АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том VII 1961 Вып. 2

О ЗВУКОИЗОЛЯЦИИ СЛОИСТЫХ ПЕРЕКРЫТИЙ ПРИ УДАРНОМ ШУМЕ

В. И. Заборов

Исследуется улучшение звукоизоляции от ударного шума «плавающим» полом с учетом волновых процессов в упругом слое. Получена простая формула для расчета величины улучшения звукоизоляции. Сравнение теории с экспериментом показывает их хорошее совпадение.

Первый расчет звукоизоляции перекрытия от ударного шума принадлежит Кремеру [1—3], который представил перекрытие в виде тонкой изотропной пластинки неограниченной протяженности, возбуждаемой сосредоточенным импульсом. Упругое основание «плавающего» пола описано гипотезей Винклера. В дальнейшем другими авторами [4, 5] было учтено влияние граничных условий и принято более близкое к действительности выражение воздействия на перекрытие ударной машины в виде периодической последовательности импульсов.

Экспериментальное исследование улучшения звукоизоляции от ударного шума «плавающими» полами [6—7] показывает, что на средних и высоких частотах теория дает преувеличенные значения звукоизоляции.

Для объяснения этого факта рассмотрим волновые процессы, возникающие в упругом слое. Пусть перекрытие состоит из прямоугольной тонкой изотропной пластинки, шарнирно опертой по контуру, на которую через упругую прокладку уложена вторая плита (фиг. 1). Примем, что цилиндрическая жесткость D_1 «плавающей» плиты значительно меньше цилиндрической жесткости D_2, что имеет место в перекрытиях, и ею можно пренебречь. Нетрудно показать, что влиянием деформаций сдвига в упругом слое при расчете звукоизоляции от ударного шума можно пренебречь. Поэтому упругую прокладку мы будем рассматривать как плоскопараллельный изотропный слой, деформации в котором происходят только в направлении, нормальном к слою.

В этом случае уравнение движения слоя будет

$$c^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \ddot{w} \quad \left(c = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}\right), \tag{1}$$

где c — скорость звука в слое, λ и μ — постоянные Ламе, в общем случае комплексные, ρ — плотность упругого слоя. Граничными условиями будут служить уравнения движения плит:

$$m_1 \ddot{w} = q + \sigma_z \quad \text{при } z = -h, \tag{2}$$

$$D_2 (1 + i\eta_n) \nabla^4 w + m_2 \ddot{w} = -\sigma_z \quad \text{при } z = 0. \tag{3}$$

Здесь $\sigma_z = (\lambda + 2\mu)\, \partial w / \partial z$ — нормальные напряжения в слое, η_n — коэффициент потерь в плите, q — нагрузка, действующая в центре перекрытия в виде периодических импульсов I через каждые T *сек*, m_1 и m_2 — массы единицы площади плит.

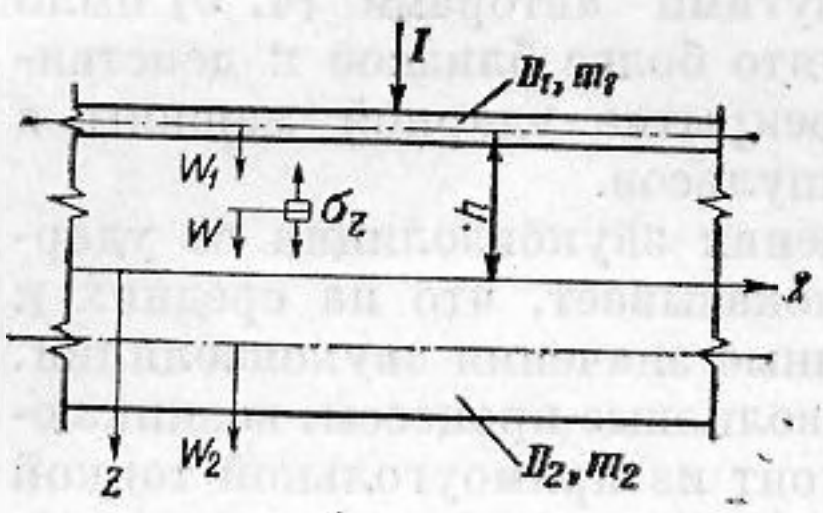
Присоединим сюда начальные условия $w(x, y, z, 0) = w_0$, $\dot{w}(x, y, z, 0) = \dot{w}_0$. Функцию w будем разыскивать в виде $w = \sum_m \sum_n w_{mn}(z, t)\, \psi_{mn}$,

где $\psi_{mn} = \sin\frac{m\pi x}{a}\sin\frac{n\pi y}{b}$ — фундаментальная функция для прямоугольной пластинки со сторонами a, b.

