

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
„КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ”
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО

С.А.Луньова

ЕЛЕКТРОАКУСТИКА

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою
«Акустичні електронні системи та технології обробки акустичної інформації»
спеціальності 171 «Електроніка»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського

2020

Рецензенти: *Сенченко І.В.*, директор «Фонтек-С», к.ф.-м.н.
Лейко А.Г., професор, д.т.н.

Відповідальний
редактор *Дідковський В.С.*, професор, д.т.н.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 10_ від
18.06.2020 р.)
за поданням Вченої ради факультету (протокол № __5_/2020_ від _25.05.2020_ р.)*

Електронне мережне навчальне видання

Луньова Світлана Андріївна, к.ф.-м.н., доцент

ЕЛЕКТРОАКУСТИКА

Електроакустика [Електронний ресурс] : навч. посіб. для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою «Акустичні електронні системи та технології обробки акустичної інформації» спеціальності 171 "Електроніка" / С.А.Луньова; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл:10,28 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. – 161 с.

Навчально-методичне видання містить матеріал, що викладається в курсі лекцій з дисципліни «Електроакустика», і надає змогу студентам отримати знання конструктивних особливостей електроакустичної апаратури, здатність застосування теорії випромінювання та прийому акустичних сигналів до проектування електроакустичної апаратури та уміння розрахувати акустичні характеристики гучномовців і мікрофонів та спроектувати електродинамічний гучномовець за заданими технічними характеристиками.

В навчальному посібнику наведені загальні теоретичні положення стосовно випромінювання та прийому акустичних хвиль, конструкції гучномовців та мікрофонів, подаються методи розрахунку основних характеристик електроакустичної апаратури.

Викладений матеріал супроводжується посиланнями на сучасну спеціалізовану літературу та нормативні документи, перелік яких наведений в кінці методичної розробки.

ЗМІСТ

ВСТУП	4
1 ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ПРИЙОМ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ	6
1.1 Класифікація електроакустичної апаратури	6
1.2 Принципи перетворення енергії	7
1.3 Направлені властивості випромінювачів і приймачів звуку	10
1.4 Характеристика направленості двох точкових джерел звуку	18
1.5 Характеристика направленості лінійної еквідистантної групи точкових перетворювачів	27
1.6 Характеристика направленості лінійного суцільного випромінювача	34
1.7 Характеристика направленості плоских прямокутних поршнів	35
1.8 Характеристика направленості круглого пульсуючого поршня в екрані	36
1.9 Метод електромеханічних і електроакустичних аналогій	39
1.10 Ефективність випромінювання	47
2 ГУЧНОМОВЦІ	55
2.1 Класифікація гучномовців	55
2.2 Конструкція, принцип дії та технологія виготовлення електродинамічних гучномовців	57
2.3 Узгодження характеристик електродинамічного гучномовця	67
2.4 Схема електричного аналога гучномовця	76
2.5 Вхідний опір гучномовця	77
2.6 ККД гучномовця	81
2.7 Спотворення гучномовця	82
2.8 Зовнішнє оформлення гучномовців	89
2.9 Рупорні гучномовці	99
2.10 Рупорні гучномовці нормального типу	112
2.11 Акустичні системи	123
2.12 Звукові колонки	126
3. МІКРОФОНИ	130
3.1. Основні технічні характеристики мікрофонів	130

3.2. Узгодження характеристик мікрофона. Акустична чутливість мікрофона	132
3.3. Електродинамічні мікрофони	138
3.3.1. Електродинамічні котушкові мікрофони	138
3.3.2. Електродинамічні стрічкові мікрофони	145
3.4. Конденсаторні мікрофони	149
3.4.1 Конденсаторні мікрофони тиску	149
3.4.2. Конденсаторні мікрофони градієнту тиску	155
ЛІТЕРАТУРА	160

ВСТУП

Електроакустика (ЕА) – наука відносно молода, в порівнянні з розділами музичної і теоретичної акустики, які ведуть свій початок з часів Піфагора (VI в. до н.е.).

Початок розвитку електроакустики поклали відкриття перших електроакустичних апаратів – вугільного мікрофону (Хейс, 1878 р.) і електромагнітного головного телефону (Белл, 1876 р.).

Поштовхом для швидкого розвитку *ЕА* як самостійної області техніки послужив розвиток радіотелефонії (перші мовні передачі з Казані – 1921 р. і Нижнього Новгороду – 1922 р.), а також розвиток техніки підсилення. Широкі можливості для підсилення електричних коливань відкрилися з винаходом електронновакуумних і напівпровідникових приладів.

Поява радіомовлення, звукового кіно, розвиток грамофонного запису стимулювали роботи зі створення сучасних *ЕА* апаратів. У цей період були створені: конденсаторний мікрофон (Венте, Тренделенбург, Яковлев – 1922-28 р.), електродинамічний стрічковий мікрофон (Олсон, Райс-Келлог, Венте-Тюрас, Харкевич-Ламагін – 1924-1931 р.) і ін. електроакустичні апарати (*ЕААп*).

Важливу роль в розвитку *ЕА* зіграла та обставина, що *ЕААп* знайшли широке застосування в різних технологічних процесах в промисловості, в мореплаванні, у військовій техніці.

Питання, що розглядаються в рамках курсу «Електроакустика» поділяються на дві частини. В першій частині (кредитний модуль «Електроакустика-1») розглядаються теоретичні основи електроакустики, в другій (кредитний модуль «Електроакустика-2») – виконується курсовий проект «Проект електродинамічного гучномовця».

Основні розділи дисципліни:

-випромінювання та прийом акустичних хвиль (ефективність випромінювання, опір випромінювання, розподіл акустичної енергії у просторі, направлена дія випромінювачів та приймачів звуку, прийом акустичних хвиль, типи взаємодії звукового поля з рухомою системою перетворювача, фізичні принципи дії електроакустичних перетворювачів);

-гучномовці (класифікація і технічні характеристики гучномовців, електродинамічний дифузорний гучномовець, рупорні гучномовці, акустичні системи);

-мікрофони (класифікація і технічні характеристики мікрофонів, електродинамічні мікрофони, конденсаторні мікрофони, гостронаправлені мікрофони, радіомікрофони).

1. ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ПРИЙОМ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ

1.1. Класифікація електроакустичної апаратури

Введемо наступні скорочення:

ЕМП – елетромеханічний перетворювач. Він перетворює енергію механічних коливань в енергію електричного поля, і навпаки.

ЕАП - електроакустичний перетворювач (окремий випадок ЕМП). Від ЕМП відрізняється тим, що на механічній стороні механічні коливання описуються у вигляді параметрів звукового поля ($F[H] \rightarrow P[Pa]$, $v[m/c] \rightarrow w[m^3/c]$).

Представимо перетворювач як чотириполіусник. Розрізняють перетворювачі двигуни і генератори.

1. Перетворювачі – двигуни

Перетворюють енергію електричних коливань в механічні коливання:

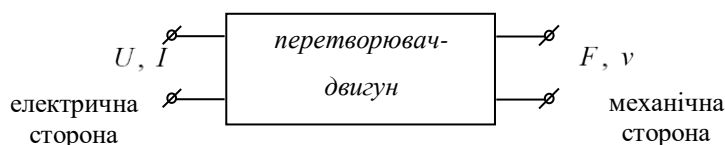


Рис. 1.1. Перетворювач-двигун у вигляді чотириполіусника

До перетворювачів – двигунів відносяться:

- гучномовці;
- вібратори;
- сигнальні пристрої;
- сирени;
- рекордери;
- гідроакустичні перетворювачі;
- ультразвукові випромінювачі.

2. Перетворювачі – генератори

Перетворюють енергію механічних коливань в електричні коливання:

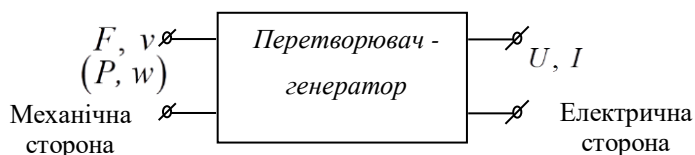


Рис.1.2. Перетворювач-генератор у вигляді чотириполіусника

Перетворювачі – генератори:

- мікрофони;
- гідрофони;
- віброметри;

- сейсмометри;
- ларингофони;
- звукознімачі.

Перетворювачі, які допускають перетворення енергії в обох напрямках, називають *оборотними*. Ті, які можуть працювати тільки в одному напрямку, - *необоротні*, наприклад, вугільний мікрофон, п'езорезистивні перетворювачі.

1.2. Принципи перетворення енергії

По типу перетворення енергії розрізняють перетворювачі з *магнітним полем* і з *електричним полем*.

1.2.1. Перетворювачі з магнітним полем

Електродинамічний перетворювач

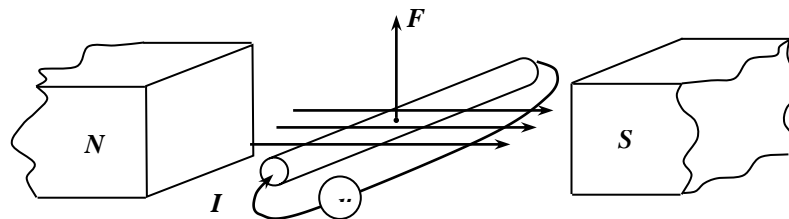


Рис. 1.3. Ілюстрація до принципу дії електродинамічного перетворювача

Електродинамічний принцип заснований на взаємодії провідника зі струмом з полем постійного магніту (рис.1.3).

Згідно закону Біо-Савара на провідник зі струмом в полі постійного магніту діє виштовхуюча сила F , направлена за правилом правої руки. Якщо струм I змінний, то і напрямок сили змінюється, тобто провідник здійснює коливальні рухи і є джерелом звуку. Для збільшення акустичної потужності до провідника жорстко кріплять плоский випромінювач. Як правило, це згорнутий конусом диск (дифузор), виконаний з целюлози.

У режимі двигуна

$$F = B \cdot l \cdot I,$$

де B – індукція в магнітному зазорі, в Тл;

l – довжина провідника, в м.

Для збільшення сили F виконують *катушковий варіант* приладу, тобто дріт мотають на катушку і його довжина l , таким чином, збільшується.

Можливий також *стрічковий варіант*, коли як провідник використовується "стрічка" з тонкої металевої фольги. Вона виконує роль випромінювача (або приймача в режимі генератора).

Стрічковий мікрофон особливо чутливий. При цьому "стрічку" гофрують для збільшення площі.

Ортодинамічний перетворювач є конструкцією з двох плоских круглих магнітів з отворами, між магнітами розміщена плівкова мембрана, на яку нанесена спіральна котушка (провідник).

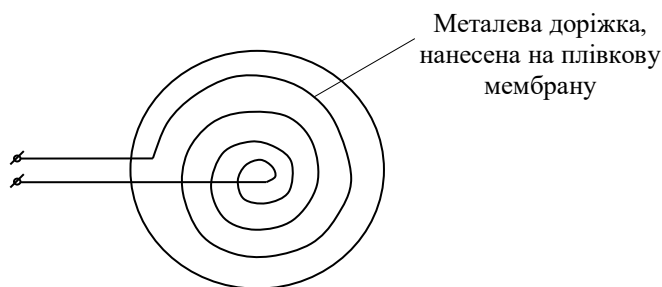


Рис. 1.4. Провідник на мембрані ортодинамічного перетворювача

Ця плоска конструкція дуже компактна і застосовується в головних телефонах (наушниках).

У режимі генератора: згідно закону Фарадея, якщо провідник рухається в магнітному полі, на його кінцях виникає різниця потенціалів (індукується е.р.с.):

$$e = B \cdot l \cdot v,$$

де v – коливальна швидкість провідника.

Цей ефект використовується в електродинамічних мікрофонах, які можуть бути виконані в котушковому і стрічковому варіантах.

Електромагнітний перетворювач

Електромагнітний принцип заснований на взаємодії змінного магнітного потоку з феротілами.

Феромагнітне тіло відчуватиме дію сили, яка прагне притягнути його до магнітного полюсного наконечника.

Електромагнітний принцип – оборотний.

Якщо зовнішньою силою примусити рухатися феротіло, то відбудеться зміна постійного потоку магніту. Ця зміна індукує в котушці е.р.с. (рис. 1.5).

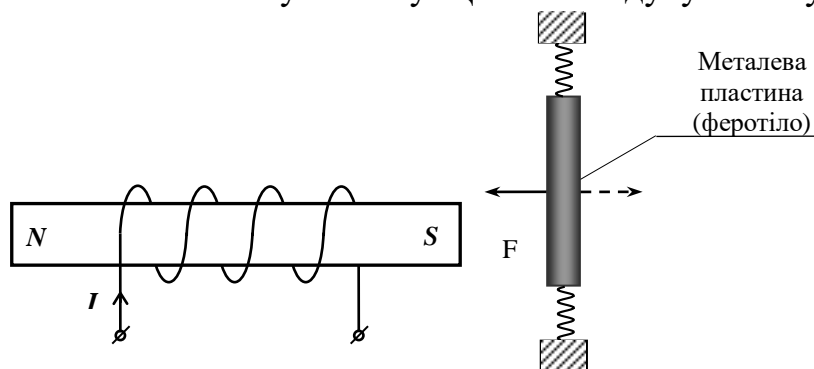


Рис. 1.5. Ілюстрація до принципу дії електромагнітного перетворювача

Принцип відрізняється нелінійним перетворенням струму в силу. Сила, що діє в електромагнітній системі

$$F = k\Phi^2,$$

де Φ - магнітний потік зчеплення, тобто та частина магнітного потоку, яка пронизує феромагнітне тіло;

k – коефіцієнт пропорційності.

