения (2), получим уравнения для Фурье-образов скалярных потенциалов. Из решения этих уравнений несложно найти, с точностью до временного множителя, полное поле нормальных поверхностных смещений, возникающих под воздействием δ -образного источника

$$\bar{g}(x) = \frac{i}{2\pi\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q(k, k_{zz}, k_{xz})}{F(k)} e^{ikx} dk, \tag{3}$$

где $Q(k, k_{zz}, k_{xz}) = k(2k^2 - k_t^2 + 2\sqrt{(k_l^2 - k^2)(k_t^2 - k^2)} \cdot k_{zz} - k_t^2\sqrt{k_l^2 - k^2} \cdot k_{xz})$, $F(k) = 4k^2\sqrt{(k_l^2 - k^2)(k_t^2 - k^2)} + (k_t^2 - 2k^2)^2$, причем k_l и k_t — волновые числа продольных и поперечных волн соответственно, а μ — модуль сдвига.

Простыми корнями уравнения $F(k) = 0$ являются волновые числа рэлеевской волны $\pm k_R$. В области $x > 0$ рассматриваемому случаю соответствуют только положительные значения корней уравнения, т. к. отрицательные значения соответствуют источнику, обращенному во времени.

Производя подстановку $\kappa = k - k_R$ в выражении (3) для значений $x > 0$ получим

$$\bar{g}(x) = \frac{1}{2\pi\mu} e^{ik_R x} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q(\kappa - k_R)}{F'(k_R)\kappa + O(\kappa)} e^{i\kappa x} d\kappa.$$

Единственной неубывающей компонентной функции $\bar{g}(x)$ при $x \rightarrow \infty$ является $g(x)$. Вычисляя $g(x)$ в комплексной плоскости, получим:

$$g(x) = - \frac{k_t^2}{4\mu k_R F'(k_R)} [(k_R^2 + s^2)k_{zz} - 2ik_R s k_{xz}] e^{ik_R x}, \tag{4}$$

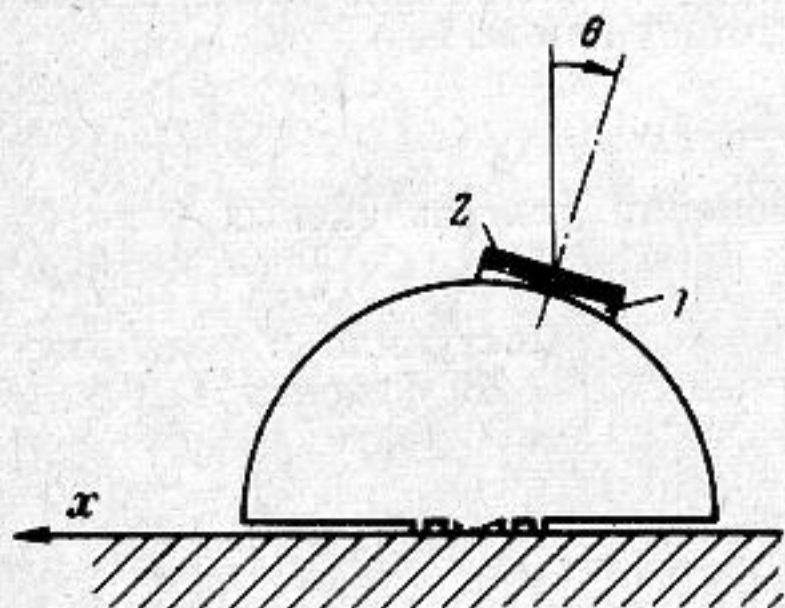
где $s^2 = k_R^2 - k_t^2$

Для излучателя гребенчатого типа, создающий напряжения на плоскости $z = 0$ в n непересекающихся областях G_j , выражение (1) может быть представлено в виде

