

Федеральное агентство по образования Российской Федерации  
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального  
образования  
*Амурский государственный университет*  
(ГОУВПО «АмГУ»)

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДИСЦИПЛИНЫ

**"Основы акустики"**

сп. 280101

"Безопасность жизнедеятельности в техносфере"

Благовещенск, 2008

Печатается по решению  
редакционно-издательского совета  
инженерно-физического факультета  
Амурского государственного  
университета

О.Т. Аксенова

Учебно-методический комплекс по дисциплине "Основы акустики" для студентов очной и заочной сокращенной форм обучения специальности 280101 "Безопасность жизнедеятельности в техносфере". – Благовещенск: Амурский гос. ун-т, 2008. – 46 с., ил, табл.

Учебно-методический комплекс по дисциплине "Основы акустики" предназначен для студентов специальности 280101 "Безопасность жизнедеятельности в техносфере". Приведены рабочая программа, рекомендации по самостоятельной работе студентов, материалы текущего и итогового контроля, конспект лекций разделам курса.

© Амурский государственный университет, 2008

# СОДЕРЖАНИЕ

<u>Конспект лекций</u>	<u>13</u>
<u>ВВЕДЕНИЕ</u>	<u>13</u>
<u>1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ</u>	<u>15</u>
<u>1.1. Звук и звуковые волны.....</u>	<u>15</u>
<u>1.2. Акустические поля и их характеристики.....</u>	<u>21</u>
<u>1.3. Логарифмическая шкала акустических характеристик .....</u>	<u>25</u>
<u>1.4. Звуковые спектры. Октавные и 1/3-октавные полосы частот.....</u>	<u>28</u>
<u>3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА</u>	<u>40</u>
<u>3.2. Отражение звука от препятствий и на границе двух сред.....</u>	<u>42</u>

Федеральное агентство по образованию РФ  
Амурский государственный университет

УТВЕРЖДАЮ  
Проректор по УНР

\_\_\_\_\_ Е.С. Астапова  
подпись, И.О.Ф

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2007\_г.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

по курсу **"Основы акустики"**  
для специальности 280101 "Безопасность жизнедеятельности в техносфере"  
(формы обучения: дневная/заочная в сокращенные сроки)

Курс	<b>3/2</b>	Семестр	<b>6/4</b>
Лекции	<b>_34/6 час.</b>	Экзамен	<b>нет</b>
Практические занятия	<b>17/4 час</b>	Зачет	<b>6 сем.</b>
Лабораторные занятия	<b>нет</b>		
Самостоятельная работа	<b>39/ 65 час.</b>	РГР -2/нет	<b>6 сем.</b>
Всего часов	<b>90 час.</b>		

Составитель Аксенова О.Т., доцент  
Факультет Инженерно-физический  
Кафедра Безопасности жизнедеятельности

2007 г.

Рабочая программа составлена на основе авторских разработок.

Рабочая программа обсуждена на заседании кафедры Безопасности жизнедеятельности

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2007 г., протокол № \_\_\_\_\_

Заведующий кафедрой \_\_\_\_\_ А.Б. Булгаков

Рабочая программа одобрена на заседании УМС  
«Безопасность жизнедеятельности в техносфере»

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2007 г., протокол № \_\_\_\_\_

Председатель \_\_\_\_\_  
(подпись, И.О.Ф.)

О.Т. Аксенова

Рабочая программа переутверждена на заседании кафедры от \_\_\_\_\_  
протокол № \_\_\_\_\_ .

Зав. кафедрой \_\_\_\_\_  
подпись

Ф.И.О. \_\_\_\_\_

СОГЛАСОВАНО  
Начальник УМУ

\_\_\_\_\_ Г.Н. Торопчина  
(подпись, И.О.Ф.)

СОГЛАСОВАНО  
Председатель УМС факультета

\_\_\_\_\_ В.И. Митрофанова  
(подпись, И.О.Ф.)

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2007г.

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2007 г.

СОГЛАСОВАНО

Заведующий выпускающей кафедрой  
\_\_\_\_\_ А.Б. Булгаков  
(подпись, И.О.Ф.)

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2007 г.

## **1. Цели и задачи дисциплины:**

*Цель дисциплины:* ознакомление основами общей акустики

*Задача дисциплины* – получение теоретических знаний и практических навыков необходимых при изучении курса "Промышленная акустика"

В результате изучения дисциплины специалист должен

*иметь представление о:*

- моделировании акустических источников и полей, создаваемых ими;
- особенности распространения волн в жидких, газообразных и твердых средах;

*знать:*

- закономерности распространения волн в упругих средах;
- основные акустические параметры и методы их исследования;
- закономерности отражения и прохождения волн на границе двух сред.

*уметь:*

- объяснить физическую сущность разных акустических явлений;
- применить полученные знания для решения проблем защиты от шума

*приобрести навыки:*

- акустических расчетов;
- оценки параметров акустических полей.

Для успешного освоения курса необходимы знания, полученные при изучении следующих дисциплин учебного плана специальности: физика, математика, гидравлика.

## 2. Содержание дисциплины:

Дисциплина является составной частью блока естественно-научных дисциплин и введена по решению Совета вуза, как дисциплина "по выбору" ЕН.В.01

### 2.1. Разделы дисциплины и виды занятий и распределение часов по темам

№ п/п	Разделы дисциплины	Число часов		
		лекции	практические занятия	самостоятельная работа
1	Введение	2/1	-	- /5
2	Основные понятия и определения акустики	6/1	4/2	3/12
3	Общие уравнения акустики	6/1	2/-	3/12
4	Упругие волны в твердых телах	6/1	4/-	3/12
5	Отражение и поглощение звуковых волн	8/1	4/2	3/12
6	Излучение и распространение звука	8/1	4/-	3/12
	Выполнение РГР	-	-	6/-
	<b>Итого</b>	<b>36/6</b>	<b>18/4</b>	<b>21/65</b>

### 2.2. Содержание разделов дисциплины

#### **Раздел 1. Введение**

Предмет, задачи и методы акустики. Основные этапы развития акустики: акустика в Древней Греции; исследования Галилея и Гюйгенса; учение Ньютона о волновых процессах; эксперименты Л. Эйлера, Э. Хладни, Ф. Савара; работы Гельмгольца, Релея, Тейлора, Лайтхилла. Направления современной акустики.

## ***Раздел 2. Основные понятия и определения акустики***

Звук и звуковые волны: причины возникновения звуковых колебаний; звуковые волны в упругих средах – продольные, квазипродольные, поперечные, изгибные, волны Релея; характеристики звуковых волн.

Физические характеристики звуковых волн: частота, длина волны и скорость звука, звуковое давление, колебательная скорость частиц, акустическое сопротивление.

Логарифмическая шкала акустических величин: диапазон изменения акустических величин, понятие уровней, правило энергетического сложения уровней.

Звуковые спектры: линейчатый, сплошной и смешанные спектры; представление звуковых спектров в октавных и 1/3-октавные полосах частот; понятие белого и розового шума.

## ***Раздел 3. Общие уравнения акустики***

Полная система уравнений гидродинамики: уравнений Эйлера, уравнение неразрывности, уравнение состояния. Полная система акустических уравнений и ее упрощение (линеаризация). Волновое уравнение. Принцип суперпозиции для решений волнового уравнения. Волновое уравнение для плоских, цилиндрических и сферических волн. Волновое уравнение для гармонических волн различных типов.

Энергия звуковой волны: плотность энергии, мощность, плотность потока мощности.

## ***Раздел 4. Упругие волны в твердых телах***

Твердое тело как акустическая среда; тензоры напряжений и деформаций; обобщенный закон Гука. Продольные и поперечные плоские волны в твердом теле. Общее уравнение распространения волн в твердом теле. Упругие волны в стержнях и пластинах. Волны Рэлея.

## ***Раздел 5. Отражение и поглощение звуковых волн***

Отражение и прохождение плоских волн на границе двух сред. Коэффициенты отражения и прохождения звука. Отражение и прохождение звука на границе жидкой и твердой сред.

Затухание звука. Механизмы поглощения звука. Акустическое сопротивление среды. Коэффициент поглощения звука.

Использование электромеханических и электроакустических аналогий для решения прикладных задач акустики.

## ***Раздел 6. Излучение и распространение звука***

Излучение звука как физический процесс. Излучение звука простейшими источниками: точечный источник, монополь, диполь, квадруполь, пластина.

Акустическое поле источника звука и его структура: акустически ближнее и дальнее поле, геометрически ближнее и дальнее поле.

Преломление и рассеивание звуковых волн. Интерференция и дифракция звуковых волн.

### **2.3. Практические занятия**

Номер раздела дисциплины и тематика занятия	Содержание занятия	Кол-во часов
2. Основные понятия и определения акустики	Расчет звукового давления, интенсивности звука, акустической мощности, фактора направленности Сложение уровней акустических величин	4/2
3. Общие уравнения акустики	Решение волнового уравнения в сферической и цилиндрической системах координат	2/-
4. Упругие волны в твердых телах	Расчет скорости звука в стержнях, пластинах и оболочках Расчет акустического сопротивления упругих сред	4/-
5. Отражение и поглощение звуковых волн	Расчет коэффициентов отражения и прохождения звуковых волн Расчет коэффициента передачи колебательной энергии методом электромеханических и электроакустических аналогий	4/2
6. Излучение и распространение звука	Моделирование источников звука Расчет акустической тени при огибании препятствия звуковыми волнами	4/-

#### 2.4. Самостоятельная работа студентов

Самостоятельная работа заключается в работе над темами в объеме, указанном в п.2.1. и в выполнении 2-х расчетно-графических работ.

#### 2.5. РГР

Расчетно-графические работы выполняются по следующей тематике:

- Построение спектра акустической мощности и диаграмм направленности источника звука.
- Расчет звукового поля и частотного спектра источника шума.

РГР выполняются в виде пояснительной записки на листах формата А4 согласно требованиям к оформлению рефератов, РГР, курсовых и дипломных работ. В записке приводятся исходные данные, основные расчетные формулы, ал-

горитм и результаты расчета, выводы. Расчеты оформляются в табличной форме.

## 2.6. Промежуточный контроль

Контроль знаний в течение семестра проводится трижды в виде контрольных работ и тестовых заданий.

## 2.7. Вопросы к зачету

1. Звуковые волны: причины возникновения, источники, виды.
2. Физические характеристики звуковых волн.
3. Общие уравнения акустики для жидких и газообразных сред.
4. Уравнение плоской волны и его решение для жидких и газообразных сред.
5. Гармонические волны: уравнение Гельмгольца, комплексная запись гармонических волн.
6. Плоские гармонические волны.
7. Энергия звуковой волны: звуковая энергия, плотность потока мощности в звуковой волне.
8. Отражение волн на границе двух сред при нормальном падении.
9. Отражение волн на границе двух сред при произвольном угле падения.
10. Прохождение волн через границу двух сред.
11. Проводимость и импеданс линейного препятствия.
12. Рассеяние звука на препятствии.
13. Интерференция звуковых волн.
14. Дифракция звуковых волн.
15. Поглощение звука: механизмы поглощения, коэффициенты поглощения.
16. Продольные волны и поперечные волны в твердом теле.
17. Общие уравнения распространения волн в твердом теле.
18. Отражение волн в твердых средах
19. Отражение и прохождение звука на границе жидкости и твердой среды.
20. Волны Рэлея.

### **3. Учебно-методические материалы по дисциплине:**

#### ***3.1.Перечень литературы***

##### Перечень обязательной (основной) литературы

1. Крендалл Акустика. М.: КомКнига, 2005. 168с.

##### Перечень дополнительной литературы

1. Исакович М.А. Общая акустика. Учеб. пособие. М.: Наука, 1973г. 496с.

2. Лепендин Л.Ф. Акустика. Учеб. пособие для вузов. - М.: Высш.школа, 1978.-  
448 с.

3. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд. МГУ.1960

# К о н с п е к т л е к ц и й

## В В Е Д Е Н И Е

*Акустика* – наука о закономерностях возникновения и распространения звуковых волн в газообразных, жидких и твердых средах.

Как и большинство других основ науки акустика ведет свое начало из древней Греции. Известно, что уже Пифагор, изучая звучание струнных инструментов, проводил опыты с натянутой струной, для чего придумал специальное устройство *монохорд* (натянутая на деку струна с передвижными колками), с помощью которого он изучал влияние длины струны на издаваемый ею звук. Его последователями в изучении тайн звука были древнегреческие ученые-исследователи: Аристоксен, Архелай, Зенонхрисипп, Диоген Вавилонский. В своих работах они утверждали, что "воздух между слушателями и звучащим предметом колеблется кругами, а затем расходится волнами, как вода в водоеме от брошенного камня". Таким образом, уже древние греки рассматривали звук как колебательный процесс.