Якщо струм

$$i = I_m \sin \omega t,$$

то $\Phi = \Phi_0 + \Phi_{\sim}$,

тоді $\Phi^2 = \Phi_0^2 + \Phi_{\sim}^2 + 2\Phi_0\Phi_{\sim}$.

Щоб виключити складову, вибирають $2\Phi_0\Phi_{\sim} \ll \Phi_{\sim}^2$ або

$$\frac{\Phi_{\sim}}{2\Phi_0} \ll 1.$$

Перші промислові гучномовці випускалися електромагнітні. Велика металева пластина (випромінювач) створює металевий привук при великій амплітуді коливань. Зараз застосовуються електромагнітні гучномовці в слухових апаратах і мікрофони в телефонних апаратах.

1.2.2. Перетворювачі з електричним полем

Електростатичний перетворювач

Принцип заснований на використанні сили кулонівської взаємодії між зарядженими тілами. Як перетворювач використовується плоский конденсатор, у якого одна обкладка товста, а інша – тонка (рухома). Рухома обкладка часто виконується з плівки з рифленою поверхнею, на яку напильється провідний шар.

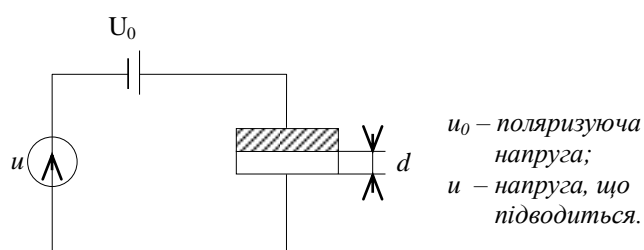


Рис.1.6. Схема включення для конденсаторного випромінювача

При зміні напруги u змінюється ємність конденсатора і, отже, змінюється відстань між обкладками d . Тонка обкладка коливається і служить джерелом звуку (рис.1.6).

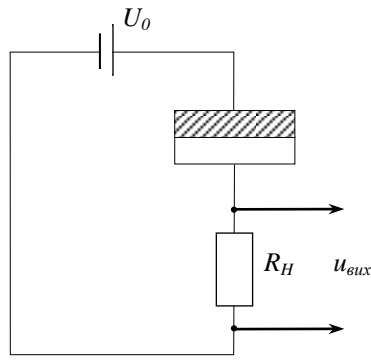


Рис. 1.7. Схема включення для конденсаторного приймача

При зміні відстані між обкладками змінюється ємність, внаслідок чого змінюється вихідна напруга (Рис.1.7).

П'єзоелектричний перетворювач

Принцип дії заснований на використанні властивостей деяких матеріалів (п'єзоелектриків) поляризуватися при механічних деформаціях і, навпаки, деформуватися при розміщенні в електричному полі.

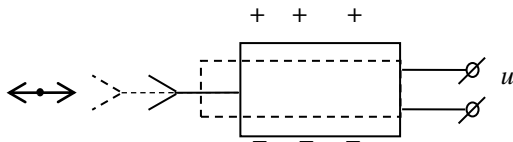


Рис. 1.8. Ілюстрація принципу дії п'єзоелектричного перетворювача

Для практичних цілей використовуються повздовжні (поперечні) або згинальні коливання (рис.1.8).

1.3. Направлені властивості випромінювачів і приймачів звуку

Характеристики направленості випромінювачів і приймачів розрізняються за *способом визначення*. Це пов'язано з тим, що функції цих перетворювачів різні. Проте, аналітичні вирази, методи графічного зображення, способи аналізу однакові.

1.3.1. Направленість випромінювачів звуку

Якщо випромінювач не має направленої дії, то випромінювана енергія розповсюджується *рівномірно* в просторі.

Направленість виявляється, коли з'являється напрям *переважного випромінювання*.

Нехай в деякій точці простору знаходиться *джерело звуку (Д.З.)*. Розмістимо в *цій точці* початок сферичної системи координат.

Розмістимо в довільній точці з координатами $A(r, \theta, \varphi)$ мікрофон (М) і обертатимемо його по поверхні сфери з радіусом r (рис.1.9),

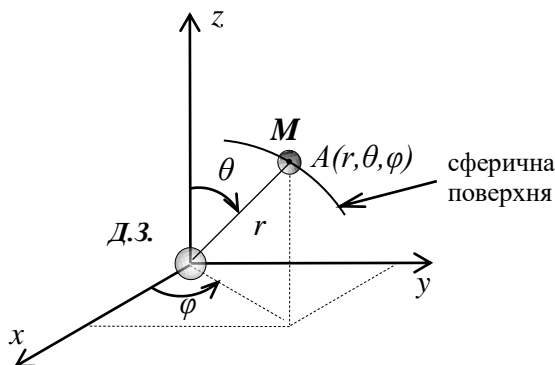


Рис. 1.9. До вимірювання направленості джерела звуку

де P_A – звуковий тиск в т. А. Якщо мікрофон пересувати по поверхні сфери, то

$$P_A = P(\theta, \varphi) \Big|_{r=const}.$$

У деяких точках тиск може бути максимальним:

$$P_{max} = P_0.$$

Характеристикою направленості (ХН) випромінювача називають функцію кутових координат, яка визначається відношенням

$$R(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi) \Big|_{r=const}}{P_0 \Big|_{r \rightarrow \infty}}.$$

Функція $R(\theta, \varphi)$ – безрозмірна, нормована величина, яка змінюється в межах $0 \leq R(\theta, \varphi) \leq 1$.

У загальному випадку, аналітичний вираз для ХН залежить від r . При $r \rightarrow \infty$ ця залежність зникає. Звичайно, під характеристикою направленості розуміють вираз цієї функції в дальньому полі.

1.3.2. Направленість приймачів звуку

Основною характеристикою мікрофону є його чутливість $E \left[\frac{mB}{Pa} \right]$:

$$E = \frac{U_{вих}}{P}$$

- відношення напруги на виході мікрофону до величини звукового тиску в полі.

Розмістимо мікрофон в початку сферичної системи координат.

У т. $A(r, \theta, \varphi)$ розмістимо джерело звуку, яке пересуватимемо по поверхні сфери радіусу r (рис.1.10).

Звуковий тиск P в полі зберігається незмінним, а вихідна напруга мікрофону $u_{\text{вих}}(\theta, \varphi)$ змінюється.

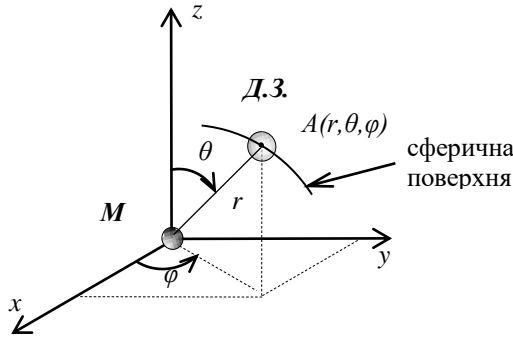


Рис. 1.10. До вимірювання направленості приймача звуку

Таким чином чутливість мікрофону $E(\theta, \varphi)$ стає функцією кутових координат розташування джерела по відношенню до мікрофону:

$$E(\theta, \varphi) = \frac{u_{\text{вих}}(\theta, \varphi)}{P_{(\text{const})}} \Big|_{r=\text{const}}.$$

Характеристикою направленості мікрофону називають функцію $R(\theta, \varphi)$, яка визначається відношенням чутливості при довільній орієнтації мікрофону до максимальної чутливості ($E_{\text{max}} = E_0$):

$$R(\theta, \varphi) = \frac{E(\theta, \varphi)}{E_0} \Big|_{\substack{r=\text{const} \\ r \rightarrow \infty}}$$

Так само, як і у разі випромінювача, ХН мікрофону залежить від відстані до джерела. Пов'язано це з сферичним характером випромінюваних хвиль. Направленість мікрофону перестає залежати від відстані до джерела, коли сферична хвиля переходить в плоску ($r \rightarrow \infty$).

Для джерел і приймачів напрям максимумів P_0 і E_0 вибирають співпадаючими з полярною віссю ($\theta=0$). Часто цю вісь називають акустичною віссю перетворювача.

1.3.3. Графічне зображення ХН

Дослідження функції $R(\theta, \varphi)$ зручно проводити за допомогою графічного

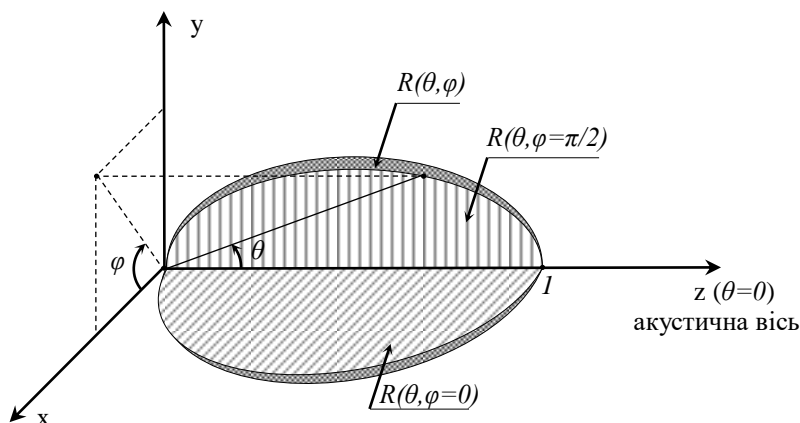


Рис.1.11. Об'ємне зображення ХН

зображення (рис.1.11). Як будь-яка функція двох змінних, $R(\theta, \varphi)$ зображується поверхнею.

З метою спрощення представлення ХН задають перетинами. Виділяють головні перетини у вертикальній і горизонтальній площині: $R_e\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right)$ і $R_e(\theta, 0)$.

Фіксуючи φ , одержуємо $R(\theta, \varphi) \rightarrow R(\theta)$. $R(\theta)$ називають *діаграмою направленості* (ДН). Її зображують в полярній або декартовій системах координат.

Багато перетворювачів мають *властивістю осьової симетрії*. Для таких перетворювачів поверхня, що зображує ХН, утворюється обертанням перетину ХН $R(\theta)$ *навколо осі симетрії*. В цьому випадку один перетин дає вичерпну характеристику. Зображення в полярній системі координат представлене на рис.1.12.

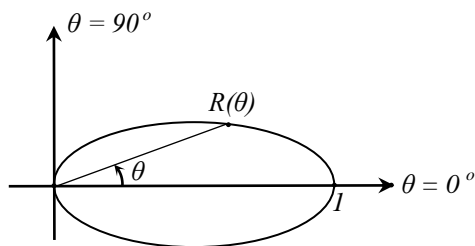


Рис. 1.12. Зображення діаграми направленості

ХН пульсуючого круглого поршня (рис.1.13):

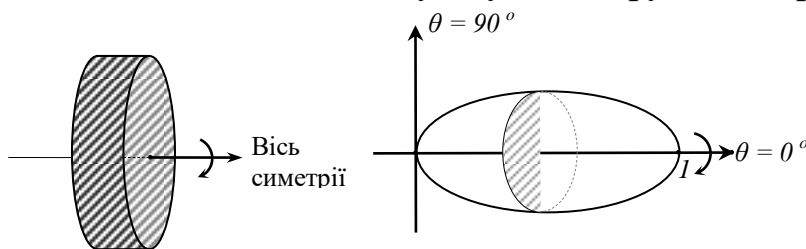


Рис.1.13. Об'ємне зображення ХН пульсуючого поршня

ХН пульсуючого циліндричного випромінювача (рис.1.14):

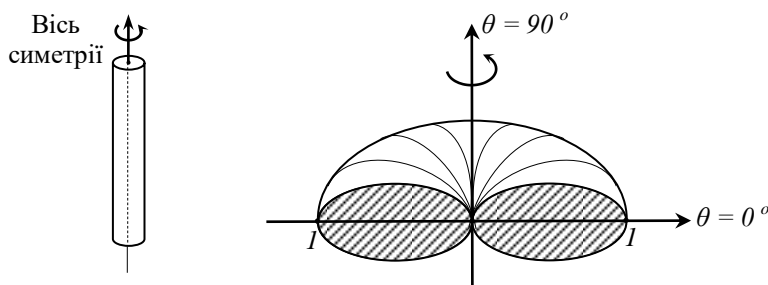


Рис. 1.14. Об'ємне зображення ХН пульсуючого циліндричного випромінювача

1.3.4. Числові характеристики ХН

Найповніший опис ХН пов'язаний або з аналітичним, або з графічним зображенням. Але в технічних вимогах, в каталогах апаратури, письмово, по телефону і т.д. користуються коротким описом за допомогою числових характеристик.

