

Г. А. ОСТРОУМОВ

ЭЛЕКТРОАКУСТИКА

19016

СВЯЗЬТЕХИЗДАТ • МОСКВА • 1936

ОПЕЧАТКИ

К КНИГЕ Г. А. ОСТРОУМОВА „ЭЛЕКТРОАКУСТИКА“.

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
40	2 стр.	$\ln \frac{P_1}{P_2}$	$\ln_2 \frac{P_1}{P_2}$
40	9 стр.	$\left(t - \frac{x}{c'_{30}}\right)$	$\left(t - \frac{x_1}{c'_{30}}\right)$
50	1 стр.	$j\omega \frac{\rho_0 c_{10}}{\omega_k}$	$j\omega \frac{\rho_0 c_1}{\omega_k}$
58	6 стр.	$\frac{V}{c_1^2 \rho}$	$\frac{V}{c_1^2 \rho_0}$
65	2 стр.	$\frac{1}{2} \frac{V}{P_{\delta k}} P_2$	$\frac{1}{2} \frac{V}{P_{\delta k}} P^2$
94	Рис. 71	Мерная линия $2\nu_0$ относится к сплошной полуокружности	
174	Рис. 157	$N_n'' L_{M1}$	$N_n'' C_{M1}$
191	16 стр.	$\frac{P_{\sigma p}^2 V}{13,8 \frac{\rho_0^2}{P_{\sigma p}^2 S}}$	$\frac{P_{\sigma p}^2 V}{13,8 \frac{\rho_0 c_1^2}{P_{\sigma p}^2 S}}$
197	1 стр.	$4\rho_0 c_1$	$4\rho_0 c_1$
		Задачу 12, стр. 32.	Задачу 13, стр. 36.

534

79

534

А. А. ОСТРОУМОВ

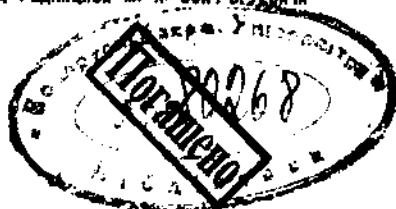
Депозитарий

Лр.

ЭЛЕКТРОАКУСТИКА

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ ДЛЯ ВТУЗОВ СВЯЗИ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ М. А. БОНУ-БРУЕВЧА



11409377

19016

ПРОВЕРЕНО
1986 г.

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ПО ТЕХНИКЕ СВЯЗИ • МОСКВА • 1936

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

Научно-технич. ред. М. А. Бонч-Бруевич. Редактор СТИ В. И. Шам
Техн. редактор П. Петров.

Отпечатано с матриц. Подписано к печати 11/1 1936 г. Инд.
Тираж 4000. Уполномоч. Главлита № 29644. Заказ изд. 1052. Бумага 62X
Печати лист. 14. Знаков в 1 печ. листе 52 000. Зак. тип. 144.

Типография „Шестой Октябрь“ треста „Мособлполиграф“, г. Загорск, Моск.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА.

Содержание книги Г. А. Остроумова охватывает все разделы программы курса «Электроакустика», читаемого в электротехнических вузах связи. Особенное внимание автор уделяет физической теории акустических явлений. В этом смысле книга представляет собой ценный вклад в нашу учебную литературу. К достоинствам книги следует отнести серьезность изложения, соединенную с очень простым и понятным языком. Автор широко использует метод электромеханических аналогий, что дает ему возможность обобщения различных по внешнему проявлению, но родственных по физическому содержанию акустических явлений. Книгу можно рекомендовать в качестве учебного пособия по электроакустике для электротехнических вузов связи.

М. А. Бонч-Бруевич.

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА.

Настоящая книга не есть сборник технических и теоретических новинок. Она представляет собой учебное пособие, в котором собраны известные уже сведения. Задачей книги является такое изложение этих сведений и такая взаимосвязь в этом изложении, чтобы учащемуся была ясна физическая сторона каждого явления и те логические выводы из этих явлений, которые нашли свое применение в технике. Существенна при этом не столько мировая техника, сколько наша современная советская техника и ее ближайшее будущее.

Овладение техникой складывается из знакомства с конструкциями, с эксплуатационными данными, а также — и это главное — из теоретических знаний по данному вопросу; эти знания позволяют прежде всего понимать сущность используемых физических явлений и подсчитывать на основании одних данных — величины и роль других, производных, данных и свойств рассматриваемого механизма.

В целях упрощения многих выводов и улучшения наглядности результатов в некоторых местах допущено оговоренное каждый раз отступление от традиционных способов изложения определенных вопросов.

Автор приносит глубокую благодарность А. А. Харкевичу, оказавшему существенную помощь своими весьма ценными советами и указаниями.

Несмотря на тщательность проработки материала, настоящая книга, несомненно, будет содержать ряд недочетов. Автор будет весьма благодарен за каждое соответствующее указание.

Г. Остроумов.

ПЕРЕЧЕНЬ ОБОЗНАЧЕНИЙ.

a (см)	— радиус плоских образований
α (отвлеч. число)	— коэффициент поглощения
$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ (см)	— малые длины
b (см)	— ширина бруса
B (вс)	— магнитная индукция
v (см/сек)	— скорость распространения колебаний вообще или механических
c (см/сек)	— скорость распространения электромагнитной волны
c_1 (см/сек)	— скорость звука в воздухе (34 000 см/сек)
c_{ph} (см/сек)	— скорость распространения волны в рупоре (фазовая)
c_{gr} (см/сек)	— групповая скорость волн в рупоре
C (ф)	— электрическая емкость
C_e (ф)	— электрическая емкость микрофона
C_1 (ф)	— погонная емкость антенны
C_A (см ³ /бар)	— акустическая емкость
C_g (рад/дн. см)	— гибкость на вращение
C_p (см/дн)	— гибкость поступательная
d (см)	— диаметр круговых образований
d_1 (см)	— разность хода
D (отвлеч. число)	— затухание
δ (рад)	— угол
e (отвлеч. число)	— основание натуральных логарифмов
e_1 (а)	— мгновенная эдс
E (а)	— электродвижущая сила
E_p (бар)	— модуль Юнга
f (гц)	— частота
F (дн)	— сила
F_1 (дн/см)	— натяжение пленки
φ (см ² /сек)	— потенциал скоростей
$g_p = \left(\frac{1}{R}\right)$	— проводимость
h (см)	— толщина бруса и пластины и глубина сосуда
i (а)	— мгновенное значение силы тока
I (а)	— сила тока переменного (эфф.) или постоянного
I_A (см ³ /сек)	— объемная скорость
J (сек. см ²)	— интенсивность звука
J_1 (см ⁴)	— момент инерции
J_2 (а/см ²)	— плотность тока
k (см ⁻¹)	— показатель рупора
K_0, K_1, K_2	— коэффициенты функциональных рядов
K (отвлеч. число)	— коэффициент частоты для круглой пластины
$\kappa = \frac{C}{C_0}$ (отв. число)	— отношение теплоемкостей
l (см)	— длина линейных образований
L (гн)	— самондукция
L_1 (гн/см)	— погонная самондукция антенны
L_A (бар/объем, ускор.)	— акустическая самондукция
L_m (г)	— механическая самондукция реакции атмосферы
L (дб)	— громкость
λ (см)	— длина акустической волны
m (г)	— масса
M (гн)	— коэффициент взаимной индукции
M_0 (дн. см)	— момент вращающих сил
μ (отвлеч. число)	— магнитная проницаемость

k	— коэффициент трансформации
n_1, n_2	— любые целые числа
N' (дн/а)	— прямой коэффициент электромеханической связи
N'' (в/см в сек)	— обратный коэффициент электромеханической связи
$N^2 = N' \cdot N''$ (ом · мехом)	
ξ (см)	— акустические смещения
p (б/р)	— давление избыточное — акустическое
p_0 (бар)	— » начальное акустическое
p_a (бар)	— » абсолютное
p_v (бар)	— » атмосферное
p_s (бар)	— эффективное (во времени) значение акустического давления
p_m (бар)	— амплитуда акустического давления
$p_{ср}$ (бар)	— среднее в пространстве квадратичное значение акустического давления
P (вт)	— мощность
P_A (вт)	— акустическая мощность
q (отвлеч. число)	— коэффициент эквивалентности отверстия
q_1 (отвлеч. число)	— коэффициент заполнения катушки
Q (кулон)	— количество электричества
r_0 (см)	— радиус пространственных образований
r (см)	— радиус-вектор
r_1, r_2 (ом)	— электрическое активное сопротивление
R (ом)	— сопротивление омическое
R_A (бар/см ³ в сек)	— акустическое сопротивление
R_s ($\frac{\text{дн см}}{\text{рад в сек}}$)	— вязкое механическое трение при вращательном движении
R_m ($\frac{\text{дн}}{\text{см в сек}}$)	— вязкое механическое сопротивление при поступательном движении
ρ (г/см ³)	— плотность
ρ_0 (г/см ³)	— плотность воздуха (нормальная)
ρ_1 (г/см)	— линейная плотность или погонная масса струны
ρ_2 (г/см ²)	— поверхностная плотность
ρ_3 (ом)	— волновое сопротивление
ρ_s (ом · см)	— удельное электрическое сопротивление
S (см ²)	— площадь поперечного сечения
σ (отвлеч. число)	— коэффициент Пуассона
T (сек)	— период колебаний
u (в)	— мгновенное значение напряжения
v (см/сек)	— акустическая скорость
v_1, v_2, v_3	— составляющие акустической скорости по осям
$v_{ср}$ (см/сек)	— среднее в пространстве квадратичное значение акустической скорости
V (см ³)	— объем
w	— число витков
W_k	— запас кинетической энергии
W_p	— запас потенциальной энергии
η (отвлеч. число)	— коэффициент использования
x_1, x_2, x_3	— координаты
x	— реактивная часть, электр. сопротивления Z_s
φ_1 (рад)	— угол сдвига фаз
g (см/сек)	— ускорение силы тяжести (981 см/сек)
ϕ (отвлеч. число)	— произвольная функция
Z_1 (ом)	— электрическое комплексное сопротивление
Z_{21}	— пересчитанное сопротивление из вторичной цепи в первичную
Z_A (аком)	— комплексное акустическое сопротивление
Z_m (мехом)	— комплексное механическое сопротивление
Z_s (ом)	— комплексное электрическое сопротивление
ω	— круговая частота
Ω (рад/сек)	— угловая скорость вращения

До 1870-х годов акустику нужно считать «чистой» наукой. Трудami выдающихся корифеев естествознания, как Савар, Хладни, Фурье, Гельгольц и др. была раскрыта физическая сущность некоторых акустических явлений, изучены в основном свойства человеческого слухового аппарата, понаты определенные музыкальные соотношения, а также подвергли раз-работке некоторые важнейшие теоретические вопросы. Однако техниче-ских применений и промышленного использования этих результатов не было.

14 февраля 1876 г. Белль и Грей изобрели телефон, а в 1877 г. Эдисон построил свой фонограф — прототип граммофона. Этими крупными изобретениями открывается в учении о звуке новая эра — эра первоначального промышленного использования акустических знаний.

Постепенно развиваясь, обе отрасли получили значительное распро-странение, но до 1920-25 г. высокого совершенства не достигли.

Параллельно с распространением этих технических и промышленных применений шло усиленное развитие теории. В первую очередь из этих работ необходимо назвать «Теорию звука» английского физика Вильяма Стрэтта, впоследствии лорда Рели (Rayleigh).

Несмотря на текущую научно-техническую проработку вопросов произ-водственно-эксплуатационного характера (в различных лабораториях производящих и эксплуатирующих фирм), а также несмотря на ряд более или менее крупных изобретений и открытий (например телеграфон Пауль-сена), развитие акустической науки за промежуток в 40—50 лет следует охарактеризовать, как вялое.

Этому положению настал конец в 1922-23 г. Бурно развиваясь на основе применения электронных ламп, радиотехника предъявила к акустике небывалые требования исключительно высокого качества передач на тех участках радиотехнических трактов, которые к акустике имели отноше-ние: в первую очередь к микрофонам и громкоговорителям. К этим тре-бованиям чистоты передачи присоединились требования повышенной мощности громкоговорителей, а также потребовались отчетливые объясне-ния наблюдаемых эффектов в звуковом поле студий и радиоаудиторий.

Радиотехника представляла в распоряжение акустики также небывалые до того времени электрические мощности источников энергии звуковой частоты и возможность практически неограниченного усиления.

Эта новая акустика, в которой нашли отражение новые радиотехни-ческие методы, насчитывает десяток лет существования. Она служит в основном целям радиотехники и техники связи вообще и получила название технической акустики. В состав ее кроме чистой электроаку-стики, т.е. науки об электроакустических аппаратах, входят элементы общего учения о звуке. Сверх того в состав технической акустики и электро-

акустики входят не только физические законы (количественно выражаемые математическими формулами), но и чисто практические приемы и традиции, являющиеся обобщением непродолжительного, но громадного по объему опыта.

В применении к современной радиотехнике роль технической акустики и электроакустики может быть иллюстрирована следующей схемой (рис. 1). В студии производится та или иная передача — речь или музыка. Как нужно произнести или исполнить речь, или музыкальное произведение — об этом сообщается в курсах изобразительного мастерства. Но какие звуковые явления в студии сопутствуют этой передаче, как эти явления воздействуют на микрофон, как устранить неблагоприятные для передачи явления и вызвать благоприятные явления — это область технической акустики и электроакустики. Микрофон преобразует звуковые явления в электродвижущие силы, которые воздействуют на входные элементы усилителей с электронными лампами. Какие явления происходят в усилителях в соединительных кабелях, как воздействует выходная мощность усилителей на передатчики, как происходит излучение, распространение и прием электромагнитных волн, как снова усиливаются полученные сигналы — об этом трактует общая радиотехника и ее отдельные ветви. Наконец, выходная мощность оконечного усилителя воздействует на громкоговоритель. Какие явления происходят в последнем, какие достоинства, недостатки и области применения различных громкоговорителей, какие акустические явления возникают в радиоаудитории и как их использовать для наилучшей слышимости передачи — все эти вопросы снова относятся к области технической акустики и электроакустики.

Таким образом основным содержанием электроакустики является изучение акустических волн, механических колебаний, сопровождающих наличие этих волн, электромеханических аппаратов и их различных конструкций. Кроме этого сюда же как вспомогательные вопросы входят запись и воспроизведение звука и электроакустические измерения.

А. АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В БЕЗГРАНИЧНОЙ СРЕДЕ.

§ 1. Общие соображения.

Ввиду того что акустические волны играют в электроакустике одну из главных ролей как начальный и конечный элемент радиотехнического тракта, необходимо изучить их основные свойства. Эти свойства должны быть выражены совершенно точно, т. е. так, чтобы, пользуясь этими выражениями, мы имели возможность количественно подсчитать значения тех физических величин, которые определяют акустическое явление. Математическими формулами, выражающими наиболее общие свойства акустических явлений, не могут служить арифметические, алгебраические или даже какие-либо функциональные соотношения, а могут являться только дифференциальные уравнения, и именно в частных производных.

Эти уравнения должны являться следствием определенных физических законов, выраженных в свою очередь некоторыми математическими символами.

В применении к акустическим волнам этими физическими законами являются:

1) Закон сохранения массы ¹⁾ данного количества воздуха при всех физических изменениях, которые с ним могут происходить (и при скоростях, значительно меньших скорости света). Математическое выражение этого закона называется уравнением непрерывности.

2) Закон инерции. Математическое выражение закона инерции называется уравнением движения.

3) Закон, выражающий явление (адиабатического) сжатия или расширения газа. Математическое выражение этого закона называется уравнением состояния.

Из этих трех физических законов и соответствующих им уравнений мы выведем самое общее математическое соотношение, выражающее самые общие свойства акустических волн, но только в применении к нуждам связи. Поэтому с самого начала мы можем сделать некоторые допущения, не противоречащие практике, если они облегчают и упрощают математические преобразования. Основное допущение будет таково:

¹⁾ Здесь мы отступаем от принятых способов вывода акустических уравнений в целях простоты изложения. Обычно уравнение непрерывности принимается как следствие общих уравнений гидродинамики (см. В. Н. Смирнов — «Курс высшей математики», т. II и III; А. Гааз — «Введение в теоретическую физику», ч. I; А. Вебстер и Г. Сеге — «Дифференциальные уравнения в частных производных математической физики», ч. I, и др.).

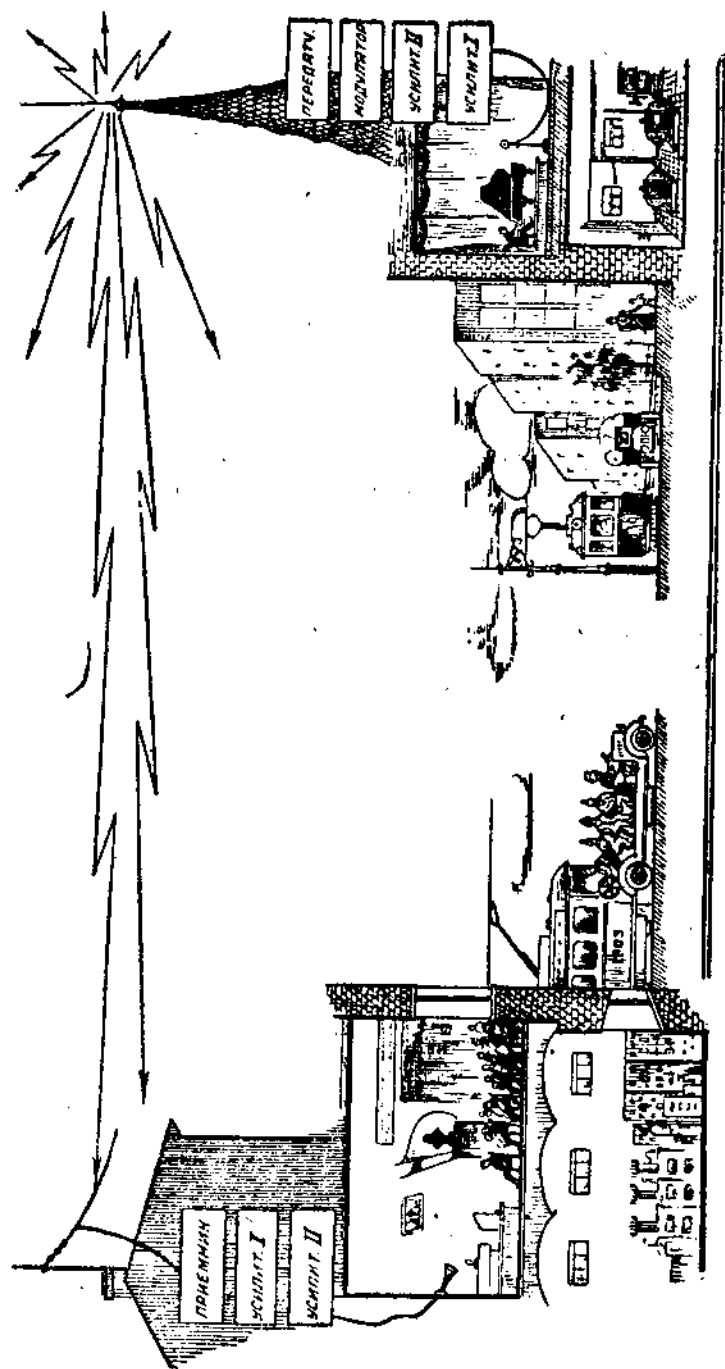


Рис. 1. Схема применения технической акустики в технике связи.

звуковые колебания не изменяют свойств среды, в которой они распространяются. Это допущение теряет силу при весьма больших амплитудах (как например, вблизи места сильного взрыва). В пределах электроакустических явлений, которые мы будем рассматривать, столь больших амплитуд не наблюдается.

§ 2. Вывод уравнения непрерывности.

Представим себе неподвижную систему координат x_1, x_2, x_3 и выберем точку с координатами x_{11}, x_{21}, x_{31} (рис. 2). Около этой точки выделим мысленно некоторое количество газа, именно то, которое в некоторый момент $t = t_1$ заключалось в малом параллелепипеде с малыми сторонами a_1, a_2, a_3 . Это малое количество воздуха, заключенное в объем, размеры которого ничтожно малы по сравнению с длинами нужных нам звуковых волн, но содержащее все-таки огромное количество индивидуальных молекул, удобно называть частицей газа.

Так как акустическое явление состоит в движении отдельных частиц газа, то по истечении малого времени Δt то количество газа, которое содержалось в параллелепипеде a_1, a_2, a_3 , будет теперь находиться в новом месте, близком к прежнему. Но масса этого количества газа не изменится. Эта первоначальная масса равна первоначальной плотности ρ , умноженной на первоначальный объем $a_1 \cdot a_2 \cdot a_3$, т. е. $\rho a_1 a_2 a_3$. Новая масса будет равна новой плотности, умноженной на новый объем. Этот новый объем не обязательно будет равен старому $a_1 a_2 a_3$, потому что в результате движения упругого воздуха стенки параллелепипеда могли переместиться, сблизиться или разойтись.

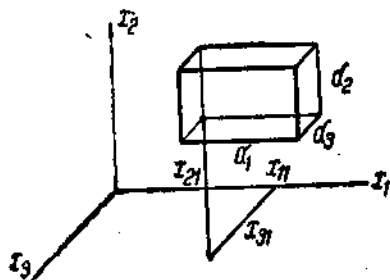


Рис. 2. К выводу уравнения непрерывности.

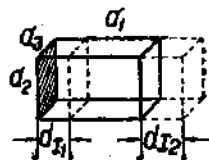


Рис. 3. К выводу уравнения непрерывности.

Чтобы разобраться в этом явлении, предположим, что частица воздуха, находившаяся первоначально в точке x_{11}, x_{21}, x_{31} , имеет скорость такую, что ее составляющие по осям координат x_1, x_2, x_3 будут соответственно v_1, v_2, v_3 , и рассмотрим по очереди те изменения объема, которые происходят по отдельности параллельно трем осям координат.

Начнем с изменений, параллельных оси x_1 (рис. 3). Стенка, заштрихованная на чертеже, передвинется за время Δt вправо на расстояние $v_1 \Delta t$. Противоположная стенка за то же время передвинется на некоторое, вообще другое, расстояние, так как в этом месте скорость может и не быть равной v_1 . Пусть она будет $v_1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} a_1$. Здесь второй член $\frac{\partial v_1}{\partial x_1} a_1$ представляет собой поправку, которую пришлось прибавить к скорости v_1 , наблюдаемой в точке x_{11}, x_{21}, x_{31} (рис. 2), чтобы получить скорость, наблюдаемую правее на расстоянии a_1 (по рис. 2 и 3). Итак противоположная стенка

передвинется на $(v_1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \alpha_1) \Delta t$. Длина параллелепипеда вообще изменилась: она первоначально была α_1 , уменьшилась на $v_1 \Delta t$ и прибавилась на $(v_1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \alpha_1) \Delta t$.

Поэтому новая длина будет равна

$$\alpha_1 - v_1 \Delta t + (v_1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \alpha_1) \Delta t = \alpha_1 (1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \Delta t).$$

Разбирая аналогично движения, параллельные осям x_2 , x_3 , найдем соответственно новые длины сторон параллелепипеда

$$\alpha_1 (1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \Delta t); \alpha_2 (1 + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} \Delta t); \alpha_3 (1 + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \Delta t).$$

Новый объем будет

$$\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 (1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \Delta t) (1 + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} \Delta t) (1 + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \Delta t).$$

Если приращения $\frac{\partial v}{\partial x} \Delta t$ малы по сравнению с единицей, то можно, как известно, взамен предыдущего написать

$$\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 [1 + (\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3}) \Delta t].$$

Что касается новой плотности, то она равна первоначальной плотности ρ плюс поправка, обусловленная тем, что за время Δt эта плотность вообще не сохранилась прежней, а получила изменение $\frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t$, сопровождающее разобранный выше изменение объема. Итак новая плотность равна

$$\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t.$$

В вышеприведенных выражениях мы для всех величин пишем частные производные, потому что переменные величины v_1 , v_2 , v_3 и ρ , которыми мы оперируем, зависят в движущемся газе от координат x_1 , x_2 , x_3 и времени t : в одном месте и в одно время они имеют одни значения, в другом месте в то же время и в том же месте по прошествии некоторого времени — другие значения.

Итак наша неизменная масса газа, равная, с одной стороны, первоначальной плотности, умноженной на первоначальный объем, равна, с другой стороны, — новой плотности $\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t$, умноженной на новый объем ¹⁾

$$\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 [1 + (\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3}) \Delta t],$$

¹⁾ Разумеется, некоторые из величин $\frac{\partial \rho}{\partial t}$, $\frac{\partial v_1}{\partial x_1}$, $\frac{\partial v_2}{\partial x_2}$, $\frac{\partial v_3}{\partial x_3}$ могут быть меньше

т. е.

$$\rho a_1 a_2 a_3 = \left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t \right) a_1 a_2 a_3 \left[1 + \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \right) \Delta t \right].$$

Это выражение может быть значительно упрощено. Сокращаем обе части на $a_1 a_2 a_3$ и выполняем умножение в правой части, приводим к:

$$0 = \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t + \rho \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} \right) \Delta t + \dots$$

Здесь точками обозначена сумма величин, содержащих множителем Δt^2 , каковой мы пренебрегаем. Деля результат на $\rho \Delta t$, получим окончательно

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0.$$

Это уравнение носит название уравнения непрерывности. Как выражение физического закона оно имеет размерность каждого члена $\frac{1}{T}$. Как математическое выражение это есть дифференциальное уравнение в частных производных от четырех неизвестных ρ , v_1 , v_2 , v_3 по четырем аргументам t , x_1 , x_2 , x_3 первого порядка, но второй степени, представленной первым членом. Это обстоятельство представляет еще почти непреодолимые математические трудности для дальнейшего использования, почему мы воспользуемся ранее сделанной оговоркой о небольшой силе изучаемого звука. Тогда и изменения плотности воздуха, обусловленные акустическими явлениями, могут быть хотя и быстрыми ($\frac{\partial \rho}{\partial t}$ конечно), но небольшими (ρ изменяется мало). В этом случае мы можем сильно понизить сложность уравнения непрерывности, если положим в знаменателе первого члена, что плотность воздуха ρ остается постоянной и именно равной средней плотности воздуха при температуре 14°Ц и давлении 760 мм ртутного столба $\rho_0 = 1,230 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$. Тогда уравнение непрерывности в том виде, как оно нам нужно, будет

$$\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0.$$

Это уравнение — уже линейное, т. е. первой степени и с постоянными коэффициентами, в остальном относится к той же математической категории, что и предыдущее.

§ 3. Вывод уравнений движения.

Снова представим себе наш прежний малый параллелепипед со сторонами a_1 , a_2 , a_3 (рис. 4) и разберемся в тех силах, которые на него действуют со стороны окружающего движущегося газа. Прежде всего возьмем те силы, которые направлены параллельно оси x_1 (или стороне a_1). Для случая газа или жидкости эти силы будут действовать только на заштрихованные грани параллелепипеда и величина их обусловлена давлением p газа или жидкости в тех местах, где находятся эти грани. (Для твердых тел пришлось бы учесть еще и касательные силы, парал-

тельные оси x_1 , действующие на остальные грани, что значительно упрощает уравнения.) На левую заштрихованную грань действует сила $p_a a_1 a_3$, на правую действует обратная сила (против направления оси x_1) $-(p_a + \frac{\partial p_a}{\partial x_1} a_1) a_2 a_3$. Выражение $\frac{\partial p_a}{\partial x_1} a_1$ представляет собой поправку, которую приходится прибавить к абсолютному давлению p_a за счет того, что мы вычисляем это давление не в прежнем месте, а в новом, лежащем на длину a_1 правее. Таким образом окончательная сила, параллельная оси x_1 , будет равна

$$p_a a_1 a_3 - (p_a + \frac{\partial p_a}{\partial x_1} a_1) a_2 a_3 = - \frac{\partial p_a}{\partial x_1} a_1 a_2 a_3.$$

Эта сила согласно закону инерции равна произведению массы нашего количества воздуха на его ускорение параллельно оси x_1 . Масса, как уже было установлено раньше, равна $\rho a_1 a_2 a_3$, ускорение, параллельное оси x_1 , можно выразить как $\frac{dv_1}{dt}$, т. е. как скорость изменения скорости v_1 , параллельной оси x_1 , со временем. Таким образом получаем

$$- \frac{\partial p_a}{\partial x_1} a_1 a_2 a_3 = \rho a_1 a_2 a_3 \frac{dv_1}{dt}.$$

Упрощаем это уравнение, деля обе его части на $\rho a_1 a_2 a_3$,

$$- \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_a}{\partial x_1} = \frac{dv_1}{dt}.$$

Далее из прежних соображений и по прежним причинам заменяем ρ на ρ_0 , а действительное давление p_a представляем как сумму среднего атмосферного давления p_0 , не зависящего от времени и координат, и избыточного давления p , обусловленного изучаемым акустическим явлением, которое может являться функцией времени и координат. Это давление p , обусловленное только акустическим явлением, будет называться акустическим давлением. Итак

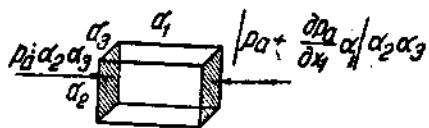


Рис. 4. К выводу уравнения движения.

$$p_a = p_0 + p; \quad \frac{\partial p_a}{\partial x_1} = \frac{\partial p}{\partial x_1}.$$

Среднее атмосферное давление (соответствующее 760 мм ртутного столба) равно $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$ бар или $1,013 \cdot 10^5$ дин/см².

С этими изменениями мы получаем такое выражение

$$- \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{dv_1}{dt}.$$

Для движений и сил, параллельных осям x_2 и x_3 , получим аналогично

$$- \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_2} = \frac{dv_2}{dt}; \quad - \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_3} = \frac{dv_3}{dt}.$$

Эта группа из трех линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами называется группой уравнений движения. Как выражение физического закона, каждый член имеет размерность ускорения $см/сек^2$.

§ 4. Вывод уравнения состояния.

Уравнением состояния называется математическое выражение, связывающее объем, занимаемый определенным количеством вещества с давлением в этом объеме. В применении к газу, в частности к воздуху, следует различать две крайних возможности. Когда изменения объема, занимаемого данным количеством, например 1 г газа, происходят весьма медленно, и теплота, выделяющаяся при сжатиях и поглощаемая при расширениях, успевает так перелазать и заимствоваться из стенок сосуда, что температура газа остается постоянной (рис. 5), то явление называется изотермическим. Оно выражается известным законом

$$p_0 V_1 = p_1 V_0.$$

Когда же сжатия и разрежения происходят столь быстро, что выделяющаяся или поглощаемая теплота вызывает изменения температуры газа без всякого обмена со стенками сосуда, тогда явление называется адиабатическим и выражается так

$$p_0 V_1^\chi = p_1 V_0^\chi.$$

Здесь показатель χ численно равен отношению теплоемкости газа при постоянном давлении C_p к теплоемкости при постоянном объеме C_v . Для воздуха он имеет значение

$$\chi = \frac{C_p}{C_v} = 1,40.$$

На рис. 6 приведены изотерма и адиабата для 1 г воздуха.

Акустические явления происходят с такой большой скоростью, что для них справедлив закон адиабатического изменения объема. В вышеприведенной форме этот закон не удобен для дальнейших математических преобразований, поэтому мы его приведем к ранее принятым величинам.

В частности, помня, что произведение объема (V или $\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3$) на плотность ρ не изменяется, заменяем объем через плотность так

$$\frac{p_1}{p_0} \cdot (V_1 \rho)^\chi = \frac{p_0}{p_1} \cdot (V_0 \rho_0)^\chi;$$

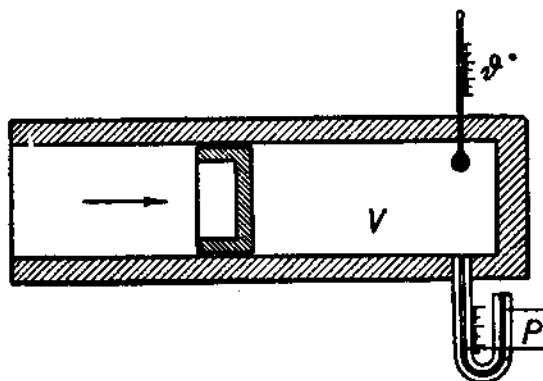


Рис. 5. К выводу уравнения состояния.

или иначе

$$p_0 = \frac{p_0}{\rho_0^x} \rho^x.$$

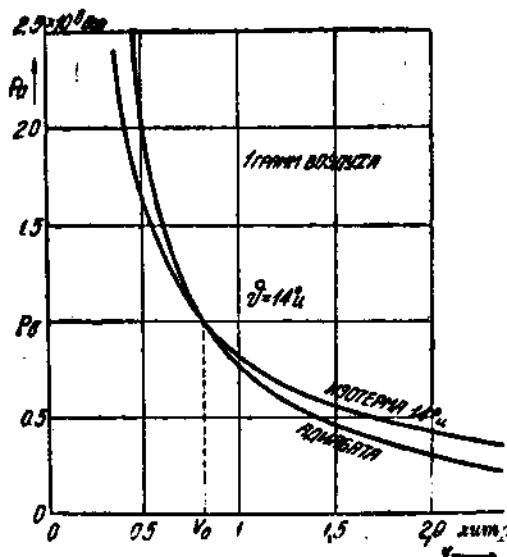
Далее вычисляем частную производную по t

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = \frac{p_0}{\rho_0^x} \cdot \rho^{x-1} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

Заменяем на основании прежних соображений и по тем же мотивам $\frac{\partial p_0}{\partial t}$

через $\frac{\partial p}{\partial t}$ и ρ^{x-1} через ρ_0^{x-1} , получим в окончательном виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_0}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$



§ 5. Вывод общего уравнения акустической волны.

На основании вышеприведенных законов мы получили пять уравнений, связывающих пять неизвестных величин p, ρ, v_1, v_2, v_3 с четырьмя аргументами t, x_1, x_2, x_3 . Для возможности использования этих результатов необходимо исключить все неизвестные, кроме одного, и свести все эти пять уравнений к одному. Эти уравнения таковы:

Рис. 6. Изотерма и адиабата 1 г воздуха.

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} &= 0 \text{ (уравнение непрерывности),} \\ -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_1} &= \frac{\partial v_1}{\partial t} \\ -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_2} &= \frac{\partial v_2}{\partial t} \\ -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_3} &= \frac{\partial v_3}{\partial t} \end{aligned} \right\} \text{ (группа уравнений движения),}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_0}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} \text{ (уравнение состояния).}$$

Прежде всего, подставляя величину $\frac{\partial p}{\partial t}$ из уравнения состояния в уравнение непрерывности, мы исключим величину ρ , получим

$$\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{p_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial t}; \quad \frac{1}{p_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0.$$

Дальнейшие алгебраические преобразования невозможны, так как оставшиеся величины p , v_1 , v_2 , v_3 входят в оставшиеся уравнения как частные производные по различным аргументам. Исключение возможно только тогда, когда эти производные будут по одинаковым аргументам. Для приведения к одинаковым аргументам дифференцируем наше новое уравнение по времени, а прежние уравнения движения — по соответствующим координатам

$$\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial x_1 \partial t} + \frac{\partial^2 v_2}{\partial x_2 \partial t} + \frac{\partial^2 v_3}{\partial x_3 \partial t} = 0,$$

$$-\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} = \frac{\partial^2 v_1}{\partial t \partial x_1}; \quad -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2 v_2}{\partial t \partial x_2}; \quad -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x_3^2} = \frac{\partial^2 v_3}{\partial t \partial x_3}.$$

Теперь мы можем подставить из трех последних уравнений в первое вторые производные скорости, так как, например, $\frac{\partial^2 v_1}{\partial x_1 \partial t} = \frac{\partial^2 v_1}{\partial t \partial x_1}$. Получим

$$\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_3^2} \right) = 0,$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\rho_0}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_3^2} \right).$$

Это и есть самое общее уравнение¹⁾, выражающее самые общие свойства акустической волны.

Задача 1. Самые сильные звуки, еще не вызывающие боли в ушах, соответствуют акустическому давлению по амплитуде приблизительно в 3000 бар и частоте 600 гц. Определить, как велика ошибка в выводе уравнения состояния от того, что мы положим ρ_0 вместо ρ .

Решение. Переписываем уравнение состояния в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} \cdot \frac{\rho_0}{\rho^{x-1}} \cdot \frac{1}{\rho_0}.$$

¹⁾ Здесь мы отступили от общепринятых форм общего уравнения с целью избежать введения величин, не необходимых в дальнейшем курсе. Обычно это уравнение приводят к виду (см., например, А. Вебстер и Г. Сеге — «Дифференциальные уравнения в частных производных математической физики», ч. I, стр. 47, ур-ние 115)

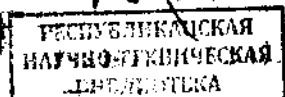
$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\rho_0}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} \right),$$

где φ есть потенциал скоростей, определяемый соотношениями

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = v_1; \quad -\frac{\partial \varphi}{\partial x_2} = v_2; \quad -\frac{\partial \varphi}{\partial x_3} = v_3; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{p}{\rho_0}.$$

Это удобно в случае более или менее сложных начальных и граничных условий: отыскав функцию φ , удовлетворяющую этим условиям, мы получим интересующие нас физические величины, например p , прямой и всегда беспрерывной операцией дифференцирования.

Напомним, что выражение как-раз аналогичного вида представляют электромагнитные волны.



Вычисляем значения величин в правой части, предполагая, что p изменяется синусоидально с круговой частотой $\omega = 2\pi \cdot 600 = 3760 \text{ рад/сек.}$, $p = p_0$:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_m = \omega p_m = 3760 \cdot 3000 = 11,3 \cdot 10^6 \text{ бар/сек.},$$

$$\frac{p_0}{p_0^{x-1}} \cdot \frac{1}{p_0^x} = \frac{p_0}{p_0^x} = \frac{1,23 \cdot 10^{-3}}{1,013 \cdot 10^6 \cdot 1,40} = 0,87 \cdot 10^{-9} \text{ CGS.}$$

Тогда

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_m = 11,3 \cdot 10^6 \cdot 0,87 \cdot 10^{-9} = 9,6 \cdot 10^{-3} \text{ CGS.}$$

Окончательные изменения величины p будут очевидно в ω раз меньше, т. е.

$$(\Delta p)_m = \frac{9,6 \cdot 10^{-3}}{3760} = 2,56 \cdot 10^{-6};$$

эта величина меньше средней плотности воздуха в $\frac{1,23 \cdot 10^{-3}}{2,52 \cdot 10^{-6}} \approx 500$ раз.

§ 6. Плоская волна. Скорость звука. Акустическое сопротивление.

Применим полученное уравнение к простейшему частному случаю. Допустим, что наше акустическое явление обладает таким свойством, что давление p не зависит от x_2 и x_3 , т. е. в любой точке плоскости, перпендикулярной к оси x_1 , давление p в каждый данный момент имеет одно и то же значение.

Это значение может меняться с течением времени и от одной выбранной плоскости к другой.

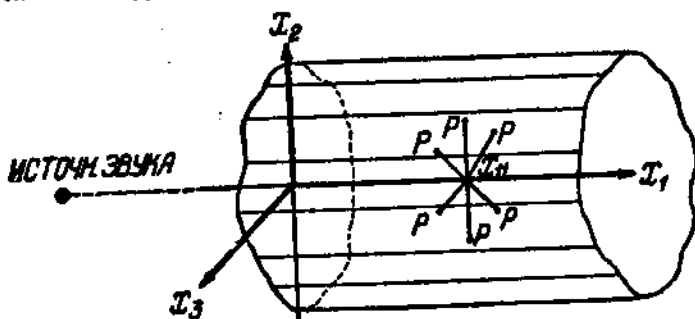


Рис. 7. Плоская волна вдали от источника звука.

Физически легко себе представить такой случай весьма далеко от некоторого источника звука, лежащего на оси x_1 (рис. 7). Тогда в некоторой области около оси x_1 все точки, имеющие одно и то же значение $x_1 = x_{11}$, находящиеся на одинаковом расстоянии от источника, будут совершенно друг с другом равноправны. Поэтому давления в них будут одинаковы в любой момент, и мы можем положить

$$\frac{\partial p}{\partial x_1} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial x_2} = 0; \quad \frac{\partial^2 p}{\partial x_2^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 p}{\partial x_3^2} = 0.$$

Уравнение волны приобретает вид

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{p_0}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2}.$$

Это выражение называется уравнением плоской волны. Это есть дифференциальное уравнение второго порядка в частных производных от одного неизвестного по двум аргументам, линейное и с постоянными коэффициентами ¹⁾. Из теории этих уравнений известно, что мы получаем решение подобных уравнений в виде совершенно произвольной функции, но не от прежних аргументов, а от нового аргумента, являющегося линейной функцией первых. Проверим это на данном уравнении. Предположим, что

$$p = p_0 \phi \left(t - \frac{x_1}{c} \right).$$

Здесь ϕ обозначает какую-то функцию, свойств которой мы пока не знаем, от аргумента $\left(t - \frac{x_1}{c} \right)$, являющегося линейной функцией от прежних аргументов t и x_1 . Величина $\frac{1}{c}$ является пока неопределенным постоянным коэффициентом. Образует вторые частные производные от p и вставим в уравнение плоской волны. Получаем последовательно

$$\frac{\partial p}{\partial t} = p_0 \phi' \left(t - \frac{x_1}{c} \right); \quad \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = p_0 \phi'' \left(t - \frac{x_1}{c} \right); \quad \phi' \left(t - \frac{x_1}{c} \right) = \frac{\partial \phi \left(t - \frac{x_1}{c} \right)}{\partial \left(t - \frac{x_1}{c} \right)};$$

$$\frac{\partial p}{\partial x_1} = p_0 \phi' \left(t - \frac{x_1}{c} \right) \cdot \frac{\partial \left(t - \frac{x_1}{c} \right)}{\partial x_1} = p_0 \phi' \left(t - \frac{x_1}{c} \right) \cdot \left(-\frac{1}{c} \right);$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} = p_0 \phi'' \left(t - \frac{x_1}{c} \right) \cdot \left(-\frac{1}{c} \right)^2 = p_0 \phi'' \left(t - \frac{x_1}{c} \right) \cdot \frac{1}{c^2};$$

$$p_0 \phi'' \left(t - \frac{x_1}{c} \right) = p_0 \frac{p_{xx}}{p_0} \cdot \phi'' \left(t - \frac{x_1}{c} \right) \cdot \frac{1}{c^2}.$$

Стоящие в обеих частях уравнения вторые производные неизвестной функции ϕ по ее аргументу несомненно одинаковы, так как аргументы одинаковы; поэтому эти производные могут быть сокращены

$$1 = \frac{p_{xx}}{p_0} \cdot \frac{1}{c^2}.$$

Таким образом неизвестные нам свойства самой функции ϕ так и остались неизвестными. Другими словами, эти свойства могут быть любыми, а сама функция — совершенно произвольной. Что касается постоянного

¹⁾ Напоминаем сходство этого уравнения с уравнениями распространения электромагнитной волны вдоль провода антенны:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{1}{L_1 C_1} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}; \quad \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = \frac{1}{L_1 C_1} \cdot \frac{\partial^2 i}{\partial x^2}.$$

коэффициента $\frac{1}{c}$, то он определяется из последнего уравнения и может иметь два равных, но противоположных по знаку значения

$$c^2 = \frac{p_0 \delta^2}{\rho_0};$$

$$c_1 = + \sqrt{\frac{p_0 \delta^2}{\rho_0}}; \quad c_1' = - \sqrt{\frac{p_0 \delta^2}{\rho_0}} = -c_1.$$

Таким образом самым общим выражением для p будет сумма двух произвольных функций от двух немного различных аргументов

$$p = p_0 \left[\phi_1 \left(t + \frac{x_1}{c_1} \right) + \phi_2 \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) \right].$$

Разберем порознь физический смысл каждой из этих функций. Начнем со второй, для этого сначала допустим, что первая равна нулю

$$\phi_1 \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) \equiv 0; \quad p = p_0 \phi_2 \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right).$$

Заметим, какое значение имеет давление p в точке $x_1 = x_{11}$ в момент $t = t_1$. Пусть это давление равно p' . Какие бы свойства ни имела функция ϕ , но давление будет всегда наблюдаться прежнее, именно p' , если только значение аргумента функции будет заданное, именно $t_1 - \frac{x_{11}}{c_1}$. Например, в новой точке $x_1 = x_{12}$ прежнее давление p' будет наблюдаться в такой момент $t = t_2$, когда

$$t_2 - \frac{x_{12}}{c_1} = t_1 - \frac{x_{11}}{c_1}.$$

Отсюда

$$t_2 - t_1 = \frac{1}{c_1} (x_{12} - x_{11}).$$

Чем больше мы возьмем x_{12} , тем большее значение t_2 нам придется выбрать для удовлетворения данных требований. Другими словами: чем дальше x_{12} отстоит от x_{11} , тем позднее там будет наблюдаться ранее замеченное давление p' .

Таким образом, если в каком-нибудь месте наблюдалось определенное акустическое давление, то то же самое акустическое давление будет наблюдаться спустя некоторое время $t_2 - t_1$ в такой точке, которая имеет большую абсциссу по сравнению с прежней $x_{12} > x_{11}$. Это можно иначе выразить так: наблюдаемые давления движутся со временем вдоль оси x_1 вправо (рис. 7).

Величина этих давлений в плоской волне не убывает с расстоянием, а остается постоянной ¹⁾.

Скорость этого движения равна c_1

$$\frac{x_{12} - x_{11}}{t_2 - t_1} = c_1 > 0.$$

¹⁾ Этот теоретический вывод, в котором не принято во внимание затухание акустических волн в самом воздухе, оправдывается на практике для слышимых частот с очень большой точностью, так как затухание в воздухе малое.

Эту скорость $c_1 = \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}}$ называют скоростью звука. Она не зависит ни от x_1 , ни от t , ни от p , а только от физических свойств среды. Для воздуха в комнатных условиях можно полагать $c_1 = 3,40 \cdot 10^4$ см/сек. Полагая теперь $\phi_2 = 0$ и выявляя физический смысл выражения

$$p = p_0 \phi_1 \left(t + \frac{x_1}{c_1} \right),$$

найдем, что оно соответствует такому же, как и выше, движению давления, но влево вдоль оси x_1 (рис. 7).

Таким образом выражение

$$p = p_0 \left[\overleftarrow{\phi_1 \left(t + \frac{x_1}{c_1} \right)} + \overrightarrow{\phi_2 \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right)} \right]$$

представляет две бегущие акустические волны, движущиеся в противоположные стороны с одинаковой скоростью c_1 .

В формуле направление движения этих обеих бегущих волн показано стрелками¹⁾.

Задача 2. Во сколько раз скорость звука в воздухе меньше скорости света (скорость электромагнитных волн)?

Задача 3. Проверить, действительно ли величина $\sqrt{p_0/\rho_0}$ имеет размерность скорости.

Разберемся теперь в том, какие значения имеют в плоской волне другие величины кроме акустического давления p , в частности, скорости. Эти скорости v_1 , v_2 , v_3 являются составляющими по трем осям от скорости движения частицы воздуха в акустическом явлении. Последняя скорость называется акустической скоростью в отличие от скорости звука c_1 . Воспользуемся уравнениями движения

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial v_1}{\partial t}; \quad -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_2} = \frac{\partial v_2}{\partial t}; \quad -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_3} = \frac{\partial v_3}{\partial t}.$$

Левые части второго и третьего уравнений равны нулю, так как p не зависит от x_2 и x_3 , а потому равны нулю и их правые части. Таким образом скорости, перпендикулярные к оси x_1 , не зависят от времени. В отсутствии постоянного течения воздуха (ветра) эти скорости сами равны нулю

$$v_2 = 0; \quad v_3 = 0.$$

1) Наложение в пространстве обеих этих бегущих волн называется интерференцией. В особых случаях такая интерференция получает специальный вид, а получающееся физическое явление называется стоячей волной.

Уравнение синусоидальной стоячей волны таково

$$p = 2p_0 \sin \frac{2\pi x_1}{\lambda} \cdot \sin \omega t.$$

Вместо синусов здесь могут стоять и косинусы.

Что касается скорости v_1 , то мы будем ее определять, задаваясь, например, волной, бегущей вправо (рис. 7).

Тогда

$$\begin{aligned} p &= p_0 \psi_2 \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right), \\ -\frac{1}{p_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_1} &= -\frac{1}{p_0} \cdot \left(t - \frac{1}{c_1} \right) \cdot p_0 \psi_2' \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) = \\ &= p_0 \frac{1}{p_0 c_1} \psi_2' \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) = \frac{\partial v_1}{\partial t}. \end{aligned}$$

Последнее уравнение, рассматриваемое изолированно от всего предыдущего, может быть переписано в полных производных, так как единственным аргументом неизвестной функции v_1 осталось время. Интегрируя это уравнение, получаем

$$\begin{aligned} dv_1 &= \frac{p_0}{p_0 c_1} \psi_2' \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) dt, \\ v_1 &= \int \frac{p_0}{p_0 c_1} \psi_2' \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) dt + \text{const} = \frac{p_0}{p_0 c_1} \int \psi_2' \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) d \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) + \text{const} = \\ &= \frac{p_0}{p_0 c_1} \psi_2 \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) + \text{const} = \frac{p}{p_0 c_1} + \text{const}. \end{aligned}$$

Произвольная постоянная интегрирования должна быть положена равной нулю, если мы предполагаем отсутствие постоянного не зависящего от времени течения воздуха (ветра).

Итак

$$v_1 = \frac{p}{p_0 c_1},$$

т. е. акустическая скорость v_1 в каждой точке бегущей плоской волны пропорциональна наблюдаемому в этой точке и в этот момент акустическому давлению p .

Напомним, что акустическая скорость v_1 есть скорость движения малой частицы воздуха параллельно оси x_1 в акустическом явлении.

Таким образом в акустической волне частицы воздуха движутся параллельно тому направлению, куда распространяется волна (в ту же сторону при повышенном давлении, когда акустическое давление p положительно, и в обратную сторону — в сторону источника звука — при пониженном давлении, когда p отрицательно). Такие волны называются продольными.

Коэффициент пропорциональности между p и v_1 имеет важное значение, он называется акустическим сопротивлением¹⁾ среды (воздуха); он зависит только от ее свойств

$$\frac{p}{v_1} = \rho_0 c_1.$$

¹⁾ Обращаем внимание на аналогию этой величины с волновым сопротивлением или характеристикой линии электропередачи без потерь (антенны) $\rho_0 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = = L_1 c' = \frac{1}{C_1 c'}$, где c' — скорость распространения волн.

Для воздуха величина $\rho_0 c_1$ принимается равной 41 CGS.

Бегущие волны давления сопровождаются волнами скоростей, а потому и волнами перемещений.

Задача 4. Для самых сильных звуков, еще не вызывающих боли в ушах, можно положить амплитуду давления $p_m = 3000$ бар. Определить, во сколько раз соответствующая акустическая скорость v_1 меньше скорости звука c_1 .

Решение. Из выше написанного уравнения имеем $v_{1m} = \frac{p_m}{\rho_0 c_1} = \frac{3000}{41} = 73$ см/сек.

Отношение $\frac{v_{1m}}{c_1} = \frac{73}{3,4 \cdot 10^4} = 0,214\%$.

В дополнение к выведенным выше количественным соотношениям (математическим уравнениям) дадим теперь качественное описание явлений плоской волны. Для этого предположим, что имеется бесконечно длинная широкая труба из твердого материала, закрытая в каком-то месте жестким плотно входящим в нее поршнем (рис. 8).

Пусть поршень первоначально находится в покое, а в некоторый момент времени весьма быстро переместился, например, вправо под действием посторонней силы (удара молотка) и занял новое положение.



Рис. 8. Возбуждение плоской акустической волны в трубе.

При таком своем движении поршень сжал перед собой слой воздуха, отмеченный буквой a . Этот слой сжался потому, что слева на него воздействовал поршень, а справа следующий слой оказывал сопротивление инерции (из-за быстроты движения поршня).

Таким образом, рассматривая слой a в целом, замечаем, что он одновременно: во-первых, двигался (потому что его левая граница, прилегающая к поршню, передвинулась вправо), во-вторых, сжимался (потому что первая его граница осталась неподвижной). Значит, этот выделенный мысленно слой обладает как запасом кинетической, так и потенциальной энергии.

Однако в таком состоянии этот слой долго находиться не может. Сопротивление инерции следующего слоя будет преодолено силой сжатия первого слоя, первый слой расширится, зато сожмется второй. Через небольшое время этот второй слой будет находиться целиком в том же состоянии, в каком находился первый слой тотчас после движения поршня. В то же время первый слой вернется в свое исходное состояние. Первый слой потому целиком обменяется со вторым слоем всеми показателями своего состояния, что оба эти слоя равноправны: они состоят из одинакового вещества и поперечные их размеры одинаковы.

Таким образом состояния движения и сжатия, передаваясь от слоя к слою в трубе, будут распространяться в ней со скоростью, зависящей от свойств вещества (газа), заполняющего трубу, именно: от силы сопротивления инерции (здесь существенна плотность вещества ρ_0) и от силы сжатия (здесь существенен прирост давления при адиабатическом сжатии $\rho_0 \kappa$). Чем больше сила сопротивления инерции и чем меньше сила сжатия, тем медленнее придет в движение второй слой после первого и в конеч-

ном счете медленнее будет распространяться волна. Выведенные выше соотношения показывают, что скорость распространения выражается формулой

$$c_1 = \sqrt{\frac{\rho_0 c_1^2}{\rho_0}}.$$

Чтобы конкретнее себе представить теперь снова количественные взаимозависимости различных акустических величин, допустим, что весь акустический процесс чисто синусоидальный. Начнем с простейшего случая: предположим, что в акустической плоской волне некоторая частица воздуха совершает гармонические колебания, параллельные оси x_1 , с амплитудой ξ_m ; смещения ее от положения равновесия аналитически можно записать для бегущей вправо волны так

$$\xi = \xi_m \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) \quad \text{или} \quad \xi = \xi_m e^{j\omega \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right)}.$$

Тогда акустическая скорость v_1 определится, как производная от ξ по времени

$$v_1 = \frac{\partial \xi}{\partial t} = \omega \xi_m \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) \quad \text{или} \quad v_1 = j\omega \xi.$$

Давление будет

$$p = \rho_0 c_1 v_1 = \rho_0 c_1 \omega \xi_m \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) \quad \text{или} \quad p = \rho_0 c_1 j \omega \xi.$$

Замечаем, что для этого частного случая прежняя произвольная функция $\phi_2 \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right)$ приняла следующий конкретный вид

$$\rho_0 c_1 \phi_2 \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) = \rho_0 c_1 \omega \xi_m \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right).$$

Далее замечаем, что для плоской бегущей волны акустическая скорость v_1 и акустическое давление p — в фазе как во времени, так и в пространстве. Перемещение же ξ отстает как от скорости, так и от давления во времени (для данной точки) и в пространстве (для данного момента) на 90° .

На основании последних формул мы можем вычислять значения любых акустических величин в плоской волне, если известна только одна. Например, если дано значение $p_m = \rho_0 c_1 \omega \xi_m$ (бар), то скорость $v_m = \frac{p_m}{\rho_0 c_1}$ (см/сек), перемещение $\xi_m = \frac{p_m}{\rho_0 c_1 \omega}$ (см) и т. д.

Длина акустической волны подсчитывается как такое расстояние, которое пробегает акустическая волна за один период

$$\lambda = c_1 T = \frac{c_1}{f} = \frac{2\pi c_1}{2\pi f} = 2\pi \frac{c_1}{\omega} \text{ см.}$$

Задача 5. Для случая самых сильных звуков, еще не вызывающих боли в ушах, можно положить: амплитуду давления 3000 бар, частота 600 гц. Определить амплитуду перемещения в бегущей плоской волне.

Решение. $\xi_m = \frac{P_m}{\rho c_1 \omega} = \frac{P_m}{41,2\pi \cdot 600} = \frac{P_m}{155000} \text{ (см)}.$

Отсюда

$$\xi_m = \frac{3000}{155000} = 0,02 \text{ см} = 0,2 \text{ мм}.$$

Задача 6. Для самых слабых звуков, еще слышимых ухом, можно положить амплитуду давления $3 \cdot 10^{-4}$ бар, частота 2500 гц. Определить амплитуду перемещения в бегущей плоской волне.

Ответ. $\xi_m = 4,7 \cdot 10^{-10} \text{ см} = 4,7 \cdot 10^{-9} \text{ мм}.$

Задача 7. Определить длины акустических волн для частот 30, 100, 300, 1000, 3000 и 10 000 гц.

Ответ. $\lambda = 1130 \text{ см} = 11,3 \text{ м}; 340 \text{ см} = 3,4 \text{ м}; 113 \text{ см} = 1,13 \text{ м}; 34 \text{ см} = 0,34 \text{ м}; 11,3 \text{ см}$ и $3,4 \text{ см}.$

§ 7. Сила звука в плоской волне.

Выделим мысленно из пространства, в котором наблюдается плоская бегущая волна, столбик, параллельный направлению распространения волны длиной $2c_1$, площадью поперечного сечения $S \text{ см}^2$, и расположенный по отношению к осям координат так, как показано на рис. 9. Все акустические явления, которые в известный момент наблюдались в различных местах левой половины столбика, через одну секунду будут наблюдаться в правой, переместившись вместе с бегущей волной на длину c_1 . Это значит, что тот запас энергии, который первоначально содержался в левой половине столбика и обуславливал там акустические явления, через секунду будет содержаться

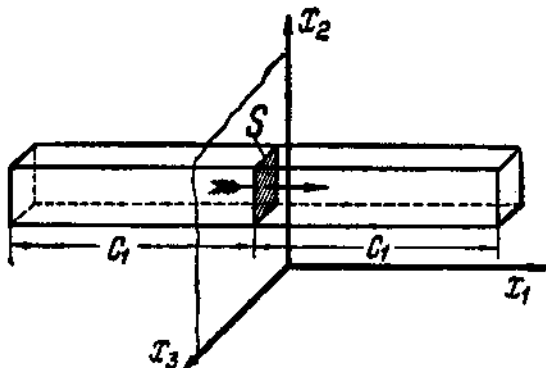


Рис. 9. К определению силы звука.

в правой половине столбика и обусловит здесь те же самые акустические явления. Таким образом этот запас энергии перетечет в течение секунды через заштрихованную площадку слева направо, куда движется волна.

Определим этот запас. Он состоит из двух слагаемых: запаса потенциальной энергии W_p и запаса кинетической энергии W_k . Для того чтобы вычислить оба слагаемых, разделим мысленно весь объем левой половины столбика на малые элементы объема dV_0 . Энергия, запасаемая в каждом объеме dV_0 в виде потенциальной энергии сжатия этого объема внешним для него акустическим давлением p , равна произведению средней силы $\frac{1}{2} F$ на расстояние Δx , или произведению среднего акустического

давления $\frac{1}{2} p$ на произведенное этим давлением уменьшение объема $-\Delta(dV_0)$

$$dW_n = \frac{1}{2} F \cdot \Delta x_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{F}{S} \cdot (S \Delta x_1) = \frac{1}{2} \cdot p [-\Delta(dV_0)].$$

Согласно уравнению адиабаты (рис. 6) это изменение объема выражается так

$$p_0 (dV_1)^x = p_0 (dV_0)^x;$$

$$(p_0 + p) [dV_0 + \Delta(dV_0)]^x = (p_0 + p) [(dV_0)^x + x (dV_0)^{x-1} \Delta(dV_0) + \dots] = \\ = p_0 (dV_0)^x + p_0 x (dV_0)^{x-1} \Delta(dV_0) + p (dV_0)^x + \dots \approx p_0 (dV_0)^x.$$

Пренебрегая [по малости p перед p_0 и $\Delta(dV_0)$ перед dV_0] величинами высших порядков малости, сумма которых обозначена точками, получаем

$$\Delta(dV_0) = -\frac{p dV_0}{p_0 x}.$$

Отсюда

$$dW_n = \frac{1}{2} p \cdot \frac{p dV_0}{p_0 x} = \frac{1}{2} \cdot \frac{p^2}{p_0 x} dV_0.$$

Запас потенциальной энергии во всем объеме левой половины столбика Sc_1 будет получен сложением всех значений dW_n , а именно,

$$W_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{Sc_1}{p_0 x} \cdot p_{cp}^2 = \frac{1}{2} \cdot Sc_1 \cdot \frac{f_0}{p_0 x} \cdot \frac{1}{\rho_0} \cdot p_{cp}^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{S}{c_1 \rho_0} p_{cp}^2.$$

Здесь под p_{cp}^2 понимается среднее квадратичное значение акустического давления во всем нашем объеме, величиной Sc_1 см³.

Теперь подсчитаем запас кинетической энергии W_k .

$$W_k = \frac{1}{2} \rho_0 V v_{cp}^2 = \frac{1}{2} \rho_0 Sc_1 v_{cp}^2,$$

где v_{cp} представляет среднее квадратичное значение скорости во всем объеме Sc_1 .

Полный запас энергии равен

$$W = W_n + W_k = \frac{1}{2} \cdot \frac{S}{c_1 \rho_0} \cdot p_{cp}^2 + \frac{1}{2} S \rho_0 c_1 v_{cp}^2 = \\ = \frac{1}{2} \cdot \frac{S}{\rho_0 c_1} (\rho_0 c_1 v_{cp})^2 + \frac{1}{2} S \rho_0 c_1 v_{cp}^2 = S \rho_0 c_1 v_{cp}^2 = \frac{S}{\rho_0 c_1} p_{cp}^2 = S \cdot p_{cp} \cdot v_{cp}.$$

Последние преобразования сделаны на основании прежнего соотношения: $v = \frac{p}{\rho_0 c_1}$.

Из этих подсчетов мы выводим важное заключение¹⁾, что в бегущей

1) Аналогично с электромагнитной волной, где запас магнитной энергии равен запасу электростатической энергии.

плоской акустической волне запас потенциальной энергии сжатия равен запасу кинетической энергии движения

$$W_a = W_k = \frac{1}{2} W.$$

Вся подсчитанная энергия, как уже указывалось, переносится акустической волной за секунду времени через заштрихованную на рис. 9 площадку слева направо. Эта энергия будет иметь, следовательно, смысл акустической мощности, приходящейся на площадку S , нормальную к направлению распространения.

Рассчитанная на 1 см^2 нормальной поверхности, эта величина называется силой или интенсивностью звука J в бегущей плоской волне. На основании предыдущего имеем

$$J = \frac{1}{\rho_0 c_1} p_m^2 = \rho_0 c_1 v_m^2 = \rho_0 \cdot v_m \cdot v_m \text{ э/сек. см}^2.$$

Если эту мощность выразить в вт/см^2 , то численное значение J придется умножить на 10^{-7} . Например,

$$J = \rho_0 \cdot v_m \cdot 10^{-7} \text{ вт/см}^2 = \frac{1}{2} \rho_m v_m \cdot 10^{-7} \text{ вт/см}^2.$$

Величина J имеет смысл вектора и называется вектором Умова¹⁾. Если наша площадка, заштрихованная на рис. 9 имеет площадь $S \text{ см}^2$, то переносимая через эту площадку мощность равна

$$P = JS \text{ э/сек} = J \cdot S \cdot 10^{-7} \text{ вт}.$$

Задача 8. Для самых сильных звуков, еще выдерживаемых ухом без боли, полагаем амплитуду давления 3000 бар.

Допуская, что это давление наблюдается в бегущей плоской волне, определить интенсивность звука в ней.

Решение. $J = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\rho_0 c_1} \cdot p_m^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{41} \cdot 3000^2 = \frac{9 \cdot 10^8}{82} = 1,1 \cdot 10^8 \text{ э/сек. см}^2 =$
 $= 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ вт/см}^2.$

Задача 9. Для самых слабых звуков, еще слышимых ухом, амплитудное давление составляет около $4 \cdot 10^{-4}$ бар. Допуская, что это давление наблюдается в бегущей плоской волне, определить ее интенсивность.

Решение. $J = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\rho_0 c_1} \cdot p_m^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{41} \cdot 16 \cdot 10^{-8} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ э/сек. см}^2 = 2 \cdot 10^{-16} \text{ вт/см}^2.$

Задача 10. Задавшись кубиком со стороной 1 мм, повторить весь вывод дифференциального уравнения волны (для плоской волны) с амплитудой акустического давления в 1 бар для частоты 300 гц.

§ 8. Шаровая волна.

Предположим, что в бесконечном пространстве, заполненном воздухом, находится малый шар. Предположим далее, что радиус этого шара периодически изменяется около своего среднего значения r_0 на малую величину Δr ($\Delta r \ll r_0$). Такой пульсирующий шар называется акусти-

1) Ср. с вектором Пойнтинга.

ческим излучателем нулевого порядка. Изучим ту акустическую волну, которую этот шар создает в воздухе.

По соображениям симметрии, очевидно, всякое явление, которое будет происходить в одном направлении, будет совершенно так же развиваться и в любом другом направлении, так как каждое направление для шара совершенно равноправно со всяким другим. Поэтому все акустические величины будут зависеть только от расстояния до центра шара и от времени (но не от направления).

Для изучения явления удобнее так преобразовать выведенное выше уравнение волны, чтобы вместо трех координат x_1, x_2, x_3 каждой точки пространства в него входило только расстояние этой точки от центра шара r . Для этого помещаем начало координат x_1, x_2, x_3 в центр шара; замечаем, что $r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$; исключаем из выражения

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_3^2}$$

производные по x_1, x_2, x_3 , заменяя их производными по r . Получаем последовательно:

$$2r \frac{\partial r}{\partial x_1} = 2x_1; \frac{\partial r}{\partial x_1} = \frac{x_1}{r} \text{ и т. д.}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial x_1} = \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{x_1}{r};$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \cdot \frac{x_1^2}{r^2} + \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{1}{r} - \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{x_1^2}{r^3};$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \cdot \frac{x_2^2}{r^2} + \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{1}{r} - \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{x_2^2}{r^3};$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_3^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \cdot \frac{x_3^2}{r^2} + \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{1}{r} - \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{x_3^2}{r^3};$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_3^2} &= \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \cdot \frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}{r^2} + \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{3}{r} - \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}{r^3} = \\ &= \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{\partial p}{\partial r} \cdot \frac{2}{r} = \frac{1}{r} \left(r \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + 2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} + p \right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 (rp)}{\partial r^2}. \end{aligned}$$

Подставляя в уравнение волны, находим

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{p_0 \alpha}{\rho_0} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 (rp)}{\partial r^2};$$

$$r \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c_1^2 \cdot \frac{\partial^2 (rp)}{\partial r^2};$$

$$\frac{\partial^2 (rp)}{\partial t^2} = c_1^2 \cdot \frac{\partial^2 (rp)}{\partial r^2}.$$

Это уравнение называется уравнением шаровой (сферической) волны.

Мы замечаем в нем сходство с уравнением плоской волны за тем исключением, что вместо прежней величины p теперь в уравнение вхо-

дит величина rp . Поэтому, пользуясь прежним материалом, заключаем что самым общим решением уравнения шаровой волны является такое

$$rp = r_0 p_0 \left[\phi_1 \left(t + \frac{r}{c_1} \right) + \phi_2 \left(t - \frac{r}{c_1} \right) \right].$$

или

$$p = \frac{r_0 p_0}{r} \phi_1 \left(t + \frac{r}{c_1} \right) + \frac{r_0 p_0}{r} \phi_2 \left(t - \frac{r}{c_1} \right).$$

Совершенно произвольные функции ϕ_1 и ϕ_2 изображают две независимых бегущих волны: первая приближается к центру, вторая удаляется от него с постоянной скоростью c_1 , зависящей только от свойств среды. За весьма редкими исключениями функцию ϕ_1 можно полагать равной нулю¹⁾, и заниматься только той волной, которая распространяется от излучателя—пульсирующего шара—наружу.

Итак пусть

$$p = \frac{r_0 p_0}{r} \phi_2 \left(t - \frac{r}{c_1} \right).$$

Величина давления p не остается постоянной в бегущей шаровой волне, а изменяется обратно пропорционально расстоянию r . В этом главное отличие бегущей шаровой волны от плоской, где давление не изменяется с расстоянием.

Вычислим остальные акустические величины для шаровой волны. Для этого зададимся по аналогии с прежними расчетами, касавшимися плоской волны, чисто синусоидальным явлением

$$p = \frac{r_0 p_0}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right).$$

Для вычисления акустической скорости v (по направлению радиуса r) воспользуемся уравнением движения так же, как мы уже применяли его ранее для плоской волны

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} &= \frac{\partial v}{\partial t}; \\ -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{r_0 p_0}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) \right] = \\ &= \frac{r_0 p_0}{\rho_0} \left[\frac{1}{r^2} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) - \frac{\omega}{rc_1} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) \right] = \frac{\partial v}{\partial t}; \\ v &= \frac{r_0 p_0}{\rho_0} \left[\frac{1}{r^2} \int \cos \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) dt - \frac{\omega}{rc_1} \int \sin \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) dt \right] = \\ &= \frac{r_0 p_0}{\rho_0} \left\{ \frac{1}{r^2 \omega} \int \cos \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) d \left[\omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) \right] - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{rc_1} \int \sin \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) d \left[\omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) \right] \right\} = \\ &= \frac{r_0 p_0}{r} \cdot \frac{1}{\rho_0 c_1} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right) + \frac{r_0 p_0}{r} \cdot \frac{1}{r \omega \rho_0} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c_1} \right). \end{aligned}$$

1) Примером такого исключения является параболическое зеркало, собирающее звук на микрофон. В пространстве между микрофоном и зеркалом имеются волны как вида $\frac{1}{r}$, так и вида $\frac{1}{r^2}$.

Иначе, если

$$p = \frac{r_0 p_0}{r} e^{j\omega \left(t - \frac{r}{c_1}\right)},$$

то

$$v = \frac{p}{\rho_0 c_1} + \frac{p}{j\omega r_0 r}.$$

Постоянную интегрирования мы положили равной нулю, допустив отсутствие независимой от времени постоянной скорости (ветра).

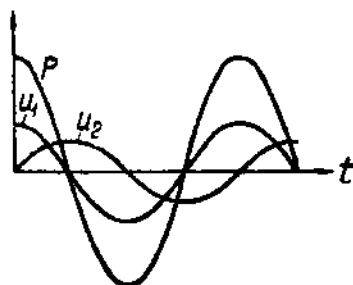


Рис. 10. Активная и реактивная составляющие скорости в шаровой волне.

Из этих результатов мы усматриваем, что акустическая скорость в любой точке шаровой волны не точно в фазе с давлением, как это было в случае плоской волны, а состоит из двух слагаемых. Одно из этих слагаемых совершенно такое же, как если бы дело шло о плоской волне: это слагаемое в фазе с давлением и в $\rho_0 c_1$ раз меньше его. По аналогии с электротехнической терминологией это слагаемое удобно назвать активной составляющей акустической скорости. Второе слагаемое отстает по фазе от давления на 90° (рис. 10), а по величине зависит от расстояния r

до центра источника: чем меньше это расстояние, тем больше величина дроби $\frac{1}{r\omega\rho_0}$ и тем больше это второе слагаемое. Для расстояний, весьма больших, когда $\frac{1}{r\omega\rho_0} \ll \frac{1}{\rho_0 c_1}$, т. е. когда $r \gg \frac{c_1}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi}$, вторым слагаемым можно пренебречь по сравнению с первым. В этом случае зависимость акустической скорости от давления такая же, как в плоской волне (ср. мотивировку рис. 7), наоборот, когда $r < \frac{\lambda}{2\pi}$, второе слагаемое больше, чем первое и для очень малых расстояний первым членом можно пренебречь по сравнению со вторым. Тогда всю скорость можно считать сдвинутой (отстающей) на 90° от давления.

Второе слагаемое по аналогии с электротехнической терминологией удобно назвать реактивной (индуктивной) составляющей акустической скорости ¹⁾.

На рис. 11 показан ход p и обеих слагаемых скорости от расстояния r .

Для определения акустического перемещения ξ пользуемся зависимостью

$$\begin{aligned} \xi &= \int v dt = \frac{r_0 p_0}{r} \cdot \frac{1}{\rho_0 c_1} \int \cos \omega \left(t - \frac{r}{c_1}\right) dt + \frac{r_0 p_0}{r} \cdot \frac{1}{r\omega\rho_0} \int \sin \omega \left(t - \frac{r}{c_1}\right) dt = \\ &= \frac{r_0 p_0}{r} \cdot \frac{1}{\rho_0 c_1 \omega} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c_1}\right) - \frac{r_0 p_0}{r} \cdot \frac{1}{r\omega^2 \rho_0} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c_1}\right). \end{aligned}$$

¹⁾ Обычно на две составляющих разлагают давление при единой скорости: одна в фазе со скоростью, вторая опережает скорость на 90° .

Иначе

$$v = j\omega \xi; \quad \xi = \frac{v}{j\omega};$$

$$\xi = \frac{p}{j\omega \rho_0 c_1} - \frac{p}{\omega^2 \rho_0 r}.$$

Амплитуда перемещений

$$\xi_m = \frac{r_0 p_0}{r \omega \rho_0} \sqrt{\frac{1}{c_1^2} + \frac{1}{\omega^2 r^2}}.$$

Постоянную интегрирования мы полагали равной нулю по прежним соображениям: отсутствие постоянных, не зависящих от акустических явлений перемещений.