Основы классической акустики были заложены Галилео Галилеем, исследовавшим, как и Пифагор, процесс извлечения звука в результате колебания твердых тел (струн и пластин). В начале 19 века Х. Гюйгенс исследовал процесс распространения волн. Ньютоном в его важнейшем труде "Математические начала натуральной философии" были разработаны основы волновых процессов в разных средах. Им было введено понятие длины волны, выведена формула для определения скорости звука.

Большой вклад в акустические исследования был внесен экспериментами с колеблющимися твердыми телами, которые проводили Л. Эйлер, Э. Хладни, Ф. Савар. Во второй половине 19 века фундаментальные теоретические работы были независимо выполнены Г. Гельмгольцем и лордом Рэлеем. Тракат Рэля "Теория звука" до настоящего времени является основополагающим фундаментом акустики.

Применение методов прикладной математики позволило построить стройную теорию звука не только для воздушной, но и для жидких и твердых сред, что нашло отражение в ставших уже классическими трудах Лайтхилла, Скучика, Тэйлора, Блохинцева, Мунина, Голдстейна.

Развитие акустики связано с развитием экспериментальной техники и расширением области практических применений. В зависимости от направления и задач исследований известны следующие направления современной акустики:

- музыкальная акустика (извлечение звука и его распространение в воздухе);

- строительная и архитектурная акустика (распространение звука в звукопроводах, помещениях, в строительных конструкциях);
- гидроакустика (передача звука в водной среде);
- биоакустика (звуковые волны, излучаемые живыми объектами);
- молекулярная акустика;
- ультразвука (использование ультразвука для исследований материалов, в том числе для акустодиагностики);
- авиационная акустика (звуковые волны, создаваемые газовыми струями, летательными аппаратами);
- учение о гиперзвуке;
- акустодиагностика (в машиностроении, неразрушающем контроле, в медицине);
- техническая акустика (звукоизлучение и распространение звуковых волн, создаваемых машинами и оборудованием).

Задачи акустики: изучение закономерностей процессов:

- звукоизлучения различными источниками;
- распространения звуковых волн в воздушной, жидкой, твердой и пластичной средах, в однородных и слоистых средах;
- дифракции и интерференции звука.

Методы акустики: экспериментальный и теоретический.

Как следует из приведенных выше кратких сведений об этапах развития акустики, первичным являлся *экспериментальный* метод, основанный на проведении опытов с реальными колеблющимися средами в конкретных условиях. Именно результаты этих экспериментов позволили сделать первые выводы о физической природе звука и закономерностях его излучения и распространения.

*Теоретический* метод основан на том, что наука о звуке трактуется как своеобразная механика упругих волн, в которой изучается поведение волн, как самостоятельных объектов, в отличие от обычной механики, занимающейся поведением материальных тел.

Цель курса – освоение основных закономерностей возникновения звуковых волн и процессов их распространения в различных средах, а также создание акустической интуиции, что необходимо для работы в области прикладной акустики, в частности – промышленной акустики, занимающейся методами подавления звукоизлучения промышленного оборудования.

## 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

### 1.1. Звук и звуковые волны.

**Звук** – колебания частиц упругой среды (газообразной, жидкой или твердой), возникающие при ее динамическом возмущении. В твердых средах подобные колебания принято называть **звуковыми вибрациями**.

Причинами динамических возмущений среды может быть действие механических или электромагнитных сил, изменение термодинамических параметров среды: плотности  $\rho$ , давления  $p$ , температуры  $T$ . В соответствии с этим различают звуки **механического** происхождения (колебания пластин, мембран, струн, звук удара), **электромагнитного** происхождения (гудение трансформатора, электрических машин) и **аэрогидродинамического** происхождения (звук в трубах и каналах, звук выпуска струй газа или жидкости, звук насосов и вентиляторов, звук реактивных двигателей, гудение пламени).

Возникшее в какой-либо точке среды возмущение вызывает ее деформации, в результате которых в колебательное движение вовлекаются вначале близлежащие, а затем и удаленные частицы среды. Энергия, излучаемая источником звука, распространяется в виде **звуковых волн**.

Вследствие различия свойств жидких, газообразных и твердых сред, имеются некоторые особенности распространения в них звуковых волн.

В жидких и газообразных средах возможны лишь деформации сжатия-растяжения и поэтому возмущения в них распространяются только в направлении колебания частиц среды. Образующиеся при этом звуковые волны называются **продольными**.

В твердых средах помимо деформаций сжатия-растяжения возможны деформации сдвига. Смещения частиц среды происходят здесь как в продольном, так и в поперечном направлении. В связи с этим, возможно распространение как продольных, так и **поперечных** волн, в которых направление распространения волны перпендикулярно направлению колебания частиц.

В чистом виде ни поперечные, ни продольные волны в твердых телах не существуют. Но, на основании теории упругости, всякое волновое движение можно представить в виде суммы продольных и поперечных волн. На практике в реальных телах чаще всего встречаются следующие типы волн:

**Квазипродольные** – волны, распространяющиеся в стержнях вдоль оси. Вследствие поперечного сжатия возникают смещения частиц среды, перпендикулярные направлению распространения волн. В результате скорость их распространения уменьшается по сравнению со

скоростью чисто продольных волн. Это различие особенно велико для резиноподобных материалов;

Изгибные – волны, в которых колебания частиц происходят перпендикулярно как к направлению их распространения, так и к поверхности твердого тела. Волны этого типа присутствуют в пластинах и стержнях. Именно они вносят наибольший вклад в звукоизлучение колеблющихся конструкций из пластин и стержней;

**Волны Рэлея** – поверхностные волны в твердых телах, имеющих большую толщину (массивные плиты, фундаменты, земная кора). Особенностью этих волн является быстрое убывание (по экспоненте) их амплитуды с продвижением вглубь тела.

Звуковые вибрации в твердых телах вызывают смещения частиц окружающей воздушной среды, расположенных в непосредственной близости от их поверхности. Таким образом, энергия колебания частиц твердой среды передается частицам воздушной среды. Возникающий при этом звук принято называть **воздушным**.

Следует заметить, что возможно и обратное воздействие воздушного звука на твердые поверхности (передача колебательной энергии на пластины, перегородки, перекрытия и пр.).

В акустике принято распространяющиеся звуковые волны представлять в виде суммы гармонических волн. Это позволяет получить решения для большинства задач, касающихся процессов распространения, излучения, отражения и поглощения звуковых волн. Таким образом, разложение на гармонические волны позволяет применить хорошо разработанный математический аппарат.

Звуковые волны характеризуются **длиной волны  $\lambda$**  (м); **частотой  $f$**  (Гц); и **скоростью звука** (скорость распространения волн)  **$c$**  (м/с). Между этими характеристиками существует известная зависимость

$$\lambda = c / f \quad (1.1)$$

Иногда удобно пользоваться величиной угловой частоты колебаний

$$\omega = 2 \pi f \quad (1.2)$$

В уравнениях теории звука часто встречается величина, называемая **волновым числом**, которое определяется как

$$k = \omega / c = 2\pi f / c = 2\pi / \lambda \quad (1.3)$$

Слышимый диапазон частот располагается в интервале от 16 Гц до 20 кГц. Колебания с частотами ниже указанного интервала называются **инфразвуком**, с более высокими частотами - **ультразвуком**.

Пример: рев быка – 30Гц; писк комара – 10 кГц.

Скорость звука зависит как от типа волн, так и от механических свойств среды. В газообразных средах

$$c = \sqrt{\gamma p / \rho} \quad (1.4)$$

где  $\gamma = c_p / c_v$  - отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме (для воздуха  $\gamma = 1,4$ );

$p$  - давление газа;

$\rho$  - плотность среды.

В широком диапазоне температур справедливо известное соотношение

$$c = \sqrt{\gamma RT / \mu} \quad (1.5)$$

здесь  $R$  – газовая постоянная;  $T$  – абсолютная температура газа, °K;

$\mu$  – молекулярный вес газа.

С учетом этого для воздуха при температуре  $t$  °C

$$c = 332 + 0,6 t, \quad (1.6)$$

где 332 м/с - скорость звука при 0 °C.

Для жидкостей скорость звука можно определить по формуле

$$c = \sqrt{K / \rho} \quad (1.7)$$

где  $K$  – модуль упругости среды – величина обратная сжимаемости среды  $\beta$ , ( $K = 1/\beta$ )

В таблице 1.1. приведены скорости звука в некоторых газах и жидкостях.

Таблица 1. Скорость звука в газах и жидкостях (при температуре 20°C)

Наименование газа или жидкости	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Скорость звука $c$ , м/с	Акустическое сопротивление $\rho c$ , кг/м <sup>2</sup> с
Водород	0,084	1310	110
Гелий	0,167	1005	168
Кислород	1,34	326	437
Азот	1,17	337	394
Окись углерода	1,17	350	410
Углекислый газ	1,85	268	496
Воздух	1,21	344	416
Водяной пар (130°C)	0,54	450	243
Бензин	750	1190	89·10 <sup>4</sup>
Вода дистиллированная	1000	1492	149·10 <sup>4</sup>
Глицерин	1260	1950	246·10 <sup>4</sup>
Кислота соляная	908	1500	136·10 <sup>4</sup>
Толуол	866	1325	115·10 <sup>4</sup>

При практических расчетах можно принимать скорость звука в воде и в жидких топливах  $\approx 1500$  м/с.

В твердых телах большое значение имеет тип распространяющихся волн, а также свойства материала и размеры тел. Продольные и поперечные волны распространяются с различной скоростью, что объясняется различием величины возникающих в среде деформаций сжатия и сдвига. Очевидно, что при одной и той же частоте колебаний длины волн поперечных и продольных будут отличаться.

В безграничных средах скорость распространения продольных волн

$$\tilde{n}_{i\partial} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1-2\nu) \cdot (1+\nu)}} \quad (1.8)$$

где  $E$  – модуль Юнга;

$\nu$  – коэффициент Пуассона;

$\rho$  – плотность материала среды.

В тонких стержнях, поперечные размеры которых меньше длины продольной волны, распространяются квазипродольные волны, скорость которых

$$c_{np} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1.9)$$

Для высокочастотных колебаний или для широких стержней, когда длина волн в несколько раз меньше поперечных размеров стержня, скорость распространения продольных волн, с достаточной точностью, определяется по формуле (1.8), т.е. стержень рассматривается как безграничная среда. В металлических стержнях различие этих скоростей будет невелико (для большинства металлов  $\nu \approx 0,3$ ). В то же время для резиноподобных материалов, для которых коэффициент Пуассона  $\nu$  близок к 0,5, величина  $(1-2\nu)$ , стоящая в знаменателе (1.8) стремится к нулю и, следовательно, скорость продольных волн в безграничной среде или широких стержнях будет во много раз превышать скорость в тонких стержнях. Этот факт имеет большое значение при решении задач виброизоляции.

Скорости поперечных волн, обусловленных деформациями сдвига, существенно зависят от частоты колебаний  $f$  и от формы тела. В стержнях и пластинах такие волны называются изгибными. Скорость их распространения в пластинах

$$c_{изг.пл.} = \sqrt{2\pi f} * \sqrt[4]{\frac{D}{M}} = \sqrt{2\pi f} * \sqrt[4]{\frac{EJ}{\rho h(1-\nu^2)}} \quad (1.10)$$

где  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$  – изгибная жесткость пластины;

$M = \rho h$  – масса на единицу ширины пластины;

$J = h^3 / 12$  – момент инерции на единицу ширины пластины ;

$h$  – толщина пластины.

Для изгибных волн в стержнях

$$\tilde{n}_{\text{изг. волн}} = \sqrt{2\pi \cdot f \cdot 4 \sqrt{\frac{EJ}{\rho S}}} \approx 1,35 \sqrt{\tilde{n}_{\text{изг. волн}} \cdot hf}, \quad (1.11)$$

где  $S$  – площадь поперечного сечения стержня;

$c_{\text{см.}}$  – скорость продольных волн в стержне;

$J_{\text{см.}} = bh^3 / 12$  - момент инерции поперечного сечения стержня (b).

В стальных пластинах и стержнях с достаточной точностью величину скорости изгибных волн можно определить по формуле:

$$c_{\text{изг.}} \approx 950 \sqrt{hf} \quad (1.12)$$

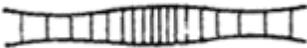
В больших телах и круговых цилиндрах скорость поперечных волн не зависит от частоты и может быть представлена в виде

$$c_{\text{поп.}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (1.13)$$

где  $G$  – модуль сдвига.

В таблице 2. приведены характеристики основных типов волн и их полей в твердых телах.