Для интегрирования уравнений (1) — (3) при данном типе нагрузки удобно воспользоваться операционным методом. При этом чисто периодическая часть смещения несущей плиты $w_2 = w(x, y, 0, t)$ в интервале $0 < t < T$, определенная по способу Лурье [8], оказывается равной

$$w_2(x, y, t) = \frac{4Ic}{abm_1h}\sum_{m=1,3\ldots}\sum_{n=1,3,\ldots}\sum_{k=1,2,\ldots}(-1)^{\frac{m+n-2}{2}}\frac{\cos\frac{\beta_{mnk}c}{h}(t-T/2)}{X(\beta_{mnk})\sin\frac{\beta_{mnk}cT}{2h}}\psi_{mn}, \quad (4)$$

где $X(\beta_{mnk}) = 2\beta_{mnk}\frac{c^2}{h^2}(\lambda_1+1)\cos\beta_{mnk} + \beta_{mnk}\left(p_{mn}^2\lambda_2 + p_1^2 - \beta_{mnk}^2\frac{c^2}{h^2}\lambda_2\right) + \left(p_{mn}^2\lambda_2 + p_1^2 - 3\beta_{mnk}^2\frac{c^2}{h^2}\lambda_2\right)\sin\beta_{mnk}$, $\lambda_1 = \frac{m_2}{m_1}$, $\lambda_2 = \frac{m_2}{\rho h}$, $p_{mn} = \sqrt{\frac{D_2}{m_2}} \times \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2\right]$, $p_1 = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{m_1h}}$ — резонансная частота колебаний верхней части перекрытия, когда упругое основание характеризуется только коэффициентом жесткости $k = \frac{\lambda+2\mu}{h}$.



Фиг. 1

Частота собственных колебаний системы $p_{mnk} = \frac{\beta_{mnk}c}{h}$ определяется из уравнения

$$p_{mn}^2\lambda_1 - \left(\frac{\beta c}{h}\right)^2(\lambda_1+1) = \left[p_{mn}^2\lambda_2 + p_1^2 - \left(\frac{\beta c}{h}\right)^2\lambda_2\right]\beta\,\mathrm{tg}\,\beta. \quad (5)$$

Каждой форме колебаний несущей плиты (m, n) соответствует бесчисленное множество корней β_{mnk}.

При неподвижной нижней плите $(m_2 = \infty)$ получаем известное уравнение частот [9]:

$$\beta\,\mathrm{tg}\,\beta = \rho h / m_1. \quad (6)$$

Улучшение звукоизоляции перекрытия от ударного шума мы определим следующим образом:

$$\Delta L = 10\lg\bar{v}_{\text{ср}}^2 / v_{\text{ср}}^2,$$

где $\bar{v}_{\text{ср}}$ и $v_{\text{ср}}$ — усредненные по площади и за промежуток времени между ударами T значения абсолютной величины скорости смещения несущей плиты при частоте p_{mnk} соответственно при отсутствии и наличии «плавающего» пола.

Получим

$$\Delta L = 20\lg\frac{X(\beta_{mnk})\beta_{mnk}}{2\lambda_1 p_{mnk}^2} + 10\lg\frac{\eta_c}{\eta_n}, \quad (7)$$

причем η_c — коэффициент потерь в упругом слое. С ростом частоты спектр собственных частот системы быстро уплотняется. Полагая, начиная со средних частот, допустимыми все частоты колебаний системы $p_{mnk} = 2\pi f$ и задавая $\beta_{mnk} = p_{mnk}h / c$, из уравнения (5) находим вели-

чину p_{mn}, которую и подставляем в (7). При

$$\beta = \sin\beta \tag{8}$$

выражение (7) переходит в формулу улучшения звукоизоляции без учета волновых процессов в упругом слое, когда последний рассматривается как основание в смысле гипотезы Винклера [4]:

$$\Delta L = 10\lg\left[\left(\frac{\lambda_1+1}{\lambda_1}\right)^2 + \frac{f^2}{f_1^2}\left(\frac{f^2}{f_1^2} - 2\frac{\lambda_1-1}{\lambda_1}\right)\right], \quad \left(f_1 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{m_1 h}}\right), \tag{9}$$

а при $f > 2f_1$ $\Delta L = 40\lg f/f_1$ [3].

