

## АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ШУМОЗАЩИТНОГО БАРЬЕРА С КОЗЫРЬКОМ

И. В. ВОВК Т. А. СОТНИКОВА

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев*

### ВВЕДЕНИЕ

Данная статья является продолжением серии работ, посвящённых исследованию акустических свойств шумозащитных барьеров. Ранее нами были рассмотрены классический и V-образный шумозащитные барьеры [1-3]. По статистике второе место по распространённости после классического барьера в виде вертикальной стенки занимает барьеры с козырьком или Г-образный барьеры [4,5] (см. рис. 1). Но поскольку их конструкция является более усложнённой в сравнении с классической, то естественным является вопрос – приносит ли это какую-либо пользу. Ниже нами предлагаются теоретический метод для оценки акустических характеристик барьера с козырьком и результаты их анализа.



а



б

Рис. 1. Примеры барьеров с козырьком

### 1. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БАРЬЕРА

Опираясь на те же принципы что и в предыдущих работах [1, 2] будем полагать, что идеализированная физическая модель исследуемого барьера имеет следующее строение: поверхность земли представлена бесконечной акустически жесткой поверхностью, на которой в точке  $O$  установлен Г-образный барьер, состоящий из основной акустически жесткой стенки высотой  $r_h$  с углом наклона относительно земли  $\theta_0$ , и расположенного на верхней кромке барьера наклонного акустически жесткого козырька длиной  $d$  с углом наклона относительно земли  $\theta_1$  (рис.2).

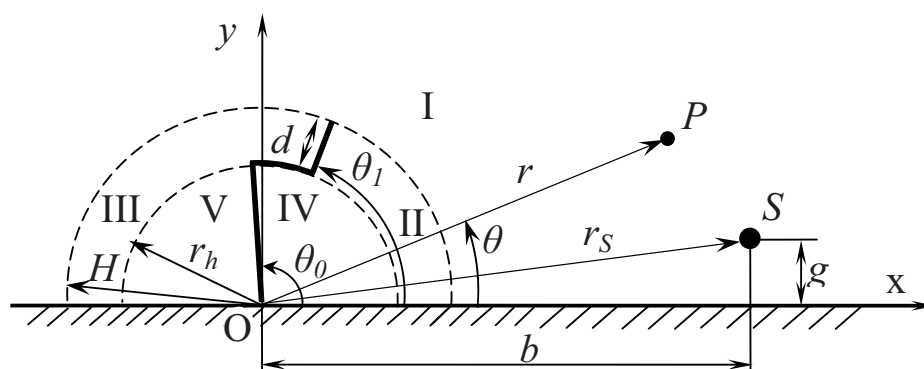


Рис. 2. Геометрия задачи

Справа от барьера, на высоте  $g$  относительно поверхности земли и на расстоянии  $b$  от барьера, поместим линейный гармонический источник звука в виде бесконечной пульсирующей нити моделирующей звук создаваемый транспортным потоком, который в рассматриваемой плоской задаче обозначен точкой  $S$ . Сам барьер тоже имеет бесконечную протяжённость вдоль оси  $z$ , направленной перпендикулярно плоскости рисунка. Нашей задачей является определение звукового поля, создаваемого источником, как в освещенной области, так и в области геометрической тени за барьером. Само собой разумеется, что все полупространство, окружающее барьер, заполнено воздухом, который смоделирован идеально сжимаемой средой с плотностью  $\rho$  и скоростью звука  $c$ . Точка наблюдения обозначена буквой  $P$ .

Описанная физическая модель с точки зрения математики эквивалентна плоской задаче, когда звуковая волна не зависит от одной из координат (в нашем случае от координаты  $z$ ). Заданные акустические свойства поверхности означают, что нормальная составляющая колебательной скорости звукового поля на них равна нулю.