Таблица.1.2. Основные типы волн в твердых телах и их характеристики

Тип волн	Форма колебаний	Скорость распространения	Диапазон скоростей, м/с	Примечание
Чистая продольная волна (в очень больших телах)		$c_{np} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1-2\nu)(1+\nu)}}$	1000 – 5000	Основные типы волн, из которых формируются все другие типы.
Чистая поперечная волна (в очень больших телах и круговых цилиндрических стержнях)		$c_{non.} = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$	500 - 3500	
Квазипродольная волна (в стержнях)		$c_{np} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	От 50 (резина) до 5000 (металл)	Формулы действительны для диапазона $f < c_{np.}/6h$ ( $\lambda > 6h$ )
Изгибные волны (в стержнях и пластинах)		$\tilde{n}_{\text{д.с.а.н.д.}} = \sqrt[4]{\omega^2 B' / m'}$ , $\tilde{n}_{\text{д.с.а.н.д.}} = \sqrt[4]{\omega^2 B'' / m''}$	1 - 1500	Формулы действительны для диапазона $f < c_{np.}/20h$ ( $\lambda > 20h$ )
Крутильные волны в стержнях		$\tilde{n}_z = \sqrt{D/\theta}$	0 - 3000	Для круговых цилиндров $c_k = c_t$
Волны Рэлея (на свободных поверхностях тел, имеющих большую толщину)		$c_R \approx c_T$	450 - 3250	Формулы действительны для диапазона $f \gg c_{np.}/20h$ ( $\lambda > 20h$ )
<p><i>Примечание.</i> <math>E</math> – модуль упругости, замеренный на соответствующем стержне; <math>G</math>- модуль сдвига; <math>\mu</math> – коэффициент Пуассона, для тонких стержней с <math>\mu &lt; 0.4</math> <math>G=E/2(1+\mu)</math>; <math>\rho</math> – плотность; <math>m'</math>- масса на единицу длины; <math>m''</math> масса на единицу площади; <math>B</math> – изгибная жесткость пластины, для однородных пластин толщиной <math>h</math> <math>B= 12E h^3(1-\mu)</math>; <math>B'</math> – изгибная жесткость, для однородных прямоугольных стержней толщиной <math>h</math> <math>B'=12E bh^3</math>; <math>T</math> – крутильная жесткость; <math>\theta</math> – момент инерции масс</p>				

## 1.2. Акустические поля и их характеристики.

Совокупность распространяющихся звуковых волн образует **акустическое** (звуковое) **поле** источника звука. При описании акустических полей используют понятие **фронт волны**, который определяется как геометрическое место точек, колеблющихся в одной фазе (при этом амплитуды не обязательно должны быть равными). В зависимости от вида поверхности, огибающей фронт волны, различают поля **плоских, сферических и цилиндрических** волн.

*Поле плоских волн* возникает в трубах и каналах, когда их поперечные размеры малы по сравнению с длиной. Полем плоских волн можно считать и часть акустического поля источника звука на расстоянии много меньше, чем его размеры. В неограниченном пространстве источником плоских волн может быть лишь бесконечная колеблющаяся пластина.

*Сферические волны* распространяются от точечного источника, пульсирующей сферы, закрепленной в экране колеблющейся мембраны. Примером таких источников могут быть небольшие по сравнению с длиной волны твердые тела, громкоговоритель в экране, отверстие в ограждении, через которое проходит звук.

*Поле цилиндрических волн* создается при колебании независимых источников звука, расположенных вдоль протяженной линии. Примером могут служить: пульсирующий цилиндр, щель, транспортные пути с потоком движущегося транспорта, длинные промышленные установки с большим числом некогерентно работающих механизмов.

Возмущение среды, вызванное источником звука, сопровождается колебанием частиц среды, изменением ее плотности, температуры, давления. Их значения изменяются как во времени, так и в пространстве. В большинстве случаев процесс происходит почти адиабатически и без существенных изменений плотности среды (исключая нелинейные процессы: взрыв, переход через звуковой барьер и т.п.). Поэтому плотность –  $\rho$  (кг / м<sup>3</sup>) и температура  $T$  (°К) принимаются постоянными величинами. Основными характеристиками акустических полей являются: **звуковое давление**  $p$  (Па), определяемое как разность давлений в возмущенной и невозмущенной среде; и **колебательная скорость** частиц среды –  $v$  (м / с).

Поскольку мгновенные значения давления и скорости колеблются относительно среднего значения, то эти переменные принято оценивать **эффективными** значениями  $\tilde{p}$  и  $\tilde{v}$ , которые эквивалентны среднеквадратическим значениям по времени

$$\tilde{p} = p_m / \sqrt{2} \quad (1.14)$$

$$\tilde{v} = v_m / \sqrt{2} \quad (1.15)$$

где  $p_m$  и  $v_m$  - максимальные значения звукового давления и виброскорости. В дальнейшем, для удобства записи, будем обозначать среднеквадратические значения указанных величин без волнистой черты.

Для плоских и квазиплоских звуковых волн, например, при распространении звука в открытом пространстве на некотором расстоянии от источника справедливо следующее соотношение между звуковым давлением и колебательной скоростью

$$p = v \rho c \quad (1.16)$$

Возвратно-поступательное движение частиц среды при распространении звуковых волн можно охарактеризовать их величиной их *смещения*  $\xi$  (м), а также колебательным *ускорением*  $a$  (м/с<sup>2</sup>). Эти параметры наряду с колебательной скоростью  $v$  чаще всего используются для описания процесса распространения звука в твердых средах и потому  $v$  и  $a$  принято называть *виброскоростью* и *виброускорением*.

Помимо указанных выше параметров акустических полей в различных средах для характеристики их свойств вводят понятие *акустического импеданса* или *акустического сопротивления*  $Z$ . Он определяется отношением звукового давления и колебательной скорости частиц

$$Z = \frac{p}{v}, \quad (\text{Н} \cdot \text{с} / \text{м}^3) \quad (1.17)$$

Из (1.16) следует, что в поле плоских или квазиплоских звуковых волн выражение для импеданса принимает простую форму

$$Z = \rho c \quad (1.18)$$

В поле сферических или цилиндрических волн аналогичное выражение для волнового сопротивления справедливо лишь на значительном удалении от источника, т.е. там, где кривизна фронта волны будет столь мала, что ее можно считать плоской. Это выполняется на расстояниях вдвое превышающих длину волны, т.е.

$$r \geq 2 \lambda \quad (1.19)$$

В твердых средах и телах величина волнового сопротивления для поперечных и продольных волн будет различной в силу отличия значений скорости распространения соответствующих волн.

Из (1.18) видно, что акустическое сопротивление зависит лишь от плотности среды и от скорости распространения звука в ней. В таблицах 1.1 и 1.2 приведены значения акустических сопротивлений для различных сред и материалов. В следующих разделах будет показано, что соотношение акустических сопротивлений сред определяет процессы прохождения и отражения звуковых волн на их границе.

Энергетической характеристикой акустического поля является его *интенсивность* (сила звука)  $I$  (Вт/м<sup>2</sup>), которая определяется потоком энергии проходящей через единичную пло-

щадку за единицу времени. Величина интенсивности определяется через звуковое давление и виброскорость из соотношения

$$I = \overline{p(t) \cdot v(t)} = (p_m v_m) / 2 \quad (1.20)$$

Здесь черта сверху обозначает осреднение по времени.

Используя (1.14 – 1.18) можно записать для поля плоских и квазиплоских волн:

$$I = p_m v_m / 2 = p^2 / \rho c = p^2 / Z = v^2 \rho c = v^2 Z \quad (1.21)$$

Следует отметить полезное следствие, вытекающее из (1.21). Интенсивность звука  $I$  по определению является векторной величиной. Измерение таких физических величин, как известно, представляет определенные трудности, т.к. результат зависит от ориентации приемника излучения. Из вышеприведенной формулы следует, что по измерениям звукового давления  $p$ , являющегося скалярной величиной, можно найти величину интенсивности звука.

По интенсивности звука можно определить количество энергии, излучаемой источником звука, т.е. *акустическую мощность* источника  $W$  (Вт). Для источника плоских волн эта величина определится умножением интенсивности  $I$  на площадь сечения  $S$ , в котором излучается звуковая энергия, т.е.  $W = I \cdot S$ .

Звуковая мощность как характеристика источника довольно часто соотносится с механической или электрической мощностью  $P_m$  источника. В этом случае может быть введено понятие акустического коэффициента полезного действия  $\zeta = W / P_m$ , некоторые ориентировочные значения которого приведены в табл.3. Акустический КПД используется для приближенного определения звуковой мощности.

Таблица 3. Акустический коэффициент полезного действия некоторых источников

Источник звука	Акустический КПД, $\zeta$
Сирена	$10^{-2}$
Вентилятор	$10^{-6}$
Небольшая газовая турбина:	
–шум всасывания	$10^{-4}$
–шум выхлопа	$10^{-5}$
–шум от корпуса	$10^{-6}$
Мотоцикл с объемом цилиндров $250\text{см}^3$ , без глушителя	$10^{-3}$
Дизельный двигатель с частотой вращения, об./мин:	
–800	$4 \cdot 10^{-7}$
–3000	$5 \cdot 10^{-6}$
Дизельный двигатель с газотурбонаддувом, 1500 об/мин (выхлоп)	$10^{-4}$
Электродвигатель	$2 \cdot 10^{-7}$
Громкоговоритель	$5 \cdot 10^{-2}$
Флейта, труба, саксофон	$10^{-2}$
Орган	$10^{-3} - 10^{-2}$
Человеческий голос	$5 \cdot 10^{-4}$

В поле ненаправленного источника сферических волн поверхность, на которой частицы среды колеблются в одной фазе, представляет собой сферу радиуса  $r$ , равному расстоянию до источника. В этом случае площадь поверхности будет  $S = 4\pi r^2$  и следовательно его акустическая мощность определится:

$$W = 4\pi r^2 I = 4\pi r^2 p^2 / \rho c = 4\pi r^2 v^2 \rho c \quad (1.22)$$

Это соотношение позволяет, так же как в случае интенсивности звука, определить акустическую мощность по результатам измерения звукового давления в точках, расположенных на поверхности воображаемой сферы радиуса  $r$ , равного расстоянию до источника. Кроме того, возможно решение и обратной задачи – нахождение значения звукового давления на расстоянии  $r$  от источника по заданной акустической мощности источника. Очевидно, что

$$p^2 = W \rho c / 4\pi r^2 \quad (1.23)$$

Для характеристики неравномерности звукоизлучения источника звука в различных направлениях используют величину **фактора направленности  $\Phi$** , который определяется отношением интенсивности звука в данной точке сферы, в центре которой находится источник, к средней интенсивности звука на поверхности этой же сферы

$$\Phi = I / I_{cp} \quad (1.24)$$

В этом случае в (1.22) появляется дополнительный множитель, т.е.

$$W = 4\pi r^2 I * \Phi \quad (1.25)$$

На практике часто имеют дело с несколькими источниками звука. Очевидно, что в этом случае общая акустическая энергия, излучаемая этими источниками, определяется суммированием их акустических мощностей, т.е.

$$W_{\Sigma} = W_1 + W_2 + \dots + W_n = \Sigma W_i \quad (1.26)$$

Из (1.22) и (1.23) следует, что в поле сферических волн плотность акустической энергии убывает с расстоянием, поскольку при удалении от источника площадь поверхности, через которую проходят звуковые волны, увеличиваются. В связи с этим, интенсивность звука убывает по закону "обратных квадратов".

$$I \sim 1 / r^2 \quad (1.27)$$

Звуковое давление и скорость частиц среды убывает, соответственно, обратно пропорционально расстоянию от источника

$$p \sim 1 / r \quad (1.28)$$

В поле цилиндрических волн акустическая мощность источника будет распределяться по цилиндрической поверхности, площадь которой пропорциональна расстоянию от источника ( $S \sim r$ ), следовательно интенсивность и звуковое давление изменяются по закону

$$I \sim 1/r \quad (1.29)$$

$$p \sim 1/\sqrt{r} \quad (1.30)$$

т.е. интенсивность цилиндрических волн убывает медленнее, чем интенсивность волн сферических. Поэтому говорят, что звукоизлучение цилиндрических волн эффективнее, чем сферических. Этот факт следует учитывать при звукоизоляции. Для отверстия в перегородке, которое будет являться источником сферических волн, интенсивность звука будет уменьшаться в четыре раза при удвоении расстояния, а для щели той же площади только вдвое. Поэтому следует большее внимание уделять звукоизоляции щелей в перегородках. По той же причине на большое расстояние распространяется шум от протяженных в одном направлении источников, например транспортных линий (шоссе, железных дорог), являющихся источниками цилиндрических волн.