Зображення в декартовій системі координат

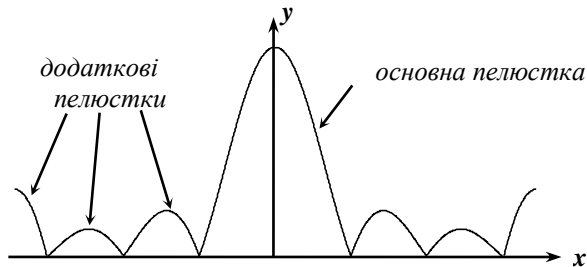


Рис. 1.15. Зображення ДН в декартовій системі координат

Однонаправлена характеристика (один напрям максимуму $R(\theta)$) (рис.1.15).

Зображення в полярній системі координат (рис.1.16)

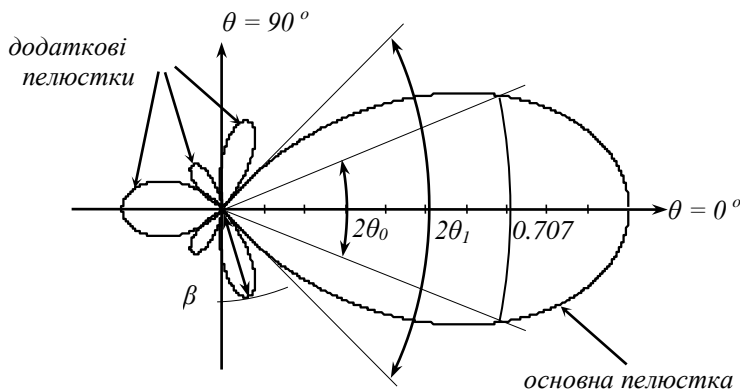


Рис.1.16. Зображення ДН в полярній системі координат

Основна пелюстка завжди має максимальне значення, що дорівнює 1.

Її характеризують *шириною основної пелюстки* $2\theta_0$ – шириною кутового розкриття на рівні 0,707 або -3 дБ. Іноді вказується ширина на рівні 0,5 або -6 дБ.

$2\theta_1$ – кут направленої дії випромінювача, визначається напрямом перших нулів ХН, на графіку відповідні напрями проводяться як дотичні до основної пелюстки.

Рівень додаткових пелюсток β визначається величиною максимальної додаткової пелюстки або $\beta_{об} = 10 \lg \beta$.

Виходячи з числових характеристик можна побудувати наступну апроксимацію ХН(рис.1.17).

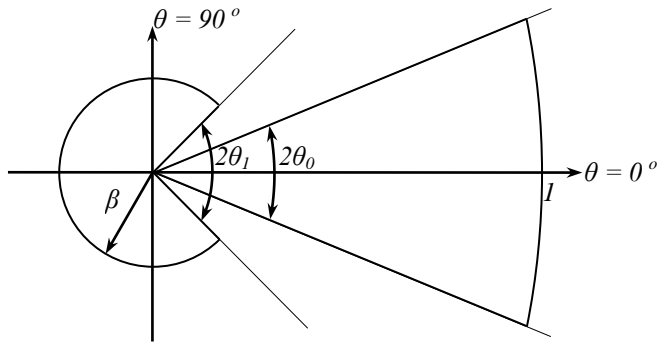


Рис. 1.17. Ілюстрація числових характеристик ДН

Ще одна важлива числова характеристика перетворювача – *коефіцієнт осьової концентрації*.

Це безрозмірне число (інтегральна характеристика), яке в режимі випромінювання показує ступінь концентрації звукової енергії у напрямі максимального випромінювання, а в режимі прийому характеризує завадостійкість мікрофону.

1.3.5. Коефіцієнт осьової концентрації

Нехай відоме поле джерела звуку. Визначимо акустичну потужність цього джерела.

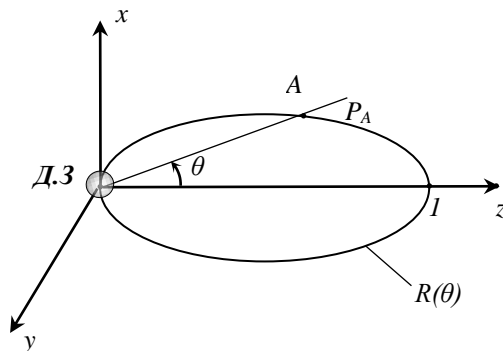


Рис.1.18. Ілюстрація до визначення акустичних характеристик джерела

Оскільки поле задане, то відомі характеристики $P(x, y, z, t)$, $v(x, y, z, t)$, $\rho(x, y, z, t)$ і т.д.

$$P_A = P_0 \cdot R(\theta, \phi),$$

P_0 - тиск (ефективне значення) у напрямку акустичної осі.

Тоді інтенсивність звуку:

$$I_A = \frac{P_A}{\rho_0 c_0} = \frac{P_0^2 R^2(\theta, \phi)}{\rho_0 c_0} = I_0 R^2(\theta, \phi).$$

Перейдемо від інтенсивності до акустичної потужності \mathcal{P}_a .

Опишемо навколо джерела звуку сферичну поверхню радіусом r , що проходить через т. А, і виділимо елемент поверхні в околиці т. А.

Елементарна площа dS :

$$dS = r \sin \theta d\varphi \cdot r d\theta = r^2 \sin \theta d\varphi d\theta.$$

Елементарна потужність на площадці dS :

$$d\mathcal{P}_a = I_a \cdot dS.$$

Повна потужність на поверхні S :

$$\mathcal{P}_a = \iint_S d\mathcal{P}_a \quad \text{або}$$

$$\mathcal{P}_a = \iint_S \underbrace{I_0 R^2(\theta, \varphi)}_{I_a} \underbrace{r^2 \sin \theta d\varphi d\theta}_{dS} = I_0 r^2 \int_0^\pi \int_0^{2\pi} R^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta =$$

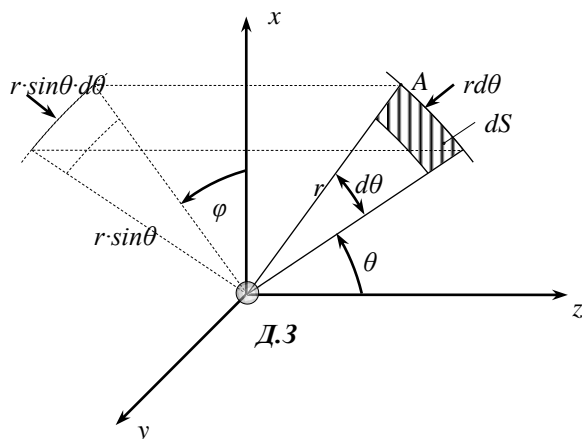


Рис.1.19. До знаходження елемента площі в сферичній системі координат

$$= \left| \times \frac{4\pi}{4\pi} \right| = \frac{1}{4\pi} I_0 \cdot 4\pi r^2 \int_0^\pi \int_0^{2\pi} R^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta;$$

$$\mathcal{P}_{a \text{ на}} = \frac{1}{4\pi} \mathcal{P}_{a \text{ не}} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} R^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta,$$

(I_{0S} – акустична потужність не направлено джерела, яке на всіх напрямках створює акустичне поле як розглянуте направлене джерело у напрямку акустичної осі).

Позначимо коефіцієнт осьової концентрації (КОК):

$$\Omega = \frac{4\pi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} R^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta}.$$

Тоді

$$\mathcal{P}_{a \text{ на}} = \frac{\mathcal{P}_{a \text{ не}}}{\Omega} \quad \text{або}$$

$$\Omega = \frac{\mathcal{P}_{a \text{ не}}}{\mathcal{P}_{a \text{ на}}} \Bigg|_{\substack{r_1=r_2 \\ I_1=I_2}}.$$

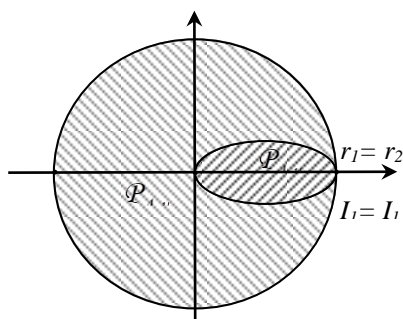


Рис.1.20. Ілюстрація до визначення КОК

КОК випромінювача – число, яке показує в скільки разів акустична потужність ненаправленого джерела повинна бути більше акустичної потужності направленою, якщо ненаправлене джерело на деякій відстані створює таке ж поле як направлене джерело на *такій же відстані* у напрямі акустичної осі (рис.1.20).

Задамо потужності двох джерел (направленого і ненаправленого) *однаковими*. Поле направленою джерела у напрямку акустичної осі буде *більшим*.

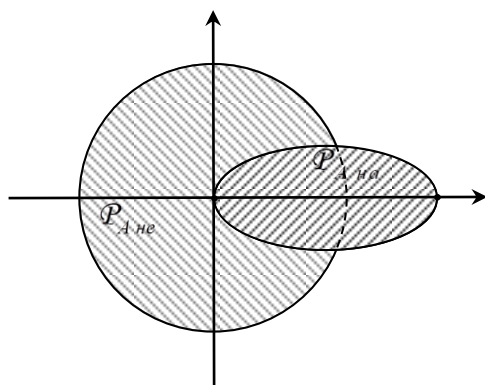


Рис.1.21. Ілюстрація до визначення КОК

КВК показує, в скільки разів інтенсивність звуку вздовж *акустичної осі направленою джерела більша*, ніж інтенсивність на *такій же відстані ненаправленою джерела* за умови, що їх потужності *однаков* (рис.1.21) і:

$$\Omega = \frac{I_{na}}{I_{ne}} \Big|_{\substack{r_1=r_2 \\ P_{ana}=P_{ane}}}$$

При цьому направлене джерело в інших напрямках створює поле менше, ніж ненаправлене.

Стосовно *режиму прийому*, аналітичні вирази Ω через характеристику направленості нічим не відрізняються, проте, смисловий зміст відмінний.

Ненаправлений мікрофон підсумовує енергії, що приходять з різних напрямків, з *рівним вкладом*; *направлений* – *вибірково*, він, ніби відсіває ті сигнали, які потрапляють в зону малої чутливості. Таким чином направлений приймач має просторову вибірковість або є просторовим фільтром.

Маємо два мікрофони. Осьова чутливість направленого дорівнює чутливості ненаправленого ($E_1 = E_2$). Обидва розміщені в одному і тому ж полі дифузних завад. Тоді напруга сигналу на виході ненаправленого мікрофону більша, ніж на виході направленого.

КОК показує, в скільки разів квадрат напруги шумів на виході ненаправленого мікрофону більше, ніж у направленого, якщо вісьова чутливість направленого мікрофону дорівнює чутливості ненаправленого і обидва приймачі розміщені в одному і тому ж дифузному полі завад:

$$\Omega = \frac{u_{Ш\text{не}}^2}{u_{Ш\text{на}}^2} \Bigg|_{\substack{P_1=P_2 \\ E_1=E_2}}$$

Якщо в такому полі є джерело сигналу, і на нього зорієнтована акустична вісь направленого мікрофону, то відношення сигнал/завада ($C/3$) на виході направленого мікрофону буде більшим, ніж на виході ненаправленого.

КВК показує, в скільки разів відношення $C/3$ за потужністю на виході направленого мікрофону більше, ніж ненаправленого, за умови, що вісьова чутливість направленого мікрофону дорівнює чутливості ненаправленого і вони розміщені в однакових звукових полях:

$$\Omega = \frac{(C/3)_{\text{на}}^2}{(C/3)_{\text{не}}^2} \Bigg|_{\substack{E_1=E_2 \\ P_{c1}=P_{c2} \\ L_{Ш1}=L_{Ш2}}};$$

де під відношенням $C/3$ розуміють

$$C/3 = \frac{u_c}{u_3}$$

Проаналізуємо докладніше вираз КОК через характеристику направленості.

Для перетворювачів, що мають осьову симетрію, коли *полярна вісь співпадає з віссю симетрії перетворювача*

$$R(\theta, \phi) \rightarrow R(\theta), \quad \text{тоді}$$

$$\Omega = \frac{4\pi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} R^2(\theta, \phi) \sin \theta d\phi d\theta} = \frac{4\pi}{2\pi \cdot \int_0^\pi R^2(\theta) \sin \theta d\theta} = \frac{2}{\int_0^\pi R^2(\theta) \sin \theta d\theta}$$

Якщо перетворювач ненаправлений ($R(\theta, \phi) = 1$), то

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} R^2(\theta, \phi) \sin \theta d\phi d\theta = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} 1 \cdot \sin \theta d\phi d\theta = 2\pi \cdot \int_0^\pi \sin \theta d\theta = 4\pi,$$

тобто $\Omega = 1$. Для направлених перетворювачів $\Omega > 1$.