Принятая модель удобна тем, что позволяет построить строгое аналитическое решение для оценки поля давления при рассеянии звука на предложенной нами конструкции барьера. Естественно, что искомое поле давления должно удовлетворять уравнению Гельмгольца.

$$\Delta p + k^2 p = 0, \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad (1)$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа,  $\omega$  – угловая частота гармонической волны. Временной множитель  $\exp(-i\omega t)$  в дальнейшем будет опущен.

Ниже на основе оговоренных нами физических моделей барьера и источника, а также их акустических свойств, сформулируем соответствующие им математические модели.

## 2. ПОСТРОЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Для построения решения поставленной задачи введем полярную систему координат  $(r, \theta)$  с центром в точке  $O$  (см. рис. 2). На акустически жёстких поверхностях рассматриваемой модели производная по нормали к поверхности от давления должна быть равна нулю

$$\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_s = 0 \quad (2)$$

где:  $s$  – жесткие поверхности, а  $n$  – нормаль к ним.

Решение задачи будем строить на базе метода частичных областей [6]. В соответствии с основной идеей этого метода все пространство существования звукового поля разобьем на пять областей.

Область I занимает внешность полукруга радиусом  $H = r_h + d$ , т. е. описывается координатами

$$r \geq H, \quad 0 \leq \theta \leq \pi$$

с граничными условиями на поверхности земли ( $y = 0$ ):

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0, \quad \text{при} \begin{cases} \theta = 0 \\ \theta = \pi \end{cases}, \quad H \leq r \leq \infty. \quad (3)$$

Область II описывается координатами

$$r_h \leq r \leq H, \quad 0 \leq \theta \leq \theta_1.$$

Она ограничена правой поверхностью козырька барьера с одной стороны и землёй перед барьером – с другой, что порождает граничное условие

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0, \quad \text{при} \begin{cases} \theta = 0 \\ \theta = \theta_1 \end{cases}, \quad r_h \leq r \leq H. \quad (4)$$

Область III расположена слева от козырька и ограничена координатами

$$r_h \leq r \leq H, \quad \theta_1 \leq \theta \leq \pi.$$

Её граничные условиями на левой поверхности козырька с одной стороны и земли за барьером – с другой имеют вид

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0, \quad \text{при} \begin{cases} \theta = \theta_1 \\ \theta = \pi \end{cases}, \quad r_h \leq r \leq H. \quad (5)$$

Области IV и V представляют собой смежные сектора внутри круга радиусом  $r_h$ . Так область IV описывается координатами

$$r \leq r_h, \quad 0 \leq \theta \leq \theta_0.$$

Поскольку она ограничена землей и правой стенкой барьера, это порождает следующее граничное условие

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0, \quad \begin{cases} \theta = 0, & r \leq r_h \\ \theta = \theta_0, & r \leq r_h \end{cases}. \quad (6)$$

Область V лежит между землей и левой стенкой барьера, и ее координаты

$$r \leq r_h, \quad \theta_0 \leq \theta \leq \pi.$$

Этой области принадлежат следующие граничные условия

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0, \quad \begin{cases} \theta = \theta_0, & 0 \leq r \leq r_h \\ \theta = \pi, & 0 \leq r \leq r_h \end{cases}. \quad (5)$$

Описанное выделение частичных областей непосредственно связано со способом

построения граничной задачи. Именно для таких областей удастся построить частные решения уравнения Гельмгольца. При этом решение исходной граничной задачи сводится к выполнению условий сопряжения на границах частичных областей.