### 1.3. Логарифмическая шкала акустических характеристик

Диапазон изменения акустических характеристик достаточно велик. Так например, интенсивность наиболее тихого звука, доступного восприятию человеческого уха, составляет около  $10^{-12}$  Вт/м<sup>2</sup>. При этом частицы среды воздушной колеблются с амплитудой около  $5 \cdot 10^{-9}$  мм, со скоростью 2 м/год. Наиболее громкий звук, шум реактивного самолета, пролетающего на расстоянии 50 м, обладает интенсивностью порядка 10 Вт/м<sup>2</sup>. В этом случае смещения частиц среды достигают 0,1 мм, скорость их составляет около 1 м/с, а ускорение – 10 км/с<sup>2</sup>, т.е. 1000 g.

При таких больших диапазонах изменения физических величин принято использовать относительные характеристики. Для этого данное значение сравнивают с исходным пороговым значением этой величины. Кроме того, используется логарифмическая шкала оценки. Вводимая таким образом величина называется **уровнем** определяемой физической характеристики. За единицу уровня принято такое отношение данного и опорного значения, когда их десятичный логарифм равен единице, что возможно в том случае, когда данное значение в десять раз больше опорного. Такая единица называется **Белл** (по имени английского акустика Белла).

На практике пользуются более мелкими единицами, десятными долями Белла, которые называются **децибел** и обозначаются дБ. При таких условиях уровнем какой-либо физической величины  $A$  называют значение

$$L = 10 \lg A / A_0 \text{ (дБ)},$$

где  $A_o$  – пороговое значение оцениваемой величины.

В акустике приняты следующие оценки акустических характеристик:

- **уровень звуковой мощности**

$$L_w = 10 \lg W / W_o ; \quad (W_o = 10^{-12} \text{ Вт}) \quad (1.31)$$

- **уровень интенсивности звука (уровень звука)**

$$L = 10 \lg I / I_o ; \quad (I_o = 10^{-12} \text{ Вт/м}^2) \quad (1.32)$$

- **уровень звукового давления**

$$L_p = 10 \lg p^2 / p_o^2 ; \quad (p_o = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па}) \quad (1.33)$$

- **уровень виброскорости**

$$L_v = 10 \lg v^2 / v_o^2 ; \quad (v_o = 5 \cdot 10^{-8} \text{ м/с}) \quad (1.34)$$

- **уровень виброускорения**

$$L_a = 10 \lg a / a_o ; \quad (a_o = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}^2) \quad (1.35)$$

Из (1.31) и (1.32) с учетом (1.21) следует, что уровень интенсивности и уровень звукового давления совпадают по величине, поскольку  $I \sim p^2$ , т.е.

$$L = 10 \lg I / I_o = 10 \lg p^2 / p_o^2 = 20 \lg p / p_o = L_p \quad (1.36)$$

В дальнейшем, говоря об уровне звукового давления, будем опускать индекс у знака уровня  $L$ .

Уровень акустической мощности, согласно (1.22) и (1.31), определится по формуле

$$L_w = 10 \lg W / W_o = 10 \lg (I S / I_o S_o) = 10 \lg 10^{0,1L} + 10 \lg S / S_o \quad (1.37)$$

где  $S_o = 1 \text{ м}^2$  – площадь поверхности единичной сферы, принимаемая в качестве порогового значения. Следовательно, между уровнями звуковой мощности и давления справедливо следующее соотношение:

$$L_w = L + 10 \lg S \quad (1.38)$$

Очевидно, что уровень звука при увеличении расстояния от источника в  $n$  раз будет уменьшаться на величину

$$\Delta L = 10 \lg r_2^2 / r_1^2 = 20 \lg n \text{ (дБ)} \quad (1.39)$$

При удвоении расстояния  $\Delta L = 20 \lg 2 = 20 \cdot 0,3 = 6 \text{ (дБ)}$

Такое же увеличение расстояния от оси источника цилиндрических волн приведет к снижению уровня звука в два раза меньшему, поскольку согласно(1.28),

$$\Delta L = 10 \lg r_2 / r_1 = 10 \lg n \quad (1.40)$$

Сложение акустических величин возможно лишь на энергетическом уровне, т.е. с учетом (1.26) Поэтому следует отметить основные правила действия с логарифмическими величинами, какими являются уровни звука, звукового давления, мощности и пр.

Определим уровень звука, создаваемого рядом источников, каждый из которых создает в данной точке пространство звук, уровень которого составляет  $L_i$ . Для этого вначале определим абсолютные значения интенсивностей. Из (1.32) следует, что

$$I_i = 10^{0.1 L_i} \quad (1.41)$$

Сложим их энергетически и вновь прологарифмируем суммарную интенсивность

$$L_{\Sigma} = 10 \lg \sum_{i=1}^n \frac{I_i}{I_0} = \sum_{i=1}^n 10^{0.1 L_i} \quad (1.42)$$

Для  $n$  источников, создающих равный уровень интенсивности  $L_i$ , суммарный уровень определится как

$$L_{\Sigma} = L_i + 10 \lg n \quad (1.43)$$

Выражение (1.42) для практических целей удобно привести к следующему виду

$$L_{\Sigma} = L_{max} + 10 \lg \left( 1 + \sum_{i=1}^n 10^{0.1(L_i - L_{max})} \right) = L_{max} + \Delta L \quad (1.44)$$

где  $L_{max}$  – максимальный из всех  $L_i$  уровень;  
 $(L_i - L_{max})$  – разность  $i$ -го уровня с максимальным.

Поскольку  $(L_i - L_{max})$  всегда будет  $< 0$ , то при разности уровней более  $10\text{дБ}$ , второе слагаемое в скобках будет существенно  $< 1$ , т.к. логарифм выражения, стоящего под знаком логарифма, будет близок к нулю и вклад таких источников на суммарном уровне почти не скажется.

Пример 1  $L_1 = 90 \text{ дБ}; L_2 = 90 \text{ дБ}$

$$L_{\Sigma} = 90 + 10 \lg 2 = 90 + 10 * 0.3 = 93 \text{ дБ}$$

Пример 2  $L_1 = 80 \text{ дБ}; L_2 = 65 \text{ дБ}$

$$\begin{aligned} L_{\Sigma} &= 80 + 10 \lg (1 + 10^{-1.5}) = 80 + 10 \lg (1 + 0.032) = 80 + 10 \lg 1.032 = \\ &= 80 + 0.14 \approx 80 \text{ дБ} \end{aligned}$$

Пример 3  $L_1 = 80 \text{ дБ}; L_2 = 75 \text{ дБ}; L_3 = 70 \text{ дБ}$

$$L_{\Sigma} = 80 + 10 \lg (1 + 10^{-0.5} + 10^{-1}) = 80 + 10 \lg (1 + 0.32 + 0.10) =$$

$$= 80 + 10 \lg 1.42 \approx 80 + 1.5 \approx 81.5 \text{ дБ}$$

Ниже приводится таблица, составленная для  $\Delta L$  и позволяющая легко определить суммарный уровень звука, создаваемого несколькими источниками.

$(L_{\max} - L_i), \text{ дБ}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	15	20
$\Delta L = 10 \lg (1 + 10^{0.1(L_i - L_{\max})})$	3	2,5	2	1,8	1,5	1,2	1	0,8	0,6	0,5	0,4	0,2	0

Следуя правилу сложения уровней можно по разности уровней определить, как изменится интенсивность звуковых волн. Пусть изменение уровня составляет  $N$  дБ, тогда очевидно

$$N = L_2 - L_1 = 10 \lg I_2 / I_1 \quad \text{и} \quad I_2 / I_1 = 10^{0,1N} \quad (1.45)$$

Прирост уровня на 1 дБ соответствует увеличению интенсивности в 1,26 раза ( $10^{0,1} \approx 1,259$ ), что практически не ощутимо на слух. В тоже время точность акустических расчетов и измерений не превышает 0,1 дБ, что соответствует погрешности по интенсивности не более 2% ( $10^{0,01} \approx 1.02$  т.е.  $\Delta = 0.02$ ). Поэтому неправомерно приводить значения уровней акустических величин или их разностей с более высокой точностью.

#### 1.4. Звуковые спектры. Октавные и 1/3-октавные полосы частот

При решении практических задач чаще всего приходится иметь дело не с чистыми тонами, т.е. звуками одной частоты, а сложными звуками, представляющими собой смесь многих простых колебаний различной интенсивности и частоты. Как известно, сложный колебательный процесс можно представить в виде суммы гармонических функций. Для звукового давления имеем

$$p(\omega, t) = \sum_i p_i \cdot \sin(\omega_i t + \varphi_i) = \sum_i p_i \cdot \sin(2\pi f_i t + \varphi_i) \quad (1.46)$$

где  $p_i, f_i, \omega_i$  и  $\varphi_i$  - соответственно амплитуда, частота круговая частота и фаза составляющих.

Как известно из механики, графическое изображение этого процесса в функции времени называется осциллограммой. Такое представление при необходимости выявления частотных составляющих требует специального гармонического анализа. В связи с этим, в акустике принято колебательный процесс изображать в виде функции частоты. Такая запись называется *спектрограммой* или *звуковым спектром*. Спектр позволяет судить о том, колебания каких частот вносят наибольший вклад в формирование акустического поля, для каких частот следует проектировать звукоизоляцию и звукопоглощение, какова должна быть эффективность шумозащитных средств.

Различают несколько типов звуковых спектров (рис. 1.1). Спектр, в котором отдельные составляющие отделены друг от друга более или менее значительными частотными интервалами (рис.1.1,а), называется *линейчатым или дискретным*.

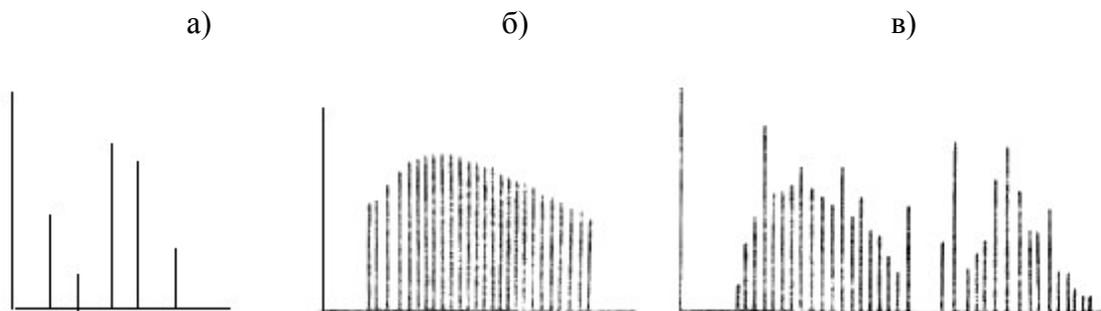


Рисунок 1. Типы звуковых спектров

а) - линейчатый спектр; б) – сплошной спектр; в) - смешанный спектр

Кратные составляющие линейчатого спектра называются гармониками. Количество и сила отдельных частотных составляющих звука определяют его слуховую окраску – тембр.

Если частотные составляющие следуют одна за другой непрерывно, то спектр называется *сплошным* (рис.1.1, б). Такие спектры возникают при соударении тел и при образовании звуковых импульсов. В случае, когда составляющие сплошного спектра имеют равные амплитуды, шум, характеризующийся таким спектром, называют *белым шумом*.

Человеческое ухо различает частотные составляющие звуковых колебаний также как и их амплитуды, т.е. по логарифмическому закону. Поэтому принято рассматривать и сравнивать частотные составляющие в полосах частот, ширина которых увеличивается по мере увеличения частоты. Общепринятыми считаются октавные и 1/3-октавные полосы частот. Каждая последующая октавная полоса в два раза шире предыдущей, т.е. отношение верхней и нижней граничных частот равно 2. В 1/3-октавных полосах это отношение равно  $\sqrt[3]{2}$ . Частотные полосы обозначаются их центральными частотами, которые определяются как среднегеометрическая величина верхней и нижней частоты данной полосы, т.е.  $f = \sqrt{f_1 f_2}$ .

В таблице 1.4. приведены центральные частоты и приближенные значения граничных частот октавных и 1/3-октавных полос.

При построении спектров в октавных или 1/3-октавных полосах частот используют логарифмический масштаб, как для шкалы уровней, так и для шкалы частот. Независимо от абсолютной ширины полосы частот, все они изображаются отрезками одинаковой величины. В целом октавный спектр будет представлять собой гистограмму, состоящую из столбиков одинаковой ширины, высота которых будет зависеть от уровня звуковой энергии всех частотных составляющих, входящих в данную октаву (рис.2).

