

УДК 534.1

## ШУМОЗАЩИТНЫЕ СВОЙСТВА БАРЬЕРОВ, РАЗМЕЩЕННЫХ ВДОЛЬ ОБЕИХ СТОРОН ТРАНСПОРТНОЙ МАГИСТРАЛИ

И. В. ВОВК\*, В. Т. МАЦЫПУРА\*\*

\*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

\*\*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Получено 07.09.2010

Исследованы шумозащитные свойства барьеров для случаев, когда они размещены вдоль обеих сторон транспортной магистрали. Шум транспортного потока моделировался источником звука в виде бесконечной пульсирующей полосы. Рассмотрены барьеры с акустически жесткими стенками и стенками, поглощающими звук. Показано, что для наличия акустически жестких стенок характерно появление резонансных явлений в области между барьерами, которые приводят к резкому ухудшению их шумозащитных свойств в отдельных относительно узких частотных полосах. В тех случаях, когда стенки барьеров – звукопоглощающие, резонансные эффекты практически отсутствуют и шумозащитные свойства существенно улучшаются. Проявление резонансов в межбарьерной области можно несколько ослабить и за счет небольшого наклона барьеров.

Досліджено шумозахисні властивості бар'єрів для випадків, коли вони розміщуються вздовж обох сторін транспортної магістралі. Шум транспортного потоку змодельовано джерелом звуку у вигляді нескінченної пульсуючої смуги. Розглянуто бар'єри з акустично жорсткими стінками та стінками, які поглинають звук. Показано, що для наявності акустично жорстких стінок характерна поява резонансних явищ в області поміж бар'єрами, що призводить до різкого погіршення їхніх шумозахисних властивостей в окремих вузьких частотних смугах. У тих випадках, коли стінки бар'єрів – звукопоглинаючі, резонансні ефекти практично відсутні й шумозахисні властивості суттєво покращуються. Прояв резонансів у міжбар'єрній зоні можна дещо послабити також за рахунок невеликого нахилу бар'єрів.

Noise-protective properties of the barriers are considered for the cases of their location along the both sides of traffic artery. The traffic noise is modeled by the sound source in form of the infinite pulsing strip. The barriers with the hard and sound absorbing walls have been considered. For presence of the acoustically hard walls, the occurrence of resonant phenomena is shown to be typical, that leads to abrupt decrease of their noise protection in the separate narrow frequency bands. In the cases when the barrier's walls are the sound absorbing ones, the resonant effects are almost absent and noise-protective properties are essentially improved. Also, manifestation of the resonances might be somewhat weakened by the allowance of slight slope of the barriers.

### ВВЕДЕНИЕ

Анализ многочисленных литературных источников (см., например, [1–7] и обширную библиографию в них) показывает, что при изучении шумозащитных свойств барьеров, размещаемых вдоль транспортных магистралей, как правило, рассматриваются случаи, когда барьер установлен только на одной обочине дороги. В то же время, на практике нередко встречаются случаи, когда необходимо защитить от транспортного шума обе стороны прилегающего к трассе пространства. Тогда барьеры размещаются вдоль обеих ее обочин. На рис. 1 представлена фотография, сделанная одним из авторов на дорогах Италии. Видно, что шумозащитные барьеры установлены по обе стороны данной автомагистрали. Можно предположить, что в этом случае, если расстояние между барьерами будет кратно некоторой части длины волны, могут возникать резонансные явления, способные снизить общую эффективность шумозащиты. Этот вывод в некоторой степени подтвер-



Рис. 1. Участок автомагистрали с шумозащитными барьерами вдоль обеих ее сторон

ждается результатами работы [8], где в результате модельного эксперимента установлен факт резкого колебания акустического давления в зонах за барьерами.

Цель данной статьи заключается в разработке строгого эффективного метода расчета акустических свойств системы из двух барьеров, расположенных вдоль обочин с обеих сторон транспорт-

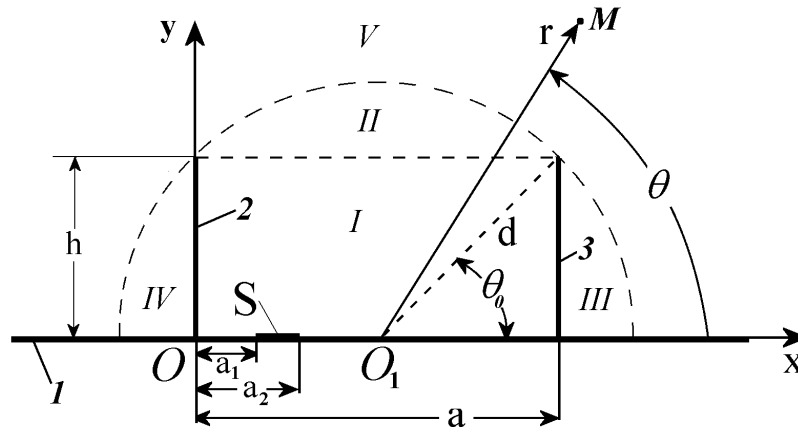


Рис. 2. Геометрия математической модели системы из двух барьеров:  
1 – поверхность земли, 2, 3 – барьеры

ной магистрали и анализ эффективности такой системы при разных акустических свойствах стенок барьеров.

## 1. ФИЗИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛИ СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ БАРЬЕРОВ

Рассмотрим следующую физическую модель системы из двух барьеров. Будем считать, что на бесконечной акустически жесткой поверхности 1, моделирующей поверхность земли, в точках  $x=0$  и  $x=a$  установлены два бесконечных вдоль направления, перпендикулярного к плоскости рисунка, барьера 2 и 3 высотой  $h$  (рис. 2). Поверхность  $0 < x < a$ ,  $y=0$  между ними моделирует транспортную магистраль. На ней параллельно к барьерам расположен источник звука  $S$  в виде бесконечной пульсирующей полосы, моделирующей звук, создаваемый транспортным потоком. Положение источника ограничено координатами  $a_1 \leq x \leq a_2$ . Буквой  $M$  обозначена точка наблюдения. Полупространство  $y > 0$  заполнено воздушной средой с плотностью  $\rho$  и скоростью звука  $c$ . Обращенные к источнику  $S$  (освещенные) поверхности барьеров будем характеризовать комплексной акустической проводимостью  $Y$ , а теньевую поверхность во всех случаях считать акустически жесткой.

С точки зрения математики описанная физическая модель эквивалентна плоской задаче, когда звуковое поле не зависит от одной из координат (в нашем случае от координаты, перпендикулярной к плоскости рисунка). Принятые допущения об акустически жестких теньевых поверхностях барьеров и земли означают, что нормальные составляющие

колебательных скоростей на них равны нулю. Задание проводимости (или импеданса) на освещенных поверхностях барьеров дает возможность моделировать отражающие и поглощающие свойства реальных конструкций. Для гармонического источника искомое поле давления удовлетворяет уравнению Гельмгольца. Временная зависимость выбрана в виде  $\exp(-i\omega t)$  и ниже этот множитель везде опущен.