В рассматриваемой задаче источник звука может располагаться в трёх областях: в области I, когда  $r_S > H$ , в области II, когда  $r_h < r_S < H$  и в области IV, когда  $r_S < r_h$  (здесь, согласно рис. 2,  $r_S = (b^2 + g^2)^{1/2}$ ). Для того чтобы записать звуковое поле, возбуждаемое источником в указанных областях, необходимо воспользоваться формулой для функции Грина внутри бесконечного клина с акустически жесткими границами [7], которая связывает звуковое поле в произвольной точке пространства  $(r, \theta)$  с ее положением относительно точки размещения источника  $(r_S, \theta_S)$ .

$$p_0 = G(\vec{r}, \vec{r}_S) = \frac{\pi i}{2\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n J_{\nu_n}(kr_<) H_{\nu_n}^{(1)}(kr_>) \cos(\nu_n \theta_S) \cos(\nu_n \theta),$$

$$\nu_n = \frac{n\pi}{\alpha}, \quad \varepsilon_n = \begin{cases} 1, & n = 0 \\ 2, & n > 0 \end{cases},$$
(6)

где  $\alpha$  — угол раскрытия клина;  $r_<$  — меньшее из  $r$  и  $r_S$ , а  $r_>$  — большее из двух указанных расстояний.

Для случая, когда источник расположен в области I, угол раскрытия клина соответствует плоскости и составляет  $\pi$ . В таком случае выражение для давления звукового поля  $p_{0I}$ , излучаемого источником в соответствии с формулой (6), примет вид

$$p_{0I} = \frac{i}{2} \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n J_n(kr) H_n^{(1)}(kr_S) \cos(n\theta_S) \cos(n\theta), & H < r < r_S \\ \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n J_n(kr_S) H_n^{(1)}(kr) \cos(n\theta_S) \cos(n\theta), & r > r_S \end{cases},$$
(7)

Если источник расположен в области II, то угол раскрытия клина  $\alpha = \theta_1$  и выражение для давления звукового поля источника примет вид

$$p_{0II} = \frac{\pi i}{2\theta_1} \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n J_{\nu_n}(kr) H_{\nu_n}^{(1)}(kr_S) \cos(\nu_n \theta_S) \cos(\nu_n \theta), & r_h < r < r_S \\ \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n J_{\nu_n}(kr_S) H_{\nu_n}^{(1)}(kr) \cos(\nu_n \theta_S) \cos(\nu_n \theta), & r_S < r < H \end{cases},$$

$$\nu_n = \frac{n\pi}{\theta_1}.$$
(8)

И, наконец, для случая, когда источник звука расположен в области IV  $\alpha = \theta_0$ , а давление звукового поля источника  $p_{0IV}$  здесь будет иметь вид

$$p_{0IV} = \frac{\pi i}{2\theta_0} \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n J_{\nu_n}(kr) H_{\nu_n}^{(1)}(kr_S) \cos(\nu_n \theta_S) \cos(\nu_n \theta), & r < r_S, \\ \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n J_{\nu_n}(kr_S) H_{\nu_n}^{(1)}(kr) \cos(\nu_n \theta_S) \cos(\nu_n \theta), & r_S < r < r_h, \end{cases} \quad \nu_n = \frac{n\pi}{\theta_0},$$
(9)

Пусть для определенности  $r_S > H$ . Тогда звуковое поле в области I следует записать в виде

$$p_I = p_{0I} + \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{H_n^{(1)}(kr)}{H_n^{(1)}(kH)} \cdot \cos(n\theta).$$
(10)

где угловые функции  $\cos(n\theta)$  выбраны таким образом, чтобы автоматически удовлетворять граничным условиям на поверхности земли (3). Совокупность произвольных коэффициентов  $A_n$  позволяет выполнить условия сопряжения на границе с областями II и III.

Поле давления в области II представим в виде суперпозиции стоячих волн:

$$p_{II} = \sum_{n=0}^{\infty} \left( B_n \frac{J_{\alpha_n}(kr)}{J'_{\alpha_n}(kH)} + C_n \frac{N_{\alpha_n}(kr)}{N'_{\alpha_n}(kH)} \right) \cdot \cos(\alpha_n \theta), \quad \alpha_n = \frac{n\pi}{\theta_1} \dots \quad (11)$$

Здесь угловые функции  $\cos(\alpha_n \theta)$  выбраны согласно граничным условиям на жестких поверхностях земли и барьера (4) (при  $\theta=0$  и  $\theta=\theta_1$ ). Последовательность коэффициентов  $B_n$  обеспечивает выполнение условий сопряжения на границе с областью I.