Таблица 5. Центральные и граничные частоты октавных и 1/3-октавных полос частот

Октавные полосы частот			Третьоктавные полосы частот		
центральная частота октавы $f$ , Гц	нижняя частота октавы $f_1$ , Гц	верхняя частота октавы $f_2$ , Гц	центральная частота 1/3-октавы $f$ , Гц	нижняя частота 1/3-октавы $f_1$ , Гц	верхняя частота 1/3-октавы $f_2$ , Гц
16	11	22	16,0	14,1	17,8
			20,0	17,8	22,4
31,5	22	44	25,0	22,4	28,2
			31,5	28,2	35,5
			40,0	35,5	44,7
63	44	88	50,0	44,7	56,2
			63	56,2	70,8
			80	70,8	89,1
125	88	177	100,0	89,1	112,0
			125	112	141
			160	141	178
250	177	355	200	178	224
			250	224	282
			315	282	355
500	355	710	400	355	447
			500	447	562
			630	562	708
1000	710	1420	800	708	891
			1000	891	1122
			1250	1122	1413
2000	1420	2840	1600	1413	1778
			2000	1778	2239
			2500	2239	2818
4000	2840	5680	3150	2818	3548
			4000	3548	4467
			5000	4467	5623
8000	5680	11360	6300	5623	7079
			8000	7079	8913
			10 000	8913	11 220
16 000	11 360	22 720	12 500	11 220	14 130
			16 000	14 130	17 780
			20 000	17 780	22 390

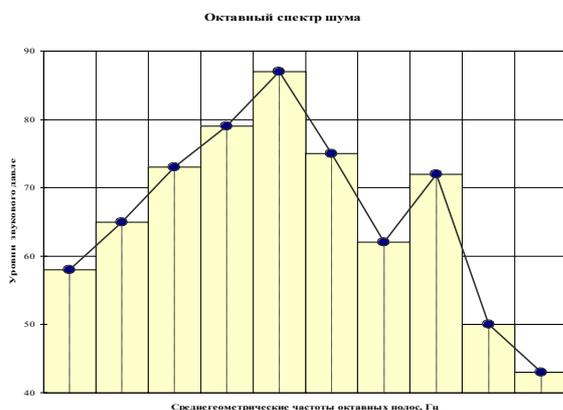


Рисунок 2. Октавный спектр

Общепринято вместо гистограммы использовать условное изображение спектра в виде ломанной кривой, координаты точек излома которой определяются центральной частотой октавы или 1/3-октавы и уровнем звуковой энергии в данной полосе частот (см. огибающую кривую на рис.2). Поскольку такое изображение условно, то интерполяция для определения промежуточных значений в данном случае будет некорректна.

Представление звуковых спектров в полосах частот значительно упрощает проведение измерений и анализа полученных результатов, поскольку уменьшается их объем и затраты времени. В большинстве случаев достаточно проводить анализ в октавных полосах. Однако, при анализе звуковых вибраций, аэродинамических шумов, а также для тщательного выяснения причин повышенных уровней шума, выявления конкретных его источников, проектирования эффективных шумозащитных средств, требуется проведение частотного анализа в более узких полосах частот, т.е. в 1/3-октавах, либо в узких полосах с постоянной шириной

Если источник создает шум, такой что в каждой полосе частот, независимо от ее ширины, излучается одинаковая звуковая энергия, то такой шум называется *розовым шумом*. Поскольку ширина каждой октавной полосы увеличивается вдвое, то интенсивность звука в каждой октаве будет уменьшаться также в два раза. Октавный спектр такого шума будет представлять собой прямоугольник, стороны которого будут равны уровню интенсивности и ширине частотного диапазона, который этот источник охватывает (рис.3).

Для интегральной оценки уровня звука по всему спектру следует воспользоваться правилом энергетического сложения (1.42), проводя суммирование уровней звукового давления  $L_i$  по всем частотным полосам. Очевидно, что для "розового" шума с уровнями звукового давления в  $N$  октавах  $L_{окт}$  будет справедливо:

$$L = L_{окт} + 10 \lg N$$

Т.к обычно во внимание принимается 9 октав (с 31,5 по 8000 Гц), имеем

$$L = L_{окт} + 10 \lg 9 = L_{окт} + 9,5, \text{дБ}$$

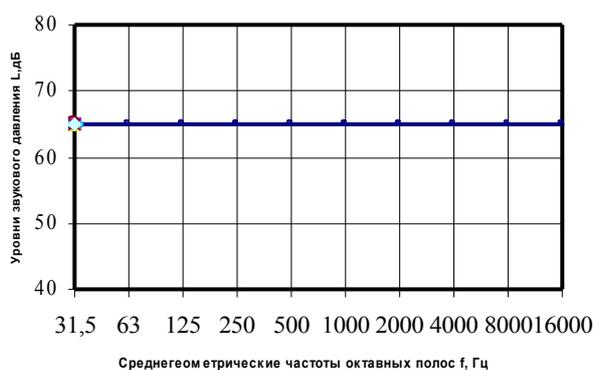


Рисунок 3. Октавный спектр "розового шума"

Следует отметить еще одну интегральную характеристику шумов, учитывающую различную чувствительность человеческого уха к разным частотным диапазонам. Как известно, ухо человека субъективно занижает низкочастотные звуки и несколько завышает высокочастотные. В связи с этим, вводится понятие *корректированного уровня звука*  $L_A$ , дБА. Он определяется путем введения специальных корректирующих поправок  $\delta$  в уровни звукового давления  $L_i$  каждой октавной полосы с последующим энергетическим суммированием во всем частотном диапазоне:

$$L_A = 10 \lg \sum_{i=1}^n 10^{0.1(L_i + \delta_i)}, \text{ дБА} \quad (1.47)$$

Значения корректирующих поправок приведены в таблице 5.

Таблица 5. Корректирующие поправки  $\delta_i$ 

Среднегеометрическая частота октавных полос, Гц	31,5	63	125	250	500	1 000	2 000	4 000	8000
Корректирующая поправка $\delta_i$ дБ	-32,0	-26,0	-16,1	-8,6	-3,2	0,0	+1,2	+1,0	-1,1

Очевидно, что значение корректированного по шкале А уровня звука  $L_A$  будет несколько выше  $L$ , если в спектре будут присутствовать высокочастотные составляющие и меньше  $L$  для низкочастотного звука. В случае, когда разница между уровнями  $L_A$  и  $L$  будет достигать —10 дБ...— 20дБ, можно говорить о присутствии инфразвуковых колебаний.

Корректирующая поправка при проведении измерения уровней шума вносится автоматически с помощью специальных корректирующих фильтров, встроенных в прибор. При проведении акустических расчетов эта поправка вносится по формуле (1.47).

## 2. ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКОВЫХ ВОЛН

### 2.1. Звукоизлучение и формирование акустического поля источника

Передача колебательной энергии твердых тел в окружающую воздушную среду – звукоизлучение, представляет одну из наиболее сложных задач акустики. До настоящего времени точные решения получены лишь для небольшого ряда идеальных источников звука (мембран, пластин, струн, стержней, цилиндрических оболочек, точечных источников). Объясняется это тем, что в твердых телах распространяются как поперечные, так и продольные волны, а в воздушной среде - только продольные. Кроме того, существенно отличаются и скорости распространения колебаний в твердой и воздушной средах. Как показывают исследо-

вания решений волнового управления на границе двух сред, не всякое колебание частиц твердых тел может быть причиной возникновения воздушного звука, даже если оно происходит с частотой слышимого диапазона волн. Колебательная энергия частиц твердой среды передается частицам воздуха и распространяется дальше тогда и только тогда, когда длина волны в твердом теле и длина волны этой же частицы в воздухе совпадают. Частота, на которой выполняется это условие, называется *граничной частотой*.

Для пластин, граничная частота определяется выражением

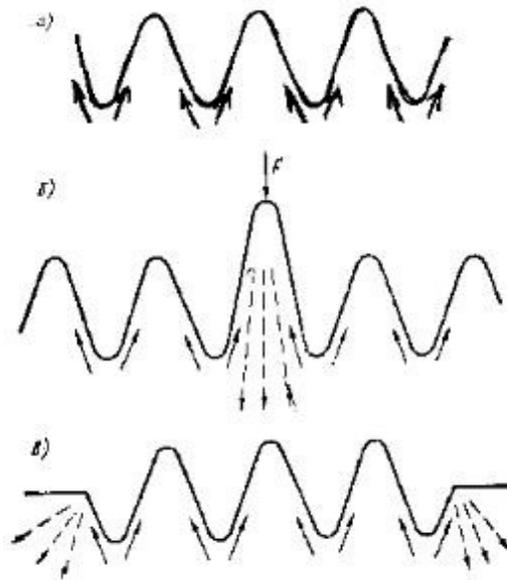
$$f_{\text{гг}} = \bar{n}^2 / 2\pi = \sqrt{m / D} \quad (2.1)$$

где  $m$  – масса на единицу площади;  $D$  – изгибная жесткость (см. 1.10).

На более низких частотах энергия колебаний частиц твердого тела затрачивается на перетекание частиц окружающей среды вдоль поверхности тела между соседними участками, движущимися в противофазе (рис.4).

Колебательная энергия частиц не передается дальше, поэтому эту часть акустического излучения принято называть "безваттной". Интенсивность звука уменьшается здесь с расстоянием по экспоненциальной зависимости. На близком расстоянии от источника звука преобладает именно "безваттное" звукоизлучение.

На частотах выше граничной энергия колебания частиц, расположенных вблизи поверхности твердого тела, полностью передается в окружающую среду и распространяется на большое расстояние. При этом интенсивность звука изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния (для сферических и плоских волн) или первой степени от расстояния (для цилиндрических волн). Принимая во внимание определение уровней акустических величин (см. п.1.3, формула 1.32), можно утверждать, что уровень интенсивности изменится на величину  $\Delta L = 10 \lg (r_2 / r_1)^2 = 20 \lg r_2 / r_1$ . При удвоении расстояния ( $r_2 / r_1 = 2$ ) для сферических волн  $\Delta L = 20 \lg 2 = 6 \text{ дБ}$  (см. рис.5).



*a* – бесконечная пластина; *б* – бесконечная пластина, возбуждаемая сосредоточенной силой; *в* - пластина в жестком экране (сплошные стрелки указывают перетекание среды; штриховые – излучение звука)

Рисунок 4. Схема взаимодействия изгибно колеблющейся пластины и воздушной среды

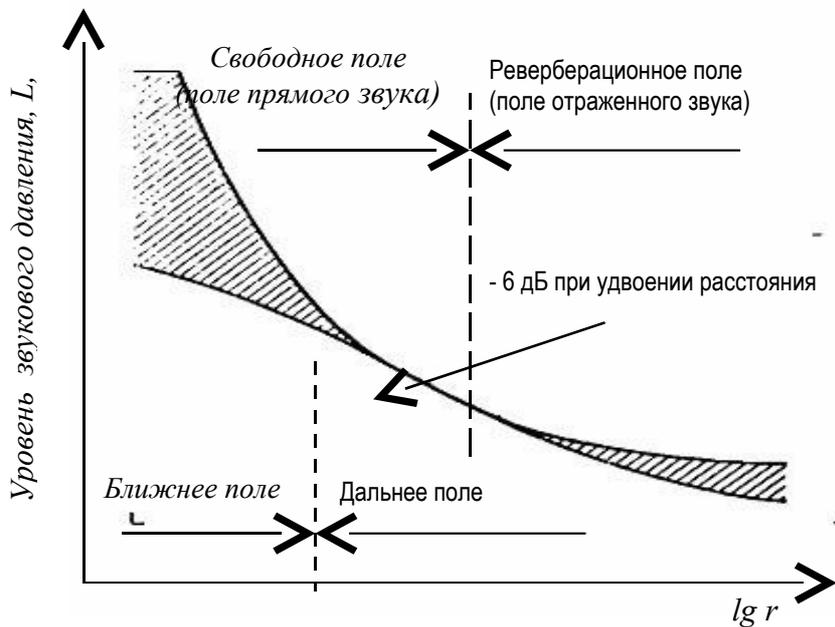
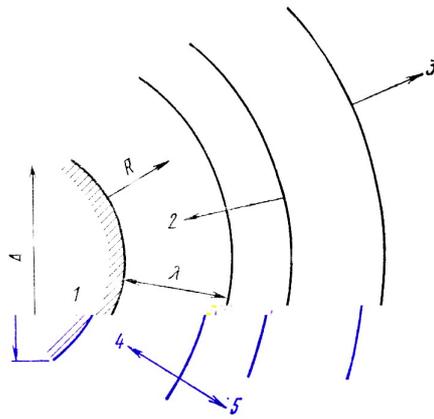


Рисунок 5. Изменение уровня звукового давления с расстоянием

В соответствии с вышеуказанным, принято разделять акустическое поле источника звука на *акустически ближнее и дальнее поля* (рис.6 )



1 – источник звука; 2 – геометрически ближнее поле; 3 – геометрически дальнее поле; 4 – акустически ближнее поле; 5 – акустически дальнее поле

Рис.6. Структура акустического поля источника

В акустически ближнем поле фазы звукового давления и скорости частиц не совпадают и для интенсивности звука несправедливо соотношение (1.27), т.е. не выполняется условие пропорциональности интенсивности квадрату звукового давления (см. 1.33). Таким образом, интенсивность может быть определена лишь в том случае, когда помимо звукового давления известна и разность фаз ( $\varphi_p - \varphi_v$ ) между давлением и скоростью частиц. Практически получить эти данные весьма затруднительно.