С одной стороны, такая модель в общих чертах адекватна ситуациям, встречающимся на практике, а с другой (как будет показано ниже), позволяет построить аналитическое решение и соответствующий ему эффективный вычислительный алгоритм.

## 2. ПОСТРОЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Для нахождения решения поставленной задачи введем декартову систему координат  $(x, y)$  с центром в точке  $O$  и полярную систему координат  $(r, \theta)$  с центром в точке  $O_1$ . Как следует из рис. 2, связь между координатами некоторой точки  $M$  в указанных системах координат такова:

$$x = r \cos \theta + b, \quad y = r \sin \theta, \quad |OO_1| = b, \quad (1)$$

$$r = \sqrt{(x-b)^2 + y^2}, \quad \cos \theta = \frac{x-b}{r}. \quad (2)$$

Решение задачи будем строить на базе метода частичных областей, который ранее успешно применялся нами для изучения шумозащитных

свойств барьеров различных конфигураций [3–7]. В соответствии с его идеей все пространство существования звукового поля разобьем на пять областей:

- область I представляет собой пространство между барьерами ( $0 \leq x \leq a$ ,  $0 \leq y \leq h$ );
- область II ограничена поверхностями ( $0 \leq x \leq a$ ,  $0 \leq y \leq h$ ) и ( $r = d$ ,  $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$ );
- область III ограничена поверхностями ( $a \leq x \leq d + b$ ,  $y = 0$ ), ( $x = a$ ,  $0 \leq y \leq h$ ) и ( $r = d$ ,  $0 \leq \theta \leq \theta_0$ );
- область IV ограничена поверхностями ( $-(d - b) \leq x \leq 0$ ,  $y = 0$ ), ( $x = 0$ ,  $0 \leq y \leq h$ ) и ( $r = d$ ,  $\pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$ );
- область V – внешность полукруга радиусом  $d = \sqrt{b^2 + h^2}$ , т.е.  $r \geq d$ ,  $0 \leq \theta \leq \pi$ .

Поле в области I следует представить в таком виде, чтобы иметь возможность удовлетворить:

- 1) граничным условиям на поверхности дороги ( $0 \leq x \leq a$ ,  $y = 0$ );
- 2) импедансным условиям на поверхностях барьеров;
- 3) условиям сопряжения звуковых полей на поверхности ( $0 \leq x \leq a$ ,  $y = h$ ).

Указанные условия могут быть выполнены, если поле в области I представить в виде суперпозиции нормальных волн двух плоскопараллельных волноводов с жесткими поверхностями шириною  $a$  и  $h$  соответственно:

$$p_I = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(\beta_n^{(1)} x) \exp(i\gamma_n^{(1)} y) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(1)} \cos(\beta_n^{(1)} x) \exp(-i\gamma_n^{(1)} (y - h)) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(2)} \cos(\beta_n^{(2)} y) \exp(i\gamma_n^{(2)} x) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(3)} \cos(\beta_n^{(2)} y) \exp(-i\gamma_n^{(2)} (x - a)), \quad (3)$$

где

$$\beta_n^{(1)} = \frac{n\pi}{a}; \quad \gamma_n^{(1)} = \sqrt{k^2 - (\beta_n^{(1)})^2}; \quad \beta_n^{(2)} = \frac{n\pi}{h}; \quad \gamma_n^{(2)} = \sqrt{k^2 - (\beta_n^{(2)})^2}; \quad k = \frac{\omega}{c}. \quad (4)$$

Граничное условие на поверхности дороги ( $0 \leq x \leq a$ ,  $y = 0$ ) имеет вид

$$\frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_{II}}{\partial y} \Big|_{y=0} = V(x), \quad (5)$$

где  $V(x)$  – функция, задающая распределение амплитуды колебательной скорости звукового поля вдоль поверхности транспортной магистрали:

$$V(x) = \begin{cases} v_0, & a_1 \leq x \leq a_2, \\ 0, & 0 \leq x < a_1 \cup a_2 < x \leq a. \end{cases}$$

Подставив разложение (3) в граничное условие (5), определим связь между коэффициентами  $A_n$  и  $A_n^{(1)}$ :

$$A_n = A_n^{(1)} \exp(i\gamma_n^{(1)} h) + \frac{\rho c V_n}{a \delta_n \gamma_n^{(1)}}, \quad (6)$$

где  $\delta_0 = 1$ ,  $\delta_n = 0.5$  при  $n > 0$ , а величины  $V_n$  определяются как

$$V_n = \int_0^a V(x) \cos(\beta_n^{(1)} x) dx. \quad (7)$$

С учетом формулы (6) выражение (3) для поля в области I примет вид

$$p_I = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(1)} \cos(\beta_n^{(1)} x) [\exp(i\gamma_n^{(1)} (y + h)) + \exp(-i\gamma_n^{(1)} (y - h))] + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\rho c V_n}{a \delta_n \gamma_n^{(1)}} \cos(\beta_n^{(1)} x) \exp(-i\gamma_n^{(1)} y) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(2)} \cos(\beta_n^{(2)} y) \exp(i\gamma_n^{(2)} x) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(3)} \cos(\beta_n^{(2)} y) \exp(-i\gamma_n^{(2)} (x - a)). \quad (8)$$

Таким образом, благодаря должному выбору коэффициентов  $A_n^{(2)}$  и  $A_n^{(3)}$  можно удовлетворить импедансным условиям на поверхностях барьеров, а подходящий набор коэффициентов  $A_n^{(1)}$  позволит удовлетворить условиям сопряжения звуковых полей на границах областей I и II.

Поле давления в области II запишем в форме

$$p_{II} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(4)} \cos(\beta_n^{(1)} x) \exp(i\gamma_n^{(1)} (y - h)) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(5)} \frac{J_{\beta_n^{(3)}}(kr)}{J'_{\beta_n^{(3)}}(kd)} \cos(\beta_n^{(3)} (\theta - \theta_0)), \quad (9)$$

где

$$\beta_n^{(3)} = \frac{n\pi}{\pi - 2\theta_0}. \quad (10)$$

Здесь первая сумма представляет собой суперпозицию нормальных волн плоскопараллельного волновода шириною  $h$ . Она обеспечит сопряжение звуковых полей на границах областей I и II. Вторая сумма – это совокупность частных решений уравнения Гельмгольца в области в виде сектора круга радиуса  $d$ . Как следствие, при должном выборе коэффициентов  $A_n^{(5)}$  она позволяет удовлетворить произвольным условиям сопряжения полей на границе раздела областей II и V.