Аналогично, для областей III – V звуковые поля запишем следующим образом:

$$p_{III} = \sum_{n=0}^{\infty} \left( D_n \frac{J_{\beta_n}(kr)}{J'_{\beta_n}(kH)} + E_n \frac{N_{\beta_n}(kr)}{N'_{\beta_n}(kH)} \right) \cdot \cos(\beta_n(\theta - \theta_1)), \quad \beta_n = \frac{n\pi}{\pi - \theta_1} \dots \quad (12)$$

$$p_{IV} = \sum_{n=0}^{\infty} L_n \frac{J_{\gamma_n}(kr_h)}{J'_{\gamma_n}(kr_h)} \cdot \cos(\gamma_n \theta), \quad \gamma_n = \frac{n\pi}{\theta_0} \dots \quad (13)$$

$$p_V = \sum_{n=0}^{\infty} K_n \frac{J_{\xi_n}(kr)}{J'_{\xi_n}(kr_h)} \cdot \cos(\xi_n(\theta - \theta_0)), \quad \xi_n = \frac{n\pi}{\pi - \theta_0} \dots \quad (14)$$

В выражениях (6) — (14) приняты стандартные обозначения для функций Бесселя, Ханкеля и Неймана.

Ещё раз подчеркнём, что наличие в выражении (10) слагаемого  $p_{0I}$  указывает на то, что источник расположен в области I. Если источник будет находиться в области II или IV, то соответственно слагаемое  $p_{0I}$  необходимо будет переместить из выражения (10) в выражение (11) или (13), не забывая при этом, что данное слагаемое должно иметь вид (8) либо (9) в зависимости от области.

Теперь сформируем систему функциональных уравнений, определяющую условия неразрывности звукового поля на границах областей I, II, III, IV и V.

$$p_I = \begin{cases} p_{II}, & \theta = [0, \theta_1], \\ p_{III}, & \theta = [\theta_1, \pi], \end{cases} \quad r = H \quad (15)$$

$$-\frac{\partial p_I}{\partial r} = -\frac{\partial p_{II}}{\partial r}, \quad r = H, \quad \theta = [0, \theta_1], \quad (16)$$

$$-\frac{\partial p_I}{\partial r} = -\frac{\partial p_{III}}{\partial r}, \quad r = H, \quad \theta = [\theta_1, \pi], \quad (17)$$

$$p_{II} = p_{IV}, \quad r = r_h, \quad \theta = [0, \theta_1], \quad (18)$$

$$-\frac{\partial p_{II}}{\partial r} = -\frac{\partial p_{IV}}{\partial r}, \quad r = r_h, \quad \theta = [0, \theta_1] \quad (19)$$

$$p_{III} = p_V, \quad r = r_h, \quad \theta = [\theta_0, \pi], \quad (20)$$

$$-\frac{\partial p_{III}}{\partial r} = -\frac{\partial p_V}{\partial r}, \quad r = r_h, \quad \theta = [\theta_1, \pi] \quad (21)$$

Проведя стандартную алгебраизацию функциональных соотношений (15) — (21), на основе использования свойств ортогональности соответствующих наборов угловых

функцій, получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных коэффициентов  $A_n, B_n, C_n, D_n, E_n, L_n$  и  $K_n$ . Вопросы касающиеся определения коэффициентов подробно изложены в работах [1, 6]. Вычислив же указанные коэффициенты и подставив их в выражения (15) – (21), мы можем рассчитать характеристики акустического поля с наперёд заданной точностью [1] в любой точке пространства вокруг барьера с козырьком, установленного на поверхности земли.