1.4. Характеристика направленості двох точкових джерел

1.4.1. Характеристика направленості двох синфазних точкових джерел

Точковим джерелом називають пульсуючу сферу малих хвильових розмірів. Точкове джерело називається *монополем* або *випромінювачем нульового порядку*.

Джерелом нульового порядку є тіло *будь-якої форми*, якщо воно характеризується нульовою (пульсуючою) модою коливань і при цьому мале в

порівнянні з довжиною випромінюваної хвилі.

Потенціал коливальної швидкості пульсуючого точкового джерела

$$\varphi(r,t) = \frac{W}{4\pi r} e^{-jkr} e^{j\omega t},$$

де $w = v_0 \cdot s$ - продуктивність джерела.

Розглянемо два синфазні точкові джерела, розташовані на відстані d одне від одного. Відстань d називається базою.

Саме по собі сферичне точкове джерело ненаправлене. Направленість з'являється в результаті інтерференції (суперпозиції) звукових хвиль, що приходять від двох джерел, в точках простору. Сумарне поле описується як амплітудами, так і фазами підсумованих доданків.

Якщо d мала в порівнянні з довжиною хвилі, що випромінюється джерелами ($d \ll \lambda$), то в будь-якій точці простору (рис.1.22) різниця фаз $\Delta\alpha = k\Delta r$ буде близька до нуля, тобто синфазне коливання спостерігається в будь-якому напрямку. Два джерела поведуться як одне джерело, але з подвійною продуктивністю $2W$. Такі джерела не створюють направленості.

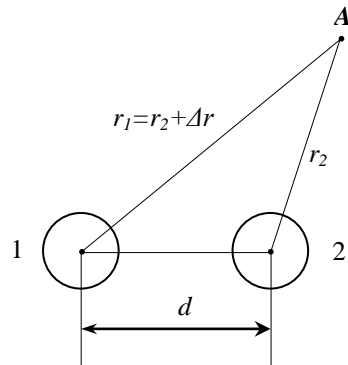


Рис. 1.22. Ілюстрація до визначення ХН

При $d \ll \lambda$ істотно виявляється направленість групи перетворювачів. Там, де коливання складуться в одній фазі, спостерігається максимум випромінювання, де в протифазі – мінімум або нуль. У інших точках простору сумарний звуковий тиск матиме проміжні значення.

Звернемо увагу, що перпендикулярно до бази через центр проходить площина, де коливання завжди будуть в одній фазі. Отже виберемо в цій площині полярну вісь системи, співпадаючу з акустичною віссю. Вісь симетрії системи $\theta = 90^\circ$ (рис.1.23)

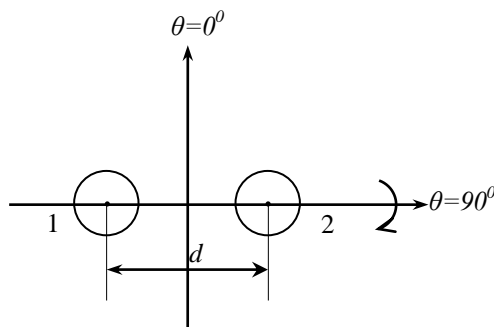


Рис.1.23. Вісь симетрії системи двох точкових перетворювачів

Виберемо в просторі т. $A(r, \theta)$ настільки віддалену від центру системи ($r \rightarrow \infty$), що промені, які йдуть в т. А від випромінювачів 1 і 2, можна вважати паралельними (рис.1.24).

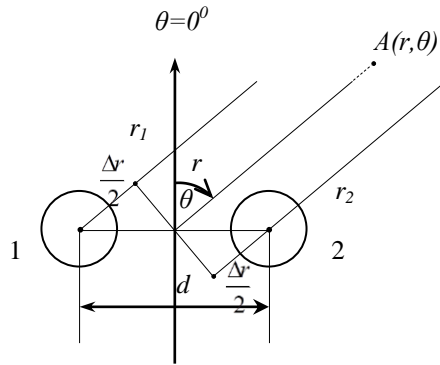


Рис.1.24. До виведення виразу для ДН

Величина $\frac{\Delta r}{2} = \frac{d}{2} \sin \theta$ – різниця ходу звукових променів від центру системи і джерел 1 і 2 до т. А:

$$\begin{aligned} r_1 &= r + \frac{\Delta r}{2}, \\ r_2 &= r - \frac{\Delta r}{2}. \end{aligned}$$

Запишемо вираз для ХН системи:

$$R(\theta) = \frac{P_{\Sigma}(\theta)}{P_{\Sigma 0}},$$

де $P_{\Sigma} = P_1 + P_2$.

Оскільки P виражається через потенціал коливальної швидкості:

$$P = \rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = j\omega \rho_0 \varphi,$$

то $R(\theta) = \frac{\varphi_{\Sigma}(\theta)}{\varphi_{\Sigma 0}}$, де $\varphi_{\Sigma} = \varphi_1 + \varphi_2$.

Запишемо φ_{Σ} в т. А для джерел з рівною продуктивністю W :

$$\varphi_{\Sigma} = \frac{W}{4\pi r_1} e^{-jkr_1} + \frac{W}{4\pi r_2} e^{-jkr_2} = \frac{W}{4\pi \left(r + \frac{\Delta r}{2}\right)} e^{-jk\left(r + \frac{\Delta r}{2}\right)} + \frac{W}{4\pi \left(r - \frac{\Delta r}{2}\right)} e^{-jk\left(r - \frac{\Delta r}{2}\right)}.$$

Оскільки, $\Delta r \ll r$ то в амплітудній частині виразу додавкою нехтуємо, але $\frac{\Delta r}{2}$ зберігаємо її в показнику експоненти, де вона

вказує на зміну фази коливання.

$$\begin{aligned} \varphi_{\Sigma} &= \frac{W}{4\pi r} e^{-jkr} e^{-jk\frac{\Delta r}{2}} + \frac{W}{4\pi r} e^{-jkr} e^{jk\frac{\Delta r}{2}} = \frac{W}{4\pi r} e^{-jkr} \left(e^{-jk\frac{\Delta r}{2}} + e^{jk\frac{\Delta r}{2}} \right) = \\ &= \frac{2W}{4\pi r} e^{-jkr} \cos\left(k\frac{\Delta r}{2}\right) = \frac{2W}{4\pi r} e^{-jkr} \cos\left(\frac{kd}{2} \sin \theta\right). \end{aligned}$$

При $\theta=0$ $\cos\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)=1$, тобто

$$\varphi_{\Sigma 0} = \frac{2W}{4\pi r} e^{-jkr}.$$

Отже ХН:

$$R(\theta) = \cos\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right) = \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\theta\right),$$

де λ – довжина випромінюваної хвилі, хвильове число

$$k = \frac{\omega}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

1.4.2. Характеристика направленості двох контрфазних точкових джерел

Джерела працюють в протифазі і тепер в перпендикулярній площині, що проходить через центр бази, завжди спостерігається *мінімум* звукового тиску.

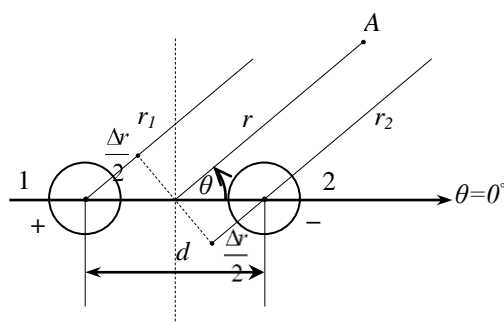


Рис.1.25. До виведення виразу для ДН

Тому виберемо полярну вісь, співпадаючою з віссю симетрії системи (рис.1.25).

В цьому випадку різниця ходу звукових променів $\frac{\Delta r}{2} = \frac{d}{2}\cos\theta$.

Сумарний тиск визначається як

$$P_{\Sigma} = P_1 - P_2.$$

Отже, ХН:

$$R(\theta) = \frac{\varphi_{\Sigma}(\theta)}{\varphi_{\Sigma\max}}$$

де $\varphi_{\Sigma}(\theta) = \varphi_1(\theta) - \varphi_2(\theta)$.

Запишемо сумарний потенціал

$$\varphi_{\Sigma} = \frac{W}{4\pi\left(r + \frac{\Delta r}{2}\right)} e^{-jk\left(r + \frac{\Delta r}{2}\right)} - \frac{W}{4\pi\left(r - \frac{\Delta r}{2}\right)} e^{-jk\left(r - \frac{\Delta r}{2}\right)}.$$

Нехтуючи $\Delta r \ll r$ в знаменнику:

$$\begin{aligned} \varphi_{\Sigma} &= \frac{W}{4\pi r} e^{-jkr} \left(e^{-jk\frac{\Delta r}{2}} - e^{jk\frac{\Delta r}{2}} \right) = -\frac{2jW}{4\pi r} e^{-jkr} \sin\left(k\frac{\Delta r}{2}\right) \\ &= -\frac{2jW}{4\pi r} e^{-jkr} \sin\left(\frac{kd}{2}\cos\theta\right) = -\frac{2jW}{4\pi r} e^{-jkr} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\theta\right). \end{aligned}$$

Пронормувавши на максимальне значення функції, одержимо ХН у вигляді:

$$R(\theta) = \begin{cases} d \leq \frac{\lambda}{2}, & \frac{\sin(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta)}{\sin \frac{\pi d}{\lambda}} \\ d \geq \frac{\lambda}{2}, & \sin(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta) \end{cases}$$

Характеристика направленості диполя

Диполем називають групу з двох джерел або приймачів рівної чутливості при контрфазному включенні і малих хвильових розмірах бази.

Вважаючи $d \ll \lambda$ у виразі

$$R(\theta) = \frac{\sin(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta)}{\sin \frac{\pi d}{\lambda}}$$

і враховуючи, що $\sin x \approx x$ при $x \ll 1$, одержуємо:

$$R(\theta) \approx \frac{\frac{\pi d}{\lambda} \cos \theta}{\frac{\pi d}{\lambda}} = \cos \theta.$$

Характеристика такого вигляду не містить ні d , ні λ (тобто не залежить від частоти і хвильових розмірів, рис.1.26).

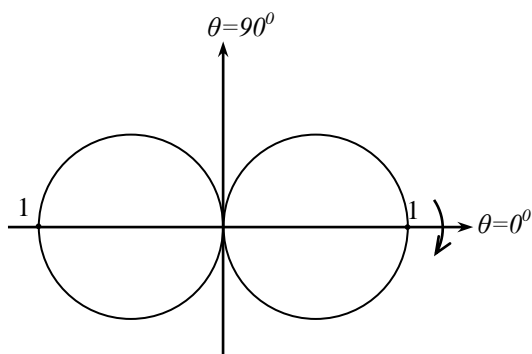


Рис.1.26. Вигляд ДН диполя

У просторі це дві сфери, дотичні в одній точці. Направленість диполя відрізняється малою ефективністю. КВК диполя $\Omega = 3$.

1.4.3. Побудова характеристики направленості групи двох синфазних точкових джерел

Досліджуємо вираз для характеристики направленості, який можна записати у вигляді:

$$R(\theta) = \cos x,$$

де $x = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta$.

Графік залежатиме як від кута θ , так і від хвильових розмірів бази $\frac{d}{\lambda}$, які необхідно заздалегідь визначити.

Побудуємо спочатку графік зовнішньої функції $R(\theta) = \cos x$ (рис.1.27).

Оскільки рішення симетричне в правому і лівому напівпросторі, і у верхньому і нижньому напівпросторі, достатньо побудувати ХН в інтервалі $[0^\circ; 90^\circ]$ і потім в полярних координатах симетрично відобразити вліво і вниз. По суті, для якісної побудови достатньо визначити значення $R(\theta)$ в крайніх точках $\theta = 0^\circ$ і $\theta = 90^\circ$, а поведінку функції $R(\theta)$ між ними вказує графік зовнішньої функції, з якого також можна визначити значення нулів і максимумів ХН, а також ширину основної пелюстки.