Подобную формуле (9) структуру будут иметь выражения для полей в областях III и IV:

$$p_{III} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(6)} \cos(\beta_n^{(2)} y) \exp(i\gamma_n^{(2)}(x - a)) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(7)} \frac{J_{\beta_n^{(4)}}(kr)}{J'_{\beta_n^{(4)}}(kd)} \cos(\beta_n^{(4)} \theta), \quad (11)$$

$$p_{IV} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(8)} \cos(\beta_n^{(2)} y) \exp(-i\gamma_n^{(2)} x) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(9)} \frac{J_{\beta_n^{(4)}}(kr)}{J'_{\beta_n^{(4)}}(kd)} \cos(\beta_n^{(4)} (\theta - (\pi - \theta_0))), \quad (12)$$

где

$$\beta_n^{(4)} = \frac{n\pi}{\theta_0}. \quad (13)$$

И, наконец, поле в области V представим как

$$p_V = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(10)} \frac{H_n^{(1)}(kr)}{(H_n^{(1)}(kd))} \cos(n\theta). \quad (14)$$

Теперь сформируем систему функциональных уравнений, определяющую условия непрерывности звукового поля на границах раздела областей I, II, III, IV, V и граничные условия на поверхностях барьеров:

$$p_I = p_{II}, \quad x = [0, a], \quad y = h, \quad (15)$$

$$\frac{\partial p_I}{\partial y} = \frac{\partial p_{II}}{\partial y}, \quad x = [0, a], \quad y = h, \quad (16)$$

$$\frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_I}{\partial x} = -Y p_I, \quad x = 0, \quad y = [0, h], \quad (17)$$

$$\frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p_I}{\partial x} = Y p_I, \quad x = a, \quad y = [0, h], \quad (18)$$

$$\frac{\partial p_{III}}{\partial x} = 0, \quad x = a, \quad y = [0, h], \quad (19)$$

$$\frac{\partial p_{IV}}{\partial x} = 0, \quad x = 0, \quad y = [0, h], \quad (20)$$

$$p_{II} = p_V, \quad r = d, \quad \theta = [\theta_0, \pi - \theta_0], \quad (21)$$

$$p_{III} = p_V, \quad r = d, \quad \theta = [0, \theta_0], \quad (22)$$

$$p_{IV} = p_V, \quad r = d, \quad \theta = [\pi - \theta_0, \pi], \quad (23)$$

$$\frac{\partial p_V}{\partial r} = \begin{cases} \frac{\partial p_{III}}{\partial r}, & r = d, \quad \theta = [0, \theta_0], \\ \frac{\partial p_{II}}{\partial r}, & r = d, \quad \theta = [\theta_0, \pi - \theta_0], \\ \frac{\partial p_{IV}}{\partial r}, & r = d, \quad \theta = [\pi - \theta_0, \pi]. \end{cases} \quad (24)$$

После подстановки выражений (3)–(14) в систему (15)–(24) проводим стандартную процедуру алгебраизации полученных функциональных уравнений, подобно работам [3–7]. Она приводит к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных коэффициентов  $A_n^{(1)}, \dots, A_n^{(10)}$ . Отметим, что для нас основной интерес представляют характеристики поля вдали от ребер барьеров. Как показывают многочисленные исследования, в этом случае достаточную точность численных результатов можно обеспечить с помощью метода простой редукции, удерживая в системе определенное количество неизвестных [7]. Как обычно, количество удерживаемых неизвестных в системе алгебраических уравнений определяют опытным путем, анализируя невязки при выполнении условий сопряжения на границе раздела частичных областей и закона сохранения энергии звукового поля. Опуская этот типичный этап (см., например в [4, 5, 7]), отметим, что вполне удовлетворительные с практической точки зрения результаты для нашей задачи можно получить, если общее количество неизвестных комплексных коэффициентов составляет около 300.

Наряду с распределением амплитуды звукового давления в окрестностях барьеров, особый интерес представляют интегральные оценки их шумозащитных свойств [4, 6]. Здесь наиболее целесообразно использовать энергетические характеристики звукового поля – полную мощность  $W_0$ , излучаемую источником (естественно, в присутствии ба-

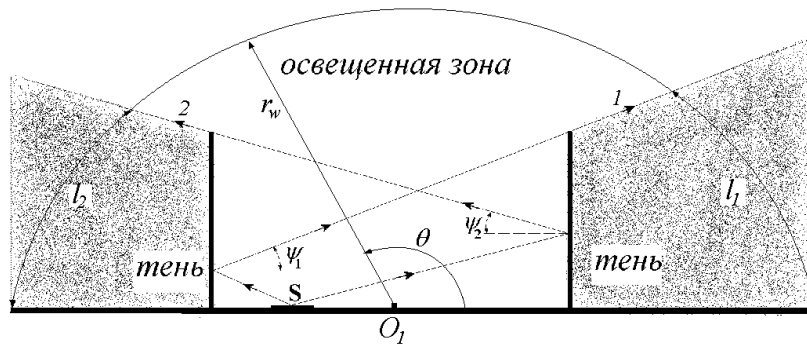


Рис. 3. К определению геометрической зоны тени источника за барьерами

рьеров) и мощность звука  $W_D$ , проникающего в зону геометрической тени при рассеянии звука на барьерах.

Учитывая это, в качестве интегрального критерия для оценки шумозащитных свойств барьера выберем величину [6]

$$G = \frac{W_D}{W_0}, \quad (25)$$

показывающую, какая часть излучаемой источником звуковой энергии попадает в зону геометрической тени барьеров. Поскольку рассматривается плоская задача дифракции звука на барьерах, то выражение для полной мощности источника на единицу его протяженности имеет вид

$$W_0 = \frac{1}{2} \int_0^a \operatorname{Re} [p(x, y = 0)] V(x) dx. \quad (26)$$

Величина  $W_D$  определяется как поток мощности звукового поля, который пронизывает дуги  $l_1$  и  $l_2$  радиуса  $r_w$ , расположенные в зоне геометрической тени барьеров (см. рис. 3). Дуги  $l_1$  и  $l_2$  ограничены с одной стороны поверхностью земли, а с другой – лучами 1 и 2, проходящими через кромки барьеров. Их положение в пространстве задается углами  $\psi_1$  и  $\psi_2$ . Значения этих углов и радиуса  $r_w$  позволяют определить диапазон изменения угла  $\theta$  полярной системы координат вдоль дуг  $l_1$  и  $l_2$  (указанная взаимосвязь легко устанавливается из геометрии модели). Это позволяет вычислить искомую величину  $W_D$  как интеграл от акустической интенсивности  $\mathcal{I}$  по дугам  $l_1$  и  $l_2$ :

$$W_D = \int_{l_1} \mathcal{I}(l_1) dl + \int_{l_2} \mathcal{I}(l_2) dl. \quad (27)$$

Заметим, что при достижении достаточно большого радиуса  $r_w$  ( $r_w \gg \lambda$ ,  $r_w \gg h$ ) величина мощности звукового поля, пронизывающего дуги  $l_1$  и  $l_2$ , практически не будет изменяться, поскольку в этом случае дуга интегрирования становится частью фронта волны, сформированной системой “источник – барьеры – поверхность земли”.