Приведенные до сих пор соображения о шаровой волне были совершенно общими. Они определялись только двумя обстоятельствами: что все явление распространяется равномерно по всем направлениям от начала координат и что это явление выражается тригонометрическими функциями.

Установим теперь роль того шара, движения (пульсации) которого вызывают все эти явления.

Частицы воздуха, непосредственно прилегающие к поверхности шара, движутся вместе с этой поверхностью; с другой стороны, их движения должны удовлетворять уравнениям шаровой волны. Поэтому мы выясним роль шарового излучателя, если отождествим движение его поверхности с движением всего слоя частиц воздуха на расстоянии r_0 от начала координат, т. е. положим, что при $r=r_0$ амплитуда ξ_m равна Δr

$$\xi_m = \frac{r_0 p_0}{r_0 \omega \rho_0 c_1} \sqrt{1 + \left(\frac{c_1}{r_0 \omega}\right)^2} = \frac{p_0}{\omega \rho_0 c_1} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r_0}\right)^2} = \Delta r.$$

Отсюда определяется величина $r_0 p_0$, вошедшая в наши формулы,

$$r_0 p_0 = \frac{\Delta r r_0 \omega \rho_0 c_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r_0}\right)^2}}; \quad p_0 = \frac{\Delta r \omega \rho_0 c_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r_0}\right)^2}}.$$

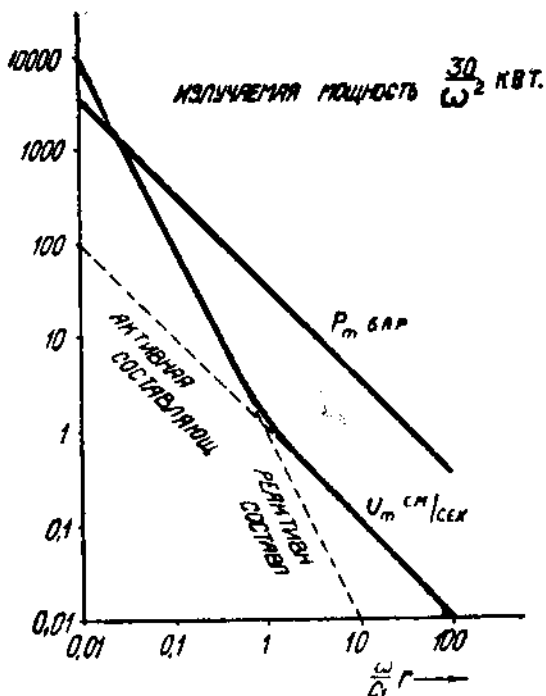


Рис. 11. Ход давления и скорости в шаровой волне с расстоянием.

Эту величину полезно выразить также через амплитуду изменения объема шара при его пульсациях. Амплитуда объема V_m равна приращению радиусу Δr на среднюю поверхность шара $4\pi r_0^2$

$$V_m = 4\pi r_0^2 \Delta r.$$

$$r_0 \rho_0 = \frac{\Delta r \cdot 4\pi r_0^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r_0}\right)^2}} \cdot \frac{\omega \rho_0 c_1}{4\pi r_0} = \frac{V_m}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r_0}\right)^2}} \cdot \frac{\omega \rho_0 c_1}{4\pi r_0}.$$

Произведение ωV_m иногда удобно принимать за самостоятельную величину, которая называется объемной скоростью.

В практике излучатель нулевого порядка не встречается. Но к действию такого излучателя можно свести действие всевозможных реальных излучателей, если сами эти излучатели невелики по сравнению с длиной волны и если они имеют какие-либо пульсирующие участки своей поверхности. В этих случаях о действии реального излучателя судят, сравнивая его с действием некоторого равновеликого (по объему) шарового излучателя, причем за амплитуду изменения его объема V_m принимают амплитуду объема, описываемого пульсирующими частями действительного излучателя.

Акустическая мощность, излучаемая пульсирующим шаром, может быть подсчитана следующим образом. Шаровая волна на большом расстоянии от источника имеет все свойства плоской волны. В частности на большом расстоянии r интенсивность звука будет равна

$$J = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_m^2}{\rho_0 c_1} \cdot 10^{-7} = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_m^2 r_0^2}{r^2 \rho_0 c_1} \cdot 10^{-7} \text{ вт/см}^2.$$

Полная мощность равна интенсивности J , умноженной на поверхность шара, радиусом r , т. е.

$$P_A = JS = J \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_m^2}{\rho_0 c_1} \cdot 4\pi r^2 \cdot 10^{-7} = \frac{1}{2} \cdot \frac{r_0^2 p_m^2 4\pi}{\rho_0 c_1} \cdot 10^{-7} = \frac{2\pi r_0^2 p_m^2}{\rho_0 c_1} \cdot 10^{-7} \text{ вт.}$$

Иначе

$$\frac{1}{2} p_m^2 = \frac{P_A \rho_0 c_1}{4\pi r^2} \cdot 10^7 = p_r^2 \text{ бар.}$$

Наряду с этой активной мощностью при пульсациях шара может играть заметную роль и реактивная мощность, обусловленная наличием реактивной составляющей скорости v . Значение реактивной составляющей быстро убывает с увеличением расстояния от центра шара.

Задача 11. Принимая голову человека в среднем за шар диаметром 16 см, а рот—за круг диаметром 17 мм мощность излучения на ударяемых слогах за 1 мс и среднюю частоту разговора за 150 гц определить:

1) на каком расстоянии r от говорящего мы получим амплитуду акустического давления 0,01 бар (в свободной атмосфере) и

2) какова амплитуда перемещений воздуха в плоскости губ.

Решение. Определяем последовательно величины p_0 , r , V_m , ξ_m , ω , пользуясь выше выведенными формулами

$$\begin{aligned}\frac{1}{2} p_m^2 &= \frac{P_A \rho_0 c_1 \cdot 10^7}{4\pi^2}; \quad r^2 = \frac{P_A \rho_0 c_1 \cdot 10^7}{2\pi p_m^2}; \\ r &= \frac{1}{p_m} \sqrt{\frac{P_A \rho_0 c_1 \cdot 10^7}{2\pi}} = \frac{1}{0,01} \sqrt{\frac{10^{-3} \cdot 41 \cdot 10^7}{2\pi}} = 2,56 \cdot 10^4 \text{ см} = 256 \text{ м}; \\ \omega &= 2\pi \cdot 150 = 942 \text{ рад/сек}; \quad r_0 = 8 \text{ см}; \\ \frac{\omega V_m \cdot \rho_0 c_1}{4\pi r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{c_1}{r_0 \omega}\right)^2}} &= r_0 p_0 = r p; \quad \sqrt{1 + \left(\frac{c_1}{r_0 \omega}\right)^2} = 4,63; \\ V_m &= \frac{r p \cdot 4\pi r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{c_1}{r_0 \omega}\right)^2}}{\omega \rho_0 c_1} = \frac{2,56 \cdot 10^4 \cdot 0,01 \cdot 4\pi \cdot 8 \cdot 4,63}{942 \cdot 41} = 3,1 \text{ см}.\end{aligned}$$

Площадь отверстия рта

$$S = \frac{\pi}{4} a^2 = 0,785 (1,7)^2 = 2,27 \text{ см}^2.$$

Амплитуда перемещений в плоскости губ

$$\xi_m = \frac{V_m}{S} = \frac{3,1}{2,27} = 1,37 \text{ см} = 14 \text{ мм}.$$

Задача 12. Доказать, что интенсивность звука изменяется в шаровой волне обратно пропорционально квадрату расстояния от центра источника.

Б. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН.

§ 1. Принцип Гюйгенса. Дифракция.

Одним из важнейших свойств акустических волн является то, что к ним применим принцип Гюйгенса. Этот принцип таков: всякую точку волны можно рассматривать как самостоятельный источник новой частной шаровой волны. Действительная волна является общей огибающей всего бесконечно большого числа таких частных шаровых волн.

Принцип Гюйгенса находит свое применение тогда, когда на пути акустических волн встречается препятствие. Это препятствие вырезает из волны некоторые области, которые не могут являться новыми центрами излучения. Невырезанные же части волны будут являться носителями центров новых шаровых волн. Поэтому вблизи препятствий прямолинейное распространение звуковых волн нарушается и возникают явления загибания звуковых волн за препятствие. Такое загибание называется дифракцией акустических волн.

На следующих рисунках показаны примеры дифракции. Именно на рис. 12 дана картина невозмущенных свободно распространяющихся волн; на рис. 13 представлена картина, которая возникает при наличии большого препятствия с малым отверстием в нем. Видно, как это отверстие само служит центром новой волны.

На рис. 14 и 15 даны картины дифракции от малого предмета в свободном пространстве, причем заметно загибание волны, которое наблюдается за препятствием.

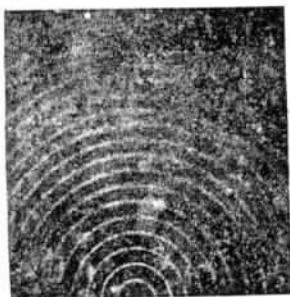


Рис. 12 и 13. Волны на поверхности воды. Фотографический позитив как и рис. 14, 15, 16, 17 и 19.

Чем больше препятствие или отверстие в нем по сравнению с длиной волны, тем слабее обнаруживаются явления дифракции, и характер рас-

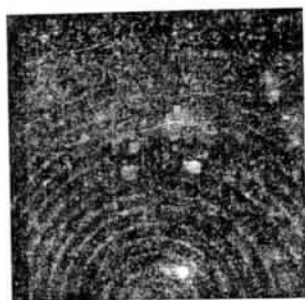


Рис. 14.

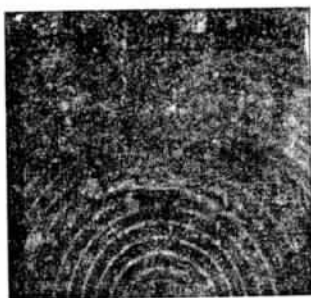


Рис. 15.

пространения волны приближается к прямолинейному. Эти случаи даны на рис. 16 и 17.

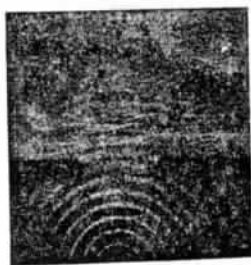


Рис. 16.



Рис. 17.

Приведенные изображения являются фотографиями тех волн, которые наблюдаются на поверхности жидкости.

§ 2. Отражение и преломление.

Вторым важнейшим свойством акустических волн является их способность к отражению и преломлению. Явления отражения и преломления возникают на границе двух сред, например воздуха и

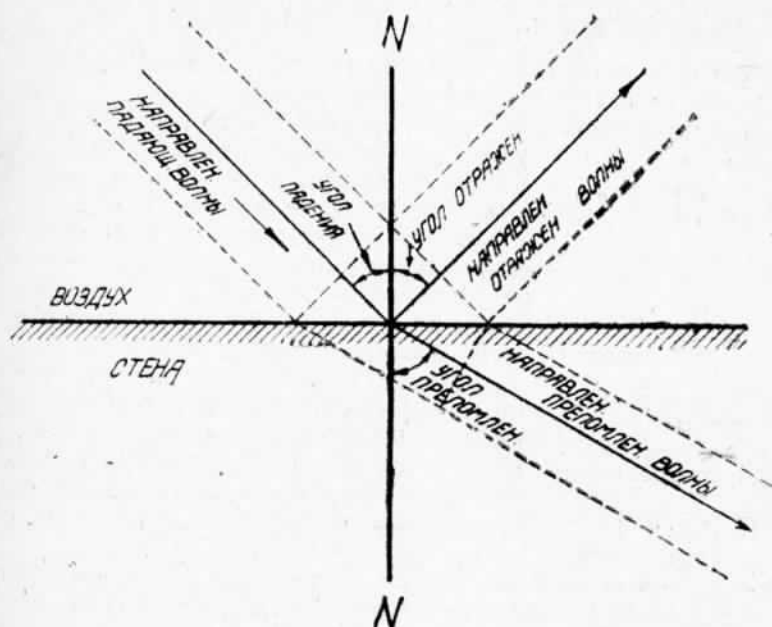


рис. 18. Отражение и преломление акустических волн.

земли. Акустические волны подчиняются законам: 1) направления распространения падающей, преломленной и отраженной волны лежат в одной плоскости с нормалью к отражающей поверхности в точке падения, 2) угол отражения равен углу падения, 3) отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению скоростей звука в обеих средах. Эти законы иллюстрируются рис. 18 и 19. Интенсивность звука в преломленной волне будет тем меньше, чем больше отношение акустических сопротивлений. Поэтому с преломленной волной практически считаться нам не придется, так как акустическое сопротивление всех твердых тел в сотни тысяч раз больше акустического сопротивления воздуха.



Рис. 19. Отражение круговых волн от зеркала.

Необходимо иметь в виду, что явление отражения переходит в явление дифракции, если размеры отражающей поверхности сравнимы или меньше длины волны. Поэтому четкое отражение возможно только от больших поверхностей.

Задача 13. В комнате с гладкими стенами, имеющей форму параллелепипеда, находятся диктор и микрофон. Размеры комнаты и расположение диктора и микрофона даны в масштабе на рис. 20. Начертить пути тех акустических волн, которые попадают в микрофон от диктора после однократного отражения от каждой из стен, от пола и от потолка.

§ 3. Интерференция.

Третьим явлением в акустических волнах является интерференция. Это явление на практике обычно возникает в результате сложения падающей и отраженной волн. Оно заключается в том, что частицы воздуха, участвующие в движении, обусловленном падающей волной, бегущей в одну сторону, участвуют также в движении, обусловленном отраженной волной, бегущей в другую сторону. В результате геометрического сложения в пространстве обоих этих движений движение частицы может иметь либо большую амплитуду, либо меньшую, либо совсем остаться в покое в зависимости от соотношения фаз бегущей и отраженной волн в данной точке пространства. Области с большими и с меньшими амплитудами чередуются в пространстве, оставаясь в стационарном явлении неподвижными¹⁾. На

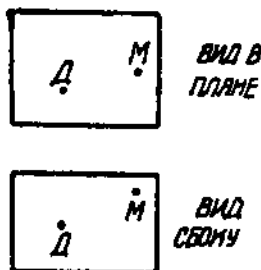


Рис. 20. К задаче 13 — о путях отраженных лучей.

рис. 13, 17 и 19 заметны явления интерференции, получаемые при отражениях.

Наблюдаемые нами в повседневной жизни акустические явления в закрытых помещениях и на застроенных улицах представляют весьма сложную интерференционную картину, обусловленную наличием отражения от всех имеющихся в наличии твердых поверхностей. Мы мало замечаем эту интерференционную картину, потому что мы к ней привыкли, и главное потому, что чистая картина возникает только при чистых синусоидальных звуках, которые в повседневной жизни встречаются редко.

§ 4. Принцип наложения. Ряд и формула Фурье.

Четвертым важным свойством акустических волн является то, что к ним приложим принцип аддитивного сложения (суперпозиции), согласно которому акустическое явление развивается в воздухе независимо от того имеют ли место иные акустические явления в том же объеме воздуха или нет. Этот принцип позволяет определять движение частиц, обусловленное сложным акустическим явлением, как простую сумму движений, обусловленных теми простейшими явлениями, из которых складывается сложное. Мы применили этот принцип выше, говоря об интерференции.

Принцип наложения неприменим при очень сильных звуках, когда становятся неприменимыми выведенные выше акустические линейные уравнения, и когда необходимо брать в расчет первоначальные нелинейные уравнения.

¹⁾ См. примечание к стр. 21.

Особенно важным применением этого принципа является разложение сложных звуков на простейшие. Так как простейшими и наиболее хорошо изученными являются синусоидальные явления, то принято разлагать сложные звуки на синусоидальные составляющие. Это разложение называется применением ряда Фурье, если дело идет о периодическом явлении.

Всякую периодическую функцию $\phi(t)$ с периодом T можно представить как сумму (может быть, бесконечного ряда) такого вида

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} [\phi(t-0) + \phi(t+0)] &= K_0 + K_{11} \sin \omega t + K_{12} \sin 2\omega t + \dots + \\ &+ K_{21} \cos \omega t + K_{22} \cos 2\omega t + \dots = \\ &= K_0 + K_1 \sin(\omega t + \varepsilon_1) + K_2 \sin(2\omega t + \varepsilon_2) + \dots \end{aligned}$$

Входящие здесь величины определяются следующими формулами

$$\begin{aligned} K_0 &= \frac{1}{T} \int_0^T \phi(z) dz, \\ K_{11} &= \frac{2}{T} \int_0^T \phi(z) \sin \frac{2\pi z}{T} dz; \quad K_{21} = \frac{2}{T} \int_0^T \phi(z) \cdot \cos \frac{2\pi z}{T} dz; \\ K_1 &= \sqrt{K_{11}^2 + K_{21}^2}; \quad \operatorname{tg} \varepsilon_1 = \frac{K_{21}}{K_{11}}; \\ K_{12} &= \frac{2}{T} \int_0^T \phi(z) \sin 2 \frac{2\pi z}{T} dz; \quad K_{22} = \frac{2}{T} \int_0^T \phi(z) \cos 2 \frac{2\pi z}{T} dz \text{ и т. д.} \end{aligned}$$

Когда функция $\phi(t)$ обозначает какую-либо физическую величину, зависящую от времени, т. е. имеет определенную физическую размерность, то ту же размерность будут иметь и коэффициенты K_0, K_1, K_{11}, K_{12} и т. д.; вспомогательное переменное z будет иметь размерность времени t .

Если функция $\phi(t)$ не периодическая, а обозначает изменение физической величины однократное, то ряд Фурье заменяют формулой Фурье. Физически применение формулы Фурье можно себе представить, как приложение ряда Фурье к явлению с бесконечно долгим периодом $T \rightarrow \infty$.

Формула Фурье может быть записана несколькими способами, например,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} [\phi(t-0) + \phi(t+0)] &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \phi(z) dz \right\} + \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_{+\infty}^{+\infty} d\eta \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(z) \cos \{ \pm \eta (z - t) \} dz = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \lim \left\{ \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} \phi(\beta) d\beta \right\}_{l \rightarrow \infty} + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\eta \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\beta) \cos \eta(\beta - t) d\beta = \\
&= \lim \left\{ \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} \phi(\beta) d\beta \right\}_{l \rightarrow \infty} + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\beta) \cdot e^{\pm j\eta(\beta - t)} d\beta d\eta = \\
&= \lim \left\{ \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} \phi(\beta) d\beta \right\}_{l \rightarrow \infty} + \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\mp j\eta t} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\beta) e^{\pm j\eta\beta} d\beta \right\} d\eta.
\end{aligned}$$

Величина

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\beta) e^{j\eta\beta} d\beta$$

в этом разложении аналогична коэффициентам K_1 , K_2 и т. д., но имеет другую физическую размерность. Именно эта величина дает размерность функции $\phi(t)$ только после ее умножения на $d\eta$, имеющего смысл и размерность дифференциала круговой частоты ω .

Поэтому ее размерность будет

$$\left| \frac{\phi(t)}{d\omega} \right| = \left| \frac{\phi(t)}{\omega} \right| = |\phi(t)| \cdot T.$$

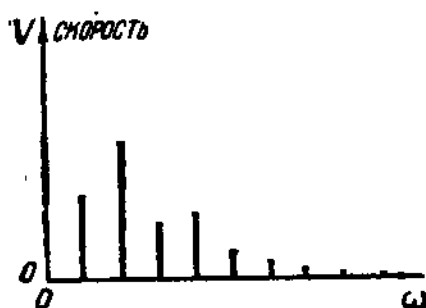


Рис. 21. Амплитудный спектр периодического явления.



Рис. 22. Амплитудный спектр однократного явления.

Например, если $\phi(t)$ означает акустическую скорость, то

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\beta) e^{j\eta\beta} d\beta$$

будет иметь размерность акустического перемещения.

Для анализа акустических явлений часто бывает нужно знать в сложном звуке только величины коэффициентов K_n в ряде Фурье или аналогичных им величин в приложении формулы Фурье, не вдаваясь в распределение ϵ_n по составляющим. Графическое представление этих величин на диаграмме в функции от частоты называется амплитудным спектром данного сложного явления. На рис. 21 дан спектр скорости некоторого периодического явления, а на рис. 22 — спектр перемещений аналогичного непериодического явления.

В. ФИЗИОЛОГИЯ СЛУХА.

§ 1. Свойства слуховых ощущений.

Громкость относительная и абсолютная ¹⁾.

В отношении силы слуховые ощущения у человека подчиняются закону Вебера-Фехнера. Этот закон гласит: когда раздражение (величина физического воздействия на данный орган) растет в геометрической прогрессии, то воспринимаемое ощущение растет в арифметической прогрессии. Иными словами, ощущения пропорциональны логарифмам раздражений. Поэтому мы воспринимаем одинаковую разницу двух пар ощущений тогда, когда одинаковы соответствующие им отношения раздражений.

Отсюда видно, что для оценки слуховых ощущений нужно бывает измерять отношения различных физических величин. Это не единственный случай, когда важным является именно отношение двух величин, а не их абсолютные значения. Например, в телефонии для измерения пространственного затухания и усиления применяется единица отношений, называемая децибелом (дб). Эта единица принята и в акустике для определения относительной громкости двух звуков. Если интенсивность одного звука I_1 , а второго I_2 , то говорят, что первый громче второго на L децибелов, причем вычисляют это L по формуле

$$L = 10 \lg \frac{I_1}{I_2}.$$

Например, когда интенсивность одного звука в миллион раз больше другого, то это равносильно тому, что громкость первого на 60 дб больше или выше второго: или когда интенсивность одного звука будет в 30 раз больше другого, то его громкость на 15 дб выше другого.

Ввиду того что интенсивность звука пропорциональна квадратам акустических давлений, эту формулу для относительных громкостей можно переписать так

$$L = 10 \lg \frac{p_1^2}{p_2^2} = 20 \lg \frac{p_1}{p_2}.$$

¹⁾ См. С. Н. Ржевкин — «Слух и речь в свете современных физических исследований». ГИЗ, 1928 г.

Одному децибелу соответствует отношение интенсивностей 1,26 или отношение давлений 1,12¹⁾).

Опыт показывает, что, убавляя силу звука, мы, наконец, приходим к столь слабым звукам, которые больше не слышим. Соответствующие этим акустическим явлениям давления называются порогом слышимости.

Увеличивая силу звука, мы дойдем до давлений, при которых ощущение звука будет сопровождаться ощущением боли.

Обе крайние границы нормальных слуховых ощущений передвигаются в зависимости от частоты или высоты звука. Эта зависимость, полученная из экспериментальных исследований, изображена на рис. 23. Мы ви-

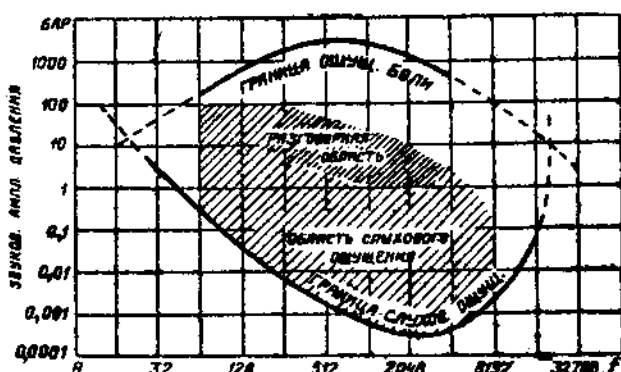


Рис. 23. Свойства человеческого слуха.

дим, что ухо имеет максимальную чувствительность при частоте около 2000—3000 гц; эта максимальная чувствительность соответствует амплитуде давления, примерно, в 0,0004 бар.

Задача 14. Принимая человеческий голос за источник акустической энергии мощностью в 10 мвт при частоте 128 гц, определить, на каком расстоянии в свободном пространстве можно слышать человеческую речь и с какой громкостью.

Для приблизительной оценки громкости одного звука определенной частоты можно применять шкалу децибелов, если за второй звук принять порог слышимости при той же частоте. Полученную таким образом громкость можно называть абсолютной громкостью. Например, абсолютная громкость звука в 128 гц при амплитуде давления 1 бар, как видно из рис. 23, будет 30 дб, потому что при этой частоте 1 бар

1) Наряду с обозначением дб применяются обозначения: $\ln \frac{P_1}{P_2}$ неперов, или $10 \ln \frac{P_1}{P_2}$ децинеперов; $\ln \frac{P_1}{P_2}$ фонов; 1 непер = 8,686 децибелов; 1 децибел = 0,1151 непера; 1 фон = 6,0206 децибел.

относится к порогу слышимости 0,03 бар, как $\frac{1}{0,03} \approx 30$, а $20 \lg 30 = 20 \cdot 1,5 = 30$ дб.

Необходимо иметь в виду, что порог слышимости очень сильно меняется с частотой. Поэтому, когда мы имеем общие изменения интенсивности сложного звука, отдельные составные частоты нам представляются испытывающими различные изменения. Например, если мы слышим в открытом пространстве сложный звук, состоящий из двух звуков разных высот вполне хорошо, то при удалении от источника этого сложного звука один звук может быть совершенно неслышимым, тогда как другой будет еще хорошо слышен.

Пусть оба звука соответствуют 10 бар, один при частоте 128 гц, другой при частоте 1024 гц. Удалившись от источника этого сложного звука в 300 раз, мы убавим соответствующие давления в 300 раз, т. е. до 0,03 бар. Тогда мы не услышим более низкого звука, так как он окажется на пороге слышимости; второй же более высокий будет еще иметь громкость порядка 30—40 дб. Поэтому для правильной передачи музыки нам необходимо передавать ее и достаточно громко.

С другой стороны, при наличии в передаче низкочастотной помехи, например пульсации выпрямителя (50 гц), эта помеха совершенно не будет слышна на тихих передачах или далеко от громкоговорителя. Наоборот, при полном усилении или вблизи от громкоговорителя звук частоты 50 гц будет заметной помехой передаче.

Задача 15. Гудок автомобиля на расстоянии 15 м дает громкость звука в среднем 72 дб. Принимая за частоту гудка 512 гц, определить излучаемую мощность.

Решение. При 512 гц порог слышимости лежит, примерно, на $2 \cdot 10^{-3}$ бар амплитудных (по рис. 23). Определяем акустическое давление, соответствующее 72 дб.

$$72 = 20 \lg \frac{p_m}{2 \cdot 10^{-3}} = 20 \lg p_m - 20 (-3 + 0,3);$$

$$\lg p_m = 0,9; \quad p_m = 8 \text{ бар.}$$

Интенсивность звука, соответствующая 8 бар, будет

$$J = \frac{p_m^2}{2\rho_0 c_1} \cdot 10^{-7} = \frac{64}{82} \cdot 10^{-7} = 0,78 \cdot 10^{-7} \text{ ат/см}^2.$$

Так как эта интенсивность звука наблюдается на расстоянии 15 м = 1500 см, то полную мощность получаем умножением интенсивности на поверхность полусферы радиусом 1500 см, принимая во внимание, что вторая полусфера занята землей

$$P_A = J \cdot 2\pi r^2 = 0,78 \cdot 10^{-7} \cdot 2\pi (1500)^2 = 1,1 \text{ ат.}$$

§ 2. Восприятие фазы.

В отношении фазы колебаний известно, что, когда мы слышим сложный звук, наше впечатление совершенно не изменится, если фазы отдельных составляющих колебаний передвинутся как угодно. Это совер-

шенно общее положение не распространяется на такие звуки, которые хотя математически и могут быть представлены как суммы синусоидальных составляющих давления, но воспринимаются человеческим слухом как равные звуки, чередующиеся или сменяющиеся с определенным ритмом.

Представим себе, например, что на граммофонной пластинке записано периодическое повторение трех звуковых сигналов, чем-либо заметно отличающихся между собой (высотой, амплитудой). Для конкретности вообразим такое сочетание: звук «ля» — 435 гц, звук «до» — 512 гц и пауза (отсутствие колебаний) — все три составляющих одинаковой длительности по $1/3$ секунды, всего одна секунда. После паузы следует снова «ля», потом «до», снова пауза и т. д. С математической точки зрения эта запись представляет собой периодическое явление, с периодом в 1 сек., разложимое в ряд Фурье. Основная частота в этом ряде будет 1 гц. Наибольшие коэффициенты будут у частот 435 и 512; кроме этих двух составляющих в спектре будут и еще некоторые частоты, выраженные более или менее заметно. Каждой из составляющих частот приурочивается некая фаза, получаемая согласно правилам разложения в ряд Фурье.

Если проигрывать эту запись в прямом направлении, то мы услышим именно то, что там записано. Если же проигрывать ее в обратном направлении, то бесспорно, что теперь после паузы мы будем слышать не «ля», а сначала «до», потом «ля», потом снова паузу и т. д. Ясно, что порядок записанных трех сигналов изменится на обратный.

Между тем с математической точки зрения разложение обратного сигнала в ряд Фурье снова будет иметь основную частоту 1 гц, снова преобладание составляющих 435 и 512 гц, и вся разница будет только в том, что фаза любого составляющего колебания (относительно, например, основного) изменится.

Это можно видеть, хотя бы из того, что обратное проигрывание равносильно тому, как будто текущее время t изменило свой знак на обратный. При таком изменении знаки перед косинусами останутся прежними, так как косинус — четная функция своего аргумента ωt , а знаки перед синусами изменятся на обратные, так как $\sin(-\omega t) = -\sin \omega t$. Вместе с тем изменится и знак у K_{11}, K_{13} и т. д. (знаки у $K_{21}, K_{23} \dots$ сохраняются), вместе с тем изменятся они у $\lg \epsilon_1, \lg \epsilon_2, \dots$, т. е. у $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots$. Абсолютные величины $K_{11}, K_{13} \dots K_{21}, K_{23} \dots$ сохраняются.

Таким образом в данном примере изменение фазы составного колебания мы восприняли.

Мы перестанем воспринимать это обращение фаз тогда, когда ритмическое следование сигналов будет столь частым, что весь сигнал как целое будет создавать впечатление одного звука, хотя бы и сложного. В разбираемом примере это будет в том случае, когда период всего явления сократится от одной секунды, до, примерно, $1/30$ сек., а основная частота возрастет от 1 гц, примерно, до 30 гц. Потеряв ритм чередования последовательных сигналов, мы воспримем единый сложный звук, фазы составляющих в котором будут нам безразличны, как это установлено классическими опытами (Гельмгольца).

Г. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ТРУБАХ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ ¹⁾.

§ 1. Общие соображения и вывод уравнения непрерывности.

Трубы переменного сечения применяются в электроакустике в качестве рупоров. Акустические волны в воздухе внутри таких труб в самом общем случае могут быть описаны самыми общими дифференциальными уравнениями, выведенными выше. Разберем наиболее простые из этих общих законов в предположении, что труба прямая и круглая, что волна распространяется в трубе как плоская, и что стенки трубы неподвижны.

На рис. 24 изображена труба переменного сечения и оси координат. Только что поставленные ограничения будут справедливы для такой трубы до тех пор, пока угол δ не велик. В этом случае действительно можно считать только со скоростью v_1 частиц воздуха, параллельно оси x_1 , считая, что v_2 и v_3 — нули во всем рассматриваемом участке трубы. Поэтому в тех уравнениях, которые мы будем выводить,

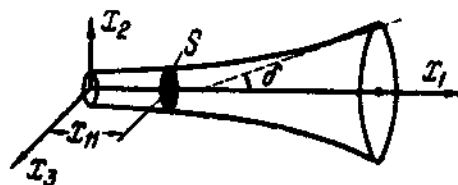


Рис. 24. Труба переменного сечения.

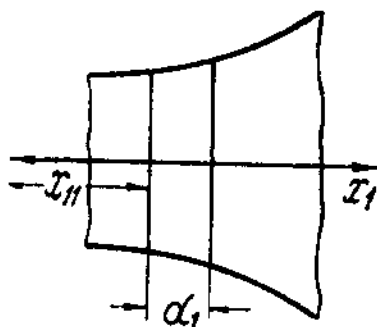


Рис. 25. Элемент трубы переменного сечения.

будут аргументами являться только координата x_1 и время t . Для вывода уравнений выделим мысленно внутри рупора маленький объем (совершенно так же, как ранее мы выделяли маленький параллелепипед со сторонами a_1, a_2, a_3 , рис. 2, 3, и 4). Пусть длина этого объема по направлению x_1 будет α_1 ; поперечные же размеры определятся размерами трубы в данном месте (рис. 25), в частности, площадью S поперечного сечения. Эта величина в трубе переменного сечения будет функцией от координаты x_1 .

К этому маленькому объему мы можем приложить без изменений ранее выведенное уравнение движения

$$-\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial v_1}{\partial t}$$

и уравнение состояния

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_{s1}}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

¹⁾ См. Крендалл—«Акустика», КУБУЧ, ВЭТА, 1934 г., § 44 и след.

Что же касается уравнения непрерывности, то его придется вывести заново. Допустим, что в процессе распространения акустической волны в воздухе внутри рупора выделенный нами объем деформировался и переместился. При этом перемещении и деформации его масса остается прежней в силу физического закона сохранения массы. Эта масса равна произведению из плотности на объем. Первоначальный объем нашего выделенного участка равен $a_1 S$, его первоначальная плотность есть ρ . Через весьма малое время Δt его плотность будет $\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t$, а объем изменится за счет как перемещения левой его границы, так и правой. Левая граница переместилась за это время на $v_1 \Delta t$, а убыль объема, связанная с этим перемещением, получится $v_1 S \Delta t$. Правая граница переместилась на величину $(v_1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} a_1) \Delta t$, но прибыль объема от этого перемещения будет еще зависеть от того, что площадь сечения в этом месте равна уже не S , а $S + \frac{\partial S}{\partial x_1} a_1$.

Поэтому приращение объема справа будет равно

$$(v_1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} a_1) (S + \frac{\partial S}{\partial x_1} a_1) \Delta t.$$

Это выражение можно упростить, если, производя перемножения, пренебречь членами, содержащими малые длины a_1 в квадрате

$$(v_1 + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} a_1) (S + \frac{\partial S}{\partial x_1} a_1) \Delta t = (v_1 S + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} a_1 S + \frac{\partial S}{\partial x_1} v_1 a_1) \Delta t.$$

Новый объем будет равен

$$a_1 S - v_1 S \Delta t + (v_1 S + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} a_1 S + \frac{\partial S}{\partial x_1} v_1 a_1) \Delta t = a_1 [S + (\frac{\partial v_1}{\partial x_1} S + \frac{\partial S}{\partial x_1} v_1) \Delta t].$$

Умножая этот новый объем на новую плотность и приравняв полученную новую массу первоначальной, найдем

$$\rho a_1 S = (\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t) a_1 [S + (\frac{\partial v_1}{\partial x_1} S + \frac{\partial S}{\partial x_1} v_1) \Delta t],$$

откуда, пренебрегая членами, содержащими множитель $(\Delta t)^2$, получим

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_1 \frac{1}{S} \cdot \frac{\partial S}{\partial x_1} = 0.$$

Выражение $\frac{1}{S} \cdot \frac{\partial S}{\partial x_1}$ можно написать так

$$\frac{1}{S} \cdot \frac{\partial S}{\partial x_1} = \frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1}.$$

Так как изменения плотности малы, то полагаем $\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_0}$, и окончательно получим уравнение непрерывности для трубы переменного сечения в таком виде

$$\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + v_1 \cdot \frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1} = 0.$$

Это есть уравнение в частных производных от двух переменных ρ и v_1 по двум аргументам t и x_1 , первого порядка, линейное, но с переменным коэффициентом $\frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1}$. Этот коэффициент при неизвестном v_1 есть известная функция координаты x_1 .

§ 2. Вывод уравнения волны

Итак для установления общих свойств акустических волн, распространяющихся в трубах переменного сечения, мы имеем попрежнему три уравнения: уравнение непрерывности

$$\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + v_1 \cdot \frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1} = 0,$$

уравнение движения

$$-\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial v_1}{\partial t}$$

и уравнение состояния

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\rho_0 \kappa}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial t}.$$

Эти три уравнения содержат три неизвестных ρ , v_1 и p . Преобразуем эти уравнения так, чтобы получить одно уравнение с одним неизвестным, как мы делали это раньше. Для этого из первого и третьего уравнения алгебраическим путем исключим $\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial t}$. Получим два уравнения с двумя неизвестными:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0 \kappa} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + v_1 \cdot \frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1} &= 0; \\ -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_1} &= \frac{\partial v_1}{\partial t}. \end{aligned}$$

Теперь из этих уравнений исключим неизвестное v_1 , для чего сначала продифференцируем первое уравнение по t , второе по x_1

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0 \kappa} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial x_1 \partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial t} \cdot \frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1} &= 0, \\ -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} &= \frac{\partial^2 v_1}{\partial t \partial x_1}. \end{aligned}$$

Кроме того

$$-\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial v_1}{\partial t}.$$

Подставляя в первое из этих трех уравнений $\frac{\partial v}{\partial x_1}$ из второго, а $\frac{\partial v}{\partial t}$ из третьего, найдем

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\rho_0 c_0^2}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} + \frac{\partial p}{\partial x_1} \cdot \frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1} \right).$$

В этом уравнении коэффициент $\frac{\rho_0 c_0^2}{\rho_0}$ можно из прежнего заменить через квадрат скорости звука в воздухе c_1 , тогда мы получим

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c_1^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} + \frac{\partial p}{\partial x_1} \cdot \frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1} \right).$$

Это есть искомое общее уравнение движения плоских волн по трубе переменного сечения.

Переменный коэффициент $\frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1}$ определяется зависимостью площади поперечного сечения рупора S от координаты x_1

$$S = S(x_1).$$

§ 3. Экспоненциальный рупор.

Для практики наибольшее значение имеет случай наиболее простой, именно, когда эта зависимость показательная

$$S = S_0 e^{2kx_1}.$$

Теоретически этот случай особенно прост потому, что $\ln S = \ln S_0 + 2kx_1$

$$\frac{\partial (\ln S)}{\partial x_1} = 2k.$$

Таким образом взамен общего случая уравнения с переменным коэффициентом мы рассмотрим частный случай уравнения, у которого все коэффициенты постоянны

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c_1^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} + \frac{\partial p}{\partial x_1} \cdot 2k \right).$$

Рупор, характеризуемый вышеуказанным показательным законом, называется показательным или экспоненциальным.

Для решения этого уравнения в частных производных сведем его для чисто синусоидальных звуков к уравнению в полных производных путем подстановки

$$p = p_m \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_0} \right).$$

Эта подстановка напоминает выражение для бегущей синусоидальной плоской волны. Но так как в случае трубы с переменным сечением амплитуда давления в одном сечении может отличаться от амплитуды давления в другом сечении, то в этой подстановке предположим, что эта амплитуда p_m есть пока неизвестная функция от координаты. Кроме

того у нас нет оснований считать, что скорость распространения волны в рупоре c_{10} равна скорости распространения волны в свободной атмосфере c_1 .

Проверяем пригодность этой подстановки, имея в виду, что

- 1) $\frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial p_m}{\partial x_1} \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) + \frac{p_m \omega}{c_{10}} \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right);$
- 2) $\frac{\partial^2 p}{\partial x_1^2} = \frac{\partial^2 p_m}{\partial x_1^2} \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) + 2 \frac{\omega}{c_{10}} \cdot \frac{\partial p_m}{\partial x_1} \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) - \frac{p_m \omega^2}{c_{10}^2} \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right);$
- 3) $\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\omega^2 p_m \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right).$

Найдем

$$\left[\omega^2 p_m + c_1^2 \frac{\partial^2 p_m}{\partial x_1^2} - \frac{c_1^2 \omega^2}{c_{10}^2} p_m + 2kc_1^2 \frac{\partial p_m}{\partial x_1} \right] \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) + \left[2 \frac{\omega c_1^2}{c_{10}} \cdot \frac{\partial p_m}{\partial x_1} + 2k \frac{\omega c_1^2}{c_{10}} p_m \right] \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) = 0.$$

Левая часть этого уравнения должна равняться нулю для всяких значений аргумента $t - \frac{x_1}{c_{10}}$. В частности это справедливо для тех значений этого аргумента, когда $\sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) = 0$ (тогда коэффициент при косинусе должен быть нуль), а также для тех, когда $\cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) = 0$ (тогда коэффициент при синусе должен быть нуль).

Отсюда получаем два уравнения

$$\begin{aligned} \omega^2 p_m + c_1^2 \frac{\partial^2 p_m}{\partial x_1^2} - \frac{c_1^2 \omega^2}{c_{10}^2} p_m + 2kc_1^2 \frac{\partial p_m}{\partial x_1} &= 0; \\ 2 \frac{\omega c_1^2}{c_{10}} \cdot \frac{\partial p_m}{\partial x_1} + 2k \frac{\omega c_1^2}{c_{10}} p_m &= 0. \end{aligned}$$

Каждое из этих уравнений, рассматриваемое изолировано от всего предыдущего, содержит лишь один аргумент x_1 , а потому может быть написано в полных производных. Производя сокращения, получим

$$\frac{dp_m}{dx_1} + kp_m = 0$$

Это уравнение легко интегрируется по известным правилам

$$\begin{aligned} \frac{dp_m}{p_m} &= -k dx_1; \quad d(\ln p_m) = -k dx_1; \\ \ln p_m &= -kx_1 + \ln p_2. \end{aligned}$$

Здесь $\ln p_2$ представляет произвольную постоянную интегрирования, не зависящую от x_1 (а тем более не зависящую от прежнего аргумента $t - \frac{x_1}{c_{10}}$). Потенцируя, получаем

$$p_m = p_2 e^{-kx_1}.$$

Физически величина p_2 представляет собой амплитуду акустического давления в начале рупора (при $x_1 = 0$).

Подставляя полученное решение второго уравнения в первое, найдем параметр c_{10} так

$$\frac{dp_m}{dx_1} = -kp_m; \quad \frac{d^2 p_m}{dx_1^2} = k^2 p_m;$$

$$-p_m \left(\frac{c_1^2}{c_{10}^2} \omega^2 + c_1^2 k^2 - \omega^2 \right) = 0.$$

Отбрасывая решение $p_m = 0$ (отсутствие всякого акустического явления), находим

$$\left(\frac{c_1 \omega}{c_{10}} \right)^2 = \omega^2 - c_1^2 k^2; \quad c_{10}^2 = \frac{c_1^2 \omega^2}{\omega^2 - c_1^2 k^2} = \frac{1}{\frac{1}{c_1^2} - \frac{k^2}{\omega^2}}; \quad c_{10} = \pm \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{c_1^2} - \frac{k^2}{\omega^2}}}.$$

Итак в показательном рупоре возможно распространение бегущей волны, выражающейся математически так

$$p = p_0 e^{-kx_1} \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right).$$

Величина c_{10} имеет здесь смысл фазовой скорости; как видим, эта скорость может иметь знаки и плюс и минус; это значит, что бегущая волна распространяется в обе стороны по одинаковым законам.

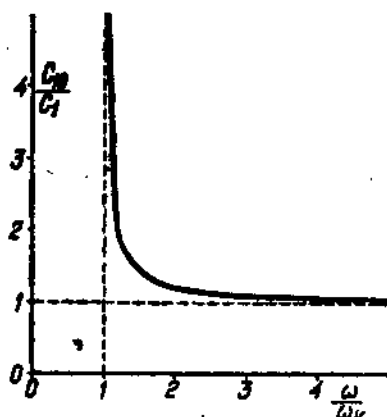


Рис. 26. Зависимость фазовой скорости распространения волны в рупоре от частоты.

Кроме того эта скорость зависит от частоты. Эта зависимость изображена графически на рис. 26. Мы видим, что при высоких частотах, когда ω велико, второй член под корнем в знаменателе выражения для c_{10} стремится к нулю, а само c_{10} стремится к скорости звука в свободной атмосфере, т. е. c_1 . По мере того, как ω убывает, вычитаемое под корнем в знаменателе растет, сам корень убывает и c_{10} растет неограниченно, уходя в бесконечность при таком значении ω , которое обращает подкоренное число в нуль; обозначая это критическое значение частоты через ω_k , получим

$$\frac{1}{c_1^2} - \frac{k^2}{\omega_k^2} = 0; \quad \omega_k = \pm kc_1.$$

В связи с введением этого нового понятия критической частоты формулу для скорости удобно переписать так

$$c_{10} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{c_1^2} - \left(\frac{\omega_k}{\omega c_1} \right)^2}} = \frac{c_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega} \right)^2}}.$$

Это критическое значение круговой частоты зависит от показателя k ; чем больше k , т. е. чем быстрее расширяется рупор, тем выше критическое значение круговой частоты ω_k .

§ 4. Групповая скорость ¹⁾.

Зависимость скорости распространения от частоты, называемая дисперсией, вызывает отличие групповой скорости, с которой распространяется по рупору энергия, от фазовой. Найдем величину групповой скорости.

Для этого предположим, что по рупору распространяются в одну сторону две волны с равными амплитудами, но разными, хотя и очень близкими круговыми частотами ω_1 и ω_2 ; соответствующие этим двум частотам скорости распространения c_{11} и c_{12} будут также близки, но не одинаковы.

Итак

$$\begin{aligned} p &= p_1 e^{-ikx_1} \cos \omega_1 \left(t - \frac{x_1}{c_{11}} \right) + p_2 e^{-ikx_1} \cos \omega_2 \left(t - \frac{x_1}{c_{12}} \right) = \\ &= p_2 e^{-ikx_1} \left[\cos \omega_1 \left(t - \frac{x_1}{c_{11}} \right) + \cos \omega_2 \left(t - \frac{x_1}{c_{12}} \right) \right] = \\ &= 2p_2 e^{-ikx_1} \cos \left[\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t - \frac{\frac{\omega_1}{c_{11}} + \frac{\omega_2}{c_{12}}}{2} x_1 \right] \cos \left[\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{\frac{\omega_1}{c_{11}} - \frac{\omega_2}{c_{12}}}{2} x_1 \right]. \end{aligned}$$

Мы видим, что можно рассматривать обе предположенные волны, как одну волну со средней круговой частотой $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, но модулированную в пространстве и времени по закону

$$\cos \left[\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t - \frac{\frac{\omega_1}{c_{11}} - \frac{\omega_2}{c_{12}}}{2} x_1 \right] = \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \left(t - \frac{x}{c'_{20}} \right).$$

Максимум или минимум этой функции (модуляции) будет сам распространяться по рупору со скоростью

$$c'_{20} = \frac{\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}}{\frac{\frac{\omega_1}{c_{11}} - \frac{\omega_2}{c_{12}}}{2}}.$$

При достаточной близости значений ω_1 и ω_2 можно полагать $\omega_1 - \omega_2 = d\omega$, тогда

$$\lim_{\omega_1 \rightarrow \omega_2} (c'_{20}) = c_{20} = \frac{d\omega}{d\left(\frac{\omega}{c_{10}}\right)} = \frac{1}{\frac{d\left(\frac{\omega}{c_{10}}\right)}{d\omega}}.$$

¹⁾ См. Э. Эдсер — «Общая физика» (изд. «Естественноиспытатель», СПб, 1913 г.), гл. XIV, стр. 461 и след.

Подставляя полученные раньше значения, находим последовательно

$$\begin{aligned}\frac{\omega}{c_{10}} &= \omega \sqrt{\frac{1}{c_1^2} - \frac{k^2}{\omega^2}} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k^2}; \\ \frac{d\left(\frac{\omega}{c_{10}}\right)}{d\omega} &= \frac{2 \frac{\omega}{c_1} \cdot \frac{1}{c_1}}{2 \sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k^2}} = \frac{\frac{\omega}{c_1}}{c_1 \sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - k^2}} = \frac{1}{c_1 \sqrt{1 - \left(\frac{kc_1}{\omega}\right)^2}}; \\ c_{20} &= c_1 \sqrt{1 - \left(\frac{kc_1}{\omega}\right)^2} = c_1 \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega}\right)^2} = \frac{c_1^2}{c_{10}}.\end{aligned}$$

Скорость c_{20} представляет собой скорость движения по рупору максимума амплитуд модулированной волны, т. е. скорость переноса акустической энергии, связанной с этим максимумом. Таким образом c_{20} представляет собой групповую скорость волн в рупоре.

При высоких частотах групповая скорость c_{20} численно совпадает с фазовой c_{10} и со скоростью распространения звука в свободной атмосфере c_1 . При более низких частотах фазовая скорость c_{10} неограниченно увеличивается, в то время, как групповая скорость c_{20} неограниченно приближается к нулю. В пределе при критической частоте групповая скорость c_{20} равна нулю. Через рупор энергия не может вовсе протекать. Это нужно сопоставить с тем, что при критической частоте фазовая скорость бесконечно велика, т. е. что воздух движется в рупоре почти как несжимаемое (твердое) тело. Таким образом при частоте критической для данного рупора и ниже ее перенос акустической энергии бесконечным рупором невозможен.

§ 5. Свойства акустической волны в рупоре.

Подобно тому, как мы ранее определяли акустическое сопротивление $\rho_0 c_1$ для плоской волны, определим акустическое сопротивление для рупора. Для этого предварительно определим акустическую скорость v_1 из уравнения движения, задаваясь синусоидальным законом для давлений

$$\begin{aligned}p &= p_1 e^{-kx_1} \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right); \\ -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_1} &= \frac{p_1}{\rho_0} \left[k e^{-kx_1} \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) - \frac{\omega}{c_{10}} e^{-kx_1} \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) \right] = \frac{\partial v}{\partial t}.\end{aligned}$$

Пользуясь прежним примером плоской и шаровой волн и повторяя здесь те же рассуждения, получим

$$\begin{aligned}v_1 &= \frac{p_1}{\rho_0} \left[\frac{k}{\omega} e^{-kx_1} \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) + \frac{1}{c_{10}} e^{-kx_1} \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) \right] = \\ &= \frac{p_1}{\rho_0 c_{10}} e^{-kx_1} \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right) + \frac{p_1 k}{\rho_0 \omega} e^{-kx_1} \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_{10}} \right).\end{aligned}$$

Иначе

$$v_1 = \frac{p}{\rho_0 c_{10}} + \frac{p}{j \omega \frac{\rho_0 c_{10}}{\omega_1}}.$$

Мы видим, что скорость v_1 имеет, как и в случае шаровой волны, две составляющих, из которых одна — активная составляющая в фазе с давлением и в $\rho_0 c_{10}$ раз меньше этого давления; вторая — реактивная составляющая отстает от давления на 90° . Величина этой второй составляющей не зависит от координаты, но зависит от коэффициента рупора k и от частоты ω : чем выше частота, тем меньше вторая составляющая ¹⁾.

Таким образом при высоких частотах, когда $c_{10} = c_1$, рупор в разбираемом отношении не отличается от цилиндрической трубы, в которой распространяется плоская волна. При низших частотах, когда ω уменьшается до ω_0 , а c_{10} растет до бесконечности, величина второй реактивной составляющей по сравнению с первой увеличивается до бесконечности.

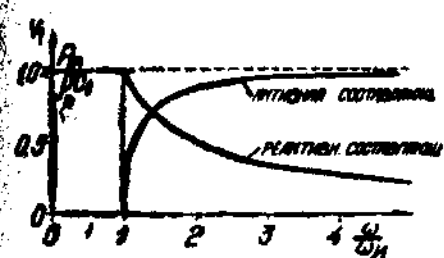


Рис. 27. Активная и реактивная составляющие акустической скорости в показательном рупоре.

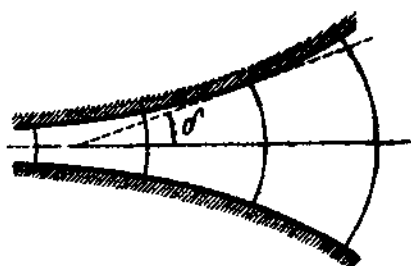


Рис. 28. Фронт волны в рупоре.

На рис. 27 изображен ход соответственно активной и реактивной составляющих скорости v_1 с частотой.

На основании замеченной аналогии между шаровой волной и волной в рупоре можно ожидать и дальнейшего сходства. Например, оказывается, что фронт волны в рупоре несколько искривлен, как в шаровой волне (рис. 28). Не следует только забывать, что свойства шаровой волны меняются по мере удаления от центра излучения, а в показательном рупоре свойства его на всем протяжении одинаковы, пока угол δ не делается слишком большим.

Весьма важным свойством рупора является то свойство, которое в формулах выражается множителем e^{-kx} . Этот множитель показывает, что амплитуда давления и скорости уменьшается с расстоянием по показательному закону. Как в шаровой волне, так и в рупоре, это уменьшение амплитуды давления вызвано не потерями энергии на необратимые процессы, например, нагревание, а обусловлено исключительно увеличением сечения рупора и распределением звуковой энергии по всему этому сечению. Разница между шаровой волной и рупором — только в законах убывания.

В местах неоднородностей, например на конце рупора, где он открывается в атмосферу, возникают явления отражения. Отраженная волна,

¹⁾ Здесь для удобства изложения на две составляющих разложена скорость. Обычно на две составляющих разлагают давление, одна из них в фазе со скоростью, вторая опережает ее на 90° .

как уже указывалось, следует тем же законам распространения, как прямая, с теми только изменениями, которые вызваны изменением направления скорости. Например, в отраженной волне реактивная составляющая скорости будет опережать активную. В этом легко убедиться, если повернуть ось x_1 в рупоре в обратную сторону (тогда k заменится на $-k$) и просчитать скорость v_1 , как это было выше проделано.

Как видно из вышеприведенного анализа, форма сечения рупора в формулы никак не вошла; значит, эта форма произвольна.

В тех местах рупора, где угол δ велик, вышеприведенный анализ неверен. Имеются основания полагать, что при больших расширениях рупора акустическое возмущение отрывается от стенок и распространяется более или менее узким лучом.

Что касается изогнутых труб, то нужно различать два обстоятельства: При плавном, хотя и крутом, закруглении трубы акустические явления в ней распространяются, как в прямых трубах, если размеры сечения трубы не велики по сравнению с длиной волны. Если размеры трубы в плоскости изогнутой оси ее сравнимы с длиной волны, то в месте изгиба наблюдается более или менее сложное интерференционное явление, захватывающее и небольшие участки уже прямолинейных соседней частей трубы¹⁾. Наконец, если размеры трубы велики по сравнению с длиной волны (изогнутый коридор), то акустические волны отражаются от отдельных участков стенок по известным законам.

Отдельно от этого следует обращать внимание на острые ребра, входящие внутрь трубы, например, при резких ее изломах. При движении воздуха вблизи таких острых краев возникают вихри. Это сопряжено с рядом паразитных явлений, в частности с потерями акустической энергии.

Задача 16. Из обмеров показательного рупора для громкоговорителя типа ТМ оказалось: диаметр широкого отверстия 55 см, диаметр узкого отверстия 1,7 см, длина всего рупора 128 см. Определить критическую частоту бесконечного рупора, частью которого является данный.

Решение. Сначала определяем показатель рупора, для чего подставляем результаты измерения в формулу показательного рупора и разрешаем полученное уравнение относительно k

$$\begin{aligned}\frac{\pi \cdot 55^2}{4} &= S = S_0 e^{2kx_1} = \frac{\pi (1.7)^2}{4} e^{2k \cdot 128}; \\ \left(\frac{55}{1.7}\right)^2 &= e^{2k \cdot 128}; \quad \frac{55}{1.7} = e^{128k}; \\ \lg 55 - \lg 1.7 &= 128 \lg e \cdot k; \\ k &= \frac{1.74 - 0.23}{128 \cdot 0.43} = \frac{1.51}{128 \cdot 0.43} = 0,027 \text{ см}^{-1}.\end{aligned}$$

Теперь определяем критическую частоту

$$\begin{aligned}\omega_k &= kc_1 = 0,027 \cdot 3,4 \cdot 10^4 = 900 \text{ рад/сек}, \\ f_k &= \frac{\omega_k}{2\pi} = 140 \text{ ц}.\end{aligned}$$

¹⁾ См. М. В. Мачинский — «Распространение звуковых волн в изогнутых трубах». Журнал прикладной физики, т. VII, № 6, стр. 3—19, 1930 г.

Задача 17. У того же рупора определить величины активной и реактивной составляющих скорости при акустическом давлении в 10 бар для частот в 200 гц и в 1000 гц.

Решение. Определяем для обеих данных частот значения относительных частот $\frac{\omega}{\omega_k}$.

$$\left(\frac{\omega}{\omega_k}\right)_1 = \frac{2\pi \cdot 200}{2\pi \cdot 140} = 1,43; \quad \left(\frac{\omega}{\omega_k}\right)_2 = \frac{2\pi \cdot 1000}{2\pi \cdot 140} = 7,1.$$

По графику рис. 27 находим: активная и реактивная составляющие скорости в первом случае $\frac{0,72 \cdot 10}{41} = 0,175$ см/сек и $\frac{0,79 \cdot 10}{41} = 0,17$ см/сек, во втором случае соответственно $\frac{10}{41} = 0,24$ см/сек и $\frac{10}{7,1 \cdot 41} = 0,034$ см/сек.

Задача 18. У того же рупора определить групповую скорость распространения звука при частоте 200 гц.

Решение. Для относительной частоты $\frac{\omega}{\omega_k} = 1,43$ по рис. 26 находим $\frac{c_{10}}{c_1} = 1,43$; отсюда

$$c_{20} = \frac{c_1}{1,43} = \frac{3,4 \cdot 10^4}{1,43} = 2,38 \cdot 10^4 \text{ см/сек.}$$

§ 6. Акустическая емкость.

Разберем теперь один специальный случай трубы переменного сечения, именно такой, когда это сечение S в некоторой точке равно нулю. В таком случае мы получим в пределе замкнутый сосуд, имеющий только одно входное отверстие (рис. 29). При малом изменении давления вне этого сосуда через его входное отверстие вдавится малый объем воздуха ΔV . Этот объем мы уже раз вычисляли, когда определяли запас потенциальной энергии в бегущей плоской волне. При объемах произвольной величины получим

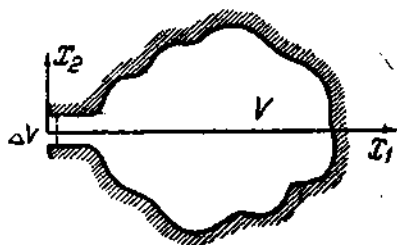


Рис. 29. К выводу акустической емкости.

$$\Delta V = \frac{V}{\rho_0 c^2} p = \frac{V \rho_0}{\rho_0 \rho_0 c^2} p = \frac{V}{c_1^2 \rho_0} p.$$

Коэффициент $\frac{V}{\rho_0 c^2} = \frac{V}{c_1^2 \rho}$ называется акустической емкостью данного объема V . Он имеет размерность: объем/давление. Мы будем его выражать в системе CGS.

Задача 19. Определить акустическую емкость сосуда, имеющего объем 10 см³ (свисток).

Ответ. $\frac{10}{(3,4 \cdot 10^4)^2 \cdot 1,23 \cdot 10^{-4}} = 7 \cdot 10^{-6} \text{ CGS.}$

Д. РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ОГРАНИЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ¹⁾.

§ 1. Упругие свойства твердых тел.

Выше было указано, что законы распространения акустических волн внутри неограниченных твердых тел не исчерпываются установленными там же законами для акустических волн в воздухе. Это происходит вследствие наличия в твердых телах усилий, направленных не перпендикулярно к границам мысленно вырезаемого объема (ср. рис. 2). Мы не будем изучать эти законы подробно.

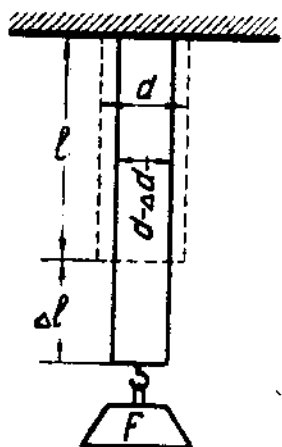


Рис. 30. К определению упругих постоянных твердого тела.

На границах твердых тел могут возникать особые явления, связанные с возникновением отраженных волн и интерференции. Эти явления еще более сложны, чем общий случай распространения волн в бесконечном твердом теле. Между тем частицы воздуха, соприкасающиеся с колеблющейся поверхностью твердого тела, сами движутся и дают начало акустическим волнам в воздухе. Мало того, все технические способы возбуждать акустические волны основаны как раз на использовании этого обстоятельства. Поэтому дадим здесь только общий результат теории колебаний твердых тел в применении к нескольким наиболее важным типичным случаям.

Этот результат определяется в основном плотностью тела ρ и его упругими свойствами, а также и его формой.

Напомним те опыты, при помощи которых определяются упругие свойства твердых тел, и те численные величины, какими эти свойства выражаются.

Основной опыт определения упругих свойств твердого тела состоит в испытании его на растяжение (рис. 30). Если первоначально некий твердый стержень имел длину l и диаметр d , то под действием силы F он удлинится на малый отрезок Δl , а его диаметр уменьшится на малую величину Δd .

Удлинение Δl пропорционально первоначальной длине l , действующей силе F , обратно пропорционально площади поперечного сечения $S = \frac{\pi d^2}{4}$ и зависит от материала стержня. Если рассматривать только изотропные тела, свойства которых не зависят от направления приложения силы (примеры исключений: кристаллы, дерево), то результат опыта выражается формулой

$$\Delta l = \frac{lF}{SE},$$

¹⁾ См. А. Г а а з — «Введение в теоретическую физику», ч. I, гл. VI; А. Вебстер и Г. Сеге — «Дифференциальные уравнения в частных производных математической физики», ч. I, §§ 13, 15, 41, 49 и др.; С. Тим о ш ен ко — «Теория колебаний в инженерном деле»; П. Фей фер — «Механика упругих тел»; А. Фелъ и Л. Фелъ — «Сила и деформации» и др.

Величина E , определяемая свойствами материала, называется модулем Юнга. Она имеет размерность давления (сила/площадь) и потому может выражаться в барах. В технике принят другой способ выражения модуля Юнга, только в килограммах силы на мм^2 . Например, для стали $E_s = 21\,000 \text{ кг/мм}^2 = \frac{21\,000 \cdot 1000 \cdot 981}{0,01} \text{ дн/см}^2 = 2,06 \cdot 10^{11} \text{ бар}$.

Уменьшение диаметра выражается формулой

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta l}{l} \sigma,$$

где σ — вторая постоянная величина, характерная для данного изотропного вещества: она называется коэффициентом Пуассона. Для большинства материалов величина σ немного отличается от 0,3 (например, для стали $\sigma = 0,26$), исключительно редко выходя за пределы 0,2—0,4. Крайние наблюдаемые значения соответствуют: пробке — σ близко к нулю и резине — σ близко к 0,5.

При небольших силах F вышеприведенные формулы совершенно верны. Другими словами, при малых силах деформация строго пропорциональна вызывающей ее силе. Это положение называется законом Гука. При больших силах эти формулы начинают выражать действительные соотношения лишь приблизительно и наступают отступления от закона Гука. Чтобы приблизить формулы к действительности, необходимо ввести в них поправки, например, закон Гука заменить эмпирической формулой вида

$$\Delta l = K_1 F + K_2 F^2 + K_3 F^3 + \dots$$

В этих случаях говорят, что явление вышло из пределов линейности и стало нелинейным.

§ 2. Чисто продольные волны.

Перечислим теперь важнейшие акустические волны, наблюдаемые в бесконечно длинном круглом стержне. Будем рассматривать только бегущие волны. Для того чтобы яснее себе представлять деформации тела при наличии акустического явления в нем, нарисуем поверхность

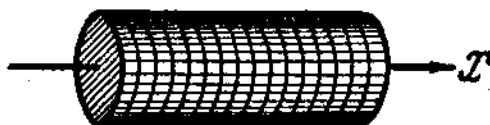


Рис. 31. Недеформированный стержень.



Рис. 32. Чисто продольные волны

стержня координатной сеткой из равноотстоящих линий, расположенных на недеформированном стержне так, как это показано на рис. 31 в перспективе.

Простейшая форма волны изображена на рис. 32 в преувеличенных для ясности масштабах деформации. По сдвигу линий (окружностей) координатной сетки мы видим, что в левой части стержень растянут, а в правой он сжат. Линии координатной сетки, проведенные по образующим, остались без деформаций. Таким образом эти волны суть чисто

продольные волны, в точности аналогичные плоским волнам в воздухе. Скорость распространения таких волн в твердых телах равна

$$c = \sqrt{\frac{E_0}{(1-\sigma)(1+\sigma)(1-2\sigma)\rho}}$$

Если E_0 выражено в бар, а ρ в г/см³, то c получается в см/сек. Такие волны возможны в толстых стержнях или безграничных телах, при очень высоких частотах, а именно, когда длина получающейся при этом волны гораздо меньше диаметра стержня. Эта длина волны определяется, как всегда, по формуле $\lambda = \frac{c}{f}$.

§ 3. Продольно-поперечные волны.

Если частота того источника, который возбуждает волны, значительно ниже, то длина волны получается гораздо больше диаметра стержня. Тогда скорость распространения таких волн несколько меньше, именно в тех же единицах

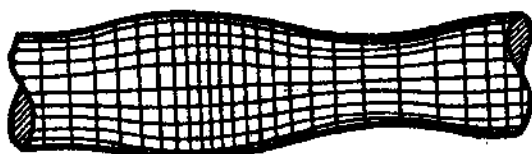


Рис. 33. Продольно-поперечные волны.

$$c = \sqrt{\frac{E_0}{\rho}} \text{ см/сек.}$$

Отношение обеих скоростей при $\sigma = 0,3$ будет около 1,7. Получающаяся деформация изображена на рис. 33.

Из этого рисунка видно, что деформация состоит не только в удлинении и укорочении, но и в поперечном сокращении и расширении. Таким образом эти волны следует охарактеризовать, как волны продольно-поперечные. Наибольшее поперечное перемещение испытывают частицы материала, расположенные на поверхности стержня.

§ 4. Волны сдвига и кручения.

Третий вид деформации показан на рис. 34. Он соответствует сдвигу отдельных сечений стержня вверх или вниз; сжатия или растяжения

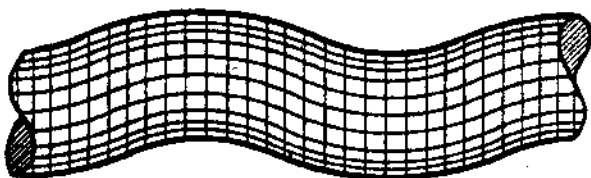


Рис. 34. Волны сдвига.

параллельных сетке координат, а также продольных перемещений не наблюдается. Сдвиги всех частиц сечения, перпендикулярного оси, одинаковы и не зависят от их расстояния от оси стержня. Такие волны

являются чисто поперечными волнами и называются сдвиговыми. Скорость их распространения выражается формулой

$$c = \sqrt{\frac{E_{\text{с}}}{2(1+\sigma)\rho}} \text{ см/сек.}$$

Такие волны возможны только тогда, когда получающаяся при колебаниях длина волны гораздо меньше диаметра стержня.

Четвертый вид волн показан на рис. 35. Соответствующая этим волнам деформация состоит в закручивании каждого сечения около общей

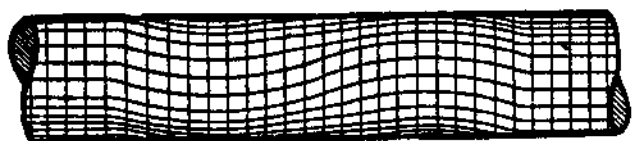


Рис. 35. Крутильные волны.

оси стержня. Никаких продольных перемещений не наблюдается; поэтому эти волны также являются чисто поперечными. Они называются крутильными волнами. Скорость их распространения тоже

$$c = \sqrt{\frac{E_{\text{с}}}{2(1+\sigma)\rho}} \text{ см/сек.}$$

Все перечисленные четыре вида волн напоминают плоские волны (и электромагнитные волны на проводах антенн): скорость их распространения не зависит от размеров стержня и от частоты возмущения. Вблизи места возбуждения или неоднородностей возникают отраженные волны, к которым применимы те же простые законы. Эти обстоятельства связаны с тем, что дифференциальное уравнение, которому все перечисленные случаи удовлетворяют, одно и то же, а именно уравнение плоской волны

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

Величина c выражается как-раз вышеприведенными формулами, применительно к каждому из разобранных случаев.

§ 5. Волны изгиба.

Пятый вид волн изображен на рис. 36. Эти волны называются волнами изгиба. Они наиболее часто встречаются в практике. В основном эти волны — поперечные и в стержне имеется поверхность («нейтральная»), которая кроме боковых не испытывает никаких других смещений. Однако в толще стержня наблюдаются также и продольные перемещения, которые особенно велики на верхнем и нижнем крае. Поэтому, точнее говоря, эти волны суть волны поперечно-продольные.

Скорость этих волн

$$c = \sqrt{\omega \sqrt{\frac{E_p}{\rho} \cdot \frac{J_z}{S}}} \text{ см/сек.}$$

Здесь кроме знакомых уже величин входят ω — круговая частота акустического явления, J_z — момент инерции сечения стержня относительно нейтральной оси изгиба, S — площадь сечения. Выражение $\sqrt{\frac{J_z}{S}}$ назы-

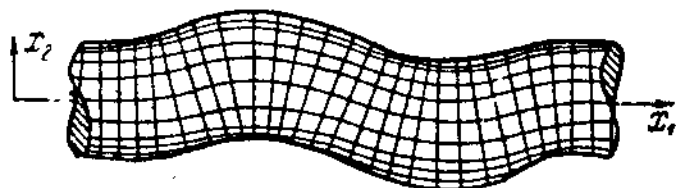


Рис. 36. Волны изгиба.

вается радиусом инерции сечения и для кругового сечения составляет $\frac{1}{4}$ его диаметра.

Если стержень не круглый, а прямоугольный, и деформации имеют вид, показанный на рис. 37, то скорость распространения волны изгиба будет

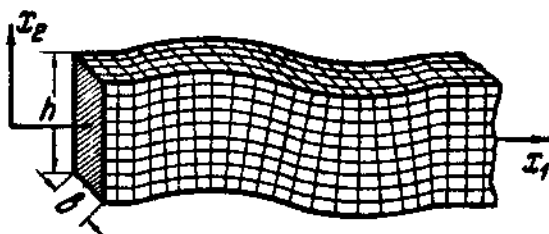


Рис. 37. Волны изгиба на бруске прямоугольного сечения.

$$c = \sqrt{\omega h \sqrt{\frac{E_p}{12\rho}}}.$$

Однако эта формула верна только для таких стержней, у которых размеры b и h имеют одинаковый порядок величины. Для пластинок, для которых $b \gg h$ (на-

пример плоская пружина) скорость будет

$$c = \sqrt{\omega h \sqrt{\frac{E_p}{12(1-\sigma^2)\rho}}}.$$

Необходимо отметить резкое отличие волн изгиба от ранее разобранных случаев, именно зависимость скорости распространения волн от размеров стержня и от частоты. Последнее обстоятельство, называемое дисперсией, имеет своим следствием то, что вышеприведенная скорость, имеющая смысл фазовой скорости, отличается от скорости распространения энергии волны изгиба (или групповой скорости).

Если возмущение не чисто синусоидальное, а состоит из ряда синусоидальных возмущений, то форма возмущения будет изменяться по мере удаления от источника (высокочастотные составляющие убегают вперед по сравнению с низкочастотными составляющими).

Вблизи мест возбуждения стержня или неоднородностей в нем, например вблизи закреплений, простые законы распространения и интерференции бегущих и отраженных волн должны быть дополнены поправками; точный анализ¹⁾ показывает, что эти поправки выражаются через гиперболические функции от пространственного фазового угла $\frac{2\pi x}{\lambda}$. Все эти особенности волн изгиба связаны с тем, что дифференциальное уравнение, которому они удовлетворяют, отличается от прежних разобранных случаев. Это уравнение таково

$$\frac{\partial^2 \xi_z}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\omega^2} \cdot \frac{\partial^4 \xi_z}{\partial x^4}.$$

Оно соответствует такому направлению осей координат, которое дано на рис. 36 и 37: ξ_z имеет направление оси x_z . Величина c имеет смысл фазовой скорости и численно выражается одной из трех последних формул.

§ 6. Волны на струнах.

Шестой вид волн возникает на весьма тонких и длинных твердых стержнях, которые в натянутом состоянии называются струнами²⁾. Они настолько тонки, что не могут без натяжения сохранять свою форму



Рис. 38. Волны на струне.

и принимают приблизительно форму подставки, на которой они покоятся. На натянутых струнах возможны чисто поперечные волны (рис. 38), скорость распространения которых

$$c = \sqrt{\frac{F}{\rho_1}} \text{ см/сек},$$

где ρ_1 — линейная плотность или погонная масса струны (г/см), а F — сила натяжения. Эта скорость не зависит от частоты. Ни у мест возбуждения, ни у мест закрепления не происходит особых явлений, требующих каких-либо поправок, кроме того только случая, когда длина получающейся волны равна или меньше диаметра струны. На закрепленной по концам струне в очень чистой форме наблюдаются явления стоячих волн (в высокой степени аналогичных стоячим волнам на проводах антенны). Эти стоячие волны издавна являются излюбленным приемом возбуждения звука в музыкальных инструментах.

¹⁾ В. И. Смирнов — «Курс высшей математики», ГТТИ, 1933 г., т. II, стр. 476 и след.

²⁾ В. И. Смирнов — «Курс высшей математики», ГТТИ, 1933 г., т. II, стр. 436 и след.

§ 7. Поверхностные волны.