### 3. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Был проведен сравнительный анализ общего пространственного распределения звуковых полей давления для двух типов акустических барьеров: традиционного барьера в виде простой стенки (подробности смотри в [1]) и рассматриваемого Г-образного барьера (см. рис. 2). На рис. 3 представлены данные, рассчитанные для различных частот при фиксированном расстоянии от источника до барьера  $b = 6$  м и эффективной высоте барьера 4 м, при этом высота вертикальной стенки для Г-образного барьера составляет 3,5 м, а длина козырька  $d = 0,56$  м при угле наклона  $\theta_l = 80^\circ$ . В рассматриваемых примерах источник расположен у поверхности земли  $y = 0$  ( $\xi = 0$ ).

В качестве оценки свойств рассеянного на барьере звукового поля, выбрана величина изменения уровня звука  $\Delta L$ . Она определяется, как разность уровней звукового давления от источника в точке приёма с барьером и без него. Её динамический диапазон отображается в виде градации оттенков серого цвета, шкалы которых расположены возле правого края каждого рисунка. В соответствии с этими шкалами высокие уровни звукового давления отображаются светлыми тонами, а низкие – темными.

Анализируя представленные на рисунках данные, можно отметить, что для частот, при которых длина звуковой волны  $\lambda$  больше длинны козырька  $d$  (рис. 3,б –  $d/\lambda = 0,05$ , а рис. 3,г –  $d/\lambda = 0,14$ ) практически никакой разницы между классическим и Г-образным барьером по уровням ослабления звукового поля в зоне тени не наблюдается. Для случая же  $f = 850$  Гц (рис. 3,д и 3,е), когда  $d/\lambda = 1,4$  выигрыш барьера с козырьком составляет 3–4 дБ во всей зоне звуковой тени.

При этом следует заметить, что наличие козырька влияет не только на уровни звука в зоне тени, но и на размер самой зоны. Так на рис. 3,в – 3,е штрихпунктирная линия соответствует линии равного уровня  $\Delta L = 0$  дБ. И если принять, что данная линия является своеобразно границей между освещённой и теневой зонами, то можно увидеть, что для барьера с козырьком в обоих случаях зона тени шире.

Так же были проанализированы интегральные характеристики барьеров. В работе [3] обсуждалась целесообразность их применения при оценке эффективности шумозащитных барьеров. Напомним, что речь идёт о коэффициенте прохождения акустической энергии в зону тени барьера  $G = W_D / W_0$ , где  $W_0$  – полная энергия, излучаемая источником звука в присутствии барьера, а  $W_D$  – энергия звукового поля, проникающего в зону тени барьера.

На рис. 4 приведены графики зависимости величины  $G$  от частоты в диапазоне от 25 до 400 Гц для случая, когда для классического барьера  $r_h = 4$  м, а для Г-образного  $r_h = 3.4$  м и  $d = 3.56$  м при двух вариантах наклона козырька  $\theta_0$ . При этом для рис. 4,а расстояние между источником и барьером  $b = 6$  м, а для рис. 4,б —  $b = 3$  м.

Данные графики подтверждают, что в диапазоне частот до 400 Гц, на который приходится максимум спектра мощности транспортного шума [1], существенного выигрыша по уровню шумозащиты барьер с небольшим козырьком не приносит.