### 3. АНАЛИЗ РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ

Зададим следующие геометрические параметры рассматриваемой математической модели (см. рис. 2): высота барьера  $h = 4$  м, ширина транспортной магистрали  $a = 12$  м, ширина полосы, моделирующей источник шума  $S$  – от  $a_1 = 1$  м до  $a_2 = 3$  м. Радиус дуги, на которой подсчитывается поток звуковой энергии, выберем  $r_w = 2d \approx 7.2$  м. Для простоты будем считать, что амплитуда колебательной скорости для источника звука  $v_0 = 1$  м/с.

На рис. 4 представлены частотные зависимости энергетического коэффициента  $G$  при различных акустических свойствах освещенных сторон барьеров. Кривая 1 соответствует акустически жесткой; кривая 2 – полностью поглощающей поверхности барьеров; а кривая 3 – барьерам, на поверхности освещенных сторон которых располагается решетка резонаторов Гельмгольца (такая же, как примененная в [4]). Будем полагать, что акустические свойства обоих барьеров одинаковы и неизменны на всей поверхности.

Параметры отдельно взятого резонатора Гельмгольца зависят от его геометрических размеров, а именно, глубины  $b_1$  и ширины  $b_2$  камеры резонатора, диаметра  $2r_0$  и длины  $l$  его горла (полагаем, что сечение горла резонатора – круг, площадь которого  $\sigma_1 = \pi r_0^2$ , а сечение камеры – квадрат с площадью  $\sigma_2 = b_1 b_2$ ). Определив эти величины, можно

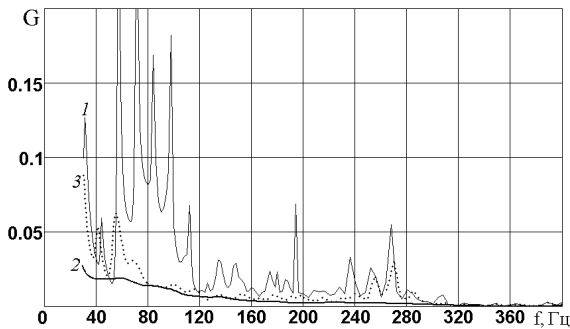


Рис. 4. Зависимость энергетического коэффициента  $G$  от частоты для трех вариантов поверхности освещенных сторон барьеров:

1 – акустически жесткая, 2 – полностью поглощающая, 3 – решетка резонаторов Гельмгольца (резонансные поглотители звука)

записать формулы для собственной частоты резонатора Гельмгольца в воздухе [9]:

$$f_0 \approx \frac{93r_0}{b_2 \sqrt{b_1(l + \Delta l)}}, \quad (28)$$

и импеданса, выраженного в долях  $\rho c$  и рассчитанного на единицу площади основания камеры резонатора  $\sigma_2$ :

$$\bar{Z} = \frac{n\tilde{r}}{\rho c} + i \left[ \operatorname{ctg} \frac{\omega b_1}{c} - \frac{\omega n}{c}(l + \Delta l) \right]. \quad (29)$$

Здесь  $\tilde{r}$  – коэффициент трения в элементах конструкции резонатора Гельмгольца (обычно, это мелкая сетка или ткань, которая размещается у горла резонатора, [9, 10]);  $n = \sigma_2 / \sigma_1$ . Величина  $\Delta l = \pi r_0 / 2$  обусловлена наличием так называемой присоединенной массы на концах горла резонатора.

Кривая 3 на рис. 4 получена при следующих параметрах резонатора Гельмгольца:  $b_1 = 0.40$  м,  $b_2 = 0.05$  м,  $2r_0 = 4 \cdot 10^{-3}$  м,  $l = 0.5 \cdot 10^{-3}$  м,  $\tilde{r} = 2$ . Соответствующая собственная частота резонатора Гельмгольца составила  $f_0 \approx 97$  Гц. Для кривых 1 и 2 величина удельного (на единицу площади) импеданса освещенной поверхности барьера, нормированного к величине  $\rho c$ , составляла  $Z = \infty$  и 1 соответственно.

Кривая 1 на этом графике фактически определяет потенциальные возможности классического барьера с акустически жесткими поверхностями. На ней можно условно выделить четыре частотных полосы – область очень низких частот (до 30 Гц), низкие (от 30 до 120 Гц), средние (от 120 до 300 Гц) и высокие (свыше 300 Гц) частоты. В первом диапазоне с понижением частоты кривая кру-

то идет вверх, характеризуя факт существенно-го снижения шумозащитных свойств барьера. Это является следствием его малой волновой высоты, что обуславливает ярко выраженную дифракцию волн за барьерами. Во втором диапазоне наблюдается ряд резких и относительно больших всплесков коэффициента  $G$ , однако его средний уровень с ростом частоты довольно быстро уменьшается. В третьем диапазоне также имеют место всплески, однако значительно более слабые, чем во втором. В четвертом диапазоне при повышении частоты кривая 1 асимптотически приближается к нулю.

Кривая 2 лежит существенно ниже кривой 1 и не имеет выраженных максимумов во всем рассматриваемом диапазоне частот. По сути, она демонстрирует те минимально возможные уровни энергетического коэффициента  $G$ , которых можно достичь, применяя барьеры с абсолютно поглощающими поверхностями. На участке очень низких частот (ниже 30 Гц) кривая 2 уходит вверх, однако не столь резко, как кривая 1, обеспечивая здесь существенное улучшение шумозащитных свойств, по сравнению с акустически жестким барьером.

Ход кривой 3, которая соответствует покрытию поверхности освещенной стороны барьеров решеткой резонаторов Гельмгольца, довольно существенно отличается от тенденций, демонстрируемых кривыми 1 и 2. В области низких частот вплоть до частоты 55 Гц кривая 3 близка к кривой 1 – ниже частоты резонанса резонаторов Гельмгольца барьер с решеткой из таких резонаторов практически не отличается от барьера с акустически жесткими поверхностями. Однако в области резонанса и вплоть до частоты 250 Гц наблюдается существенное улучшение шумозащитных свойств конструкции. Это особенно важно, поскольку для барьеров с акустически жесткими стенками в этом диапазоне частот частотной характеристики коэффициента  $G$  сильно изрезана и здесь наблюдаются значительные всплески. Естественно, для частот свыше 250 Гц, т.е. существенно области выше частоты резонанса резонаторов Гельмгольца, их эффективность падает и ход кривых 1 и 3 практически совпадает.

Таким образом, если нам известна полоса частот, где наблюдается интенсивный шум, рационально применять решетки из резонаторов, частота резонанса которых располагается в середине указанной полосы. Напомним, что барьеры такого типа уже используются на практике [2, 4].

Существенная неравномерность кривой 1 на рис. 4 (особенно на частотах от 50 до 120 Гц) побуждает к осмыслению полученного результата. Можно предположить, как это сделано выше, что

в частичной области I (см. рис. 2) имеют место резонансные явления. Они могут быть вызваны за счет образования стоячих волн между барьерами 2 и 3. Покажем, что такая возможность существует.