Наконец, седьмой важный вид волн может возникать на поверхности всякого очень большого твердого тела, если возбуждающая волна частота так велика, что получающиеся при этом волны всех видов гораздо меньше любых размеров данного тела. Возникающие в случае чисто синусоидального возбуждения деформации показаны на рис. 39. В нем пунктиром помечена недеформированная поверхность тела в сечении и недеформированная сетка координат, мысленно нанесенная внутри тела.

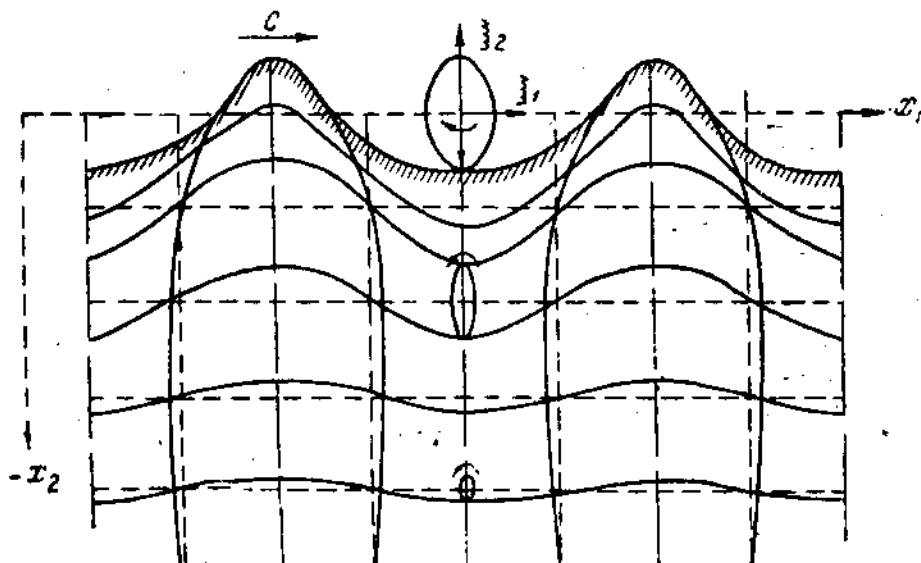


Рис. 39. Поверхностные волны.

Сплошными линиями показана поверхность деформированного волной тела и соответственно деформированная координатная сетка. Каждая точка поверхности описывает эллипс, вертикальная полуось которого, примерно, в полтора раза больше горизонтальной. По этому эллипсу точка вращается в ту сторону, куда распространяется волна. Амплитуда колебаний точек тела под поверхностью будет меньше.

Волны этого типа распространяются со скоростью, не зависящей от частоты и с большей степенью точности, выражаемой такой приближенной формулой

$$c = \frac{0,87 + 1,12\sigma}{1 + \sigma} \sqrt{\frac{E_0}{2(1 + \sigma)\rho}} \text{ см/сек.}$$

Эти волны возникают, в частности, на поверхности земли в результате сейсмических катастроф и являются наиболее разрушительным агентом при землетрясениях; кроме того, они возникают как одно из следствий сотрясений почвы от транспорта и стационарных машин. Вследствие

передачи этих сотрясений через поверхностные волны стенам возведенных сооружений, последние приходят в колебания от транспорта и действующих стационарных механизмов. Согласно экспериментальным определениям скорость поверхностных волн по земле составляет в среднем около $3,5 \text{ км/сек} = 3,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$. При вычислениях движения точек, близких к центру возбуждения этих волн, нужно вносить специальные поправки.

§ 8. Волны на пленках.

Теперь разберем два частных случая колебаний твердых пластинок.

Первый случай соответствует столь тонкой пластинке (h очень мало), что она не может сохранять свою форму и принимает приблизительно форму подставки, на которую такая тонкая пленка или перепонка опирается. Чтобы придать ей плоскую форму, уклонения от которой составят деформации разбираемого типа волн, эту пленку растягивают во все стороны определенной силой. Эта сила рассчитывается на погонный сантиметр закрепления и называется натяжением (по аналогии с поверхностным натяжением жидких пленок, имеющим ту же размерность). Дифференциальное уравнение, которому удовлетворяет акустическое явление, таково (рис. 40):

$$\frac{\partial^2 z_2}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 z_2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 z_2}{\partial x_3^2} \right).$$

Скорость распространения волн определяется так

$$c = \sqrt{\frac{F_1}{\rho_2}} \text{ см/сек},$$

где F_1 , дн/см — натяжение пленки, а ρ_2 , г/см^2 — поверхностная плотность ее. Такие пленки (по-латынски) называются мембранами. Это название не безошибочно внедрилось в русский язык применительно к тому второму случаю, который будет разобран ниже. Примерами использования пленок в качестве музыкального инструмента являются барабан, литавры и бубен. Пленки с закреплением круглой формы, примененные в этих музыкальных инструментах, способны к образованию на них стоячих волн, имеющих круговые и диаметральные узловые линии. При расчетах необходимо на область вблизи центра пленки вводить поправки (выражающиеся, как показывает анализ, через функции Бесселя¹⁾).

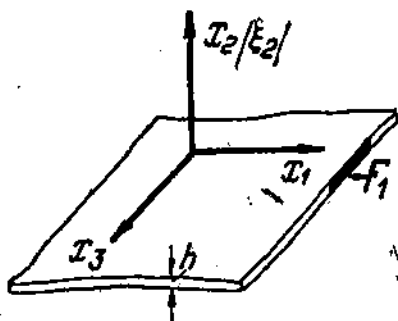


Рис. 40. Расположение осей координат на пленке и пластинке.

¹⁾ См. Я. Н. Шпильерейн — «Таблицы специальных функций», ч. I, ГТТИ, 1933 г., стр. 37 и В. И. Смирнов — «Курс высшей математики», ГТТИ, 1933 г., т. II, стр. 489, т. III, стр. 629 и др.

§ 9. Волны изгиба на пластинках η .

В качестве второго случая рассмотрим более толстую пластинку. Она настолько толста (h не очень мало), что может самостоятельно сохранять плоскую форму (при $F_1=0$); малые отклонения от этой плоской формы являются разбираемым акустическим явлением. Расположим оси координат так же, как на рис. 40. Дифференциальное уравнение, которому удовлетворяет акустическое явление, таково

$$\frac{\partial^2 \xi_3}{\partial t^2} = \frac{c^2}{a^2} \left(\frac{\partial^2 \xi_3}{\partial x_1^2} + 2 \frac{\partial^2 \xi_3}{\partial x_1^2 \partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \xi_3}{\partial x_2^2} \right).$$

Фазовая скорость распространения упругих волн изгиба выражается формулой

$$c = \sqrt{\omega h} \sqrt{\frac{E_0}{12(1-\sigma^2)\rho}} \text{ см/сек.}$$

Это скорость зависит от размеров пластинки (через толщину h) и от частоты. В данном случае наблюдается дисперсия акустических волн, и групповая скорость переноса энергии вдвое больше фазовой.

Если возбуждение колебаний сосредоточено в одной точке, то вблизи этого центра необходимо вносить в расчеты поправки (выраженные через функции Бесселя).

Упругие пластинки являются наиболее распространенным случаем применения к акустике колебаний твердых тел. Очень часто этим пластин-

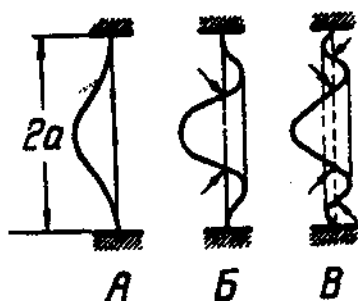


Рис. 41. Колебания пластинки, зажатой по краю.

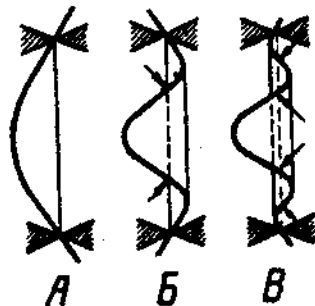


Рис. 42. Колебания пластинки, опертой по краю.

кам придается при этом круглая форма (примеры: «мембраны» телефонов, граммофонов и микрофонов, резонансные деки музыкальных инструментов). При возбуждении пластинки в какой-либо ее точке, на краю пластинки возникает отражение распространяющихся волн, в силу чего волны на пластинке получают смысл стоячих.

Если возбуждающая сила не периодическая, а имеет характер импульса, то эти стоячие волны будут являться собственными свободными (и конечно, вообще затухающими) колебаниями пластинки. Форма колебаний

1) Г. Остроумов. Журнал технической физики, т. V, вып. 6, стр. 947—957 и вып. 10, 1935 г.

такой пластинки зависит от того, как именно волны отражаются от края, т. е., как она закреплена на краях. На рис. 41 даны сечения преувеличенно деформированной пластинки, зажатой по краю для трех типовых форм стоячих волн (собственных колебаний).

На рис. 42 даны сечения такой же пластинки и для тех же трех типовых случаев, но применительно к пластинке, опертой по краю. Точки, отмеченные на этих рисунках стрелками, остаются при колебаниях пластинок на одном месте; в этих точках сечение пластинки только вращается без поступательного перемещения. Эти точки называются узловыми точками сечения, а совокупность их на поверхности пластинки — узловыми линиями. Колебания пластинки состоят в том, что части, заключенные между узловыми линиями и выпущенные в данный момент влево, через полпериода колебаний будут выпущены вправо, и наоборот.

Кроме тех форм собственных колебаний, которые изображены на рис. 41 и 42 и которые характеризуются наличием узловых окружностей, возможны еще формы колебаний, имеющие наряду с узловыми окружностями еще и узловые диаметры.

Наименьшая частота собственных колебаний соответствует той простейшей форме колебаний, которая на рис. 41 и 42 обозначена буквой А. Частоты собственных колебаний пластинки определяются формулой

$$\omega = K \frac{h}{a^2} \sqrt{\frac{E_p}{12(1-\sigma^2)\rho}},$$

где a — радиус пластинки (см), а ρ — плотность ее материала (г/см³). Значения отвлеченного коэффициента K , вычисляемые через функции Бесселя, даны в следующей таблице:

Таблица 1

Форма колебаний по рис. 41 и 42	Число узловых окружностей	Зажатая рис. 41	Опертая рис. 42 $\sigma = 1/4$
А	0	$K = 10,21$	$K = 4,86$
Б	1	39,78	29,68
В	2	88,90	74,1
	3	157,0	138,3

Тот факт, что последующие значения K не относятся друг к другу как 1:2:3 и т. д. означает, что обертоны пластинки не гармоничны.

Математический анализ свободных и вынужденных колебаний пластинок показал следующее. При возбуждении пластинки ударом возникают одновременно всевозможные формы ее собственных — свободных колебаний. Действительное перемещение каждой точки пластинки является суммой ряда частных перемещений, из которых каждое соответствует своей форме колебаний и происходит со своей характеристической частотой (и затуханием). Поэтому звук ударенной пластинки есть звук сложный: он содержит наряду с основной частотой еще и негармоничные обертоны.

Если возбуждать пластинку незатухающей синусоидальной силой определенной частоты, как это легко сделать в телефоне, то действительное перемещение каждой точки пластинки снова будет являться суммой ряда частных перемещений, из которых каждое соответствует своей форме колебаний. Но теперь все эти частные перемещения происходят с одинаковой частотой вынуждающей силы. Фазы частных перемещений будут разные. Именно скорости точек в тех формах колебаний, частоты которых ниже возбуждающей частоты, будут отставать во времени от вынуждающей силы, частоты которых выше возбуждающей — опережать. Отставание и опережение не превосходит 90° .

При резонансе, когда возбуждающая частота совпадает с частотой одной из форм собственных колебаний, эта форма колебаний будет особенно сильно выражена, и соответствующие ей перемещения будут особенно велики. Скорости точек пластинки при резонансе — в фазе с вынуждающей силой. Остальные формы колебаний выражены при этом тем слабее, чем дальше собственная частота, соответствующая этой форме, от вынуждающей частоты.

Задача 20. Определить независимые от частоты скорости распространения всех видов волн по телеграфной проволоке, принимая для упругих коэффициентов и плотности значения: $E_0 = 20\,000 \text{ кг/см}^2$, $\sigma = 0,28$, $\rho = 7,7 \text{ г/см}^3$.

Задача 21. Определить скорость распространения волн изгиба по телеграфной проволоке, диаметром 5 мм для частоты 1000 гц и длину волны.

Задача 22. Определить скорость распространения волны изгиба в жестяной пластинке толщиной 0,25 мм для частоты 800 г, принимая те же значения материальных постоянных, что и для проволоки.

Задача 23. Определить собственные частоты колебаний жестяной телефонной мембраны, принимая толщину ее 0,25 мм и диаметр 48 мм.

Е. ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ.

§ 1. Электромеханические аналогии ¹⁾.

Мы имели случаи неоднократно ссылаться на одинаковый вид многих формул акустики и электротехники. Эта одинаковость формул кроется в большой аналогичности многих основных законов акустики, механики и электротехники. Укажем некоторые из них.

Электротехническому закону Кирхгофа — сумма электродвижущих сил (включая падения напряжения) в замкнутой цепи равна нулю — соответствует в механике такой закон: сумма механических сил, действующих на материальную точку (включая силы инерции), равна нулю.

Запас кинетической энергии движения материальной точки равен $\frac{1}{2} mv^2$, запас электромагнитной энергии в самоиндукции равен $\frac{1}{2} Li^2$.

Запас электрической энергии в электрической емкости равен $\frac{1}{2} Cu^2$.

¹⁾ См. А. А. Харкевич — «Электромеханические аналогии», журнал технической физики, т. I, № 1—2, стр. 136—158, 1931 г.

запас акустической энергии в акустической емкости объема V равен $\frac{1}{2} \frac{V}{\rho_{\text{вх}}} P_{\text{вх}}$, и т. д.

Возникает мысль, нельзя ли так систематизировать эти сходные законы, чтобы изучать количественно новые явления путем сравнения их с известными. Оказалось, что такую систематизацию можно сделать многими способами. Из всех них удержалось небольшое число. Но это небольшое число сходств, или, как их принято называть, электромеханических и электроакустических аналогий, позволяет свести ряд механических и акустических задач в задачи электрические и при том простые и хорошо известные.

Применяющиеся полезные системы электромеханических и электроакустических аналогий сведены ниже в таблицу 2. При составлении этой таблицы только первая строчка ее устанавливается из соображений целесообразности. Остальные строчки получаются из первой путем применения простейших законов, общих или аналогичных в обеих системах.

Что касается выбранных систем аналогий, то первый столбец соответствует обычной электротехнике, разработанной в применении к переменным токам. За основу в ней принята электродвижущая сила, как физическая причина всех электрических явлений.

Вторая из приведенных систем соответствует механическому вращению. За основу в ней принимается момент вращающих сил.

Третья система соответствует механическому поступательному движению. Она очень важна для решения электроакустических задач и применяется тогда, когда приходится иметь дело с механическими или электро-механическими звукоизлучателями и звукоприемниками. За основу в этой системе принимается механическая сила, как причина поступательного движения.

Четвертая система соответствует акустическим явлениям, как таковым. Она находит свое применение к акустическим явлениям в свободном или ограниченном воздухе. В этой системе за основу принимается акустическое давление.

Наконец, пятая представляет иногда удобное обращение электротехнической системы. Применение этой системы вместе с первой равносильно пересчету всех последовательных сопротивлений на параллельные, и наоборот.

Объясним получение последовательных строчек каждого столбца таблицы на примере системы, относящейся к поступательному движению. Определим, что соответствует в этой системе электрическому току I . Замечаем, что произведению эдс E на ток I соответствует электрическая мощность P . Подыскиваем, какая механическая величина дает мощность, умножив на силу. Вспоминаем, что произведение силы F на путь s дает работу этой силы, а произведение силы на путь в секунду, т. е. на скорость v , дает работу в секунду, т. е. мощность P . Таким образом аналогом электрического тока является механическая скорость. Не следует забывать, что единица мощности в механике (физике) эрг/сек меньше единицы электротехнической в 10^7 раз; поэтому

$$P \text{ эрг/сек} = 10^7 P \text{ вт.}$$

Электромеханические и электроакустические аналогии

Электротехническая система	Механическая система — вращение	Механическая система — поступательное движение	Акустическая система	Обратная электро-техническая система
Электродвижущая сила E вольт	Момент вращающих сил M дин·см	Механическая сила F дин	Давление p бар	Сила тока I ампер
Количество электричества Q кулон	Угол поворота δ радиан	Перемещение ξ см	Объем V см ³	Не применяется
Сила тока I ампер	Угловая скорость вращения Ω радиан/сек.	Скорость линейная v см/сек.	Объемная скорость I_A см ³ /сек.	Электродвижущая сила E вольт
Электрическая емкость C фарад	Гибкость на вращении C_ω радиан/дину	Гибкость C_λ см/дину	Акустическая емкость C_A см ³ /бар	Самондукция L генри
Самондукция L генри	Момент инерции I грамм·см ²	Масса m грамм	Акустическая самондукция L_A бар/объемн. ускорен.	Емкость C фарад
Сопротивление R ом	Вязкое механическое трение при вращательном движении $R_\omega = \frac{\text{дин·см}}{\text{радиан в сек.}}$	Вязкое механическое сопротивление при поступательном движении $R_\lambda = \frac{\text{дин/см}}{\text{в сек.}}$ или мехомов	Акустическое сопротивление R_A бар/см ² в сек. или экомов	Проводимость G , $1/\text{ом}$
Мощность P ватт	Мощность P эрг/сек.	Мощность P эрг/сек.	Мощность P эрг/сек.	Мощность P ватт

Точно так же найдем аналог количества электричества. Вспоминая, что $I = \frac{dQ}{dt}$ и установив выше, что $v = \frac{dx}{dt}$ есть аналог тока, непосредственно получаем, что аналогом количества электричества является в этой системе механическое перемещение ξ см.

Аналогом электрической емкости C , т. е. частного от количества электричества Q на разность потенциалов E , является величина, которую будем называть гибкостью C_m (механических пружин). Эта величина получается как частное от деления пути ξ (величины деформации) на силу F (вызывающую эту деформацию).

Аналогом электрической самоиндукции будет механическая масса. В самом деле, по закону инерции сила F равна произведению массы m на ускорение $\frac{dv}{dt} = \frac{d^2\xi}{dt^2}$. Значит, масса m аналогична той электрической величине, которую нужно умножить на производную тока $\frac{dI}{dt}$, чтобы получить ЭДС E . Очевидно, что только $E = -L \frac{dI}{dt}$.

Наконец, сопротивлению электрическому соответствует особый вид механического трения, именно тот вид, когда сила сопротивления трения F пропорциональна скорости v . Такой случай возникает при вязком трении, наблюдаемом в жидкостях и газах. Коэффициент пропорциональности между силой F и получающейся в результате действия этой силы скоростью v назовем механическим сопротивлением (не смешивать с коэффициентом трения).

От случая вязкого трения следует отличать случай трения твердых тел — безразлично, идет ли дело о скольжении или о качении. Сила трения между твердыми телами не пропорциональна скорости, а зависит от нее следующим образом. При малых скоростях и при покое сила трения велика. Чем скорость больше, тем сила трения меньше, при больших скоростях сила трения остается постоянной и от скорости не зависит. Такая зависимость изображена на рис. 43, где по оси абсцисс нанесена скорость движения поезда, а по оси ординат — соответствующая сила трения тормозов¹⁾; при этом считается, что сила, прижимающая колодку к бандажу, равна единице.

Если бы мы захотели найти электрический аналог такого случая трения, нам пришлось бы искать проводник, обладающий следующим свойством.

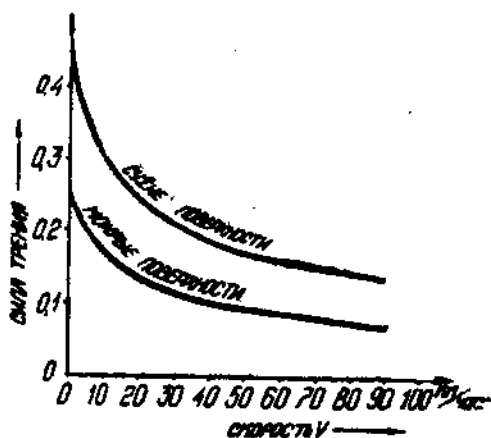


Рис. 43. Коэффициент трения литой тормозной колодки по стальному бандажу ж.-д. колеса.

¹⁾ См. Хютте — «Справочник для инженера», ОНТИ, 1933 г., т. I, стр. 413.

При слабых токах он должен представлять большое сопротивление, при больших токах — малое. Таким образом, чем сильнее ток, тем меньше падение напряжения должно наблюдаться. Такие проводники существуют. К ним относятся: вольтова дуга и полупроводники (так называемые проводники третьего рода).

Аналогия между вольтовой дугой, генерирующей незатухающие колебания в электрических контурах, и явлением трения, вызывающим в механических системах незатухающие колебания, весьма глубока. Примерами практического использования явления трения между твердыми телами для генерации механических незатухающих колебаний являются смычок и ряд звучащих игрушек.

Необходимо подчеркнуть, что электромеханические аналогии не являются тождествами. Метод электрических аналогий не имеет в виду свести сущность механических или акустических явлений к электрическим. Он сводит только процесс решения механических и акустических задач к процессу решения электротехнических задач; он имеет исключительно расчетный смысл. При расчетах необходимо иметь в виду, что система электрических единиц (вольт, ампер, ом, ватт и т. д.) не тождественна с системой механических или акустических единиц. В расчетах механических или акустических явлений мы будем всегда во избежание путаницы придерживаться физической системы единиц — сантиметр-грамм-секунда = CGS. Например, сила — дина, путь — сантиметр, энергия — эрг.

Задача 24. Исходя из понятия о давлении p , как аналоге эдс, построить всю систему электроакустических аналогий.

§ 2. Примеры построения эквивалентных схем¹⁾.

Применение электромеханических аналогий в его простейшем виде состоит в следующем:

Во-первых, встречаясь с какой-либо новой задачей в акустических или механических системах, подыскивают и строят такую принципиальную электротехническую схему, которая явилась бы аналогом действительной механической или акустической обстановки. Для такого построения необходим тот переводный словарь, которым является вышеприведенная таблица электромеханических аналогий.

Во-вторых, по известным правилам электротехники или радиотехники производят расчет всех необходимых величин в этой электрической схеме.

В-третьих, переводят результат подсчета снова на механический или акустический язык (пользуясь идеей и таблицей соответствующих аналогий) и истолковывают результат в соответствующем механическом или акустическом смысле.

При построении всех этих электрических схем, эквивалентных какой-либо механической или акустической обстановке, особо важное значение имеет правильное установление эквивалентных сопротивлений. Поэтому приведем прежде всего примеры вычисления разного рода сопротивлений.

¹⁾ См. И. Б. Кренделя — «Акустика», § 42 и др.

а) Поршень в цилиндрической трубе.

Допустим, что мы имеем цилиндрическую трубу бесконечной длины и ней плотный, но движущийся без трения поршень (рис. 44). Определим, какое сопротивление встречает этот поршень, причем выразим это сопротивление в механической и в акустической системах.

Очевидно, что при движении этого поршня вправо он будет сжимать прилегающие к нему слои воздуха и это сжатие будет распространяться далее вправо со скоростью звука и по законам, выведенным выше для плоских акустических волн. При движении поршня влево он будет создавать перед собой разрежение (отрицательное акустическое давление), которое также будет распространяться вправо. Таким образом энергия будет отделяться от поршня и уходить вдоль трубы вправо в виде акустических волн.

При движении поршня он будет встречать механическое сопротивление, которое можно определить так. Частицы воздуха, непосредственно прилегающие к поршню, с одной стороны, движутся вместе с ним. С другой стороны, они подчиняются законам распространения плоских волн. Поэтому при наличии скорости поршня v см/сек вправо перед ним создается давление $p = \rho_0 c_1 v$ бар.

Здесь $\rho_0 c_1 = 41$ CGS есть акустическое сопротивление воздуха. Поршень должен преодолеть силу, создаваемую давлением p на всю его поверхность S . Эта сила равна Sp дн. Механическое сопротивление, встречаемое поршнем, равно частному от деления силы на скорость

$$R_M = \frac{Sp}{v} = \frac{Sp \rho_0 c_1}{v} = \rho_0 c_1 S \frac{\text{дн. см}}{\text{см}} = \rho_0 c_1 S \text{ мехомов.}$$

Определим то же сопротивление в акустической системе. Для этого определим объемную скорость, сообщаемую поршнем воздуху в трубе. Она равна $I_A = v S$ см³/сек. Сопротивление, встречаемое поршнем и выраженное в акустической системе, будет равно частному от деления давления p на объемную скорость

$$R_A = \frac{p}{I_A} = \frac{p}{vS} = \frac{\rho_0 c_1 v}{vS} = \frac{\rho_0 c_1}{S} \frac{\text{бар. сек}}{\text{см}^3} = \frac{\rho_0 c_1}{S} \text{ акомов.}$$

Сравнивая результаты, замечаем, что отношение механического сопротивления к акустическому равно квадрату площади, для которой ведется расчет

$$\frac{R_M}{R_A} = \frac{\rho_0 c_1 S}{\rho_0 c_1 / S} = S^2 \text{ см}^2.$$

На рис. 45 изображена электрическая эквивалентная схема с обозначениями в механической системе аналогий. На рис. 46 изображена эквивалентная схема с обозначениями в акустической системе.

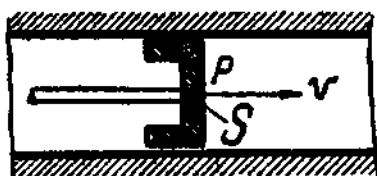


Рис. 44. Определение механического и акустического сопротивления для поршня в бесконечной трубе.

б) Поршень в показательном рупоре.

Пусть наш поршень движется не в цилиндрической трубе, а в начале показательного бесконечно длинного рупора. Как выше было разобрано, акустическая скорость в показательном рупоре не точно в фазе с давлением и имеет составляющую, которая отстает от давления (если волна распространяется от узкого конца к широкому). Поэтому мы будем для обозначения сопротивления, в данном случае комплексного, пользоваться буквами Z_M или Z_A .

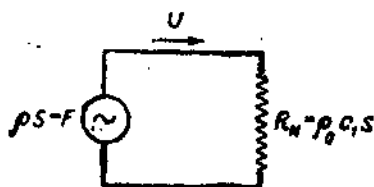


Рис. 45. Эквивалентная схема поршня (механическая система).

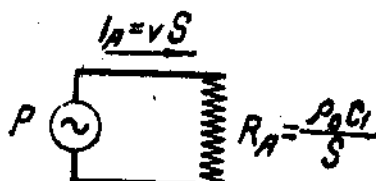


Рис. 46. Эквивалентная схема поршня (акустическая система).

На основе разобранного выше примера можно прямо написать

$$Z_M = \frac{PS}{v} = \frac{PS}{\frac{P}{\rho_0 c_1 S} + \frac{P}{j\omega \frac{\rho_0 c_1 S}{\omega_k}}} = \frac{1}{\frac{1}{\rho_0 c_1 S} + \frac{1}{j\omega \frac{\rho_0 c_1 S}{\omega_k}}};$$

$$Z_A = \frac{P}{vS} = \frac{PS}{\frac{PS}{\rho_0 c_1 S} + \frac{PS}{j\omega \frac{\rho_0 c_1 S}{\omega_k}}} = \frac{1}{\frac{S}{\rho_0 c_1 S} + \frac{S}{j\omega \frac{\rho_0 c_1 S}{\omega_k}}}.$$

По форме выражений для Z_M и Z_A мы видим, что они представляют собой группы параллельно-соединенных сопротивлений

$$Z_M = \frac{1}{\frac{1}{R_M} + \frac{1}{j\omega L_A}}; \quad R_M = \rho_0 c_1 S; \quad L_M = \frac{\rho_0 c_1 S}{\omega_k};$$

$$Z_A = \frac{1}{\frac{1}{R_A} + \frac{1}{j\omega L_A}}; \quad R_A = \frac{\rho_0 c_1}{S}; \quad L_A = \frac{\rho_0 c_1}{S\omega_k}.$$

Из этих сопротивлений только R_M и R_A зависят от частоты (через величину C_{10}).

На рис. 47, 48 и 49 изображена действительная обстановка разбираемого случая и обе эквивалентные схемы¹⁾.

¹⁾ В изложении этого вопроса здесь сделано отступление от общепринятого изложения, согласно которому определяется некоторое механическое последовательное соединение из сопротивления и самондукции, обе части которого суть функции частоты: $Z_M = R_M + jX_M$; $R_M = \rho_0 c_1 S \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega}\right)^2}$; $X_M = \rho_0 c_1 S \frac{\omega_k}{\omega}$.

в) Излучатель нулевого порядка.

Пусть наш поршень заменен пульсирующим шаром, находящимся в бесконечном пространстве. Такой шар будет являться излучателем нулевого порядка. Определим сопротивление излучения этого шара. По примеру последнего разобранного случая и пользуясь уравнениями шаровой волны, можем прямо писать

$$Z_M = \frac{p 4\pi r_0^2}{v} = \frac{p 4\pi r_0^2}{\frac{p}{\rho_0 c_1} + \frac{p}{j\omega \rho_0 r_0}} = \frac{1}{\frac{1}{\rho_0 c_1 4\pi r_0^2} + \frac{1}{j\omega \rho_0 4\pi r_0^3}}$$

$$Z_A = \frac{p}{v 4\pi r_0^2} = \frac{p}{\frac{p 4\pi r_0}{\rho_0 c_1} + \frac{p 4\pi r_0}{j\omega \rho_0}} = \frac{1}{\frac{4\pi r_0}{\rho_0 c_1} + \frac{4\pi r_0}{j\omega \rho_0}}$$

На рис. 50 дана действительная обстановка и обе эквивалентные схемы с обозначениями и величинами ¹⁾.

г) Случай тяжелого поршня.

Пусть в нашем первом примере поршня в бесконечной цилиндрической трубе нам нужно учесть не только силу, с которой поршень действует на воздух, но и силу, потребную на преодоление сопротивления инерции самого поршня. Допустим, что масса его будет m . Скорость этой массы та же, что акустическая скорость прилегающих частиц воздуха. Сила же того механического двигателя, который приводит в движение поршень, равна сумме двух сил: на излучение и на движение поршня. Сопоставляя эти факты со свойствами электрических схем, строим такую эквивалентную схему, какая показана на рис. 51 а. Ток (скорость), генерируемый источником с силой F , проходит, не разветвляясь, целиком как через (механическую) самоиндук-

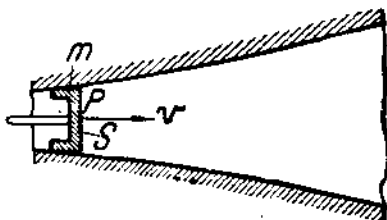


Рис. 47. Поршень в экспоненциальном рупоре.

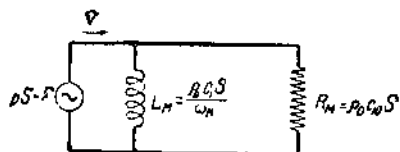


Рис. 48. Механическая эквивалентная схема.

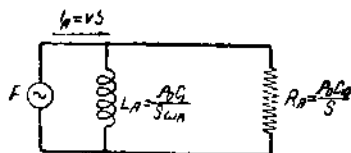


Рис. 49. Акустическая эквивалентная схема.

цию m , так и через сопротивление излучения R_M . На последнем возникает падение силы (напряжения) F_0 , дающее в сумме с падением силы на массе m

¹⁾ В данном случае допущено отступление от обычного изложения, согласно которому сопротивление излучения шара вычисляется как два последовательных сопротивления, одно чисто активное, второе чисто индуктивное, но оба зависят от частоты.

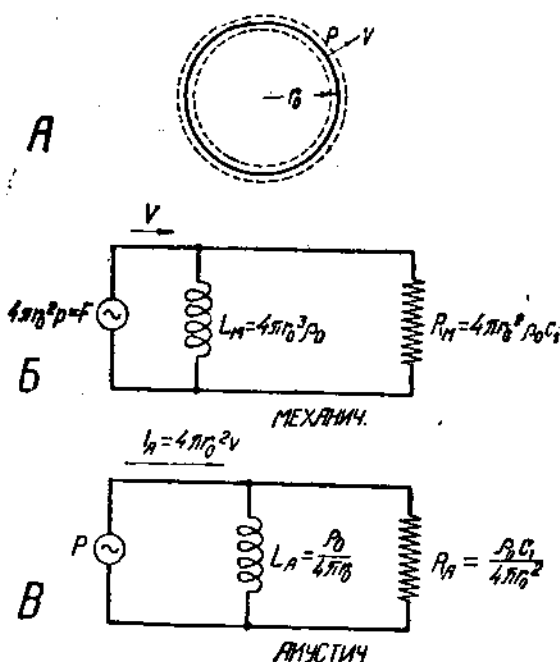


Рис. 50. Излучатель нулевого порядка (пульсирующий шар) и его эквивалентные схемы.

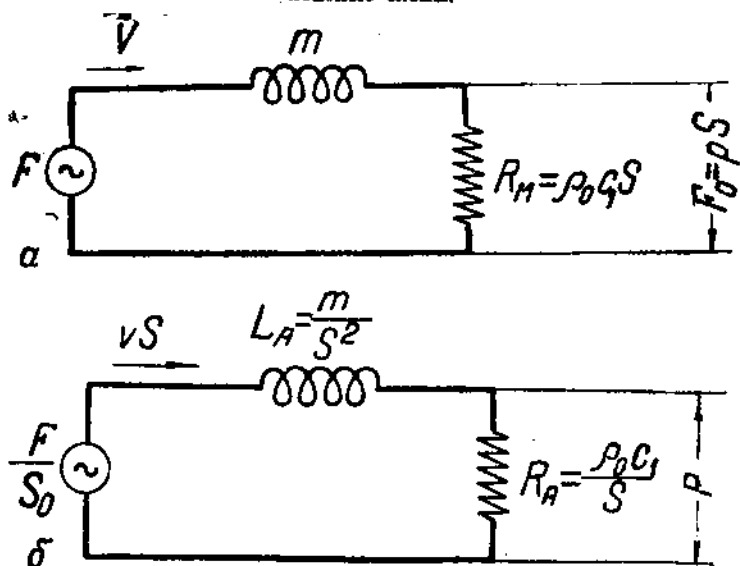


Рис. 51. Эквивалентные схемы тяжелого поршня в цилиндрической трубе.

исходную действующую в системе силу. На рис. 51 б приведена эквивалентная схема, выраженная в акустической системе аналогий.

Укажем аналогичный случай для поршня в рупоре. Сопоставляя результаты разобранных примеров, непосредственно строим соответствующую схему (рис. 52).

Все эти полученные электрические эквивалентные схемы могут быть рассчитаны по правилам, разработанным для всеобщей цепи переменного тока. Методами расчета могут служить как аналитический или символический, так и графический (векторные диаграммы, в частности метод круговых диаграмм). Таким путем акустические задачи могут быть сведены к задачам электротехническим.

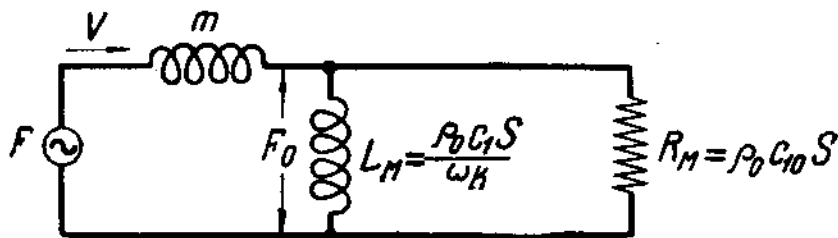


Рис. 52. Механическая эквивалентная схема тяжелого поршня в экспоненциальном рупоре.

Задача 25. Определить в обеих системах сопротивление, представляемое для поршня, движущегося в трубе диаметром 1,7 см.

Ответ. $R_M = 93 \text{ дн/см}$ в сек. (мехома); $R_A = 18 \text{ бар/см}^2$ в сек. (акомов).

Задача 26. К поршню, имеющему массу 2 г и помещенному в показательном рупоре с начальным диаметром 17 мм, приложена сила в 2000 дн, при частоте 200 гц. Характеристическая частота рупора равна 140 гц. Определить активную мощность, излучаемую поршнем.

Решение. Пользуясь эквивалентной схемой рис. 52, находим непосредственно

$$m = 2 \text{ г}, \omega_k = 2\pi \cdot 140 = 900 \text{ рад/сек}, \omega = 1260 \text{ рад/сек},$$

$$S = \pi \frac{d^2}{4} = 2,26 \text{ см}^2, L_M = \frac{41 \cdot 2,26}{900} = 0,10 \text{ з},$$

$$\omega L_M = 1260 \cdot 0,1 = 126 \text{ мехомов}, R_M = 1,43 \cdot 41 \cdot 2,26 = 134 \text{ мехома},$$

$$\omega m = 1260 \cdot 2 = 2520 \text{ мехомов}.$$

Ответ. $P_A = 39 \cdot 10^{-7} \text{ вт}$.

Задача 27. Составить эквивалентную схему тяжелого поршня в экспоненциальном рупоре в акустической системе аналогий.

§ 3. Акустический резонатор. Акустические фильтры.

Пусть тяжелый поршень закрывает вход в определенный замкнутый объем V (рис. 53 а). Пусть этот поршень от какой-то причины пришел в движение. Составим эквивалентную схему.

На основании прежних примеров масса поршня изображается, как самоиндукция, объем V должен быть представлен как конденсатор. При отсутствии действующей силы схема совпадает со схемой колебательного

контура (рис. 53б). Собственная частота этого контура определится по формуле Томсона

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_A C_A}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{m}{S^2} \cdot \frac{V}{c_1^2 \rho_0}}} = c_1 S \sqrt{\frac{\rho_0}{mV}}.$$

В том случае, когда поршня нет, его роль акустической самоиндукции может сыграть воздух, замыкающий отверстие, если оно достаточно

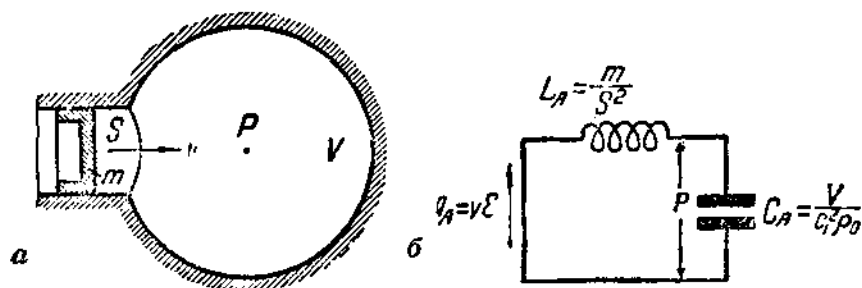


Рис. 53 а и б. Замкнутый объем с тяжелым поршнем и его эквивалентная схема

длино (рис. 54а). Масса его определится, очевидно, как произведение плотности воздуха ρ_0 на объем трубы lS , так что

$$m = \rho_0 l S z.$$

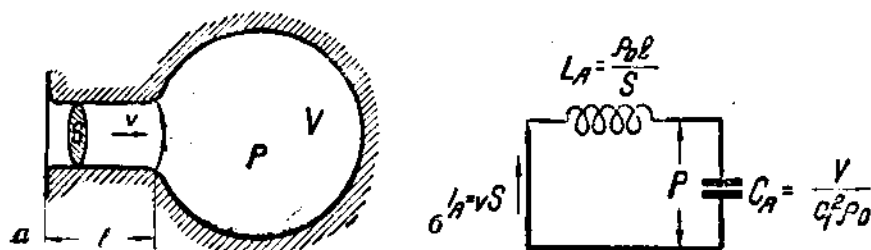


Рис. 54 а и б. Акустический резонатор и его эквивалентная схема.

Величина акустической самоиндукции получится такой

$$L_A = \frac{m}{S^2} = \frac{\rho_0 l}{S} z / \text{см}^4.$$

Эквивалентная схема получит вид рис. 54б. Собственная частота будет

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_A C_A}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho_0 l}{S} \cdot \frac{V}{c_1^2 \rho_0}}} = c_1 \sqrt{\frac{S}{lV}} \text{ рад/сек.}$$

В некоторых распространенных в практике случаях трубка, соединяющая полость V с свободной атмосферой, бывает очень коротка и имеет вид отверстия в тонкой стенке. Теоретические расчеты показывают, что в этом случае акустическая самоиндукция выражается формулой

$$L_A = \frac{\rho_0}{2a} \text{ г/см}^4.$$

Объем с таким отверстием изображен на рис. 55. Через дополнительное очень маленькое отверстие, прикладываемое к уху, можно субъективно следить за явлениями внутри резонатора. Такой резонатор называется резонатором Гельмгольца. Его собственная частота определяется по формуле

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_A C_A}} = c_1 \sqrt{\frac{2a}{V}} \text{ рад/сек.}$$

В более общем случае не очень короткой трубы, длиной l и радиуса a акустическая самоиндукция вычисляется по формуле

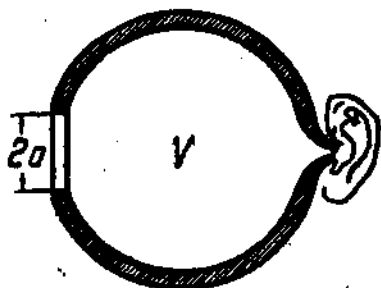


Рис. 55. Резонатор Гельмгольца.

$$L_A = \frac{\rho_0}{2a} + \frac{\rho_0 l}{\pi a^3} \text{ г/см}^4.$$

Задача 28. Гитара имеет объем 7 литров и отверстие диаметром 62 мм. Определить собственную частоту резонатора.

Ответ. $\omega_0 = 1000 \text{ рад/сек.}$; $f_0 = 160 \text{ гц.}$

Возможны случаи соединения нескольких акустических резонаторов в одно более или менее сложное сочетание. Оно называется акустическим фильтром. Эквивалентные схемы акустических фильтров суть схемы электрических фильтров. Не все виды электрических фильтров имеют простые акустические эквиваленты.

§ 4. Электромеханическая связь.

а) Понятие о связи. Электрическая связь. Правила перечисления.

Применение электромеханических аналогий особенно полезно бывает при изучении электромеханических преобразователей энергии. В этих аппаратах осуществляется связь между электрическими их частями и механическими. Напомним основные положения из теории связей между двумя электрическими цепями.

Связью между двумя цепями I и II (рис. 56) называется такое положение, когда прохождение переменного тока по I цепи сопровождается возникновением эдс в II цепи. За исключением схем, содержащих в себе источники энергии, например, электронные лампы, явление связи обратимо,

г. е. прохождение равного тока в II цепи сопровождается возникновением равной эдс в I цепи.

В случае индуктивной связи возникающая эдс будет равна току, умноженному на коэффициент ωM , где M — коэффициент взаимной индукции (генри).

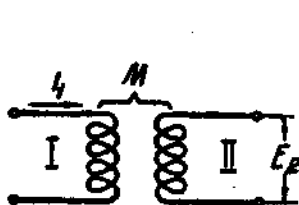


Рис. 56. Связь между двумя электрическими цепями.

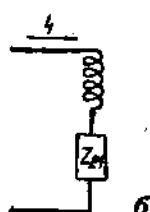
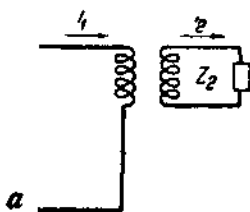


Рис. 57 а и б. Перечисление сопротивлений в электрических цепях.

Пусть II цепь включает в себе какие-угодно сопротивления, так что общее сопротивление II цепи будет Z_2 (включая сопротивление связи, например катушки). Тогда ток I_1 , вызывая во II цепи эдс

$$E_{21} = j\omega M I_1,$$

вызовет и ток I_2 , равный

$$I_2 = \frac{E_{21}}{Z_2}.$$

Этот ток I_2 в свою очередь вызовет в цепи I эдс

$$E_{11} = j\omega M I_2 = \frac{j\omega M E_{21}}{Z_2} = -\frac{\omega^2 M^2 I_1}{Z_2}.$$

Эдс E_{11} пропорциональна току в первой цепи и направлена против этого тока. Поэтому действие вторичной цепи на первичную можно заменить некоторым воображаемым сопротивлением, включенным в первичную цепь. Это сопротивление называется внесенным или перечисленным из вторичной цепи в первичную. Внося это фиктивное сопротивление в первичную цепь, всю вторичную цепь можно мысленно устранить. Смысл замены показан на рис. 57, причем а изображает действительную схему, а б — преобразованную с перечисленным сопротивлением в первичной. Величина этого сопротивления определится так

$$-\frac{E_{11}}{I_1} = Z_{11} = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2}.$$

Необходимо помнить два основных правила перечисления сопротивлений.

1. Когда Z_2 чисто индуктивное, оно равно $j\omega L_2$.

Тогда (рис. 58 а и б)

$$Z_{11} = \frac{\omega^2 M^2}{j\omega L_2} = \frac{1}{j\omega \frac{L_2}{\omega^2 M^2}} = \frac{1}{j\omega C_{21}}; C_{21} = \frac{L_2}{\omega^2 M^2}.$$

Когда Z_2 чисто емкостное, оно равно $\frac{1}{j\omega C_2}$; тогда (рис. 58 а и з)

$$Z_{21} = \omega^2 M^2 \cdot j\omega C_2 = j\omega L_{21}; \quad L_{21} = \omega^2 M^2 C_2.$$

Таким образом: индуктивное сопротивление перечисляется как емкостное, и наоборот.

Когда Z_2 чисто активное и равно r_2 , тогда

$$Z_{21} = \frac{\omega^2 M^2}{r_2} = r_{21}.$$

Перечисленное сопротивление r_{21} — чисто активное.

2. Предположим, что во второй цепи включены последовательно два сопротивления Z'_2 и Z''_2 .

Тогда перечисленное сопротивление можно преобразовать следующим образом

$$Z_{21} = \frac{\omega^2 M^2}{Z'_2 + Z''_2} = \frac{1}{\frac{Z'_2}{\omega^2 M^2} + \frac{Z''_2}{\omega^2 M^2}} = \frac{1}{\frac{1}{\omega^2 M^2} \frac{1}{Z'_2} + \frac{1}{\omega^2 M^2} \frac{1}{Z''_2}}.$$

Если бы сопротивление Z''_2 отсутствовало, то перечисленное сопротивление имело бы величину

$$Z'_{21} = \frac{\omega^2 M^2}{Z'_2}.$$

Точно так же, в отсутствии Z'_2

$$Z''_{21} = \frac{\omega^2 M^2}{Z''_2},$$

поэтому

$$Z_{21} = \frac{1}{\frac{1}{Z'_{21}} + \frac{1}{Z''_{21}}}.$$

Рис. 59. Последовательные сопротивления перечисляются как параллельные (и наоборот).

Эта формула имеет вид формулы, выражающей сопротивление двух параллельных ветвей. Отсюда: последовательные сопротивления перечисляются как параллельные, и наоборот (рис. 59).

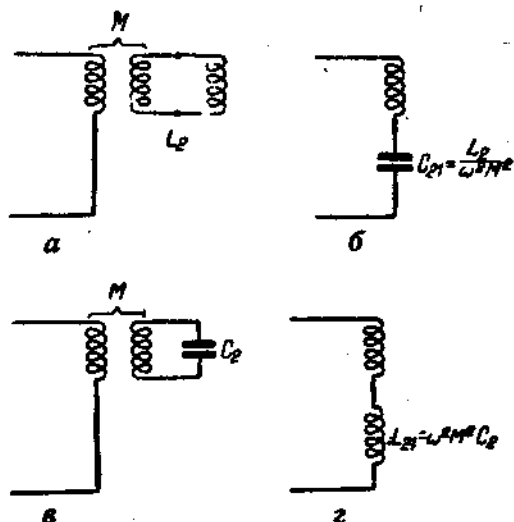


Рис. 58. Индуктивное сопротивление перечисляется как емкостное (и наоборот).

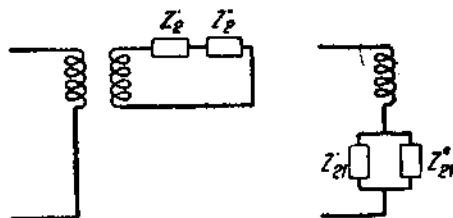


Рис. 59. Последовательные сопротивления перечисляются как параллельные (и наоборот).

Задача 29. Доказать справедливость второй части этого положения.

Когда во вторичной цепи имеется генератор эдс, то и этот генератор можно устранить вместе со всей вторичной цепью и заменить его генератором в первичной цепи (рис. 60 и 61). Допустим сначала, что $E_2 = 0$; тогда действие вторичной цепи скажется в первичной только внесенным сопротивлением Z_{21} . Наличие же генератора во вторичной цепи создает при разомкнутой первичной ток

$$I_2 = \frac{E_2}{Z_2}.$$

Этот ток вызывает в первичной цепи эдс E_{12} , равную по предыдущему

$$E_{12} = j\omega M I_2 = j\omega M \frac{E_2}{Z_2}.$$

Это есть эдс перечисленного генератора.

Перечисление генератора из одной цепи в другую является совершенно правильным для этой второй цепи. Но выводы, касающиеся всей системы из обеих цепей в целом, могут быть ошибочными, если взамен действительных генераторов учитывать только перечисленные. Например, коэффициент полезного действия системы рис. 60 будет иной, чем кпд системы рис. 61. Коэффициент же использования, т. е. отношение мощности,

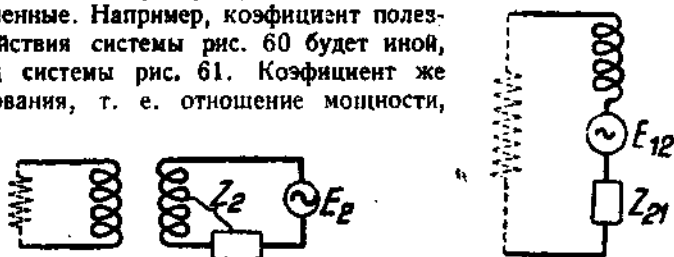


Рис. 60, 61. Перечисление генератора эдс.

действительно выделенной в нагрузочном сопротивлении, к той максимальной мощности, которую от данного генератора вообще можно получить, будет одинаков.

Указанные выше правила перечисления сопротивлений и эдс относились к индуктивной связи между обеими цепями. Аналогичное можно доказать для других видов связей. Разница будет в форме множителя $j\omega M$, который будет разным от случая к случаю.

6) Электродинамическая связь.

Разберем случай электромеханической связи в его простейшем виде, именно случай электродинамической связи. Допустим, что в магнитном поле с индукцией B гс расположен проводник, перпендикулярный к направлению силовых магнитных линий. Длина проводника в магнитном поле l см, сила тока по проводнику i а (рис. 62). Сила, действующая на проводник, равна

$$F = 0,1 \cdot l \cdot B \cdot i \text{ дн.}$$

По аналогии с предыдущим можно назвать прямым коэффициентом электромеханической связи частное от деления механической силы F на вызывающий эту силу электрический ток i

$$N' = \frac{P}{i} = 0,1 \text{ лВ дн/а.}$$

Теперь допустим, что тока по проводу нет, а сам он движется под действием постороннего механического двигателя в магнитном поле B

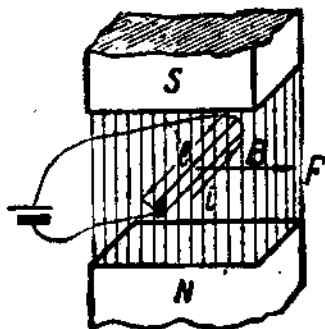


Рис. 62. Проводник с током в магнитном поле.

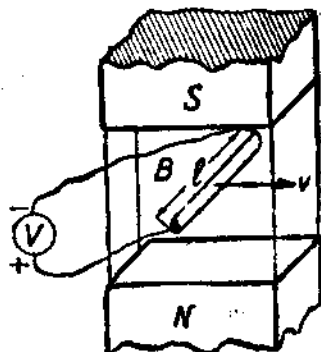


Рис. 63. Проводник, движущийся в магнитном поле.

со скоростью v см/сек перпендикулярно к силовым линиям и к своей длине (рис. 63). Тогда на его зажимах наблюдается эдс, равная

$$-E = +Blv \cdot 10^{-8} \text{ в.}$$

Знак минус определяется выбранным ранее направлением тока i и скорости.

Удобно назвать обратным коэффициентом электромеханической связи такое частное

$$N'' = \frac{-E}{v} = Bl \cdot 10^{-8} \text{ в. сек/см.}$$

В случае электромеханических связей необходимо введение двух коэффициентов ввиду различия принимаемых единиц (см/сек вместо ампера и дин вместо вольта).

Пользуясь коэффициентами электромеханической связи, можно перечислять источники энергии из одной цепи в другую; например, из действительной электрической цепи в цепь, эквивалентную некоторой механической системе¹⁾. В своем простейшем виде это сделано выше.

¹⁾ Обращаем внимание на следующее: в случае электрической трансформаторной связи имеем

$$E_2 = j\omega M I_1$$

в случае электростатической

$$E_2 = \frac{I_1}{j\omega C}$$

В обоих случаях наличие зависимости от частоты. В случае электромеханической связи частотная зависимость отсутствует: N' и N'' не содержат ω .

Установим правила перечисления сопротивлений. Для этого предположим, что провод в магнитном поле встречает некоторое механическое сопротивление $Z_M \text{ дн/см}$ в сек. (В простейшем случае это может быть только его собственное сопротивление инерции $Z_M = j\omega m$, где m — масса провода.) Проходящий по проводу ток I вызывает силу $F = NI \text{ дн}$. Эта сила вызывает движение со скоростью $v = \frac{F}{Z_M} \text{ см/сек}$. Эта скорость в свою очередь вызывает эдс (сравни. против-эдс вращающегося мотора)

$$-E = N''v = N'' \frac{F}{Z_M} = \frac{N'N''}{Z_M} \cdot I \text{ в.}$$

Оказалось, что эта эдс пропорциональна току. Попрежнему выходит, что действие механической системы можно заменить электрическим сопротивлением

$$Z_3 = \frac{N'N''}{Z_M} = \frac{N^2}{Z_M} \text{ ом.}$$

Коэффициент

$$N^2 = N'N'' = 0,1 \text{ в.} \cdot 1 \text{ в.} \cdot 10^{-8} = 1^2 \text{ в}^2 \cdot 10^{-8}$$

играет в этой формуле ту же роль, что коэффициент $\omega^2 M^2$ в аналогичных формулах для индуктивной электрической связи.

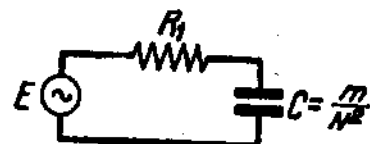


Рис. 64. Электрическая схема провода в магнитном поле.

Для примера определим перечисленное в электрическую цепь сопротивление, считая, что в механической цепи сопротивление состоит только из сопротивления инерции провода массы $m \text{ г}$. Тогда

$$Z_M = j\omega m,$$

$$Z_3 = \frac{N^2}{j\omega m} = \frac{1}{j\omega C};$$

$$C = \frac{m}{N^2} = \frac{m}{1 \text{ в}^2 \cdot 10^{-8}} \text{ ф.}$$

Электрическая схема с перечисленным в нее (как емкость) сопротивлением инерции изображена на рис. 64. Сопротивление R_1 представляет действительное омическое сопротивление провода.

Задача 30. Провод длиной 10 см и диаметром 2 мм подвешен совершенно свободно в поле $B = 10^4 \text{ гс}$. Определить сопротивление, перечисленное в электрическую цепь. Плотность меди $\rho_M = 8,9 \text{ г/см}^3$.

Ответ. $C = 0,28 \text{ ф}$. Емкостное сопротивление не превосходит 10^{-8} ом для частоты 500 гц . Омическое сопротивление около $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ ом}$.

Могут встретиться случаи обратного перечисления электрических сопротивлений в механические системы. Проследим практическим примером приложения этого явления служит электрическое торможение (счетчиков, измерительных приборов и т. п.) токами Фуко. Получающееся механическое сопротивление определяется по формуле $Z_M = \frac{N^2}{Z_3}$ мехомов.

в) Электромагнитная связь.

Определим коэффициенты электромеханической связи для более сложного случая электромагнитной связи. Конструкция электромагнитной системы электромеханической связи приведена на рис. 65. Постоянный магнит NS снабжен полюсным наконечником из мягкого железа с насаженной на него катушкой. Вблизи полюсного наконечника расположен якорь с массой m , между ним и наконечником получается зазор x_0 см. Якорь укреплен так, что он может перемещаться в небольших пределах, так что зазор изменяется около величины x_0 на малые значения ξ см.

На якорь действует сила притяжения полюсного наконечника, обусловленная как действием постоянного магнита, так и действием тока i , проходящего по катушке. Будем считать за положительное такое направление тока, которое указано на рис. 65, т. е. когда в верхней части катушки ток идет из-за чертежа к наблюдателю, а в нижней — от на-

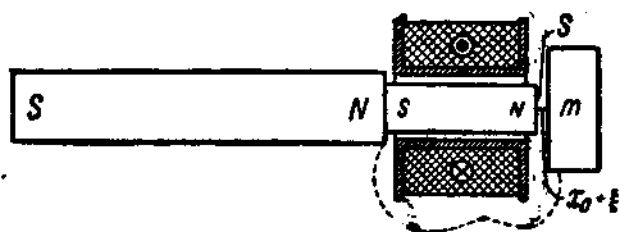


Рис. 65. К выводу коэффициента электромеханической связи для электромагнитной конструкции.

блюдателя за чертеж. При токе этого направления его магнитное действие в зазоре складывается с действием постоянного магнита. Пусть имеется какое-то устройство, например, пружина, которое препятствует якорю притянуться к полюсному наконечнику под действием указанных сил.

Определим прямой коэффициент электромеханической связи этой системы. Для этого вычислим силу, действующую на якорь. Это есть сила притяжения электромагнита. Полагая площадь наконечника S см², получим

$$F = \frac{B^2 S}{8\pi} \delta n.$$

Магнитная индукция B есть сумма двух индукций: одна — B_0 , обусловлена действием магнита NS , вторая — B_1 , обусловлена действием тока i . Эта вторая индукция определяется так

$$B_1 = \frac{0,4\pi i w}{x_0};$$

где w — число витков обмотки. В этой формуле предполагается, что единственным значительным магнитным сопротивлением обладает только зазор, а остальные части магнитной цепи катушки замыкаются через

железные части устройства, не представляющие заметного сопротивления (указаны на рисунке пунктиром).

В большинстве интересных для практики случаев тока, циркулирующие по катушке, весьма малы, и вызываемая ими магнитная индукция B гораздо меньше первоначальной индукции B_0 . Тогда можно считать

$$\begin{aligned} B_0 &\gg B_1, \\ B^2 &= (B_0 + B_1)^2 = B_0^2 + 2B_0B_1, \\ F &= \frac{S}{8\pi} (B_0^2 + 2B_0B_1) = \frac{SB_0^2}{8\pi} + \frac{SB_0}{4\pi} B_1 = F_0 + F_1, \\ F_0 &\gg F_1. \end{aligned}$$

Из этих двух сил, на которые мы разложили одну силу F , только вторая сила F_1 обусловлена действием тока

$$F_1 = \frac{SB_0}{4\pi} B_1 = \frac{SB_0 \cdot 0,4\pi w}{4\pi r_0} i = \frac{0,1 SB_0 w}{x_0} i.$$

Прямой коэффициент электромеханической связи равен

$$N' = \frac{F_1}{i} = 0,1 \frac{SB_0 w}{x_0} \text{ дин/а.}$$

Обратный коэффициент будет равен

$$N'' = \frac{e}{v} = 10^{-9} \frac{SB_0 w}{x_0} \text{ в. сек/см.}$$

Задача 31. Доказать последнее соотношение независимо от рассмотренного ранее случая электродинамической связи.

При действительном применении этих формул, а также выражения $N^2 = N'N''$, необходимо иметь в виду, что при переменных токах звуковой частоты некоторые из предположений, допущенных при этом выводе, могут не соответствовать действительности. Именно, прежде всего нужно убедиться, что сопротивление зазора действительно столь велико по сравнению с прочими сопротивлениями в магнитной цепи катушки, что последними можно пренебречь. В противном случае вместо x_0 нужно поставить $x_0 + x_1$, где x_1 — приведенное к длине воздушного зазора с площадью S — магнитное сопротивление остальной цепи. Во-вторых, необходимо учитывать, что магнитная индукция B_1 в зазоре зависит не только от тока i , но и от токов Фуко в материале полюсного наконечника. В-третьих, собственная емкость катушки может дать заметный ток емкостной утечки помимо всех витков, окружающих наконечник.

Вообще говоря, коэффициент электромеханической связи для электромагнитных систем может быть сделан больше, чем для электродинамических.

ческих. Это обусловлено множителями: во-первых, отношением $\frac{S}{x_0}$, во-вторых, числом витков w . Оба эти числа могут быть сделаны в электромагнитных системах весьма значительными. Если задаться одинаковым малым количеством проволоки и одинаковой постоянной индукцией, то электродинамическая система конструкции даст больший коэффициент электромеханической связи только тогда, когда x_0 будет больше половины наименьшего линейного измерения поверхности наконечника S .

A. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ.

§ 1. Уточнение назначения электроакустической аппаратуры.

Как указывалось в введении, назначением электроакустических аппаратов является преобразование акустических явлений в электрические и электрической энергии — в акустическую. Чтобы выполнять свое назначение, электроакустические аппараты должны удовлетворять некоторым общим требованиям. Эти требования в свою очередь являются следствиями двух главных требований, именно: 1) чтобы воспроизводимое громкоговорителем акустическое явление было одинаково с первоначальным; 2) чтобы на эксплуатацию установки требовался минимум электрической энергии.

Эти главные требования нуждаются в важных оговорках. Во-первых, первоначальное акустическое явление разворачивается как во времени, так и в пространстве. Например, артист оперы может занимать на сцене разные положения и создаваемое его голосом акустическое явление будет зависеть от его положения. То же касается и звучания различных инструментов большого оркестра. Очевидно, что один громкоговоритель не может воспроизвести пространственно исходную акустическую картину. Поэтому от требования пространственного воспроизведения передаваемого явления при помощи одного громкоговорителя нам приходится отказаться. Зато требование воспроизвести первоначальное акустическое явление во времени тем более сохраняется.

Во-вторых, человек в ощущении звука различает только его амплитуды и частоты, не различая фаз в пределах одного сложного звука. Поэтому требование правильности воспроизведения первоначального сигнала во времени не следует понимать, как точное воспроизведение громкоговорителем движения, скажем, частицы воздуха перед микрофоном. Форма кривой движения во времени может быть и иная, лишь бы колебания различных частот были переданы с пропорциональными амплитудами.

В-третьих, не все составляющие сложных звуков мы вообще слышим, и не все эти составляющие необходимы для получения тех ощущений, которые мы стремимся вызвать. Например, оркестр наряду с теми частотами, которые изображены нотными знаками в партитуре, и их обертонов

¹⁾ См. А. А. Харкевич — «Электроакустическая аппаратура», Энергоиздат, 1933 г.

и комбинаций, излучает еще частоты ниже 16 гц и выше 20 000 гц. Этих составляющих мы ухом не воспринимаем (ср. рис. 23, стр. 40), а потому и воспроизводить их посредством электроакустической аппаратуры бесполезно.

Далее возникает вопрос: какие частоты из числа тех, которые мы слышим, действительно необходимы для получения именно данного требуемого ощущения, и какие частоты для данного ощущения бесполезны? В этом отношении практика установила следующее разделение.

1. Для понятной передачи речи необходим диапазон частот, примерно, от 300—400 до 2400—2600 гц¹⁾.

При этом, конечно, предполагается, что слушающий знает язык, на котором идет передача. Указанный выше диапазон называется коммерческим диапазоном (коммерческая телефония).

2. Для удовлетворительной передачи музыкальных мелодий необходим диапазон от 100 до 5000 гц.

3. Для безукоризненной передачи речи необходим диапазон от 80 до 8000 гц. Это требование обусловлено следующими обстоятельствами. С одной стороны, человеческий голос не содержит частот ниже 80 гц. С другой стороны, для правильного улавливания согласных звуков, вроде С, Ф, Ц, и их правильного различения, необходимо услышать их характеристические форманты, которые простираются до 8000 гц (у звука С). Этот диапазон необходим для обучения с помощью электроакустической аппаратуры иностранным языкам.

4. Для хорошей передачи музыки необходим диапазон от 50 до 10 000 гц. Необходимо заметить, что расширение спектра в область высоких частот улучшает натуральность воспроизводимых звуков. Например, высшие ноты рояля при диапазоне до 5000 гц, хотя и могут быть узнаны, но звучат скорее как деревянный стук, чем как певучий звук; при диапазоне до 10 000 гц это искажение устраняется. Расширение спектра в область низших частот весьма сильно влияет на эстетику музыкального впечатления в целом, придавая этому впечатлению окраску полноты и законченности.

Итак, в зависимости от узкого назначения, для которого служит данная электроакустическая аппаратура, к ней должны быть предъявлены различные требования в отношении тех диапазонов частот, которыми данная передача может исчерпаться. В наиболее трудном технически случае хорошей музыкальной передачи—эта передача исчерпывается диапазоном от 50 до 10 000 гц.

Независимо от вышеуказанной качественной целевой установки, аппаратура должна удовлетворять второму требованию, вытекающему из количественной целевой установки. Именно данная аппаратура должна создать после громкоговорителя достаточное акустическое давление или излучить достаточную акустическую мощность, чтобы удовлетворить определенным целевым требованиям.

Например, головной телефон, прижимаемый непосредственно к уху, должен обеспечить в слуховом канале акустическое давление в крайнем слу-

1) Этот диапазон составляет замечательный контраст с тем фактом, что максимальная мощность в нашей речи приходится на частоты вблизи 150 гц.

чае не выше 3000 бар амплитуды (чтобы не вызывать боли, см. рис. 23). На это потребна акустическая мощность не выше $4 \cdot 10^4 \text{ эрг/сек} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ ат}$. В то же время для обеспечения только нормальной громкости в зале объемом 10 000 м³ необходима акустическая мощность громкоговорителя порядка 0,5 ат. Очевидно, что самый лучший головной телефон не должен обладать способностью выполнить роль такого громкоговорителя.

Однако как в том, так и в другом случае необходимо, чтобы получаемые перед телефоном или громкоговорителем акустические давления были бы пропорциональны тем акустическим давлениям, которые существуют на передаче (в студии) перед микрофоном.

§ 2. Частотные линейные искажения.

Последнее требование не строго выполняется во всей существующей акустической аппаратуре.

Аппаратура вносит в передаваемое акустическое явление различные искажения.

Изучение этих искажений показало, что они могут быть вызваны двумя группами физических явлений. Одни искажения сводятся к тому,

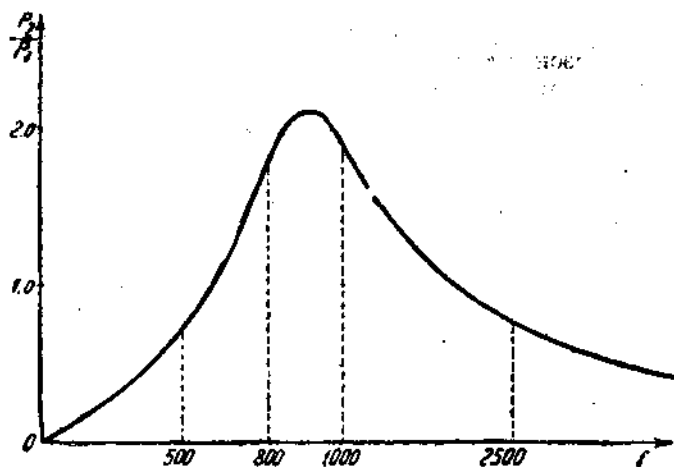


Рис. 66. Пример частотной характеристики.

что одинаковые акустические давления на передаче воспроизводятся после громкоговорителя не одинаково в зависимости от частоты данного акустического явления.

Именно поэтому этот вид искажений называется частотными искажениями. В отличие от второго вида этот же вид называется еще линейными искажениями.

На рис. 66 показано разбираемое искажение схематически в виде диаграммы. Такие диаграммы называются частотными характеристиками; по оси абсцисс в них отложена частота сигнала, по оси ординат — частное от деления давления после репродуктора p_2 на давление на передаче p_1 перед микрофоном.

Всякая электроакустическая аппаратура может обладать частотными искажениями за пределами того диапазона частот, который она должна передавать в связи с ее назначением.

В частности на рис. 67 изображена идеальная частотная характеристика аппаратуры, предназначенной для хорошей передачи музыки. Эта аппаратура не воспроизводит (или слабо воспроизводит) частоты вне нужного диапазона (ниже 50 и выше 10 000 гц). В пределах нужного диапазона она свободна от частотных искажений. К получению характеристик такого вида направлены усилия конструкторов и изобретателей в области электроакустики. Отступление от этой формы, показанное пунктиром, является обычно безвредным.

Наличие линейных искажений в реальной передаче обнаруживается в том, что слушатель без усилия улавливает некоторые тона или частоты,

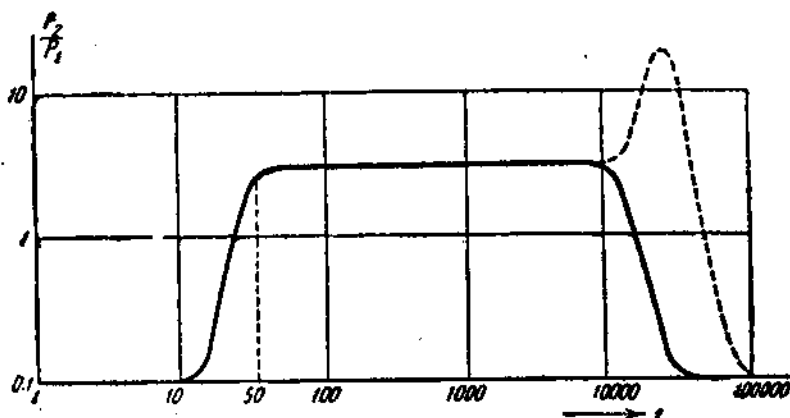


Рис. 67. Идеальная частотная характеристика.

которые воспроизводятся к месту и не к месту весьма громко, независимо от того, какой инструмент или исполнитель берет эти тона.

Отклонения от идеальной характеристики в пределах $10-15\%$, $= \pm 1.5$ db не замечаются ухом в музыкальной передаче, а обнаруживаются лишь посредством измерений.

§ 3. Нелинейные или амплитудные искажения¹⁾.

Вторым видом искажений являются такие, величина которых зависит от амплитуды передаваемого акустического явления. Именно, чем больше эта амплитуда, тем сильнее искажения. (Величина этого искажения может зависеть и от частоты.)

Исследования показали, что искажения этого вида обусловлены всевозможными отступлениями от пропорциональности между какой-либо физической величиной и зависящей от нее второй величиной. Выше (стр. 55) указывался один пример такого отступления (от закона Гука).

¹⁾ См. Л. Б. Слепая — «Теория и расчет радиоприемников», Энергониздат, 1934 г., гл. VIII.

Разберем до конца конкретный пример. Раньше было выведено (стр. 82) выражение коэффициента электромеханической связи для электромагнитной системы. Считая, что магнитная индукция B_1 , обусловленная электрическим током i через обмотку, мала по сравнению с индукцией B_0 от действия постоянного магнита, мы получили такое приближенное выражение для силы притяжения якоря к полюсному наконечнику

$$F = \frac{S}{8\pi} (B_0^2 + 2B_0 B_1).$$

Если мы не примем во внимание указанной оговорки, то придется выписать более точное выражение

$$F = \frac{S}{8\pi} (B_0^2 + 2B_0 B_1 + B_1^2).$$

Это выражение показывает, что в действительности сила F зависит от индукции B_1 не по линейному, а по более сложному закону.

Заменяя нелинейный закон линейным, мы делаем ошибку, которая тем меньше, чем меньше B_1 . На рис. 68 показаны зависимости силы F (точнее говоря, величины

$\frac{8\pi}{SB_0^2} F$) от величины $\frac{B_1}{B_0}$. Бо-

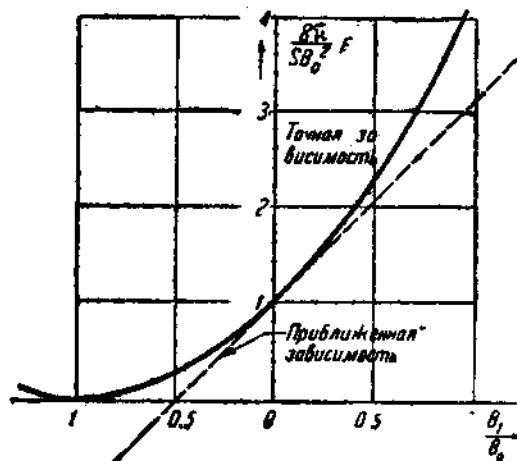


Рис. 68. Зависимость силы от индукции.

лее точная — сплошная кривая и более приближенная — пунктир.

Проанализируем, как будет зависеть сила F от времени в двух конкретных случаях.