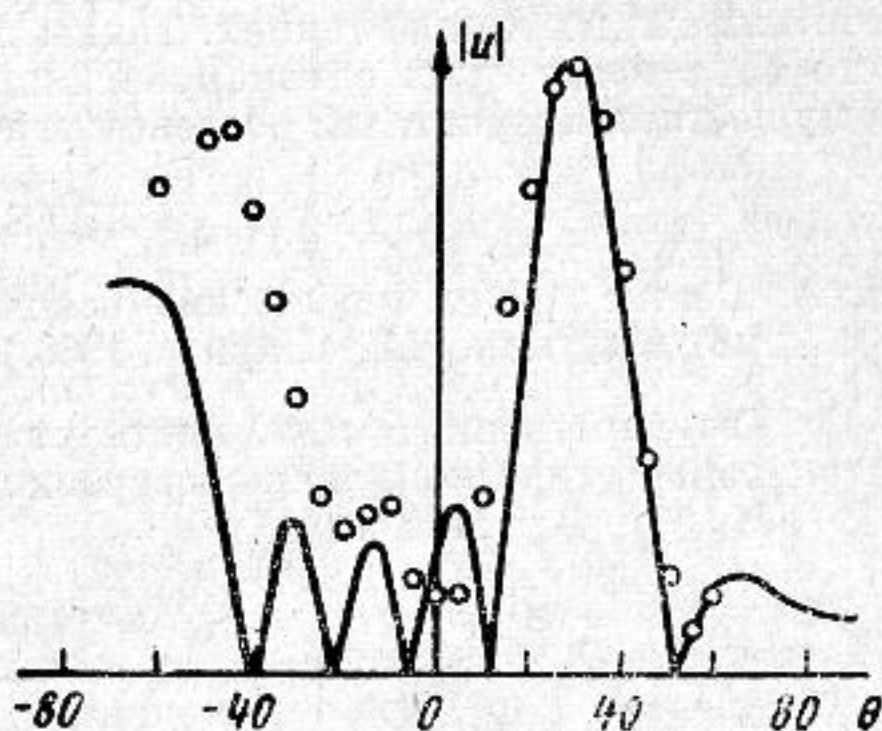
$$\sum_{j=1}^n \int_{G_j} s(\tau) g(x - \tau) d\tau. \quad (5)$$

В случае, когда $s(\tau)$ действительная функция, выражение (5) является решением для излучателя гребенчатого типа, создающего области синфазных напряжений на плоскости. Этот случай реализуется при нормальном падении плоской волны на плоскость $z = 0$ в области G . Решение для этого случая получено в работе [1].

Интересно рассмотреть случай, когда напряжения в области G создаются плоской продольной или поперечной волной с волновым вектором \vec{k}_0 , падающей на плоскость



Фиг. 1



Фиг. 2

$z = 0$ под некоторым углом падения θ , причем волновой вектор \vec{k}_0 лежит в рассматриваемой плоскости, а область G представляет собой совокупность n отрезков G_j длиной a , расположенных на расстояниях $b - a$ между двумя ближайшими отрезками. При этом функция $s(\tau)$ будет представлять собой бегущую волну с волновым числом, являющимся проекцией \vec{k}_0 на плоскость $z = 0$.

В случае, когда продольная волна падает из твердого тела, находящегося вне твердого полупространства, с плотностью и постоянными упругости, равными соответствующим величинам твердого полупространства, компоненты напряжений k_{zz} и k_{xz} , создаваемые продольными волнами с углом падения θ , можно представить, исходя из выражений для напряжений через смещения, как $k_{zz} = \frac{k_t^2 - k_l^2}{k_l^2} + \cos 2\theta$,

$k_{xz} = \sin 2\theta$. Подобное представление для амплитуд напряжений будет являться хорошим приближением и при наличии тонкой упругой прослойки в области G . Функцию $g(x - \tau)$ при $x > 0$ для продольных волн, используя (4), можно представить

$$g(x) = -A \left[(k_R^2 + s^2) \left(\frac{k_t^2 - k_l^2}{k_l^2} + \cos 2\theta \right) - 2ik_R s \sin 2\theta \right] e^{ik_R(x-\tau)},$$

где $A = k_l^2 / 4\mu k_R F'(k_R)$.