Учитывая, что источник звука  $S$  непосредственно нагружен на частичную область I, целесообразно оценить его удельный импеданс излучения. В рассматриваемой задаче его расчетная формула (с учетом нормировки к величине  $\rho c$ ) имеет вид

$$Z' = R' + iX' = \frac{1}{\rho c(a_2 - a_1)v_0} \int_{a_1}^{a_2} p(x, y = 0) dx. \quad (30)$$

На рис. 5 показана частотная зависимость вещественной  $R'$  (кривая 1) и мнимой  $X'$  (кривая 2) частей импеданса излучения источника  $S$ . Как видно из графика, с ростом частоты кривая 1 стремится к единице, а кривая 2 – к нулю. Такая тенденция типична для импеданса излучения любого источника звука. Положения всплесков вдоль частотной оси для кривых 1 на рис. 4 и 5 практически совпадают. Отмеченным всплескам вещественной части  $R'$  соответствуют резкие изменения в характере мнимой части  $X'$  импеданса излучения, т.е. отрицательные значения  $X'$  резко сменяются на положительные и обратно. Такой характер поведения этой величины указывает на то, что мы имеем дело со сложным (многорезонансным) источником звука в виде системы “излучающая полоса – межбарьерный объем”, для которого типична последовательная смена резонансов и антирезонансов [11]. Напомним, что при выбранной временной зависимости  $\exp(-i\omega t)$  значения  $X' < 0$  соответствуют импедансу массового, а  $X' > 0$  – упругого типа. Указанные особенности поведения  $R'$  и  $X'$  однозначно указывают на существование резонансных явлений в частичной области I, с которыми связаны резкие всплески излучаемой акустической мощности источника  $S$  и коэффициента  $G$ .

Интересно рассмотреть формирование пространственной картины звукового поля на резонансных частотах. Обратимся к рис. 6, на котором для ряда резонансных частот представлено нормированное к максимальному значению распределение амплитуды давления в окрестности транспортной магистрали с акустически жесткими барьерами. Для рис. 6, а–д их значения таковы: 31, 57, 71, 84, 249 Гц, т.е. это частоты на которых кривая 1 (см. рис. 4) имеет резкие пики. Как видим, во всех случаях в пространстве между барьерами наблюдается ярко выражен-

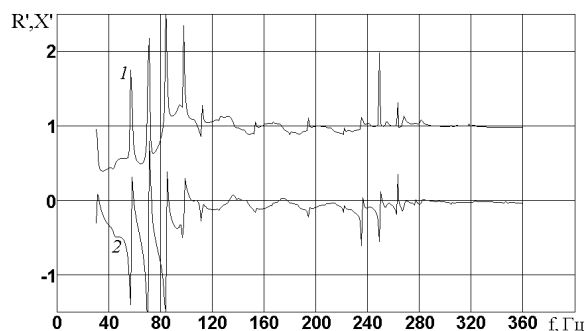


Рис. 5. Частотная зависимость импеданса излучения источника звука:  
1 – вещественная часть,  
2 – мнимая часть

ная стоячая волна вдоль оси  $Ox$ . Такие распределения характерны для поля амплитуды давления соответствующих мод плоскопараллельного волновода с жесткими границами. Действительно, функция  $\cos(n\pi x/a)$  определяет распределение давления в поперечном сечении для  $n$ -ой моды плоскопараллельного волновода шириной  $a$ , имеющего жесткие границы. Отсюда следует, что картина стоячих волн на рис. 6, а–д характерна для мод с номерами  $n=2, 4, 5, 6$  и  $9$  соответственно. Для сравнения на рис. 6, е представлена ситуация, когда пространственного резонанса нет, поскольку частота 64 Гц находится между резонансными частотами.

Таким образом, для исследуемой модели при определенных частотах источника звука в области между барьерами возникают резонансные явления, характерные для соответствующего волновода. Фактически наблюдается пространственный резонанс, когда энергия источника вкладывается в одну из мод волновода. Это исключает интерференцию между модами и, как следствие, резкое увеличение потока энергии в нем.

Очевидно, что одним из эффективных способов устранения явления пространственного резонанса будет использование барьеров с поглощающими стенками. Хорошей иллюстрацией к такому выводу служат пространственные распределения амплитуд давления, представленные на рис. 7 и 8. Здесь рис. 7 соответствует ситуации с идеально поглощающими освещенными поверхностями барьеров, а рис. 8 – покрытию этих поверхностей решеткой резонаторов Гельмгольца. Сравнивая эти графики с рис. 6, б, в, д, нетрудно заметить существенное различие в пространственной структуре звуковых полей. При этом, если на рис. 8 периодичность в изменении амплитуды давления еще