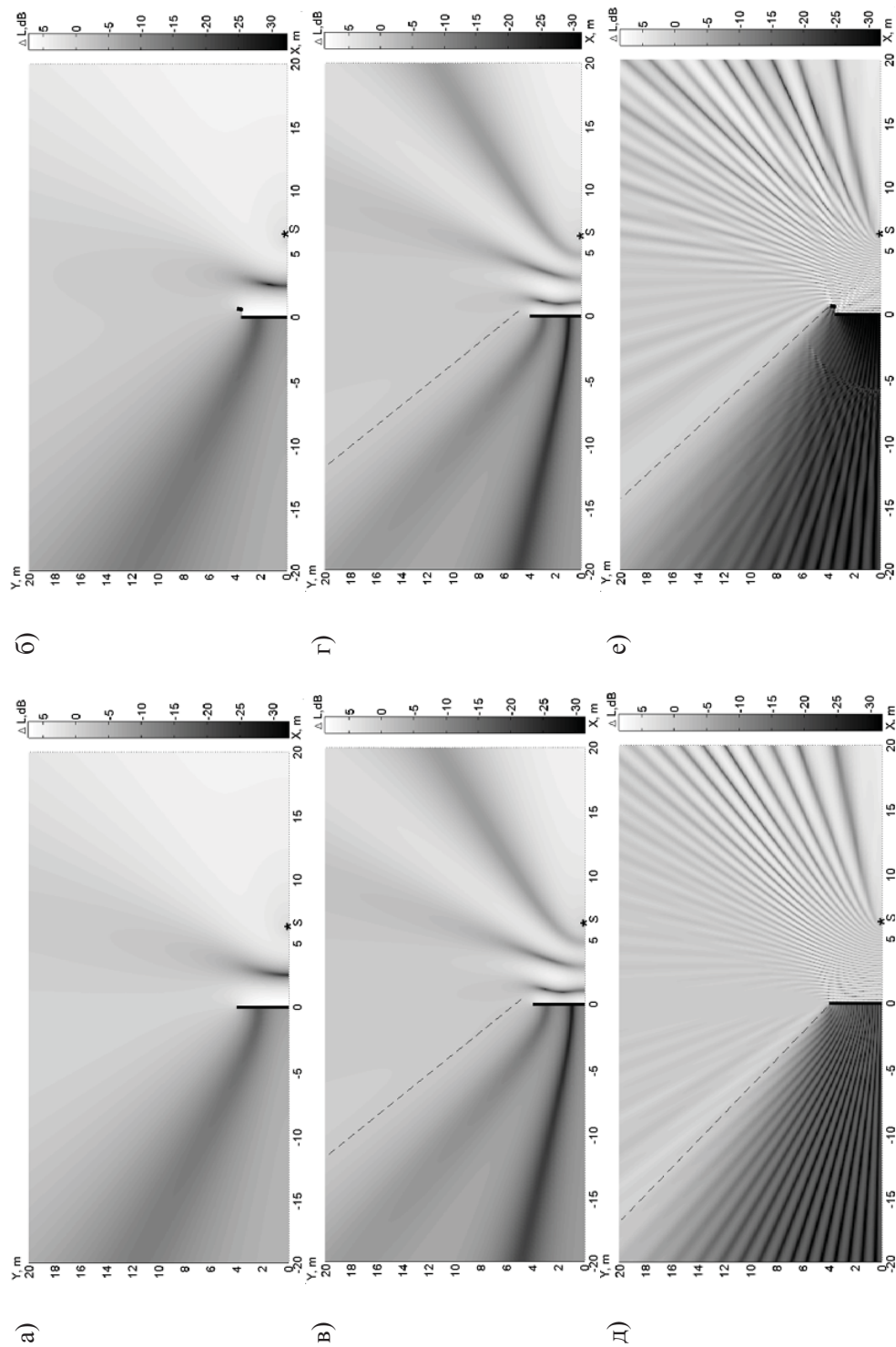


Рис. 3 Звуковые поля давления вокруг барьеров: а,в,д – классический барьер; б,г,е -  $\Gamma$ -образный барьер; а,б – для частоты 34 Гц; в,г – для частоты 85 Гц; д,е – для частоты 850 Гц