Во-первых, допустим, что индукция B_1 синусоидально изменяется во времени

$$B_1 = B_m \sin \omega t.$$

Тогда

$$B_1^2 = B_m^2 \sin^2 \omega t = \frac{1}{2} B_m^2 - \frac{1}{2} B_m^2 \cos 2\omega t;$$

$$F = \frac{S}{8\pi} \left(B_0^2 + 2B_0 B_m \sin \omega t + \frac{1}{2} B_m^2 - \frac{1}{2} B_m^2 \cos 2\omega t \right) = \\ = \frac{S}{8\pi} \left[\left(B_0^2 + \frac{1}{2} B_m^2 \right) + 2B_0 B_m \sin \omega t - \frac{1}{2} B_m^2 \cos 2\omega t \right].$$

Мы замечаем, что наличие индукции B_1 вызвало в силе F следующие три изменения:

1. Увеличилось среднее, не зависящее от времени притяжение: раньше в отсутствии B_1 оно было единственной силой, которая равнялась $\frac{S}{8\pi} B_0^2$, теперь оно оказалось

$$\frac{S}{8\pi} \left(B_0^2 + \frac{1}{2} B_m^2 \right).$$

2. Появилась составляющая силы F с частотой ω и пропорциональная индукции B_1 . Эта составляющая такова

$$F_1 = \frac{S}{4\pi} B_0 B_m \sin \omega t.$$

Она есть полезная часть явления, передающая без всяких искажений первоначальное изменение

$$B_1 = B_m \sin \omega t.$$

3. Появилась составляющая силы F , также периодическая, но изменяющаяся во времени с частотой 2ω . Этой периодической составляющей в первоначальной причине не было. Таким образом она является искажением. Величина амплитуды этой составляющей равна

$$\frac{S}{16\pi} B_m^2.$$

В данном примере величина искажения пропорциональна квадрату воздействующей амплитуды B_m .

Если степень аналитической зависимости будет выше второй, например, если будут еще члены с третьей, четвертой и т. д. степенями, то явление получится еще более сложным. В частности, при третьей степени искажение затронет также и член, содержащий однократную частоту ω и представлявший выше неискаженную передачу. Это произойдет вследствие того, что например,

$$B_m^3 \sin^3 \omega t = \frac{3}{4} B_m^3 \sin \omega t - \frac{1}{4} B_m^3 \sin 3\omega t.$$

Первый член этого выражения приведет к члену вида $B_m \sin \omega t$ и внесет искажение, пропорциональное B_m^3 .

Во-вторых, допустим, что индукция B_1 изменяется во времени по синусоидальному закону одновременно от двух сигналов с разными частотами.

Ограничимся простейшим случаем, когда амплитуды обоих сигналов одинаковы, именно пусть

$$B_1 = B_m (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t).$$

Тогда

$$\begin{aligned} B_1^2 &= B_m^2 (\sin^2 \omega_1 t + 2 \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t + \sin^2 \omega_2 t) = \\ &= B_m^2 \left\{ \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\omega_1 t \right] - [\cos (\omega_1 + \omega_2) t - \cos (\omega_1 - \omega_2) t] + \right. \\ &+ \left. \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\omega_2 t \right] \right\} = B_m^2 \left[1 - \frac{1}{2} \cos 2\omega_1 t - \frac{1}{2} \cos 2\omega_2 t - \right. \\ &\left. - \cos (\omega_1 + \omega_2) t + \cos (\omega_1 - \omega_2) t \right]. \end{aligned}$$

Выражение для силы F примет вид

$$F = \frac{S}{8\pi} \left\{ [B_0^2 + B_m^2] + [2B_0 B_m \sin \omega_1 t + 2B_0 B_m \sin \omega_2 t] - \right. \\ \left. - \left[\frac{1}{2} B_m^2 \cos 2\omega_1 t + \frac{1}{2} B_m^2 \cos 2\omega_2 t \right] - \right. \\ \left. - [B_m^2 \cos (\omega_1 + \omega_2) t - B_m^2 \cos (\omega_1 - \omega_2) t] \right\}.$$

В этом случае наличие индукции B_m , изменяющейся с двумя частотами ω_1 и ω_2 , вызвало в силе следующие изменения:

1. Увеличилось среднее притяжение на величину

$$\frac{S}{8\pi} B_m^2.$$

2. Появились составляющие силы с обоими воздействующими частотами

$$F_1 = \frac{S}{4\pi} B_0 B_m \sin \omega_1 t + \frac{S}{4\pi} B_0 B_m \sin \omega_2 t.$$

Это — правильная, неискаженная часть передачи.

3. Появились составляющие

$$- \left[\frac{S}{16\pi} B_m^2 \cos 2\omega_1 t + \frac{S}{16\pi} B_m^2 \cos 2\omega_2 t \right].$$

Эти составляющие выражают искажение, заключающееся в передаче обеих удвоенных частот.

4. Появились составляющие

$$- \left[\frac{S}{8\pi} B_m^2 \cos (\omega_1 + \omega_2) t - \frac{S}{4\pi} B_m^2 \cos (\omega_1 - \omega_2) t \right].$$

Эти составляющие выражают наиболее вредное искажение. Они соответствуют сумме обеих воздействующих частот (суммовая частота или суммовой тон) и разности обеих частот (разностная частота или разностный тон). Они приносят в силу F то, чего в индукции B_1 не содержалось.

Если бы мы разобрали случай не второй, а более высокой степени, то мы убедились бы, что две последних составляющих превратились в более или менее длинный ряд слагаемых, характеризующихся частотами

$$\omega_1 + 2\omega_2; 2\omega_1 + \omega_2; \omega_1 + 3\omega_2; 2\omega_1 + 2\omega_2; 3\omega_1 + \omega_2; \\ \omega_1 - 2\omega_2; 2\omega_1 - \omega_2; \omega_1 - 3\omega_2; 2\omega_1 - 2\omega_2; 3\omega_1 - \omega_2;$$

короче, частотами вида

$$n_1 \omega_1 \pm n_2 \omega_2,$$

где n_1 и n_2 — любые целые числа. Такие частоты называются комбинационными частотами, а соответствующие им слышимые тона называются комбинационными тонами.

Чем выше степень зависимости одной величины, например силы F , от другой величины, например индукции B , и чем большее число одновременно действующих частот передается, тем больше число комбинационных тонов и частот. Кроме того все явление искажения тем сильнее, чем больше амплитуды первоначальных изменений (например B_m).

Этот вид искажений, наличие которых обусловлено нелинейными зависимостями между некоторыми физическими величинами, а размеры которых увеличиваются с амплитудами величин, носит название искажений нелинейных или амплитудных.

Размеры нелинейных искажений при синусоидальных сигналах характеризуются величиной клир фак т о р а, равного отношению корня квадратного из суммы квадратов амплитуд всех гармоник к амплитуде основной частоты. Для первого из приведенных примеров

$$k_f = \frac{\sqrt{\left(\frac{S}{16\pi} B_m^2\right)^2}}{\frac{S}{4\pi} B_0 B_m} = \frac{B_m}{4B_0}.$$

Наличие нелинейных искажений особенно сказывается при оркестровом или хоровом исполнении, так как эти передачи, в отличие от сольных исполнений, характеризуются весьма большим числом составляющих передачу частот.

Из всех частных видов нелинейных искажений наибольший вред приносят комбинационные частоты, увеличивающие и без того богатый спектр хоровых и оркестровых передач почти до сплошного (шум).

Как частотные, так и нелинейные искажения могут возникать и в усилителях, а также в чисто радиотехнической части канала связи. Для упрощения мы будем дальше считать, что электрорадиотехническая часть этого канала никакими недостатками не обладает и искажений не вносит.

Б. РЕПРОДУКТОРЫ ¹⁾.

§ 1. Классификация.

Слово репродуктор значит воспроизводитель. Репродукторы предназначаются для преобразования электрического сигнала в звуковой. В зависимости от величины преобразуемой мощности репродукторы разделяются на телефоны, прижимаемые к уху, и громкоговорители, работа которых слышна на расстоянии.

¹⁾ Практические данные о работе репродукторов см. И. Г. Дрейзен — «Электроакустика в широковещании», 1932 г., прил. 9, стр. 248—251 («Нормы для выбора и эксплуатации громкоговорителей»), а также журн. «Радиолюбитель», № 6, стр. 231—232, № 9, стр. 328, 1929 г., № 2, стр. 80, 1930 г., «Радиофронт», № 15, стр. 860, 1931 г., «Радиофронт», № 8, стр. 20, 1934 г.

В зависимости от способа возбуждения акустических волн громкоговорители разделяются на диффузорные и рупорные.

В зависимости от способа электрического воздействия на механические части репродукторы разделяются на магнитные, в которых так и иначе используются магнитные действия электрического тока, и электростатические, в которых используется электростатическое притяжение разноименных зарядов.

Магнитные репродукторы разделяются на собственно электромагнитные в состав которых входит так или иначе сконструированная неподвижная катушка с ферромагнитным сердечником, обтекаемая переменным током и электродинамические, в состав которых входит подвижная катушка, обтекаемая переменным током и не имеющая собственного сердечника, но расположенная в постоянном магнитном поле. В зависимости от конструкции электродинамические громкоговорители могут иметь отличительные названия (например «блятхаллер»).

Электромагнитные репродукторы в зависимости от конструкции магнитной цепи и подвижной части разделяются на системы непосредственного воздействия, однополюсные (старый телефон Беллы) и двухполюсные (например современный головной телефон), системы в магнитном отпущении уравновешенные (например «ТМ») или почти уравновешенные (например «Рекорд») и индукторные.

§ 2. Электродинамический диффузорный громкоговоритель

а) Устройство и принцип действия.

Электродинамический диффузорный громкоговоритель представляет собой один из простейших и в то же время совершеннейших электроакустических аппаратов.

Конструкция этого аппарата схематически (в разрезе) изображена на рис. 69. По оси массивного железного стакана расположен толстый железный центральный стержень. На него надета катушка возбуждения. Эта катушка выполнена так, чтобы во всех витках, например в верхней половине чертежа, ток был направлен к наблюдателю, а в нижней — от наблюдателя, это отмечено на чертеже в кружках: точкой наверху (носик стрелки), внизу крестиком (хвостик стрелки). Железный стакан закрыт массивной железной крышкой. В ней имеется круглое отверстие так приходящееся против центрального стержня, что между ним и крышкой получается узкая кольцеобразная щель. В этой щели расположена катушка, называемая подвижной (или звуковой) катушкой. Она намотана на тонком каркасе, приклеенном к бумажному конусу, называемому диффузором. Диффузор крепится своим краем к металлической рамке посредством мягкого и гибкого материала, например замши. Ввиду того, что кольцевую щель стремятся сделать возможно уже, а мягкий материал по краям диффузора — возможно гибче, возникает опасность того, что подвижная катушка сместится с своего правильного положения в середине щели и начнет тереться либо о край кольцевой щели, либо о центральный стержень. Для предупреждения этого нежелательного явления крепят диффузор еще и вблизи его склейки с катушкой к винту, вин-

ному в центральный стержень. Это крепление должно быть весьма жестким для движения катушки вдоль щели, но жестким для движения перек щели. Таким образом катушка играет центрирующую роль. Поэтому эта деталь называется центрирующей шайбой. К этой шайбе в плане показан на рис. 81.) К подвижной катушке подводится переменное электрическое напряжение от выхода усилителя, в силу которого через нее проходит переменный ток звуковой частоты. Электродинамический громкоговоритель действует следующим образом. По катушке возбуждения проходит постоянный ток, намагничивающий центральный стержень, например, так, как показано на рисунке (северный полюс на правом конце центрального стержня). Тогда катушка, находящаяся на крышке, которая прилегает к кольцевой щели, возбуждается южный магнетизм. В самой кольцевой щели возникнет магнитное поле, направленное от центрального стержня по радиусам к внешнему краю щели. На рисунке, где конструкция показана в разрезе, эта щель видна в разрезе дважды: в верхней и в нижней половине чертежа. В верхней части магнитное поле направлено снизу вверх, в нижней — соответственно сверху вниз.

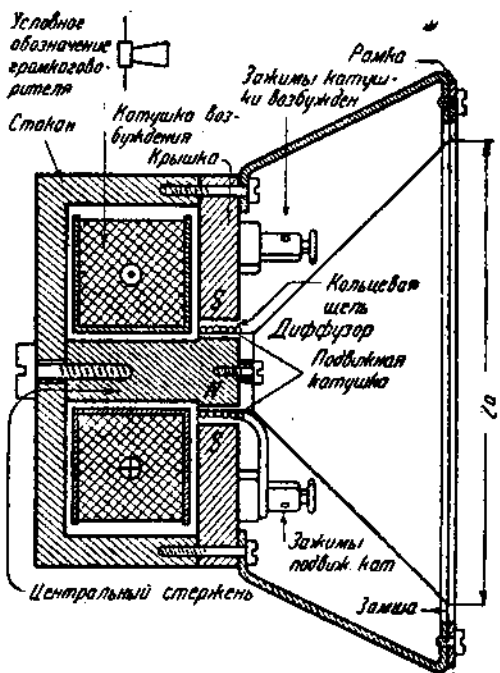


Рис. 69. Устройство диффузорного динамика.

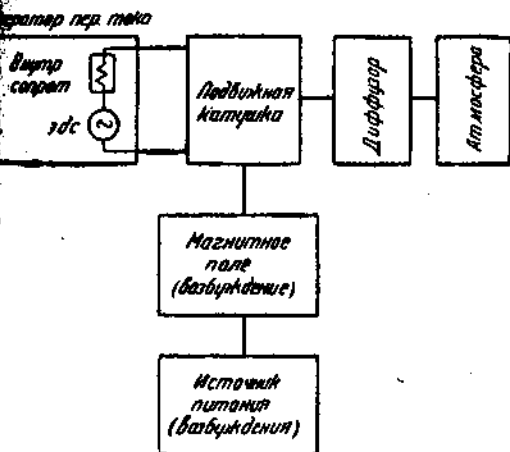


Рис. 70. Схематическая схема взаимодействия частей диффузорного динамика.

Таким образом подвижная катушка находится в магнитном поле, перпендикулярном ко всем ее виткам. При прохождении тока по виткам подвижной катушки в каждой части ее возникнет механическая сила, перпендикулярная как к виткам катушки, так и к направлению магнитного поля (ср.

рис. 62). Эта механическая сила будет во всех частях катушки направ-

влена параллельно оси центрального стержня. Она будет стремиться двигать катушку вместе с прикрепленным к ней диффузором то вправо по чертежу, то влево в зависимости от направления тока в ней. При этом мягкий материал (замша) по краям диффузора будет деформироваться, давая диффузору возможность перемещаться в некоторых пределах.

При своем движении вправо диффузор сжимает находящийся перед ним воздух, при движении влево он режет этот воздух и, таким образом, в воздухе перед диффузором возникает акустическая волна, которая распространяется по выше установленным законам.

Взаимодействие отдельных элементов громкоговорителя схематически изображено на скелетной схеме рис. 70.

б) Излучение звука диффузором. Реакция атмосферы.

Изучить количественно (математически) действие диффузора в качестве источника акустических волн целиком и непосредственно пока не удалось.

Поэтому при этом изучении действие диффузора сравнивают с действием других более простых аппаратов, в частности с действием плоского поршня того же диаметра, расположенного в бесконечно большой плоской твердой стене.

Действие такого поршня поддается точному анализу, но этот анализ очень сложен. Поэтому мы сделаем дальнейшее упрощение, а именно

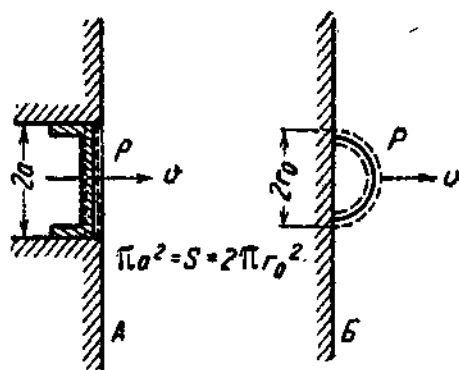


Рис. 71. К установлению эквивалентной схемы диффузора.

действие плоского поршня в свою очередь сравним с действием полусферического излучателя той же самой поверхности. На рис. 71 дана схема обоих этих случаев. Сплошными линиями показано среднее положение подвижных частей, а пунктиром оба крайних (правое и левое) их положения. Мы рассмотрим сейчас только то действие, ту реакцию, которую оказывает атмосфера на движущиеся части обеих схем, вопрос же о направленности излучения будем разбирать отдельно.

Выше (см. стр. 71) мы установили, что реакция бесконечно большого объема воздуха на полный пульсирующий шар выражается в том,

что пульсирующее движение его поверхности встречает сопротивление, которое можно себе представить как два параллельных сопротивления. Из этих сопротивлений одно активное и равно в механической и акустической системах соответственно

$$R_M = 4\pi r_0^2 \rho_0 c_1; \quad R_A = \frac{\rho_0 c_1}{4\pi r_0^2}.$$

Второе параллельное сопротивление соответствует реактивному сопротивлению самоиндукции такой величины

$$L_M = 4\pi r_0^2 \rho_0; \quad L_A = \frac{\rho_0}{4\pi r_0^2}.$$

В данном случае наша идеализованная схема рис. 71Б отличается от этого разобранный случая только тем, что здесь вместо бесконечного объема, заполненного воздухом, мы имеем полупространство, ограниченное бесконечной стенкой, и вместо полного шара имеем полушар. Очевидно, что сила и объем, рассчитанные на полушар, будут соответственно вдвое меньше, чем для случая полного шара. Поэтому мы можем использовать наш прежний результат, введя в него вместо коэффициента $4\pi r_0^2$ (поверхность шара) в те же выражения коэффициент $2\pi r_0^2$ (поверхность полушара) или S — площадь диффузора. Тогда

$$Z_M = \frac{1}{\frac{1}{R_M} + \frac{1}{j\omega L_M}}; R_M = S\rho_0 c_1 \text{ мехом}; L_M = S r_0 \rho_0 = 0,7 S a \rho_0 z;$$

$$Z_A = \frac{1}{\frac{1}{R_A} + \frac{1}{i\omega L_A}}; R_A = \frac{\rho_0 c_1}{S} \text{ аком}; L_A = \frac{r_0 \rho_0}{S} = \frac{0,7 a \rho_0 z}{S}.$$

Здесь r_0 — радиус эквивалентного полушара, определяемый так: $2\pi r_0^2 = S = \pi a^2$;

$$r_0 = \sqrt{\frac{S}{2\pi}} = \sqrt{\frac{\pi a^2}{2\pi}} = \frac{a}{\sqrt{2}} \approx 0,7a.$$

На рис. 72 А и Б даны эквивалентные электрические схемы для этого случая.

Реакция, оказываемая атмосферой на диффузор, будет различна при различных частотах.

Именно, при весьма высоких частотах сопротивление самоиндукции ωL_M , или ωL_A будет весьма велико, и индуктивные ветви обеих схем явятся

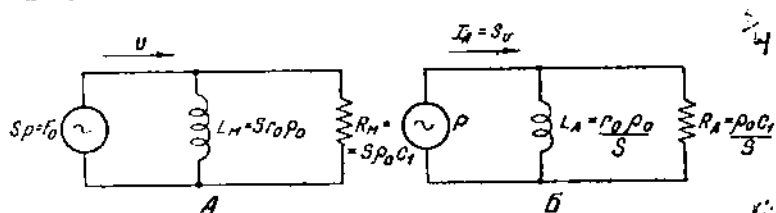


Рис. 72. Эквивалентные схемы полушарового излучателя.

практически разрывом, вся скорость (линейная v или объемная vS) — весь ток — пойдет через активную ветвь на излучение акустической мощности.

При весьма низких частотах, наоборот, сопротивление самоиндукции будет очень мало. Индуктивная ветвь в схемах явится коротким замыканием, шунтирующим активную ветвь.

Физическая картина этого обстоятельства может для низких частот быть изложена следующим образом.

Для излучения значительных мощностей необходимо будет создать перед диффузором значительные акустические давления p , для чего придется придать диффузору очень большие объемные скорости vS , т. е. большие линейные амплитуды. При низких частотах, т. е. при медленных

перемещениях диффузора, очень большая доля пульсирующего объема тратится на простое медленное передвижение воздуха, а не на создание перед диффузором акустического давления и акустической волны.

При высоких частотах, т. е. при быстрых движениях диффузора, быстрое движение воздуха связано с возникновением акустического давления, что и дает начало распространению акустической волны. Больших же бесполезных перемещений воздух не успевает выполнить вследствие высокой частоты и определенной конечной скорости распространения возмущений в нем (скорость звука c_1).

Найдем ту граничную частоту ω_g , при которой оба сопротивления, активное и реактивное, будут равны. Для частот выше этой граничной частоты будет возможно пренебрегать действием шунтирующей самоиндукции, а для частот ниже ее — наоборот, напряжение на активном сопротивлении практически будет зависеть только от тока через реактивное сопротивление. Такая «критическая» частота диффузора ω_g найдется из соотношений

$$R_M = \omega_g L_M \text{ или } R_A = \omega_g L_A;$$

$$\omega_g = \frac{R_M}{L_M} = \frac{R_A}{L_A} = \frac{S \rho_0 c_1}{S \rho_0 r_0} = \frac{c_1}{r_0} \approx 1,4 \frac{c_1}{a};$$

$$f_g = \frac{\omega_g}{2\pi} = \frac{c_1}{2\pi r_0}.$$

Соответствующая этой частоте длина акустической волны в воздухе будет такова

$$\lambda_g = \frac{c_1}{f_g} = \frac{c_1}{\frac{c_1}{2\pi r_0}} = 2\pi r_0 \approx 2 \cdot 0,7\pi a \approx 4,5a.$$

Таким образом для тех частот, которым соответствуют длины волн в воздухе больше, примерно, удвоенного диаметра $2a$ диффузора, реакция воздуха сводится почти к чисто реактивному (индуктивному) сопротивлению.

Для волн, меньших удвоенного диаметра диффузора, — реакция воздуха почти чисто активная¹⁾.

Задача 32. Определить критическую частоту и соответствующую длину волны для диффузора диаметром 180 мм.

Ответ. $\lambda_g = 400$ мм; $\omega_g = 5300$ рад/сек; $f_g = 850$ гц.

Задача 33. Для того же диффузора определить L_M и R_M .

Ответ. $L_M = 22$; $R_M = 1050$ мехом.

¹⁾ Точная общепринятая теория поршневого излучателя сводит реакцию атмосферы к двум последовательно соединенным сопротивлениям, из которых одно чисто активное, второе — чисто реактивное (индуктивное); и то, и другое зависят от частоты. Ход зависимости обоих сопротивлений показан на рис. 73.

Если пересчитать величину активного сопротивления и самоиндукции на параллельную схему, то окажется, что эти величины будут зависеть от частоты, так как это показано на рис. 74.

На рис. 75а и б показан ход параллельных сопротивлений активного и реактивного с частотой.

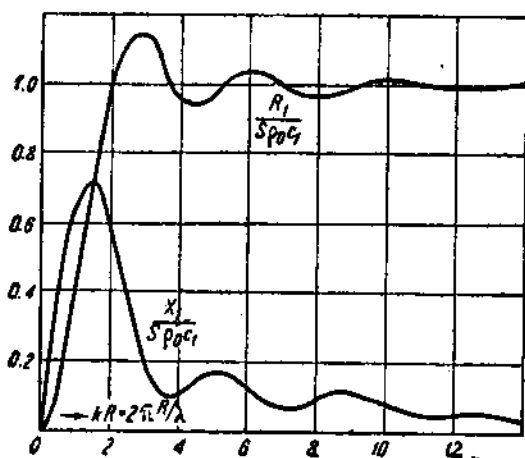


Рис. 73. Теоретические характеристики активной и реактивной компонент сопротивления круглой поршневой диафрагмы.

Рис. 74. Зависимость от частоты параллельных активного сопротивления и самоиндукции поршневого излучателя.

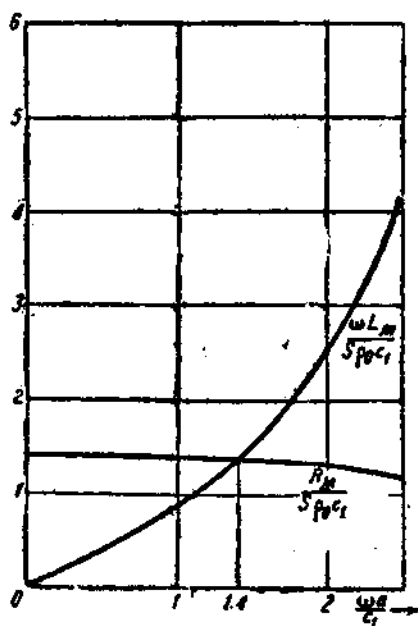
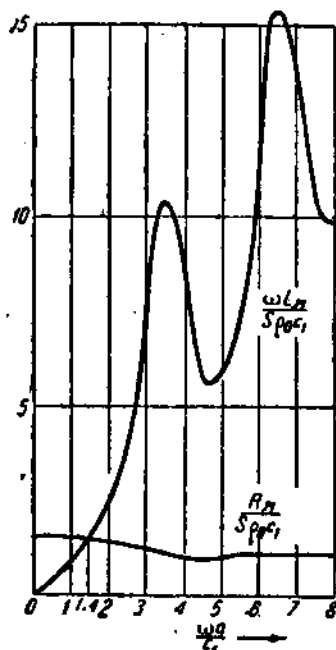
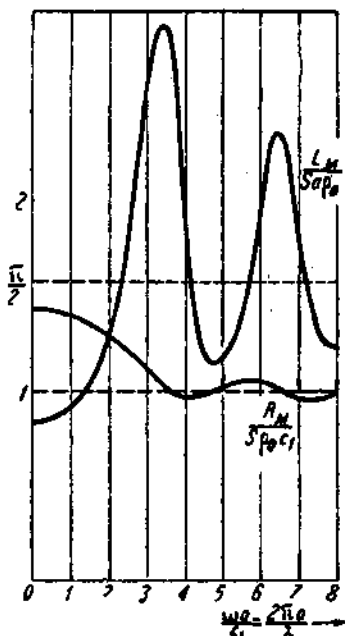


Рис. 75. Зависимость от частоты параллельных активного и реактивного сопротивлений поршневого излучателя.

в) Построение эквивалентной схемы.

Разберем вопрос об электромеханической связи между генератором переменного тока и подвижной катушкой.

Эта связь обусловлена тем, что благодаря наличию магнитного поля в кольцевом зазоре прохождение тока по виткам подвижной катушки сопровождается возникновением механической (электродинамической) силы, действующей на катушку

$$F = N' I; N' = 0,1 B l \frac{dn}{\alpha}.$$

Здесь B — магнитная индукция в кольцевом зазоре, l — общая длина проволоки в подвижной катушке, по которой идет ток I , N' — первый (прямой) коэффициент электромеханической связи. Движение подвижной катушки со скоростью v вызывает появление противоэлектродвижущей силы

$$E_1 = N'' v; N'' = 10^{-8} B l a. \text{ сек/см.}$$

Ток I обусловлен действием эдс E в цепи генератора минус противоэдс E_1 и зависит от сопротивления в электрической цепи

$$I = \frac{E - E_1}{Z_s}.$$

Механическая сила будет

$$F = N' I = \frac{N' E - N' E_1}{Z_s} = \frac{N' E}{Z_s} - \frac{N' N'' v}{Z_s} = \frac{N' E}{Z_s} - \frac{N^2}{Z_s} v.$$

Эта механическая сила, таким образом, равна разности между некоторой силой $F_0 = \frac{N' E}{Z_s}$, которая действовала бы на катушку, если бы

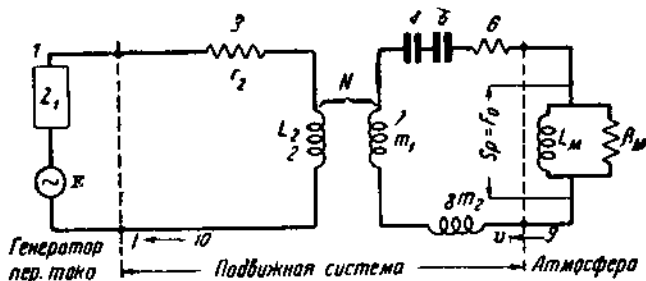


Рис. 76. Схема электрической и механической систем динамика.

1 — внутреннее сопротивление генератора, 2 — самоиндукция подвижной катушки, 3 — сопротивление подвижной катушки, 4 — гибкость краевого закрепления, 5 — гибкость центрир. шайбы, 6 — сопротивление вредных механич. потерь, 7 — масса подвижной катушки, 8 — масса диффузора, 9 — механич. скорость, 10 — электрический ток.

последняя была неподвижна (скорость $v = \text{нулю}$), и другой силой, равной произведению скорости движения подвижной катушки на част-

ное $\frac{N^2}{Z_1}$. Оно представляет собой сопротивление электрической цепи Z_1 , ом, внесенное или перечисленное в механическую систему в виде Z_M мехомов.

Исходя из изложенного, можно изучить связь между генератором эдс и подвижной системой, если внести или перечислить электрические величины в механическую систему.

На рис. 76 дана действительная схема с отдельными электрической и механической цепями. В этой общей схеме сопротивление всей электрической цепи разложено на внутреннее сопротивление генератора эдс Z_{11} и два сопротивления подвижной катушки: активное r_2 и реактивное, обусловленное самоиндукцией катушки L_2 .

Сопротивления механической системы изображены в последовательном соединении из того соображения, что скорость подвижной катушки в то же время есть скорость движения диффузора (при жесткой связи между ними), и скорость деформации закрепления.

В остальном мы воспользовались аналогичными результатами, изложенными раньше.

На рис. 77 изображена та же схема механической цепи с перечисленными в эту цепь элементами электрической цепи.

На рис. 78 изображена та же схема с разложенным по составным элементам сопротивлением электрической цепи Z_1 . При этом разложении пришлось воспользоваться теоремами о перечисленных сопротивлениях.

г) Упрощенная эквивалентная схема.

Для практики поверочного расчета достаточно упростить эту схему настолько, чтобы сохранить в ней лишь существенные для вопросов электроакустики элементы.

Ниже проведено это упрощение, исходя из следующих соображений.

1. Динамические громкоговорители обычно включаются в выходные цепи усилителей через трансформаторы.

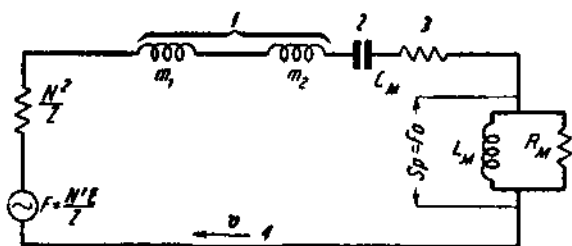


Рис. 77. Эквивалентная схема механической системы динамика с внесенной в нее электрической системой. 1 — масса всей подвижной системы, 2 — упругость закрепления, 3 — сопротивление вредных механич. потерь, 4 — скорость подвижной системы.

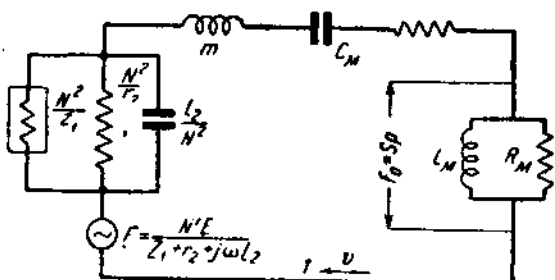


Рис. 78. Та же схема преобразованная.

Поэтому генератор эдс E на наших схемах, вообще говоря, обладает комплексным сопротивлением $Z_{\Sigma 1}$. Принимая во внимание, что реактивные части этого сопротивления являются нежелательными и их удается избежать в значительной степени надлежащим расчетом трансформатора, будем в дальнейшем считать, что это сопротивление имеет только одну активную составляющую r_1 . Учет реактивных составляющих производится в случае необходимости по обычным правилам электротехники.

2. Вредные механические потери (например на упругий гистерезис в материале диффузора) не могут быть учтены пока даже приближенно.

Так как коэффициент использования электрической мощности в современных динамиках и без этих потерь весьма мал, мы при первоначальном анализе будем допускать отсутствие вредных потерь.

3. Наконец, пренебрежем влиянием самоиндукции подвижной катушки (или влиянием емкости $\frac{L_1}{N^2}$ во внутреннем сопротивлении механического

генератора F).

Опыт показал, что у большинства динамических диффузорных громкоговорителей угол сдвига фаз в электрической цепи при разных звуковых частотах, примерно, равен 25° (ток запаздывает от напряжения), что соответствует коэффициенту мощности, примерно, 0,7. Эта цифра показывает, что хотя влияние самоиндукции подвижной катушки и имеется налицо, но она при реальной работе не играет решающей роли, так как вызывает изменение громкости, при-

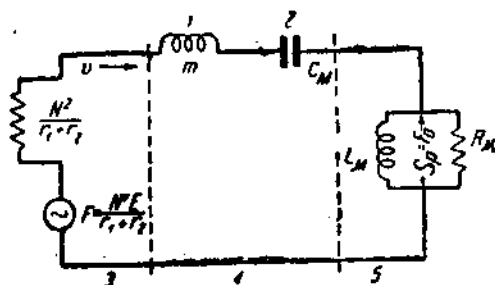


Рис. 79. Упрощенная эквивалентная схема.

1—масса подвижной системы, 2—упругость закрепления, 3—электродинамическая часть, 4—подвижная система, 5—атмосфера, u —скорость подвижной системы.

мерно, только на 3 дБ. Учет этой самоиндукции можно в случае необходимости произвести, внося незначительные поправки в расчет.

Упрощенная схема дана на рис. 79.

д) Анализ эквивалентной схемы.

Из этой схемы видно, что громкоговоритель эквивалентен колебательному контуру, так как в нем наряду с прочими элементами имеются масса m подвижной системы и упругость C_M закрепления этой системы. Поэтому мы имеем основания ожидать, что электродинамический громкоговоритель принципиально должен обладать линейными или частотными искажениями.

Задачей конструкторов является только ослабление влияния этих искажений путем: 1) уменьшения самих искажений и 2) переноса резонансных частот в такие области звукового спектра, которые лежат за пределами слышимости (например ниже 30 Гц).

Далее из эквивалентной схемы видно, что, несмотря на большое ко-

личество упрощений, внесенных выше, схема все же осталась довольно сложной. Поэтому для полного представления работы динамика удобно разбить весь диапазон частот на некоторые части с тем, чтобы, сначала обследовав поведение громкоговорителя в этих частных диапазонах, уяснить впоследствии его поведение в целом. Ниже проводится анализ поведения громкоговорителя в этих частных диапазонах и устанавливаются границы их, исходя из некоторых распространенных и удачных соотношений между входящими в схему элементами.

Например, многие распространенные типы имеют диффузоры из средней (полуалександрийской) бумаги (поверхностная плотность ρ_s порядка $0,016 \text{ г/см}^2$) диаметром порядка 200 мм . Отсюда масса диффузора может быть оценена

$$m_d = \pi a^2 \rho_s = \pi \cdot 100 \cdot 0,016 = 5 \text{ г},$$

или несколько больше за счет конической формы, гильзы и изоляции подвижной катушки, а также закреплений; L_M получается порядка $0,7 \pi a^2 \rho_s = 0,7 \pi \cdot 10^3 \cdot 1,23 \cdot 10^{-8} = 2,7 \text{ г}$; $R_M = \pi a^2 \rho_s c_1 = \pi \cdot 10^3 \cdot 41 = 13000 \text{ мехомов}$, критическая частота диффузора $\omega_g = \frac{1,4 \cdot 3,4 \cdot 10^4}{10} = 4800 \text{ рад/сек.}$

$$f_g = 760 \text{ гц.}$$

Масса m_1 меди в существующих динамиках встречается порядка немногих граммов ($1-5 \text{ г}$), что соответствует объему меди в подвижной обмотке в несколько десятых долей см^3 .

Гибкость закрепления стремятся делать возможно больше, чтобы устранить вредное реактивное сопротивление и увести резонансную частоту в нижнюю неслышимую область.

Магнитное поле в кольцевом зазоре имеет различные значения вплоть до индукции $B = 10^4 \text{ гс}$, эта значительная индукция достигается уже с большим трудом.

1. При низких частотах главным сопротивлением в эквивалентной цепи является сопротивление упругости закрепления (рис. 80). Это закрепление не позволяет подвижной системе делать больших медленных размахов без применения особенно большой электродинамической силы.

Почти вся электродинамическая сила расходуется на реактивную упругую деформацию закрепления. Механическая скорость подвижной системы мала. Условия излучения акустической энергии весьма неблагоприятны, особенно потому, что при низких частотах скорости диффузора расходуются преимущественно на реактивное передвижение воздуха и лишь в ничтожной мере идут на создание полезного акустического давления p .

Таким образом при расчетах скорости v можно не считаться с сопротивлением ветви L_M по сравнению с сопротивлением упругого закрепления C_M и вместо полного сопротивления механической системы $\frac{1}{j\omega C_M} +$

$+ j\omega L_M$ полагать просто $Z_M = \frac{1}{j\omega C_M}$.

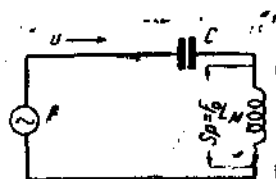


Рис. 80. Эквивалентная схема при низких частотах.

Как видно из схемы, давление перед диффузором p может быть определено из формул, написанных в соответствии с правилами электротехники:

$$v = \frac{F}{\frac{1}{j\omega C_M}} = j\omega C_M F;$$

$$F_0 = Sp = v j\omega L_M = j\omega C_M F j\omega L_M = -\omega^2 C_M L_M F.$$

Иначе

$$F_0 = Sp = -\omega^2 C_M L_M \frac{NE}{r_1 + r_2}.$$

По мере повышения частоты значение сопротивления гибкости закрепления C_M будет убывать, зато сопротивление инерции всей подвижной системы $j\omega(m + L_M)$ будет возрастать. При некоторой частоте ω_2 наступит резонанс:

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{(m + L_M) C_M}} \approx \frac{1}{\sqrt{m C_M}}.$$

Существует простой прием оценки порядка величины собственной частоты колебаний подвижной системы на подвесе ω_2 . Нужно повзвнууть динамик один раз диффузором кверху, другой раз диффузором книзу, давая каждый раз оси динамика вертикальное направление, и заметить, на какое расстояние проседает диффузор на упругости закрепления под действием собственной тяжести. Пусть отклонения от нормального положения диффузора (когда ось динамика горизонтальна) составляют: один раз $+\xi$ другой раз $-\xi$ см, общее перемещение 2ξ см. Это перемещение вызвано работой силы тяжести подвижной системы 981 м дн против жесткости закрепления $\left(\frac{1}{C_M}\right)$ дн/см.

Отсюда

$$\xi = \frac{981 \text{ м}}{\frac{1}{C_M}} = 981 \text{ м } C_M.$$

С другой стороны, собственная частота подвижной системы на закреплении равна

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{m C_M}} \text{ рад/сек.}$$

Отсюда по исключению произведения $m C_M$

$$m C_M = \frac{1}{\omega_2^2}; \quad \xi = \frac{981}{\omega_2^2} \text{ см}; \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{981}{\xi}} \text{ рад/сек.}$$

Величина максимума скоростей при этом резонансе может быть найдена из того соображения, что при взаимной компенсации массы и гибкости остается только активное сопротивление. Если механические вред-

ные потери не очень велики, то это активное сопротивление состоит только из перечисленного из электрической цепи сопротивления $\frac{N^2}{r_1 + r_2}$ (рис. 79). Поэтому в резонансе

$$v = \frac{F}{\frac{N^2}{r_1 + r_2}} = \frac{F(r_1 + r_2)}{N^2} = \frac{N'E(r_1 + r_2)}{(r_1 + r_2)N'N''} = \frac{E}{N''} = \frac{E}{IB} \cdot 10^8 \text{ см/сек.}$$

Давление перед диффузором определится при резонансе так

$$F_s = Sp = j\omega L_M v = \frac{j\omega L_M F(r_1 + r_2)}{N^2} = \frac{j\omega L_M E}{N''} = \frac{j\omega S r_0 \varphi \cdot E}{B l \cdot 10^{-8}} \text{ дн.}$$

Для того чтобы здесь не получилось резкого максимума, нужно, чтобы затухание колебательной системы было не меньше единицы. По определению понятия затухания имеем

$$D = \frac{\frac{N^2}{r_1 + r_2}}{\omega_0 m} = \frac{B^2 l^2 \cdot 10^{-8}}{\left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right) r_2 \omega_0 m}.$$

Если выразить сопротивление подвижной катушки r_1 через удельное сопротивление меди $\rho_s = 1,75 \cdot 10^{-8} \text{ ом/см}$, длину проволоки в катушке $l \text{ см}$, площадь поперечного сечения этой проволоки $S_1 \text{ см}^2$, далее через объем всей меди $l S_1 \text{ см}^3$ и ее плотность $\rho_M = 8,9 \text{ г/см}^3$, то получим последовательно

$$r_1 = \frac{\rho_s l}{S_1} = \frac{\rho_s l \rho_M}{S_1 \rho_M} = \frac{\rho_s \rho_M l^2}{m_1} = 1,75 \cdot 10^{-8} 8,9 \cdot \frac{l^2}{m_1} = 15,6 \cdot 10^{-8} \frac{l^2}{m_1} \text{ ом.}$$

Подставляя это в выражение затухания, найдем последовательно

$$D = \frac{B^2 l^2 \cdot 10^{-8} m_1}{\left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right) \rho_s \rho_M \cdot l^2 \omega_0 m} = \frac{B^2 \cdot 10^{-8}}{\omega_0 \cdot \rho_s \rho_M} \cdot \frac{\frac{m_1}{m}}{1 + \frac{r_1}{r_2}} = \frac{B^2}{\omega_0} \cdot 64 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\frac{m_1}{m}}{1 + \frac{r_1}{r_2}}.$$

В этом выражении первый множитель определяется силой магнитного поля и величиной собственной частоты подвижной системы на закреплении; второй множитель зависит от выбора единиц и материала проводника в подвижной катушке (медь), последний множитель обусловлен конструкцией (через $\frac{m_1}{m}$) и внутренним сопротивлением генератора переменного тока (усилителя).

Например, полагая, что вес подвижной катушки составляет $\frac{1}{5}$ веса всей подвижной системы, что сопротивление генератора равно сопроти-

влению подвижной катушки, наконец, что собственная частота подвижной системы на закреплении равна 30 гц ($\omega_0 = 200 \text{ рад/сек}$), получаем при

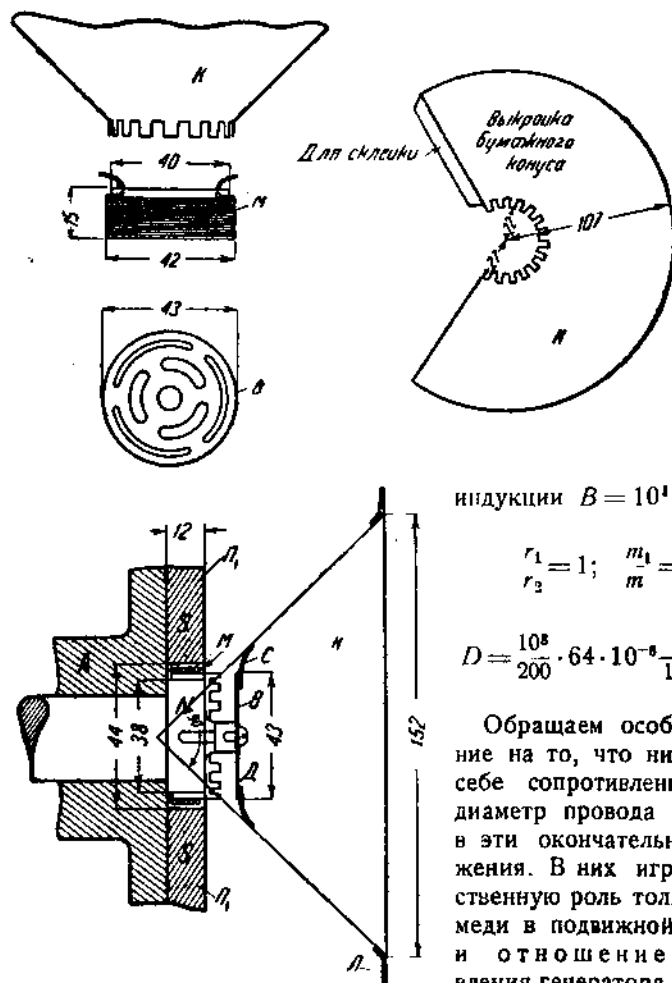


Рис. 81 Конструкция динамика.

индукции $B = 10^4 \text{ гс}$.

$$\frac{r_1}{r_2} = 1; \quad \frac{m_1}{m} = \frac{1}{5};$$

$$D = \frac{10^8}{200} \cdot 64 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{1}{1+1} = 3,2.$$

Обращаем особое внимание на то, что ни само по себе сопротивление r_3 , ни диаметр провода не вошли в эти окончательные выражения. В них играет существенную роль только масса меди в подвижной катушке и отношение сопротивления генератора к сопротивлению подвижной катушки.

Задача 34. Применительно к данным рис. 81 определять затухание подвижной системы на подвесе, задаваясь индукцией B в 1000, 3000 и 10 000 гс, поверхностной плотностью бумаги диффузора $0,018 \text{ г/см}^2$, собственной частотой 50 гц и сопротивлением генератора 26 ом.

Решение. Поверхность заготовки бумаги равна

$$\frac{\pi \cdot 21,4^2}{4} \cdot \frac{15,2}{21,4} = \frac{\pi \cdot 21,4 \cdot 15,2}{4} = 255 \text{ см}^2.$$

Прибавок на склейку $1,0 \cdot 10 = 10 \text{ см}^2$, прибавок на гильзу подвижной катушки $\pi \cdot 4,2 \cdot 1,2 = 16 \text{ см}^2$ (эти прибавки грубо ориентировочны). Общая поверхность бу-

маги $255 + 10 + 16 = 281 \text{ см}^2$. Масса бумаги $281 \cdot 0,018 = 5 \text{ г}$. Массу меди определяем для 90 витков диаметром $0,1 \text{ мм}$; длина провода $l = \pi \cdot 4,2 \cdot 90 = 1190 \text{ см} = 11,9 \text{ м}$, масса одного метра $0,07 \text{ г}$, вся масса меди $m_1 = 11,9 \cdot 0,07 = 0,83 \text{ г}$; $\frac{m_1}{m} = \frac{0,83}{5,83} = 0,142$. Сопротивление всей катушки $r_2 = 11,9 \cdot 2,17 = 26 \text{ ом}$; $\frac{r_1}{r_2} = 1$. Подчеркнутые данные взяты из передвижной расчетной таблицы № 2656 (1933).

$$D_{1000} = \frac{1000^2}{314} \cdot 64 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{0,142}{1+1} = 0,0145; D_{3000} = 0,13; D_{10000} = 1,45.$$

2. Резонансной частотой ω_0 частоты диапазона низких частот отграничиваются от частного диапазона средних частот.

При средних частотах главным сопротивлением в механической цепи является сопротивление инерции подвижной системы $j\omega m$. Эквивалентная схема приобретает вид рис. 82.

Скорость подвижной системы определится (считая $L_M \ll m$) так

$$v = \frac{F}{j\omega(m + L_M)} \approx \frac{F}{j\omega m}.$$

Акустическое давление перед диффузором определится из

$$F_0 = Sp = j\omega L_M \cdot v = F \frac{j\omega L_M}{j\omega m} = F \frac{L_M}{m} = \frac{N^2 E L_M}{(r_1 + r_2) m}.$$

Это акустическое давление не зависит от частоты. В этом среднем диапазоне динамик с акустическим экраном работает без частотных искажений.

Задача 35. Применительно к данным рис. 81 и условиям: эдс генератора 5 в , сопротивление генератора 26 ом , индукция 1000 гс , определить давление перед диффузором для среднего частного диапазона частот.

Решение. Пользуясь отчасти результатами предыдущей задачи, полагаем

$$N^2 = 0,1 \cdot 1000 \cdot 1190 = 1,19 \cdot 10^5 \text{ дн/а};$$

$$L_M = S r_{\phi_0} = \frac{1}{4} \pi \cdot 15,2^2 \cdot 0,7 \cdot 15,2 \cdot 1,23 \cdot 10^{-3} = 182 \text{ см}^2 \cdot 10,6 \cdot 1,23 \cdot 10^{-3} = 2,4 \text{ г};$$

$$r_1 + r_2 = 52 \text{ ом}; m = 5,83 \text{ г};$$

$$F_0 = Sp = \frac{1,19 \cdot 10^5 \cdot 5 \cdot 2,4}{52 \cdot 5,83} = 4700 \text{ дн},$$

$$p = \frac{F_0}{S} = \frac{4700}{182} = 26 \text{ бар}.$$

3. Частный диапазон средних частот оканчивается критической частотой диффузора ω_p . При высоких частотах реакция атмосферы сводится к чисто активному сопротивлению R_M и эквивалентная схема приобретает вид рис. 83. Давление перед диффузором определится из

$$F_0 = Sp = R_M v = \frac{FR_M}{j\omega m} = \frac{N^2 E R_M}{(r_1 + r_2) j\omega m}.$$

Напишем выражение для критической частоты диффузора

$$\omega_c = \frac{R_M}{L_M} = \frac{c_1}{r_0} \approx 1,4 \frac{c_1}{a},$$

здесь $c_1 = 3,4 \cdot 10^4$ см/сек, a — радиус диффузора (см).

В диапазоне высоких частот давление перед диффузором убывает обратно пропорционально частоте.

При весьма высоких частотах давление убывает еще быстрее и из-за

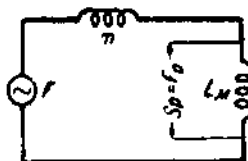


Рис. 82. Эквивалентная схема при средних частотах.

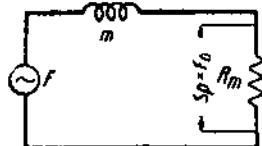


Рис. 83. Эквивалентная схема при высоких частотах.

того, что самоиндукция подвижной катушки начинает составлять слишком большое сопротивление в электрической цепи генератора переменного тока (усилителя).

е) Частотная характеристика.

Приведенные выше выкладки получают наглядное представление в виде частотной характеристики изображающей зависимость давления перед

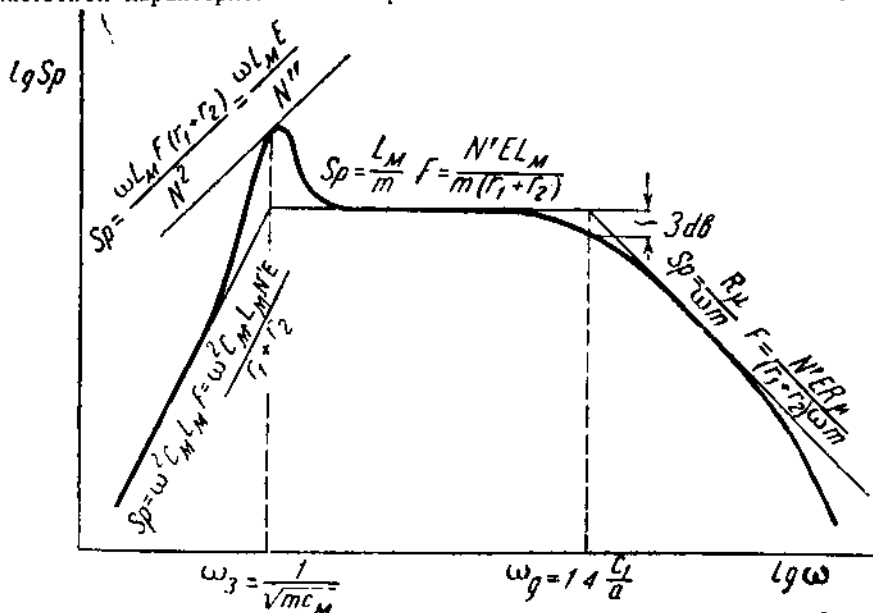


Рис. 84. Частотная характеристика динамика.

диффузором от частоты. Такая частотная характеристика дана схематически на рис. 84. В ней по оси абсцисс отложена круговая частота элек-

трического сигнала в логарифмическом масштабе. По оси ординат отложена сила реакции воздуха $F_0 = Sp$ в одинаковом логарифмическом масштабе. Кривая линии характеристики касается отрезков прямых, представляющих идеализованное поведение динамика в частных диапазонах. Местами сопряжения между этими частными диапазонами являются частоты резонанса подвижной системы на закреплении ω_2 и критическая частота диффузора ω_1 .

На рис. 85 даны сплошными линиями те же прямолинейные отрезки, в которые вписывается частотная характеристика, и пунктиром показаны

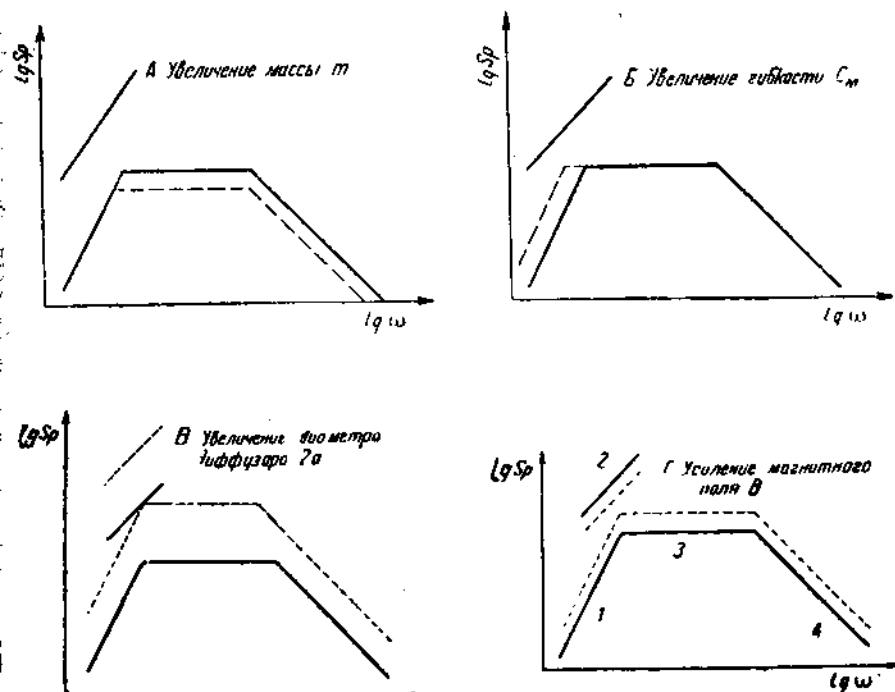


Рис. 85, 86, 87, 88. Деформации частотной характеристики.

новые положения этих отрезков при увеличенной массе подвижной системы (без увеличения размеров диффузора).

На следующем рис. 86 даны аналогичным образом новые положения прямолинейных отрезков при увеличенной гибкости закреплений.

На рис. 87 — то же при увеличенном диаметре диффузора (без увеличения массы подвижной системы) и на рис. 88 — то же при усиленном магнитном поле.

Если логарифмический масштаб по обеим осям характеристики одинаков, то эти прямолинейные отрезки имеют следующую крутизну (рис. 88): прямая 1 — крутизну 2:1 (т. е. $\lg Sp / \lg \omega = 2$), прямая 2 — крутизну 1:1, прямая 3 — крутизну нуль (0:1); прямая 4 — крутизну —1:1. Это вытекает из уравнений отрезков (данных на рис. 84).

ж) Коэффициент использования.

Чтобы подсчитать акустическую мощность, излучаемую диффузором в разных случаях, необходимо по электротехническим правилам вычислить выражение (см. любую эквивалентную схему этой главы)

$$P_A = \frac{(Sp_m)^2}{2R_H} = \frac{(Sp_m)^2}{2\rho_0 c_1} = \frac{Sp_m^2}{2\rho_0 c_1} \text{ эрг/сек} = \frac{Sp_m^2}{2\rho_0 c_1} \cdot 10^{-7} \text{ вт.}$$

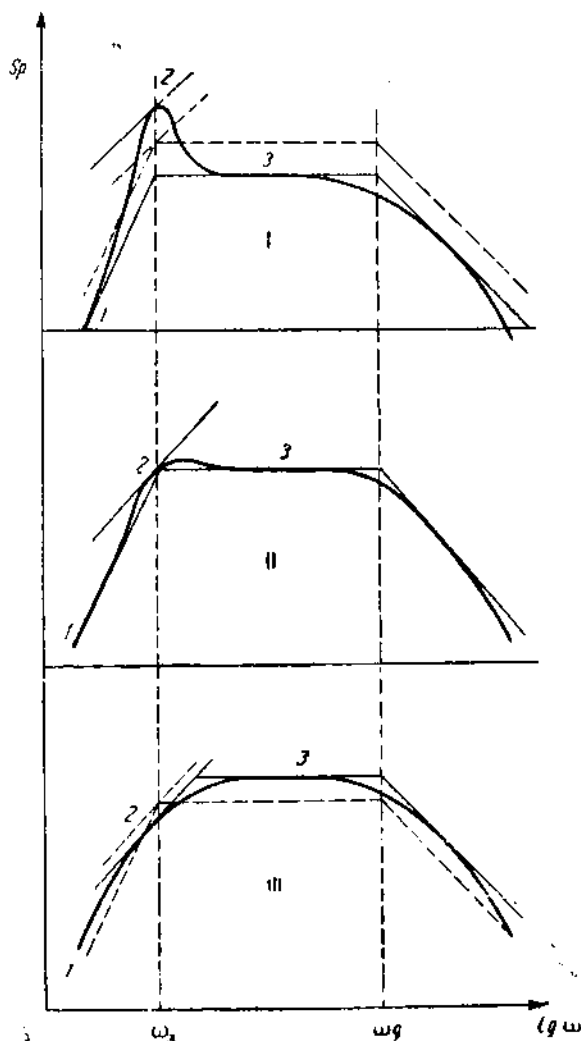


Рис. 89 I. Магнитная индукция мала. II. Магнитная индукция оптимальная. III. Магнитная индукция велика.

Коэффициент использования мощности диффузорного динамика во всех случаях весьма мал. Этот коэффициент есть отношение действительной

мощности P_A к той мощности, которую можно было бы получить от электрического генератора E , нагрузив его на полезное электрическое сопротивление, равное его внутреннему сопротивлению r_1 . Эта мощность равна $\frac{E^2}{4r_1} = \frac{E_m^2}{8r_1} \text{ ат}$. Наивысший коэффициент использования будет получен при частоте, соответствующей наивысшей точке резонансовой пика.

Коэффициент использования, соответствующий горизонтальному участку характеристики, будет выражаться так

$$\eta = \frac{P_A}{\frac{E_m^2}{8r_1}} = \frac{(Sp_m)^2 8r_1 \cdot 10^{-7}}{2R_M E_m^2} = \frac{(N')^2 \cdot 10^{-7} \cdot E_m^2 \cdot L_M^2 \cdot 4r_1}{E_m^2 m^2 R_M (r_1 + r_2)^2} = \frac{4N'^2 r_1 L_M^2}{(r_1 + r_2)^2 R_M m^2}.$$

Применению этой формулы должна предшествовать проверка того, укладывается ли данный динамик по своим параметрам в разобранный выше типичный случай: $\omega_s < \omega_p$; $m \gg L_M$; ($D < 1$).

В реальных динамиках коэффициент использования бывает около 5%, не поднимаясь выше 20% (это соответствует коэффициенту полезного действия от 1 до 5%).

Необходимо подчеркнуть, что требование хорошей частотной характеристики (т. е. большое расстояние между ω_s и ω_p , а также отсутствие резкой пика на резонансе) во многих отношениях противоречит требованию высокого коэффициента использования.

В частности факторами, ухудшающими частотную характеристику за счет увеличения коэффициента использования, являются: увеличение внутреннего сопротивления генератора электрического тока r_1 по сравнению с сопротивлением подвижной катушки r_2 , увеличение диаметра диффузора $2a$, отчасти уменьшение массы подвижной системы m .

Безусловно благоприятными факторами являются: увеличение гибкости закрепления C_M и особенно усиление магнитной индукции B . Однако, последнее справедливо только до тех пор, пока прямые, отмеченные на рис. 89 цифрами 1, 2, 3, не встретятся (положение II).

Это соотношение является наиболее благоприятным для передачи низких частот. При дальнейшем увеличении индукции частотная характеристика вновь ухудшится (положение III). На чертеже с положением I и III пунктиром отмечено для сравнения положение II.

Оптимальное значение индукции определится из того соображения, что прямые 1, 2 и 3 встречаются в одной точке при одной частоте, т. е.

$$\frac{\omega^2 C_M L_M N' E}{r_1 + r_2} = \frac{\omega L_M E}{N''} = \frac{N' E L_M}{m(r_1 + r_2)}.$$

Сокращая на E и исключая ω^2 путем перемножения крайних частей этого двойного равенства и возведения в квадрат средней части, находим

$$\begin{aligned} \omega^2 \left(\frac{C_M L_M N'}{r_1 + r_2} \right) \cdot \left[\frac{N' L_M}{m(r_1 + r_2)} \right] &= \omega^2 \left(\frac{L_M}{N''} \right)^2; \\ C_M (N')^2 &= m(r_1 + r_2)^2; \\ N^2 &= B^2 l^2 \cdot 10^{-9} = (r_1 + r_2) \sqrt{\frac{m}{C_M}}. \end{aligned}$$

При этом

$$D = \frac{N^2}{\omega_0 m} = \frac{N^2}{r_1 + r_2} = \frac{N^2}{\frac{m}{\sqrt{\frac{m}{C_M}}}} = 1.$$

Задача 36. Применительно к данным задачи 35 найти значение оптимальной индукции.

Смет. $B = 8300$ гс.

з) Мощность.

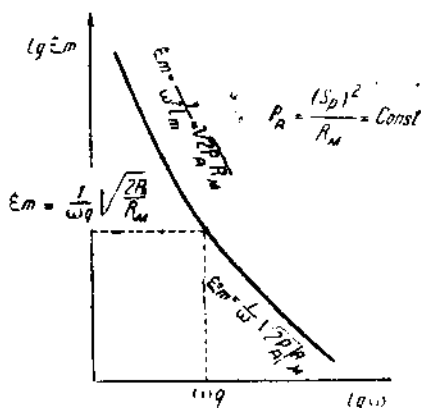
Затронутый выше вопрос о коэффициенте использования связан с вопросом о мощности диффузорного динамика.

Каждый динамик требует определенной мощности генератора, питающего его переменным эдс для того, чтобы дать достаточную для намеченной цели акустическую мощность.

Например, для средних кабинетных условий (небольшие красные уголки, избы-читальни и т. п.) необходима для громкой передачи акустическая мощность порядка от 0,01 до 0,03 вт. Считая коэффициент использования некоторого динамика $\tau = 0,05 = 5\%$, получаем, что выходной каскад усилителя должен обеспечить, примерно, 0,5 вт неискаженной мощности.

Динамик должен быть свободен от нелинейных или амплитудных искажений в пределах излучаемой мощности. По древним нормам НКС допустимая для динамиков величина клирфактора составляет 10%. Нелинейные искажения могут получиться в динамике за счет следующих причин.

Рис. 90. Ход амплитуд перемещений диффузора с частотой.



1. **Нелинейность упругости закрепления:** для создания больших деформаций (отклонений диффузора от среднего положения) потребна непропорционально большая сила. Чтобы не вызывать нелинейных искажений, закрепление должно не только обладать достаточной величиной гибкости C_M , но и большим геометрическим размахом. Конструктивно это сводится к требованию широкого кругового кольца из замши и больших размеров центрирующей шайбы (для чего она иногда оформляется в виде фигурного наружного — относительно подвижной катушки — кольца).

2. **Нелинейность магнитного поля.** При недостаточной толщине крышки кольцевая щель получается слишком мелкой и подвижная катушка, по крайней мере своими краями, выходит из щели уже при не особенно больших амплитудах. Тогда на протяжении своего пути подвижная катушка находится в изменяющемся магнитном поле: в нормальном среднем положении — в более сильном поле, на выбросах —

в более слабом. Конструктивно требования к магнитному полю в отношении нелинейности сводятся к требованию глубокой кольцевой щели (ср. ниже рис. 105 стр. 121).

3. Механические ограничения на пути движения подвижной катушки. В частности слишком длинная гильза подвижной катушки может ударять о торец каркаса катушки подмагничивания, а также вообще цепляться или терзаться о края кольцевой щели. Конструктивные требования поэтому предусматривают достаточную ширину кольцевой щели и экономное использование гильзы.

Поскольку проявление всех этих причин связано с наличием больших амплитуд перемещений подвижной системы, постольку и вызванные ими нелинейные искажения будут тем больше, чем больше эти амплитуды.

Для получения заданной акустической мощности на различных частотах приходится задавать подвижной системе различные амплитуды. Ход с частотой амплитуд перемещений показан на рис. 90 из расчета постоянной излучаемой мощности $P_A = \frac{(Sp_m)^2}{2R_M}$. Этот чертеж построен, исходя из эквивалентной схемы динамика, по правилам электротехники для определения количества электричества, протекающего через конденсатор C_M $Q_m = \frac{I_m}{\omega}$ (так как перемещение подвижной системы ξ_m является аналогом количества электричества $\xi_m = \frac{v_m}{\omega}$).

Из этого рисунка видно, что при постоянстве акустической мощности выше критической частоты диффузора ω_c потребная амплитуда перемещений растет обратно пропорционально частоте, а ниже этой частоты — уже обратно пропорционально квадрату частоты. Таким образом при низких частотах мы должны рассчитывать на исключительно большие амплитуды перемещений подвижной системы, если потребуем нормальной акустической мощности.

Эти амплитуды могут быть определены путем следующих выкладок. Как видно из эквивалентной схемы для низких частот,

$$Sp_m = \omega L_M \cdot v_m = \omega L_M \cdot \omega \xi_m = \omega^2 L_M \xi_m.$$

Отсюда амплитуда перемещения ξ_m определится так

$$\xi_m = \frac{Sp_m}{\omega^2 L_M},$$

или

$$\xi_m^2 = \frac{(Sp_m)^2}{2R_M} \cdot \frac{2R_M}{\omega^4 L_M^2} = P_A \cdot \frac{2 \cdot Sp_0 c_1 2\pi}{\omega^4 S^2 c_0^2 r_0^2 2\pi} = P_A \cdot \frac{4\pi c_1}{\omega^4 S^2 r_0^2}.$$

Наконец,

$$V_m^2 = (S \xi_m)^2 = \frac{4\pi c_1}{r_0^2} \cdot \frac{P_A}{\omega^4} = 3,5 \cdot 10^8 \frac{P_A}{\omega^4} \text{ см}^6.$$

Здесь P_A выражено в эрг/сек; если эту величину выразить в ваттах, то

$$V_m^2 = 35 \cdot 10^{14} \frac{P_A}{\omega^4},$$

$$S \xi_m = V_m = \frac{6 \cdot 10^7}{\omega^2} \sqrt{P_A} \text{ см}^3.$$

Величина V_m представляет собой амплитуду объема, описываемого диффузором при колебаниях.

Задача 37. Определить амплитуду колебаний диффузора диаметром 200 мм, отдающего акустическую мощность 0,01 ат при частоте $f = 50$ гц.

Ответ. $\xi_m = 2$ мм. Полный размах диффузора в обе стороны — 4 мм. В этих пределах должна быть обеспечена линейность.

Наконец, динамик должен быть обеспечен от перегорания электрической цепи. Его механическая конструкция должна иметь запас прочности, чтобы не потерпеть повреждений на выкриках (пиках мощности).

Из перечня приведенных условий вытекает, что вопрос о мощности динамика может трактоваться с трех

различных сторон. Поэтому, когда этот вопрос ставится, необходимо точно установить, о какой именно стороне идет речь.

Вопрос о мощности подмагничивания не связан непосредственно с вопросом о мощности самого динамика.

и) Механические свойства диффузора.

Выше была определена реакция воздуха на движущийся поршень; при этом предполагалось, что этот поршень твердый, т. е. что он не деформируется совершенно. Ранее (стр. 62) мы установили свойства плоских круглых пластинок в смысле скорости волн изгиба по ним и форм их колебаний (рис. 41, 42). Из этих свойств

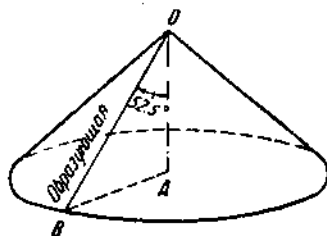


Рис. 92. Форма диффузора.

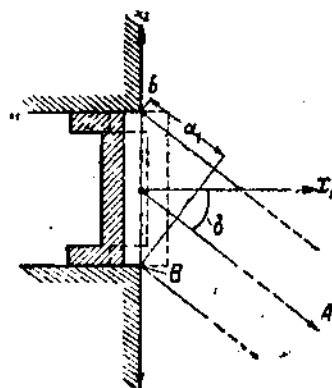


Рис. 93. Направленность действия плоского поршня.

вытекает, что плоские пластинки не могут успешно выполнять роль диффузоров.

Если такая пластинка будет небольшой, то условия излучения небла-

гоприятны. Если взять большую пластинку, то при возбуждении ее центра к быстрым колебаниям, ее края могут колебаться в обратную сторону (см. например рис. 41Б и 42Б) и условия излучения снова будут неблагоприятны: вытесняемый серединой пластинки воздух заполняет объем, освобождаемый вблизи краев, и не создает перед пластинкой акустического давления. Возможен такой выход: прижать большой пластинке такую большую толщину, чтобы скорость волн изгиба была достаточно велика, тогда даже при высоких частотах длина волн изгиба на пластинке будет велика и на ней не будут образовываться области с обратными фазами колебаний. Однако, если изготовлять такую пластинку из известных теперь материалов, то она будет так тяжела, что придется затрачивать бесполезно громадную электромеханическую силу только на приведение этой тяжелой пластинки в быстрые колебания.

Поэтому всеобщее распространение получила коническая форма бумажного диффузора. Несмотря на гибкость самой бумаги, обусловленную ее малой толщиной, гибкость конического диффузора весьма мала: он представляет собой пример жесткой конструкции. Если закрепить край конического диффузора неподвижно (рис. 91) и приложить к его вершине даже значительную силу, то деформация диффузора будет мала.

Что касается формы диффузора, то значительное распространение получила коническая форма с углом при вершине в 105° . Таким образом угол между образующей конуса и осью конуса составляет $52,5^\circ$ (рис. 92).

к) Направленность излучения диффузора.

Представим себе жесткий круглый поршень (рис. 93), колеблющийся в направлении оси x_1 в пределах, отмеченных пунктиром. Представим себе наблюдателя, находящегося весьма далеко от этого поршня в направлении A под углом ϑ к оси x_1 .

К этому наблюдателю будут приходить акустические волны давления от различных точек поршня, в частности от точек B и B' . Давления от обеих этих точек придут не в фазе: давление от точки B опоздает во времени за счет разности хода α_1 . Если эта разность хода будет составлять половину волны излучаемого звука в воздухе, то суммарное действие обеих точек B и B' на наблюдателя будет равно нулю. Если эта разность хода будет составлять целую волну, то суммарное действие даст удвоенное давление по сравнению с давлением от одной точки B или B' . Это явление есть результат интерференции акустических волн.

В результате интерференции от всех точек поршня (а не только точек B и B') мы получим в бесконечном полупространстве некоторые конические зоны, характеризующиеся одинаковой величиной отрезка α_1 , в которых действие всех этих точек будет в сумме нуль. Эти зоны называются зонами тишины. Чем больше диаметр диффузора $2a$ и чем короче волна, тем больше будет таких зон тишины. Кроме того вследствие интерференции частотная характеристика диффузорного динамика будет сильно зависеть от того, наблюдаем ли мы давление на оси диффузора или в стороне от нее. В случае конического диффузора влияние интерференции скажется и вдоль главной оси.

На рис. 94 изображен конический диффузор. К удаленному наблюдателю, находящемуся в направлении оси x_1 , приходят акустические волны давления от различных точек диффузора в разных фазах. Чем ближе к оси лежит данная точка диффузора, тем больше опаздывает волна от этой точки по сравнению с волнами от точек внешнего края диффузора.

На рис. 95 и 96 приведены экспериментальные кривые направленности, снятые с диффузорными динамиками под открытым небом. Диффузоры были помещены в плоскости земли и излучали вверх; углы, помеченные на диаграммах, отсчитываются от поверхности земли. Кривые 1 соответствуют частоте 120 гц, 2—300, 3—800, 4—1600, 5—3000, 6—5000 гц. Ординаты соответствуют наблюдаемым давлениям в произвольном линейном масштабе; при этом

кривая 5 (рис. 95) изображена с ординатами, уменьшенными вдвое, а кривые 4 и 5 (рис. 96), уменьшенными в пять раз. Рис. 95 соответствует динамике с диффузором диаметром 15 см, рис. 96 — то же, диаметром 25 см. Магнитная индукция в обоих случаях была 8000 гс.

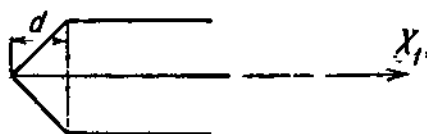


Рис. 94. Интерференция на оси диффузора.