Согласно вышесказанному, в области ближнего поля не выполняются и соотношения 1.36, т.е. измерения уровней звукового давления не дают возможности определить ни уровень интенсивности, ни уровень акустической мощности источника звука. Это важно помнить при планировании проведения экспериментальных работ, в противном случае могут быть получены искаженные значения искомых величин  $L_1$  и  $L_p$ . Критерием выбора места расположения измерительных точек считается выполнение условия

$$r > \lambda \quad (2.2)$$

где  $r$  - расстояние от ближайшей точки поверхности источника.

Здесь следует также отметить еще одно разделение акустического поля в зависимости от размеров реального источника звука. Поскольку на практике источники звука имеют вполне определенные размеры, принято рассматривать две зоны акустического поля: **геометрически ближнее и дальнее**. Геометрически дальним полем называется область, в которой акустические характеристики поля не зависят от размеров самого источника, т.е. его можно считать точечным. Границы геометрически ближнего поля определяется из условия

$$R \ll l_{max} \quad (2.3)$$

где  $l_{max}$  - максимальный размер источника.

Практически границу принимают равной (3-5)  $l_{max}$

В геометрически ближнем поле нельзя в общем виде рассчитать уровни звукового давления, поскольку вблизи источника конечных размеров поверхности равных уровней звукового давления повторяют форму источника. Фронт волны нельзя считать здесь ни сферическим, ни плоским. Поэтому измерения уровней звукового давления с целью получения в дальнейшем путем пересчета уровней звука на различных расстояниях от источника звука, следует проводить в зоне геометрически дальнего поля, т.е. на расстоянии  $r \gg l_{max}$ .

## 2.2. Излучение звука простейшими источниками.

Передача энергии звуковых колебаний от твердых тел окружающей среде представляет собой довольно сложный физический процесс, эффективность которого существенно зависит не только от соотношения акустических сопротивлений, но и в значительной степени от формы и размеров колеблющегося тела. Задача звукоизлучения требует решения системы дифференциальных уравнений, описывающих волновые процессы в средах с разными свойствами. Как известно, для получения точных решений необходимо знать граничные условия. Кроме того, точное решение возможно лишь для относительно простых случаев, некоторые из которых и будут рассмотрены ниже (рис.7).

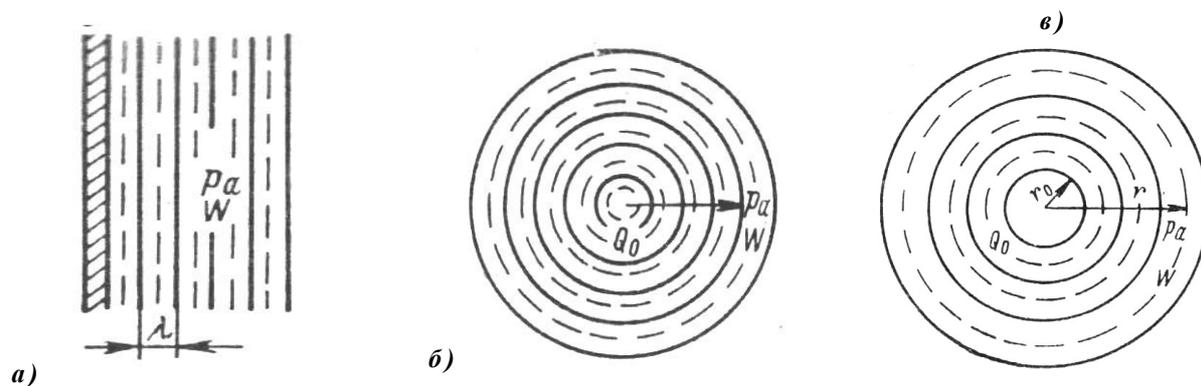


Рисунок 7. Излучение звука простейшими источниками  
 а- протяженная синфазно колеблющаяся пластина; б- точечный источник; в – пульсирующая сфера

Протяженная (по сравнению с длиной волны) пластина, все точки поверхности которой совершают синфазные поперечные колебания, создает поле плоских волн (рис.7, а). На границе со средой колебательные скорости пластины и частиц среды равны, поскольку в случае поперечных колебаний пластины вся колебательная энергия передается частицам воздушной среды, направление колебаний которых совпадает с направлением распространения звуковых волн. При этом звуковое давление в среде прямо пропорционально колебательной скорости независимо от частоты. Источник такого типа считается наиболее эффективным. Можно показать, что в этом случае уровень колебательной скорости поверхности пластины

(виброскорость) будет равен уровню звукового давления, измеренного в непосредственной близости от пластины, т.е.  $L_v = L$ . Примером реального источника такого типа могут служить толстые металлические плоские стенки картера двигателя в диапазоне высоких частот, когда длина волны в воздухе мала.

Менее эффективным излучателем звука является точечный источник (рис.7, б). Таким источником является синфазно пульсирующая сфера, радиус которой существенно ниже длины волны ( $r_0 \ll \lambda$ ). При этом формируется поле сферических волн. Звуковое давление на частоте  $f$  и интенсивность звука на расстоянии  $r \ll \lambda$  можно найти по формулам

$$p = Q \rho f / 2 r \quad (2.4)$$

$$I = p^2 / 2 \rho c = Q^2 \rho f^2 / 8 c r^2 = k^2 Q^2 \rho c / 32 \pi^2 r^2 \quad (2.5)$$

где  $Q = 4\pi r_0^2 v$  — производительность источника или амплитуда объемной скорости источника;  $k = \omega/c$  - волновое число.

Акустическая мощность  $W$  такого источника, называемого **монополю** определяется по его производительности

$$W = 4\pi r^2 I = \pi f^2 Q^2 \rho / 2 \rho = k^2 Q^2 \rho c / 8\pi \quad (2.6)$$

Как видно из вышеприведенной формулы, акустическая мощность существенно увеличивается с частотой ( $W \sim k^2 = 2\pi f^2/c^2$ )

Реально такие источники практически не встречаются, но в первом приближении небольшие по размеру механизмы можно считать источником типа монополя. Это позволяет значительно упростить расчет акустического поля данного механизма.

Как уже отмечалось в п.1.2., в поле сферических волн фазы звукового давления и колебательной скорости не совпадают. Вследствие этого колебательная скорость в сферической волне, в отличие от давления, характеризуется двумя членами, величины которых по-разному изменяются с расстоянием. Первый из них характеризует собственно акустическую волну и уменьшается обратно пропорционально расстоянию, т.е.  $\sim 1/r$ . Второй член, обусловленный реактивной составляющей акустического сопротивления, изменяется  $\sim 1/r^2$ , и, следовательно, вносит наибольший энергетический вклад в поле в непосредственной близости от источника. Следует отметить, что возмущение среды здесь происходит без ее сжатия. Названные составляющие колебательной скорости уравниваются на расстоянии  $r = 1/k = c/2\pi f$ , далее начинает превалировать первая, акустическая, составляющая.

При увеличении радиуса пульсирующей сферы  $r_0$  по мере увеличения расстояния и частоты, когда  $r_0 \gg \lambda$ , реактивная составляющая колебательной скорости частиц среды существенно уменьшается, кривизна фронта волны уменьшается и поле источника можно считать полем плоских волн (рис. 7, в).

Следующим простым типом источника является колеблющаяся в бесконечной среде жесткая сфера, радиус которой  $r_0 \ll \lambda$ . Такой источник называется **диполь**. Он образуется при работе в противофазе двух одинаковых расположенных на малом расстоянии  $d$  точечных источников, производительностью  $Q$ . Интенсивность звука в точке, расположенной на достаточном, по сравнению с длиной волны, расстоянии  $r$  в направлении, составляющем с осью диполя угол  $\theta$  можно определить по формуле

$$I = (\rho \omega^4 M^2 / 32 \pi^2 c^3 r^2) * \cos^2 \theta \quad (2.7)$$

где  $M = Qd$  – момент диполя.

Как видно из (2.7) источник этого типа излучает звуковые волны неравномерно. Максимальное излучение наблюдается в направлении, совпадающем с осью диполя, т.е. с линией соединяющей точечные источники. В перпендикулярном к центру оси направлении излучение вообще отсутствует. Характеристика направленности диполя представляет собой восьмерку (рис. 1.8.). Акустическая эффективность диполя зависит от частоты и в целом меньше продуктивности монополя ( $W_d / W_m = k^2 d / 3$ ). Источникам типа диполя можно считать тело, совершающее возвратно-поступательное движение с небольшой амплитудой, колеблющийся стержень, струна, пропеллер. Причиной возникновения источников этого типа может быть гармоническая сила, приложенная к среде, или несколько гармонических сил, приложенных одновременно к малой по сравнению с длиной волны области среды.

В турбулентных потоках, например в струях истекающего газа, появляются источники типа **квадруполь**, характеристика направленности которых представляет собой две восьмерки с общим центром. В целом квадруполь представляет собой два диполя с осью  $d_1$ , оси которых отстоят друг от друга на расстоянии  $d_2$ . Различают поперечный и продольный квадруполи. В поперечном оси диполей параллельны друг другу, а в продольном расположены на одной прямой. Акустическая мощность квадруполь определяется по формуле

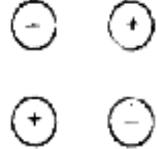
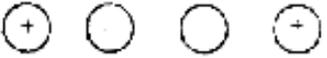
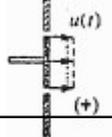
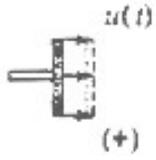
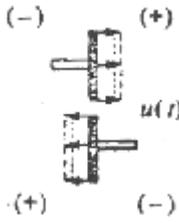
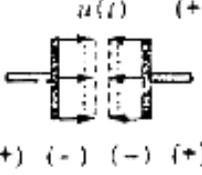
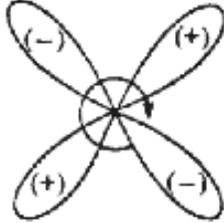
$$W_{\text{прод.кв.}} = \rho c \omega^6 (Q d_1 d_2)^2 / 40 \pi c^6 \quad (2.8)$$

$$W_{\text{поп.кв.}} = \rho c \omega^6 (Q d_1 d_2)^2 / 480 \pi c^6 \quad (2.9)$$

Как видно из формулы квадруполь наиболее эффективен на высоких частотах, т.к. его мощность пропорциональна шестой степени частоты. Этот факт ярко подтверждается спектром излучения турбулентных струй, которые, как уже отмечалось выше, можно представить в виде совокупности квадруполей.

В таблице 6. приведены сводные данные об элементарных источниках, показана акустическая эффективность по сравнению с монополем.

Таблица 6. Модели элементарных источников звука

Тип источника и его модель	Монополюль	Диполь	Поперечный квадруполь	Продольный квадруполь
Модель пульсирующих сфер				
Модель из колеблющихся поршней				
Характеристика направленности источника				
Акустическая эффективность	$W_m / W_M = 1$	$W_d / W_M = k^2 d / 3$	$W_{\text{поп.кв}} / W_M = k^4 d_1 d_2 / 60$	$W_{\text{прод.кв}} / W_M = k^4 d_1 d_2 / 5$
Примеры использования моделей	Пульсирующая сфера Ружейный выстрел Вибрирующая пластина Экранированный громкоговоритель	Колеблющаяся масса Колеблющийся стержень; Громкоговоритель без экрана Пропеллер	Истекающие струи Турбулентные потоки	Сталкивающиеся тела

### 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА

В однородной бесконечной жидкой или газообразной среде звук распространяется без искажений, с постоянной скоростью. Это означает, что, зная излучающие свойства источника можно описать звуковое поле во всем пространстве. На практике, однако, среда, в которой происходит излучение, не всегда однородна и никогда не бесконечна, т.е. следует учитывать другие эффекты (интерференция, дифракция, отражение, поглощение, преломление, рассеяние).

#### 3.1. Интерференция и дифракция звуковых волн

Наложение в данной точке пространства звуковых волн вызывает явление *интерференции* (рис.8). Результат зависит от соотношения фаз колебаний частиц среды во встречающихся волнах. В случае совпадения фаз наблюдается усиление колебаний. При движении частиц в противофазе – ослабление. Первый случай характерен для стоячих волн изгиба в конструкциях, стоячих волн в звукопроводах (столб воздуха, труба, стержень). Второй тип явления интерференции используют для локального гашения акустических колебаний (в отдельных точках помещений или транспортных средств). При этом частицы должны колебаться не только в противофазе, но и с одинаковой амплитудой.