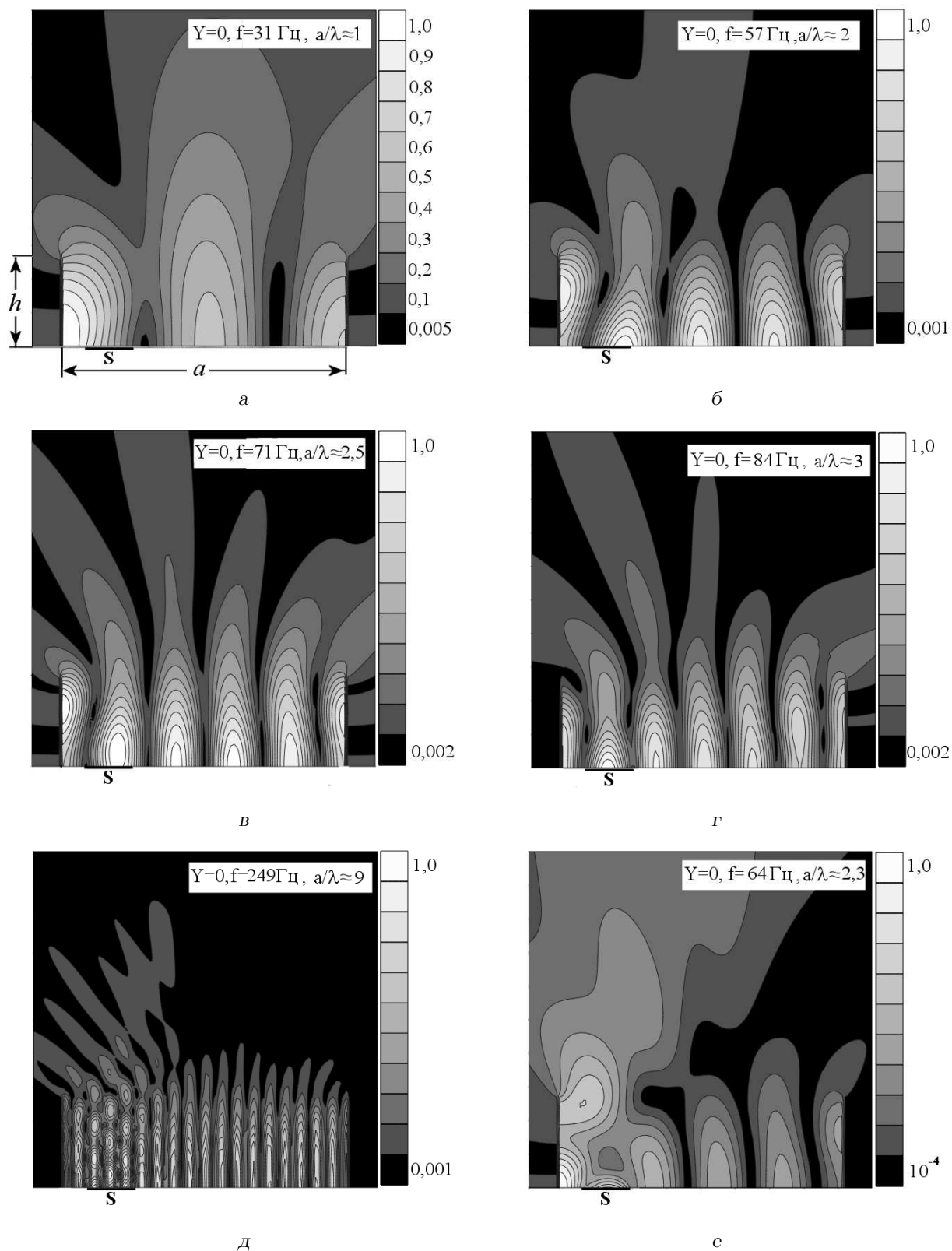


Рис. 6. Распределение амплитуды давления в окрестности транспортной магистрали, когда все поверхности барьеров акустически жесткие:  
 а -  $f=31 \text{ Гц}$ , б -  $f=57 \text{ Гц}$ , в -  $f=71 \text{ Гц}$ , г -  $f=84 \text{ Гц}$ , д -  $f=249 \text{ Гц}$ , е -  $f=64 \text{ Гц}$



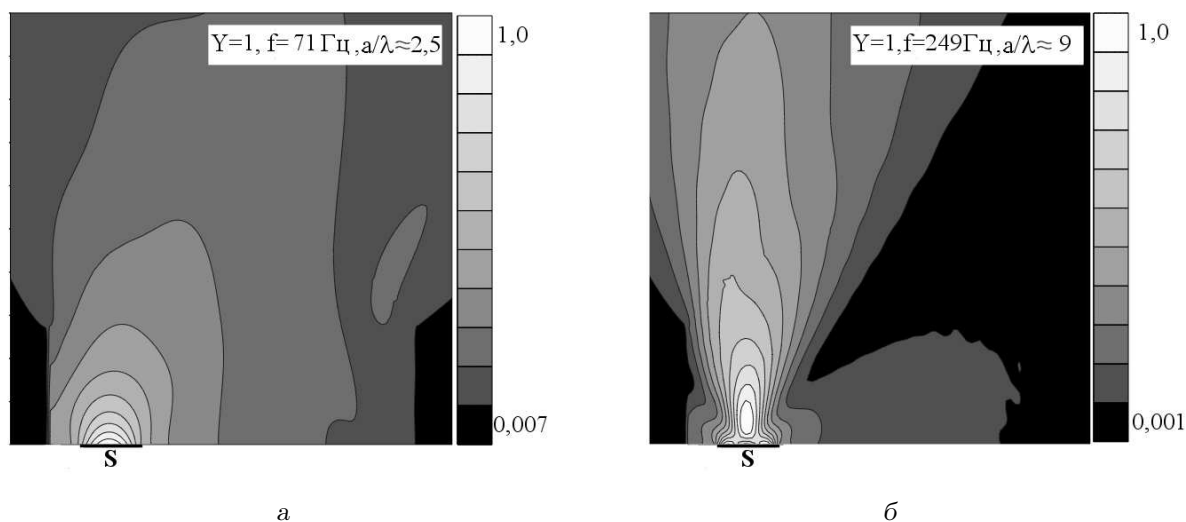


Рис. 7. Распределение амплитуды давления в окрестности транспортной магистрали, когда освещенные поверхности барьеров являются идеально поглощающими:

$a - f = 71 \text{ Гц}$ ,  $б - f = 249 \text{ Гц}$

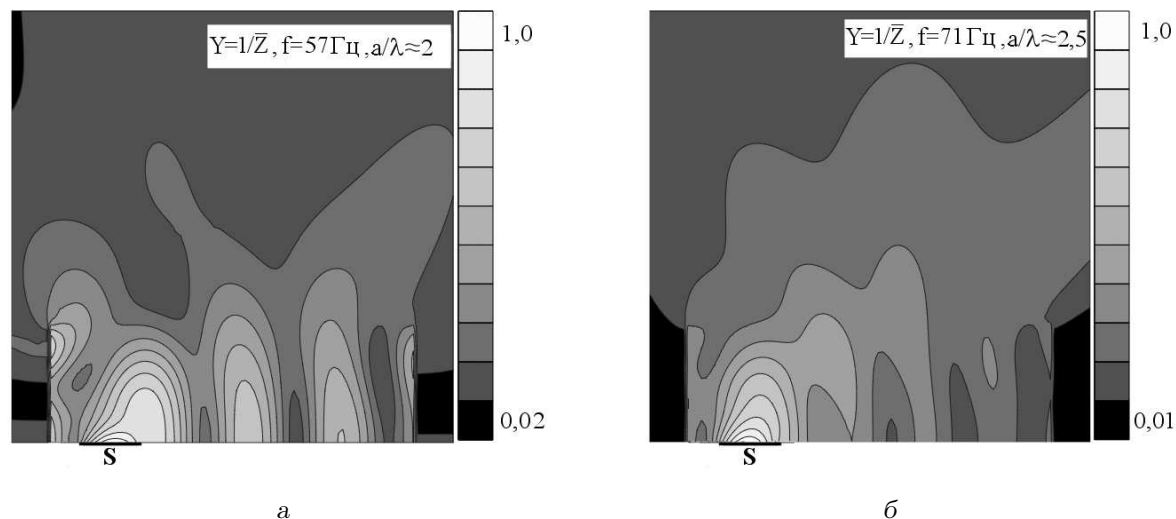


Рис. 8. Распределение амплитуды давления в окрестности транспортной магистрали, когда освещенные поверхности барьеров покрыты решеткой резонаторов Гельмгольца:

$a - f = 57 \text{ Гц}$ ,  $б - f = 71 \text{ Гц}$

слабо просматривается, то на рис. 7, который соответствует полностью поглощающим поверхностям барьеров, резонансная структура поля полностью отсутствует.

Следует отметить, что ослабления резонансных явлений, возникающих в межбарьерной области, можно добиться не только путем нанесения на их стенки звукопоглощающих покрытий. Можно предположить, что более простой способ состоит в обеспечении некоторого (возможно, небольшого) наклона барьеров вовне от магистрали. Если

внимательно посмотреть на приведенный во введении рис. 1, можно заметить, что барьеры действительно слегка наклонены. Теоретически это должно ослабить резонансные явления в межбарьерной области. Однако, чтобы дать количественную оценку степени влияния наклона на коэффициент  $G$  и на распределение звукового поля между барьерами, необходимо разработать соответствующие физическую и математическую модели и выполнить необходимые расчеты. Покажем, как это можно сделать.