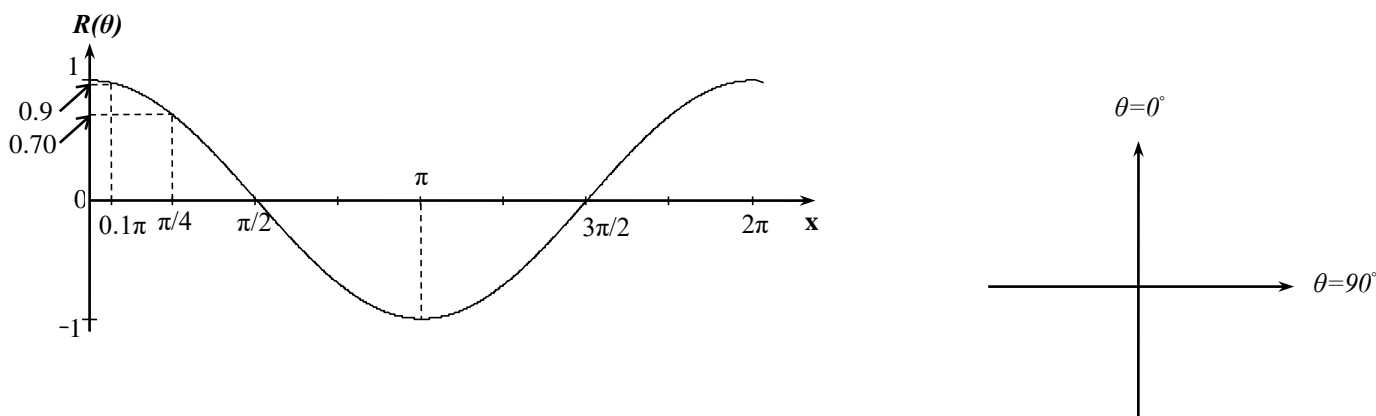


Рис. 1.27. Ілюстрація до побудови ДН

Картина симетрична відносно $\theta = 0^\circ$ і $\theta = 90^\circ$. Виконаємо побудови для деяких характерних значень $\frac{d}{\lambda}$ (тобто при фіксованому розмірі бази d – на різних частотах, $\lambda = \frac{c_0}{f}$).

1. Нехай $d \ll \lambda$, наприклад, $d = 0.1 \cdot \lambda$, що відповідає низькочастотному діапазону $\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$

Розглянемо крайні точки інтервалу.

а) $\theta = 0^\circ$, тоді, по графіку функції $\cos x$ $R(0) = 1$.

Відкладемо в полярних координатах в напрямку $\theta = 0^\circ$ значення $R(0) = 1$.

б) $\theta = 90^\circ$, тоді $\sin \theta = 1$, $x = \frac{\pi d}{\lambda} = 0.1\pi$.

Позначимо на графіку функції $\cos x$ значення $x = 0.1 \cdot \pi$. При цьому значення $R(90^\circ) \approx 0.98$.

Відкладемо в полярних координатах в напрямку $\theta = 90^\circ$ значення $R(90^\circ) \approx 0.98$.

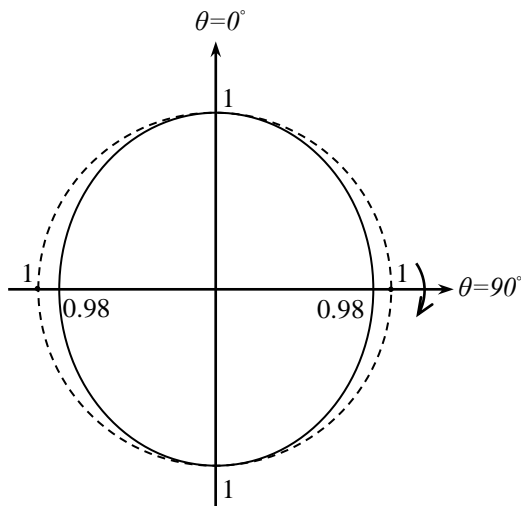


Рис.1.28. Вигляд ДН для випадку 1 (на низьких частотах)

Поведінка функції $R(\theta)$ на інтервалі $[0^\circ; 90^\circ]$ відображена на графіку $R(\theta) = \cos x$ між значеннями аргументу $x \in [0; 0.1 \cdot \pi]$. Функція $R(\theta)$ повільно спадає, тому в полярних координатах сполучаємо значення 1 і 0.98 майже по колу (пунктиром показане одиничне коло, рис.1.28).

Тобто на низьких частотах група синфазних точкових джерел *ненаправлена*, тобто поводить ся як *один монополь*.

Розглянемо зміну ХН зі збільшенням частоти.

2. Нехай $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ (рис.1.29):

а) $\theta = 0^\circ$, $R(0) = 1$;

б) $\theta = 90^\circ$, $x = \frac{\pi}{4}$.

По графіку $R(\theta) = \cos x$ знаходимо, що $R(90^\circ) \approx 0.707$. Функція $R(\theta)$ змінюється від 1 до 0,707 в інтервалі $\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$. Зображення $R(\theta)$ в полярній системі координат:

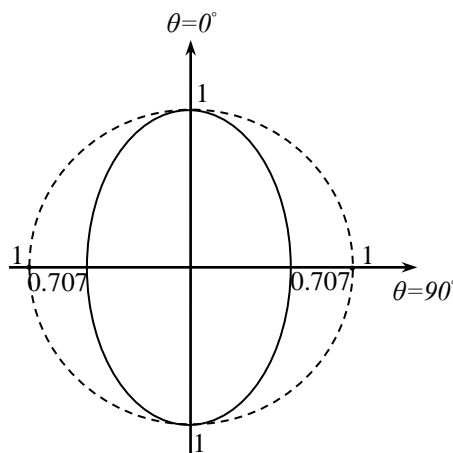


Рис.1.29. Вигляд ДН для випадку 2 (на середніх частотах)

З підвищенням частоти (зі збільшенням $\frac{d}{\lambda}$) ХН загострюється.

3. Нехай $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ (рис.1.30):

а) $\theta = 0^\circ$, $R(0) = 1$;

б) $\theta = 90^\circ$, $x = \frac{\pi}{2}$, $R(90^\circ) = 0$.

Функція $R(\theta)$ змінюється від 1 до 0 на інтервалі $\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$.

Графік в полярній системі координат:

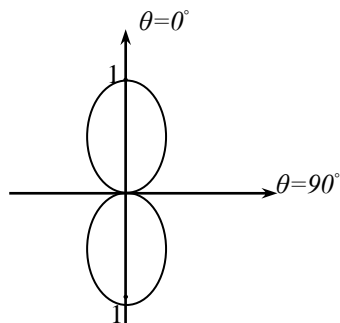


Рис. 1.30. Вигляд ДН для випадку 3 (на середніх частотах)

При $d = \frac{\lambda}{2}$ ХН стає двонаправленою.

4. Нехай $\frac{d}{\lambda} = 2$ (рис.1.31):

а) $\theta = 0^\circ$, $R(0) = 1$;

б) $\theta = 90^\circ$, $x = 2\pi$, $R(90^\circ) = 1$.

Поведінка функції $R(\theta)$ на інтервалі $x \in [0; 2\pi]$ наступна: функція спадає від 1 до 0, потім знову наростає до 1 і спадає до 0, і ще раз зростає до 1. Цей відрізок графіка $R(\theta)$ "згортаємо" по модулю на інтервалі $\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$ на графіку в полярних координатах.

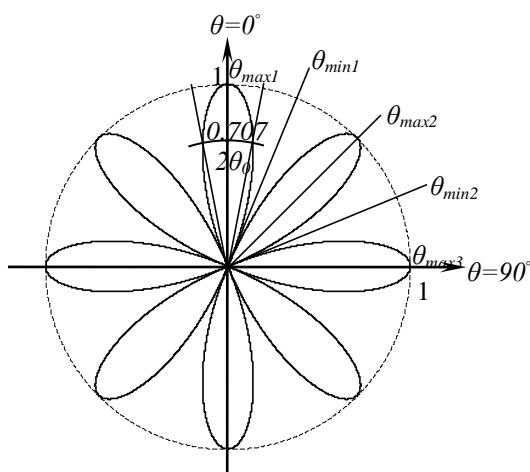


Рис. 1.31. Вигляд ДН для випадку 4 (на високих частотах)

Визначимо напрямки нулів і максимумів функції $R(\theta)$.

Напрямок першого нуля $\theta_{\min 1}$ визначається з умови $x_{\min 1} = \frac{\pi}{2}$ (по графіку $R(\theta) = \cos x$). Оскільки, $x = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \sin \theta$, то

$$\frac{\pi}{2} = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_{\min 1}, \text{ або при } \frac{d}{\lambda} = 2$$

$$\frac{\pi}{2} = 2\pi \sin \theta_{\min 1};$$

$$\sin \theta_{\min 1} = \frac{1}{4};$$

$$\theta_{\min 1} = \arcsin \frac{1}{4} \approx 14.5^\circ$$

Аналогічно визначаємо напрямок другого нуля $x_{\min 2} = \frac{3\pi}{2}$:

$$x_{\min 2} = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_{\min 2};$$

$$\frac{3\pi}{2} = 2\pi \sin \theta_{\min 2};$$

$$\sin \theta_{\min 2} = \frac{3}{4};$$

$$\theta_{\min 2} = \arcsin \frac{3}{4} \approx 48.6^\circ$$

Запишемо вираз для визначення напрямку нулів функції $R(\theta)$ в загальному вигляді:

$$x_{\min n} = \frac{\pi}{2} (2n - 1), \quad n = 1, 2, \dots;$$

$$\frac{\pi}{2} (2n - 1) = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_{\min n};$$

$$\sin \theta_{\min n} = \frac{(2n - 1)\lambda}{2d}.$$

Кількість нулів визначається з умови $\frac{(2n - 1) \cdot \lambda}{2d} \leq 1$ або

$2n - 1 \leq \frac{2d}{\lambda}$, де n - ціле число, починаючи з 1. Напрямок нулів ХН при заданому $\frac{d}{\lambda}$:

$$\theta_{\min n} = \arcsin \left[\frac{(2n - 1)\lambda}{2d} \right]$$

Визначимо напрямки максимумів функції $R(\theta)$.

Перший максимум відповідає $x_{\max 1} = 0$, тобто $\theta_{\max 1} = 0$.

Напрямок другого максимуму знаходимо з умови $x_{\max 2} = \pi$.

Звідси $\pi = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_{\max 2}$.

Враховуючи $\frac{d}{\lambda} = 2$ одержуємо $\sin \theta_{\max 2} = \frac{1}{2}$, $\theta_{\max 2} = \arcsin \frac{1}{2} = 30^\circ$.

Напрямок третього максимуму відповідає $x_{\max 3} = 2\pi$, отже $2\pi = 2\pi \sin \theta_{\max 3}$, $\sin \theta_{\max 3} = 1$, $\theta_{\max 3} = 90^\circ$.

Запишемо в загальному вигляді вираз для напрямків максимумів функції $R(\theta)$:

$$x_{\max n} = n\pi, \quad n=0,1,\dots;$$

$$n\pi = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_{\max n};$$

$$\sin \theta_{\max n} = \frac{n\lambda}{d}.$$

Кількість максимумів визначається з умови $\frac{n\lambda}{d} \leq 1$ або $n \leq \frac{d}{\lambda}$, де n - ціле число, починаючи з 0.

Напрямок максимумів ХН при заданому $\frac{d}{\lambda}$:

$$\theta_{\max n} = \arcsin \frac{n\lambda}{d}.$$

На закінчення аналізу ХН визначимо ширину основної пелюстки (кут $2\theta_0$ на рівні 0,707).

При $R(\theta) \approx 0.707$ значення аргументу $x_0 = \frac{\pi}{4}$. Звідси

$$\frac{\pi}{4} = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_0.$$

$$\text{При } \frac{d}{\lambda} = 2, \quad \sin \theta_0 = \frac{1}{8}, \quad \theta_0 = \arcsin \frac{1}{8} \approx 7.18^\circ, \quad 2\theta_0 \approx 14.36^\circ.$$

Відзначимо, що з точки зору направленості система двох синфазних точкових випромінювачів неефективна, оскільки всі додаткові пелюстки мають максимум, рівний 1, як і основна пелюстка. Тобто відбувається необґрунтована витрата енергії у різних напрямках, які розділені напрямками нулів. КОК такої системи змінюється від 1 до 2, що характеризує її як мало ефективну.

З підвищенням частоти кількість пелюсток ХН зростає, а ширина їх зменшується, ХН стає "голчатою", що наближає її до ненаправленої системи.

1.5. Характеристика направленості лінійної еквідистантної групи точкових перетворювачів

Розглянемо групу N ненаправлених перетворювачів рівної продуктивності, розташованих на одній прямій з постійним кроком d (лінійна еквідистантна група).

Полярна вісь $\theta=0^\circ$ проходить через центр бази (напрямок максимального випромінювання).

Виберемо віддалену т.А(r, θ) на відстані r_1 від першого джерела і під кутом θ . Промені, що йдуть від всіх джерел в т.А, вважаємо паралельними (рис.1.32).