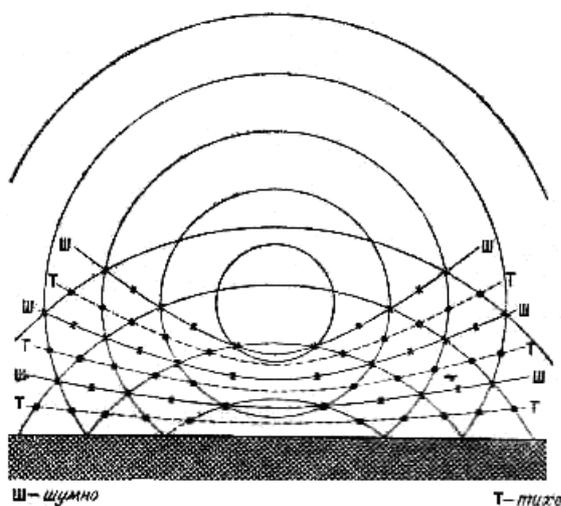


Рисунок 8. Отражение и интерференция волн от поверхности

В случае, когда интерферирующие волны имеют различную частоту, возникают *биения*, частота которых равна разности частот этих колебаний. Биения отчетливо различаются на слух и весьма неприятны для восприятия.

При падении звуковых волн на препятствие они огибают препятствие, т.е. наблюдается явление *дифракции*. При этом за препятствие образуется *зона акустической тени*, размеры которой зависят от соотношения длины волны  $\lambda$  и размеров препятствия. Если дифракция

происходит в параллельных лучах (рис.9а), то протяженность этой тени  $l_t$ , за препятствием, имеющем поперечный размер  $D$ , можно определить по формуле

$$L_m = D^2 / 4\lambda = D^2 f / 4c \quad (3.1)$$

Размеры звуковой тени увеличиваются, если волны исходят из одной точки перед экраном. Очевидно, что в зоне звуковой тени будет наблюдаться ослабление звука. В зависимости от соотношения длины волны  $\lambda$  с высотой экрана  $H$  и его расстоянием от источника  $r$  и до расчетной точки  $R$ , величина ослабления звука колеблется от 2-3 до 20 дБ. На рис.10 приведен график, по которому снижение уровня звука за экраном можно найти с помощью вспомогательной величины  $N$ , определяемой по формуле

$$N = \frac{2}{\lambda} \left[ r \left( \sqrt{1 + \left( \frac{H}{r} \right)^2} - 1 \right) + R \left( \sqrt{1 + \left( \frac{H}{R} \right)^2} - 1 \right) \right] \quad (3.2)$$

Эффект дифракции проявляется и при прохождении волн через щели и отверстия (рис.9б, г). При этом будет наблюдаться картина, обратная вышеописанной, т.е. за отверстием вместо звуковой тени будет располагаться зона излучения отверстия. Чем меньше размеры отверстия по сравнению с длиной падающей волны, тем менее направленным будет излучение. Так, малое отверстие можно считать источником сферических волн. Если же размеры отверстия сравнимы с длиной волны или больше его, то его излучение за экраном локализуется в относительно узком пучке (рис.9б).

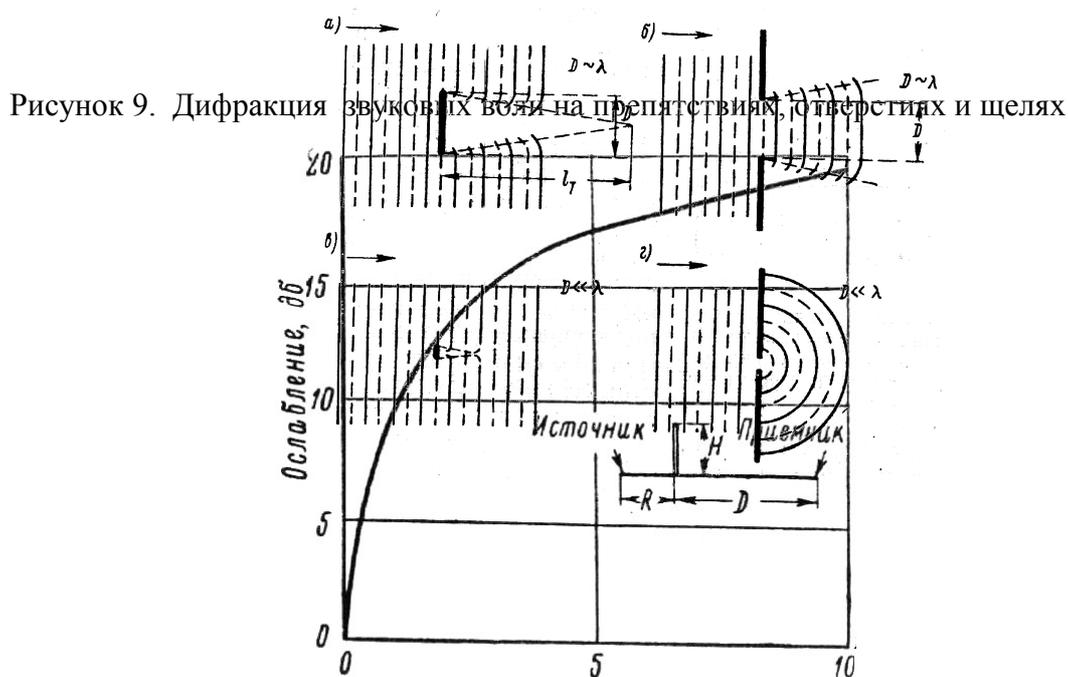


Рисунок 10. Влияние параметра  $N$  на ослабление звука за экраном

В общем случае, любое тело, размеры которого соизмеримы с длиной волны, вследствие дифракции вносит искажение в звуковое поле. Этот факт следует учитывать при проведении акустических измерений, поскольку на высоких частотах, когда длина волны сопоставима с размерами микрофона, поправки за дифракцию могут достигать 3-5 дБ.

### 3.2. Отражение звука от препятствий и на границе двух сред

Как во всяком волновом процессе, при падении звуковых волн на препятствие ограниченных размеров помимо интерференции наблюдается их отражение (рис.11). При этом углы падения и отражения равны друг другу. Следовательно, плоские и выпуклые поверхности рассеивают звук (рис.11- а,б и в.), а вогнутые – фокусируя, концентрируют его в некоторой точке (рис.11- г) .

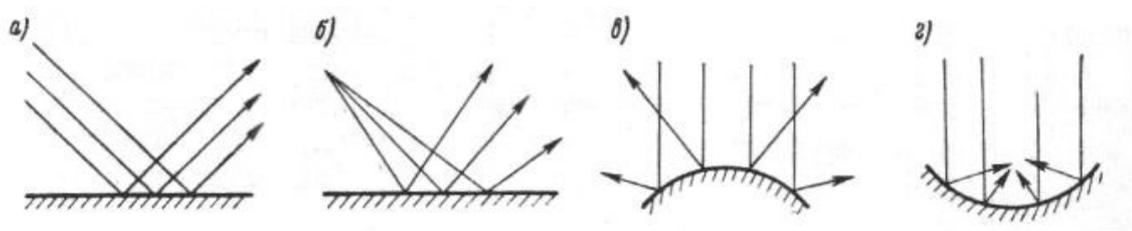


Рисунок 11. Отражение звуковых волн от поверхностей различной формы

При падении волн на границу двух сред (рис.12) часть звуковой энергии отражается, а часть проходит во вторую среду.

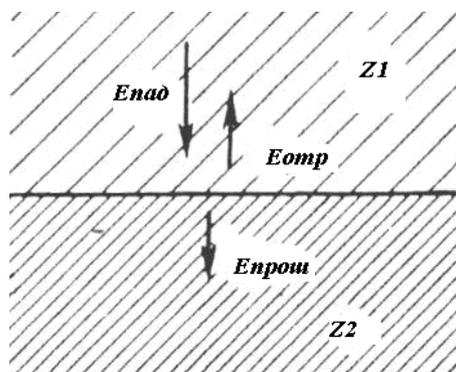


Рисунок 11. Отражение и прохождение волн на границе двух сред

Согласно закону сохранения энергии сумма прошедшей  $E_{прои.}$  и отраженной  $E_{отр.}$  энергий равна энергии падающей волны  $E_{пад.}$ , т.е.

$$E_{пад} = E_{отр.} + E_{прои.} \quad (3.3)$$

Разделим правую и левую части формулы на  $I_{пад.}$

$$1 = (E_{отр.} / E_{пад}) + (E_{прои.} / E_{пад})$$

Слагаемые в вышеприведенном соотношении показывают, какая доля падающей энергии отразилась, и какая доля прошла дальше. Они представляют собой коэффициенты отражения и прохождения. Вводя для них обозначения  $\eta$  и  $\tau$  соответственно, получим

$$\eta + \tau = 1 \quad (3.4)$$

При нормальном падении звуковых волн на границу двух сред с акустическими сопротивлениями  $Z_1$  и  $Z_2$  справедливы следующие выражения

$$\eta = (Z_1 - Z_2)^2 / (Z_1 + Z_2)^2 = (1 - Z_2/Z_1)^2 / (1 + Z_2/Z_1)^2 \quad (3.5)$$

$$\tau = 1 - \eta = 1 - (Z_1 - Z_2)^2 / (Z_1 + Z_2)^2 = 4 Z_1 Z_2 / (Z_1 + Z_2)^2 \quad (3.6)$$

На рис.13 показано изменение коэффициентов отражения и прохождения в зависимости от соотношения акустических сопротивлений граничащих сред. Из графика видно, что величина коэффициентов зависит только от абсолютного значения отношений акустических сопротивлений сред, но не зависит от того, какое из этих сопротивлений больше. Этим можно объяснить тот факт, что звук, распространяющийся в какой-либо массивной стенке, претерпевает такое же отражение от границы раздела с воздушной средой, что и звук, распространяющийся в воздухе, при отражении от этой стены.

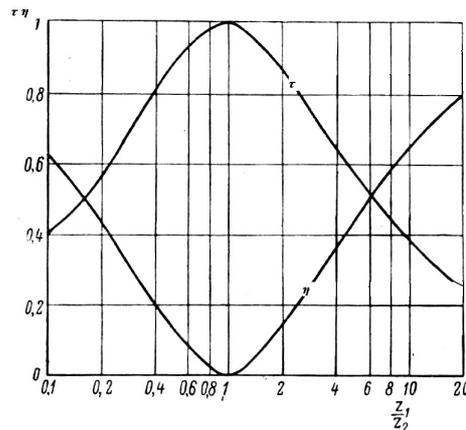


Рисунок 13. Коэффициенты  $\eta$  и  $\tau$  в зависимости от соотношения акустических сопротивлений граничащих сред ( $Z_1/Z_2$ )

В ряде случаев представляет интерес знать, как изменится звуковое давление или колебательная скорость частиц при прохождении через границу двух сред. Поскольку интенсивность звуковой энергии пропорциональна квадратам звукового давления и виброскорости, то очевидно коэффициент отражения для них можно найти по формуле

$$\eta' = \sqrt{\frac{I_{\text{от}}}{I_{\text{пад}}}} = \left| \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right| \quad (3.7)$$

Для коэффициента прохождения по давлению и виброскорости получим

$$\tau = 2 Z_2 / (Z_1 + Z_2) \quad (3.8)$$

Вышеприведенные формулы для коэффициентов отражения и прохождения можно использовать в расчетах одномерных звуководов при изменении их сечения (рис.14), если площади сечения  $S_1$  и  $S_2$  не слишком отличаются. При поперечных размерах звуковода малых по сравнению с длиной волны ( $b \ll \lambda$ ), акустическое сопротивление его отдельных участков определится произведением площади сечения  $S$  и акустического сопротивления среды, заполняющей звуковод ( $Z_1 = \rho c S_1$  и  $Z_2 = \rho c S_2$ ). Тогда

$$\eta = (S_1 - S_2)^2 / (S_1 + S_2)^2 = (1 - S_2/S_1)^2 / (1 + S_2/S_1)^2 \quad (3.9)$$

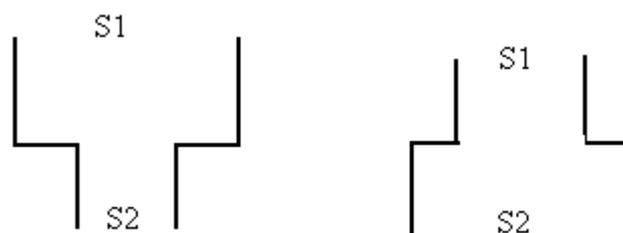


Рисунок 14. Изменение сечений звуковода

### 3.3. Звукопоглощение

Поглощение звука (демпфирование, диссипация) — превращение звуковой энергии в тепло. Оно вызывается как теплопроводностью и вязкостью (классическое поглощение), так и внутримолекулярным отражением. При очень больших амплитудах, которые встречаются лишь вблизи очень мощных источников звука или при сверхзвуковом ударе, возникают нелинейные процессы, приводящие к искажению формы волны и к усиленному поглощению.