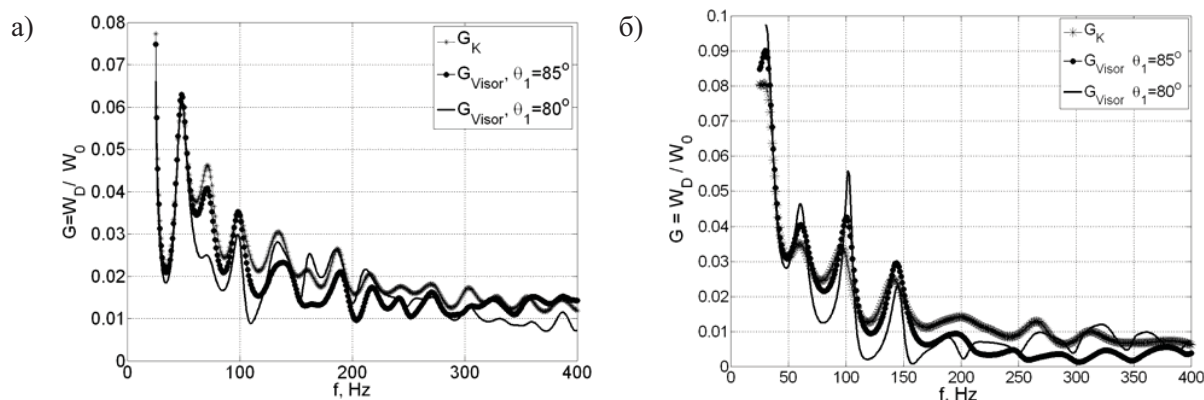


Рис.4 Частотная зависимость коэффициента прохождения акустической энергии  $G$ :  $G_K$  — для классического барьера;  $G_{\text{Visor}}$  — для барьера с козырьком.  $b = 6$  или  $3$  м

Итак, в результате проведённого анализа выявлено, что барьер с козырьком целесообразно применять только в случаях, когда необходимо увеличить зону звуковой тени, не повышая при этом существенно высоту барьера. Особенно это актуально, когда необходимо обеспечить шумозащиту высоким зданиям, например, в городах. Существенного же выигрыша по уровню шумозащиты достичь при помощи Г-образных барьеров не удаётся.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе применения метода частичных областей дано строгое решение задачи о рассеянии звука на шумоподавляющем барьере с козырьком и разработан эффективный алгоритм для проведения численного анализа звукового поля в освещенной, переходной и теневой зонах. Проведены расчеты звукового поля в дальней и ближней окрестностях барьера для широкого диапазона частот при разных размещениях источника относительно барьера. Проанализированы полученные количественные данные, позволившие оценить эффективность барьеров для двух интересных для практики случаев их использования.

Предложены рекомендации по применению барьеров такого типа.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вовк И. В. Об одном строгом методе оценки акустических свойств шумоподавляющих барьеров / Вовк И. В., Конченко Т. А., Мацыпура В. Т. // Акуст. вістн. — 2004. — Т. 7, № 4. — С. 21—27.
2. Вовк И. В. Об одном методе повышения эффективности шумоподавляющих барьеров / Вовк И. В., Мацыпура В. Т., Сотникова Т. А. // Акуст. вістн. — 2006. — Т. 9, № 2. — С. 17—26.



3. Вовк И. В. Интегральные акустические характеристики V-образного шумоподавляющего барьера Вовк И. В., Сотникова Т. А. // Акуст. вістн. — 2007. — Т. 10, № 3. — С. 25—29.
4. Общее о шумозащитных заборах и акустических экранах [Электронный ресурс]. — Режим доступа к ресур. : <http://transpenv.org.ru/people.html>
5. Мы защитим вас от шума! // СтройПРОФИль — 2008. — Т. 65, №3. — С. 10–11.
6. Гринченко В. Т. Волновые задачи рассеяния на упругих оболочках / В. Т. Гринченко, И. В. Вовк — К. : Наук. думка, 1986. — 240 с.
7. Шендеров Е. Л. Излучение и рассеяние звука / Е. Л. Шендеров. — Л. : Судостроение, 1989. — 301 с.