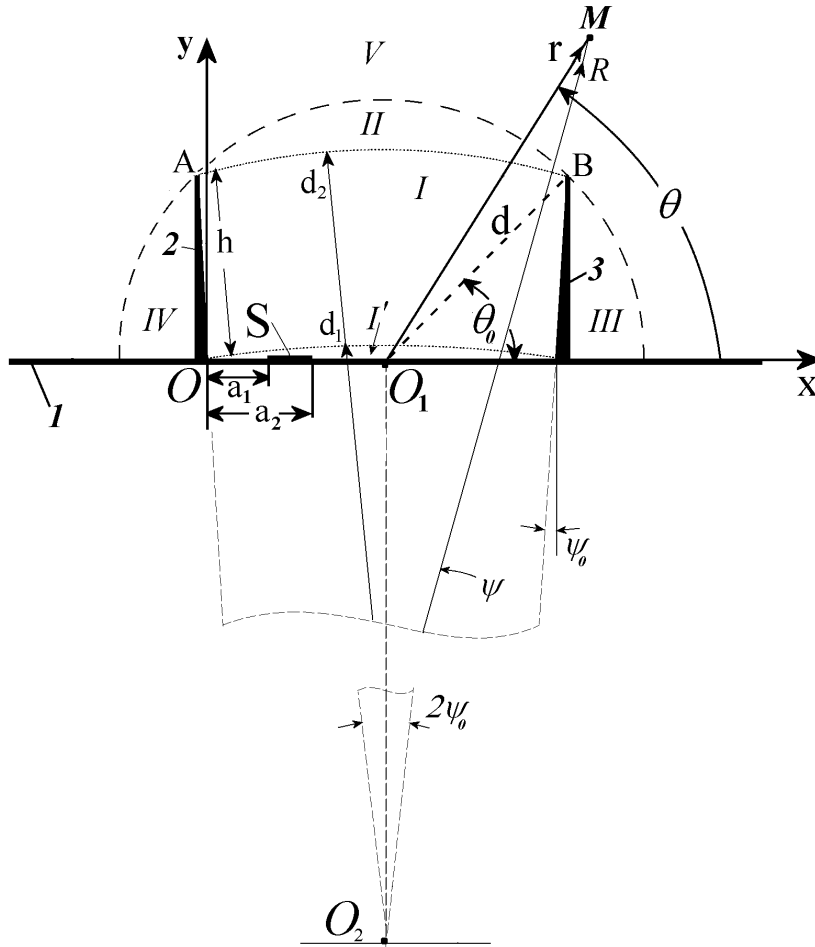


Рис. 9. Геометрия системы барьеров с наклоном:  
 1 – поверхность земли, 2, 3 – барьеры

**4. БАРЬЕРЫ С НАКЛОНОМ**

Если барьеры имеют наклон, то геометрия рассмотренной выше математической модели (см. рис. 2) изменится и примет вид, показанный на рис. 9. Для анализа этой задачи следует ввести еще одну полярную систему координат  $(R, \psi)$  с центром в точке  $O_2$ . Наклон барьеров задается углом  $\psi_0$ . Поскольку в реальных конструкциях угол наклона – величина достаточно малая, то с целью упрощения выкладок наклоненные барьеры 2 и 3 целесообразно представить как конструкции с треугольными профилями (см. рис. 9).

Новая геометрия задачи приводит к изменению формы частичных областей и к появлению еще одной частичной области, которую мы обозначили как  $I'$ . Теперь все пространство существования звукового поля разбивается на шесть областей:

- область  $I'$  ограничена поверхностями  $(0 \leq x \leq a, y=0)$  и  $(R=d_1, \pi/2-\psi_0 \leq \psi \leq \pi/2+\psi_0)$ , где  $d_1 = |O_2O| = b/\sin \psi_0$ ;
- область  $I$  ограничена барьерами и поверхностями  $(R=d_1, \pi/2-\psi_0 \leq \psi \leq \pi/2+\psi_0)$  и  $(R=d_2, \pi/2-\psi_0 \leq \psi \leq \pi/2+\psi_0)$ , где  $d_2 = |O_2A| = h+d_1$ ;
- область  $II$  ограничена поверхностями  $(R=d_2, \pi/2-\psi_0 \leq \psi \leq \pi/2+\psi_0)$  и  $(r=d, \theta_0 \leq \theta \leq \pi-\theta_0)$ , где  $d = \sqrt{(h \cos \psi_0)^2 + (b+h \sin \psi_0)^2}$ ;
- область  $III$  ограничена поверхностями  $(a+h \sin \psi_0 \leq x \leq d+B, y=0)$ ,  $(x=a+h \sin \psi_0, 0 \leq y \leq h \cos \psi_0)$  и  $(r=d, 0 \leq \theta \leq \theta_0)$ ;
- область  $IV$  ограничена поверхностями  $(-(d-b) \leq x \leq -h \sin \psi_0, y=0)$ ,  $(x=-h \sin \psi_0,$

$0 \leq y \leq h \cos \psi_0$ ) и ( $r = D, \pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$ );

- область V есть внешность полукруга радиусом  $d$ , т. е.  $r \geq d, 0 \leq \theta \leq \pi$ .

Запишем выражения для звуковых полей в указанных частичных областях:

$$p_{IV} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{(1)} \cos(\alpha_n x) \exp(i\eta_n y) + \sum_{n=0}^{\infty} B_n^{(2)} \frac{J_{\beta_n^{(1)}}(kR)}{J'_{\beta_n^{(1)}}(kd_1)} \cos(\beta_n^{(1)}(\psi - \psi_{00})), \quad (31)$$

где

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{a}, \quad \eta_n = \sqrt{k^2 - \alpha_n^2},$$

$$\psi_{00} = \frac{\pi}{2} - \psi_0, \quad \beta_n^{(1)} = \frac{n\pi}{2\psi_0};$$

$$p_I = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(1)} \frac{H_{\beta_n^{(1)}}^{(1)}(kR)}{\left(H_{\beta_n^{(1)}}^{(1)}(kd_1)\right)'} \times \cos(\beta_n^{(1)}(\psi - \psi_{00})) + \quad (32)$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(2)} \frac{J_{\beta_n^{(1)}}(kR)}{J'_{\beta_n^{(1)}}(kd_2)'} \cos(\beta_n^{(1)}(\psi - \psi_{00}));$$

$$p_{II} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(3)} \frac{H_{\beta_n^{(1)}}^{(1)}(kR)}{\left(H_{\beta_n^{(1)}}^{(1)}(kd_2)\right)'} \times \cos(\beta_n^{(1)}(\psi - \psi_{00})) + \quad (33)$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(4)} \frac{J_{\beta_n^{(3)}}(kr)}{J'_{\beta_n^{(3)}}(kd)} \cos(\beta_n^{(3)}(\theta\theta_0)),$$

