

Дальнейшее увеличение усилия обкатывания ( $P$ ) приводит к перенаклепу — разрушению поверхностного слоя металла, уменьшению микротвердости, увеличению глубины наклепа. Перенаклеп приводит к увеличению коэффициента затухания. Характер изменения коэффициента затухания при прочих равных условиях (шероховатость, степень и глубина наклепа и другое) зависит от частоты поверхностных волн.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Б у к о в. Ю. Г. Ш н е й д е р. Экспериментальное исследование влияния качества поверхности на затухание поверхностных волн. Акуст. ж., 1960, 6, 4, 501—503.

Ленинградский институт  
авиационного приборостроения

Поступило в редакцию  
24 мая 1961 г.

### К РАСЧЕТУ ФАЗОВЫХ СКОРОСТЕЙ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН ПРИ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЯХ УПРУГОЙ ПОЛОСЫ

Ю. К. Коненков

В работе [1] было выведено трансцендентное уравнение, решение которого позволяет находить фазовые скорости нормальных волн при изгибных колебаниях тонкой полосы. В случае задачи о распространении волн в пластинке с закрепленными краями это уравнение можно привести к виду:

$$\frac{\operatorname{ctg} \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}}{\operatorname{cth} \frac{\sqrt{2\Omega - \Omega_n}}{2}} = \frac{\sqrt{\Omega_n}}{\sqrt{2\Omega - \Omega_n}} \quad (1)$$

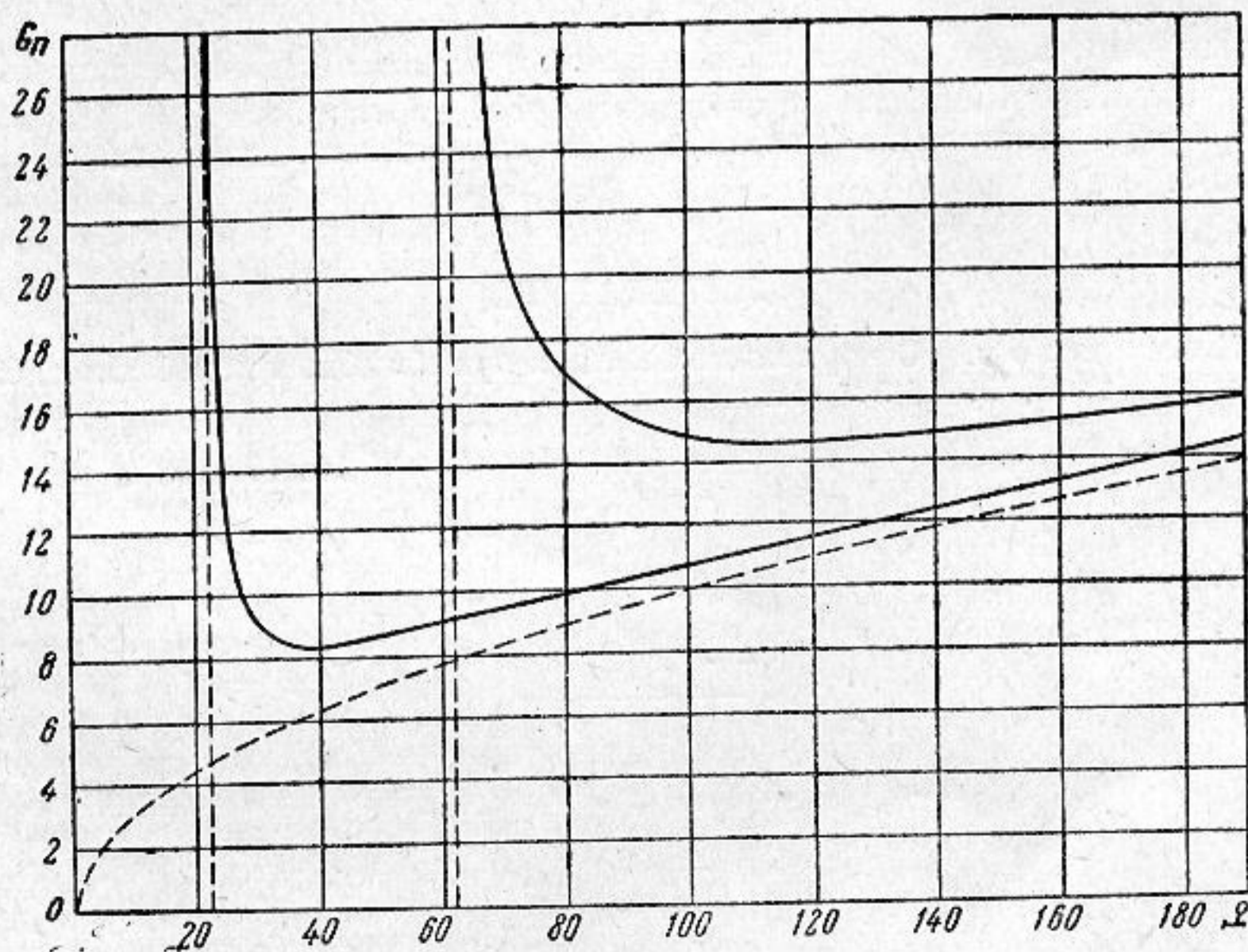
(для симметричных волн);