Для звука в газах и жидкостях поглощение имеет практически важное значение только тогда, когда звук распространяется на большие расстояния (как минимум несколько сотен значений длины волны) или если на пути звука встречаются тела с очень большой поверхностью.

Рассмотрим процесс прохождения звука через препятствие (рис.15). Энергия падающего звука  $E_{пад}$  разделяется на энергию отраженную от препятствия  $E_{отр}$ , поглощенную в нем  $E_{погл}$  и энергию прошедшую через препятствие  $E_{прош}$ . Согласно закону сохранения энергии

$$E_{пад} = E_{отр} + E_{погл} + E_{прош}. \quad (3.10)$$

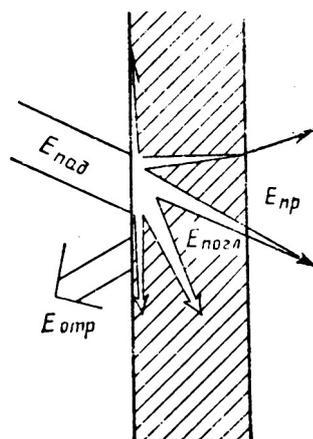


Рисунок 15. Распределение энергии при падении звука на препятствие.

Этот процесс можно оценить отношениями энергий прошедшей, поглощенной и отраженной к энергии, падающей на препятствие:

$$\tau = E_{\text{прош.}} / E_{\text{над}}; \quad \eta = E_{\text{отр.}} / E_{\text{над}}; \quad \alpha = E_{\text{погл.}} / E_{\text{над}}; \quad (3.11)$$

Как уже было сказано выше, первые два отношения называют коэффициентами прохождения -  $\tau$  и отражения  $\eta$ . Третий коэффициент характеризует долю поглощенной энергии и называется коэффициентом поглощения  $\alpha$ . Очевидно, что из (3.10) следует

$$\alpha + \eta + \tau = 1 \quad (3.12)$$

Поглощение звука обусловлено переходом колебательной энергии в тепло вследствие потерь на трение в материале. Потери на трение велики в пористых и рыхлых волокнистых материалах. Конструкции из таких материалов уменьшают интенсивность отраженных от поверхности звуковых волн. Звукопоглотители, расположенные внутри помещения, могут уменьшать также интенсивность прямого звука, если они располагаются на пути распространения звуковых волн.

### 3.4. Резонаторы

Эффективным поглотителем звуковых волн, а в некоторых случаях их усилителем может служить так называемый резонатор. Под *резонатором* понимается система типа "масса-пружина", в которой роль колеблющейся массы играет масса воздуха в узком отверстии или в щели пластины, а роль пружины – упругий объем воздуха в полости за пластиной. Схематическое изображение резонатора Гельмгольца приведена на рисунке

Рисунок 15. Резонатор как поглотитель звука

Рассмотрим простейший воздушный резонатор, т.е. сосуд с жесткими стенками и узким горлом. При падении на него звуковой волны определенной частоты воздушная "пробка" в горле сосуда приходит в интенсивное колебательное движение. Колебательная скорость частиц в горле в несколько раз превышает колебательную скорость в свободном звуковом поле  $\xi$ . Во внутреннем объеме резонатора в это время соответственно увеличивается давление  $p$ . Если подвести к внутренней полости резонатора трубку, то воспринимаемый звук будет громче.

В тоже время, при достаточно больших потерях на трение резонатор может выполнять функции не усилителя, а поглотителя звуковой энергии. Если в горло резонатора ввести слой ЗПМ, то поглощение заметно возрастет.

Собственная круговая частота  $\omega_0$  с массой  $m$  на пружине с жесткостью  $s$  можно найти по известной формуле

$$\omega_0 = 2 \pi f_0 = \sqrt{s/m} \quad (3.13)$$

Жесткость пружины определяется в зависимости от площади  $S$  поперечного сечения горлышка резонатора и объема его полости  $V$  по формуле

$$s = \rho_0 c_0^2 S^2 / V \quad (3.14)$$

Масса  $m$  включает в себя массу воздуха  $m_h$  в горлышке резонатора глубиной  $l$  и колеблющуюся вместе с ней присоединенную массу окружающего воздуха  $m_m$

$$m = m_h + m_m = \rho_0 S l + \rho_0 (\Delta l_i + \Delta l_\alpha), \quad (3.15)$$

здесь поправочные элементы  $\Delta l_i$  и  $\Delta l_\alpha$  представляют собой концевые поправки, величина которых зависит от формы горлышка и площади его поперечного сечения. Таким образом, собственная частота резонатора определится как

$$f_o = \frac{\tilde{n}_i}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V(l + \Delta l_i + \Delta l_\alpha)}} \quad (3.16)$$

В таких резонансных системах в присутствии внешнего источника звука заключенный в полости воздух колеблется с ним в унисон с амплитудой, зависящей от соотношения между величинами периодов собственного и вынужденного колебаний. При отключении источника резонатор отдает назад накопленные внутри него колебания, становясь на короткое время вторичным источником.

В зависимости от характеристик, резонатор может либо усиливать, либо поглощать звуковые колебания на той или иной частоте.

Звукопоглощение резонатора описывается с помощью условной *характеристики звукопоглощающего сечения*  $A$ . Под ней понимается условная площадь сечения, перпендикулярного направлению распространения падающей волны, через которую свободной волной (при отсутствии резонатора) передается мощность, равная поглощаемой резонатором.

Положим размеры резонатора малыми по отношению к длине падающей волны. Это позволит пренебречь, в первом приближении, рассеянием звуковой энергии на корпусе резонатора. Если принять отверстие резонатора закрытым акустически жестко, то звуковое давление в горлышке  $p_h = p_l$ , а колебательная скорость  $v = p_h / Z_h$  (если резонатор находится на экране, то в приведенных формулах добавится множитель 2).

Импеданс горлышка резонатора складывается из внутреннего потерь  $R_i$ , активного сопротивления излучения  $R_r$  и реактивных сопротивлений массы и упругости.

$$Z_h = R_i + R_r + (j\omega m + s/j\omega) / S \quad (3.17)$$

здесь реактивное сопротивление излучения уже учтено в поправочном элементе  $\Delta l$  при определении  $m$ .

Потери звуковой энергии в резонаторе могут быть определены как

$$P_h = v_h^2 R_i S = p_l^2 S R_i / 2 Z_h^2 \quad (3.18)$$

Отсюда звукопоглощающее сечение определится из выражения

$$A = 2 P_h / (p_l^2 / Z_o) = S R_i Z_o / Z_h^2 \quad (3.19)$$

Здесь  $Z_o$  - величина импеданса на резонансной частоте  $f_o$ , при этом мнимые части из всех выражений исчезают и тогда

$$A = S R_i Z_o / (R_i + R_j) \quad (3.20)$$

### 3.5. Преломление звуковых волн

Преломление возникает при непостоянстве скорости звука. Наиболее частая причина его возникновения — колебание температуры и изменение ветра. Если среда не меняется, то изменение скорости звука весьма незначительно. Влияние преломления заметно лишь тогда, когда расстояние между источником и приемником большое.

Строгая теория распространения звука в неоднородной среде весьма сложна, и поэтому в большинстве случаев довольствуются расчетом "звуковых лучей", т.е. предполагают, что на определенном расстоянии и при определенной длине волны скорость звука изменяется незаметно. С учетом этого можно применить принцип Ферма о наикратчайшем времени пробега или закон преломления Снелиуса. Закон говорит о том, что так называемая длина следа волны  $\lambda / \sin \theta$  не зависит от среды, так что

$$\sin \theta_2 = \frac{c_2}{c_1} \sin \theta_1 \quad (3.21)$$

Таким образом, звуковая волна, падая из среды, характеризующейся скоростью звука  $c_1$  под углом  $\theta_1$  попадая на плоскую граничную поверхность другой среды, характеризующейся скоростью звука  $c_2$ , движется в другой среде под углом  $\theta_2$ . С помощью (3.21) можно объяснить различные эффекты (теневые зоны, каналы распространения), которые встречаются при распространении звука на большие расстояния и в морской воде.

### 3.6. Рассеяние звуковых волн

В том случае, когда звуковые волны при их распространении встречают препятствие, падающая на препятствие звуковая энергия (падающая энергия) частично отклоняется в разных направлениях. Если препятствие очень велико, то процесс называют отражением, если препятствие мало, тогда говорят о рассеивании. Можно обнаружить: маленькое (по сравнению с длиной волны) тело-препятствие влияет на звуковое поле таким образом, как если бы на его месте находились монопольный и дипольный источники звука. Этот метод применим для любых препятствий, т.е. можно заменить тело источниками звука, характеристики которых выбраны так, что на их поверхности соблюдаются граничные условия.

Ниже приведены рассчитанное для ряда случаев по указанному принципу распределение по направлениям рассеянной энергии и так называемое сечение рассеяния  $S_q$ , которое определяется по формуле

$$S_q = \frac{P_s}{p_i^2 / \rho c} \quad (3.22)$$

где  $P_s$  — рассеянная мощность.

*Рассеяние на геометрически простых телах*

Малый жесткий шар

$$p_S^2 = p_i^2 \left( \frac{k^4 a^4}{9r^2} \right) \left( 1 - \frac{3}{2} \cos \theta \right)^2.$$

Большой жесткий шар

$$p_S^2 = p_i^2 \left[ \frac{a^2}{4r^2} + \frac{a^2}{4r^2} \operatorname{cth} \left( \frac{\theta}{2} \right) J_1^2 (ka \sin \theta) \right].$$

Малый жесткий цилиндр

$$p_S^2 = p_i^2 \pi k^3 a^4 (1 - 2 \cos \theta) / 8r.$$

*Сечения рассеяния*

Малый акустически мягкий шар $S_q = 4\pi a^2.$	Малый акустически мягкий цилиндр $S_q = \pi^2 a / (ka \ln^2 (1 / ka))$
Малый жесткий шар $S_q = 7\pi k^4 a^6 / 9.$	Малый жесткий цилиндр $S_q = 3\pi^2 k^3 a^4 / 4$
Большой шар $S_q = 2\pi a^2.$	Большой цилиндр $S_q = 4a.$
Малый акустически мягкий диск $S_q \approx 2\pi a^2 \left( \frac{8}{\pi^2} - \frac{16}{9\pi^2} k^2 a^2 \right).$	
Малый акустически жесткий диск $S_q \approx 1,6k^4 a^6.$	
Малый резонатор на резонансной частоте $S_q = 4\pi / k^2.$	

Здесь  $p_i$  — звуковое давление падающей волны;  $p_s$  — звуковое давление рассеянной волны на расстоянии  $r$  под углом  $\theta$ ;  $a$  — радиус.

Для больших тел сечение рассеяния равно удвоенному сечению тела. Половина рассеиваемой энергии рассеивается в обратном направлении (отражается), другая половина в результате наложения (суперпозиции) падающей волны образует тень.

Для малых жестких тел сечение рассеяния пропорционально  $(a / \lambda)^4$  и всегда меньше геометрического сечения тела. По этой причине малые акустически жесткие тела, даже когда их много (например, пыль или туман), не оказывают сильного влияния на распространение звука, в то время как малые акустически мягкие тела (например, пузырьки газа в воде) из-за большего сечения рассеяния влияют на распространение звука значительно сильнее. Для больших тел распространение рассеянного звука по направлениям и образование теневых зон зависит от формы тела. В таких случаях говорят не о рассеянии, а об отражении (см. п. 3.2).

Когда препятствие находится вблизи источника звука с незначительным излучением, то оно может существенно повлиять на звукоизлучение. Это характерно, например, для источников шума потока (пропеллер, турбулентные свободные струи и т.д.) с ярко выраженным ближним полем.

Хотя внутри подобных ближних полей наблюдаются значительные перепады давления и скорости, но среда при этом почти не сжимается, в связи с чем звукоизлучение незначительно. Если в ближнем поле находится рассеивающее тело, то оно представляет собой как бы дополнительный источник звука, интенсивность которого зависит от силы ближнего поля, т.е. не от мощности источника. Поэтому вполне возможно, что звуковая мощность рассеивающего тела будет значительно больше мощности собственно источника.