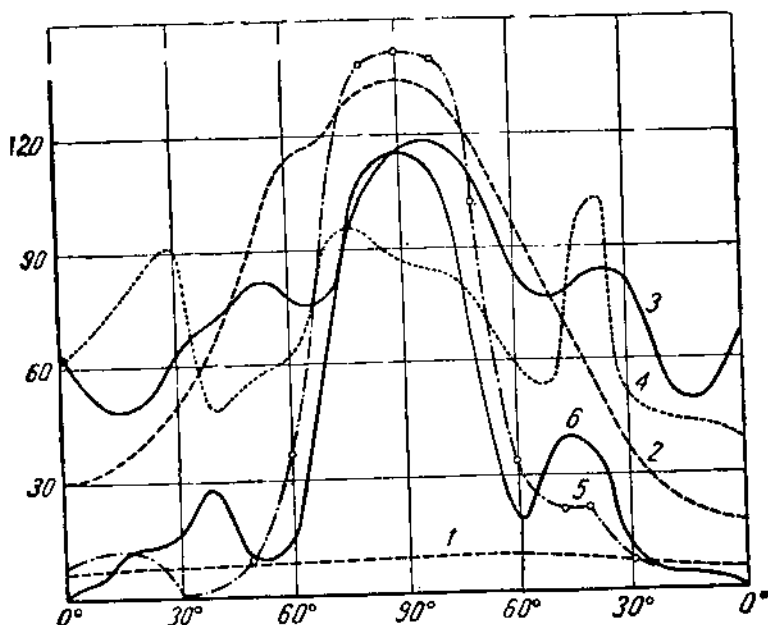


Рис. 95. Экспериментальные кривые направленности диффузорных динамиков.

л) Акустический экран.

Вышеизложенное относилось к случаям, когда колеблющаяся поверхность составляла часть безграничных твердых поверхностей. В действительности диффузор часто бывает расположен вдали от неподвижных

поверхностей и поэтому к рассмотренным выше случаям интерференции прибавляется еще один.

Представим себе свободно колеблющуюся твердую пластинку (рис. 97) и удаленного от нее наблюдателя, расположенного в точке А. До этого наблюдателя будут доходить акустические давления, во-первых, по

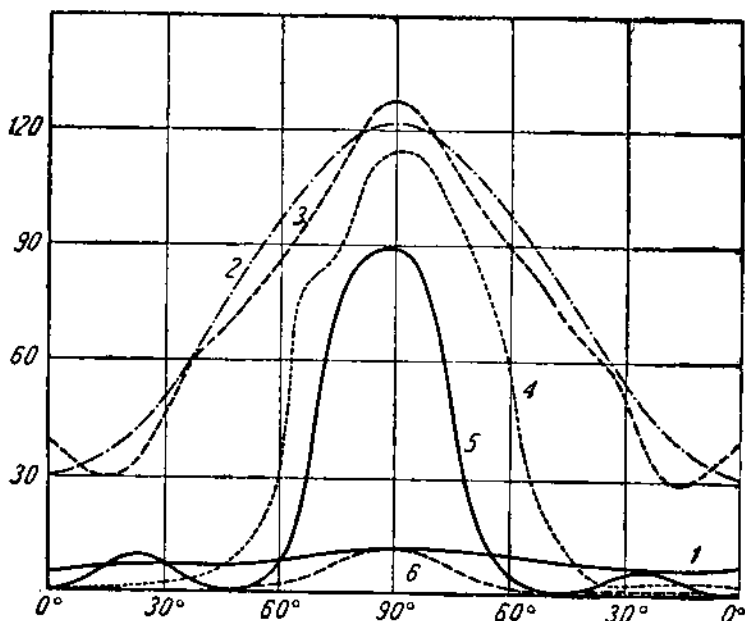


Рис. 96. Экспериментальные кривые направленности диффузных динамиков.

пути БА, от передней поверхности пластинки, во-вторых, от задней поверхности ее по пути ВА. Эти последние давления будут обратны первым, потому что, когда пластинка движется вправо, то перед нею наблюдаются положительные акустические давления, а в то же время позади — отрицательные акустические давления.

Если бы разности хода между путями БА и ВА не было, то в точке А акустических давлений не могло бы наблюдаться, потому что, например, положительное акустическое давление, приходящее от точки Б, компенсировалось бы по величине и фазе отрицательным давлением, приходящим от точки В.

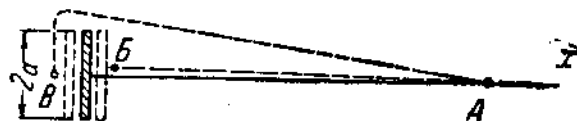


Рис. 97. Интерференция при колебаниях свободного диска.

На самом деле имеется некоторая разность хода, максимальная для центра задней поверхности; для этой точки она равна a . Чем длина волны больше по сравнению с диаметром пластинки, тем меньше резуль-

тирующее давление будет наблюдаться в точке А. Поэтому для низших частот условия излучения свободно колеблющегося диффузора исключительно неблагоприятны.

Для высоких частот условия излучения остаются благоприятными не только за счет возросшего влияния разности хода, но еще и за счет того, что дифракция коротких волн около диска затруднена и эти волны не погибаются с задней стороны диска на переднюю.

Вопрос разработан количественно только для случая шара неизменного диаметра, совершающего малые колебания, параллельно одной прямой. Такой колеблющийся шар называется излучателем первого порядка. Он изображен на рис. 98, причем его среднее нормальное положение отмечено сплошной линией, крайнее правое — жирным и крайнее левое — тонким пунктиром; он колеблется вдоль оси x_1 .

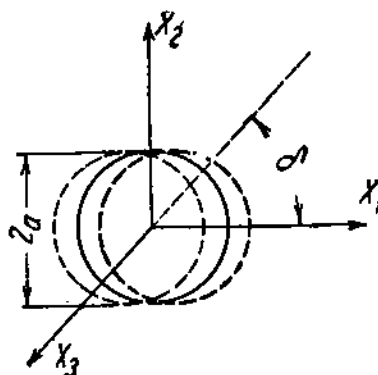


Рис. 98. Колеблющийся шар — излучатель первого порядка.

Если для точек, лежащих на оси x_1 , условия излучения при низких частотах неблагоприятны, то тем менее они благоприятны для точек, лежащих под некоторым углом δ к этой оси. В плоскости x_2x_3 , перпендикулярной к оси x_1 ($\delta = \frac{\pi}{2}$), давлений ни при каких частотах в бесконечном пространстве наблюдаться не будет.

В применении к диффузору, колеблющемуся подобно излучателю первого порядка, мы вправе ожидать следующего:

Во-первых, акустическое давление в разных точках свободного диффузора будет меньше, чем в случае, когда диффузор представлял колеблющуюся часть неподвижной бесконечной плоскости. Во всяком случае на самом краю оно будет нуль за счет действия в одинаковой мере как передней, так и задней стороны диффузора. За счет этого обстоятельства сила реакции атмосферы должна быть меньше.

Во-вторых, раньше рабочей поверхностью диффузора являлась лишь одна его сторона (например передняя). Теперь рабочими являются обе поверхности в одинаковой мере. За счет этого сила реакции излучения должна удвоиться.

В результате оказывается, что хотя обе эти причины и не покрывают друг друга точно, но окончательная разница в реакции атмосферы не велика.

Что же касается явлений в атмосфере вдали от диффузора, то разница между обоими случаями весьма велика, так как законы изменения давления с расстоянием не одинаковы при пульсирующем и при колеблющемся шаре.

На рис. 99 дана сравнительная диаграмма хода давлений с расстоянием в большом расстоянии от излучателей для двух случаев: на оси колеблющегося шара радиуса a и на оси пульсирующей полусферы радиуса $r_s = \frac{a}{\sqrt{2}}$. Эти случаи, примерно, соответствуют диффузорам: свободному и вделанному в стенку.

Из диаграммы рис. 99 видно, какой вред приносит этот вид интерференции на низких частотах.

Для устранения этих вредных явлений применяют акустический экран. Он имеет целью увеличить разность хода между передней и задней поверхностями диффузора, не утяжеляя самого диффузора. Он представляет собой деревянную доску, обычно квадратной формы с круглым отверстием в центре. В этом отверстии, как в рамке, крепится диффузор на мягком закреплении. Такой экран реализует часть той теоретической безграничной неподвижной поверхности, которая лежала в основе количественного счета. Чтобы быть действительно неподвижным, экран, во-первых, должен не иметь резких резонансных явлений, связанных с расположением на нем стоячих волн изгиба. Эти резонансные явления могут быть ослаблены и устранены введением в конструкцию самого щита и его крепления мягких заглушающих материалов (войлока, резины, кожи и т. п.). Во-вторых, поверхностная плотность ρ_s должна быть достаточно велика, чтобы сопротивление инерции даже на самых низких расчетных частотах было гораздо больше сопротивления излучения в воздух. Именно нужно, чтобы

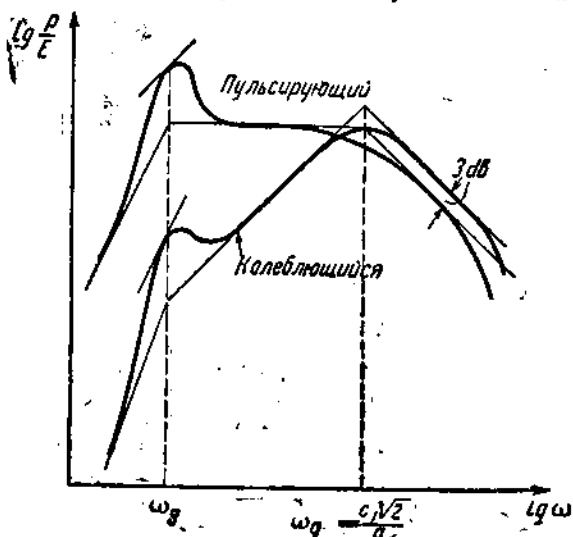


Рис. 99. Частотные характеристики пульсирующего и колеблющегося шаров.

$\omega_0 \rho h = \rho_s \omega \gg \rho_0 c_1 = 41$.

Например, если экран делается из материала с плотностью $\rho = 0,6 \text{ г/см}^3$ (сосна) и рассчитывается на частоты до 50 гц ($\omega = 314$), то нужно,

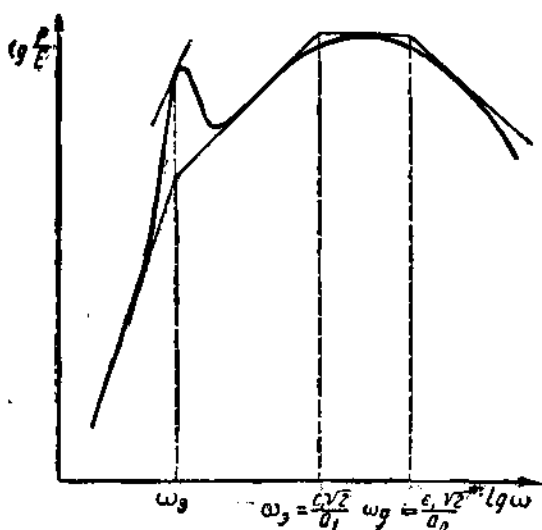


Рис. 100. Частотная характеристика динамика с акустическим щитом.

Например, если экран делается из материала с плотностью $\rho = 0,6 \text{ г/см}^3$ (сосна) и рассчитывается на частоты до 50 гц ($\omega = 314$), то нужно,

чтобы его толщина h была гораздо больше (например в 5—10 раз), чем $2,2 \text{ мм} = 0,22 \text{ см}$, потому что

$$\omega r h = 314 \cdot 0,6 \cdot 0,22 = 41.$$

Если принять во внимание действие такого акустического экрана, то частотная характеристика примет для случая жесткого недеформируемого диффузора вид рис. 100. На этом рисунке a_0 — радиус диффузора, a_1 — радиус экрана (считая его круглым), ω_0 — критическая частота экрана. Это та частота, ниже которой имеет место интенсивное обтекание экрана, и экран делается бесполезным.

Критические частоты экрана ω_0 и резонансная частота подвижной системы ω_3 могут в отдельных случаях меняться своими местами на чертеже в зависимости от подбора определяющих величин, а также совпадать друг с другом.

Задача 38. Построить частотную характеристику динамика, приведенного на рис. 81, считая, что собственная частота диффузора на подвеске 100 гц, индукция 5000 гс, щит диаметром $1\frac{1}{2}$ м, расстояние по оси 10 м, диффузор не деформируется.

Следует отметить, что распространенный термин «отражательный» экран вместо акустический экран или акустический щит является неудачным; он противоречит названиям тех явлений, которые используются данным приспособлением.

м) Подмагничивание.

Раньше указывалось, что магнитное поле в кольцевой щели, где расположена подвижная катушка, играет большую роль в работе динамика.

Магнитное поле количественно (в формулах) влияет через величину индукции B , входящей в коэффициенты электромеханической связи.

$$N' = Bl \cdot 0,1; \quad N'' = 10^{-8} \cdot Bl; \quad N^1 = B^2 l^2 \cdot 10^{-8}.$$

Если считать магнитное сопротивление воздуха в кольцевой щели единственным сопротивлением во всей магнитной цепи, то величину магнитной индукции легко определить через магнитодвижущую силу тока $0,4\pi I w$ следующим образом

$$B = \frac{0,4\pi I w}{h_1}.$$

Здесь I — сила тока в обмотке возбуждения, w — число витков в ней h_1 — длина магнитной силовой линии в воздухе, т. е. радиальная ширина кольцевого зазора. Произведение Iw может быть в свою очередь определено через площадь поперечного сечения катушки S , коэффициент заполнения этого сечения медью q_1 и плотностью тока в меди J_3 . Действительно, если S_1 будет площадь поперечного сечения медного провода обмотки, то

$$S = \frac{S_1 w}{q_1}$$

или

$$w = \frac{Sq_1}{S_1}.$$

С другой стороны, сила тока в проводе равна

$$I = J_2 \cdot S_1.$$

Выполняя перемножение, находим

$$Iw = J_2 \cdot S_1 \cdot \frac{Sq_1}{S_1} = J_2 Sq_1.$$

Плотность тока J_2 , допустимая в компактной катушке, колеблется, как известно, в пределах от 200 до 500 а/см² в зависимости от условий оттока тепла, вентиляции и жароупорности изоляции.

При определении коэффициента заполнения необходимо учитывать изоляцию отдельных проводов, воздушные просветы между витками, и изоляцию между проводами и железным сердечником (каркас катушки возбуждения), а также участки, занятые воздухом (запасы, допуски и зазоры).

Подставляя в выражение для индукции B , находим

$$B = \frac{0,4\pi J_2 Sq_1}{h_1}.$$

Мощность, затрачиваемая в обмотке возбуждения, определится, как произведение квадрата плотности тока J_2^2 на объем меди V и на ее удельное сопротивление ρ_2 ом·см

$$P = J_2^2 V \rho_2 = J_2^2 \rho_2 \frac{V \rho_M}{\rho_M} = J_2^2 \frac{\rho_2}{\rho_M} \cdot m_2 \text{ вт.}$$

Здесь $\rho_M = 8,9 \text{ з/см}^2$ — плотность меди, m_2 — масса меди в катушке подмагничивания

$$\frac{\rho_2}{\rho_M} = \frac{1,75 \cdot 10^{-6}}{8,9} = 0,195 \cdot 10^{-6} \approx 2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{ом} \cdot \text{см}^2}{\text{з}}.$$

Если ввести длину среднего витка катушки l_1 , то объем меди выразится так

$$V = l_1 S_1 w = l_1 Sq_1,$$

откуда

$$J_2^2 = \frac{P}{V \rho_2} = \frac{P}{l_1 Sq_1 \rho_2}; \quad J_2 = \sqrt{\frac{P}{l_1 Sq_1 \rho_2}}.$$

Тогда индукция определится так

$$B = \frac{0,4\pi Sq_1}{h_1} \sqrt{\frac{P}{l_1 Sq_1 \rho_2}} = \frac{0,4\pi}{h_1} \cdot \frac{\sqrt{Sq_1 l_1}}{\sqrt{\rho_2}} \cdot \sqrt{P}.$$

Первый множитель этого выражения является неуправляемым: он определяется удельным сопротивлением материала обмотки. Для меди он имеет при комнатной температуре (20°C) величину

$$\frac{0,4\pi}{V_{\rho g}} = \frac{1,256}{\sqrt{175 \cdot 10^{-6}}} = \frac{1,256}{1,32} \cdot 10^3 = 950.$$

Необходимо иметь в виду, что при повышении температуры меди в обмотке на 1°C, ее сопротивление увеличивается на 0,428‰, так что при повышении температуры на 60°C сопротивление возрастет на 26‰.

Второй множитель определяется конструкцией. Подмагничивание будет тем экономичнее, чем больше поперечное сечение обмотки S и коэффициент заполнения q_1 , а также чем короче средний виток катушки подмагничивания l_1 (чем меньше диаметр катушки) и уже кольцевая щель h_1 .

Третий множитель дает связь между индукцией и затрачиваемой мощностью.

На самом деле, однако, магнитное сопротивление кольцевой щели не единственное сопротивление в магнитной цепи, так как и железо требует также некоторого числа ампервитков на свое намагничивание. Это число тем больше, чем сильнее намагничен сердечник, потому что при значительных намагничиваниях магнитная проницаемость железа убывает, а его магнитное сопротивление растёт.

Вместе с этим приобретает значительное влияние рассеяние силовых магнитных линий мимо щели: чем это рассеяние больше, тем значительнее то намагничение, которое нужно обеспечить в железе (так как поток через железо равен сумме полезного потока через щель и вредного потока рассеяния) и тем больше прибавочные ампервитки на это добавочное намагничивание.

Минимальное магнитное рассеяние будет иметь конструкция, изображенная на рис. 101. В этой конструкции проволочная обмотка имеет вид круглого кольца кругового сечения.

Трудности производственной реализации подобной конструкции приводят к конструкции рис. 102 с прямолинейными очертаниями разреза и квадратным сечением обмотки.

Наконец, необходимость увеличения объема обмотки, а также сечения центрального стержня (для уменьшения его магнитного сопротивления) приводят к конструкции, изображенной на рис. 103, характеризующейся также квадратным сечением обмотки.

В существующих конструкциях коэффициент рассеяния в среднем около 50%. В очень редких случаях он повышается до 60—70%. Коэффициент рассеяния 50% означает, что в кольцевой щели проходит только половина того потока, который охватывает виток A на рис. 103.

Каркас катушки возбуждения рекомендуется делать сплошь металлический для лучшего теплооттока. Токи Фуко в нем не могут возникнуть, так как постоянный ток подмагничивания их не вызывает.

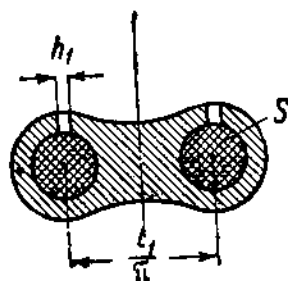


Рис. 101. Идеальная магнитная цепь.

Наряду с созданием магнитного поля посредством электрического тока в динамиках практикуется применение и постоянных магнитов. Достигаемые этим простота конструкции и обслуживания, а также экономия мощности на подмагничивание уравновешиваются либо дороговизной специальных высококачественных магнитных сплавов, либо недостаточной величиной получаемой индукции (при обычной вольфрамо-

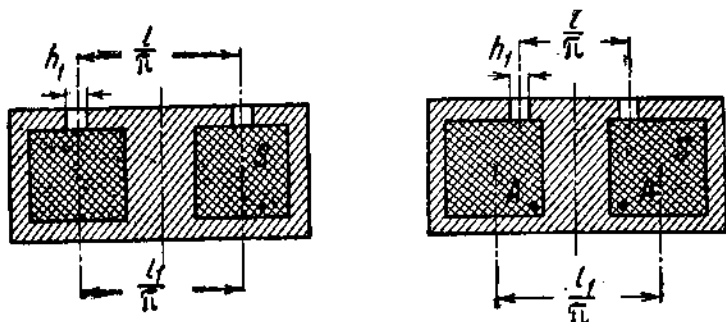


Рис. 102 и 103. Реальная магнитная цепь.

вой магнитной стали). При замене одного сорта магнитной стали лучшим весь расчет и конструирование магнитной цепи необходимо производить заново, чтобы получить каждый раз максимальную индукцию.

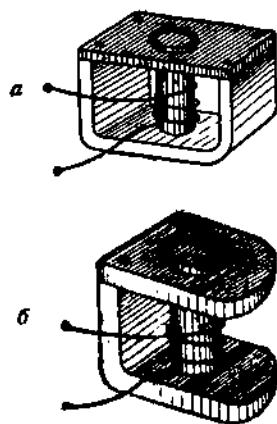


Рис. 104 а и б. Различные формы магнитной цепи.

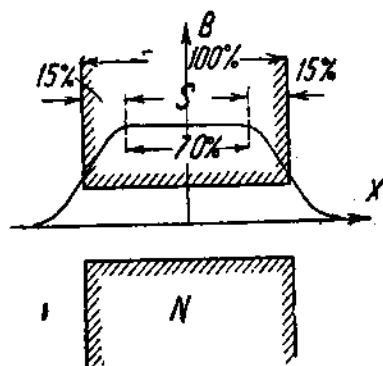
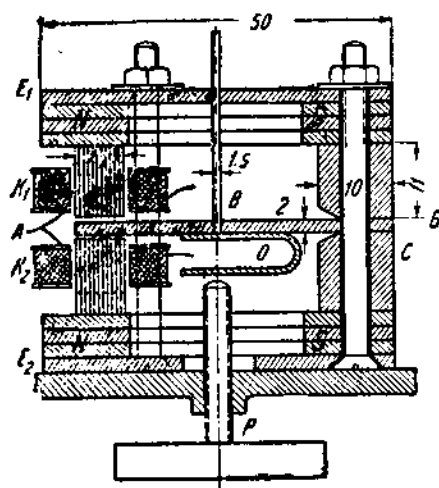


Рис. 105. Ход индукции в кольцевой цепи динамика.

Наряду с замкнутыми круглыми цилиндрическими системами имеют также распространение магнитные цепи динамиков в форме скобы (рис. 104а) и даже полускобы (рис. 104б). Выгода таких систем в том, что благодаря хорошей вентиляции обмотки возбуждения можно допустить значительно большую плотность тока в ней, что в свою очередь позволяет ограничиться меньшим количеством меди (а тем более железа)

при неизменной мощности подмагничивания. Эта выгода перекрывает недостаток — увеличение магнитного сопротивления железа.

При оценке достаточности толщины крышки или глубины кольцевой щели следует учитывать, что магнитная индукция не одинакова во всей щели. Примерный ход индукции показан на рис. 105. Достаточная и почти равномерная индукция наблюдается только во внутренней части



Разрез по АБ

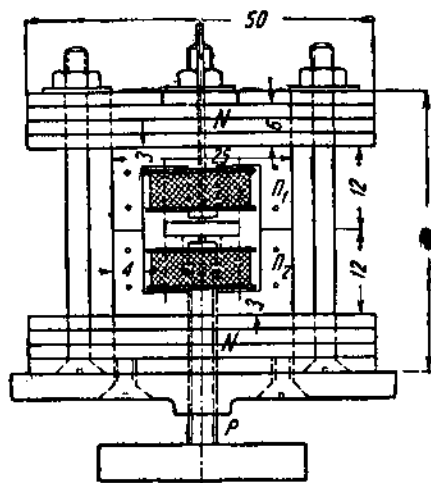
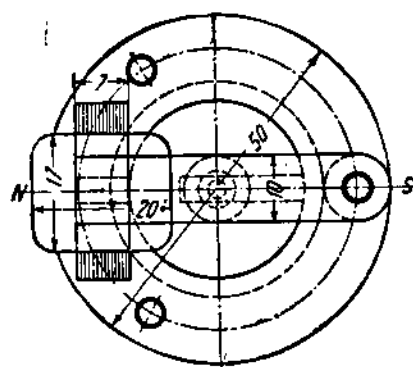


Рис. 106. Конструкция громкоговорителя «Рекорд» (старая).



старом выполнении дана на рис. 106, а более нового выполнения («Рекорд 1») показана на рис. 107.

Из этих чертежей видно, что механизм «Рекорда» содержит железный якорь, закрепленный одним концом. Этот якорь является пружиной (упругой балкой), могущей выполнять колебания изгиба. Свободный конец якоря при этих колебаниях движется между одноименно друг с другом намагниченными полюсными наконечниками из слоеной трансформаторной стали. Закрепленный конец якоря намагничен одноименно с полюсными наконечниками, а потому свободный его конец намагничивается с этими

щели на протяжении приблизительно 70%, ее общей глубины (в ходовых конструкциях).

§ 3. Громкоговоритель «Рекорд».

Громкоговоритель «Рекорд» относится к категории диффузорных электромагнитных репродукторов с почти уравновешенной магнитной силой. Конструкция его в более

наконечниками разноименно. Эти намагничивания достигаются посредством постоянных магнитов. Находясь приблизительно посредине между наконечниками, свободный конец якоря притягивается к обоим наконечникам приблизительно с одинаковой силой.

Полюсные наконечники снабжены обмотками из изолированной проволоки, соединенными между собой последовательно. Направление соединений таково, что переменный ток электрического сигнала, проходя по катушкам, вызывает в полюсных наконечниках противоположное добавочное намагничение. Именно, если в одном наконечнике он усиливает то намагничение, которое создано постоянным магнитом, то в другом он это намагничение ослабляет. Поэтому сила притяжения свободного конца якоря к каждому полюсному наконечнику изменяется вместе с силой тока таким образом, что когда он сильнее притягивается одним наконечником, то в то же время слабее притягивается другим. При переменном токе звуковой частоты якорь приходит в колебания изгиба с той же частотой. Движения середины якоря передаются посредством иглы

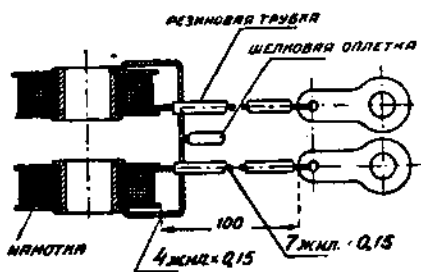
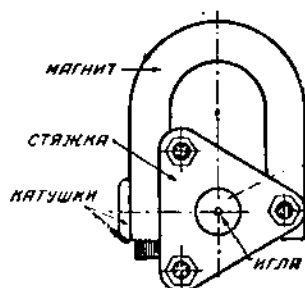
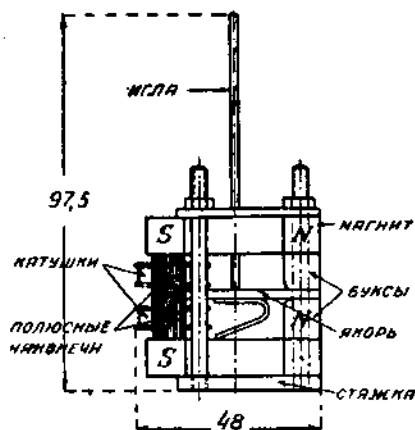


Рис. 107. Конструкция громкоговорителя «Рекорд 1» (новая).

вершине диффузора. Последний создает акустические волны в воздухе.

Важнейшие параметры «Рекорда» следующие. Полный магнитный поток каждого магнита около 3200 мкс (максвелл). Полное электрическое сопротивление катушек при частотах 800—1000 гц составляет, примерно, 25 000 ом . Сопротивление постоянному току около 4000 ом .

Громкоговоритель «Рекорд» обладает резко выраженными частотными и нелинейными искажениями.

Частотные или линейные искажения обусловлены тем, что якорь громкоговорителя вместе с соединенным с ним диффузором имеет определенные упругость и массу, вследствие чего обладает рядом резонансов. На рис. 108 приведена примерная частотная характеристика «Рекорда».

Нелинейные искажения обусловлены нелинейной зависимостью между

силой притяжения и расстоянием якоря до магнита. По мере приближения якоря сила притяжения возрастает из-за того, что индукция в воздушном зазоре несколько увеличивается и притом нелинейным образом вследствие уменьшения магнитного сопротивления зазора. Когда якорь отклоняется от своего среднего положения, то его сильнее притягивает тот полюсный наконечник, к которому он приблизился. Поэтому, если бы якорь не удерживался в своем среднем положении, то он находился бы в неустойчивом равновесии: отклонившись от случайных причин к одному наконечнику, он был бы им притянут окончательно.

Для устранения этого явления жесткость якоря должна быть достаточно велика, чтобы, несмотря на наличие этого явления и его нелинейность, вернуть якорь при случайных его отклонениях в среднее устойчивое положение. Таким образом упругость (жесткость) якоря

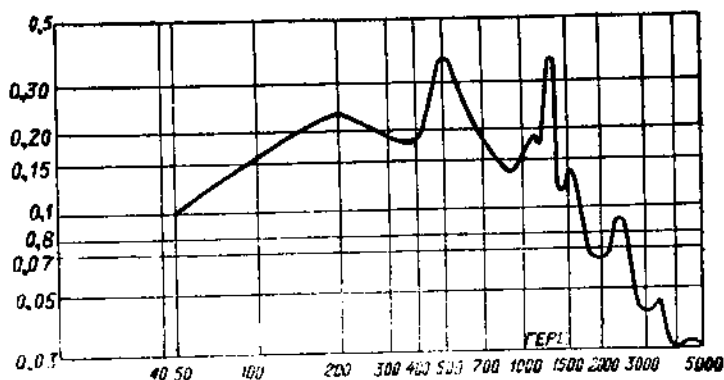


Рис. 108. Частотная характеристика громкоговорителя «Рекорд I».

должна с значительным избытком нейтрализовать это действие магнитного поля. Это действие магнитного поля, с которым можно бороться, увеличивая упругость пружины, называется отрицательной упругостью магнитного поля.

§ 4. Громкоговоритель типа «ТМ».

а) Устройство и принцип действия.

Громкоговоритель типа «ТМ» относится к категории рупорных электромагнитных громкоговорителей с уравновешенной магнитной силой.

Конструкция механизма «ТМ» изображена на рис. 109 и 110. Из этих рисунков видно, что существенную часть механизма «ТМ» составляет железный якорь малых размеров, закрепленный своей серединой в бронзовой плоской пружине, служащей как бы осью вращения этому якорю. Якорь находится внутри пары катушек K_1 и K_2 , охватывающих его свободно, а концы его расположены каждый между выступами двух полюсных наконечников P_1 и P_2 постоянного магнита. Под действием этого постоянного магнита выступы полюсных наконечников, между которыми расположен ка-

кой-нибудь конец якоря, намагничены разноименно. Силовые линии, исходящие из одного выступа наконечника, частично пронизывают конец якоря и входят в противоположный выступ разноименного с первым полюсного наконечника. Таким образом поток постоянного магнита не вызывает продольного намагничивания якоря.

Когда переменный ток электрического сигнала проходит по катушкам, то он намагничивает якорь продольно. Катушки соединены друг с другом последовательно таким образом, что намагничение якоря от обеих ка.

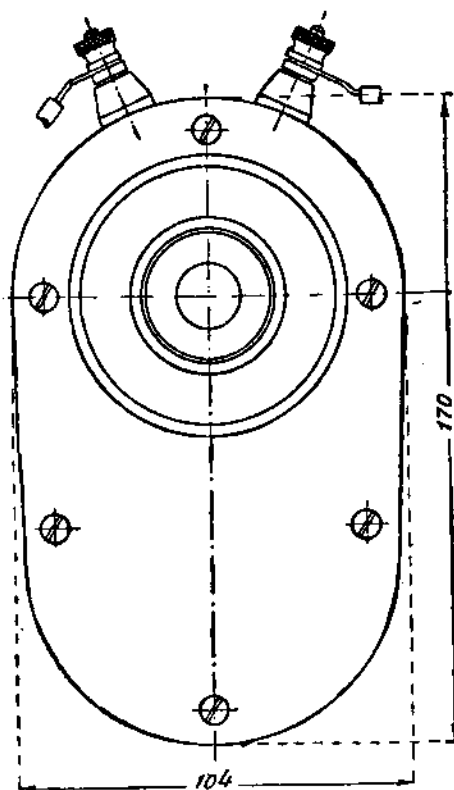


Рис. 109. Конструкция громкоговорителя «ТМ».

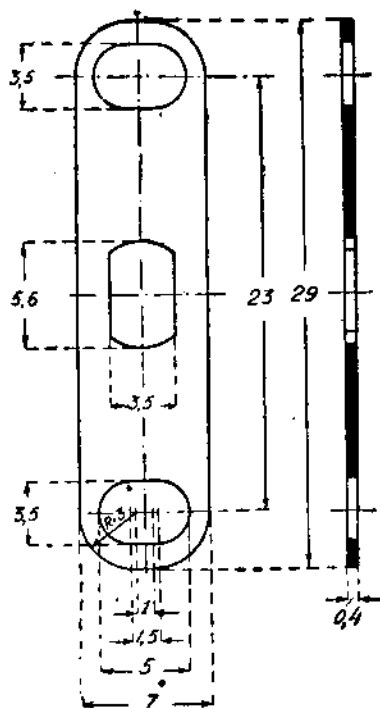


Рис. 110. Пружина.

тушек удваивается. Один конец якоря под действием тока одного направления приобретает северный магнетизм и потому будет отталкиваться от выступа того наконечника, который имеет от постоянного магнита северный магнетизм; он будет притягиваться к выступу противоположного наконечника, имеющего южный магнетизм. Противоположный конец якоря приобретет от электрического тока обратное намагничение и, следовательно, притяжение и отталкивание испытает обратное.

Таким образом при прохождении тока якорь испытает действие пары сил, вращающий момент которых приблизительно пропорционален току.

Под действием этого момента якорь придет в движение, упруго деформируя как плоскую пружину (деформация кручения), служащую ему осью, так и мембрану (деформация прогиба). При переменном токе звуковой частоты направление деформаций будет меняться, и якорь с мембраной придут в колебания.

Мембрана является дном акустической камеры, в которую открыта узкая часть показательного рупора. Движения мембраны вызывают изменения объема этой камеры и выталкивание и всасывание воздуха в начале рупора. В результате этих движений воздуха в начале рупора по рупору распространяется бегущая волна, движущаяся к его широкому концу. Здесь происходит частичное излучение волны в атмосферу и частичное отражение волны обратно в камеру. Отраженная волна вызывает

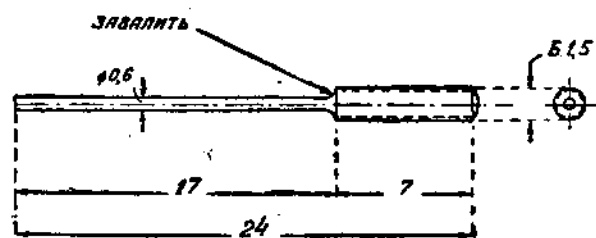


Рис. 110. Игла.

в рупоре вместе с бегущей волной стоячие акустические волны.

Важнейшие параметры громкоговорителя «ТМ» таковы. Полный магнитный поток магнита 7000—8000 мкс; полное электрическое сопротивление обмоток около 2500 ом при ча-

стоте 800—1000 гц; сопротивление их постоянному току около 400 ом. Длина рупора 1280 мм, диаметр широкого конца 550 мм, диаметр узкого конца 17 мм.

Регулировка подвижной системы громкоговорителя «ТМ» производится в лаборатории перед установкой его на месте, где никаких регулировок не допускается. Регулировка в лаборатории после правильной сборки механизма сводится к следующему: во-первых, бронзовая пружина, служащая осью якорю, закрепляется своими винтами в таком положении, чтобы при поворотах якоря он касался противоположных полюсных наконечников обоими концами одновременно. Для этого крепежные отверстия пружины сделаны овальными (рис. 110, стр. 125). Во-вторых, гайки, крепящие иглу в центре мембраны, подвигаются и закрепляются таким образом, чтобы якорь в спокойном положении находился точно посредине между выступами полюсных наконечников.

Выгода магнитной системы громкоговорителя «ТМ» по сравнению с «Рекордом» следующая: якорь «ТМ» гораздо меньше и через этот якорь не проходит поток индукции постоянного магнита, поэтому магнитная проницаемость якоря для переменного намагничивания током больше, чем в якоря «Рекорда», близком к насыщению.

Мембрана «ТМ» посредине гофрирована по следующему соображению. Отдельные кольцеобразные секции такой мембраны являются секциями конуса. Поэтому жесткость их больше, чем жесткость плоского участка. Плоские участки оставлены на мембране только в середине для крепежных гаечек и по краям. Такая ужесточенная мембрана с гибкими краями приближается к поршневой жесткой мембране и описываемый ею при колебаниях объем воздуха больше, чем это было бы в случае мембраны

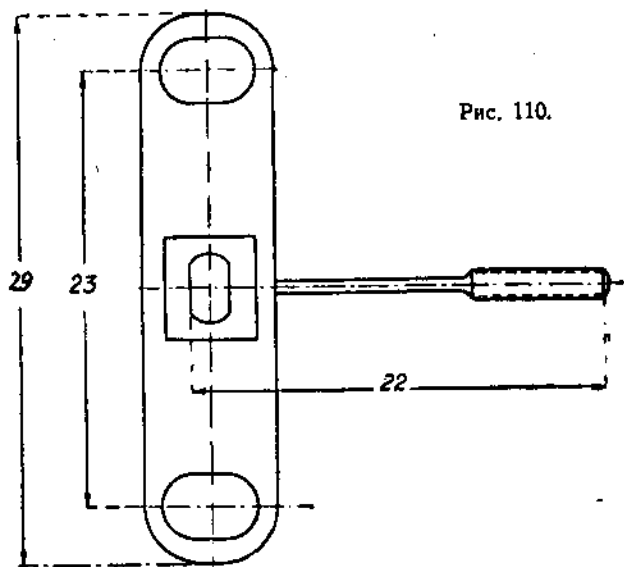
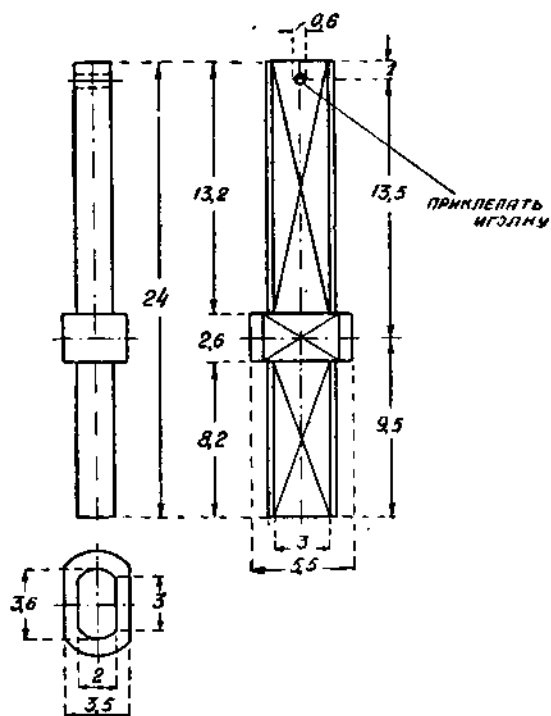
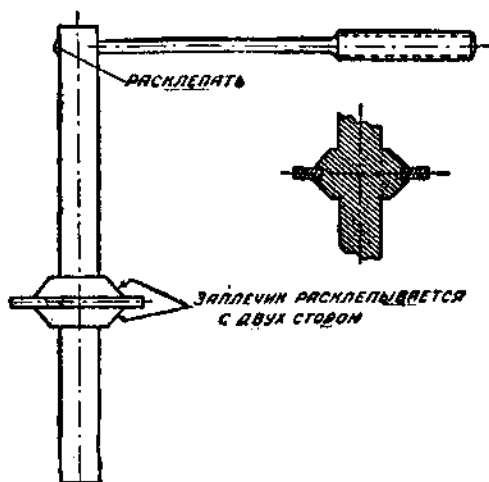


Рис. 110.

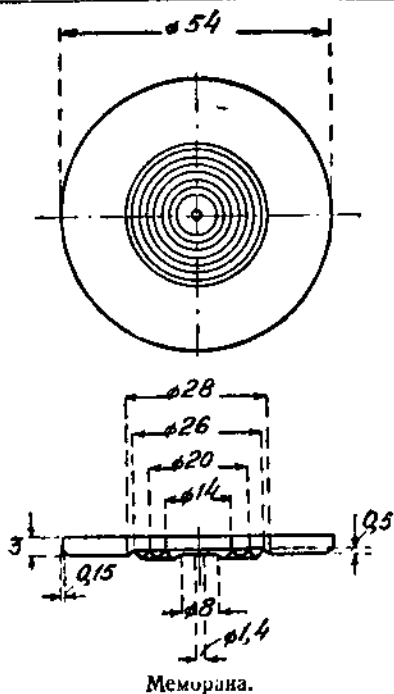


Детали якоря.

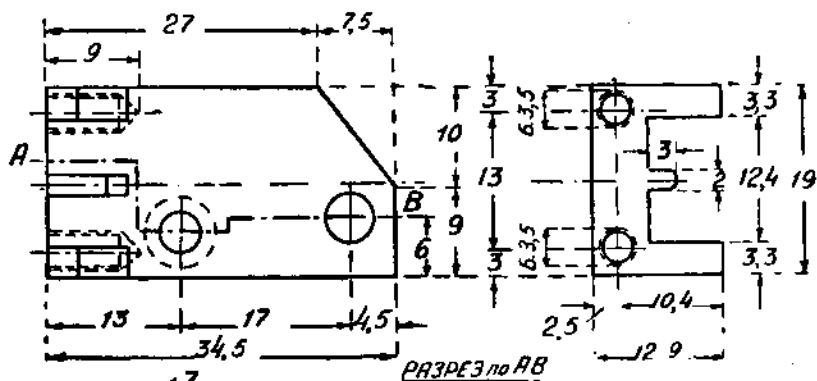
Рис. 110.



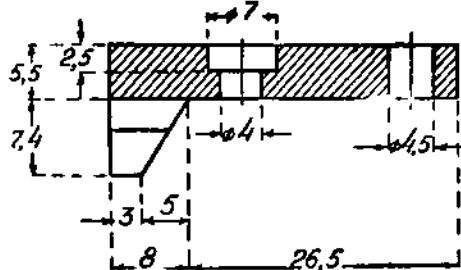
Якорь в собранном виде.



Меморана.

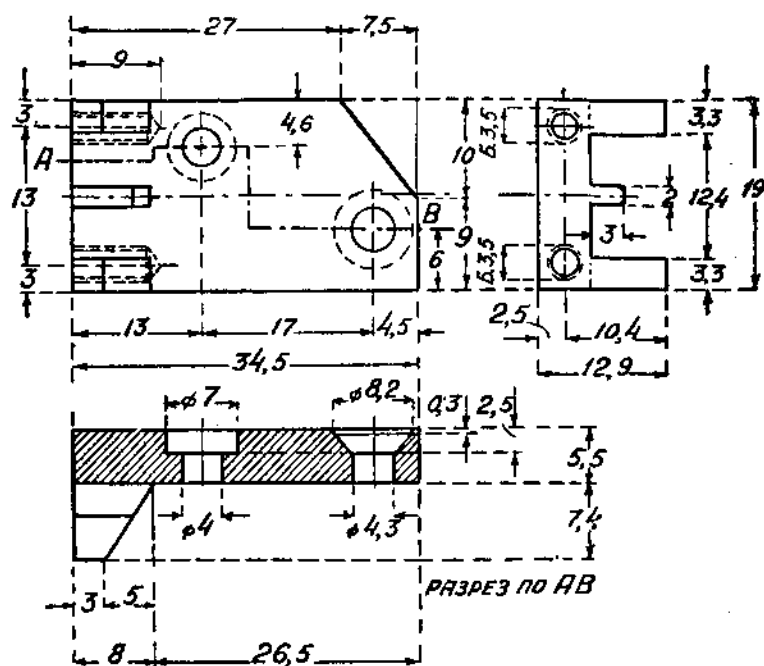


РАЗРЕЗ по АВ

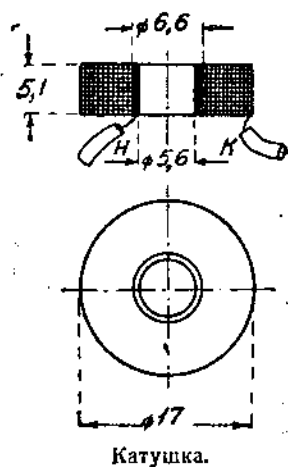


глаконечник П₂.

Рис. 110.



Наконечник П₁.



Катушка.

(точнее: пластинки) одинаковой повсеместно гибкости, при одинаковой в обоих случаях амплитуде центра.

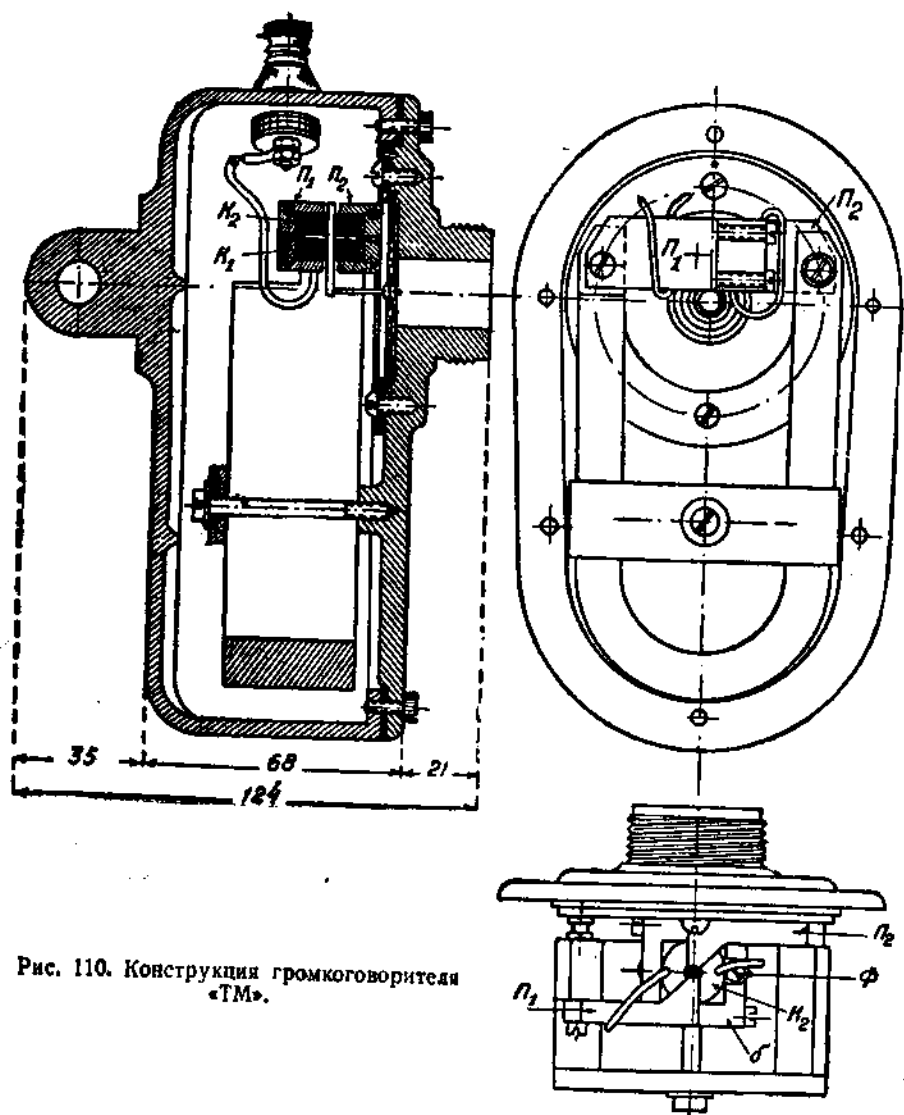


Рис. 110. Конструкция громкоговорителя «ТМ».

б) Особенности рупорных громкоговорителей.

Рупорный громкоговоритель по сравнению с диффузорным представляет следующие особенности.

Как было установлено ранее, узкий конец бесконечного рупора представляет собой акустическое сопротивление на высоких частотах, чисто

активное и равное сопротивлению цилиндрической трубы того же диаметра. Мембрана,двигающаяся в акустической камере, встречает другое сопротивление. Именно, для не очень высоких частот (когда диаметр камеры меньше длины волны в воздухе) объем, описываемый мембраной при ее движении, должен равняться объему, вытесняемому в начало рупора. Акустическая скорость v , создаваемая в начале рупора, будет, следовательно, во столько раз больше скорости центра мембраны v_0 , во сколько раз площадь поршневой мембраны S больше площади отверстия рупора S_0

$$v_0 = v \frac{S_0}{S}.$$

Так как давление во всей камере одинаково с давлением в начале рупора p , то сила реакции воздуха в камере на мембрану будет равна pS . Поэтому механическое сопротивление, встречаемое мембраной в указанных условиях, будет равно

$$R_M = \frac{Sp}{v_0} = \frac{Sp}{v \frac{S_0}{S}} = \frac{S^2 p}{S_0} \rho c_1.$$

Увеличивая $\frac{S^2}{S_0}$, мы можем полезное сопротивление излучения, вносимое в механическую систему громкоговорителя, сделать такой величины, что она приблизится к перечисленному в механическую систему внутреннему сопротивлению генератора. Этим путем коэффициент использования рупорных громкоговорителей может быть приближен к единице.

В частности мы получим увеличение R_M при уменьшении площади S_0 отверстия рупора. Однако слишком далеко в этом уменьшении идти нельзя потому, что при передаче необходимой мощности через тонкую трубу в ней и в камере придется создать слишком большие акустические давления, наличие которых вызовет отступление от линейности в уравнениях акустической волны и возникновение нелинейных искажений в самом воздухе в канале рупора. Считается, что эти искажения допустимы, если на каждый $см^2$ площади сечения S_0 наиболее узкой части рупора приходится не более 10 *вт* пиковой акустической мощности.

Задача 39. Определить амплитудное акустическое давление в канале рупора для этой мощности.

Ответ. $p_m \approx 10^5$ бар $\approx 0,1$ атм.

Задача 40. Принимая для «ТМ» максимальную акустическую мощность в 0,3 *вт*, определить минимальный допустимый диаметр узкого конца рупора.

Ответ. $2a \approx 2$ мм.

При реальных конечных рупорах вследствие наличия в рупоре стоячих волн наряду с бегущими, соотношение между давлением p и акустической скоростью v не будет столь простым, как в случае бесконечного рупора.

Частное от деления давления p на акустическую скорость v в начале рупора не будет равно точно ρc_1 , а будет комплексным, изменяющимся с частотой вблизи этого значения.

Для того чтобы отражение от широкого конца рупора было минимальным, желательно, чтобы по крайней мере реактивная составляющая акустической скорости в рупоре равнялась таковой же в той волне,

которая от рупора распространяется в атмосферу. Если принять эту последнюю волну за шаровую, то окажется, что наилучшее сопряжение волны в рупоре с этой шаровой волной получится при окончательном расширении рупора $\delta = 45^\circ$. Опыты дают оптимальное окончательное расширение в пределах от 40 до 42° ¹⁾.

Задача 41. Доказать, что тангенс расширения в широком конце рупора диаметром $2a$ равен (см. выше разд. Г, § 3 стр. 46) $\operatorname{tg} \delta = ka$.

Задача 42. Определить окончательное расширение рупора «ТМ» ($k = 0,027 \text{ см}^{-1}$, $2a = 55 \text{ см}$).

Ответ. $\delta = 37^\circ$.

При высоких частотах, когда диаметр камеры сравним или более длины волны в воздухе, в ней возникает интерференция акустических волн, появляющихся от отдельных участков мембраны и сопротивление

реакции камеры на колеблющуюся мембрану делается снова комплексным (емкостным), а активная часть его значительно снижается. Вместе с тем уменьшается и излучаемая громкоговорителем мощность.

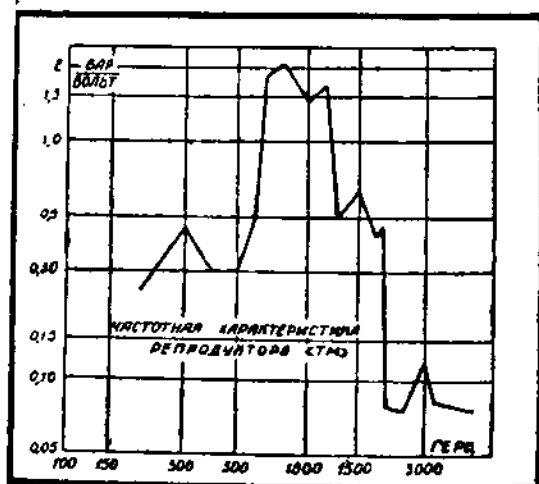


Рис. 111. Частотная характеристика «ТМ».

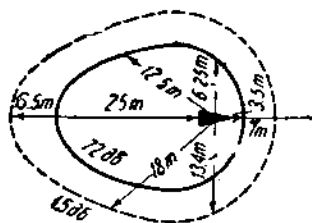


Рис. 112. Направленность громкоговорителя «ТМ».

В громкоговорителе типа «ТМ» возможности улучшения, предоставляемые рупором, использованы в малой степени. Частотная характеристика «ТМ» дана на рис. 111.

Направленное действие рупоров не поддается пока достоверному теоретическому анализу. Вообще оно больше, чем у диффузоров. На рис. 112 дана практическая направленность громкоговорителя типа «ТМ».

¹⁾ Впрочем более внимательный анализ (Харкевич) тех сопротивлений, которые были получены экспериментально (Флендерс) для начала некоторого конкретного рупора, приводит к выводу, что акустические явления в окончательном отверстии его весьма сложны. Оказывается, что акустическое сопротивление для той волны, которая излучается рупором, сильно отличается от такового для шаровой волны или для волны, излучаемой плоским поршнем в твердой стенке.

§ 5. Индукторные громкоговорители ¹⁾.

В последнее время получили распространение диффузорные электромагнитные громкоговорители особого вида, называемые обычно индукторными. Главными мотивами этих конструкций по сравнению с обычными электромагнитными являются следующие:

Во-первых, в обычных громкоговорителях движение якоря ограничено полюсными наконечниками, а в реальной работе амплитуда колебаний еще более ограничена нелинейными искажениями. Увеличение зазора между полюсными наконечниками не приводит к цели иначе как за счет уменьшения индукции в зазоре и значительного уменьшения коэффициента

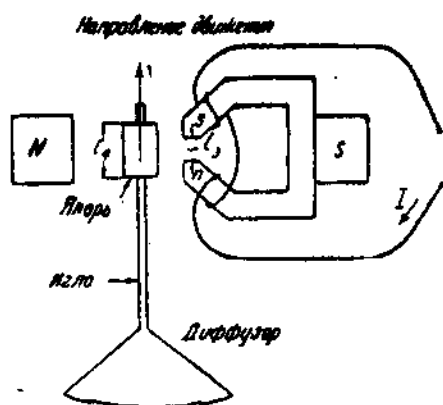


Рис. 113. Первый вид конструкций индукторных громкоговорителей.

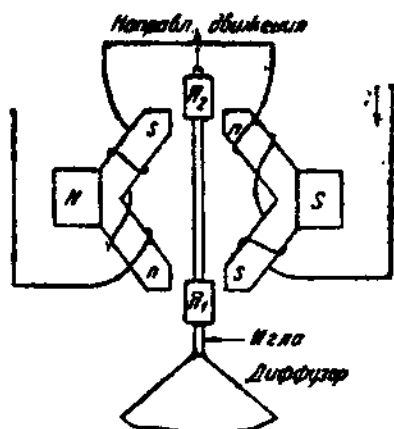


Рис. 114. Второй вид конструкций индукторных громкоговорителей.

электрохимической связи. Поэтому нужна такая конструкция, в которой якорь двигался бы не по направлению к полюсным наконечникам, а например, скользя вдоль их поверхности.

Во-вторых, нелинейная отрицательная упругость магнитного поля требует жесткого закрепления якоря и вместе с тем не позволяет сделать малой собственную частоту подвижной системы. Это сопровождается значительным уменьшением чувствительности на низких частотах. Необходима такая конструкция магнитных частей, чтобы взамен отрицательной упругости имела место небольшая положительная упругость магнитного поля, а главное, чтобы эта упругость была по возможности линейной.

В-третьих, существующие конструкции электромагнитных громкоговорителей имеют значительную массу якоря, что вместе с малой их гибкостью приводит к большим значениям волнового сопротивления механической системы $\sqrt{\frac{m}{C_k}}$. Было бы желательно решительно снизить величину массы якоря m .

¹⁾ См. А. А. Харкевич — «К вопросу о новой системе электромагнитных громкоговорителей», Журнал технической физики, т. II, № 1, стр. 89—109, 1932 г.

Ответом на эти требования являются две группы конструкций.

Первая группа приводится в основном к конструкции, схематически изображенной на рис. 113. В этой конструкции якорь устроен так, что он движется параллельно двум полюсным наконечникам, намагничиваемым постоянным магнитом одноименно, а переменным током разноименно. Якорь стремится соскользнуть ближе к тому наконечнику, мгновенное намагничение которого сильнее ¹⁾.

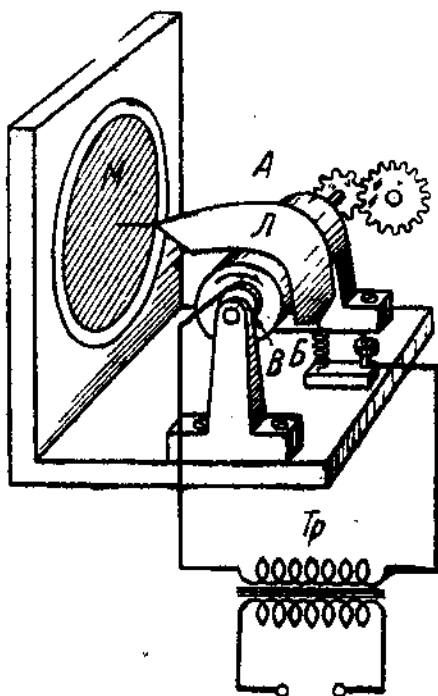


Рис. 115. Телефон Эдисона.

Упругость магнитного поля в таких конструкциях зависит от формы якоря и полюсных наконечников. Вообще говоря, при длине якоря l_1 , большей, чем ширина зазора l_2 , она будет положительной, и наоборот.

Вторая группа приводится к конструкции, изображенной на рис. 114. В этой конструкции якорь устроен в виде двух кусочков мягкого железа, которые могут опираться только скользить вдоль полюсных наконечников; эти последние расположены иначе, чем в прежней конструкции ²⁾.

Второй вид представляет в деталях некоторые преимущества.

Обе вышеприведенные конструкции достигают поставленных целей; они могут успешно конкурировать с динамиками. Коэффициент электромеханической связи у них ниже, чем у обычных электромагнитных, но выше, чем у электродинамических. Роль само-

индукции обмоток столь же велика, как у обычных электромагнитных.

§ 6. Электрические репродукторы косвенного действия.

Наряду с равобранными конструкциями, использующими в разных вариантах электрическую энергию непосредственно, неоднократно предлагались конструкции, реализующие варианты противоположной идеи: использовать мощность постороннего источника энергии, но только управлять ею посредством электрической энергии. Эта идея совпадает с идеей реле.

В частности одно из первых изобретений телефона — телефон Эдисона — как раз реализовало эту идею так, как это изображено на рис. 115.

¹⁾ Такая конструкция по-немецки называется фрейшвингер.

²⁾ Эта конструкция была реализована американской фирмой Фарранд.

Пористый цилиндр, пропитанный электролитом, вращается отдельным мотором, являющимся источником механической энергии. По цилиндру скользит металлическая гибкая нажимная лента. Сила трения увлекает эту ленту в сторону вращения барабана и слегка деформирует статическим

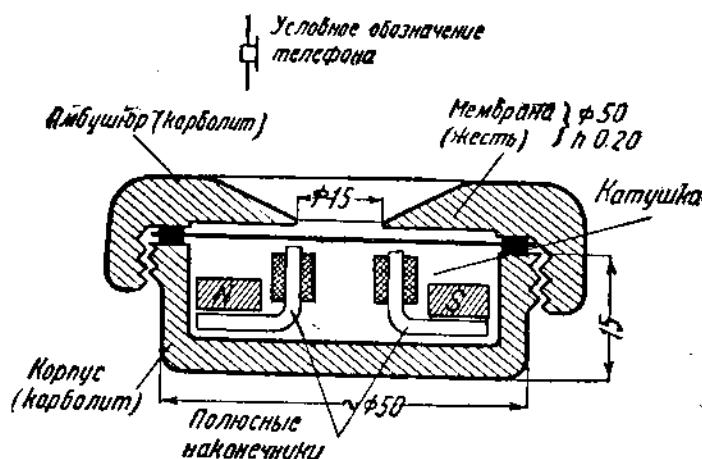


Рис. 116а. Конструкция головного телефона.

образом мембрану, к которой прикреплена лента. Присоединяя источник переменного тока к металлической оси барабана, как одному полюсу, и к ленте как другому полюсу, вызывают переменный электролиз, в силу чего коэффициент трения между лентой и барабаном делается переменным. Д. Тиндал думает, что это изменение коэффициента трения связано с выделением водорода. Изменяющаяся сила трения вызывает изменение статической деформации мембраны, т. е. ее колебания, которые и излучаются.

Известны варианты той же конструкции с заменой пористого цилиндра полупроводником (агатом), а также железной намагничиваемой током конструкцией

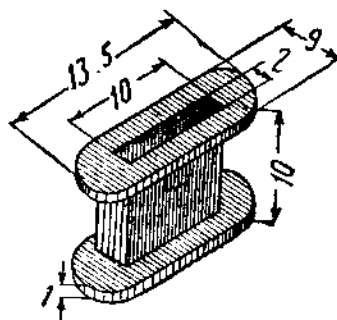


Рис. 116б. Конструкция катушки, надеваемой на полюсные наконечники.

Существуют различные конструкции, в которых источником звука является струя газа, пропускаемого под давлением через щели, ширина которых изменяется тем либо другим электрическим механизмом со звуковой частотой.

Несмотря на заманчивость идеи реле, оба эти варианта не получили пока распространения, в частности ввиду нелинейных искажений, обусловленных трением и другими нелинейными явлениями. Дальнейшая разработка этих конструкций, сопровождаемая овладением и использованием нелинейности, обещает значительные успехи.

§ 7. Телефон ¹⁾.

Обыкновенный электромагнитный головной телефон относится к категории электромагнитных репродукторов непосредственного действия. Он имеет конструкцию, схематически показанную на рис. 116а. На рис. 116б показана конструкция катушки, надеваемой на полюсные наконечники.

При сопротивлении постоянному току около 4000 ом (пара телефонов, комплект) активное сопротивление для частот 800—1000 гц составляет около 10 000 ом, самоиндукция около 2,5 гн.

Мембрана работает почти как опертая по краю пластинка; она имеет резкий резонанс на 700—900 гц, если телефон не прижат к уху. Удовлетворительная чистота работы телефона, когда он прижат к уху, обусловлена тем большим затуханием, которое вносится в акустическую систему мягкими стенками ушной раковины и ушного канала.

На рис. 117 дана частотная характеристика такого телефона.

На рис. 118 дана конструкция брауновского (амбушюр снят). Эта чув-

ствительность достигнута не только за счет высококачественных материалов, но и за счет хорошо продуманной и тщательно выполненной конструкции.

Г. МИКРОФОН.

§ 1. Общие соображения.

Микрофоны предназначены для превращения акустических сигналов в электрические (эдс).

Акустическое поле сигнала характеризуется двумя основными физическими величинами: давлением p и акустической скоростью v и известным

¹⁾ См. Г. А. Остроумов — «Опыт теории телефона», журнал «Телеграфия и телефония без проводов», № 20, стр. 269—283, 1923 г.; Н. Н. Андреев — «Основные уравнения теории телефона», Труды ГЭИ, № 201/20, стр. 12—23, 1927 г.; Н. Н. Андреев и Н. Н. Рябинина — «К расчету акустической части телефона», журн. «Телеграфия и телефония без проводов», т. X, № 6 (57), стр. 551—571, 1929 г.

количеством величин, производных от этих двух. Поэтому микрофоны теоретически могут быть построены разнообразными в зависимости от того, какая именно величина акустического поля на них фактически

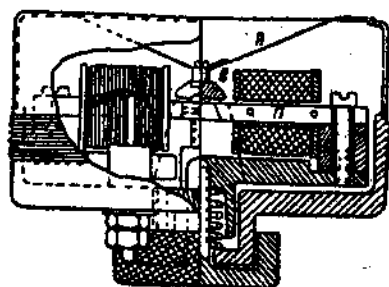
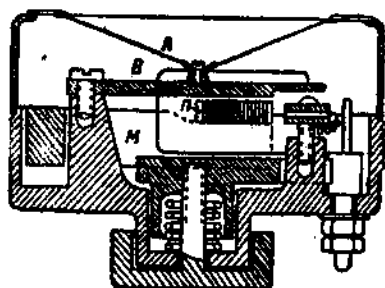
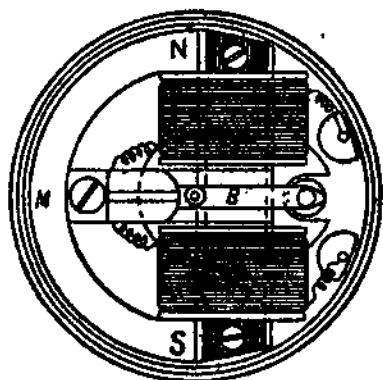


Рис. 118. Телефон Брауна.



влияет. Практическое распространение получили только: приемники давления (большинство конструкций микрофонов, основанных на разных принципах), приемники скорости и приемники градиента давления (некоторые типы ленточных микрофонов).

В зависимости от тех физических явлений, посредством которых возбуждаются электрические изменения в цепях микрофонов, последние разделяются на угольные (являющиеся одним из видов контактных микрофонов), конденсаторные или электростатические, электродинамические и иные ¹⁾.

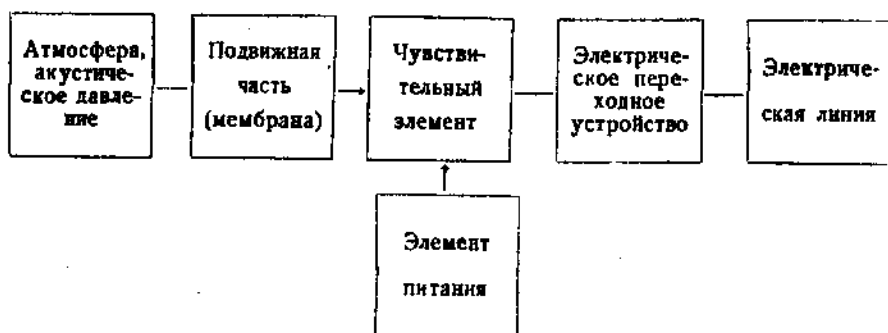


Рис. 119. Скелетная схема микрофона.

С энергетической точки зрения микрофоны могут быть разделены на микрофоны непосредственного действия или обратимые в репродукторы

¹⁾ В число этих последних входят катодфоны и проч., не получившие эксплуатационного применения.

(некоторые конденсаторные и электродинамические) и микрофоны-реле (угольные), работающие исключительно за счет вспомогательного источника электрической энергии.

Назначение микрофона обратно назначению громкоговорителя; поэтому естественно, что его функциональная или скелетная схема будет сходна с таковой громкоговорителей, приведенной выше (см. диффузорный динамик). Эта схема дана на рис. 119.

Эта скелетная схема может быть преобразована в эквивалентную схему, используя те же соображения, которые были выше реализованы в виде эквивалентных схем громкоговорителей. Эквивалентная схема микрофона дана на рис. 120.

В левой части этого чертежа изображен тот генератор механической энергии, который представляет собой атмосферу с меняющимся в ней акустическим давлением.

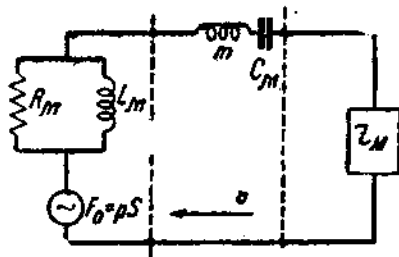


Рис. 120. Эквивалентная схема микрофона.

Если это давление в частном случае нуль, то действие атмосферы проявляется в той реакции, какую она оказывает на подвижную систему. Действие этой реакции распадается на действия двух сопротивлений, включенных параллельно, из них одно чисто активное R_x , второе чисто инерционное L_x .

Подвижная система обладает массой m (приведенной, например, к центру мембраны) и гибкостью C_x .

Что касается чувствительного элемента, то он реализован в разных микрофонах по-разному.

Из этой эквивалентной схемы видно, что микрофон представляет систему резонансовую. Поэтому он принципиально должен обладать определенной частотной характеристикой. Задача конструктора — так подобрать отдельные элементы микрофона, чтобы добиться нужных эффектов при наилучшей частотной характеристике. Развитие различных систем микрофонов иллюстрирует последовательные успехи в решении этой задачи.

§ 2. Угольные микрофоны.

а) Физическая картина явлений в угольном микрофоне.

Электрическая схема включения угольного микрофона дана на рис. 121.

Действие угольного микрофона основано на изменении сопротивления неплотных контактов под влиянием акустического давления и вытекающем отсюда изменении силы тока через микрофон и напряжения на нем.

Физическая картина явлений в угольном микрофоне еще весьма мало выяснена. Приблизительно же действие отдельных контактов в микрофоне можно себе представлять следующим образом.

На рис. 122 дана грубая схематическая картина последовательного сжатия двух твердых тел a и b , помещенных в газе. В действительности

поверхности соприкасающихся тел гораздо менее ровны и гладки, чем это изображено на рисунке. Окружающий газ не только находится между обоями телами в виде молекул одноатомных (пары металлов и нейтральные газы: гелий, неон, аргон и пр.), двухатомных (кислород, азот и др.), трехатомных (пары воды) и т. д., но и покрывает — вероятно, в основном одноатомным — весьма прочным слоем поверхность твердых тел (адсорбированные газы). Толщина этого слоя того же порядка, что и диаметр атома $\approx 10^{-8}$ см. Удельное поверхностное сопротивление этого слоя порядка 10^{-8} ом·см², т. е. гораздо больше сопротивления угля, пересчитанного на ту же толщину

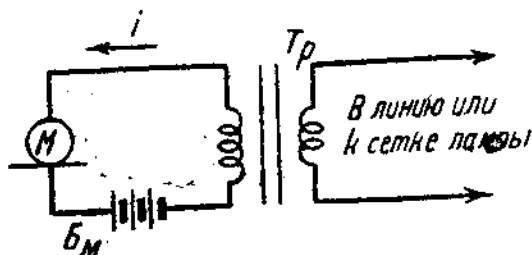


Рис. 121. Электрическая схема включения угольного микрофона.

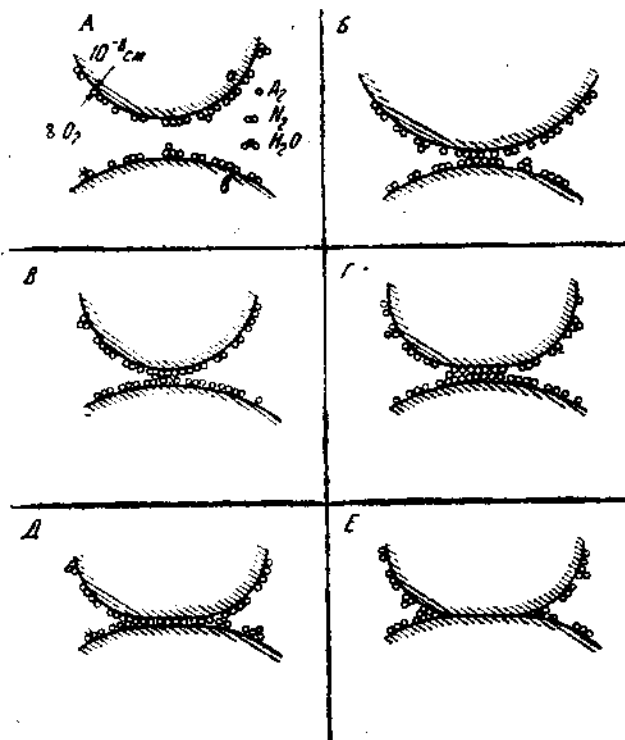


Рис. 122. Физическая картина действия одного контакта микрофона.

($\rho_s \approx 6 \cdot 10^{-8}$ ом·см, поверхностное $\approx 6 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-8} = 6 \cdot 10^{-16}$ ом·см²). За пределы этого одноатомного слоя электроны из твердого тела при ком-

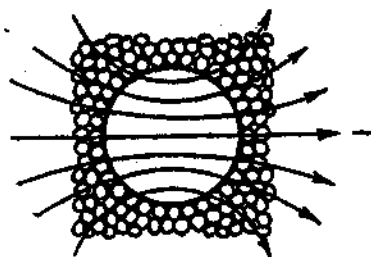
натной температуре и небольших электрических напряжениях могут вылетать в среднем только на весьма ничтожные расстояния. Поэтому, пока сближающиеся тела не соприкасаются еще своими поверхностными газовыми слоями (А), ток между ними практически не проходит.

При сближении тел до соприкосновения газовых слоев (Б) тела получают возможность обмениваться частично своими электронами сквозь поверхностный слой сначала двойной (Б, В и Г), потом одинарной толщины (Д). Сжатие тел сопровождается деформациями окрестностей контакта. Атомы поверхностного слоя сжатых тел частично механически выдавливаются из промежутка между ними, в связи с чем сопротивление контакта, вообще довольно большое, постепенно уменьшается.