Позначимо через Δr різницю ходу звукових променів від першого і другого джерела:

$$\Delta r = d \sin \theta,$$

$$r_2 = r_1 + \Delta r.$$

Потенціал швидкостей першого джерела в т.А:

$$\varphi_1 = \frac{W}{4\pi r_1} e^{-jk r_1}.$$

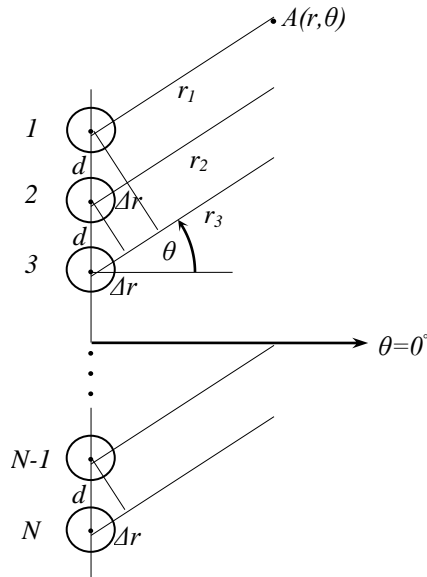


Рис. 1.32. До виведення виразу для ДН

Потенціал другого джерела

$$\varphi_2 = \frac{W}{4\pi r_2} e^{-jk r_2} = \frac{W}{4\pi (r_1 + \Delta r)} e^{-jk(r_1 + \Delta r)};$$

$\Delta r \ll r$ тому нехтуємо Δr в амплітудній частині:

$$\varphi_2 = \frac{W}{4\pi r_1} e^{-jk r_1} \cdot e^{-jk \Delta r} = \varphi_1 \cdot e^{-jk \Delta r}.$$

Різниця ходу звукових променів від третього і другого джерела також складає Δr , отже

$$\begin{aligned} \varphi_3 &= \frac{W}{4\pi r_3} e^{-jk r_3} = \frac{W}{4\pi (r_2 + \Delta r)} e^{-jk(r_2 + \Delta r)} \approx \frac{W}{4\pi r_2} e^{-jk r_2} \cdot e^{-jk \Delta r} = \\ &= \varphi_2 \cdot e^{-jk \Delta r} = \varphi_1 \cdot e^{-j2k \Delta r}. \end{aligned}$$

Аналогічно запишемо потенціал швидкостей N-ого джерела:

$$\varphi_N = \varphi_{N-1} \cdot e^{-jk \Delta r} = \varphi_1 \cdot e^{-j(N-1)k \Delta r}.$$

Для знаходження ХН слід знайти φ_Σ і пронормувати на його максимальне значення. Результуючий потенціал:

$$\varphi_\Sigma = \varphi_1 \sum_{i=1}^N e^{-j(i-1)k \Delta r}.$$

Доданки утворюють геометричну прогресію. Можна скористатися готовою формулою для суми членів.

Для розуміння фізичної суті процесу пропонується скласти вектори геометрично.

Вектори φ_i рівні по модулю (φ_1) і зсунуті один відносно іншого на один і той же кут $\alpha = k \Delta r$. Отже, всі вектори будуть хорди кола. При цьому, система найбільш ефективна, якщо φ_Σ співпадає з діаметром кола. У разі, коли крайні

випромінювачі знаходяться в протифазі (зсув на півдовжини хвилі), вони гасять один одного і сумарна ефективність системи падає.

Проведемо коло довільного радіусу. Відкладемо відрізок, пропорційний φ_1 .

Вектор φ_2 відкладемо під кутом $\alpha = k\Delta r$ до φ_1 і т.д. (рис.1.33).

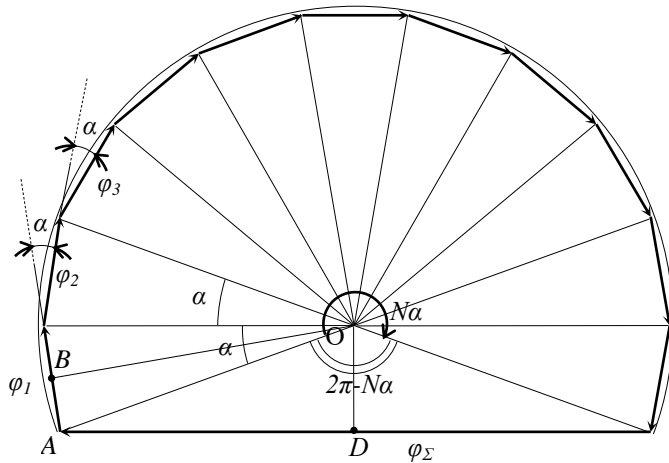


Рис. 1.33. Геометричне знаходження сумарного потенціалу швидкостей
Розглянемо $\triangle AOD$:

$$AD = \frac{\varphi_{\Sigma}}{2};$$

$$\angle AOD = \pi - \frac{N\alpha}{2},$$

$$\frac{AD}{AO} = \sin\left(\pi - \frac{N\alpha}{2}\right) = \sin \frac{N\alpha}{2},$$

$$AO = \frac{AD}{\sin \frac{N\alpha}{2}} = \frac{\varphi_{\Sigma}}{2 \sin \frac{N\alpha}{2}}.$$

З $\triangle BOA$:

$$AB = \frac{\varphi_1}{2};$$

$$\angle BOA = \frac{\alpha}{2},$$

$$\frac{AB}{AO} = \sin \frac{\alpha}{2},$$

$$\frac{\varphi_1}{2} = \frac{\varphi_{\Sigma} \sin \frac{\alpha}{2}}{2 \sin \frac{N\alpha}{2}},$$

звідки
$$\varphi_{\Sigma} = \varphi_1 \frac{\sin \frac{N\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}.$$

Знайдемо максимальне значення при $\theta = 0^\circ$ функції φ_{Σ} , враховуючи, що $\alpha = k\Delta r = kd \sin \theta$.

Замінімо синус малого кута аргументом:

$$\varphi_{\Sigma} \Big|_{\theta=0^{\circ}} \approx \varphi_1 \frac{\frac{N}{2} kd \sin \theta}{\frac{1}{2} kd \sin \theta} = N \varphi_1.$$

Отже

$$R(\theta) = \frac{\varphi_{\Sigma}(\theta)}{\varphi_{\Sigma \max}} = \frac{\sin \frac{N\alpha}{2}}{N \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{\sin \left(\frac{Nkd}{2} \sin \theta \right)}{N \sin \left(\frac{kd}{2} \sin \theta \right)}.$$

Враховуючи, що $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, представимо вираз для ХН у вигляді:

$$R(\theta) = \frac{\sin Nx}{N \sin x},$$

де $x = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta$.

Побудова характеристики направленості лінійної синфазної групи N джерел (залежно від числа N)

1. Наприклад, задаємо $N=3$.

$$R(\theta) = \frac{\sin 3x}{3 \sin x},$$

де $x = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta$.

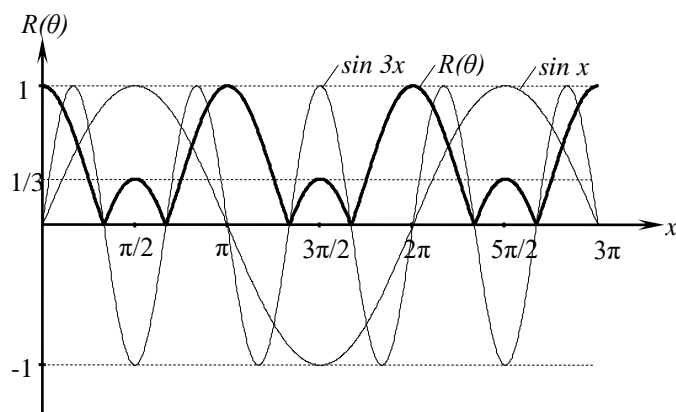


Рис.1.34.Ілюстрація до побудови функції, яка описує ДН

Будуємо спочатку функцію $\sin x$, потім на тому ж графіку $\sin 3x$ і ділимо графічно. Невизначеності типу $0/0$ мають значення, рівні 1 і відповідають максимумам функції $R(\theta)$. Функцію $R(\theta)$ будуємо по модулю (рис.1.34).

Функція $R(\theta)$ при $N=3$ має між великими пелюстками одну маленьку з максимальним значенням, рівним $1/3$, що трохи підвищує направленість системи з трьох випромінювачів в порівнянні з системою з двох.

Побудуємо ХН в полярних координатах для деяких значень $\frac{d}{\lambda}$.

а) $\frac{d}{\lambda} = 0.1$; при $\theta = 0^\circ$, $x = 0$, $R(0) = 1$;

при $\theta = 90^\circ$, $x = 0.1\pi$, $R(90^\circ) = 0.98$.

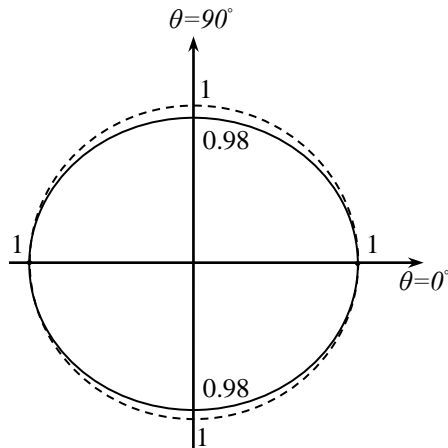


Рис. 1.35. Видяд ДН на низьких частотах

Система ненаправлена(рис.1.35).

б) $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{3}$; при $\theta = 0^\circ$, $R(0) = 1$;

при $\theta = 90^\circ$, $x = \frac{\pi}{3}$, $R(90^\circ) = 0$.

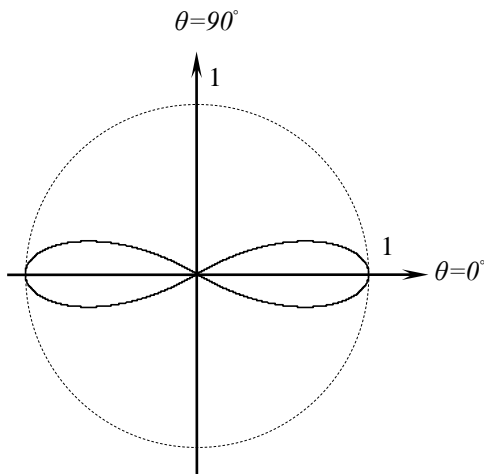


Рис. 1.36. Видяд ДН на середніх частотах

Система двонаправлена (рис.1.36).

в) $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$; при $\theta = 0^\circ$, $R(0) = 1$;

при $\theta = 90^\circ$, $x = \frac{\pi}{2}$, $R(90^\circ) = \frac{1}{3}$.

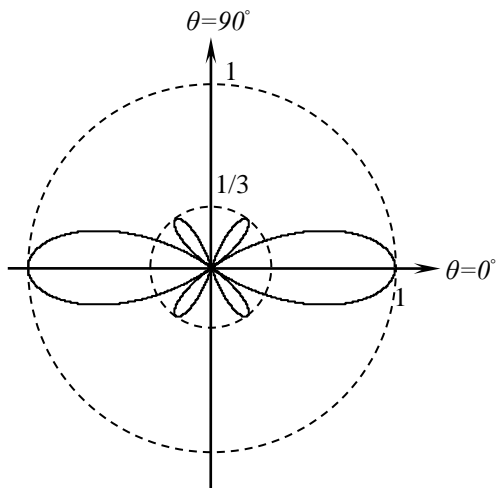


Рис. 1.37. Вигляд ДН на середніх частотах

Система залишається двонаправленою (рис.1.37).

г) $\frac{d}{\lambda} = 1$; при $\theta = 0^\circ$, $R(0) = 1$;

при $\theta = 90^\circ$, $x = \frac{\pi}{2}$, $R(90^\circ) = 1$.

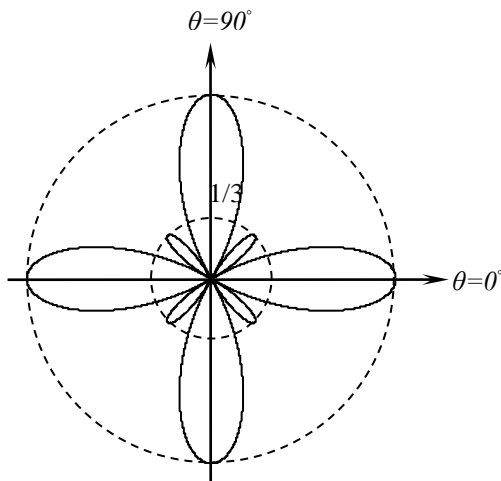


Рис. 1.38. Вигляд ДН на високих частотах

ХН системи має дві максимальні пелюстки у взаємоперпендикулярних напрямках (рис.1.38).

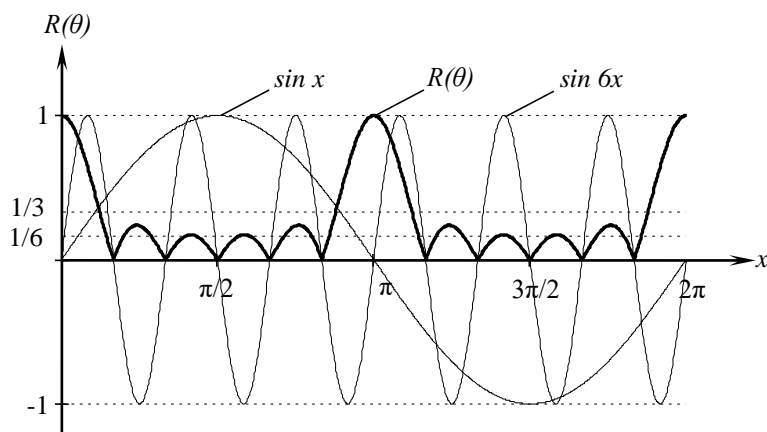
2. Задаємо $N=6$.