$$\frac{\operatorname{tg} \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}}{\operatorname{th} \frac{\sqrt{2\Omega - \Omega_n}}{2}} = \frac{\sqrt{\Omega_n}}{\sqrt{2\Omega - \Omega_n}} \quad (2)$$

(для антисимметричных). Здесь через  $\Omega$  обозначена безразмерная частота колебаний, так что в любом частном случае

$$\omega = \Omega \sqrt{\frac{\mu(\mu + \lambda)}{3\rho(2\mu + \lambda)} \frac{h}{H^2}}, \quad (3)$$

где  $\lambda$  и  $\mu$  — параметры Ламэ,  $\rho$ ,  $h$ ,  $H$  — соответственно плотность, толщина и ширина пластины.  $\Omega_n$  — собственная безразмерная частота колебаний  $\Omega_n = (k_x H)^2$  (см. [1]),  $\omega$  — круговая частота колебаний.





Для данной задачи можно указать сравнительно простой способ вычисления безразмерной фазовой скорости  $G_n$  каждой нормальной волны

$$G_n = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega - \Omega_n}}, \quad (4)$$

так что в любом частном случае фазовая скорость этой волны будет

$$C_n = G_n \sqrt{\frac{\mu(\mu + \lambda)}{3\rho(2\mu + \lambda)} \frac{h}{H}}. \quad (5)$$

Решение (1) и (2) в нулевом приближении (которое отличается от точного при любых значениях  $\Omega$  и  $\Omega_n$  не более чем на 0,8%) может быть представлено зависимостью

$$\Omega^0 = \frac{\Omega_n}{2 \cos^2 \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}} \quad n^2 \pi^2 \leq \Omega_n \leq (n+1)^2 \pi^2; \quad n = 2k + 1$$

для симметричных волн и

$$\Omega^0 = \frac{\Omega_n}{2 \sin^2 \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}} \quad n^2 \pi^2 \leq \Omega_n \leq (n+1)^2 \pi^2; \quad n = 2k$$

для антисимметричных волн.

Практически точное решение получается уже при следующем шаге в последовательном приближении:

$$\Omega' = \frac{\Omega_n}{2} \left[ 1 + \frac{\operatorname{cth}^2 \left( \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2} \operatorname{tg} \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2} \right)}{\operatorname{ctg}^2 \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}} \right]$$

для симметричных волн и

$$\Omega' = \frac{\Omega_n}{2} \left[ 1 + \frac{\operatorname{th}^2 \left( \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2} \right)}{\operatorname{tg}^2 \frac{\sqrt{\Omega_n}}{2}} \right] \quad (6)$$

для антисимметричных волн.

Вычисляя для каждого значения  $\Omega_n$  по формуле (6) величину  $\Omega$ , а затем величину  $G_n$  по формуле (4), можно составить универсальную таблицу или график зависимости  $G_n = G_n(\Omega)$ .

Эта зависимость для первых симметричной и антисимметричной волн изображена нами на графике. Пунктирная кривая соответствует скорости  $G = \sqrt{\Omega}$  в пределе, когда  $\lambda/H = 0$ . Построение начинается от критических значений  $\Omega_{1\text{кр}} = 22,37$ ,  $\Omega_{2\text{кр}} = 61,67$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. К. Коненков. О нормальных волнах при изгибных колебаниях пластинки. Акуст. ж., 1960, 5, 1, 57—64.

Москва

Поступило в редакцию  
29 июля 1961 г.