Наконец, оба твердых тела будут сжаты настолько, что произойдет разрушение поверхностного слоя и возникнет контакт непосредственно между составляющими эти тела атомами (т. е. расстояние между центрами последних достигнет порядка 10^{-8} см). Тогда они получают возможность обмениваться электронами уже непосредственно (Е). На такой обмен необходимо гораздо меньшее падение напряжения, чем при обмене электронами сквозь поверхностный слой: сопротивление контакта резко падает.

При дальнейшем сжатии обоих тел, сопровождающемся дальнейшей деформацией их, сопротивление контакта изменяется мало.

Рис. 123. Крупное зерно в угольном порошке.



Прохождение тока обуславливает местное нагревание, сильно увеличивающее подвижность электронов и вызывающее добавочное падение сопротивления.

Из этого наброска видно, что и у одного контакта достаточно оснований для непрерывных изменений его сопротивления (от перемещений атомов газа) даже в случае неподвижного расположения сжатых тел (например в положении Б, В и Г). Для порошка, насыпанного в камеру и находящегося под током, присоединяется еще та причина неустойчивости сопротивления во времени, что тепловые расширения отдельных зерен должны сопровождаться механической передвижкой целых групп зерен. Этими явлениями может быть объяснен главный недостаток всех угольных микрофонов — специфический микрофонный шум.

Опыт показывает, что на величину шума влияет кроме ряда других причин (например, механическая нечистота материала зерен) также и неоднородность размеров зерен. Следующие грубые элементарные соображения объясняют этот факт (рис. 123). Большое зерно имеет гораздо меньшее сопротивление, чем цепь контактов между меньшими зернами: оно шунтирует такие цепи. Поэтому на концах крупного зерна в контактах возникают весьма большие плотности тока, вызывающие накаливание и тепловые перемещения.

Некоторый средний тепловой режим наступает в существующих микрофонах минут через пять-десять после включения тока.

Общая роль поверхностного газового слоя освещается тем экспериментальным фактом, что микрофон в вакууме уменьшает свое сопротивление. Это сопротивление приблизительно пропорционально количеству газа, адсорбированного на поверхности порошка, или логарифму давления.

Наряду с изложенным выше представлением (Хольм, Германия) о природе явлений в микрофонных контактах¹⁾, высказывается и такое мнение (Гучер, США), что явления в контактах исключительно обусловлены устройством поверхности и упругими свойствами соприкасающихся зерен. (Силы между отдельными зернами имеют порядок от 0,1 до 1 дн, а взаимные перемещения имеют порядок от 10^{-7} до 10^{-6} см.)

В качестве материала для контактов и порошка применяется исключительно уголь (редко позолота — на металлических краевых электродах). Это обусловлено механическими (твердость, упругость), тепловыми (высокая температура плавления), молекулярными (способность удерживать поверхностный газовый слой при повышенной температуре), химическими (газообразные окислы CO и CO₂) и электрическими (большое отношение теплопроводности к электропроводности сравнительно с другими ходовыми материалами) свойствами угля, а также его дешевизной.

Характерной особенностью угольных микрофонов является их способность к спеканию. Явление спекания состоит в том, что микрофон внезапно теряет свою чувствительность, причем сопротивление его резко падает; после встряхивания как чувствительность, так и сопротивление восстанавливаются.

Механизм спекания следующий²⁾. Оказывается, что если ток через индивидуальный контакт между двумя зернами, измеряемый нормально микроамперами, возрастет случайно до, примерно, 1 ма, то место контакта так разогревается, что оба зерна каким-то образом привариваются друг к другу, образуя одно удлиненное зерно. Это обстоятельство облегчает создание больших токов между получившимся большим зерном и соседними, т. е. ведет к привариванию дальнейших зерен и получению внутри порошка твердой электропроводной цепочки, не чувствительной к малым сотрясениям. Сильное сотрясение разрушает цепочку и восстанавливает чувствительность.

Спекание облегчается при сильных микрофонных токах и таких положениях камеры микрофона, когда весь ток должен проходить по узким перешейкам порошка. Способность к спеканию зависит от исходного материала и дегалей технологии порошка.

Все концертные угольные микрофоны соединяются с сетками входных ламп усилителей посредством микрофонных трансформаторов. Эти трансформаторы рассчитываются по тем же соображениям и правилам, как междудупные, с той только разницей, что вместо внутреннего сопротивления анодной цепи предыдущей лампы здесь нужно учитывать сопротивление микрофона, и вместо среднего анодного тока подмагни-

¹⁾ См. также: R. Otto. «Das Rauschen von Kohlenmikrophonen». Hochfreq.-Technik und El.-Akustik» B. 45, H. 6, S. 187—198, 1935.

²⁾ См. А. А. Разумов — «О спекании микрофонного порошка», Труды Научно-исслед. института связи, т. VI, стр. 46—52, 1932 г.

чивание железного сердечника рассчитывать по среднему микрофонному току.

Какому-либо определенному расчету сами угольные микрофоны пока не поддаются.

6) Коммерческие микрофоны.

Коммерческими называются такие угольные микрофоны, которые предназначаются только для передачи деловых переговоров на хорошо знакомом обоим корреспондентам языке.

Коммерческий микрофон является приемником давлений.

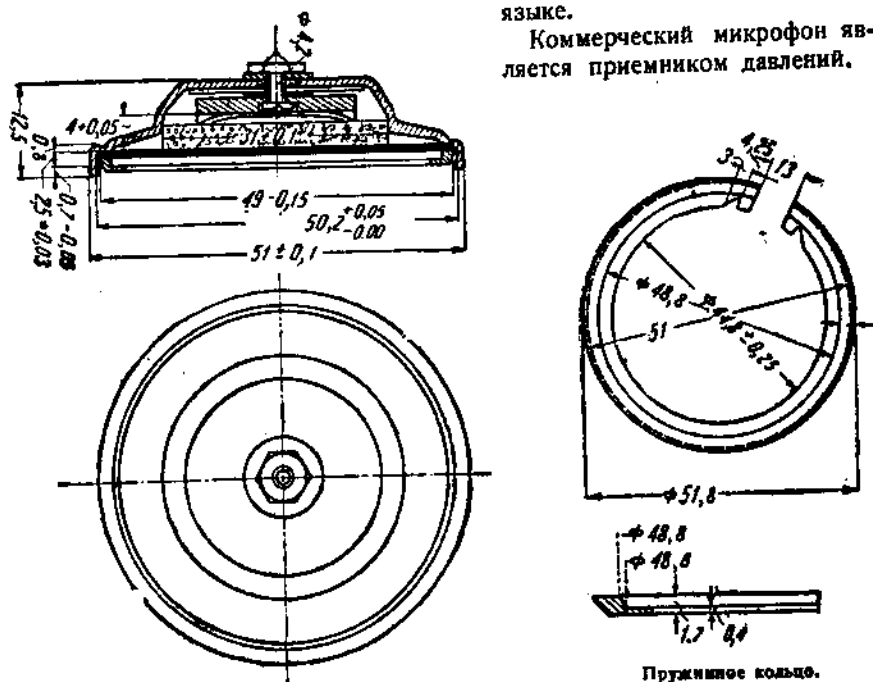
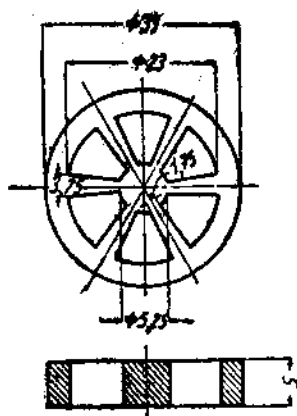


Рис. 124. Коммерческий микрофон.

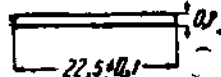
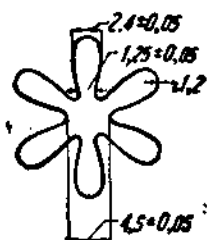
Конструкция коммерческого микрофона и его деталей дана на рис. 124.

В зависимости от схемы телефонной сети, в которой применяются микрофоны, последние разделяются на два типа. При системе с местными микрофонными батареями (МБ) применяется угольный порошок с линейными размерами зерен порядка 0,3 мм; удельное сопротивление насыщенного порошка составляет около 25—40 ом на см³; сопротивление целого микрофона составляет около 25 ом при молчании (возрастает при разговоре до 60 ом). Для питания микрофонной цепи применяется батарея в 4 в.

При системах с центральной батареей (ЦБ) применяется угольный порошок с линейными размерами зерен около 0,2 мм; удельное сопротивление насыщенного порошка около 160 ом на см³; сопротивление

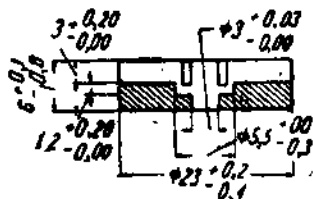
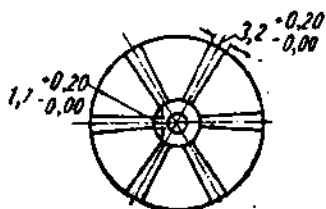
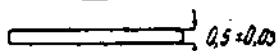
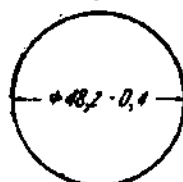


Фильм.



Пружина.

Мембрана.



Колодка.

Рис. 124. Коммерческий микрофон

целого микрофона составляет около 100 ом при молчании (возрастает при разговоре до 240 ом). Питает микрофонную цепь батарея в 24 в.

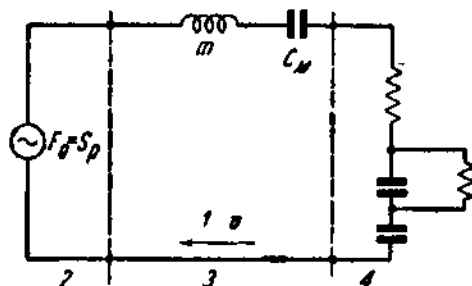


Рис 125. Эквивалентная схема коммерческого микрофона.

1—скорость центра мембраны, 2—атмосфера, 3—мембрана, 4—войлок и угольный порошок.

Эквивалентная электромеханическая схема коммерческого микрофона изображена на рис. 125. В этой схеме реакция атмосферы опущена, потому что она не играет роли по сравнению с теми сопротивлениями, которые имеются в электрической цепи. В этой цепи существенное значение имеют масса мембраны m , приведенная к ее центру, упругость ее C_m и комплексное сопротивление войлока (фильца) и угольного порошка, которое вообще имеет элементы активного сопротивления и упругости. Это сопротивление приблизительно можно себе

представить таким сочетанием сопротивлений и гибкостей, как это изображено на схеме.

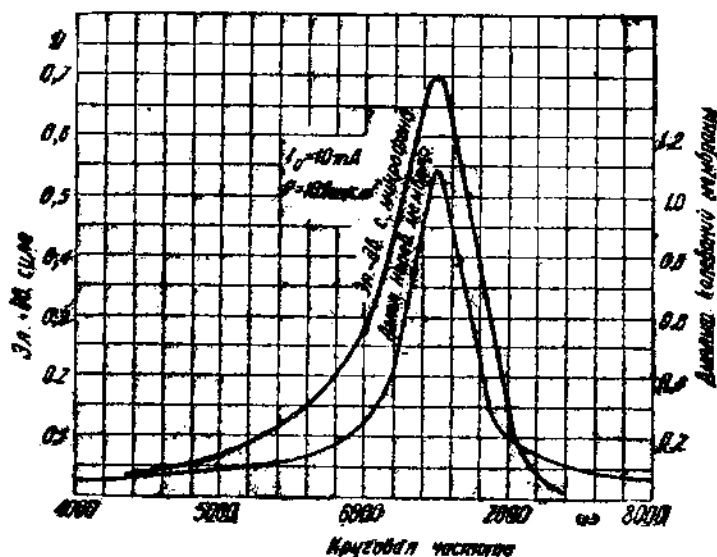


Рис. 125а. Частотная характеристика угольного микрофона.

Из эквивалентной схемы видно, а эксперименты это подтверждают, что коммерческий микрофон обладает резко выраженным резонансом. Место этого резонанса в диапазоне звуковых частот установлено опыт-

ным путем таким образом, что наибольшее усиление получают частоты, наиболее нужные для разборчивости речи¹⁾.

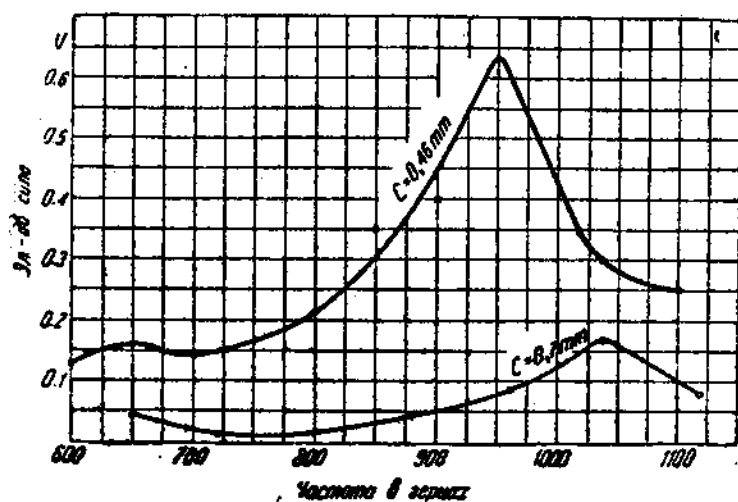


Рис. 126б.

На рис. 126 а, б, в, г приведены экспериментально снятые частотные характеристики коммерческого микрофона Б. ЭТЗСТ.

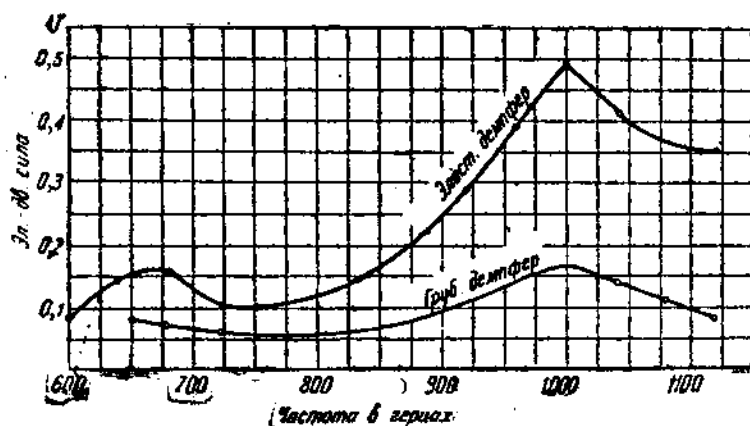


Рис. 126а.

¹⁾ См. К. Е. Кульбацкий — «К исследованию электроакустических свойств микрофона», Вестник exper. и теорет. электротехники, т. II, № 2, стр. 51—58, 1929 г.; К. В. Бебяков — «Угольный микрофон для разговора», Труды Научно-исслед. института связи, т. VI, стр. 53—62, 1932 г.; А. Бебякина и Л. А. Варшавский — «Сравнительное испытание гигиенического и рожкового рупоров для микрофонной трубки объективным методом», Изв. вл.-пром. слабого тока, т. IV, стр. 30—33, 1932 г.

Частотная характеристика микрофона значительно расширяется, если угольную мембрану сделать дном резонатора и надлежащим образом выбрать частоту последнего. Особенно благоприятное действие оказывает полусферовой амбушюр с большим числом малых дырочек. На рис. 127 показан пример изменений частотной характеристики коммерческого микрофона (три экземпляра) при снабжении его рожком и полусферовым амбушюром.

Схема электрического действия угольного микрофона иллюстрируется двойной диаграммой на рис. 128. На верхней ее половине изображено

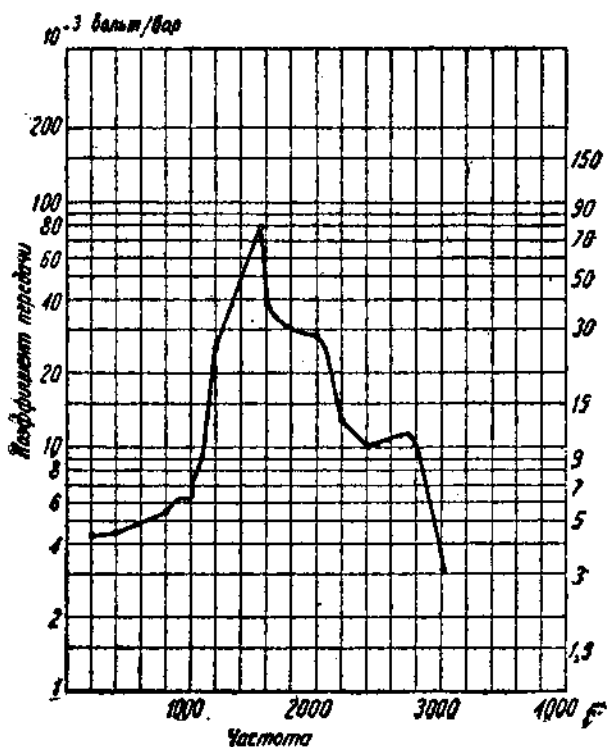


Рис. 126г.

изменение со временем сопротивления угольного порошка под влиянием переменного его сжатия мембраной. Опыты показали, что при плотной засыпке это сопротивление изменяется несимметрично, почти только увеличиваясь, так что минимальное колебательное сопротивление $R_{\min}$ приблизительно равно сопротивлению микрофона в тишине R_0 . Таким образом разговорное сопротивление микрофона выше сопротивления покоя.

На нижней половине диаграммы изображена вольтамперная характеристика микрофона и нагрузочного сопротивления R_T . Здесь E_0 означает напряжение микрофонной батареи; падение напряжения на микрофоне

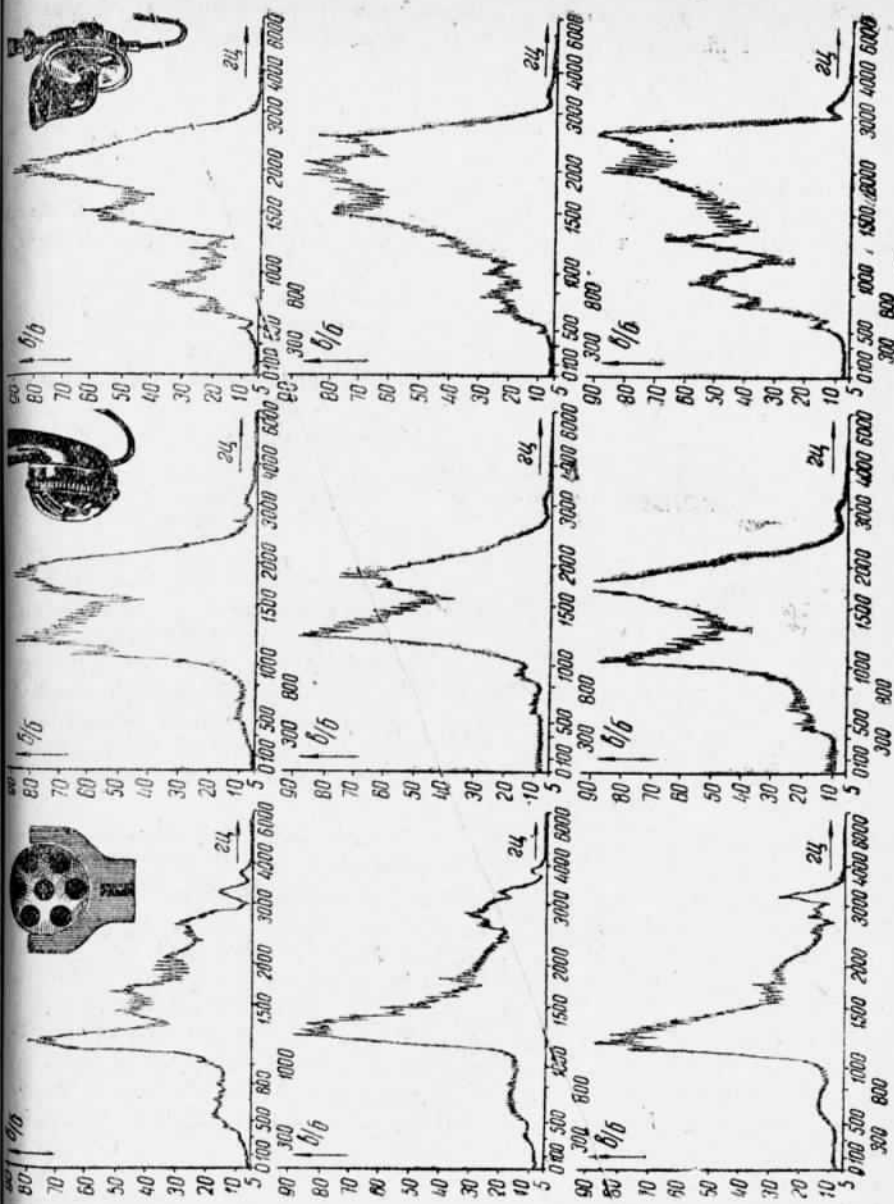


Рис. 127. Изменения частотной характеристики трех экземпляров микрофонов в зависимости от резонатора.

в покое равно U_1 ; в это время на нагрузочном сопротивлении R_T наблюдается падение напряжения $E_0 - U_1$; ток через всю цепь равен

$$i = \frac{E_0}{R_0 + R_T}.$$

При разговоре сопротивление микрофона периодически меняется (в пределах от $R_{\min}$ до $R_{\max}$) сила тока периодически колеблется от значения i_1 до значения i_2 , в то же время напряжение на микрофоне изменяется в пределах от U_1 до U_2 .

Половину отрезка $U_1 U_2$ можно условно назвать амплитудой эдс микрофона в работе, а R_{cp} — рабочим внутренним сопротивлением его.

Вообще говоря,

$$i = \frac{E_0}{R + R_T}; U = \frac{E_0}{R + R_T} \cdot R.$$

Поэтому, если бы даже R изменялось линейно с давлением, то ни ток в цепи микрофона, ни напряжение на нем линейно не изменялись бы. Но и само сопротивление изменяется нелинейно. Тем более нелинейны будут зависимости тока i и напряжения U от p .

Таким образом угольный микрофон должен обладать нелинейными или амплитудными искажениями. Эта нелинейность выражается в

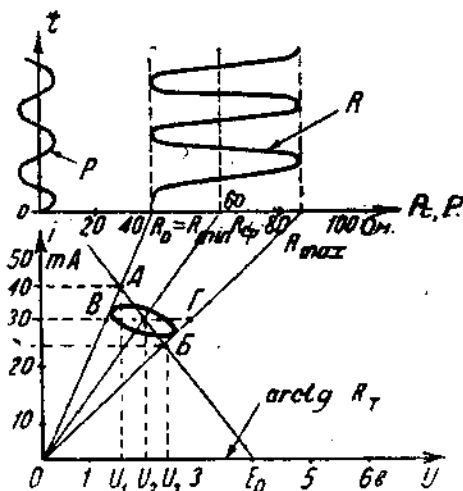
Рис. 128. Схема электрического действия микрофона. (У делений 40, 30, 25 на чертеже пропущены обозначения i_1 , i_2 , и i_3 .)

трех обстоятельствах.

Во-первых, микрофон имеет порог чувствительности: акустические давления ниже определенной величины микрофоном не воспринимаются. Например, на рис. 129 приведен результат сравнения чувствительности трех коммерческих микрофонов с высококачественным (ленточным). Эта сравнительная чувствительность отложена по оси ординат. По оси абсцисс отложено акустическое давление в логарифмическом масштабе. Из диаграммы видно, что при давлениях ниже, примерно, 0,03 бар чувствительность микрофона заметно уменьшается.

Во-вторых, при усилении акустического сигнала эдс микрофона растет скорее, чем пропорционально давлению. Чем громче звук, тем больше чувствительность микрофона.

Наконец, в-третьих, нелинейность выражается в наличии большого клирфактора в той эдс, которая возникает в электрической цепи при воздействии на микрофон синусоидального акустического давления. На рис. 130 приведены измеренные значения клирфактора для микрофонов ЦБ. Из этого рисунка видно, что коммерческие микрофоны при



среднем эксплуатационном давлении перед ними порядка 5 бар обладают клирфактором порядка 30 и даже 50%.

В действительности нагрузочное сопротивление R_T является не чисто

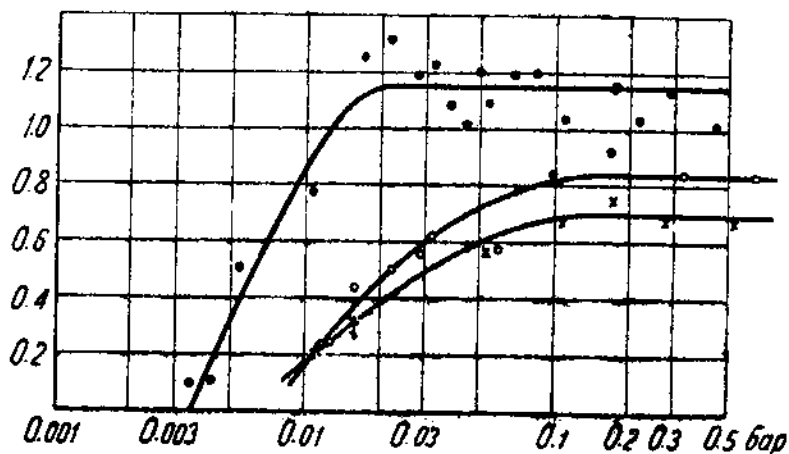


Рис. 129. Порог чувствительности трех угольных микрофонов.

индуктивным, а вообще комплексным, в частности, за счет самоиндукции микрофонного трансформатора. Тогда отрезок прямой AB (рис. 128) превратится в овал, как это показано на диаграмме; напряжения и токи будут вообще другими и между ними появится сдвиг фаз времени.

Коммерческий микрофон вследствие использования в нем резонанса подвижной системы обладает большой чувствительностью. Она составляет, примерно, 40—50 мВ на бар или всего около 0,2—0,4 в в реальной эксплуатации (давление порядка 5 бар).

Изложенного вытекает, что коммерческий микрофон обладает следующими основными свойствами:

- 1) высокая чувствительность,
- 2) значительные линейные или частотные искажения,
- 3) значительные нелинейные или амплитудные искажения.

Первые радиотелефонные и радиовещательные передачи велись с этими

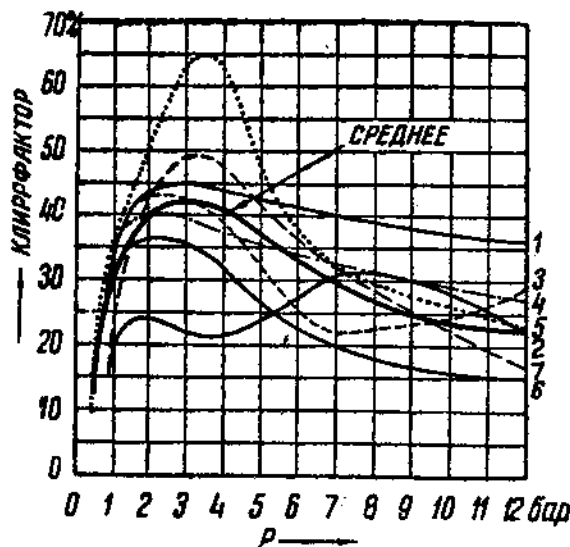


Рис. 130. Клирфактор микрофонов ЦБ.

насовершенными микрофонами. Дальнейшее развитие и усовершенствование микрофонов шло по линии борьбы с недостатками их. Эта борьба увенчалась значительными успехами за счет снижения чувствительности и применения катодных усилителей.

а) Двусторонний микрофон.

Основная идея устройства двустороннего микрофона тождественна с идеей двусторонних (пушпульных) ламповых каскадов усилителей. Двусторонним включением достигается уменьшение нелинейных или амплитудных искажений за счет устранения четных степеней из закона нелинейной связи при параллельном удвоении мощности.

Пусть эдс e_1 одного микрофона зависит от перемещения центра мембраны ξ таким образом

$$e_1 = K_1 \xi + K_2 \xi^2 + K_3 \xi^3 + K_4 \xi^4 + K_5 \xi^5 + \dots$$

Присоединяя второй такой же микрофонный капсюль с противоположной стороны мембраны и одновременно переменяя направления эдс (например, переполусовывая батарею для этого капсюля), получим

$$-e_2 = -K_1 \xi + K_2 \xi^2 - K_3 \xi^3 + K_4 \xi^4 - K_5 \xi^5 + \dots$$

Вычитая обе эдс в соответствующей схеме (трансформатор со средней точкой), получаем

$$\begin{aligned} e_1 + e_2 &= K_1 \xi + K_2 \xi^2 + K_3 \xi^3 + K_4 \xi^4 + K_5 \xi^5 + \dots \\ &\quad + K_1 \xi - K_2 \xi^2 + K_3 \xi^3 - K_4 \xi^4 + K_5 \xi^5 - \dots \\ &= 2K_1 \xi + 2K_3 \xi^3 + 2K_5 \xi^5 + \dots \\ &= 2[K_1 \xi + K_3 \xi^3 + K_5 \xi^5 + \dots]. \end{aligned}$$

Клирфактор для одного капсюля

$$k_{f1} = \frac{\sqrt{K_1^2 \xi_m^4 + K_3^2 \xi_m^6 + K_5^2 \xi_m^8 + K_7^2 \xi_m^{10} + \dots}}{K_1 \xi_m}.$$

То же для двукратного

$$k_{f2} = \frac{\sqrt{K_3^2 \xi_m^6 + K_5^2 \xi_m^8 + \dots}}{K_1 \xi_m}.$$

Отношение клирфакторов

$$\begin{aligned} \frac{k_{f1}}{k_{f2}} &= \sqrt{\frac{K_1^2 \xi_m^4 + K_3^2 \xi_m^6 + K_5^2 \xi_m^8 + K_7^2 \xi_m^{10} + \dots}{K_3^2 \xi_m^6 + K_5^2 \xi_m^8 + \dots}} \\ &= \sqrt{1 + \frac{K_1^2 \xi_m^4 + K_5^2 \xi_m^8 + \dots}{K_3^2 \xi_m^6 + K_5^2 \xi_m^8 + \dots}} = \\ &= \sqrt{1 + \frac{1}{\xi^2} \cdot \frac{K_1^2 + K_5^2 \xi_m^4 + \dots}{K_3^2 + K_5^2 \xi_m^2 + \dots}}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что двусторонняя схема дает уменьшение клирфактора, во всяком случае $\frac{k_{f1}}{k_{f2}} > 1$. Но особенно велика выгода этой схемы при малых размахах мембраны, когда

$$\frac{K_2}{K_{\text{в.н}}} \gg 1.$$

Конструкция двустороннего микрофона ¹⁾ дана схематически на рис. 131. Алюминиевая мембрана 4 толщиной 0,045 мм, натягивается

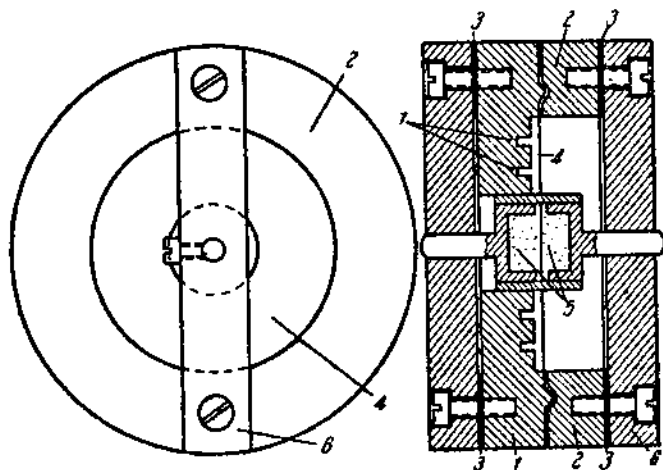


Рис. 131. Конструкция двустороннего микрофона.

на основное кольцо 1 при помощи нажимного кольца 2. С обеих сторон мембраны расположены две камеры с угольным порошком 5, укрепляемые на массивных балочках 6. Последние изолированы от колец прокладками 3. В каждой камере помещается около 0,06 см³ порошка, что составляет, примерно, 3000 зерен размерами 0,2—0,3 м.м. Мембрана натянута столь сильно, что ее собственная частота получается около 5700 гц. Середина мембраны под камерами вызолочена с обеих сторон посредством катодного распыления для предотвращения окисления алюминия в месте его соприкосновения с угольным порошком.

Затухание мембраны сделано большим для сглаживания резонансовой пики. Это большое затухание достигается не только тем механическим сопротивлением, которое вносят камеры с порошком, но и специальными каналами 7, сделанными в основном кольце. Действие этих каналов сводится к следующему. На рис. 132 в увеличенном виде изображена

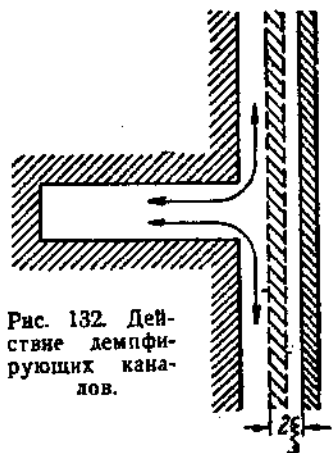


Рис. 132. Действие демпфирующих каналов.

¹⁾ Типа ВЭК зав. им. Кулакова, Лигр., первоначальный образец — Вестерн Эл. Комп.

колеблющаяся мембрана в своем дальнем положении от плоскости основного кольца (сплошными линиями) и в своем ближнем от него положении (пунктиром). При своих колебаниях мембрана не только сжимает перед собой воздух в зазоре между ней и кольцом, но и перегоняет его так, как это показано стрелками. Так как расстояние между мембраной и основным кольцом очень мало — порядка $0,025 \text{ мм}$, то это продавливание воздуха в узкой щели сопряжено с потерями в ней энергии на вязкое трение, что и вызывает затухание мембраны.

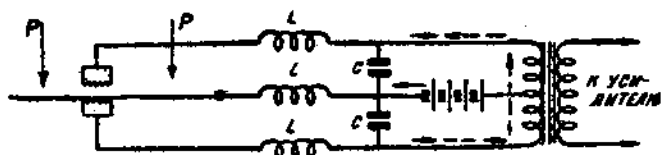


Рис. 133. Схема включения двустороннего микрофона.

Схема включения двустороннего микрофона дана на рис. 133. В этой схеме сплошными стрелками показан разветвляющийся путь постоянного тока от микрофонной батареи. Изменения этого тока, вызванные увеличением акустического давления p перед свободной поверхностью мембраны, показаны пунктирными стрелками. Уменьшение тока отмечается тем, что

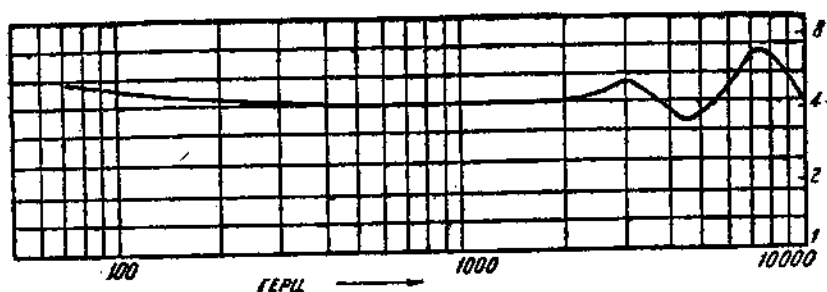


Рис. 134. Частотная характеристика двустороннего микрофона.

пунктирная стрелка в данной ветви (верхней) направлена против сплошной.

Дроссели L имеют величину порядка $1,4 \text{ мГн}$, конденсаторы C величину порядка $0,02 \text{ мкф}$. Назначение этого фильтра, близко к назначению фильтров, устанавливаемых на электромоторах, динамомашинах и пр., для устранения их влияния на радиоприем. Предотвращая возникновение сильных токов высокой частоты при случайных резких изменениях сопротивления микрофона, такой фильтр существенно затрудняет спекание микрофона.

Чувствительность двустороннего микрофона порядка 4 мв/бар , частотная характеристика прямолинейна с точностью до $2-3 \text{ дБ}$ (примерно, 30%) в пределах от 75 до $10\,000 \text{ гц}$ (рис. 134).

Трансформатор для двустороннего микрофона рассчитывается по тем же правилам, как междупламповые трансформаторы пушпульных каскадов.

г) Микрофон Рейсса.

Основная идея микрофона Рейсса сводится к устранению мембраны, как колебательной системы, вызывающей основные линейные или частотные искажения. В остальных типах микрофонов мембрана является электродом, подводящим ток к угольному порошку, для чего она должна иметь

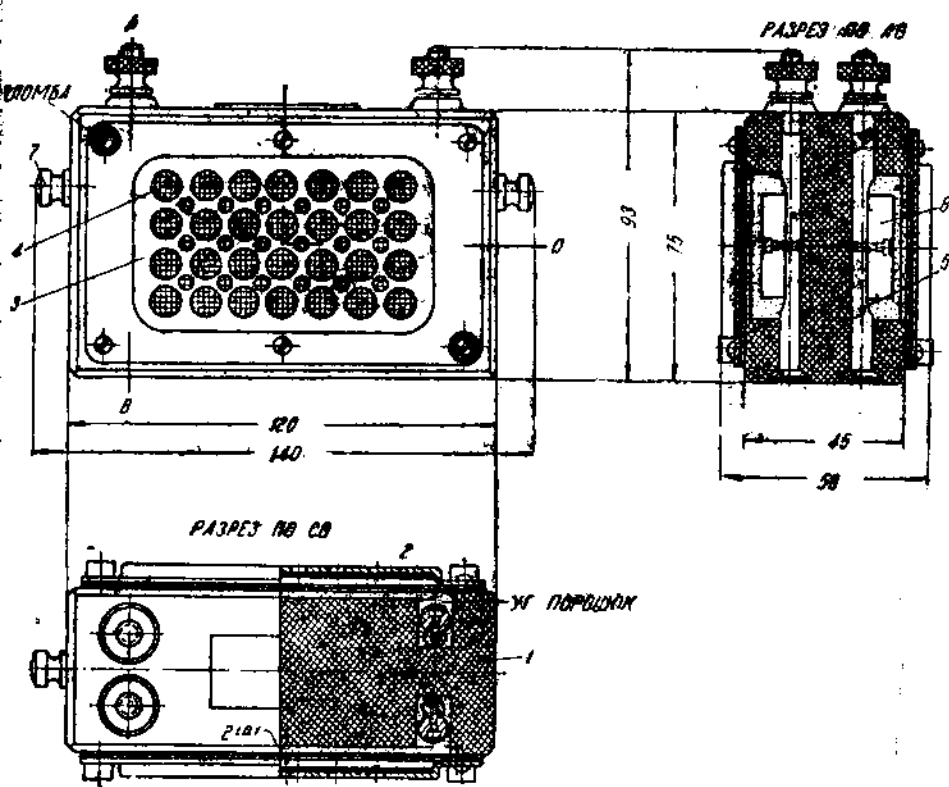


Рис. 135. Микрофон типа ММ-2.

сложную конструкцию. В микрофоне Рейсса мембрана, правда, имеется, но она выполняет только роль механической стенки камеры, ток же подводится к порошку посредством двух неподвижных угольных электродов.

Конструкция микрофона Рейсса в том оформлении, как он осуществляется в Союзе под маркой ММ-2¹⁾, дана на рис. 135. В массивном куске 1 из стеатита (горшечного камня), просушенного и протертого парафиновым маслом, делаются два углубления с обеих его сторон, служащие камерами для помещения порошка. В боковых более глубоких

¹⁾ Зав. им. Кулакова.

частях этих камер на металлических стержнях-зажимах 5 укреплены винтами угольные электроды 6. Камеры заполняются порошком, с удельным сопротивлением около 60 ом на см^3 в количестве $12,5 \text{ г}$ на каждую камеру. Линейные размеры зерен порошка берутся в пределах от $0,05$ до $0,08 \text{ мм}$. Сопротивление одной камеры составляет $500 \text{ ом} \pm 50\%$. Напряжение микрофонной цепи должно быть порядка 10 и никак не выше 20 в . Нормальный микрофонный ток порядка 20 ма^1).

Камеры туго заполняются порошком и закрываются мембраной из прорезиненного шелка 2, которая в свою очередь защищена проволоочной сеткой 4, прикрытой сверху железной решеткой 3. По бокам микрофона вделаны металлические шипы 7 для подвески его на амортизаторах. Толщина слоя порошка в камере составляет, примерно, $1,7-2,0 \text{ мм}$.

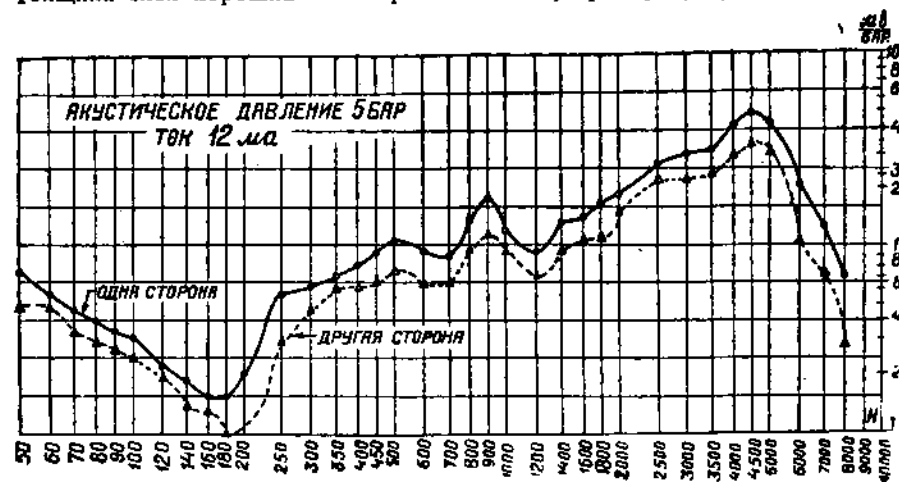


Рис. 136. Частотная характеристика микрофона типа ММ-2.

На рис. 136 дана типичная частотная характеристика микрофона типа ММ-2²).

Материал корпуса микрофона выбран из соображений максимальной теплопроводности при достаточных изоляционных свойствах.

¹) В другом типе ММ-3 применяется порошок с удельным сопротивлением около 150 ом на см^3 , зерна его (как у микрофонов ЦБ) линейных размеров около $0,3 \text{ мм}$, сопротивление ММ-3 порядка $800-1500 \text{ ом}$, нормальное питающее напряжение — 12 в , ток — 10 ма .

²) В оригинальном микрофоне Рейсса корпус сделан из мрамора, отличающегося теплопроводностью; порошок — специального состава. Камера закрыта слюдяной мембраной. Сопротивление около 200 ом . Чувствительность при 4 в питания порядка $5-10 \text{ мв/бар}$. Частотная характеристика микрофона Рейсса весьма хороша. В ином случае микрофонов, устроенных аналогично микрофону Рейсса (фирмы «Игравик»), хорошая частотная характеристика получается за счет подразделения камеры с порошком на несколько отделений, в каждое из которых насыпается порошок с определенным, но разным для разных камер размером зерен. Такой микрофон имеет сопротивление около 400 ом и требует 6 в питания.

§ 2. Конденсаторные микрофоны ¹⁾.

а) Принцип действия и классификация.

Действие конденсаторных микрофонов основано на изменении электрической емкости между электродами, из которых один перемещается под влиянием акустических явлений.

По схемам включения и идее их использования (а также и по конструкции) конденсаторные микрофоны разделяются на две группы: микрофоны с низкочастотной схемой включения и микрофоны с высокочастотной схемой. Первые появились раньше вторых, но название свое получили впоследствии, как противоположение вторым.

б) Конденсаторный микрофон с низкочастотной схемой.

Устройство и включение такого микрофона даны схематически на рис. 137. В металлическом заземляемом корпусе 1 посредством нажимного кольца 2 укреплена сильно натянутая мембрана 3. Сзади ее рас-

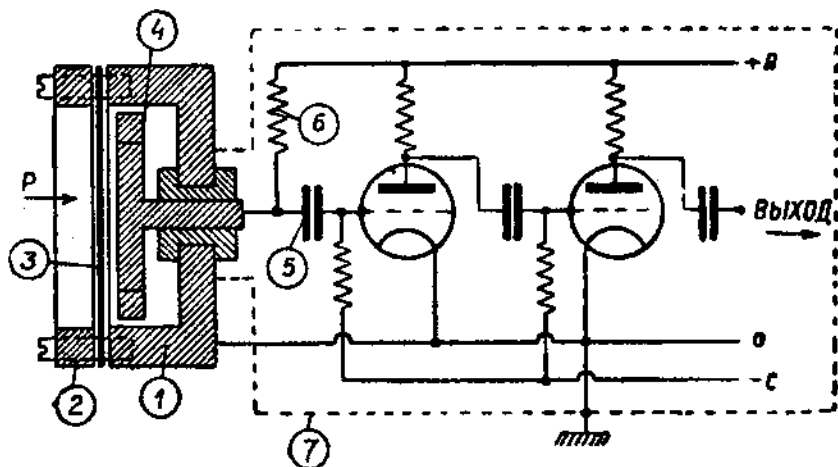


Рис. 137. Устройство и включение конденсаторного микрофона (низкочастотная схема).

положен электрод 4, изолированный от корпуса, но соединенный через разделительный высококачественный конденсатор 5 с сеткой первой лампы усилителя на сопротивлениях. Этот усилитель составляет с конденсаторным микрофоном одно целое и защищен от электрических, а также акустических влияний экраном 7, механически амортизуемым. Электрод 4 соединяется с батареей высокого напряжения через сопротивление 6 порядка нескольких десятков мегомов.

¹⁾ См. А. И. Яковлев — «Расчет акустических свойств конденсаторного микрофона», журн. «Телеграфия и телефония без проводов», т. VIII, № 6 (45), стр. 600—611, 1927 г.; «Анализ электрической схемы с конденсаторным микрофоном», там же, т. IX, № 3 (48), стр. 274—280, 1928 г.

Действие микрофона этого типа таково.

При включении схемы, но в отсутствии акустических воздействий, емкость микрофона и соединительных проводов C_0 получает электрический заряд от батареи через сопротивление δ . Величина этого заряда пропорциональна напряжению и емкости C_0 . При возникновении положительного акустического давления перед мембраной последняя слегка продавливается, приближаясь к электроду, при этом немного увеличивается емкость микрофона; при отрицательных акустических давлениях происходит обратное явление. Изменения количества электричества, связанные с этими изменениями емкости, в виде электрического тока протекают по сопротивлению δ и вызывают на нем падение напряжения, которое далее подается через конденсатор δ на сетку первой лампы усилителя.

Работа конденсаторного микрофона может быть проанализирована посредством электромеханической эквивалентной схемы, приведенной на рис. 138. В левой части этой схемы изображена известная схема,

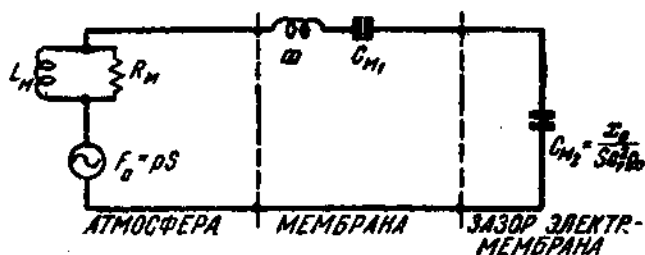


Рис. 138. Эквивалентная схема механической части конденсаторного микрофона.

эквивалентная атмосфере с ее акустическим давлением p или общей силой на всю поверхность мембраны $F_0 = Sp$ и сопротивлением полной реакции L_M, R_M . В середине схемы изображена масса мембраны и упругость, обусловленная ее натяжением C_{M1} . В правой части изображена та реакция, которую оказывает воздух в промежутке между мембраной и электродом при изменениях его объема (при движении мембраны). Эта реакция есть реакция чисто упругая и потому на эквивалентной схеме она изображена как механическая емкость или гибкость C_{M2} . Вычислить эту гибкость проще всего так: определить ее в акустической системе для всего объема между электродом и мембраной, а потом перевести в механическую систему аналогий. Если обозначить через x_0 среднее расстояние между мембраной и электродом, то по прежним формулам найдем

$$C_A = \frac{V}{c^2 \rho_0} = \frac{x_0 S}{c^2 \rho_0};$$

$$\frac{1}{j\omega C_{M2}} = \frac{S^2}{j\omega C_A}; \quad C_{M2} = \frac{C_A}{S^2} = \frac{x_0}{Sc^2 \rho_0}.$$

В тех конструкциях, где x_0 мало, гибкость C_{M2} мала, а потому ее сопротивление во всей механической цепи будет значительно.

В большинстве конструкций микрофонов это сопротивление в несколько раз больше сопротивления натяжения мембраны (закрепления) $C_{M2} \ll C_{M1}$. Поэтому сопротивлением натяжения можно пренебрегать за исключением специальных случаев.

Также невелика и роль реакции атмосферы L_M, R_M , почему и этой реакцией можно пренебрегать.

Задача 43. При $x_0 = 2$ мм и диаметре микрофона 5 см определить, на какой частоте сопротивление воздушной подушки будет равно (по абсолютной величине) сопротивлению реакции атмосферы.

Ответ. При $\omega = 1,7 \cdot 10^5$ рад/сек.

С этими упрощениями схема принимает вид рис. 139. Из этой схемы видно, что конденсаторный микрофон представляет собой резонансную систему и что потому он, казалось бы, не может иметь благоприятной частотной характеристики. Однако это заключение верно лишь отчасти.

Дело в том, что для электрического действия микрофона существенно изменение его электрической емкости, т. е. в конечном итоге отклонения от среднего расстояния x_0 между мембраной и электродом. Это отклонение или перемещение ξ эквивалентно в схеме количеству электричества. Таким образом нас интересуют не изменения с частотой ω скорости (—тока) v , а именно перемещения ξ (—количество электричества) на механической емкости C_{M2} . Пользуясь результатами, полученными в электротехнике, находим

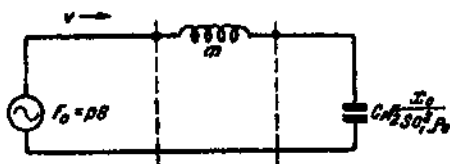


Рис. 139. Упрощенная эквивалентная схема конденсаторного микрофона.

$$v = \frac{F_0}{j\omega m + \frac{1}{j\omega C_{M2}}}; \quad \dot{\xi} = \frac{v}{j\omega} = \frac{F_0}{-\omega^2 m + \frac{1}{C_{M2}}}.$$

Отсюда видно, что, пока ω не велико,

$$\dot{\xi} = \frac{F_0}{\frac{1}{C_{M2}}} = F_0 C_{M2} = \frac{F x_0}{S c_1^2 \rho_0} = \frac{p x_0}{c_1 \rho_0}.$$

Из этой формулы видно, что перемещение ξ пропорционально давлению и от частоты не зависит.

Когда же ω велико, то

$$\dot{\xi} = -\frac{F_0}{\omega^2 m}.$$

Границей между обоими случаями является резонанс мембраны на воздушной подушке

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{m C_{M2}}} = \sqrt{\frac{S c_1^2 \rho_0}{m x_0}} = \frac{c_1}{x_0} \sqrt{\frac{S \rho_0 x_0}{m}}.$$

Для того чтобы независимость от частоты простиралась до возможно высоких частот, т. е. чтобы ω_1 было возможно больше, необходимо, чтобы x_0 было возможно меньше, а корень в последней формуле возможно больше. Под этим корнем стоит отношение массы воздуха в подушке (произведение из объема Sx_0 на плотность ρ_0) к массе мембраны. Отсюда вытекает, что масса мембраны должна быть возможно меньше, она сама должна быть сделана, например, из алюминия и толщина ее желательна минимальная.

Задача 44. Мембрана в микрофоне сделана из стали плотностью $7,7 \text{ г/см}^3$, толщиной $h = 0,07 \text{ мм}$ и расположена на расстоянии $x_0 = 0,02 \text{ мм}$ от электрода. Определить собственную частоту.

$$\begin{aligned} \text{Решение. } \omega_1 &= \frac{c_1}{x_0} \sqrt{\frac{S \rho_0 x_0}{m}} = \frac{c_1}{x_0} \sqrt{\frac{S \rho_0 x_0}{S \rho h}} = \frac{c_1}{x_0} \sqrt{\frac{\rho_0 x_0}{\rho h}} = \\ &= \frac{3,4 \cdot 10^4}{2,2 \cdot 10^{-3}} \sqrt{\frac{1,23 \cdot 10^{-3} \cdot 2,2 \cdot 10^{-3}}{7 \cdot 10^{-3} \cdot 7,7}} = 1,1 \cdot 10^8 \text{ рад/сек; } f_0 = 17\,500 \text{ гц.} \end{aligned}$$

Однако одновременно с уменьшением зазора x_0 между мембраной и электродом уменьшается чувствительность микрофона, так как перемещение ξ пропорционально x_0 .

Задача 45. Определить для микрофона предыдущей задачи его механическую чувствительность, т. е. перемещение ξ от давления в 1 бар.

$$\text{Ответ. } |\xi| = \frac{p x_0}{c_1 \rho_0} = \frac{1,2 \cdot 10^{-3}}{(3,4 \cdot 10^4)^2 \cdot 1,23 \cdot 10^{-3}} = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ см.}$$

Таким образом для повышения чувствительности уводить собственную частоту ω_1 слишком высоко без нужды нет смысла. Но если частота резонанса попадет в область передаваемых акустических частот, то возникнут значительные частотные искажения, если не принять мер к получению большого затухания.

Для получения этого большого затухания недостаточно только сопротивления излучения.

Задача 46. Для микрофона предыдущей задачи определить затухание, обусловленное излучением.

Решение. Так как при собственной частоте мембраны на подушке роль L_M ничтожна по сравнению с ролью R_M , то затухание будет выражаться так

$$D = \frac{S \rho_0 c_1}{\sqrt{\frac{m}{c_m}}} = \frac{S \rho_0 c_1}{\sqrt{S \rho_0 \cdot \frac{S c_1 \rho_0}{x_0}}} = \sqrt{\frac{\rho_0 x_0}{\rho h}}.$$

Подставляя: $\rho = 1,23 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$; $x_0 = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$; $h = 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}$; $\rho = 7,7 \text{ г/см}^3$, находим

$$D = \sqrt{\frac{1,23 \cdot 10^{-3} \cdot 2,2 \cdot 10^{-3}}{7 \cdot 10^{-3} \cdot 7,7}} = 7 \cdot 10^{-3}.$$

Поэтому в конденсаторных микрофонах применяется тот же прием, как в двустороннем микрофоне, а именно электрод снабжают прорезями, ка-

налами и отверстиями. Продавливанием воздуха в таких каналах достигается трата колебательной энергии на вязкое трение в воздухе, и обеспечивается необходимое затухание мембраны.

Разберем теперь действие электрической части конденсаторного микрофона. Схема электрического включения микрофона может быть сведена к схеме рис. 140. Величина электрической емкости микрофона определяется так

$$C_s = \frac{S}{9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi (x_0 + \xi)} + C_{s1}$$

Здесь C_{s1} — емкость нерабочей части микрофона, соединительных проводов, а также сетки. Перемещение ξ весьма мало, как это указывалось выше; при синусоидальном давлении

$$p = p_m \cos \omega t$$

$$\xi = \frac{x_0 p_m}{c_{1p_0}^2} \cos \omega t = \xi_m \cos \omega t.$$

Тогда

$$\begin{aligned} C_s &= \frac{S}{9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi x_0 \left(1 + \frac{\xi}{x_0}\right)} + C_{s1} \approx \frac{S}{9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi x_0} \left(1 - \frac{\xi}{x_0}\right) + C_{s1} = \\ &= \frac{S}{9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi x_0} \left(1 - \frac{p_m}{c_{1p_0}^2} \cos \omega t\right) + C_{s1} = C_{s0} \left(1 - \frac{p_m}{c_{1p_0}^2} \cos \omega t\right) + C_{s1}; \\ C_{s0} &= \frac{S}{9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi x_0}. \end{aligned}$$

При медленных изменениях емкости C_s , т. е. при низких частотах когда ω мало, зарядка и разрядка дополнительной емкости

$$C_{s0} \frac{p_m}{c_{1p_0}^2} \cos \omega t$$

происходит через сопротивление R_0 . При высоких частотах требуемое для этих зарядок и разрядок количество электричества не успевает пройти через большое сопротивление R_0 , и потому общий заряд на конденсаторе сохраняет почти точно постоянную величину, равную $E_0(C_{s0} + C_{s1})$. В этом последнем случае потенциал на конденсаторе u изменяется, именно

$$E_0(C_{s0} + C_{s1}) = (E_0 + u) C_s = (E_0 + u) \left[C_{s0} \left(1 - \frac{p_m}{c_{1p_0}^2} \cos \omega t\right) + C_{s1} \right].$$

Отсюда, принимая во внимание, что прибавочная емкость гораздо меньше средней $C_{s0} + C_{s1}$, а потому прибавочное напряжение u гораздо меньше основного напряжения батареи E_0 , получим

$$\begin{aligned} E_0(C_{s0} + C_{s1}) + u(C_{s0} + C_{s1}) - E_0 C_{s0} \frac{p_m}{c_{1p_0}^2} \cos \omega t &= E_0(C_{s0} + C_{s1}); \\ u &= \frac{E_0}{1 + \frac{C_{s1}}{C_{s0}}} \cdot \frac{p_m}{c_{1p_0}^2} \cos \omega t = u_m \cos \omega t. \end{aligned}$$

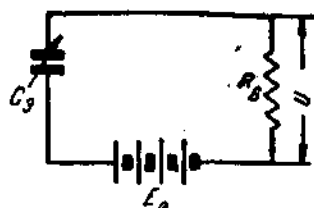


Рис. 140. Электрическая эквивалентная схема конденсаторного микрофона.

Амплитуда u_m этого напряжения не зависит от частоты; она в фазе с давлением p

$$u_m = \frac{E_0}{1 + \frac{C_{s1}}{C_{s0}}} \cdot \frac{p_m}{c \rho_0}.$$

Граничной частотой между обоими отмеченными крайними случаями будет такая частота, при которой падение напряжения на сопротивлении R_s будет арифметически равно падению напряжения на емкости микрофона ($C_{s0} + C_{s1}$), т. е., когда

$$\frac{1}{\omega_2 (C_{s0} + C_{s1})} = R_s; \omega_2 = \frac{1}{R_s (C_{s0} + C_{s1})}.$$

Для того чтобы сделать эту частоту возможно ниже и тем расширить диапазон, в котором u_m не зависит от частоты, необходимо увеличивать R_s (для чего это сопротивление в действительности и доводится до нескольких десятков мегомов) и увеличивать $C_{s0} + C_{s1}$, т. е. среднюю емкость конденсаторного микрофона с подводящими проводами.

Увеличение рабочей емкости микрофона C_{s0} возможно за счет либо уменьшения x_0 , что нежелательно по соображениям чувствительности (см. выше), либо увеличения рабочей площади S , что в свою очередь нежелательно как отчасти по соображениям направленности, так в особенности по конструктивным механическим соображениям (прочности мембраны, качества плоскости электрода и пр.). Обычно микрофоны делаются с рабочим диаметром порядка 4—5 см. Увеличение побочной емкости C_{s1} нежелательно, так как оно ведет к снижению чувствительности (см. выше выражение для u_m).

Казалось бы, что все дефекты чувствительности можно перекрыть, увеличивая напряжения батареи E_0 . Но это увеличение ограничивается диэлектрической прочностью воздушной подушки. При совершенно чистых и гладких поверхностях диэлектрическая прочность воздуха соответствует градиенту около 20 кВ на см, что дает для практически применяемых зазоров порядка $5 \cdot 10^{-3}$ см около 100 В. Пробивное напряжение воздуха в тонких слоях выше (тонкослойная изоляция) и доходит до 45—50 кВ на см; поэтому напряжения могут быть допущены и несколько выше указанного значения. При условиях, когда градиент между поверхностями близок к пробивному, а абсолютные расстояния измеряются сотыми долями миллиметра, совершенно исключительную роль приобретает механическая чистота в камере микрофона.

Заметные силы электростатического притяжения между мембраной и электродом могут деформировать мембрану. Чтобы предотвратить это, приходится мембрану сильно натягивать, почему эти микрофоны называются микрофонами с жесткой мембраной.

В итоге всех предыдущих выкладок мы вправе ожидать от конденсаторного микрофона частотной характеристики такой, какая изображена на рис. 141. Опыты дают характеристики, близкие к теоретическим.

Реальные конструктивные данные заграничных микрофонов этого типа таковы. Мембрана дюралюминиевая толщиной 0,03 мм отстоит от элект-

рода, расположенного сзади ее на 0,025 мм. Диаметр мембраны около 50 мм. Электрод отшлифован под плоскость с точностью до 0,002 мм. Собственная частота мембраны в воздухе, примерно, 5 кГц. Имеется сложное сочетание отверстий в электроде и полостей в корпусе микрофона для придания мембране надлежащего затухания. Полости периодически наполняются сухим азотом для предотвращения окисления внутри микрофона.

Задача 47. Определить максимальную достижимую чувствительность этого микрофона в среднем диапазоне частот и его верхнюю пограничную частоту, считая побочную емкость в 100 см.

Ответ. $\frac{|u_m|}{|p_m|} = 12 \text{ мкв/бар.}$

Номинальная чувствительность более ранних конструкций аналогичных микрофонов определялась в 0,2 мв/бар на сетке первой лампы.

На рис. 142 дана конструкция конденсаторного микрофона, разработанного Всесоюзным электротехническим институтом. Неподвижный элек-

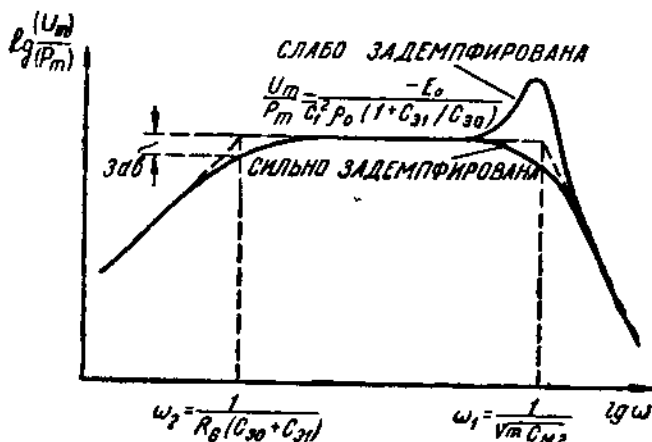


Рис. 141. Частотная характеристика конденсаторного микрофона.

трод 8 представляет собою решетку, приставляемую к мембране спереди. Расстояние между мембраной и неподвижным электродом — 0,1 мм. Мембрана 5 представляет собой алюминиевую фольгу толщиной 0,7 микрона, наклеенную на сильно натянутый шелк. Натяжение мембраны производится кольцом 3 при ввинчивании задней стенки 2. Масса всей мембраны (с шелком) — 108 мг. Воздушный слой 13 между мембраной 5 и задней стенкой 2 повышает упругость мембраны, благодаря чему повышается резонансная частота системы. Этот резонанс делается практически совершенно незаметным, благодаря введению сильного затухания, которое обуславливается решеткой 8. Для предохранения мембраны от пыли спереди решетки помещается слабо натянутая шелковая мембрана 9. Вся капсула помещается в эбонитовую коробку 11 и 12 с выведенными из нее двумя клеммами, идущими на два электрода. В таком виде капсула вставляется внутрь кожуха и присоединяется к находящемуся внутри его усилителю. Вся схема питается батареями высокого напряжения (180–240 в) общими для микрофона и усилителя и накальными бата-

реями в 12 в. Особых сеточных батарей нет, а смещение на сетки ламп подается от батарей накала. (Величины этих смещений следующие: для первых двух ламп — 2 в и третьей лампы — 4—5 в. Питание заблокировано конденсаторами в 2 мкф). Вся схема экранирована кожухом (который соединен с минус 240 в и заземляется).

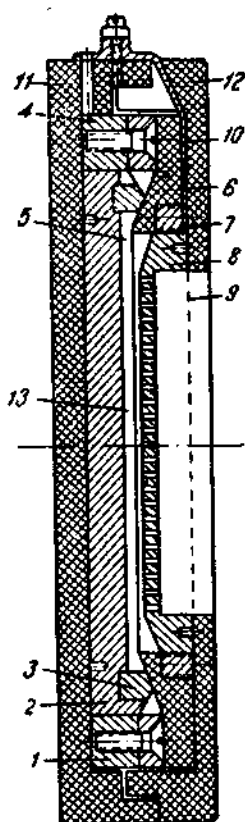


Рис. 142. Конструкция конденсаторного микрофона.

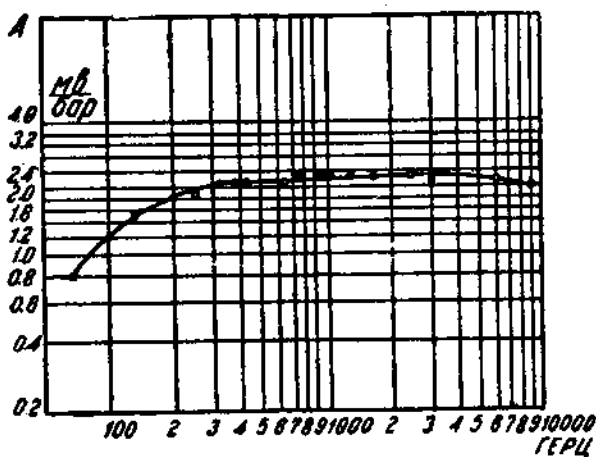


Рис. 143а.

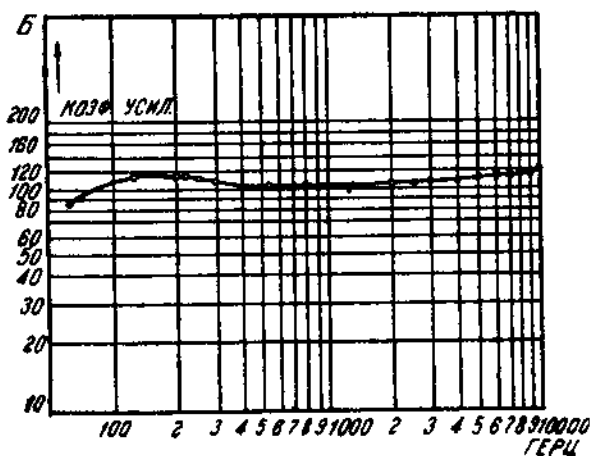


Рис. 143б.

На рис. 143 а и б даны частотные характеристики этого микрофона и его усилителя. Из этих кривых видно, что после усилителя мы имеем чувствительность 200 мВ/бар.

Недостатком микрофонов, работающих в низкочастотной схеме, является их малая чувствительность, требующая применения дальнейших усилителей. В результате получается, что на выходе усилителя слышен

не только акустический сигнал, но и интенсивный шум ламп, их анодных сопротивлений и пр. Поэтому с этой точки зрения они мало чем лучше хороших, например двусторонних, угольных микрофонов.

Достоинством низкочастотной схемы является простота эксплуатации и постоянство чувствительности.

в) Конденсаторный микрофон с высокочастотной схемой включения.

Эта схема изображена на рис. 144. Она состоит из лампового генератора высокой частоты (порядка мегагерца), слабо связанного с настроенным контуром; последний содержит в качестве емкости конденсаторный микрофон с параллельно к нему присоединенным подстроечным конденсатором C_2 ¹⁾. Этот контур является сеточным контуром трехэлектродной лампы, работающей в режиме анодного детектирования, для чего в ее сеточной цепи имеется батарея смещения.

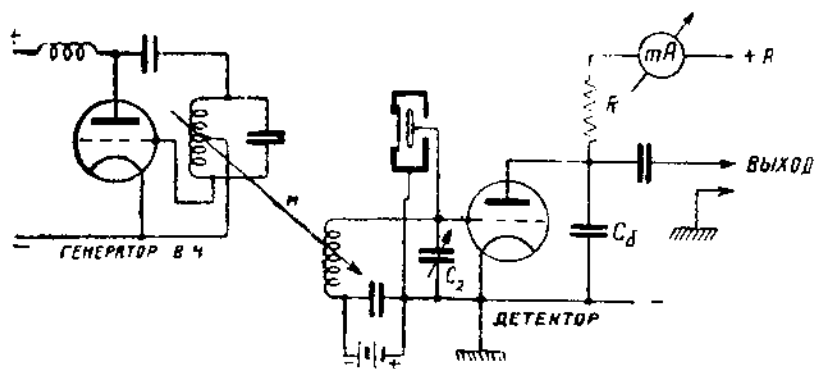


Рис. 144. Конденсаторный микрофон в высокочастотной схеме.

Действие этой схемы следующее. Если вращать в отсутствии акустического сигнала рукоятку подстроечного конденсатора C_2 , то напряжение высокой частоты на зажимах детекторного контура будет изменяться. Оно будет максимальным тогда, когда этот контур будет в резонансе с генератором. В соседних положениях конденсатора C_2 это напряжение будет убывать.

Одновременно с этим будет изменяться амплитуда напряжения высокой частоты на детекторной сетке, а вместе с ней и анодный ток детекторной лампы, отсчитываемый по миллиамперметру mA . Если замечать различные показания этого прибора, соответствующие различным значениям емкости C_2 , то мы получим кривую, напоминающую кривую резонанса (рис. 145). Из этой диаграммы вытекает, что наибольшее влияние на средний анодный ток емкость подстроечного конденсатора оказывает по бокам кривой, например в точках А и Б, когда анодный ток имеет значение I_{a1} .

1) Известны и другие варианты этой схемы.

Если теперь оставить емкость подстроечного конденсатора на значении A или B , и подвергнуть конденсаторный микрофон воздействию акустических сигналов, то изменения емкости микрофона вызовут те же самые изменения анодного тока $I_{a, \text{med}}$, что и подвижки подстроечного конденсатора C_2 . Изменения среднего анодного тока дают на анодном сопротивлении детекторной лампы R падение напряжения, передаваемое через выходной конденсатор на дальнейшее усиление.

Напряжения, возникающие между мембраной и электродом микрофона, в такой схеме не превосходят 10—15 в. При таких малых вольтажах силы электростатического притяжения ничтожны. Поэтому здесь нет

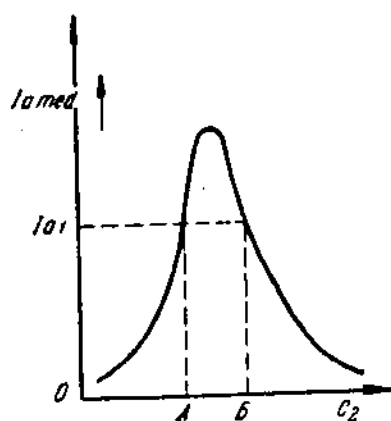


Рис. 145. Зависимость среднего анодного тока от емкости детекторного контура.

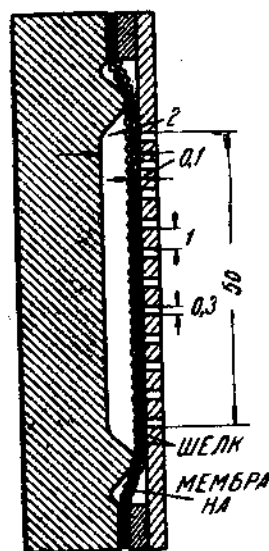


Рис. 146. Конструкция конденсаторного микрофона с мягкой мембраной.

необходимости сильно натягивать мембрану, она почти свободно располагается вблизи электрода, почему такие микрофоны называются микрофонами с мягкой мембраной.

На рис. 146 показана конструкция такого микрофона. Мембрана состоит из алюминиевой фольги толщиной 0,5 микрона. Она расположена между двумя слоями тонкого шелка и находится на расстоянии около 0,1 мм от электрода, снабженного отверстиями и расположенного перед мембраной. Позади мембраны находится воздушная подушка толщиной около 2 мм. Получающаяся в таких условиях собственная частота мембраны лежит, примерно, между 6000 и 7000 гц. Чувствительность микрофона около 15 мв/бар (считая на аноде детекторной лампы) в диапазоне от 40 до 8000 с лишним гц.

Главное достоинство высокочастотной схемы заключается в том, что в ней очень малы внутренние шумы. Это происходит потому, что детек-

торная лампа работает сравнительно в мощном режиме. Имеющиеся малые шумы, вероятно, возникают в генераторной лампе, откуда и передаются в детекторную.

Недостатками высокочастотной схемы являются:

- 1) сложность схемы и хозяйства питания, необходимость постоянства вольтажей последнего;
- 2) необходимость регулировки подстроечным конденсатором на правильное значение анодного тока $I_{a\text{med}}$ — сложность эксплуатации;
- 3) зависимость от внешних влияний высокой частоты, необходимость обеспеченной экранировки и проверки действительности этой экранировки в заданных условиях.

По этим причинам эта схема не получила широкого распространения в коммерческой эксплуатации; зато она является излюбленной схемой при научном эксперименте.

§ 4. Ленточные микрофоны.

а) Классификация и принцип действия.

Ленточные микрофоны относятся к категории электродинамических. В этих последних эдс получается в результате движения в магнитном поле провода, находящегося под действием акустических колебаний. Собственно электродинамические микрофоны являются обращением электродинамических репродукторов. Принцип действия ленточного микрофона следующий. Между полюсами сильного магнита помещена тонкая металлическая лента. Она расположена таким образом, что магнитные силовые линии параллельны ее поверхности.