Рис. 1.39. Побудова функції, яка описує ДН

$$R(\theta) = \frac{\sin 6x}{6 \sin x},$$

$$\text{де } x = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta.$$

Побудову функції $R(\theta)$ виконуємо аналогічно попередньому випадку (рис.1.39).

Зі збільшенням числа N число бічних пелюсток збільшується, а основна пелюстка загострюється (при заданому $\frac{d}{\lambda}$).

а) $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{6}$; при $x(90^\circ) = \frac{\pi}{6}$, $R(90^\circ) = 0$;

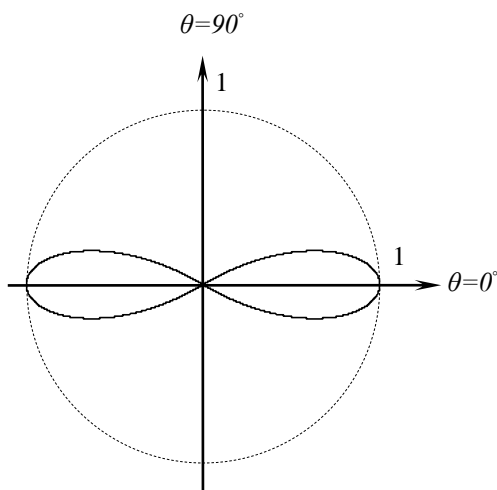


Рис. 1.40. Вигляд ДН на середніх частотах

Система двонаправлена (рис.1.40).

б) $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$; при $x(90^\circ) = \frac{\pi}{2}$, $R(90^\circ) = 0$.

Система залишається двонаправленою (рис.1.41).

Якщо $N \geq 6$ і відстань між випромінювачами $d \leq \frac{\lambda}{2}$, то таку групу точкових

випромінювачів можна розглядати як *лінійний суцільний випромінювач*.

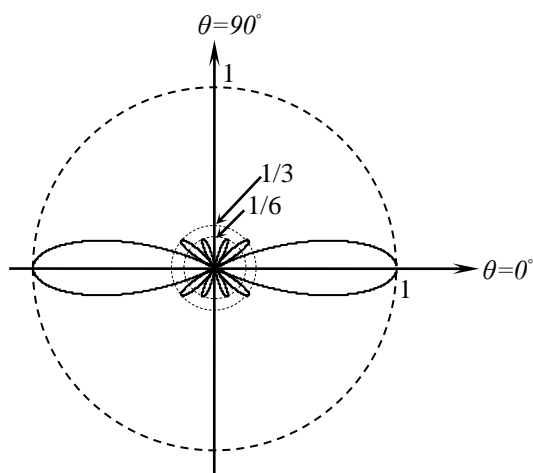


Рис. 1.41. Вигляд ДН на високих частотах

1.6. Характеристика направленості лінійного суцільного випромінювача

Розглянемо нескінченно тонкий пульсуючий циліндр завдовжки L (у поперечному перетині - точковий випромінювач (рис.1.42)).

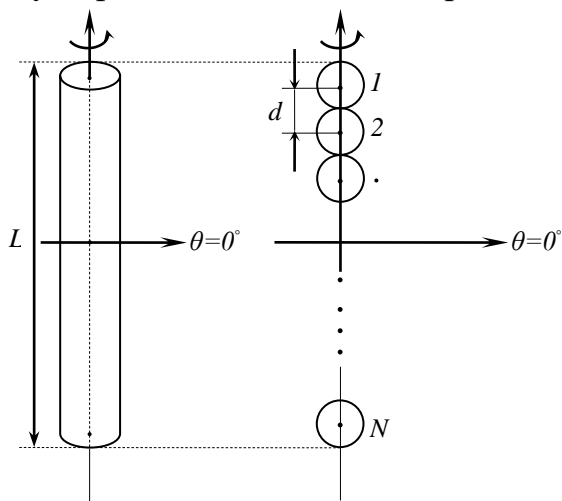


Рис. 1.42. Представлення лінійного циліндра у вигляді точкової групи перетворювачів

Представимо такий циліндр лінійною групою N точкових випромінювачів, відстань між якими d . Тоді довжина циліндра

$$L = d(N-1).$$

Спрямуємо $d \rightarrow 0, N \rightarrow \infty$. Приблизно можна вважати

$$L \approx Nd.$$

Вираз для ХН пульсуючого циліндра одержимо з виразу для ХН лінійної групи N точкових випромінювачів при $d \rightarrow 0, N \rightarrow \infty$ (замінюючи $\sin x \approx x, x \rightarrow 0$):

$$R(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{N\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)}{N \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)} \Bigg|_{\substack{d \rightarrow 0 \\ N \rightarrow \infty \\ L = Nd}} \approx \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta\right)}{N \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta} = \frac{\sin\left(\frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta}$$

Запишемо вираз для ХН у вигляді

$$R(\theta) = \frac{\sin x}{x}, \text{ де } x = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta.$$

Графік функції $R(\theta)$ (рис.1.43):

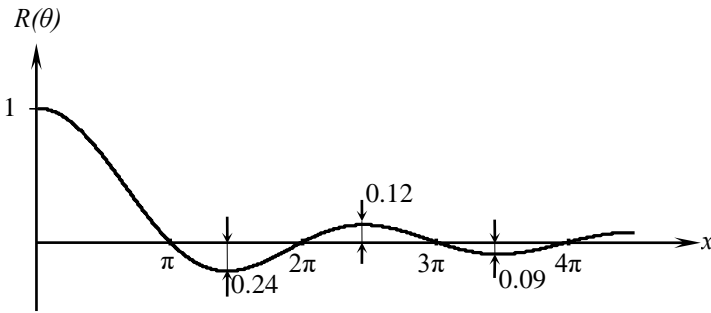


Рис.1.43. Графік функції, яка описує ДН

Функція убиває, отже ХН міститиме тільки одну головну пелюстку, а решта – (додаткові) убиватимуть.

Нехай $\frac{L}{\lambda} = 3$ (рис.1.44).

$$R(0) = 1;$$

$$x(90^\circ) = 3\pi, R(90^\circ) = 0.$$

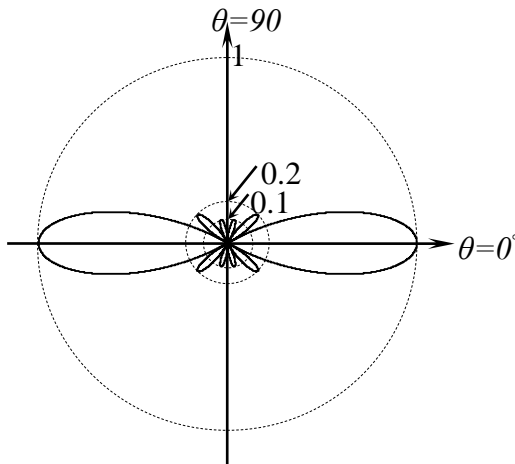
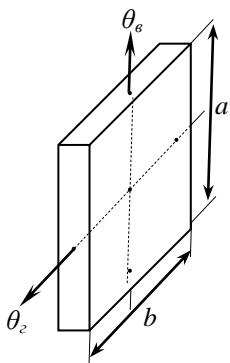


Рис.1.44. Вигляд ДН на високих частотах

1.7. Характеристика направленості плоских прямокутних перетворювачів



Пульсуючий випромінювач зі сторонами a і b зображений на рис.1.45:

θ_v – вертикальна вісь,

θ_h – горизонтальна вісь.

Рис.1.45. Зображення плоского прямокутного перетворювача

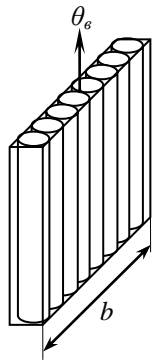


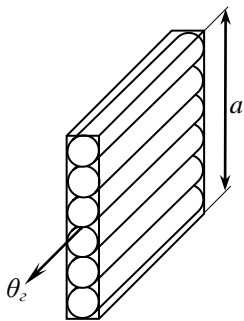
Рис.1.46.Представлення плоского поршня у вигляді вертикальних циліндрів

Оскільки у випромінювача відсутня вісь симетрії, для задання ХН необхідно привести два її перетини (у вертикальній і горизонтальній площинах).

Представимо поршень набором нескінченно тонких циліндричних випромінювачів, розташованих вертикально (рис.1.46).

У площині, перпендикулярній θ_e , - лінійний суцільний випромінювач розміром b :

$$R(\theta_e) = \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta_e\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta_e}$$



Тепер представимо поршень набором циліндричних випромінювачів, розташованих горизонтально (рис.1.47).

Рис. 1.47. Представлення поршня горизонтальними циліндрами

У площині, перпендикулярній θ_z , - лінійний суцільний

випромінювач розміром a :

$$R(\theta_z) = \frac{\sin\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta_z\right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta_z}$$

Характеристики направленості будуються окремо для кожної площини.

1.8. Характеристика направленості круглого пульсуючого поршня в екрані

Представимо випромінюючу поверхню поршня набором точкових випромінювачів. Знайдемо їх сумарний потенціал в дальньому полі і пронормуємо на максимальне значення.

Поршень радіусу a ; v_0 - коливальна швидкість на поверхні поршня (рис.1.48).

Розмістимо поршень в площині xOy . Виберемо т. $A(r, \theta)$ на відстані r від центру поршня під кутом θ до осі z (у площині xOz). Виділимо елементарне джерело на поверхні поршня на відстані ρ від центру під кутом ψ . Площа елементарного джерела

$$dS = \rho \cdot d\rho \cdot d\psi .$$

Відстань від елементарного джерела до т. А позначимо h , тоді елементарний потенціал в т. А:

$$d\varphi_A = \frac{v_0 dS}{2\pi h} e^{-jkh},$$

(беремо половину тілесного кута (2π), оскільки випромінювання в напівпростір).

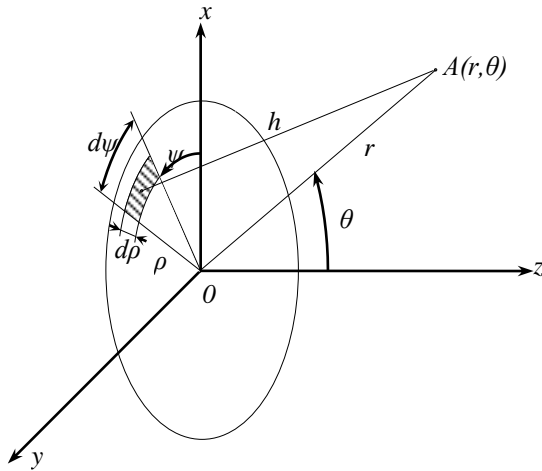


Рис. 1.48. Виділення точкового елемента на поверхні поршня

Повний потенціал всіх елементарних джерел в т. А:

$$\varphi_A = \iint_S \frac{v_0}{2\pi h} e^{-jkh} dS.$$

Необхідно визначити h .