где

$$\beta_n^{(3)} = \frac{n\pi}{\pi - 2\theta_0};$$

$$p_{III} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(5)} \cos(\beta_n^{(2)} y) \times \exp(i\gamma_n^{(2)}(x - (a + h \sin \psi_0))) + \quad (34)$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(6)} \frac{J_{\beta_n^{(4)}}(kr)}{J'_{\beta_n^{(4)}}(kd)} \cos(\beta_n^{(4)} \theta);$$

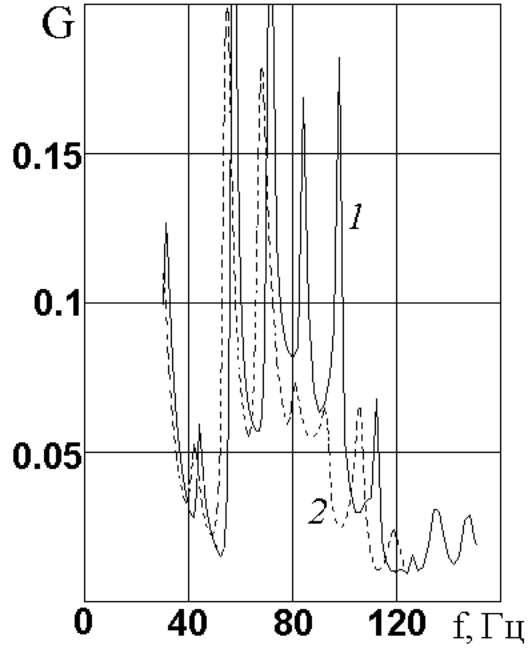


Рис. 10. Зависимость энергетического коэффициента  $G$  от частоты:  
1 – барьеры без наклона (см. также рис. 4),  
2 – барьеры с наклоном (угол  $\psi_0 = 10^\circ$ )

$$p_{IV} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(7)} \cos(\beta_n^{(2)} y) \times \exp(-i\gamma_n^{(2)}(x + h \sin \psi_0)) + \quad (35)$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(8)} \frac{J_{\beta_n^{(4)}}(kr)}{J'_{\beta_n^{(4)}}(kd)} \cos(\beta_n^{(4)}(\theta - (\pi - \theta_0))),$$

где

$$\beta_n^{(2)} = \frac{n\pi}{h \cos \psi_0}, \quad \gamma_n^{(2)} = \sqrt{k^2 - (\beta_n^{(2)})^2},$$

$$\beta_n^{(4)} = \frac{n\pi}{\theta_0};$$

$$p_V = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(9)} \frac{H_n^{(1)}(kr)}{\left(H_n^{(1)}(kd)\right)'} \cos(n\theta). \quad (36)$$

Запись условий сопряжения звуковых полей на границах частичных областей и последующее построение аналитического решения задачи опускаем, поскольку они принципиально не отличаются от процедур, проделанных нами выше. Перейдем непосредственно к анализу численных результатов. Наша цель состоит в получении ответа

на вопрос: насколько эффективно наклон барьеров способствует улучшению их шумозащитных свойств?

Для прояснения ситуации на рис. 10 представлены расчетные значения коэффициента  $G$  в зависимости от частоты для двух случаев – при отсутствии наклона барьеров и при их наклоне, равном  $10^\circ$ . Анализируя эти графики, следует отметить, что сильная изрезанность кривой 1 в диапазоне частот от 40 до 120 Гц и наличие резких всплесков, которые характерны для вертикальных барьеров, в определенной мере ослабляются при их наклоне (кривая 2). При этом амплитуды всплесков вблизи частот 57 и 71 Гц уменьшаются, а в окрестности частот 84 и 98 Гц – практически исчезают. Как показывают расчеты, и на более высоких частотах кривая 2 существенно меньше изрезана, чем кривая 1. Это свидетельствует о том, что такое конструктивное решение как придание барьерам небольшого наклона действительно способствует некоторому улучшению их шумозащитных свойств и может представлять практический интерес.

## ВЫВОДЫ

1. Решена задача о дифракции звуковых волн на шумозащитных барьерах, размещенных по обеим обочинам транспортной магистрали. Предполагается, что поверхности стенок барьеров могут быть акустически жесткими, идеально поглощающими или покрытыми искусственными резонансными поглотителями.
2. Получены численные результаты для широкого диапазона частот, проведен их анализ и установлены связи между шумозащитными свойствами барьеров и акустическими свойствами их стенок. В частности, установлено, что максимальной эффективностью обладают барьеры, стенки которых поглощают звуковые волны. Значительно менее эффективными являются барьеры с акустически жесткими стенками. Установлено также, что от-

носительно низкая эффективность барьеров с жесткими стенками обусловлена резонансными явлениями, возникающими в межбарьерной области.

3. Решена задача о дифракции звуковых волн на шумозащитных барьерах для случая, когда они имеют наклон во внешнюю сторону от транспортной магистрали.
  4. Показано, что придание барьерам небольшого наклона во внешнюю сторону от транспортной магистрали способствует некоторому улучшению шумозащитных свойств барьеров за счет ослабления резонансных явлений в межбарьерной области.
1. *May D. N., Osman M. M.* Highway noise barriers: New shapes // *J. Sound Vib.*– 1980.– **71**.– P. 73–101.
  2. *Осипов Г. Л., Юдин Е. Я., Хюбнер Г., Сергеев М. В. и др.* Снижение шума в зданиях и жилых районах.– М.: Стройиздат, 1987.– 558 с.
  3. *Вовк И. В., Мацыпура В. Т., Сотникова Т. А.* Об одном методе повышения эффективности шумоподавляющих барьеров // *Акуст. вісн.*– 2006.– **9**, № 2.– С. 17–26.
  4. *Вовк И. В., Мацыпура В. Т.* Влияние свойств поверхностей шумозащитного барьера на его эффективность // *Акуст. вісн.*– 2010.– **13**, № 1.– С. 3–10.
  5. *Вовк И. В., Конченко Т. А., Мацыпура В. Т.* Об одном строгом методе оценки акустических свойств шумоподавляющих барьеров // *Акуст. вісн.*– 2004.– **7**, № 4.– С. 21–27.
  6. *Вовк И. В., Сотникова Т. А.* Интегральные акустические характеристики V-образного шумоподавляющего барьера // *Акуст. вісн.*– 2007.– **10**, № 3.– С. 25–29.
  7. *Грінченко В. Т., Вовк І. В., Мацыпура В. Т.* Основы акустики.– К.: Наук. думка, 2007.– 640 с.
  8. *Kai Ming Li, Man Pun Kwok, Ming Kan Law* A ray model for hard parallel noise barriers in high-rise cities // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 2008.– **123**, № 1.– P. 121–132.
  9. *Ржевкин С. Н.* Курс лекций по теории звука.– М.: Изд-во МГУ, 1960.– 336 с.
  10. *Фурдуев В. В.* Электроакустика.– М.-Л.: ОГИЗ, 1948.– 516 с.
  11. *Скучик Е.* Простые и сложные колебательные системы.– М.: Мир, 1971.– 557 с.