В акустическом поле такая лента будет двигаться в том случае, если акустические давления с одной ее стороны будут отличаться от давлений с другой стороны. При движении ленты в магнитном поле она будет пересекать силовые линии магнитного поля, поэтому на концах ее появится эдс, пропорциональная скорости движения ленты. Эта эдс вообще очень мала и для воздействия на сетку первой лампы усилителя применяется переходный повышающий трансформатор.

Распространение получили две формы выполнения ленточного микрофона — с закрытой лентой и с открытой лентой.

б) Микрофон с закрытой лентой.

Конструкция микрофона с закрытой лентой и его частотная характеристика изображена на рис. 147. Алюминиевая лента 2 толщиной порядка 3 микрон закрыта фигурным резервуаром, часть которого составляет постоянный магнит 7; различные полости этого резервуара являются резонаторами, настроенными на разные частоты, чем обеспечивается удовлетворительная частотная характеристика микрофона.

На всех частях чертежа резонирующие полости и обусловленные ими части частотной характеристики помечены одинаковыми номерами. Наименьший максимум на характеристике обусловлен собственной частотой самой ленточки 2, как струны. Максимум на наивысших частотах 1'

обусловлен иной формой колебаний той же полости, как и соседний максимум I . Именно максимум I соответствует приблизительно ленточке, как массе, и объему I — как акустической емкости; максимум I' соответствует отверстиям 66 как самоиндукция и тому же объему I — как емкости.

Действию внешнего акустического давления подвержена одна сторона ленты, в силу чего весь микрофон является приемником давлений. Достоинством этого типа является исключительная устойчивость, он применяется для измерительных целей. Чувствительность его порядка $0,5$ мв/бар после трансформатора (приведенное внутреннее сопротивление 200 ом).

в) Микрофон с открытой лентой.

Микрофон этого типа отличается тем, что для приведения в движение ленты недостаточно создать акустическое давление в месте расположения ленты, а необходимо создать разность давлений с одной и с другой стороны ленты. Другими словами, такой микрофон есть приемник градиента акустического давления¹⁾.

В плоской бегущей синусоидальной аку-



Рис. 147. Конструкция микрофона с закрытой лентой и его частотная характеристика.

стической волне градиент давления больше всего в направлении распространения волны

$$p = p_m \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right);$$

$$\frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\omega}{c_1} p_m \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right);$$

$$\frac{\partial p}{\partial x_2} = \frac{\partial p}{\partial x_3} = 0.$$

Градиент давления по направлению n , составляющему с осью x угол δ , будет

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial p}{\partial x_1} \cdot \frac{dx_1}{dn} = \frac{\omega}{c_1} p_m \sin \omega \left(t - \frac{x_1}{c_1} \right) \cos \delta.$$

¹⁾ См. А. А. Харкевич. «Несколько замечаний о классификации микрофонов» Журн. технической физики, т. III, № 1, стр. 161—167, 1933 г.

Таким образом чувствительность микрофона с открытой лентой зависит от направления на источник звука. Это свойство позволяет применять такой микрофон для тех передач, где необходимо отстроиться от акустических помех, приходящих со стороны. Для этого необходимо расположить микрофон так, чтобы в плоскости ленты оказался источник помехи, он не будет действовать на микрофон непосредственно (но может действовать за счет отражений от стен и прочих предметов).

В такой возможности заключается достоинство микрофона с открытой лентой.

Задача 48. Доказать, что частотная характеристика $\frac{|E_m|}{|P_m|}$ ленточного микрофона с открытой слабо натянутой лентой есть горизонтальная прямая.

Решение. Если лента натянута слабо, то ее собственная частота низка, поэтому для акустических частот механическое сопротивление движению ленты в основном будет чисто инерционным. Последнее пропорционально частоте. Градиент давления также пропорционален частоте. Поэтому отношение скорости точек ленты к акустическому давлению от частоты не зависит. Эдс на зажимах ленты пропорциональна скорости движения точек ленты, т. е. давлению, и коэффициент пропорциональности от частоты не зависит.

Конструкция микрофона с открытой лентой изображена на рис. 148. Здесь виден солидный электромагнит

с фигурными полюсными наконечниками, между которыми помещена лента. Весь прибор закрыт дырчатым кожухом, охватывающим также и переходный трансформатор. Кожух затянут материей для предотвращения влияния воздушных потоков. Чувствительность такого микрофона порядка 1 мв/бар после трансформатора.



Рис. 148. Конструкция ленточного микрофона с открытой лентой.

Общим недостатком ленточных микрофонов является их малая чувствительность, которая не может быть увеличена до желаемых пределов повышающим трансформатором, так как при том коэффициенте трансформации, какой здесь требуется (не менее 1:100), возникают трудности в получении нужного коэффициента связи.

Общим достоинством ленточных микрофонов является отсутствие заметных нелинейных искажений.

Д. ЗВУКОСНИМАТЕЛИ.

§ 1. Назначение.

Звукосниматели предназначены для преобразования в электрические сигналы тех сигналов, которые механически отпечатаны на граммофонной пластинке в виде бороздки ¹⁾.

§ 2. Понятие о технологии граммофонной пластинки.

Граммфонные пластинки в настоящее время изготавливаются следующим путем. Восковой диск диаметром около 30 см и толщиной около 30 мм, отполированный до зеркальной поверхности, подогретый, примерно, до 30—40° Ц, помещается горизонтально на станок и приводится им во вращение около вертикальной оси. Вещество диска в основном состоит из бразильского (карнаубского) воска, японского воска и т. п., а также содержит щелочь.

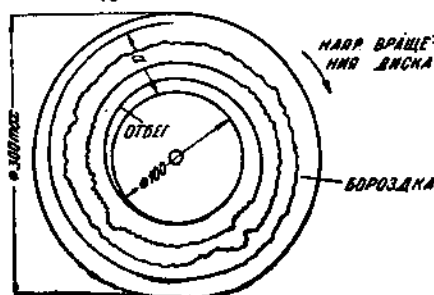


Рис. 149. Схема записи на граммофонной пластинке.

Над вращающимся диском движется записывающий аппарат — рекордер. Этот аппарат снабжен сапфировым тщательно отшлифованным и отполированным резцом, который вырезывает в восковом диске бороздку. Этот резец время от времени сменяется из-за его снашивания. Стружка удаляется через трубу, всасывающую ее вместе с воздухом. Рекордер соединяется с выходом усилителя, соединенного с микрофоном. Последний расположен в студии и служит для восприятия записываемых акустических сигналов.

В отсутствии сигнала рекордер выбирает бороздку, имеющую форму архимедовой спирали. При наличии сигналов форма канавки искажается, так как тогда резец рекордера получает еще дополнительное (относительно рекордера) движение в направлении радиуса диска. Законченная запись имеет таким образом вид волнообразной бороздки (рис. 149), только в основном сохранившую форму архимедовой спирали ²⁾.

¹⁾ См. Проект ведомственного стандарта на «Звукосниматели электромагнитные», 1-я ред. 1932 г.

²⁾ Приборы, работающие на такой «поперечной» записи, названы их изобретателем Берлинером (1887 г.) граммофонами. Фонограф Эдисона (1877-78 г.) устроен

По окончании записи и охлаждения диска последний протирается графитовой пылью или покрывается металлом (золото или серебро) по методу катодного распыления. Этот электропроводящий слой наращивается электролитической медью. Полученная металлическая пленка снимается с диска. Бороздки диска отображены на ней в виде бугорков. С этой первой (негативной) копии снимается вторая металлическая копия. Изготовление этой копии может производиться различными способами, например, путем серебрения первой копии, обработки серебряного слоя иодом, отчего поверхность копии покрывается непрочным, но электропроводным нодистым серебром и вторичным электролитическим осаждением меди. Вторая копия содержит запись в виде бороздок.

Со второй копии аналогичным путем изготавливается серия третьих копий (запись в виде бугорков), служащих для прессования самих пластинок. Одной такой копии хватает для прессовки только ограниченного числа пластинок. Для повышения прочности медной копии переднюю поверхность ее никелируют, а задней поверхностью напавляют на толстую медную пластинку.

Обычная черная граммофонная пластинка изготавливается из состава, основными частями которого являются: шеллак, сернокислый барий, шиферная пыль и графит.

Кроме того для прочности прибавляются хлопчатобумажные волокна. Составные части весьма тщательно измельчаются, просушиваются и отвеиваются так, чтобы в окончательном итоге остались только самые мельчайшие частицы. Смесь, подогретая до приблизительно 60°C , разминается до состояния однородного теста, прокатывается, режется и охлаждается. В таком виде масса является материалом для пластинок.

Основные данные ходовых пластинок таковы (рис. 150). Дорожка, отводимая на каждую бороздку с ее извилинами, — около $0,25\text{ мм}$, ширина бороздки около $0,13\text{ мм}$, глубина ее около $0,07\text{ мм}$. Поэтому максимальная допустимая амплитуда извилины около $0,06\text{ мм} = 60\text{ микронов}$. Форма сечения канавки может быть разная, иногда приближающаяся треугольнику, иногда к сегменту. Скорость вращения установлена в 78 оборотов в минуту или 1,3 оборота в сек.

Общий вид граммофона с звуконосителем, надетым на тонарм, изображен на рис. 151.

Длительность проигрывания пластинки может быть определена по ширине

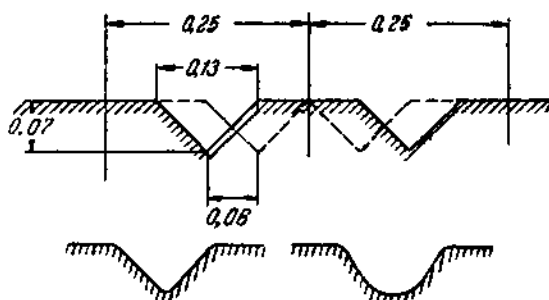


Рис. 150. Основные размеры и форма бороздки граммофонной записи.

по принципу «глубинной» записи: в результате воздействия сигнала изменяется глубина выбираемой режцом бороздки. По этому же принципу работают современные диктофоны и некоторые новейшие аппараты.

проходить переменный магнитный поток. Изменения магнитного потока показаны схематически на рис. 153.

В частности, когда верхний конец якоря отклоняется в сторону северного полюсного наконечника, то магнитное сопротивление зазора между этим наконечником и якорем уменьшается. Поэтому часть магнитного потока, которая в среднем положении якоря проходила через верхнюю часть южного полюсного наконечника, начинает теперь проходить через

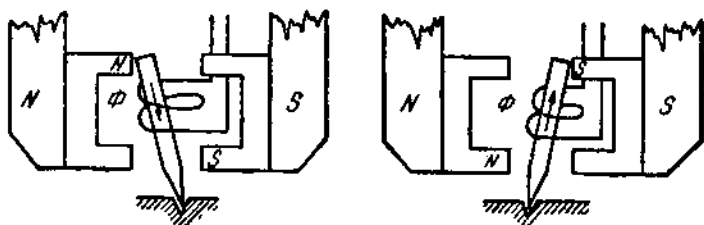


Рис. 153. Принцип действия звукоусилителя.

якорь и нижнюю часть наконечника. При таком положении якоря внутри катушки проходит магнитный поток в направлении сверху вниз.

Когда верхний конец якоря отклоняется к южному наконечнику, происходят обратные явления и внутри катушки магнитный поток проходит снизу вверх.

Скорость изменения потока, а вместе с ним и эдс в катушке приблизительно пропорциональны скорости колебательного движения иглы вслед за извилами бороздки (т. е. в направлении радиуса пластинки).

§ 4. Частотная характеристика звукоусилителя.

Зависимость эдс от колебательной скорости иглы может быть определена из анализа эквивалентной схемы звукоусилителя. С точки зрения метода электромеханических аналогий принудительное движение иглы в изгибах бороздки эквивалентно работе источника тока с такой большой эдс и таким большим внутренним сопротивлением, что через всякую нагрузку будет проходить от этого источника ток постоянной амплитуды. Рычаг (1-го рода), осуществляемый якорем, на одном конце которого расположена игла, а на другом находятся рабочие зазоры, эквивалентен трансформатору. Масса обеих половин якоря эквивалентна самоиндукции рассеяния в нем. Гибкость иглы и резиновых подушек эквивалентна емкости, потери энергии в резине эквивалентны омическому сопротивлению. Механическая схема звукоусилителя может быть изображена в виде рис. 154, на котором гибкость показана спиралями (пружинами), а местоположение механических потерь (резина) — штриховкой.

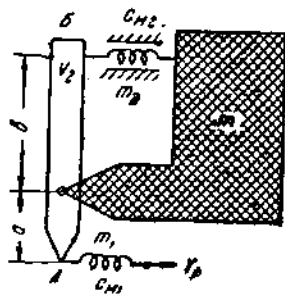


Рис. 154. Механическая схема звукоусилителя.

На этом чертеже m — масса всего звукоснимателя (плюс приблизительно $\frac{1}{3}$ массы тонарма), C_{M1} — гибкость иглы, C_{M2} — гибкость резины, m_1 и m_2 — массы обеих частей якоря, приведенные к точкам А и Б, v_1 и v_2 — соответствующие скорости движения иглы А и рабочего конца якоря Б.

Эквивалентная электрическая схема дана на рис. 155. Изображенный на этой схеме трансформатор с коэффициентом $b:a$ (понижающим, если

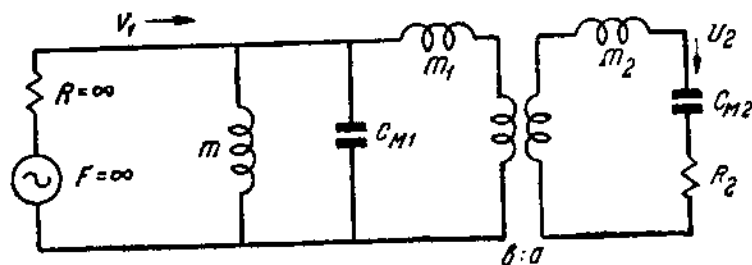


Рис. 155. Электрическая эквивалентная схема механической части звукоснимателя.

принять масштаб в предыдущем чертеже выдержанным правильно) есть трансформатор без потерь.

Перенесем все сопротивления вторичной цепи трансформатора в первичную (приведем их к концу иглы). Это выполнено на рис. 156, причем для краткости письма положено $\frac{b}{a} = n$; чем больше длина участка b , тем большую силу нужно приложить к концу иглы А, чтобы преодолеть механическое сопротивление любого рода на противоположном конце якоря.

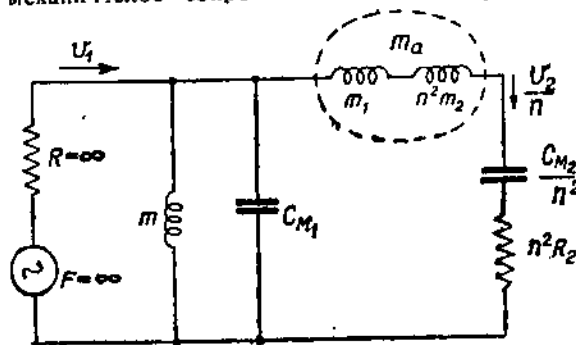


Рис. 156. Электрическая эквивалентная схема, приведенная к концу иглы.

гибкостей C_{M1} и C_{M2} велики. Вся скорость идет на передвижение массы звукоснимателя как целого с тонармом. Звукосниматель просто следует за изгибами бороздки, вращаясь вместе с тонармом на вертикальной оси последнего. Сила, действующая на массу m , равна $j\omega m v_1$; приведенная скорость деформации резины равна

$$\frac{v_2}{n} = \frac{j\omega m v_1}{\frac{1}{j\omega C_{M2} n^2}} = -\frac{\omega^2 m C_{M2}}{n^2} \cdot v_1.$$

Выбор величин и параметров существующих систем звукоснимателей таков, что весь звуковой диапазон частот удобно разбить на три участка и проанализировать действие звукоснимателя в этих трех частных диапазонах порознь.

1. При очень низких частотах сопротивление самоиндукции m мало, тогда как сопротивления

В этом выражении остальные сопротивления в цепи v_2 не приняты во внимание, как малые при низких частотах. Иначе

$$v_2 = -\frac{\omega^2 m C_{M2}}{n} v_1.$$

При повышении частоты наступает резонанс токов в системе из массы m и гибкости C_{M1} и $\frac{C_{M2}}{n^2}$; этот резонанс наблюдается при частоте

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{m \left(C_{M1} + \frac{C_{M2}}{n^2} \right)}}.$$

При резонансе сила, действующая на систему и передаваемая через иглу, максимальна, так как сопротивление системы максимально. Оно равно приблизительно (пренебрегая действием малой массы m_a) $\frac{m}{C_{M2} R_2}$ ме-
хов.

Резонансовая частота ω_1 ограничивает частный диапазон низших частот от диапазона средних частот.

2. При средних частотах сопротивление инерции массы m велико и ее шунтирующим влиянием можно пренебречь, сопротивление же инерции якоря m_a еще не велико. Так же еще не велика роль активного механического сопротивления резиновых подушек R_2 .

Весь ток v_1 делится между упругостями C_{M1} и $\frac{C_{M2}}{n^2}$ пропорционально их гибкостям

$$\frac{v_2}{n} = \frac{v_1 \cdot \frac{C_{M2}}{n^2}}{C_{M1} + \frac{C_{M2}}{n^2}}; \quad v_2 = v_1 \frac{n C_{M2}}{n^2 C_{M1} + C_{M2}}.$$

Скорость v_2 не зависит от частоты.

При дальнейшем повышении частоты возникает резонанс токов в контуре, составленном из массы m_a и двух последовательно соединенных гибкостей C_{M1} и $\frac{C_{M2}}{n^2}$.

Этот резонанс наблюдается при частоте

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{m_a \cdot \frac{1}{\frac{1}{C_{M1}} + \frac{1}{\frac{1}{n^2} + \frac{1}{C_{M2}}}}}} = \sqrt{\frac{n^2 C_{M1} + C_{M2}}{m_a \cdot C_{M1} \cdot C_{M2}}}.$$

Частота ω_2 ограничивает второй частный диапазон от высоких частот.

3. При высоких частотах значительную роль начинает играть масса якоря m_a . Она становится главным сопротивлением в цепи скорости $\frac{v_2}{n}$, в то время, как в цепи скорости v_1 важнейшую роль играет гибкость иглы C_{M1} .

Сопротивление этой гибкости равно $\frac{1}{j\omega C_{M1}}$, сила на ней равна $\frac{v_1}{j\omega C_{M1}}$; скорость $\frac{v_2}{n}$ равна этой силе, деленной на сопротивление $j\omega m_a$:

$$\frac{v_2}{n} = \frac{v_1}{j\omega C_{M1} \cdot j\omega m_a} = -\frac{v_1}{\omega^2 C_{M1} m_a}.$$

Во всех случаях эдс на зажимах катушки звукоусилителя равна

$$E = N'' v_2.$$

Полная теоретическая частотная характеристика звукоусилителя изображена на рис. 157.

Звукоусилитель принципиально обладает частотными искажениями. Задачей конструктора является так выбрать параметры конструкции, чтобы

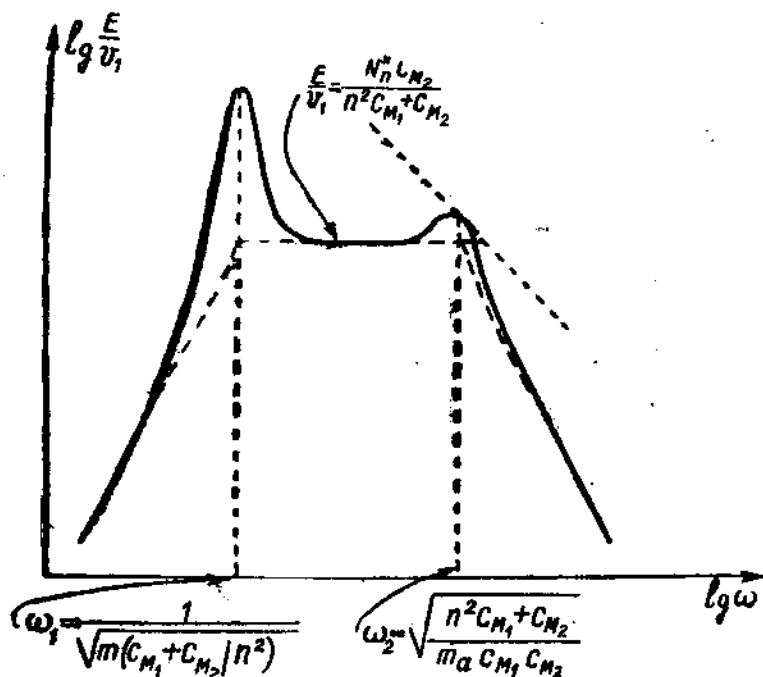


Рис. 157. Теоретическая частотная характеристика звукоусилителя.

свести искажения к минимуму и разместить их вне важнейшего диапазона частот.

В частности существенную роль имеет масса якоря m_a , уменьшение которой влечет за собой расширение рабочей полосы в области высоких частот.

На рис. 158 приведены примеры экспериментальных частотных характеристик хорошего (слева) и посредственного (справа) звукоусилителей.

§ 5. Нелинейные искажения.

Подобно другим электроакустическим аппаратам звукопередателю свойственны и нелинейные или амплитудные искажения. Они проявляются преимущественно на низших тонах, когда амплитуды колебаний рабочего конца якоря велики. Причина нелинейных искажений в основном заключается в том, что при приближении якоря к полюсному наконечнику средняя индукция возрастает и коэффициент электромеханической связи N' увеличивается.

Нелинейные или амплитудные искажения тем меньше, чем меньше перемещение якоря по сравнению с общей длиной междужелезного зазора.

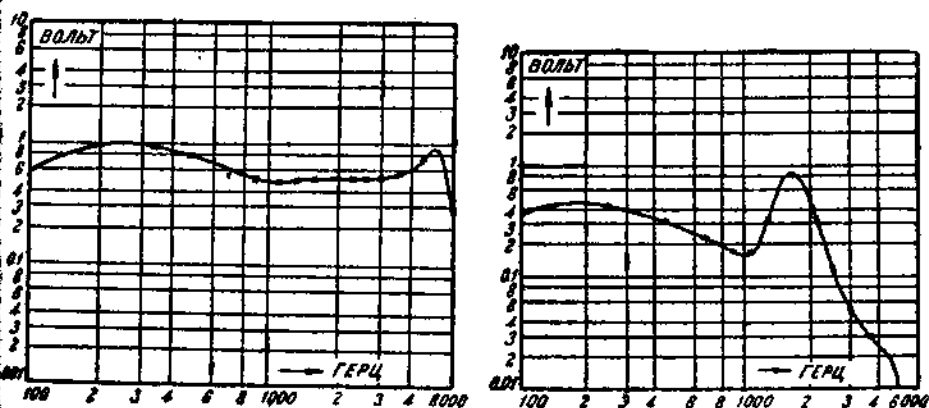


Рис. 158. Действительные частотные характеристики звукопередателей.

У лучших современных звукопередателей величина клирфактора не превосходит немногих процентов и при наименьших частотах.

§ 6. Снашивание иглы.

При пользовании граммофоном принято менять иглу после проигрывания одной пластинки. Это правило имеет под собой следующее основание. Так как форма сечения бороздки не у всех пластинок одна и та же, то очевидно, что, вообще говоря, обвод конца иглы не совпадает с обводом сечения бороздки. Примеры такого первоначального несовпадения даны на рис. 159. Первые несколько десятков сантиметров длины бороздки используются при проигрывании для подгонки формы острия иглы к форме сечения канавки. Для этого именно в состав граммпластинки прибавляются шлифующие примеси.

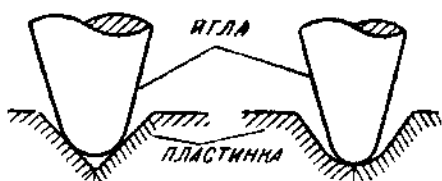


Рис. 159. Возможные соотношения формы иглы и бороздки.

При дальнейшей игре продолжается сошлифовывание новых слоев металла с острия иглы. При переходе на новую пластинку с новым, вообще говоря, обводом сечения бороздки процесс пришлифовывания должен повторяться. Это пришлифовывание происходит скорее и правильнее с новой, чем со сработанной иглой.

Механизм снашивания иглы виден на фотографии, воспроизведенной на рис. 160.

Это снашивание может дойти до того, что на игле появятся заплечики, царапающие верхнюю плоскую часть пластинки. Две допустимые стадии снашивания изображены в левой части фото, две недопустимых — в правой части его.

Для уяснения масштабов тех явлений, которые развиваются на конце иглы, приводим некоторые числовые характеристики. Острие иглы должно иметь форму почти полусферового сегмента, радиус которого порядка 0,05 мм.



Рис. 160. Последовательные стадии снашивания иглы.

Вертикальное давление на поверхности соприкосновения иглы с канавкой нормально составляет $3000 - 4000 \text{ кг/см}^2$. Линейная скорость движения иглы в канавке на краю пластинки диаметром, например, в 25 см равна

$$2\pi \cdot (12 \text{ см}) \cdot (1,3 \text{ об/сек.}) \approx 100 \text{ см/сек} = 1 \text{ м/сек.}$$

Вертикальная нагрузка от веса звукоснимателя соответствует, примерно, его массе в 150—180 г.

Неудобства и нежелательность частой смены игл привели к попыткам, сконструировать более или менее «вечные» иглы. Они изготавливаются например, так, что на конце нормальной иглы укрепляется кусочек вольфрама; ввиду того, что вольфрам тверже стали, он снашивается медленнее ее и выдерживает больше проигрываний. Предлагались также иглы, представляющие собой прочную трубочку, внутрь которой ввинчивается по мере ее срабатывания стальная проволока надлежащего диаметра.

Некоторое распространение имеют деревянные иглы (бамбуковые). Они отличаются значительной гибкостью (большое C_{M1}), что ведет за собой, во-первых, уменьшение чувствительности звукоснимателя, во-вторых, понижение обеих граничных частот, т. е. срезание высших частот (см. выше частотную характеристику черт. 157). Работа деревянной иглы дает впечатление слабого, мягкого и приглушенного звука. Деревянные иглы снашиваются очень сильно, но пластинку изнашивают ничтожно.

§ 7. Шум.

Наличие в составе пластинки твердых частиц в частности, шлифующих (абразивных) материалов, приводит к наличию в передаваемом звуке мешающего шума. Этот шум происходит от того, что игла, наталкиваясь на микроскопические неровности стенок канавки, приводится ими в беспорядочные сотрясения. Чем больше линейная скорость движения иглы по канавке и чем острее кончик иглы, тем громче и этот шум. Можно считать, что линейные перемещения кончика новой иглы по внешнему краю пластинки составляют, примерно, $3 \cdot 10^{-3}$ мм.

На рис. 161 даны спектры шума, снятые экспериментально. По оси абсцисс отложена частота в логарифмическом масштабе, по оси ординат — колебательные скорости конца иглы (в направлении радиуса диска) в про-

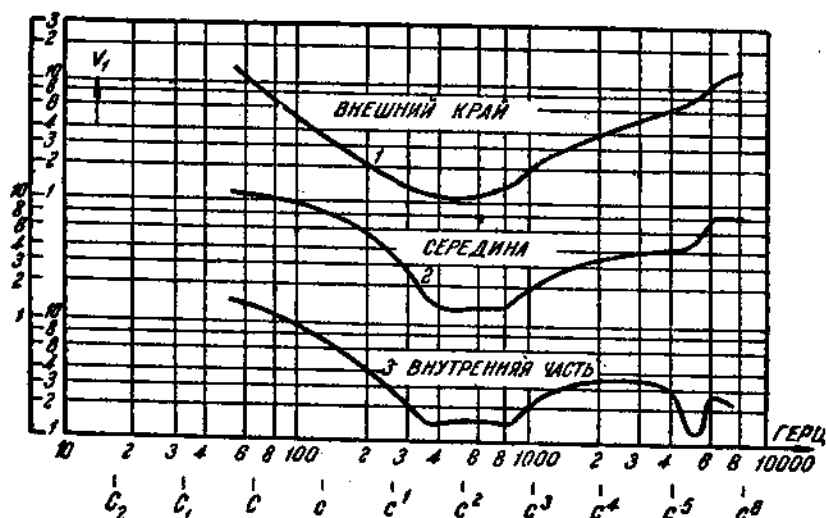


Рис. 161. Спектры шума пластинки.

извольном логарифмическом масштабе. На диаграмме приведены три спектра: один для внешнего края пластинки (начало), второй для середины и третий для внутреннего края (конец записи). Из этих спектров видно, что минимум шума соответствует, примерно, частоте 500 гц. Ниже этой частоты шумы обусловлены неравномерностями хода мотора и т. п. Они мало мешают в реальной эксплуатации. Выше этой частоты шумы обусловлены именно шероховатостями стенок бороздки. По мере снашивания иглы и уменьшения линейной скорости ее движения по внутренним завиткам бороздки на пластинке этот шум убывает.

В настоящее время получают распространение гибкие прозрачные пластинки из ацетатцеллюлозы, в состав которых не вводится шлифующих материалов. Приспособление канавки к концу иглы происходит за счет упругих деформаций материала пластинки. Такие пластинки шумят значительно меньше и иглы с ними также снашиваются меньше. Эти пла-

стинки предъявляют весьма высокие требования к качеству игол, к гладкости их острия; неправильно заточенной иглой пластинка из ацетатцеллюлозы может быть сразу приведена в негодность.

§ 8. Частотная характеристика граммофонной записи.

В средней части акустического диапазона эдс на зажимах звуко-матера пропорциональна колебательной скорости конца иглы. Поэтому,

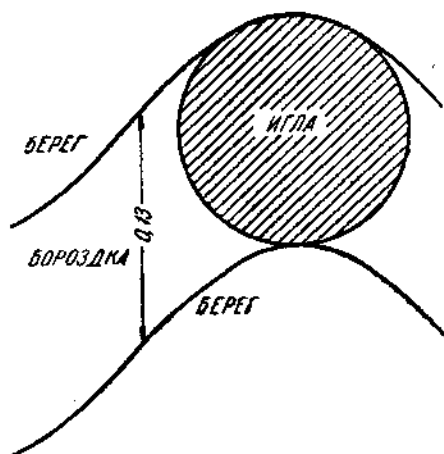


Рис. 162. Предельная крутизна записи.

определенной частоты (примерно 200 гц) нарезать бороздку по новому закону, а именно, чтобы для звуков равной интенсивности была бы постоянной амплитуда извилин бороздки ξ_m , т. е. амплитуда колебаний конца иглы.

При высших частотах возникает иное обстоятельство, заставляющее снова отступить от закона постоянства скорости. Оба берега бороздки представляют собой при постоянной частоте приблизительно две синусоиды, смещенные параллельным движением одна относительно другой, как это изображено на рис. 162. Конец иглы для правильной ее работы должен помещаться в такой бороздке. Предельный случай изображен как раз на чертеже. Если извивы бороздки будут круче, что соответствует повышению записанной частоты или увеличению амплитуды извилины, то игла не сможет уместиться в бороздке и будет выжата кверху.

Это явление усугубляется, во-первых, тем, что шошенная игла имеет не круглое, а овальное сечение острия, во-вторых, тем, что игла распо-

чтобы получить одинаковую интенсивность звука на всех частотах этого частного диапазона, нужно бороздку нарезать такой амплитуды, чтобы колебательная скорость была независима от частоты (закон постоянства скорости). Тогда амплитуда извилины бороздки будет обратно пропорциональна частоте, так как

$$v_m = \omega \xi_m; \xi_m = \frac{v_m}{\omega}.$$

Поэтому при низких частотах эти амплитуды для наиболее громких звуков могут оказаться столь большими, что бороздка выйдет за пределы предназначенной ей дорожки. Поэтому принято ниже

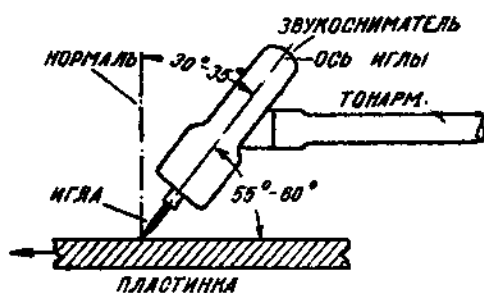


Рис. 163. Расположение звуко-матера в вертикальной плоскости.

лагается не нормально к поверхности пластинки, а под углом в $30-35^\circ$ к нормали (рис. 163). При этом более крутое положение иглы (ближе к нормали) вызывает ускоренное снашивание пластинки, более отлогое (ближе к пластинке) сопровождается выпадением из передачи высших частот.

Неправильное положение иглы в отжатом кверху положении изображено на рис. 164.

По этим соображениям высшие частоты записываются на пластинках с таким расчетом, чтобы кривизна бороздки для разных частот, но равных интенсивностей, была одинакова. Если произвести необходимые вычисления, то можно доказать, что это требование равносильно следующему: выше некоторой частоты амплитуда записи должна убывать обратно пропорционально квадрату частоты.

Разобранная зависимость изображена в логарифмическом масштабе на диаграмме рис. 165. Границы установленных практикой диапазонов, в которых запись подчиняется каждому из трех законов, соответствуют, примерно, частотам 200 и 4000 гц.

«Динамика» записи, т. е. отношение максимальной интенсивности записанного звука (при фортиссимо) к минимальной (при пианиссимо),

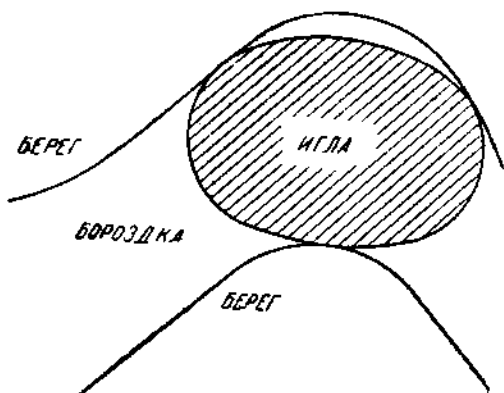


Рис. 164. Недопустимая кривизна записи.

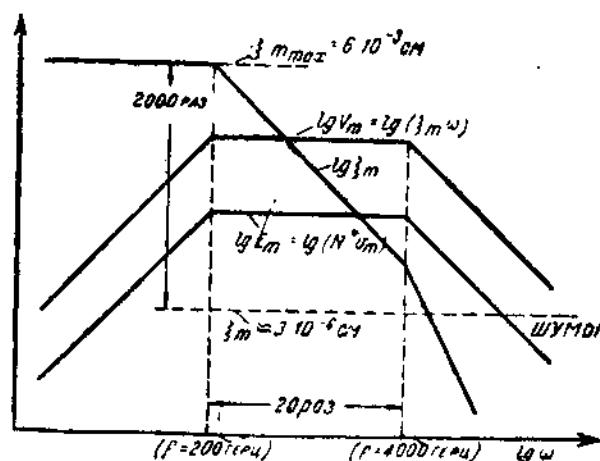


Рис. 165. Частотная характеристика граммофонной записи.

еще различаемой на фоне шумов, в общепринятой записи составляет для чистых тонов по напряжениям (или по колебательным скоростям) около 100 раз (по интенсивности — 10 000 раз), т. е. 40 дб.

В среднем диапазоне для звука максимальной громкости допустима такая колебательная скорость, что при частоте 200 гц используется вся дорожка, т. е. амплитуда доходит до $6 \cdot 10^{-3}$ см. Эта максимальная скорость поэтому равна

$$v_m = \omega z_m = 2\pi \cdot 200 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \approx 7,5 \text{ см/сек.}$$

Эффективное значение скорости — около 5 см/сек.

§ 9. Снашивание пластинок.

При проигрывании игла повреждает пластинку. Это повреждение происходит вследствие тех больших давлений, которые развиваются в месте соприкосновения иглы со стенками бороздки. Эти давления велики по трем причинам.

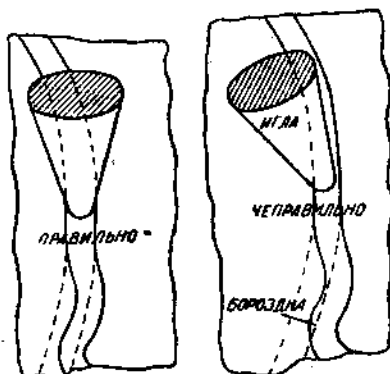


Рис. 166. Расположение иглы звукоснимателя относительно направления бороздки.

Во-первых, вертикальный нажим иглы на пластинку за счет веса звукоснимателя и участка тонара от его сочленения до звукоснимателя (коэффициент приведения к концу иглы около 1/2). Получающиеся давления составляют, примерно, 3000—4000 кг/см². Они особенно велики там, где игла свежая и еще не успела притереться к данной форме бороздки, т. е. в начале записанного прохода, на внешнем краю пластинки.

Во-вторых, при колебательных движениях иглы, следующей за изгибами бороздки, игла оказывает реакцию на края бороздки, принуждающие иглу колебаться (в направлении радиуса диска). Наибольшей величины реакция достигает при частоте, когда в механической системе наблюдается низший резонанс скорости (см. выше эквивалентную схему).

Поэтому на граммофонной пластинке больше срабатывают боковые стенки именно на тех местах, где записаны большие амплитуды низких частот.

Наконец, в-третьих, существенную роль для снашивания пластинки имеет правильное положение иглы звукоснимателя относительно направления канавки. Необходимо стремиться к тому, чтобы вертикальная плоскость, проходящая через ось иглы и нормальная к поверхности пластинки, была бы касательной к среднему направлению бороздки (у архимедовой спирали). На рис. 166 показано неправильное и правильное в этом смысле положение иглы; этот рисунок дает вид сверху на пластинку. Очевидно, что неправильное, косое положение иглы вызовет одностороннее снашивание пластинки. Это снашивание будет особенно велико, если перекосы иглы относительно канавки будут при каждом проигрывании повторяться. Поэтому важно так подобрать местоположение осевого тонара и угол между вертикальной плоскостью иглы и линией тонара, чтобы перекосы в пределах одной пластинки были минимальными.

На рис. 167 изображена часть пластинки и три положения звукоснимателя в начале, в середине и в конце записи.

Угол между вертикальной плоскостью иглы и линией тонарма отмечен буквой δ_1 . Требование минимального перегиба иглы сводится к тому, чтобы углы между проекцией оси иглы AB и мгновенным радиусом a_1 , a_2 или a_3 изменялись бы в пределах записи минимально, т. е. чтобы

$$\begin{aligned}\delta_1 + \delta_3 &= \delta_1 + \delta_3; \quad \delta_2 = \delta_2; \\ (\delta_1 + \delta_1) - (\delta_1 + \delta_3) &= (\delta_1 + \delta_1) - (\delta_1 + \delta_3) = \Delta\delta \rightarrow \min; \\ \delta_1 - \delta_3 &= \delta_1 - \delta_3 = \Delta\delta \rightarrow \min.\end{aligned}$$

Выражая квадрат стороны l_3 , лежащей в треугольнике против острого

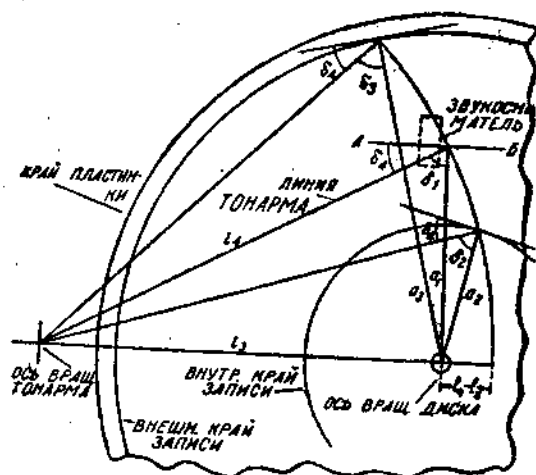


Рис. 167. Расположение звукоснимателя и тонарма над пластинкой.

гла δ_2 (или δ_3), через стороны l_1 и a_1 (или a_3), находим из первого условия

$$\begin{aligned}l_1^2 + a_2^2 - 2l_1 a_2 \cos \delta_2 &= l_2^2 = l_1^2 + a_3^2 - 2l_1 a_3 \cos \delta_3; \\ \frac{l_1^2 + a_2^2 - l_2^2}{2l_1 a_2} &= \cos \delta_2 = \cos \delta_3 = \frac{l_1^2 + a_3^2 - l_2^2}{2l_1 a_3}; \\ \frac{l_1^2}{a_2} - \frac{l_2^2}{a_3} &= \frac{l_1^2 + a_2^2}{a_2} - \frac{l_1^2 + a_3^2}{a_3}; \\ l_1^2 \left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_3} \right) &= l_2^2 \left(\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_3} \right) - (a_3 - a_2); \\ l_2^2 &= l_1^2 - \frac{a_3 - a_2}{\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_3}} = l_1^2 - a_2 a_3; \\ l_3 &= \sqrt{l_1^2 - a_2 a_3}.\end{aligned}$$

Это выражение дает расстояние между осью вращения тонарма и центром диска l_3 , удовлетворяющее требованию минимальных перегибов в пределах пластинки.

Угол δ_1 для любой точки записи будет больше углов δ_2 или δ_3 .

Беря производную от угла δ_1 по соответствующему радиусу a_1 и приравняв ее нулю, можно доказать, что максимального значения угол δ_1 достигает на радиусе $a_1 = \sqrt{a_2 a_3}$.

Вблизи этого значения радиуса угол δ_1 почти не изменяется. Соответствующее этому оптимальному положению значение угла δ_1 определится, как дополнение δ_1 до 90° следующим образом

$$l_2 = \sqrt{l_4^2 - a_1^2}; \quad \sin \delta_1 = \cos \delta_1 = \frac{l_2}{l_4} = \sqrt{1 - \left(\frac{a_1}{l_4}\right)^2} = \sqrt{1 - \frac{a_2 a_3}{l_4^2}}.$$

Это соотношение вытекает из того, что треугольник со сторонами l_2, l_4, a_1 имеет в центре диска прямой угол.

§ 10. Применение звукозаписи в радиовещании.

Существующая система граммофонной записи имеет ряд недостатков. Наиболее существенными недостатками для использования в радиовещании являются короткое время проигрывания и шум. Особенно неудачным является то обстоятельство, что как-раз в начале исполнения у внешнего края записи, пока свежа иглолка, а скорости движения иглы по бороздке велики, шум пластинки сильнее всего.

Поэтому в практике передач по радио, а также для звукового кино, применяются пластинки увеличенных размеров, записанные в обратном направлении от центра пластинки к ее периферии. Равным образом существуют записи, уклоняющиеся от общепринятого закона распределения амплитуд по частотам (они требуют применения исправляющих фильтров в усилителях), а также существуют перспективы для возврата к глубинной записи путем поднятия техники этой записи на высшую ступень.

Глубинная запись имеет то преимущество, что для нее нужна более узкая дорожка, что позволяет удлинить время проигрывания одной пластинки до 15—20 минут. Применение весьма легких (около 20 г) электродинамических звукоснимателей с микроскопической подвижной катушкой (масса около 0,03 г) и пластинок из ацетатцеллюлозы позволяют динамике исполнения довести до 1000 раз по эдс или до 10^6 раз по интенсивности (60 дб), причем все это сопровождается столь малым износом пластинки, что проигрывание нескольких тысяч раз одной пластинки не вредит последней.

III. АКУСТИКА ПОМЕЩЕНИЙ В ПРИМЕНЕНИИ К РАДИОВЕЩАНИЮ¹⁾.

А. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ.

В условиях современного радиовещания микрофоны лишь в редких случаях работают в акустических условиях плоских или шаровых волн, теория которых дана в 1-й части. Обычно микрофон применяется в условиях специально оборудованной радиовещательной студии. В связи с этим работа микрофона сопряжена с некоторыми особенностями, сильно зависящими от оборудования студии.

Явления в студиях, где производится первоначальное акустическое явление, воспринимаемое микрофоном, и явления в помещениях, в которых работают громкоговорители, должны быть изучены. Знание этих явлений необходимо для того, чтобы правильно применять микрофоны и громкоговорители и дальше усовершенствовать те приемы, которые выработаны до сих пор.

При использовании электроакустической аппаратуры необходимо иметь в виду, что эта аппаратура не может претендовать на абсолютно точное воспроизведение первоначального акустического явления. Это обстоятельство связано не с теми основными дефектами существующей аппаратуры и усилителей (линейные и нелинейные искажения), которые успешно преодолеваются в процессе разработки и усовершенствования новых аппаратов, а вытекает из геометрических соотношений и экономики эксплуатации аппаратуры. Важнейшие из этих фактов следующие:

1. Реальное акустическое явление мы воспринимаем двумя ушами и притом как часть определенной внешней обстановки. В восприятии этой обстановки кроме слуха участвуют и зрение, и осязание, и подчас обоняние. Поэтому возможная неполнота акустических восприятий восполняется с избытком остальными ощущениями. Сверх того каждое ухо воспринимает несколько отличное акустическое явление, причем суммирование обоих впечатлений происходит в центральной нервной системе сложным психологическим путем. Там же происходит и обработка различий в обоих слуховых впечатлениях в новое впечатление — впечатление направления, откуда поступает звук (стереоакустический эффект).

При восприятии акустической картины через микрофон, соединенный с репродуктором одним и тем же электроакустическим каналом, мы должны по-

¹⁾ См. И. Г. Дрейзен — „Электроакустика в широковещании“, Связьтехиздат, 1932 г.

лучать картину, акустически весьма подробную без каких-либо пропусков или неясностей. Здесь нам нечем восполнить пропуск или разъяснить получившуюся неясность.

2. Акустическое явление, порождаемое как в открытом пространстве, так и в помещении работой разных музыкальных инструментов, а тем более целым оркестром, будут пространственно сильно различны. Громкоговоритель имеет определенные размеры. Воспроизводя музыку, исполненную на разных инструментах целым оркестром, один громкоговоритель ни в открытом пространстве, ни в помещении не создает точно того же акустического явления, которое наблюдалось бы, если бы вместо громкоговорителя играл оркестр.

3. В состав радиопередач входят акустические явления различной интенсивности от фортиссимо симфонического оркестра (акустические давления до 130 бар) до шопота, в действительности спускающегося до порога слышимости (акустическое давление до $4 \cdot 10^{-4}$ бар).

Перекрыть весь этот диапазон давлений, составляющий около 300 000 раз, сохраняя пропорциональность (и находясь выше порога мешающих шумов при самых слабых звуках), при современных технических средствах невозможно.

Практически принятое в радиопередаче отношение фортиссимо к пианиссимо — динамика — по давлению составляет 100 раз, т. е. по мощности в 10 000 раз, или в относительной мере 40 дб. Для создания требуемого различия во впечатлениях при переходе от тихих звуков к громким и обратно нужно соблюдение определенных правил, приводимых ниже.

Таким образом передача посредством электроакустических аппаратов может выполнять свою роль воспроизведения звуковых явлений только в том случае, если при этом воспроизведении допустить ряд условностей, в силу чего она приближается к разряду искусств.

Б. СТУДИИ.

§ 1. Назначение и основные требования.

Передачи могут происходить из любого помещения или на открытом воздухе. Однако для того, чтобы передача была наиболее совершенна, она должна производиться из специального помещения, называемого студией.

Для того чтобы студия удовлетворяла своему назначению, необходимо, чтобы был соблюден ряд условий. Эти условия сводятся к изоляции студии от посторонних акустических помех, к надлежащему акустическому оборудованию ее и к надлежащему размещению в ней микрофона и исполнителей. Кроме того передача должна быть правильно обслужена с технической стороны.

§ 2. Изоляция студии от акустических помех.

Для предотвращения возможности возникновения помех в студии необходимо, чтобы ее пол был накрыт ковром или мягкими дорожками по основным направлениям, чтобы вентиляционные отверстия открыва-

лись и закрывались бесшумно, имелась необходимая обстановка (например прочные, нескрипучие стулья удобной высоты и т. п.), а также, чтобы управление передачей (посредством световых сигналов) было хорошо налажено. В табл. 3 дана примерная громкость над порогом слышимости нескольких важнейших звуков, производимых в студии. Из этой таблицы видна необходимость тщательного избежания всяких помех.

Далее нужно оградить студию от проникновения в нее внешних акустических помех¹⁾. Эти внешние помехи могут возникать как в соседних помещениях, так и на улице.

Т а б л и ц а 3

Наименование явления	Громкость в дБ	Наименование явления	Громкость в дБ
Речь диктора у микрофона (расстояние 0,4 м)	65—75	То же при небольшом движении	30—35
Скрипка соло (расст. 2—3 м)	50—60	То же при оживленном движении	40
Малый концертный ансамбль в среднем	60	То же, гудки автотранспорта	45
Ансамбль (расст. от 3 до 9 м) форте	70	Перелистывание страниц диктором	до 55
То же фортиссимо	80—85	Оркестр перед началом игры при включении микрофона	25—30
Речь шопотом (расст. 1 м)	25—30		
Общий шум с улицы при затишии (переулок асфальтирован)	25		

Они могут проникать в студию в основном через следующие каналы²⁾.

Во-первых, через прямые отверстия, соединяющие студию с шумным помещением (форточки, двери и щели около них, вентиляционные отверстия и т. п.). Необходимо иметь в виду, что даже через малое отверстие проходит очень много акустической энергии. Пусть имеется шумное помещение, в котором происходит акустическое явление, характеризующееся эффективным давлением p бар. Если это помещение соединяется с безграничным пространством посредством маленького (по сравнению с длинами волн) отверстия площади S , то можно было бы ожидать, что из этого отверстия излучится мощность

$$P_A = \frac{p^2 S}{\rho c_1} \text{ эрг/сек.}$$

Опыты показали, что на самом деле излучается в q раз больше мощности, причем коэффициент q имеет значения, надписанные на рис. 168 а,

¹⁾ См. книгу «Методы исследования шумов» из серии «Успехи физических наук», 1933 г., стр. 37, 40—42.

²⁾ См. С. Я. Лифшиц — «Акустика зданий и их изоляция от шума и сотрясений», ОНТИ, 1931 г.

б и в. На рис. 168а изображены результаты опытов с отверстиями диаметром от 3 до 12 мм в латунном диске 1 мм толщиной. При частоте 100 гц через такое отверстие проходит звуковая мощность, в 75 раз большая, чем можно было бы ожидать по последней формуле. На рис. 168б показано, что три отверстия, каждое диаметром 9 мм, на расстоянии 40 мм друг от друга, пропускают, например, при 200 гц в 400 раз больше энергии, чем следовало бы по формуле. На этом же чертеже показаны пунктиром около правого нижнего отверстия размеры одного отверстия, эквивалентного в смысле пропускания звуковой энергии данным двум или трем. Наконец, на рис. 168 в показаны размеры четырех щелей; оказывается, что щель длиной 71 мм и шириной 1 мм пропускает звуковой энергии в 64 раза больше, чем по последней формуле

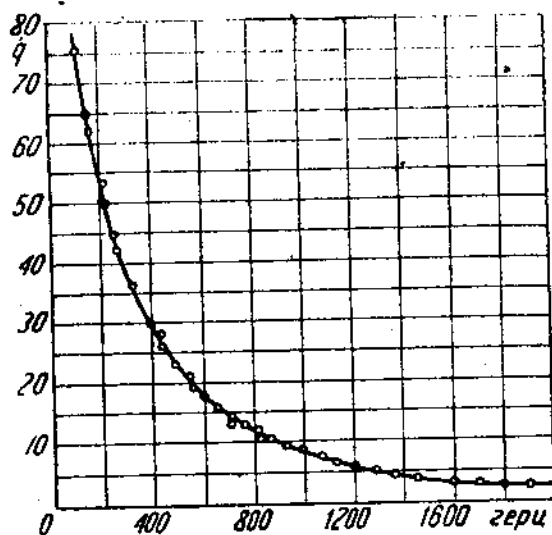


Рис. 168а.

меры четырех щелей; оказывается, что щель длиной 71 мм и шириной 1 мм пропускает звуковой энергии в 64 раза больше, чем по последней формуле

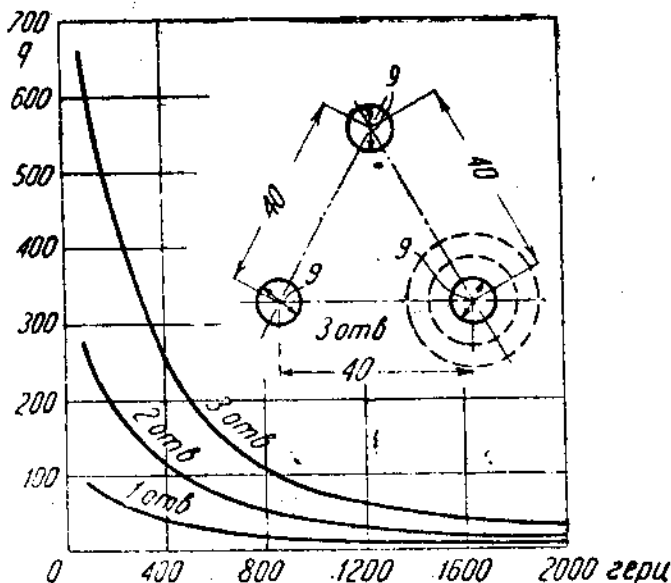


Рис. 168б.

Когда длина волны в воздухе сравнима с размерами отверстия, последняя формула справедлива.

Способом устранения акустических помех из соседних шумных помещений в студию являются: ограждение студии от шумных помещений кольцом неэксплуатируемых (тихих) комнат и тщательная заделка прямых отверстий (усовершенствование дверей и вентиляционных каналов).

Во-вторых, внешние помехи могут проникать в студию через стены следующим образом: акустическая помеха в соседнем помещении вызывает сотрясения — колебания изгиба — в стене, полу или потолке; эти колебания излучаются в воздух студии и создают в ней акустическую помеху.

Теоретические исследования и опыты показали, что в вопросе о такой передаче звука наибольшую роль играет величина: масса стены, рассчитанная на единицу ее площади (поверхностная плотность). Чем эта масса больше, тем меньше звуковой мощности проникает через стену.

На рис. 169 даны результаты измерений ослабления звука стенкой размером 4 м^2 из различных материалов в реальных условиях (сплош-

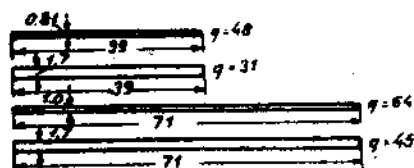


Рис. 168.

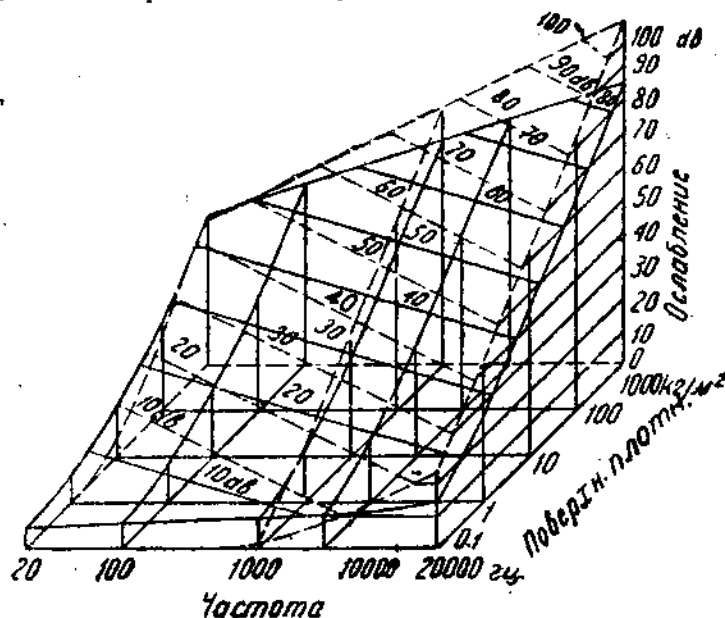


Рис. 169. Ослабление звука стенками.

ными линиями; пунктирные линии чертежа соответствуют точным теоретическим значениям).

В-третьих, внешние помехи могут проникать в студию через почву. Колебания почвы возбуждаются городским транспортом, а также стационарными механизмами. Эти колебания распространяются в форме поверхностных волн (см. часть 1-я, Д, § 7, стр. 60) и приводят в сотрясение фундаменты, стены и перекрытия строений.

Колебания, обусловленные транспортом, тем сильнее, чем больше скорость движения транспорта, неровности пути и масса незарессоренных частей экипажей. Частота возбуждаемых колебаний зависит от упругих свойств почвы и толщины ее поверхностных слоев; в среднем максимальные перемещения соответствуют частотам в пределах от 10 до 25 гц.

Амплитуды колебаний, обусловленных работой стационарных двигателей, определяются массой движущихся частей и их ускорениями.

Оба вида помех вызывают в студии лишь низкочастотные колебания, непосредственно не воспринимаемые электроакустической аппаратурой¹⁾. Вред этих колебаний заключается в том дребезжании, которое может возникнуть в местах неплотных соприкосновений твердых тел (стекла).

Баланс звуковой энергии в стене и связь между вышеприведенными каналами удобно изображать в виде наглядной диаграммы рис. 170.

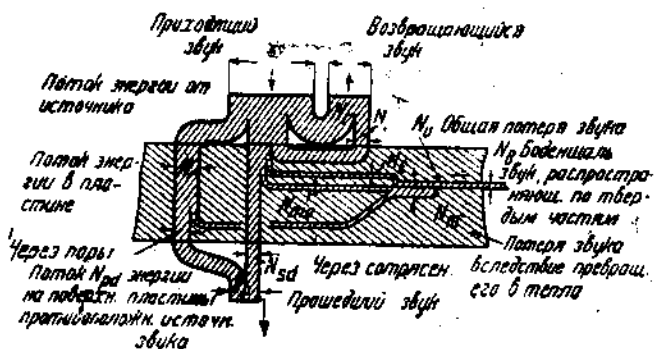


Рис. 170. Баланс акустической энергии в стене.

Изоляцию студии от внутренних и внешних помех нужно осуществлять лишь в той мере, чтобы наблюдаемые в студии остаточные помехи были ниже уровня чувствительности и шума применяемых микрофонов. Например, при эксплуатации угольных микрофонов нет смысла добиваться уменьшения помех ниже, примерно, 0,01 бар.

Чем чувствительнее микрофон и чем ниже уровень его собственных шумов, тем большие требования предъявляются к студии.

§ 3. Акустическое оборудование студии.

Студия должна быть оборудована в акустическом отношении так, чтобы передача из этой студии производила наиболее приятное впечатление.

Эстетическая оценка художественного исполнения при непосредственном слушании в различных помещениях различна. Именно, если произведение исполняется в большом зале с ровными твердыми стенами, полом и потолком, то оно дает впечатление гулкого, невнятного, рас-

¹⁾ Кроме, впрочем, угольных микрофонов.

плывчатого звука. Если исполнитель выступает в маленькой комнате, заставленной мебелью, с коврами, занавесками и портьерами, то это производит впечатление как бы сдавленного голоса. Оба эти случая являются крайними и эстетически неудовлетворительными. Наилучшее впечатление производит художественное исполнение в помещении, специально оборудованном и обставленном.

Подробное изучение вопроса об условиях наилучшего эстетического впечатления от художественного исполнения показало, что в этом вопросе существенную роль играет некоторая физическая величина, называемая длительностью стандартной реверберации (иногда просто реверберацией). Физический смысл этой величины удобно установить, пользуясь аналогией между акустическими и электрическими явлениями.

Представим себе последовательный колебательный контур из емкости C , самоиндукции L и сопротивления r , в котором какая-то последовательная эдс e_1 действует от момента $t=0$ до момента $t=-t_1$. Запас электрической энергии в контуре в любой момент будет

$$\frac{1}{2} Li^2 + \frac{1}{2} Cu^2.$$

Если этот запас изменяется, то это происходит за счет поглощения энергии в сопротивлении и за счет выделения энергии источником эдс, поэтому

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} Li^2 + \frac{1}{2} Cu^2 \right) + ri^2 = ie_1.$$

Выполняя в этом уравнении дифференцирование, подставляя в полученное уравнение связь между током i и напряжением u на конденсаторе

$$i = C \frac{du}{dt},$$

сокращая все уравнение на i и дифференцируя результат по времени, получим известное уравнение колебательного контура

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + r \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = \frac{de_1}{dt}.$$

Решая это уравнение, находим некоторое выражение для установившегося режима, на который в моменты $t=0$, $t=t_1$ налагаются собственные непродолжительные затухающие колебания, амплитуда этих колебаний убывает со временем по закону

$$e^{-\frac{rt}{2L}}$$

Эдс e_1 , мгновенно включенная и выключенная мгновенно, не сопровождается мгновенным возникновением и прекращением тока в контуре: наоборот электрические колебания в контуре будут постепенно устанавливаться. Амплитуда собственных колебаний будет убывать и достигнет $1/e = 0,382$ первоначального значения через промежуток времени

$t_0 = \frac{2L}{r}$, который называется временной постоянной колебательного контура. Амплитуда колебаний достигнет 0,001 первоначальной величины через такое время t_0 , которое определяется соотношением

$$e^{-\frac{rt_0}{2L}} = 0,001;$$

$$\frac{rt_0}{2L} \lg e = 3;$$

$$t_0 = \frac{3 \cdot 2L}{r \lg e} = \frac{3 \cdot 2L}{r \cdot 0,434} = 6,9 \cdot \frac{2L}{r} = 6,9 t_0.$$

Выражения для t_c можно написать так

$$t_c = 6,9 t_0 = 6,9 \cdot 2 \cdot \frac{L}{r} = 13,8 \frac{\frac{1}{2} L I^2 + \frac{1}{2} L I^2}{r I^2} = 13,8 \frac{\frac{1}{2} L I^2 + \frac{1}{2} C U^2}{r I^2}.$$

Здесь I означает эффективное значение тока, в каких-либо условиях текущего по контуру; в числителе стоит сумма среднего запаса энергии в самоиндукции и равного ей среднего запаса энергии в конденсаторе, в знаменателе стоит мощность, расходуемая в сопротивлении.

В воздухе закрытых помещений происходят явления, аналогичные явлениям в колебательном контуре. Акустическая энергия состоит из кинетической энергии движущихся в потенциальной энергии сжатых (или разреженных) частиц. Эта энергия пополняется за счет работы источника звука и расходуется за счет потерь через отверстия, на соотрясения и в порах стен помещения. В частности последние потери происходят вследствие того, что при положительном акустическом давлении часть воздуха втискивается в узкие поры, при отрицательном — высасывается из них, а продвижение воздуха через поры сопряжено с потерями энергии на вязкость воздуха.

Поэтому мы должны ожидать, что акустическое давление в помещении установится не мгновенно с началом работы источника звука, а лишь постепенно, и что по прекращении его действия акустическое давление исчезнет не мгновенно. Мы должны ожидать, что в среднем амплитуда акустического давления уменьшится до 0,001 первоначальной величины через такое время t_c , которое равно

$$t_c = 13,8 \frac{\text{средний запас акустической энергии}}{\text{расходуемая акустическая мощность}}.$$

Запас потенциальной энергии в бегущих волнах абсолютно равен запасу кинетической энергии, в стоячих волнах оба запаса энергии равны в среднем. Поэтому общий запас акустической энергии равен удвоенному запасу потенциальной энергии. Этот запас в помещении объемом V равен

$$W_n = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_{cp}^2 V}{\rho c^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_{cp}^2 V}{\rho c^2} \text{ эрг.}$$

Полный запас акустической энергии будет

$$W = \frac{\rho_{cp}^2 V}{\rho_0 c_1^2} \text{ эрг.}$$

Представим себе сначала, что стенки данного помещения абсолютно не поглощают звука, но в помещении имеется большое (сравнительно с длиной волны см. выше стр. 185) отверстие—окно—площади S в бесконечное пространство. Акустическая мощность, излучаемая через это отверстие из помещения, будет

$$P_A = \left(\frac{p_{cp}}{2}\right)^2 \cdot \frac{S}{\rho_0 c_1} = \frac{1}{4} \cdot \frac{\rho_{cp}^2 S}{\rho_0 c_1} \text{ эрг/сек.}$$

Здесь у давления стоит множитель $1/2$, потому что внутри помещения с непоглощающими стенками акустическое явление в основном представляет переплет стоячих волн, давление в которых вдвое больше давления первоначальных бегущих и отраженных волн; в отверстии же налицо одна бегущая волна, излучаемая из него, поэтому в отверстии среднее давление вдвое меньше среднего давления во всем объеме.

Отсюда

$$t_c = 13,8 \frac{W}{P_A} = 13,8 \frac{\frac{\rho_{cp}^2 V}{\rho_0 c_1^2}}{\frac{\rho_{cp}^2 S}{4 \rho_0 c_1}} = 4 \cdot 13,8 \cdot \frac{V}{S c_1} = \frac{55,2}{c_1} \cdot \frac{V}{S} = 1,62 \cdot 10^{-3} \frac{V}{S} \text{ сек.}$$

В этом выражении V и S выражены в см^3 и см^2 . Эти величины слишком малы для средних случаев практики; удобнее м^3 и м^2 , тогда

$$t_c = 1,62 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{10^6 V_{\text{м}^3}}{10^4 S_{\text{м}^2}} = 0,162 \frac{V_{\text{м}^3}}{S_{\text{м}^2}} \text{ сек.}$$

Промежуток времени t_c называется длительностью стандартной реверберации. В этом термине слово «стандартная» относится именно к тому обстоятельству, что в конце промежутка среднее акустическое давление спадает до 0,001 первоначальной величины. Если в начале промежутка t_c акустическое давление соответствовало хорошей слышимости звука, примерно, 1 бар, то в конце промежутка t_c акустическое давление спадает, примерно, до порога слышимости—около 0,001 бар¹⁾. Выражение для t_c может быть выведено и другими путями.

На рис. 171 а и б приведено графическое изображение явления нарастания и убывания акустического давления и громкости в помещении соответственно в линейном и логарифмическом масштабах.

¹⁾ По первоначальному определению, данному У. Сэбином (1898—1900 г.) длительность реверберации исчисляется именно до порога слышимости, независимо от того, какова первоначальная громкость звука. Поэтому по Сэбину длительность реверберации тем больше, чем громче первоначальный звук.

Общий показательный закон убывания среднего акустического давления после прекращения действия источника (громкоговорителя) хорошо согласуется с опытом. Однако, если следить за ходом акустического давления, наблюдая это давление в одной точке (например посредством микрофона, усилителя и осциллографа), то окажется, что амплитуда давления обычно изменяется совершенно неправильным образом. Эти отступления от показательного закона обусловлены тем, что акустическая камера есть система с распределенными постоянными; наряду с средним изменением акустического давления строго по показательному закону, в отдельных точках ход изменения амплитуды может быть запутанным.

Допустим для определенности, что микрофон был расположен вблизи узла акустического давления в той стоячей волне, которая получилась, например, в результате сложения прямой бегущей волны от источника

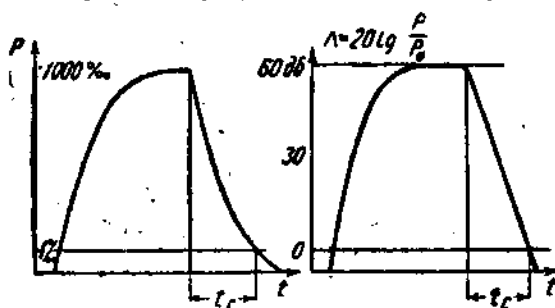


Рис. 171. Нарастание и убывание звука в помещении.

звuka с отраженной от одной из стен помещения. Во время работы источника звука на микрофон действует лишь небольшое давление, равное разности давлений бегущей и отраженной волн. После выключения источника сначала прекратит свое действие на микрофон прямая бегущая волна. Некоторое время микрофон будет находиться под действием полного значения давления в отраженной волне. Это давление

больше, чем давление в узле стоячей волны, где давления обеих волн—падающей и отраженной—вычитаются. Поэтому на зажимах микрофона будет наблюдаться короткий подъем амплитуды эдс. Через некоторое время до микрофона докатится конец и отраженной волны, и акустическое давление перед микрофоном будет нуль.

Ход эдс на зажимах микрофона в подобном исключительном случае будет исключительно сильно отступать от показательного. В реальных случаях наблюдаются менее резкие отклонения от показательного закона.

Для получения правильных результатов необходимо либо применять много микрофонов и каким-то путем «осреднить» полученные многочисленные записи, либо нужно взамен единого чистого синусоидального тона вести измерение посредством ряда близких звуковых частот. Тогда среднее давление в каждой точке будет являться случайной суммой большого числа составляющих разных частот. Некоторые из них будут соответствовать приблизительно узлам, другие—пучностям давлений в случайно распределенных стоячих волнах. Эта полоса из ряда близких частот получается путем весьма низкочастотной модуляции какого-либо сигнала несущей звуковой частоты. В частности принято модулировать эту несущую звуковую передачу по частоте. Глубина модуляции принята около 50 гц, а частота модуляции порядка 5 гц. Такие передачи на-

ываются воющим тоном. Измерения реверберации, производимые воющим тоном, дают показательный ход амплитуды давления во времени.

Эти измерения показали, что длительность реверберации, полученная в различных местах обычных концертных помещений и аудиторий, дает одинаковые для данного помещения числовые результаты.

Действительные стенки помещения могут быть ни идеально отражающими, ни идеально поглощающими звук, как открытое окно. Некоторые из поверхностей, ограничивающих объем V с действительной площадью S_1 , могут поглощать столько акустической энергии, сколько поглотило бы открытое окно площадью αS_1 , где α меньше единицы. Несколько таких поверхностей будут равноценны окну с площадью $\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots$, вообще $\Sigma \alpha S$. Тогда длительность стандартной реверберации будет

$$t_e = 0,162 \frac{V_{\text{м}^3}}{\Sigma \alpha S_{\text{м}^2}} \text{ сек.}$$

В табл. 4 даны измеренные значения коэффициента α для различных поверхностей комнатного оборудования, а также некоторые значения общего поглощения αS , рассчитанного на индивидуальные предметы.

Т а б л и ц а 4

Поглощение звука (при частоте 512 гц)

а) Рассчитано на 1 м^2 поверхности (α)

Облицовка твердой сосны	0,061—0,1
Штукатурка на деревянных планках	0,033
Штукатурка на проволочной сетке	0,033
Обыкновенная кирпичная стена	0,032
Линолеум на твердой подкладке	0,030
Стекло обычной толщины	0,027
Штукатурка на кирпичной стене	0,025
Бетон	0,015
Мрамор	0,010
Толпа, заполняющая помещение	0,96
Шерстяной войлок 2,5 см толщины с тонким чехлом из материи	0,55
Различные звукопоглощающие материалы	0,25—0,70

б) Рассчитано на 1 предмет (αS)

Рояль	0,60
Одна женщина	0,54
Один мужчина	0,48
Мягкий стул с кожаной обивкой	0,30
Деревянная скамья со спинкой (5 мест)	0,039

Эстетическая оценка исполнения музыкальных произведений показала, что чрезмерная длительность реверберации вызывает впечатления гулкости, слишком кратковременная реверберация вызывает впечатление сдавленности. Оптимальная длительность реверберации зависит от объема помещения и характера исполняемого произведения.

На рис. 172 приведены значения длительности стандартной реверберации, рекомендуемые для различных объемов помещений и характера музыкальных произведений при непосредственном слушании.

Для студий необходимо выбрать меньшую длительность реверберации, чем для непосредственного слушания. Сокращение реверберации должно обеспечить большую внятность передачи.

Однако чрезмерно сокращать длительность, в частности для музыкальных произведений, невозможно, потому что это вызовет у исполнителей и дирижера непривычные впечатления о собственной игре. Исполнители будут склонны играть преувеличенно громко, что сильно исказит натуральный характер звучания инструментов и голосов. В среднем можно считать, что для передач через микрофон нужно взять длительность реверберации процентов на 30 меньше, чем для непосредственного слушания.

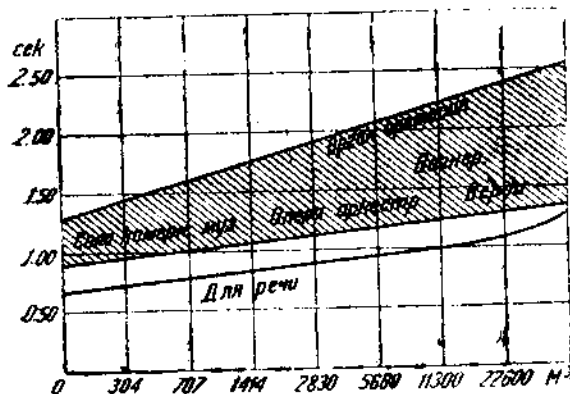


Рис. 172. Значения оптимальных ревербераций для непосредственного слушания.

Студия должна быть оборудована звукопоглощающими материалами на потолке, стенах и полу (ковер) таким образом, чтобы длительность реверберации в ней оказалась оптимальной для данного рода передач.

Влияние реверберации и отражения от стен выражается не только на опаздывании действительного акустического давления от действия источника звука, но и на распределении акустического давления в пространстве. Это распределение для закрытых помещений отличается от простого распределения давлений в шаровой волне.