Вычисляя интегралы и производя суммирование в выражении (5), получим выражение для поверхностных смещений, создаваемых гребенчатой структурой в положительном направлении оси x :

$$u = -A \left[(k_R^2 + s^2) \left(\frac{k_t^2 - k_l^2}{k_l^2} + \cos 2\theta \right) - 2isk_R \sin 2\theta \right] \times \\ \times \frac{e^{-ik_R x} [e^{-ib(k_R - k_0 \sin \theta)n} - 1] [e^{ia(k_R - k_0 \sin \theta)} - 1]}{a(k_0 \sin \theta - k_R) [e^{-ib(k_R - k_0 \sin \theta)} - 1]}$$

Абсолютная величина этого выражения

$$A \sqrt{\left[(k_R^2 + s^2)^2 \left(\cos 2\theta + \frac{k_t^2 - k_l^2}{k_l^2} \right)^2 + 4s^2 k_R^2 \sin^2 2\theta \right]} \times \\ \times \frac{[1 - \cos a(k_R - k_0 \sin \theta)] [1 - \cos nb(k_R - k_0 \sin \theta)]}{a(k_R - k_0 \sin \theta) \sqrt{1 - \cos b(k_R - k_0 \sin \theta)}}$$

дает представление о характере зависимости амплитуды излучаемой рэлеевской волны от ее волнового числа, геометрических размеров излучателя и волнового числа плоской волны, создающей напряжения на периодической гребенчатой структуре.

Экспериментальная проверка результатов расчета проводилась путем возбуждения пьезопреобразователя прямоугольными радиоимпульсами с частотой заполнения от 1 до 2,5 Мгц. Для получения зависимости амплитуды рэлеевской волны от угла падения продольной волны использовался полуцилиндр (фиг. 1) с перемещаемым по его цилиндрической поверхности ползунком 1, на котором укреплена пьезопластина 2. Прием рэлеевских волн осуществлялся методом клина.

На фиг. 2 дана теоретическая кривая, которая нормирована относительно ее максимального значения, а также нанесены экспериментальные точки. Можно отметить хорошее совпадение теоретической кривой и экспериментальных точек в области главного максимума.

Полученные результаты позволяют рассчитывать излучатели гребенчатого типа с заданным соотношением амплитуд рэлеевских волн, распространяющихся в двух противоположных направлениях. Таким образом, излучатели рэлеевских волн гребенчатого типа могут быть однонаправленными, что до сих пор было исключительным преимуществом излучателей рэлеевских волн по методу клина.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Викторов. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэля и Лэмба в технике. М., «Наука», 1966.