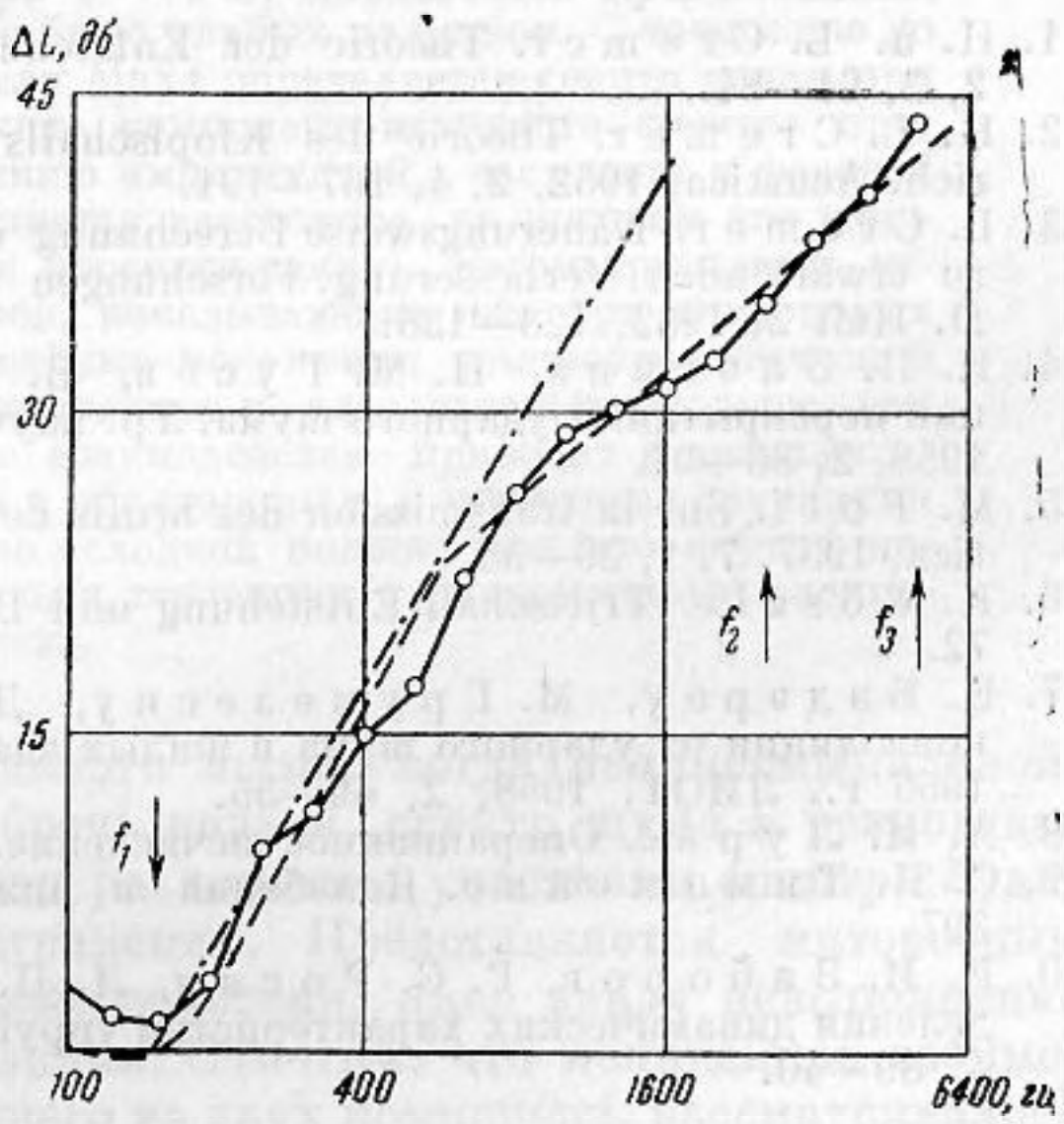
Следовательно, условием (8) определяется граница применимости формул, не учитывающих волновых явлений в упругом слое. С точностью до 2 *дб* они справедливы при

$$f < \frac{c}{6h} \approx f_1\sqrt{\frac{m_1}{\rho h}}, \tag{10}$$

т. е. когда длина волны в слое больше шестикратной его толщины.

Так, при упругой прокладке из мягкой древесно-волокнистой плиты толщиной 2,5 *см* (по измерениям [10] $c = 8{,}4 \cdot 10^3$ *см/сек*) упрощенные формулы верны лишь до 560 *гц*.