Давление в закрытом помещении может быть вычислено по следующим соображениям. Поглощаемая в установившемся режиме мощность

$$P_A = \frac{(p_{cp}^2)_1 \cdot \sum S \alpha}{4 \rho_0 c_1} \text{ эрг/сек}$$

должна покрываться источником акустической энергии. Выражая $\sum S$ через t_c и V , находим

$$\sum S = 1,62 \cdot 10^{-3} V / t_c;$$

$$(p_{cp}^2)_1 = \frac{P_A \cdot 4 \rho_0 c_1 t_c}{1,62 \cdot 10^{-3} V} = \frac{P_A \rho_0 c_1 t_c}{0,405 \cdot 10^{-3} V} \approx \frac{P_A t_c}{V_{см}^3} \cdot 10^5 = 0,1 \frac{P_{Аэп/сек} t_c}{V_{м}^3} = 10^6 \frac{P_{Аэп} t_c}{V_{м}^3}.$$

К этому среднему давлению, получающемуся в результате рассеяния звука (отражений и частичного поглощения стенками) прибавляется давление, обусловленное прямым влиянием источника на данную точку, находящуюся от него на расстоянии r

$$(p_{cp}^2)_2 = \frac{P_{Аэп/сек} \rho_0 c_1}{4 \pi r_{см}^2} = 3,26 \frac{P_{Аэп}}{r_{м}^2} \cdot 10^3.$$

возникают, когда один из размеров помещения (считая помещение за параллелепипед) случайно совпадет с длиной целого числа полувольт звука. Стоячие волны особенно опасны в эстетическом отношении в малых помещениях. Для ослабления или устранения их рекомендуется:

во-первых, выбирать размеры помещения так, чтобы оно не напоминало куба и в то же время было не очень узким или длинным. Рекомендуемое отношение длины студии к ее ширине и высоте таково (соответственно) 5:3:2;

во-вторых, стены должны быть по возможности не параллельными, хотя и плоскими. Параллельность стен устраняется приданием плану

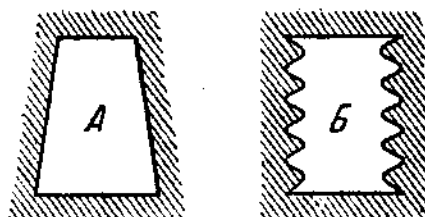


Рис. 174. Рекомендуемые очертания плана студии.

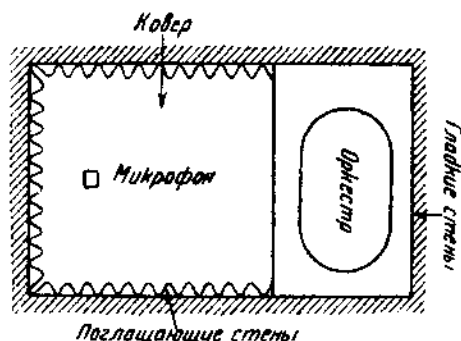


Рис. 175. Типовое размещение в студии оркестра, микрофона и поглощающих материалов.

студии трапецевидной формы, а стенам (и потолку) — зубчатым выступам, как это показано на рис. 174 А и Б.

Кривые стены (закругленные углы) и сводчатые гладкие потолки являются весьма опасными, так как создают в студии действительные зеркальные изображения источников звука (подобно оптически вогнутым зеркалам) и затрудняют использование помещения.

Задача 49. Какова длительность стандартной реверберации на совершенно открытой площадке?

Решение. Ввиду отсутствия отражений длительность реверберации нуль.

§ 4. Размещение микрофонов и исполнителей.

Размещение микрофонов в студии должно удовлетворять гораздо более строгим требованиям, чем размещение слушателей при непосредственном слушании. Например, при непосредственном слушании оперы из задних рядов партера впечатление остается вполне художественным. Если же поместить там при передаче микрофон, то слушать эту передачу будет невозможно. Это связано с теми дополнительными исправляющими и дополняющими впечатлениями, которые слушатель получает от одновременного восприятия двумя ушами и прочими органами чувств. Обычные микрофоны с их слабо выраженной направленностью не могут, как слушатель, разделить всех акустических впечатлений на нужные и бесполезные.

Поэтому слушание через микрофон представляется вообще более гудким, чем непосредственное.

Эти обстоятельства привели к тому типовому положению микрофона и исполнителей, а также поглощающих веществ в студии, какое изображено в плане на рис. 175. Следует отметить, что при таком исключительно неравномерным распределении в помещении поглощающих материалов вычисление длительности стандартной реверберации делается условным и неточным.

При размещении микрофона необходимо иметь в виду исключительно вредную роль прямых однократных отражений звука от гладких стен,

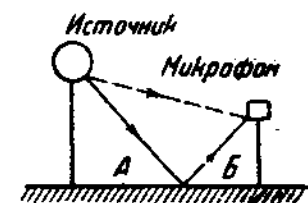


Рис. 176. Отраженный от пола звуковой луч.

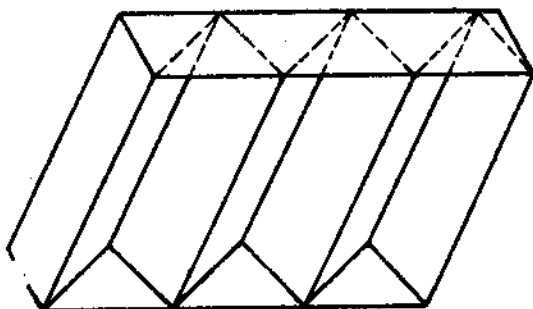


Рис. 177. Звукорассеивающая панель.

пола и потолка¹⁾. Путь отраженного таким образом звука показан на рис. 176 (отражение от пола). Вред от такого отражения заключается в интерференции отраженного звукового луча с прямым (показан пунктиром), которая приводит к резкому неравноправию одних частот по сравнению с другими, т. е. к линейным искажениям. Для ослабления отраженного

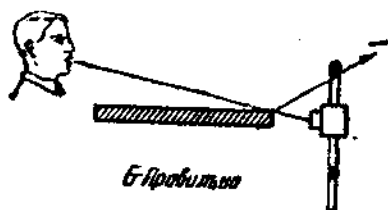
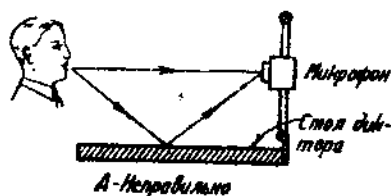


Рис. 178. Расположение микрофона у стола.

звuka и устранения вреда необходимо участок AB покрыть ковром, большим по сравнению с длиной волны.

Для устранения подобных отражений от стен последние оборудуются в случае надобности звукорассеивающими панелями, изображенными на рис. 177.

Один частный случай вредного влияния отраженного звука изображен на рис. 178 А. Устранение этого отражения достигается укреплением микрофона в положении рис. 178 Б за краем стола диктора.

¹⁾ Ср. задачу 12, стр 32.

В отдельных случаях, когда передачу приходится вести из необорудованных помещений с отражающими стенами приходится искусственными и временными мерами добиваться приблизительно тех же результатов, какие возможны в оборудованном помещении.

Одной из этих мер является помещение микрофона в шатре из мягкого тяжелого материала (войлок, одеяло). Открытая часть (дверь) шатра обращается в сторону пужного источника звука (исполнителей). Размеры шатра и его отверстия должны быть сравнимы с длиной волны наименьшей из частот, важных для передачи. Так для речи $f=200$ гц, $\lambda=1,7$ м.

Другой мерой является помещение микрофона в главном фокусе вогнутого тяжелого твердого рожного зеркала (чувствительным элементом

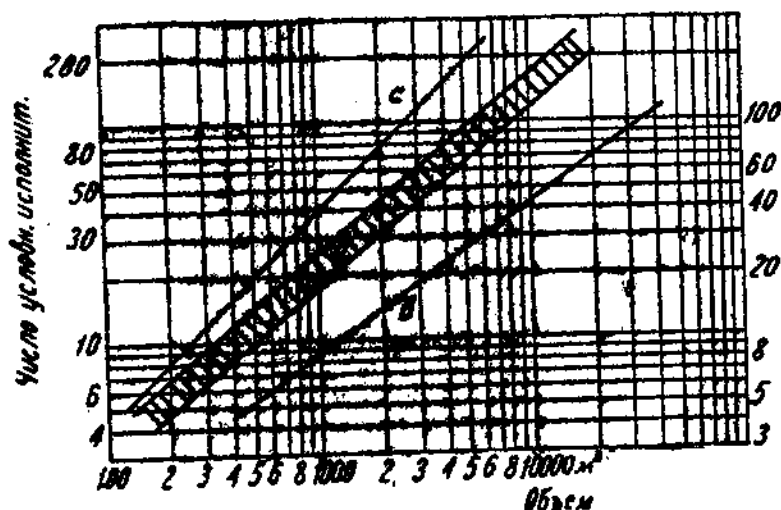


Рис. 179. Нормы заполнения помещений условными исполнителями: а — европейские студии, б — концертные залы, с — американские студии.

к зеркалу). Ось этого зеркала направляется на инструмент, игру которого желают выделить. Размеры зеркала также должны быть сравнимы с длиной волны наименьшей из передаваемых частот.

Обычно весьма неблагоприятное впечатление производит передача эх о. Название эхо носят такие случаи отражения звука, когда разность хода прямого и отраженного луча достигает или превосходит приблизительно 20 м.

Отсутствие слушателей в студии позволяет сокращать геометрические размеры и объем студии. Если оставить длительность реверберации прежней, то акустическое давление рассеянного звука при этом сокращения значительно возрастет. Если параллельно уменьшить длительность реверберации до размеров, рекомендуемых для студий, то акустическое давление снизится лишь немного. Получающаяся повышенная громкость не должна, однако, быть чересчур велика, чтобы не нарушать правильного впечатления исполнителей о собственной игре.

Также необходимо, чтобы микрофон даже на пиках громкости (фор-

тиссимо). работал в линейной области своей амплитудной характеристики. Поэтому в условиях студии с большими оркестрами должны применяться весьма линейные (до 150 бар), хотя и не особенно чувствительные микрофоны.

Эксплуатация студий установила практические нормы заполнения этих студий исполнителями. Эти нормы приведены в виде диаграммы рис. 179. На нем по оси абсцисс отложен объем студии, по оси ординат — число «условных исполнителей». Каждый инструмент эквивалентен одному или нескольким таким условным исполнителям согласно следующей эмпирической табл. 5.

Т а б л и ц а 5

№ по порядку	Наименование инструмента	Число условных исполнителей
1	Флейта, щипковые — народные	1
2	Скрипка, альт, щипковые — басы	2
3	Кларнет, гобой, фагот	3
4	Виолончель, волторна	4
5	Труба, корнет-а-пистон, флейта-пикколо	5
6	Труба-тенор, контрабас	6
7	Тромбон, литавры, арфа	7
8	Ударные	8
9	Голос певческий	1—4 ¹⁾
10	Рояль	8—12 ¹⁾

На рис. 179 заштрихованная область *a* представляет рекомендуемые нормы для студий согласно европейскому опыту; линия *b* представляет средние нормы для концертного зала; линия *c* представляет рекомендуемые нормы для радиостудий согласно американскому опыту (американцы применяют значительно меньшие длительности реверберации, чем европейцы).

Из изложенного вытекает, что применение малых ансамблей в больших студиях, и наоборот, создает невыгодное эстетическое впечатление.

§ 5. Техническое управление передачей.

Местом работы дежурного радиофоника²⁾ во время передачи служит аппаратная — небольшая боковая комната, смежная со студией, соединенная с последней смотровым окном с толстыми двойными стеклами (изолированная в звуковом отношении). В этой комнате на специальном пульте сосредоточено управление перелачей (рис. 180), в частности включение и выключение микрофонов, усилителей, соединительных кабелей, световых сигналов. Комната оборудована также связью (городской

¹⁾ Первая цифра — заграничная, вторая — советская норма.

²⁾ Радиофонический режиссер.

телефон) с режиссурой, центральной дирекцией, передающей радиостанцией и контрольным выделенным приемным пунктом.

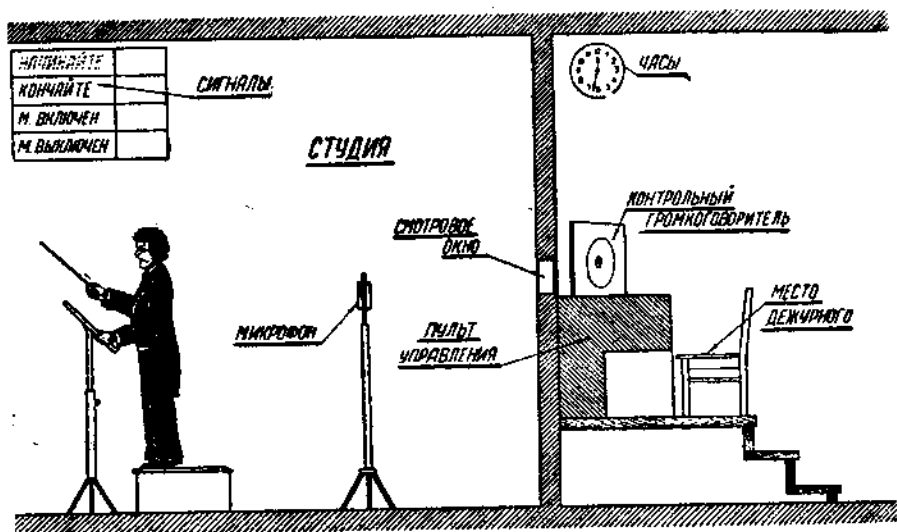


Рис. 180. Студия и аппаратная.

Техническое управление передачой кроме включения и выключения аппаратуры и сигнализации сводится к такой регулировке чувствительности микрофонов, чтобы выходная (в линию) звуковая эдс держалась в определенных пределах.

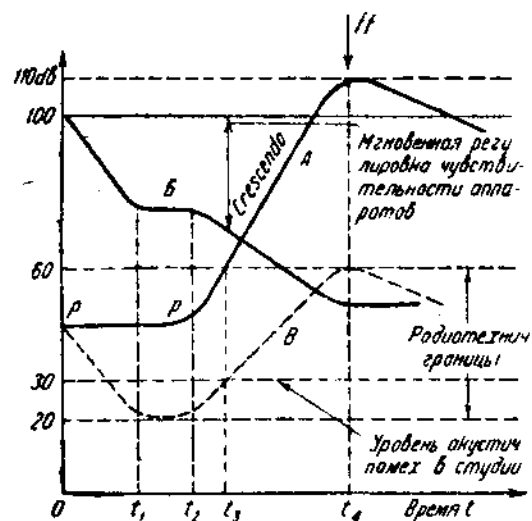


Рис. 181. Пример регулировки передачи.

Применяемый в радиотехнике диапазон силы звука (динамика игры) составляет, примерно, 10 000:1 по мощности или 100:1 по давлению или напряжению; другими словами, фортиссимо принято давать на 40 дб громче пианиссимо.

В действительном художественном исполнении это отношение вообще больше, достигая 80 дб и более. Чтобы согласовать это расхождение, нужно либо специально натренировать музыкантов, либо, что проще, регулировать чувствительность аппаратуры по

время передачи таким образом, чтобы смягчать действительную динамику до принятых в радиотехнике пределов.

На рис. 181 показан схематически преувеличено ход громкости некоторого музыкального произведения в его натуральном звучании (кривая А), ход чувствительности аппаратуры под влиянием регулировки радиофониом (кривая Б) и результирующий ход эдс на выходе в линию (кривая В). В этом примере радиофоник, во-первых, перед ожидаемым фортиссимо ослабил предыдущий участок исполнения на 25 дб на протяжении 0— t_1 , до допустимых в радиотехнике границ (отмечено 20 дб), во-вторых, он во время нарастающего крещендо (t_2 — t_3) продолжал ослабление чувствительности еще на 25 дб, чтобы удержать это фортиссимо снова в допустимых границах (отмечено 60 дб). Для этого ему пришлось в окончательном итоге убавить чувствительность аппаратуры на 50 дб. Если бы он не производил регулировок, то уже в момент t_3 передача вышла бы за пределы линейности электроакустических или радиотехнических аппаратов и претерпела бы на передаче нелинейные искажения.

Для того чтобы осуществлять эту регулировку, дежурный должен иметь на своем пульте к каждому микрофону надлежащий ослабитель или потенциометр, который может изменять усиление скачками, не большими чем, примерно, в 2 дб (на 26%, по напряжению). Чтобы следить за правильностью регулировки, он должен иметь приборы, измеряющие уровень громкости передачи до ослабления и на выходе в линию. Эти приборы могут быть детекторного типа с меднозакисными выпрямителями, с маленькой подвижной аperiодически заглушенной стрелкой. Для измерения в частности пиковых значений громкости следует иметь дополнительно приборы типа пиквольтметров (неоновые лампы) или накопителей

В. ОБОРУДОВАНИЕ РАДИОАУДИТОРИЙ И РАДИОТЕАТРОВ.

В вопросе об оборудовании громкоговорителями радиотеатров и других помещений, а также открытых площадок необходимо учитывать следующие основные соображения.

Во-первых, необходимо, чтобы помещение обладало достаточно малой длительностью реверберации, т. е. сравнительно большим поглощением звука¹⁾. Это требование вытекает из того обстоятельства, что в данном помещении должны быть хорошо слышны все роды передач и в первую очередь разговорная речь. Поэтому длительность реверберации должна быть такова, чтобы получить совершенно ясное восприятие речи (нижняя кривая в рис. 172). Музыкальные передачи должны также производить надлежащее впечатление не за счет того помещения, в котором они слушаются, а за счет студии, в которой они исполняются; реверберация последней должна оптимальным образом соответствовать характеру исполняемого произведения. Особенно следует опасаться чрезмерной длительности реверберации, размывающей передачу.

Далее при расчете акустической мощности следует учитывать только прямой звуковой луч от громкоговорителя до самого отдаленного слушателя. Это вытекает из того, что при малой длительности реверберации

1) См. Л. Д. Розенберг—«Суммарная реверберация при записи и воспроизведении звука», Журнал технической физики, т. II, № 1, стр. 139—142, 1932 г.

и не очень малых объемах составляющая давления, обусловленная рассеянным звуком, будет мала.

На открытых площадках следует весьма опасаться неблагоприятных отражений и эхо от стен и строений, а также такого положения, когда в одной точке слышны два громкоговорителя. Наличие эхо или слышимость одновременно двух громкоговорителей создает у слушателя впечатление перебранки, когда за каждым словом одного громкоговорителя следует настойчивая реплика второго. Отражение от стен можно значительно ослабить, оборудуя их звукопоглощающими поверхностями.

IV. ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ.

А. ВВОДНАЯ ЧАСТЬ.

В электроакустике приходится кроме обычных измерений силы переменного тока (звуковой частоты), напряжения, активного и реактивного сопротивления и частоты (в звуковом диапазоне) производить следующие специфические измерения: силы звука, свойств электроакустической аппаратуры, акустических помех (шумов), длительности реверберации.

Б. ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЫ ЗВУКА.

§ 1. Абсолютный метод.

Непосредственных приемов измерения силы (интенсивности) звука неизвестно. Важнейший непосредственный путь измерения физических величин в звуковом поле есть измерение акустической скорости частиц воздуха диском Рели¹⁾. Измерение акустических давлений²⁾ выполняется электроакустическими методами (посредством градуированных микрофонов).

Действие диска Рели основано на одном общем явлении, которое называется гидродинамической депрессией. Сущность этого явления может быть установлена на следующем примере.

Представим себе сосуд с жидкостью с отверстием у дна (рис. 182). Через это отверстие жидкость будет вытекать, причем скорость истечения v вычисляется из того соображения, что работа силы тяжести небольшой массы жидкости mg на пути h равна кинетической энергии, запасенной массой m при ее вытекании

$$mgh = \frac{1}{2} mv^2 \text{ эрг.}$$

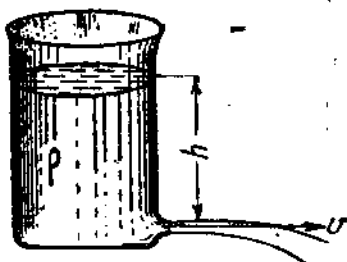


Рис. 182. К определению гидродинамической депрессии.

¹⁾ Этот аппарат обычно называется «шайбой Релея». Термин этот ни по существу, ни по форме неправилен.

²⁾ Ср. II, Г, § 1, стр. 136.

Два объема жидкости, находящиеся на одном уровне с отверстием, причем один выделен из движущейся струи, а другой из спокойной жидкости в сосуде, находятся под равными давлениями. В сосуде на этом уровне наблюдается гидростатическое давление $p_0 = \rho g h$ бар (ρ — плотность жидкости) плюс атмосферное, а в струе — только атмосферное. Отсюда следует, что давление в движущейся среде меньше, чем в спокойной, находящейся в остальном в одинаковых условиях¹⁾. Разница в давлениях, так называемая гидродинамическая депрессия, равна $\rho g h$, или, если исключить $g h$,

$$p_0 = \frac{1}{2} \rho v^2 \text{ бар.}$$

Диск Рели представляет собой тонкую пластинку, которая может вращаться около оси (рис. 183). Если эта пластинка будет расположена в струе движущегося воздуха (ветра), встречающего пластинку под углом, то струйки воздуха будут обтекать пластинку с обеих сторон. Струйки,

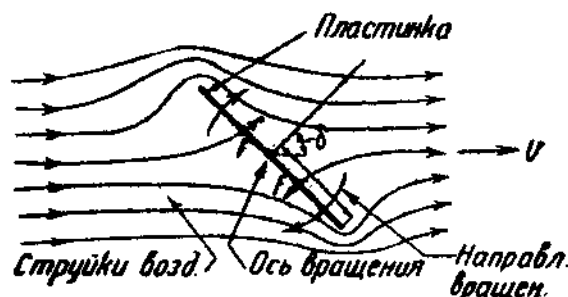


Рис. 183. Схема действия диска Рели.

текущие непосредственно по поверхности пластинки, создадут на ней пониженное давление за счет гидродинамической депрессии. Нормальное атмосферное давление будет наблюдаться только в тех точках F, где струйки расходятся; в этих местах скорость воздуха — нуль. Эти точки разделения струек расположены на обеих поверхностях пластинки эксцентрично. Поэтому повышенное в этих точках давление (сравнительно с остальной поверхностью пластинки) будет вызывать вращение пластинки. Направление этого вращения таково, как будто пластинка стремится возможно шире перегородить поток. Это направление не зависит от знака скорости движения: если ветер изменит свое направление на обратное, то пластинка будет стремиться повернуться в прежнюю сторону.

Точный анализ описанных явлений сводится, во-первых, к отысканию форм струек, обтекающих пластинку (сжатый эллипсоид вращения) и скоростей в них; во-вторых, к подсчету распределения гидродинамической депрессии на всей пластинке; в-третьих, к нахождению пары сил, эквивалентной найденному распределению. Подсчеты для тонкого диска радиуса a дают такое значение момента этой пары

$$M_x = \frac{4}{3} a^3 \rho_0 v^2 \sin 2\delta \text{ дн. см.}$$

Этот момент максимален тогда, когда $\sin 2\delta = 1$; $2\delta = 90^\circ$; $\delta = 45^\circ$.

Определяя момент вращения M_x , можно заключать об эффективной скорости потока v

$$v = \sqrt{\frac{3M_x}{4a^3 \rho_0 \sin 2\delta}} \text{ см./сек.}$$

¹⁾ Техническое применение: пульверизатор.

Такая пластинка или диск могут быть применены для оценки акустических скоростей в звуковом явлении. Для правильности результатов необходимо, чтобы сама пластинка не искажала акустического поля, и чтобы акустическая скорость в пределах размеров пластинки была бы одинакова. Другими словами, необходимо, чтобы размеры пластинки были малы сравнительно с длиной волны в воздухе. Например, для частот до 5000 *гц*, когда длина волны получается около 7 *см*, применяют диск диаметром не больше 1 *см*; $a = 0,5$ *см*. В пределах от частоты нуль до частоты 5000 *гц*, чувствительность такого диска постоянна.

Задаваясь плоской бегущей волной, характеризуемой амплитудным давлением в 1 *бар* и оптимальным расположением диска $\delta = 45^\circ$, находим для этого случая

$$v_m = \frac{P_m}{4f} = 0,024 \text{ см/сек},$$

$$M_s = \frac{4}{3} (0,5)^3 \cdot 1,23 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{1}{2} (0,024)^2 \approx 0,6 \cdot 10^{-7} \text{ дн. см.}$$

Этот момент настолько ничтожен, что измерить его можно только очень чувствительными способами.

Эти способы сводятся к подвешиванию весьма легкого (из тонкой слюды) диска или удлиненной в вертикальном направлении прямоугольной пластинки на тончайшей нити (диаметром от 1 до 3 микронов) из стекла или кварца. На этот диск наклеивается маленькое зеркальце для производства отсчета угла поворота диска оптическими приемами (как в зеркальных гальванометрах).

Вращающий момент закручивает нить до тех пор, пока он не уравновесится упругой реакцией подвески. Угол закручивания, измеряемый перемещением зайчика по шкале или отсчетом посредством зрительной трубы, служит мерой момента.

Как видно из формул, момент вращения пропорционален квадрату акустической скорости; поэтому и малые отклонения зайчика (или отсчеты в трубу) пропорциональны квадрату акустической скорости.

Для определения коэффициента пропорциональности существует два способа. Простейший заключается в градуировке диска потоком воздуха постоянной скорости¹⁾. Для этого подвешенный диск помещают в горизонтальную трубу, диаметр которой велик по сравнению с диаметром диска, но мал по сравнению с ее длиной. Эту трубу затыкают по концам рыхлыми комками ваты и прогоняют через нее воздух с определенной объемной скоростью. Если бы постоянный ток воздуха был одинаков по всему сечению трубы, то для получения линейной скорости в трубе было бы достаточно разделить объемную скорость на площадь сечения трубы. На самом деле скорость течения воздуха в трубе неравномерна; она мала вблизи стенок и велика на оси, изменяясь по радиусу по параболическому закону. Поэтому в действительности линейная скорость течения воздуха на оси трубы будет в два раза больше, чем част-

¹⁾ См. М. В. Казанцева — «Абсолютное измерение силы звука помощью диска Релли», Вестн. электропромышленности, № 1, стр. 41—47, 1931 г. Соколов, Бобров и Латышев — «Известия эл. пром. слабого тока», № 6, 1933 г., стр. 18—22.

ное от деления объемной скорости на площадь сечения. Диск должен быть установлен под углом 45° к оси трубы. Небольшие отклонения диска от этого первоначального положения отсчитываются оптическим путем.

Этот способ неудобен тем, что при изъятии диска из трубы трудно не повредить подвеску.

В случае необходимости получить лишь примерную оценку чувствительности диска можно трубу только приставлять к диску, а не вносить последний внутрь трубы.

Так как при этом способе градуировки диска Рели она производится путем установления определенной скорости частиц воздуха — будущего объекта реальных измерений — в этом случае диск является абсолютным измерительным прибором.

Второй способ заключается в определении упругости (гибкости на кручение) подвески отдельным измерением. Это измерение производится одним из следующих вариантов. Либо заменяют диск на нити кусочком проволоки, либо нацепляют проволочку вдобавок к диску. Благодаря этой проволочке момент инерции диска увеличится на известную величину, определяемую вычислением по материалу, размерам и форме проволочки. Прикосновением к проволочке приводят всю систему в крутильные собственные затухающие колебания. Наблюдая период колебаний при нескольких различных проволочках, определяют упругость нити подвески C , по формуле

$$J_{\text{д}} C = \frac{1}{\omega^2}.$$

Здесь n есть номер проволочки, а $J_{\text{д}}$ — соответствующий этой проволочке момент инерции всей системы. Из нескольких измерений не только исключают момент инерции диска (если последний не удался), но уточняют результаты выводом среднего (например графическим путем). Этот метод более сложен, чем первый, и также небезопасен для подвески.

Зеркальце на диске должно иметь горизонтальный размер, тем больший, чем больше точность измерения. Например, если допускаемая ошибка отсчета составляет 10^{-4} радиана $= 20''^1$, то ширина зеркальца должна быть не меньше 2,5 мм. В противном случае дифракция света от краев зеркала размывает отсчет. Высота зеркальца определяется яркостью источника света; в целях облегчения диска желательно высоту зеркальца брать небольшой (например 1—2 мм).

Диск Рели весьма чувствителен к тепловым конвективным течениям воздуха. Поэтому необходимо, чтобы в помещении, где подвешен диск, не было горячих печей и т. п., а тем более открытых вентиляторов или людей.

Для ослабления влияния все-таки имеющихся течений воздуха, диск окружается тонкой (шелковой) редкой материей, натянутой на проволочный каркас. Цоколь, к которому прикреплена подвеска, должен быть подвешен к потолку помещения на резиновых тяжах и по возможности амортизован для борьбы с сотрясениями, которые могли бы передаться диску.

¹⁾ Соответствует 0,1 мм на шкале, отстоящей на 1 м от диска.

Для ускорения отсчетов рекомендуется применить успокоение; диск снабжают двумя проволочными отрезками, которые погружены в небольшой (диаметром 10 мм) сосудик с маслом (рис. 184).

При измерениях посредством диска Рели необходимо учитывать особенности излучения шаровых излучателей (акустическая скорость больше, чем $\frac{P}{\rho c_1}$, см. рис. 11), а также возможность возникновения стоячих волн в помещении (ср. рис. 174). Рекомендуется располагать диск, как можно дальше от источника звука (насколько позволяет чувствительность) и сильно заглушать помещение, добиваясь минимальной длительности реверберации.

Точность измерений с диском Рели достигает, примерно, 5%. Чувствительность, пересчитанная на давление в плоской волне, достигает

$$1,65 \frac{\text{бар}}{\sqrt{\text{мм}}} \text{ или } 0,8 \frac{\text{мм}}{\text{бар}^2}.$$

§ 2. Искусственные приемы.

Кроме абсолютных измерений акустических полей в электроакустике встречается много случаев, когда необходимы относительные или сравнительные измерения. При этих измерениях, как правило, применяется генератор переменного тока звуковой частоты или звукосниматель на тонпластинке. Примерами сравнительных измерений являются: сравнение чувствительности двух громкоговорителей на одной или нескольких частотах; оценка пользы, приносимой изменениями сопротивления в цепи громкоговорителя или величины индукции в зазоре, или пользы, приносимой акустическим щитом; измерения хода давления с расстоянием от громкоговорителя и т. п.

При этих измерениях большую пользу может принести следующий простой прием¹⁾. К генератору переменного тока звуковой частоты параллельно громкоговорителю присоединяют цепь, состоящую из угольного микрофона и чувствительного гальванометра постоянного тока, соединенных последовательно. Если микрофон защищен от акустического воздействия, то через него и через гальванометр протекает переменный ток; гальванометр не дает отклонения. Если на микрофон действует громкоговоритель, то может оказаться, что сопротивление микрофона будет уменьшено, когда ток через него протекает в одном направлении, и уве-

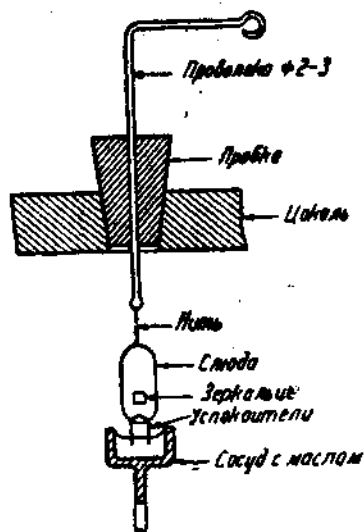


Рис. 184. Детали устройства диска.

¹⁾ См. Б. Г. Шпаковский — «Доклады Академии наук СССР», т. III, № 1, стр. 26—34 [в частности стр. 28, форм. (5)], 1934 г.

лично, когда ток протекает в противоположном направлении. В результате ток одного направления будет преобладать и гальванометр даст отклонение.

Величина этого преобладания может быть вычислена следующим путем. Если эдс в цепи микрофона (напряжение на зажимах громкоговорителя) будет

$$e_1 = E_m \sin \omega t,$$

и в то же время сопротивление микрофона будет при малых акустических давлениях

$$R = R_0 + R_m \sin(\omega t + \varphi_1),$$

то ток будет

$$\begin{aligned} I &= \frac{E_m \sin \omega t}{R_0 + R_m \sin(\omega t + \varphi_1)} = \frac{E_m}{R_0} \cdot \frac{\sin \omega t}{1 + \frac{R_m}{R_0} \sin(\omega t + \varphi_1)} \approx \\ &\approx \frac{E_m}{R_0} \sin \omega t \cdot \left[1 - \frac{R_m}{R_0} \sin(\omega t + \varphi_1) \right] = \\ &= \frac{E_m}{R_0} \sin \omega t - \frac{E_m R_m}{R_0^2} \sin \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi_1) = \\ &= \frac{E_m}{R_0} \sin \omega t - \frac{E_m R_m}{2R_0^2} \cos \varphi_1 + \frac{E_m R_m}{2R_0^2} \cos(2\omega t + \varphi_1). \end{aligned}$$

В этом выражении член $\frac{E_m R_m}{2R_0^2} \cos \varphi_1$ представляет постоянную составляющую, не зависящую от времени и измеряемую прибором постоянного тока. Величина $R_m \cos \varphi_1$ приблизительно пропорциональна акустическому давлению и зависит от сдвига фаз между акустическим давлением перед микрофоном и напряжением на громкоговорителе. Поэтому, измеряя эту постоянную составляющую, можно заключать об амплитуде и фазе давления ¹⁾.

Например, проследим результаты отсчетов измерительного прибора при постепенном удалении микрофона от громкоговорителя в концертном помещении. Вблизи громкоговорителя амплитуды давления, а вместе с ним и R_m убывают обратно пропорционально расстоянию, а фаза сдвигается на 2π при удалении на длину волны λ . Поэтому отсчеты прибора будут следовать закону

$$I = \frac{E_m}{2R_0^2} \cdot \frac{R_m}{r} \cos\left(\frac{2\pi r}{\lambda} + \varphi_1\right).$$

Вдали от громкоговорителя как амплитуды, так и фазы будут чередоваться беспорядочно, но среднее квадратичное давление будет такое же, какое наблюдалось бы в прямом луче на расстоянии

$$r_0 = 5,7 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{V_{cm}^2}{t_{свх}}}$$

(этот прием представляет собой косвенный способ измерения длительности реверберации).

¹⁾ Если одно такое измерение дополнить вторым в тех же условиях, но при подаче в цель микрофона напряжения, сдвинутого на 90° (что можно осуществить любым из известных в радиотехнике приемов), т. е. измерить еще и $R_m \sin \varphi$, то амплитуда и фаза давления будут определены порознь.

В. ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОТЫ ЗВУКА. АНАЛИЗ ЗВУКА.

Измерение высоты (частоты) одиночного синусоидального звука производится путем сравнения его с таким же звуком известной высоты (например с звуком очень слабо затухающего камертона). Само сравнение производится на слух. Точные результаты могут быть получены только тогда, когда частоты обоих звуков отличаются друг от друга на небольшое число герц. Поэтому метод непосредственного акустического измерения высоты вытесняется методом электроакустическим, сводящимся к измерению частоты микрофонного тока.

Дальнейшим развитием идеи измерений силы и высоты одиночного звука является звукоанализ, т. е. определение высот и интенсивностей отдельных синусоидальных составляющих сложного звука. В чисто акустических способах анализа акустическое давление исследуемого звука воздействует на совокупность большого числа колебательных систем — резонаторов, настроенных на ряд смежных частот. Амплитуды колебаний и собственные частоты возбужденных резонаторов являются мерой состава звука. Эти чисто акустические методы равным образом не получили распространения и вытеснились методами электроакустическими. Последние сводятся к анализу микрофонного тока.

Г. ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ ¹⁾.

§ 1. Градуировка микрофонов.

а) Общий случай.

Градуируемый микрофон располагают рядом с диском Рели перед громкоговорителем, питаемым от генератора звуковой частоты. Отсчитывают угол отклонения диска и показания измерительного прибора на выходе микрофонного усилителя, при различных частотах питания громкоговорителя. Удобно изменять силу тока через громкоговоритель так, чтобы отклонения диска при всех частотах были одинаковы; тогда показания выходного прибора изобразят чувствительность микрофона с его усилителем в одинаковом масштабе.

Для предупреждения грубых ошибок необходимы следующие меры.

1. Заведомое устранение стоячих волн. Для этого рекомендуется вдобавок к общему заглушению измерительной камеры подвесить позади микрофона и диска кусок войлока или одеяло так, чтобы звук от громкоговорителя, миновав сравниваемые приборы и достигнув войлока, отразился бы от него вбок от приборов.

2. Внесение поправок в отсчеты диска на шаровую волну, если громкоговоритель недостаточно далек от диска (ср. рис. 11).

3. Заведомая недогрузка громкоговорителя для предупреждения возникновения в нем нелинейных искажений.

¹⁾ См. Ф. Тренделенбург — «Успехи акустики и электроакустики» (серия «Успехи физики»), ГТИ, 1932 г.; он же — «Объективные измерения в акустике», Журн. технической физики, т. II, № 1, стр. 68 — 78, 1932 г.

4. Применение высококачественного генератора звуковой частоты, не дающего гармоник.

5. Производство многократных измерений, располагая микрофон по-разному: правее диска, левее, ближе, дальше от громкоговорителя, при сильных и слабых звуках и т. п. Из всех измерений взять среднее, внося предварительно, если нужно, поправки в отдельные измерения (например на шаровую волну).

Коэффициент усиления микрофонного усилителя определяется по способам, известным из курсов усилителей и радиоизмерений.

Описанным способом могут быть градуированы разные микрофоны всех систем.

б) Градуировка конденсаторного микрофона.

Для градуировки конденсаторных микрофонов разработано несколько специальных способов. Наиболее общий способ, пригодный почти ко всем конденсаторным микрофонам, таков.

Градуируемый микрофон включают в высокочастотную схему со следующим изменением (рис. 185). В разрыв провода, заземляющего мем-

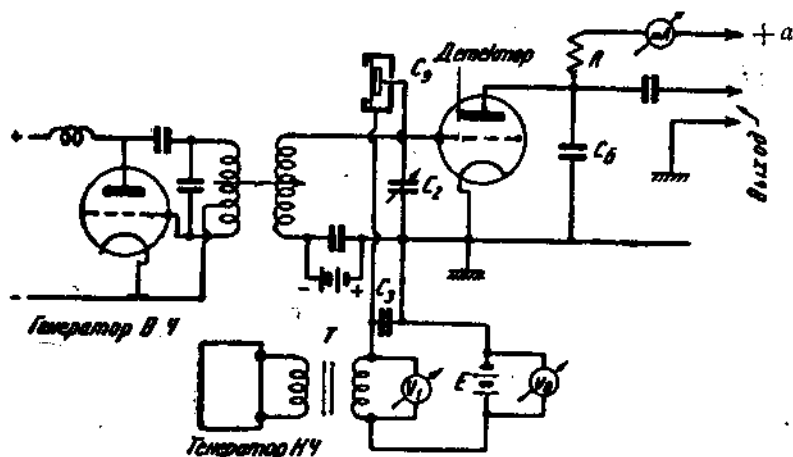


Рис. 185. Схема для градуировки конденсаторного микрофона.

брану и корпус конденсаторного микрофона, включается конденсатор C_2 , зашунтованный трансформатором T и батареей E ; трансформатор T является выходным трансформатором для генератора звуковой частоты ω . Конденсатор C_2 обеспечивает короткий шунт приборов T и E для токов, возбуждаемых генератором высокой частоты.

Постоянное напряжение, даваемое батареей, измеряется вольтметром постоянного тока V_0 ; напряжение звуковой частоты, возбуждаемое генератором во вторичной обмотке трансформатора, измеряется вольтметром переменного тока V_1 . Мембрана микрофона будет заряжена относительно электрода его до переменного потенциала

$$u = (u_0 + u_m \sin \omega t) \text{ вольт.}$$

Здесь u_0 и $u_m/\sqrt{2}$ — соответствующие отсчеты вольтметров V_0 и V_1 . Под действием такой электризации мембрана будет притягиваться к электроду силой электростатического притяжения

$$F = \frac{\left(\frac{u}{300}\right)^2 S}{8\pi x_0^2} \partial u.$$

Здесь S — площадь электрода; x_0 — среднее расстояние между электродом и мембраной; коэффициент $\frac{1}{300}$ представляет перевод вольтов в абсолютные электростатические единицы. Иначе

$$F = \frac{S}{9 \cdot 10^4 \cdot 8\pi \cdot x_0^2} (u_0 + u_m \sin \omega t)^2.$$

Напряжения u_0 и u_m выбирают так, чтобы $u_0 \gg u_m$; тогда член с u_m^2 можно отбросить и

$$F = \frac{S u_0^2}{72 \cdot 10^4 \pi x_0^2} + \frac{S u_0 u_m}{36 \cdot 10^4 \pi x_0^2} \sin \omega t.$$

Под действием этой силы электростатического притяжения мембрана, во-первых, в среднем слегка приблизится к электроду (влияние первого слагаемого в выражении для F), во-вторых, будет колебаться с частотой ω (влияние второго слагаемого) так же, как если бы она находилась под некоторым акустическим давлением p той же круговой частоты ω . Именно, если S_0 — внешняя площадь мембраны, то сила воздействия акустического давления равна $p_m S_0 \sin \omega t$, откуда величина эквивалентного акустического давления будет

$$p_m = \frac{S}{S_0} \cdot \frac{u_0 u_m}{36 \cdot 10^4 \pi x_0^2} \text{ бар.}$$

Оставляя микрофон в действительности в тишине и только изменяя частоту генератора ω (и, если окажется нужным, напряжения u_0 и u_m), градуируют конденсаторный микрофон так: отсчитывают показания измерительного прибора переменного тока на выходе микрофонного усилителя и показания вольтметров V_1 и V_0 ; последние отсчеты подставляют в формулу для эквивалентного акустического давления p_m .

В том случае, если данный микрофон нормально предназначается для работы в низкочастотной схеме, его приходится переградуировать. Эту переградуировку можно провести путем сравнения поочередных показаний измерительных приборов на выходе усилителей в обеих схемах при воздействии на микрофон одинаковым звуком, уже не изменяя силы последнего. Этот звук получают посредством громкоговорителя, питаемого от генератора звуковой частоты.

В некоторых конструкциях конденсаторные микрофоны снабжаются решетками, расположенными перед мембраной (если считать, что основной электрод расположен внутри микрофона позади мембраны; примером является конструкция микрофона, изображенная на рис. 142).

Для таких микрофонов можно не смешивать обе схемы, как это показано на последнем рис. 185, а воспользоваться этой решеткой, как вспомогательным добавочным электродом для воздействия на мембрану силами электростатического притяжения спереди. Такие микрофоны могут и при градуировке работать в низкочастотной схеме, и потому не требуют переградуировки.

Эти способы градуировки микрофонов посредством сил электростатического притяжения не пригодны в тех случаях, когда мембрана настолько мягка, что работает в микрофоне, будучи измятой, или, когда электроды (основной и добавочный) не плоски или не параллельны мембране. Тогда величина x_0 является неодинаковой от точки к точке и потому применение ее вместе с формулой для E или p теряет смысл.

Равным образом эти формулы требуют значительных поправок, если площади S и S_0 сильно неодинаковы. Поправки на отверстия в добавочном электроде невелики, а на прорези и каналы основного электрода ничтожны.

в) Метрические особенности микрофонов 1).

При сравнении градуировок микрофона, полученных разными способами, необходимо иметь в виду, что эти результаты могут быть сильно отличными. Дело в том, что способ использования электростатического

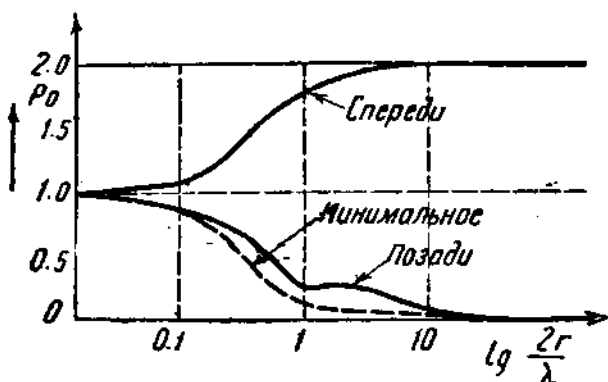


Рис. 186. Влияние дифракции около микрофона.

притяжения дает градуировку по давлению на мембрану. Между тем это давление может отличаться от давления в акустическом поле (об этом давлении можно заключать по отклонениям диска Рели) за счет того искажения, которое вносит в это поле сам микрофон. Эти искажения — двух родов.

Во-первых, когда размеры микрофона сравнимы с длиной акустической волны в воздухе, то перед микрофоном возникает повышенное акустическое давление за счет отражения от него; позади микрофона

1) См. Баллантайн (реф.), «Техника связи», № 9, стр. 79, 1930 г.

возникает уменьшенное акустическое давление за счет звуковой тени, отбрасываемой корпусом микрофона. То и другое есть результат дифракции (сравни рис. 13 и 14). При косом падении бегущей акустической волны получаются промежуточные акустические давления перед мембраной.

Характер этих изменений показан на рис. 186. В нем по оси абсцисс в логарифмическом масштабе отложено отношение диаметра шарообразного микрофона к длине волны в воздухе $-\frac{2r}{\lambda}$, а по оси ординат отложено отношение давлений перед мембраной к давлению в бегущей волне в отсутствие микрофона. На рисунке даны три кривых. Верхняя показывает ход давления перед шаром, средняя — позади шара. Акустическое давление вследствие особенностей дифракции будет минимальным не точно позади шара в точке, противоположной источнику звука, а несколько сбоку в кольцевой зоне, окружающей эту точку. Величина этого минимального давления показана нижней пунктирной кривой.

Во-вторых, в обычных конструкциях микрофонов перед мембраной имеется небольшое углубление, на дне которого расположена мембрана. Это углубление является резонатором с очень широким отверстием. Поэтому оно обладает собственной частотой, при которой оно заметно усиливает акустическое давление на мембрану. Например, углубление диаметром 38 мм и глубиной 13 мм дает максимальное усиление почти в 4 раза против свободной бегущей волны на частоте 3000 гц (усиление вдвое при частотах 1500 и 6000 гц, кривая протекает плавно).

С учетом этих особенностей градуированные микрофоны являются аппаратами, пригодными для измерения акустического давления, в частности, для снятия частотных характеристик и характеристик направленности громкоговорителей.

§ 2. Измерения громкоговорителей. Снятие частотных характеристик и характеристик направленности.

Для снятия частотных характеристик громкоговорителя перед ним располагают диск Рели или градуированный микрофон. Громкоговоритель питают от генератора звуковой частоты через тот усилитель, с которым громкоговоритель предполагают использовать в эксплуатации, или по крайней мере через последний каскад этого усилителя.

При отступлениях от этого общего правила необходимо иметь в виду, что питание от генераторов с малым электрическим внутренним сопротивлением влечет вообще улучшение получающейся частотной характеристики, и наоборот.

При применении в качестве измерительного прибора диска Рели рекомендуется подавать на вход усилителя или на сетки его выходного каскада напряжение звуковой частоты такой амплитуды, чтобы отклонения зайчика были одинаковы при всех частотах. Чем меньше необходимое напряжение, тем выше чувствительность громкоговорителя на этой частоте. Необходимо помнить о внесении поправки на шаровую волну. В этом смысле весьма рекомендуется провести измерения при нескольких

разных расстояниях между диском и громкоговорителем и сравнить результаты, приведя их к одному расстоянию (например, путем тех соображений, которые отражены в рис. 11).

Наиболее трудным вопросом при снятии частотных характеристик является вопрос об обстановке, именно создание в измерительной камере тех же условий, которые предполагаются в эксплуатации (например, наличие и размер акустического щита, наличие позади громкоговорителя стены и расстояние до нее и т. п.).

Вторым трудным моментом, в частности, при измерении громкоговорителей низкого качества, является обилие в характеристике многочисленных резких пик и провалов. Подчас безнадежно обследовать всю форму частотной характеристики. В этом случае было бы большой ошибкой снятие характеристики через большие интервалы частот. Результаты двух соседних измерений могут быть близки, тогда как в действительности между ними может быть расположен ряд максимумов и минимумов в десятке децибелов высотой или глубиной. Единственный правильный путь будет такой. Частоту генератора изменять плавно и следить за чувствительностью качественно, не записывая результатов слишком часто; однако, безусловно необходимо записывать те отсчеты, которые соответствуют максимумам и минимумам чувствительности (не забывая записывать и соответствующие им частоты). Отмеченные точки следует соединять на диаграмме плавной кривой.

Характеристики направленности снимаются так же, как частотные характеристики, но во время снятия частота генератора не изменяется, микрофон же помещается под разными углами к оси громкоговорителя на одинаковых расстояниях от центра диффузора или центра выходного отверстия рупора.

При всех описанных измерениях совершенно недостаточно ограничиться одним рядом измерений. Необходимо по окончании ряда снова повторить измерение, соответствующее первой отсчитанной точке, а еще лучше пройти весь ряд в обратном направлении.

Это необходимо потому, что частотные характеристики и характеристики направленности могут изменяться от незначительных изменений влажности, температуры, размещения окружающих предметов и т. п. При той дороговизне и хлопотности, с которыми сопряжено производство одного измерения, нет смысла экономить на повторении этого измерения и давать непроверенный мало надежный результат.

§ 3. Измерения нелинейности.

Основным измерением нелинейности является измерение клирфактора при синусоидальном возбуждении в зависимости от амплитуды при фиксированной частоте.

Общий принцип методов измерений клирфактора электроакустических аппаратов сводится к следующему. Составляется электроакустический канал в такой последовательности: генератор переменного тока звуковой частоты, усилитель, первый регулятор громкости, громкоговоритель, студия, микрофон, второй регулятор громкости, усилитель, клирфактометр. Этот канал организуется таким образом, чтобы в нем все

аппараты, кроме исследуемого, работали заведомо в весьма линейных областях своих характеристик (практически это выполнимо при значительном запасе мощности этих аппаратов). На выходе микрофонного усилителя производится измерение клирфактора при нескольких амплитудах. Это измерение проводится электрическим клирфактометриком. Амплитуда воздействия на исследуемый аппарат изменяется, в то время, как вся остальная цепь сохраняет не только свою регулировку, но и амплитуду сигнала. Результат изображается в виде диаграммы.

Простейшая схема клирфактометра изображена на рис. 187. Она представляет собой мостик с тремя чисто активными плечами R_1 , R_2 и R_3 . Четвертым плечом является последовательный контур с малым затуханием, настроенный на основную частоту исследуемого тока. Для этой частоты мостик является уравновешенным, и квадратичный ламповый вольтметр V , включенный посредством переключателя в диагональ мостика, показывает минимальное отклонение. Это отклонение — не нуль,

потому что в сложном токе, кроме основной частоты, присутствуют также гармоники, создающие на плече LC (как на самоиндукции) неуравновешенное падение напряжения. Отклонение вольтметра пропорционально сумме квадратов напряжений всех гармоник. Заметив это отклонение, перебрасывают переключатель и соединяют вольтметр с высокоомным потенциометром Π . На последнем подбирают такое положение движка, чтобы отклонение вольтметра получилось прежнее. Так как напряжение на всем потенциометре пропорционально общему напряжению генератора, то его можно проградуировать так, чтобы по положению движка непосредственно отсчитывать клирфактор.

Иллюстрируем формулированный выше принцип на примере измерения клирфактора громкоговорителя. Составляется канал, как указано выше, микрофон приставляется вплотную к громкоговори́телю, второй регулятор громкости ставится на максимальную чувствительность, а первый на такую малую чувствительность (тихий звук), чтобы измерения клирфактометриком только были надежны. Положение первого регулятора (или напряжение на громкоговори́теле, или давление перед микрофоном = давление перед громкоговори́телем) и отсчеты клирфактометра записываются. Так как в этих условиях громкоговори́тель несомненно недогружен, то показания клирфактометра следует отнести за счет всего канала, кроме исследуемого громкоговори́теля.

Микрофон отодвигают от громкоговори́теля и одновременно так устанавливают первый регулятор громкости, чтобы на клирфактометре была прежняя амплитуда электрического сигнала. Положение первого регулятора и отсчет клирфактометра снова записываются. Результат наносится

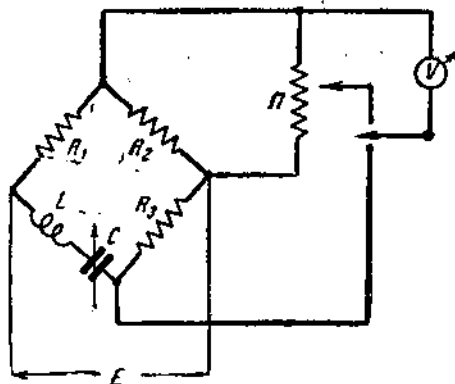


Рис. 187. Схема клирфактометра.

на диаграмму. Таким путем снимается ряд точек, в совокупности дающих характеристику нелинейности громкоговорителя.

Измерение нелинейности микрофонов может производиться тем же путем, но вместо первого изменяют установку второго регулятора громкости; первый регулятор должен стоять на максимальной громкости; громкость эта должна быть весьма далекой от перегрузки громкоговорителя.

Существуют и иные, косвенные методы измерения нелинейности микрофонов.

Д. ИЗМЕРЕНИЕ ГРОМКОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОМЕХ.

Для измерения громкости акустических помех (шумов) можно использовать градуированный микрофон. Результат этого измерения будет зависеть от частотной характеристики микрофона и его усилителя. Толкование результата сильно зависит от мнения исследователя, и в этом смысле измерения с градуированным микрофоном носят субъективный характер. Только путем определенных специальных мероприятий в микрофонном усилителе возможно приблизить его частотную характеристику к частотной характеристике человеческого уха.

Другой путь измерения помех заключается в сравнении на слух данной помехи с другой, заранее проградуированной. Так как сравнение производит человек — объект воздействия акустических помех, то этот путь содержит элемент объективности.

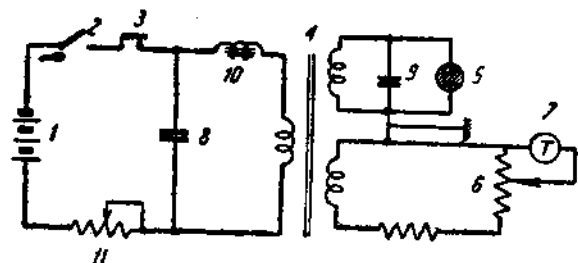


Рис. 188. Схема шумомера.

Эти измерения производятся посредством аппарата, называемого шумомером. Схема шумомера изображена на рис. 188. Батарея 1, включаемая общим выключателем 2 и снабженная реостатом 11, питает цепь прерывателя 3 и трансформатора 4. У этого трансформатора — две вторичных обмотки. Первая соединяется с лампой тлеющего разряда 5, вторая — с потенциометром 6. При помощи этого потенциометра, регулируемого небольшими скачками, на телефон 7 подается напряжение регулируемой величины. Конденсаторы 8 и 9 и дроссель 10 служат фильтрами, защищающими цепь телефона и лампы от токов высокой частоты, могущих возникать в контактах прерывателя.

Эта схема действует следующим образом. Постоянный ток батареи, прерываемый прерывателем 3, с частотой порядка 500—1000 гц, создает на зажимах вторичных обмоток трансформатора переменное напряжение. Когда это напряжение на первой из них достигает пробивного напряжения лампы 5, его дальнейший рост прекращается. Таким образом на зажимах первой вторичной обмотки поддерживается переменное напряжение неизменной максимальной величины, богатое гармониками; потому и на второй вторичной обмотке и потенциометре 6 также будет

поддерживаться переменное напряжение, неизменной максимальной величины и богатое гармониками. Для удобства регулируют первичный ток реостатом 11 так, чтобы разрядное напряжение было только что достигнуто или превзойдено совсем немного. Регулируя потенциометр 6, подают произвольную долю напряжения на потенциометре — на телефон 7, который и создает эталонную акустическую помеху.

Телефон выполняется в форме головного двуухого телефона, но отличается приспособлением, показанным на рис. 189. Оно состоит из проволочного кольца, приделанного к амбушюру и удерживающему надетый телефон на определенном расстоянии от уха. Таким образом наблюдатель обоими ушами слышит как измеряемую акустическую помеху, так и эталонную помеху, создаваемую телефоном.

Регулируя потенциометром 6 громкость эталонной помехи, наблюдатель отсчитывает такие положения рукоятки потенциометра 6, которые соответствуют одному из следующих трех случаев: эталонная помеха только-что начинает прослушиваться на фоне измеряемой; эталонная помеха кажется столь же громкой, как и измеряемая; эталонная помеха настолько громче измеряемой, что последняя еле прослушивается на фоне первой. Эти положения потенциометра служат мерой громкости измеряемой помехи. Потенциометр градуируется предварительно в децибелах по звуку известной громкости.

Достоинством шумомера является большая простота и удобство аппарата и измерений с ним. Недостатком его является некоторая неточность, могущая произойти от чрезмерного несоответствия между спектрами измеряемой и эталонной помехи. Для предотвращения этого недостатка иногда применяют в одном шумомере три пищика, дающие три разных высоты тона.

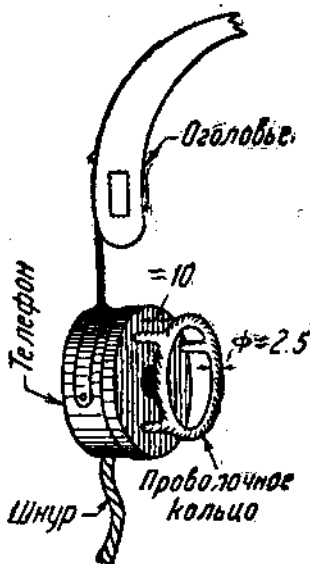


Рис. 189. Оборудование телефона для шумомера.

Е. ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СТАНДАРТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ.

Простейшим способом является следующий субъективный прием. В данном помещении создают посредством генератора звуковой частоты и громкоговорителя звук, предпочтительно воющего тона. Вдалеке от громкоговорителя помещается наблюдатель с секундомером. Он одновременно выключает громкоговоритель и пускает в ход секундомер; он останавливает секундомер тогда, когда, по его мнению, звук в помещении прекратится, т. е. громкость его упадет до порога слышимости. Отсчет секундомера даст длительность реверберации, соответствующую заданной

первоначальной громкости звука. Увеличивая громкость первоначального звука на определенную величину путем увеличения силы тока питания громкоговорителя в известное число раз, повторяют измерение. Получившаяся длительность реверберации будет больше. Нанося результаты нескольких таких измерений на график, получают диаграмму, имеющую характер рис. 190. На этой диаграмме по оси абсцисс отложены наблюдаемые длительности реверберации, по оси ординат отложен двадцатикратный десятичный логарифм отношения соответствующих токов питания громкоговорителя I к наименьшему из них I_0 . Среди полученных из нескольких измерений точек на этой диаграмме проводят прямую, наилучшим образом проходящую через эти точки. Отмечают такой отрезок времени t_c , который соответствует подъему прямой на 60 делений оси абсцисс (60 db). Этот отрезок и будет длительностью стандартной реверберации.

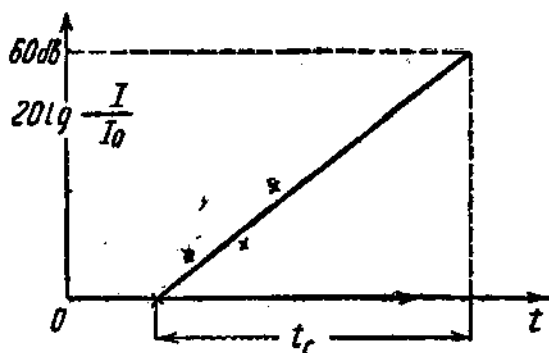


Рис. 190. Графическое представление результата измерения длительности стандартной реверберации.

При этом опыте необходимо отсутствие перегрузки громкоговорителя, связанной с отступлением от пропорциональности между акустическим давлением и током питания громкоговорителя.

Опыт повторяется в разных местах помещения несколькими наблюдателями, выводится среднее.

Недостатком этого субъективного метода является

его малая точность и зависимость от индивидуальности наблюдателя. Преимущества его — в его простоте.

В способах объективного измерения длительности стандартной реверберации, которые разделяются на 4 группы, применяется микрофон с усилителем взамен уха. Первая группа этих способов не изменяет в основном описанного выше субъективного способа, но передает функции наблюдателя более или менее сложной аппаратуре. При этом производятся либо отсчеты промежутков времени после выключения громкоговорителя, в течение которого эдс на выходе микрофонного усилителя упадет до значений, приводящих в действие какой-то минимальный автомат, либо производятся кратковременные отсчеты этой эдс через заданные промежутки времени.

Вторая группа способов основана на более или менее автоматизированном сравнении явлений поглощения акустической энергии в помещениях с явлениями поглощения электрической энергии в электрических контурах. Например, посредством компенсационной нульметоды сравнивают изменения анодного тока у двух ламп, из которых одна включена в качестве детектора на выходе микрофонного усилителя, а другая в цепи сетки имеет конденсатор C , разряжающийся через омическую утечку R .

Одновременно с выключением громкоговорителя включают обе эти лампы. Если временная постоянная контура

$$t_0 = RC$$

удовлетворяет соотношению

$$t_0 = 6,9t_0 = 6,9RC,$$

то отсчетный гальванометр (нульцетгер) останется в покое. Этого обстоятельства добиваются, подбирая RC контура, каковой величиной и измеряют длительность стандартной реверберации.

Третья группа способов заключается в снятии записей затухания звука посредством осциллографа, включенного на выходе микрофонного усилителя и их статистической обработке. Вследствие необходимости применения осциллографа эти способы отличаются громоздкостью.

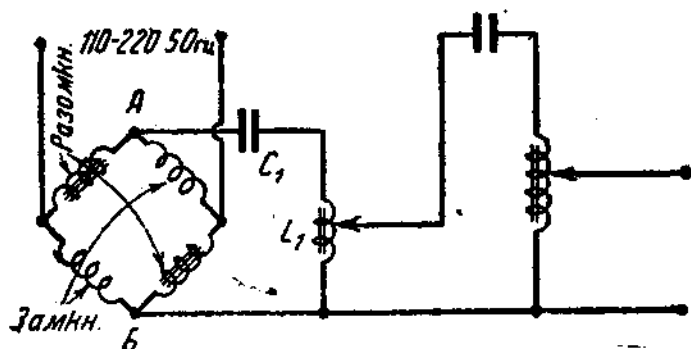


Рис. 191. Принципиальная схема умножителя частоты. (На чертеже у двух дросселей ошибочно не показаны железные сердечники.)

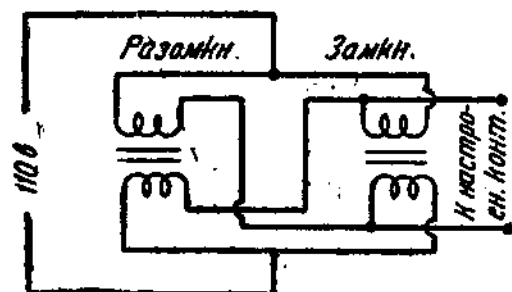
Четвертая группа способов позволяет заключать о длительности реверберации косвенным путем. Примером может служить прием, описанный раньше (IV, Б, § 2, стр. 208—микрофон, питаемый переменным напряжением).

Почти все способы требуют применения генератора не одной частоты, а группы близких частот. В качестве такого генератора рекомендуется применять генератор воющего тона. Он осуществляется либо в виде гетеродинного генератора, у которого один из подстроечных конденсаторов приводится во вращение вспомогательным мотором; либо в виде грампластины, на которой записан воющий тон.

В отдельных случаях генератор воющего тона (смодулированный по частоте) может быть заменен генератором, смодулированным по амплитуде. Такой генератор можно получить, питая ламповый генератор звуковой частоты городским переменным током. Тогда лампа генератора одновременно работает как кенотрон (однополупериодное выпрямление).

Еще удобнее ферромагнитный умножитель частоты, принципиальная схема которого дана на рис. 191. Подводка городского тока питает мостик, составленный из четырех дросселей. Из них два противолежащие имеют разомкнутый железный сердечник, другие два — замкнутый; последние работают на интенсивном насыщении железа, они являются

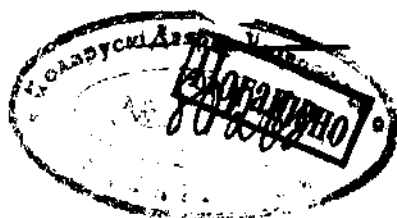
генераторами умноженной (звуковой) частоты. Путем регулировки междужелезных зазоров в дросселях с разомкнутым сердечником добиваются равновесия мостика для частоты 50 гц. Тогда для звуковых частот этого равновесия нет, и настроенный контур L_1C_1 выделяет из напряжения



диагонали AB свою резонансовую частоту. Для лучшей очистки выходного напряжения с контуром L_1C_1 связывается второй контур (этот контур может и отсутствовать). Выходное напряжение регулируется щупом. Частота генератора регулируется собственной частотой настроенных контуров, что осуществляется проще всего регулировкой междужелезного зазора в самоиндукциях этих контуров.

В действительности вместо четырех дросселей в плечах

мостика достаточно применить два трансформатора с коэффициентами 1:1 согласно рис. 192. Для большинства измерений достаточно мощность, получаемая от такого генератора при общем весе каждого из дросселей и трансформаторов порядка 0,5 кг. Трансформатор с замкнутым сердечником должен иметь значительно больший вес меди, чем железа.



ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловия	3
Перечень обозначений	5
Введение	7

I. ТЕОРИЯ.

А. Акустические волны в безграничной среде.

1. Общие соображения	9
2. Вывод уравнения непрерывности	11
3. Вывод уравнения движения	13
4. Вывод уравнения состояния	15
5. Вывод общего уравнения акустической волны	16
6. Плоская волна. Скорость звука. Акустическое сопротивление	18
7. Сила звука в плоской волне	25
8. Шаровая волна	27

Б. Физические свойства акустических волн.

1. Принцип Гюйгенса. Дифракция	33
2. Отражение и преломление	35
3. Интерференция	36
4. Принцип наложения. Ряд и формула Фурье	36

В. Физиология слуха.

1. Свойства слуховых ощущений. Громкость относительная и абсолютная.	39
2. Восприятие фазы	41

Г. Распространение волн в трубах переменного сечения.

1. Общие соображения и вывод уравнения непрерывности	43
2. Вывод уравнения волны	45
3. Экспоненциальный рупор	46
4. Групповая скорость	49
5. Свойства акустической волны в рупоре	50
6. Акустическая емкость	53

Д. Распространение акустических волн в ограниченных твердых телах.

1. Упругие свойства твердых тел	54
2. Чисто продольные волны	55
3. Продольно-поперечные волны	56
4. Волны сдвига и кручения—чисто поперечные	56
5. Волны изгиба	57

6.	Волны на струнах	59
7.	Поверхностные волны	60
8.	Волны на пленках (мембранах)	61
9.	Волны изгиба на пластинках	62

Е. Электромеханическая связь.

1.	Электромеханические аналогии	64
2.	Примеры построения эквивалентных схем	68
а)	Поршень в цилиндрической трубе	69
б)	Поршень в показателем рупоре	70
в)	Излучатель нулевого порядка	71
г)	Случай тяжелого поршня	71
3.	Акустический резонатор. Акустические фильтры	73
4.	Электромеханическая связь	75
а)	Понятие о связи. Электрическая связь. Правила перечисления	75
б)	Электродинамическая связь	78
в)	Электромагнитная связь	81

II. ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА.

А. Общие соображения.

1.	Уточнение назначения аппаратуры	84
2.	Частотные искажения	88
3.	Нелинейные искажения	87

Б. Репродукторы.

1.	Классификация	91
2.	Электродинамический диффузорный громкоговоритель	92
а)	Устройство и принцип действия	92
б)	Излучение звука диффузором; реакция атмосферы	94
в)	Построение эквивалентной схемы	98
г)	Упрощенная эквивалентная схема	99
д)	Анализ эквивалентной схемы	100
е)	Частотная характеристика	106
ж)	Коэффициент использования	108
з)	Мощность	110
и)	Механические свойства диффузора	112
к)	Направленность излучения	113
л)	Акустический экран	114
м)	Подмагничивание	118
3.	Громкоговоритель типа "Рекорд"	122
4.	Громкоговоритель типа "ТМ"	124
а)	Устройство, принцип действия, основные данные	124
б)	Особенности рупорных громкоговорителей	130
5.	Индукторные громкоговорители	133
6.	Электрические репродукторы косвенного действия	134
7.	Телефон	136

Г. Микрофоны.

1.	Общие соображения	136
2.	Угольные микрофоны	138
а)	Физическая картина явлений в угольном микрофоне	138
б)	Коммерческий микрофон	142
в)	Двусторонний микрофон	150
г)	Микрофон Рейсса	153
3.	Конденсаторные микрофоны	155
а)	Принцип действия и классификация	155

б) Конденсаторный микрофон с низкочастотной схемой включения . . .	155
в) Конденсаторный микрофон с высокочастотной схемой включения . . .	163
§ 4. Ленточные микрофоны . . .	165
а) Классификация и принцип действия . . .	165
б) Микрофон с закрытой лентой . . .	166
в) Микрофон с открытой лентой . . .	166

Д. Звукосниматели.

1. Назначение . . .	168
2. Понятие о технологии граммофонных пластинок . . .	168
3. Устройство и принцип действия звукоснимателя . . .	170
4. Частотная характеристика звукоснимателя . . .	171
5. Нелинейные искажения . . .	175
6. Сглаживание иглы . . .	175
7. Шум . . .	177
8. Частотная характеристика граммофонной записи . . .	178
9. Сглаживание пластинок . . .	180
10. Применение звукозаписи в радиовещании . . .	182

III. АКУСТИКА ПОМЕЩЕНИЙ В ПРИМЕНЕНИИ К РАДИОВЕЩАНИЮ.

А. Общие соображения . . . 183

Б. Студии.

§ 1. Назначение и основные требования . . .	184
2. Излияция студии от акустических помех . . .	184
3. Акустическое оборудование студии . . .	188
4. Размещение микрофонов и исполнителей . . .	196
5. Техническое управление передачей . . .	199

В. Оборудование радиоаудиторий и радиотеатров . . . 201

IV. ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ.

А. Вводная часть . . . 203

Б. Измерение силы звука.

§ 1. Абсолютный метод . . .	203
2. Искусственные приемы . . .	207
В. Измерение высоты звука. Анализ звука . . .	209

Г. Измерение электроакустической аппаратуры.

§ 1. Градуировка микрофонов . . .	209
а) Общий случай . . .	209
б) Градуировка конденсаторного микрофона . . .	210
в) Метрические особенности микрофонов . . .	212
§ 2. Измерение громкости и снятия частотных характеристик и характеристик направленности . . .	213
§ 3. Измерения нелинейности . . .	214

Д. Измерение громкости акустических помех . . . 216

Е. Измерение длительности стандартной реверберации . . . 217



0000000581093

1936

-409377-

Инд. Р-10

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ПО ТЕХНИКЕ СВЯЗИ

С В Я З Ъ Т Е Х И З Д А Т

НА СКЛАДЕ ИМЕЮТСЯ СЛЕДУЮЩИЕ КНИГИ

БОНЧ-БРУЕВИЧ М. А. — Излучение и распространение радиоволн. 1934 г., стр. 536, тир. 5 000, ц. 8 р. 50 к.

Автором собран богатейший материал как союзного, так и иностранного происхождения по вопросу измерения и распространения радиоволн различных диапазонов. Книга проходит по спискам Комитета по высшему техническому образованию как учебное пособие для вузов, но одновременно представляет широкий интерес и для инженерно-технических работников, сталкивающихся в своей работе с вопросами излучения и распространения радиоволн.

ГОНОРОВСКИЙ И. С. — Проектирование *LCR* радиопередатчиков. 2-е переработ. изд., 1934 г., стр. 336, тир. 10 000, ц. 5 р.

Руководство по расчету и проектированию деталей контуров радиопередатчиков для студентов старших курсов институтов связи и инженерно-технических работников. Книга единственное инженерное руководство по расчету *LCR*. Теоретических соображений в книге нет, использованы и разработаны выводы теории. Первое издание вызвало благоприятные отзывы и быстро разошлось. Настоящее издание в значительной степени переработано согласно с пожеланиями критики.

ГОНОРОВСКИЙ И. С. — Проектирование оборудования передатчиков. 1934 г., стр. 276, тир. 5 000, ц. 5 р.

Учебное руководство по курсу проектирования передатчиков. В краткой форме даны основные положения, лежащие в основе проектирования силового оборудования передатчиков; теории книга не трогает, пользуясь, по преимуществу, выводами теории и только в редких случаях допускаются небольшие теоретические отступления. Книга предназначена для студентов вузов последнего курса, а также для инженерно-технических работников. В данной книге впервые дана общая теория сглаживающих фильтров.

ГУРЛЫГИН С. Я. — Радиосети и их опоры. 1933 г., стр. 254 и 16 таблиц, тир. 8 000, ц. 9 р.

Книга предназначена для радиоработников, связанных с постройкой и эксплуатацией радиостанций. Книга может служить учебником для студентов радиофакультетов учебных заведений связи. Содержание: Конструктивный и электрический расчет антенн. Опоры. Материал для проектирования и примеры проекта.

ЗАКАЗЫ НАПРАВЛЯТЬ ПО АДРЕСУ:
МОСКВА ЦЕНТР, ПРОЕЗД ЧИСТОПРУДНОГО БУЛЬВАРА, 2
СВЯЗЬТЕХИЗДАТ