Государственный н.-и. институт
теплоэнергетического приборостроения
Москва

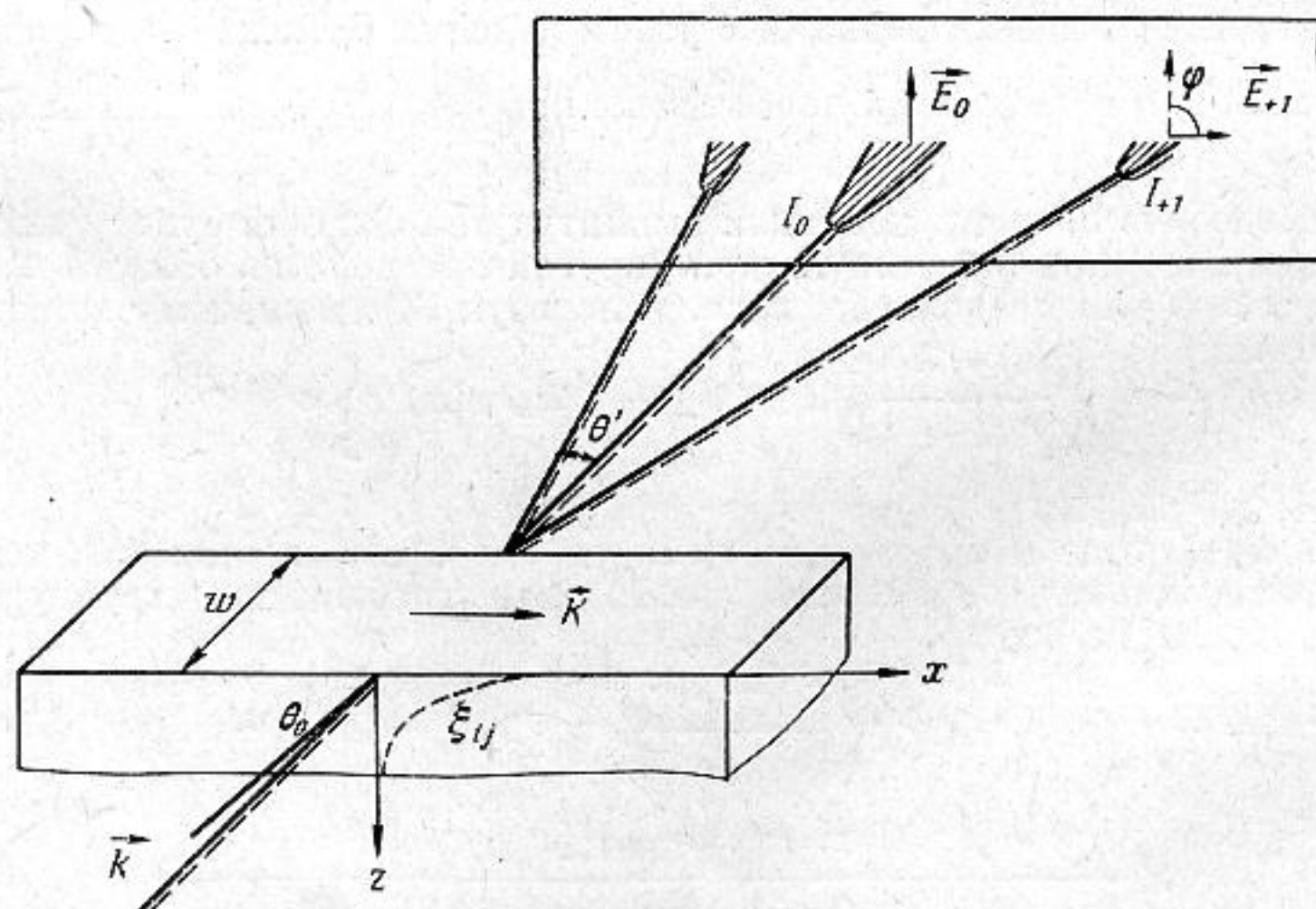
Поступило в редакцию
19 февраля 1970 г.

УДК 534.231.1:535.42

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОТРОПНОГО ТВЕРДОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА С ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНОЙ

С. В. Богданов, И. Б. Яковкин

В настоящее время появился ряд работ, посвященных взаимодействию поверхностных волн в твердом теле с когерентным светом [1—6]. В этих работах была продемонстрирована возможность измерения таких характеристик поверхностной волны, как их амплитуда и скорость распространения. Тем не менее, для полной характе-



Фиг. 1

ристики акустических свойств поверхности необходимо знать распределение динамических деформаций в приповерхностном слое твердого тела.

Тензор деформации ξ_{ij} в поверхностной волне, распространяющейся вдоль свободной границы изотропного тела в направлении x (см. фиг. 1) содержит три компоненты, а именно, ξ_{11} , ξ_{33} и ξ_{13} .

Рассмотрим экспериментальные возможности исследования распределения деформации поверхностной волны по z . Пусть свет с волновым вектором k падает на