График улучшения звукоизоляции, определяемый выражением (7), имеет провалы в областях, лежащих около резонансных частот верхней плиты, которые определяются из решения уравнения (6).



Фиг. 2

Известно, что частоты собственных колебаний системы с несколькими степенями свободы на высоких частотах близки к парциальным. В частности, частоты p_{mnk} нашей системы при достаточно больших β_{mnk} будут примерно равны частотам колебаний несущей плиты p_{mn}. Если заменить для этого случая величину $\sin^2\beta$ ее средним значением, равным $^1/_2$, и пренебречь влиянием потерь, то из (7) получим следующую приближенную формулу улучшения звукоизоляции для $f \geqslant f_1\sqrt{m_1/\rho h}$:

$$\Delta L = 20\lg f/f_1 + 10\lg m_1/\rho h - 3. \tag{11}$$

Отсюда следует, что волновые процессы в упругом слое замедляют рост улучшения звукоизоляции от ударного шума с 12 (см.(9)) до 6 *дб* на октаву.

Проверка полученных результатов производилась в акустических камерах Уральского филиала Академии строительства и архитектуры СССР. На сплошную железобетонную плиту толщиной 12 *см*, площадью 9 *м*^{2} и массой 29,3 *г/см*^{2} укладывалась мягкая древесно-волокнистая плита толщиной 1, 2 *см* и массой 0,24 *г/см*^{2}. На последнюю по слою рубероида была уложена цементная стяжка толщиной 3 *см* и массой 6,5 *г/см*^{2}.

Перекрытие возбуждалось стандартной ударной машиной. Измеренная величина первой резонансной частоты пола f_1 оказалась равной 150 *гц*. Уровни звукового давления под перекрытием измерялись трактом в со-

ставе конденсаторного микрофона, спектрометра с $^1/_3$ октавным фильтром и быстродействующего регистратора уровней на выходе*. Результаты измерений представлены на фиг. 2 в виде сплошной линии; пунктиром изображены теоретические кривые по формулам (9) и (11), штрих-пунктиром — кривая по Кремеру [3].

Вычисленные значения улучшения звукоизоляции (отложенные по оси ординат), хорошо совпали с измеренными.

Таким образом, замедление роста улучшения звукоизоляции от ударного шума на средних и высоких частотах может быть объяснено возникновением резонансных явлений в упругом слое. Отсюда вытекает и существенная роль веса упругой прокладки. Звукоизолирующие от ударного шума материалы должны быть не только упругими, но и легкими.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. u. L. Cremer. Theorie der Entstehung des Klopfschalls. Frequenz, 1948, 2, 3, 61—84.
2. H. L. Cremer. Theorie des Klopfschalls bei Decken mit schwimmenden Estrich. Acustica, 1952, 2, 4, 167—191.
3. L. Cremer. Näherungsweise Berechnung der von einem schwimmenden Estrich zu erwartenden Verbesserung. Forschungen und Fortschritte im Bauwesen. Reihe D. Heft 2, 1952, 123—136.
4. И. П. Блохина, Н. М. Гусев, В. И. Заборов. Исследование изоляции перекрытиями ударного шума. Тр. научн. конфер. 21—25 авг. 1956 г. ЛИОТ, 1958, 2, 86—91.
5. M. Foti. Sur la transmission des bruifs de choc par les planchers flottants. Acustica, 1957, 7, 1, 29—55.
6. K. Gösele. Trittschall-Entstehung und Dämmung. Akust. Beih., 1956, 1, 67—72.
7. Е. Бэдэрэу, М. Грумезеску, Д. Марку. Некоторые вопросы звукоизоляции от ударного шума в жилых зданиях. Тр. научн. конфер. 21—25 авг. 1956 г., ЛИОТ, 1958, 2, 49—55.
8. А. И. Лурье. Операционное исчисление. М.— Л., ГТТИ, Изд. 2-ое, 1951.
9. С. П. Тимошенко. Колебания в инженерном деле. М., Физматгиз, 1959, 297.
10. В. И. Заборов, Г. С. Росин, Л. П. Тюменцева. Прибор для определения динамических характеристик упругих материалов. Строит. матер., 1960, 4, 39—40.

Уральский филиал Академии строительства
и архитектуры СССР
г. Челябинск

Поступила в редакцию
24 октября 1960 г.

* Измерения проведены Г. С. Росиным, Л. П. Тюменцевой, С. И. Карповым.