Координати точкового джерела:

$$\begin{aligned} x_0 &= \rho \cos \psi; \\ y_0 &= \rho \sin \psi; \\ z_0 &= 0. \end{aligned}$$

Координати в т. А:

$$\begin{aligned} x_A &= r \cdot \sin \theta; \\ y_A &= 0; \\ z_A &= r \cdot \cos \theta. \end{aligned}$$

Тоді

$$\begin{aligned} h &= \sqrt{(x_0 - x_A)^2 + (y_0 - y_A)^2 + (z_0 - z_A)^2} = \\ &= \sqrt{(\rho \cdot \cos \psi - r \cdot \sin \theta)^2 + (\rho \cdot \sin \psi)^2 + (r \cdot \cos \psi)^2} = \\ &= \sqrt{\rho^2 \cdot \cos^2 \psi + r^2 \cdot \sin^2 \theta - 2 \cdot r \cdot \rho \cdot \cos \psi \cdot \sin \theta + \rho^2 \cdot \sin^2 \psi + r^2 \cdot \cos^2 \psi} = \\ &= \sqrt{\rho^2 - 2 \cdot r \cdot \rho \cdot \cos \psi \cdot \sin \theta + r^2}. \end{aligned}$$

Оскільки $\rho \ll r$, доданком ρ^2 нехтуємо

$$h = r \sqrt{1 - 2 \cdot \frac{\rho}{r} \cdot \cos \psi \cdot \sin \theta}.$$

Враховуємо, що $\sqrt{1 - \alpha} \Big|_{\alpha \rightarrow 0} \approx 1 - \frac{\alpha}{2}$,

$$h = r \left(1 - \frac{\rho}{r} \cdot \cos \psi \cdot \sin \theta \right) = r - \rho \cdot \cos \psi \cdot \sin \theta.$$

Елементарний потенціал

$$d\varphi_A = \frac{v_0 \rho \cdot d\rho \cdot d\psi}{2\pi(r - \rho \cdot \cos\psi \cdot \sin\theta)} e^{-jkr} e^{jk\rho \cos\psi \sin\theta}$$

або, нехтуючи доданкам $\rho \cdot \cos\psi \cdot \sin\theta$ в знаменнику

$$d\varphi_A = \frac{v_0 \rho \cdot d\rho \cdot d\psi}{2\pi r} e^{-jkr} e^{jk\rho \cos\psi \sin\theta}.$$

Сумарний потенціал

$$\varphi_A = \frac{v_0 \cdot e^{-jkr}}{2\pi r} \int_0^a \int_0^{2\pi} \rho \cdot e^{jk\rho \cos\psi \sin\theta} d\rho d\psi.$$

Використовуємо табличний інтеграл

$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{jx \cos\psi} d\psi = J_0(x)$ – функція Бесселя 0-го порядку,

$$\varphi_A = \frac{v_0 \cdot e^{-jkr}}{r} \int_0^a \rho \cdot J_0(k\rho \cdot \sin\theta) d\rho.$$

Врахуємо, що $\int x \cdot J_0(x) dx = x \cdot J_1(x)$ ($J_1(x)$ – функція Бесселя 1-го порядку),

$$\begin{aligned} \varphi_A &= \frac{v_0 \cdot e^{-jkr}}{r(k \cdot \sin\theta)^2} \int_0^{ka \sin\theta} k \cdot \rho \cdot \sin\theta \cdot J_0(k \cdot \rho \cdot \sin\theta) d(k \cdot \rho \cdot \sin\theta) = \\ &= \frac{v_0 \cdot e^{-jkr}}{r(k \cdot \sin\theta)^2} (k \cdot a \cdot \sin\theta) \cdot J_1(k \cdot a \cdot \sin\theta). \end{aligned}$$

З врахуванням $S_{кр} = \pi \cdot a^2$, перепишемо φ_A у вигляді

$$\varphi_A = \frac{v_0 \pi a^2 e^{-jkr}}{2\pi r} \cdot \frac{2J_1(k \cdot a \cdot \sin\theta)}{k \cdot a \cdot \sin\theta} = \frac{v_0 S_{кр} e^{-jkr}}{2\pi r} \cdot \frac{2J_1(k \cdot a \cdot \sin\theta)}{k \cdot a \cdot \sin\theta}.$$

$R(\theta) = \frac{\varphi_A(\theta)}{\varphi_{A\max}}$, таким чином, розділивши на

$$\varphi_{A\max} \Big|_{\theta=0} = \frac{v_0 \cdot S_{кр} \cdot e^{-jkr}}{2\pi r}, \text{ одержимо}$$

$$R(\theta) = \frac{2J_1(k \cdot a \cdot \sin\theta)}{k \cdot a \cdot \sin\theta} = \frac{2J_1\left(\frac{\pi D}{\lambda} \cdot \sin\theta\right)}{\frac{\pi D}{\lambda} \cdot \sin\theta}$$

або $R(\theta) = \frac{2J_1(x)}{x}$, де $x = \frac{\pi D}{\lambda} \cdot \sin\theta$

(D – діаметр випромінювача).

Вид функції $R(\theta) = \frac{2J_1(x)}{x}$ (значення нулів вказані приблизно, рис.1.49):

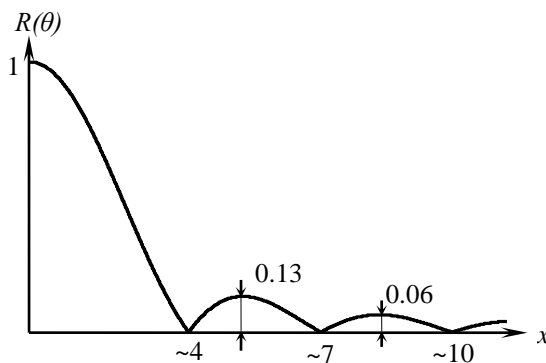


Рис.1.49. Вигляд функції, що описує ДН

Характеристика направленості круглого поршня нагадує ХН лінійного суцільного випромінювача.

1.9. Метод електромеханічних і електроакустичних аналогій

1.9.1. Механічні елементи

ЕАП, як правило, є складні коливальні системи, що складаються з поєднання великого числа елементів як електричних, так і механічних.

З цією метою механічні і графічні елементи представляють за допомогою спеціальних графічних символів:

- пружину – спіраллю з гнучкістю C (рис.1.50):



Рис. 1.50. Елемент «гнучкість»

- активний опір – циліндром з поршнем, символізуючим тертя r (рис.1.51):

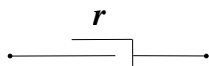


Рис. 1.51. Елемент «тертя»

- масу – кулькою на невагомій нерозтяжній нитці (пунктиром показані сили гравітаційного тяжіння, опора символізує Землю, рис.1.52):

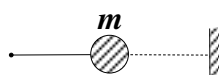


Рис. 1.52. Елемент «маса»

- силу F (рис.1.53):



Рис. 1.53. Елемент «сила»

або, якщо другий кінець прикладання сили не відомий, він замінюється нерухомою опорою (рис.1.54):

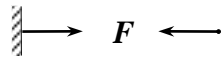


Рис. 1.54. Елемент «сила», якщо один кінець прикладання сили невідомий

- узагальнений механічний елемент Z (рис.1.55):

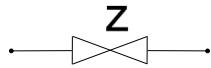


Рис. 1.55. Узагальнений механічний елемент

Всі механічні елементи мають *двополюсний характер*, тому механічний елемент називається *механічним двополюсником*.

Кожен елемент створює протидіючу реакцію в тому випадку, якщо один його полюс зміщується щодо іншого.

Основний вид з'єднання – з'єднання у вузол.

Вузол – жорстке з'єднання двох або більшого числа полюсів елементів.

Приклади з'єднання у вузол (рис.1.56):

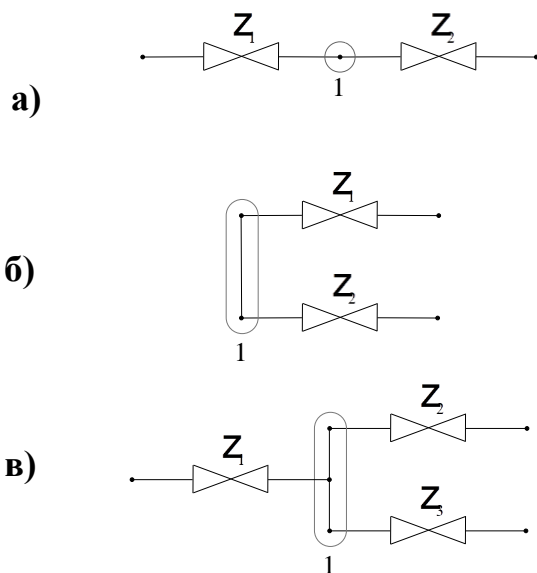


Рис. 1.56. З'єднання механічних елементів у вузол (цифрою позначений один вузол).

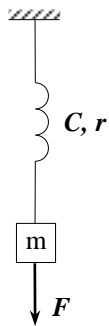
Полюси, сполучені у вузол, мають однакову швидкість і зміщення.

Всі механічні елементи повинні бути розташовані паралельно один одному і символу зовнішньої сили, щоб коливальний рух полюсів всіх елементів міг відбуватися тільки в двох протилежних напрямках.

1.9.2. Складання механічних схем

Як приклад розглянемо просту модель – систему з одним ступенем свободи (рис.1.57):

математична модель



технічна модель

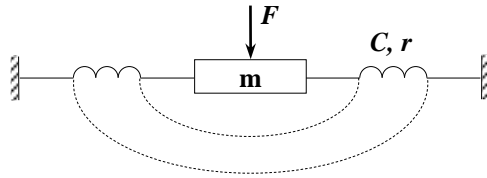


Рис.1.57. Ілюстрація системи з одним ступенем свободи
(в технічній моделі: в ролі маси – пластина, в ролі пружини – гофрована шайба)

Обидві конструкції тотожні.

Складання механічної схеми починаємо з нанесення опори і елемента "маса" (рис.1.58).

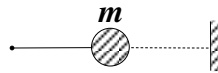


Рис. 1.58. Нанесення елемента «маса»

Визначимо місцезнаходження полюсів пружини. Один полюс затиснутий в опорі, другий – прикріплений до маси, тобто пружний елемент повинен бути приєднаний одним полюсом до опори, другим – до рухомого полюса маси (рис.1.59):

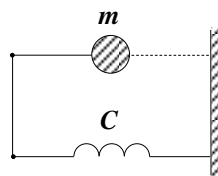


Рис.1.59. Поєднання елементів «маса» і «гручкість»

Внутрішнє тертя в пружині виявляється у тому випадку, коли є відносний зсув її кінців. Якщо деформації немає – немає тертя. Тому полюси елемента "тертя" слід з'єднати з полюсом пружини (рис.1.60):

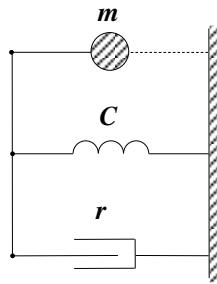


Рис. 1.60. Поєднання елементів «маса», «гнучкість» і «тертя»

Символ зовнішньої сили одним кінцем діє на масу. Щоб підкреслити особливий характер цього елемента, звичайно малюють з окремою опорою (рис.1.61):

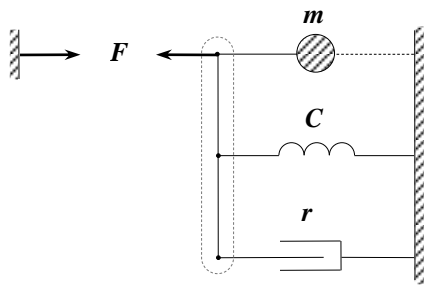


Рис. 1.61. Механічна схема системи з одним ступенем свободи

У схемі є один рухомий вузол і один нерухомий – опора.

Розглянемо складання механічної схеми складнішого механіко-акустичного пристрою (рис.1.62):

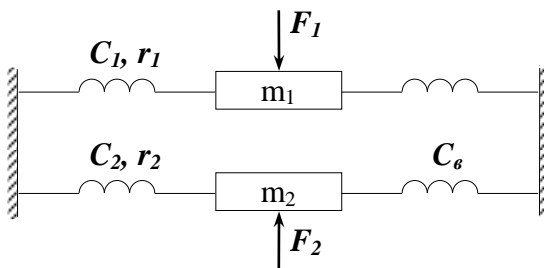


Рис. 1.62. Ілюстрація системи з двома ступенями свободи

Дві прості механічні коливальні системи, маси яких зв'язані між собою за допомогою об'єму повітря, тобто "акустичної пружини" з гнучкістю C_6 .

Акустичний елемент "гнучкість" – це посудина (труба), розміри якої малі в порівнянні з довжиною хвилі, що має один вихідний отвір.

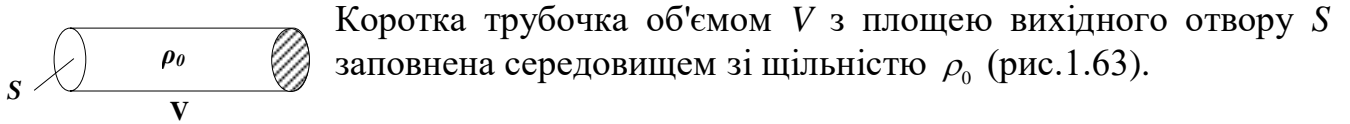


Рис. 1.63. Акустичний елемент «гнучність»

Гнучкість замкнутого об'єму середовища (повітря):

$$C_a = \frac{V}{\rho_0 c_0^2 S^2},$$

де c_0 – швидкість звуку в середовищі.

Коротка трубочка (мала в порівнянні з довжиною хвилі), **відкрита** з двох сторін, є акустичний елемент "маса" (рис.1.64):

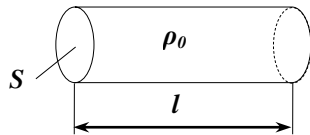
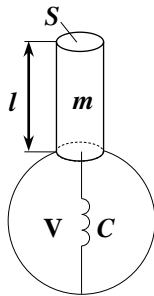


Рис. 1.64. Акустичний елемент «гнучність»:

$$m = \rho_0 l S.$$

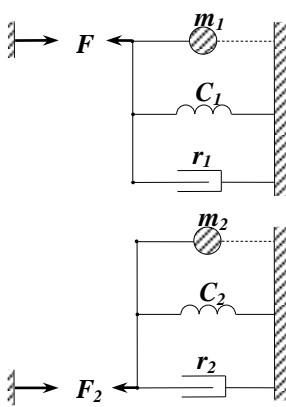
Акустична модель системи з однією степінню свободи (резонатор Гельмгольца) (рис.1.65, 1.66):



$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{mC}}$$

Рис. 1.65. Ілюстрація резонатора Гельмгольца

Моделі кожної з систем окремо:



Остаточний вид механічної схеми:

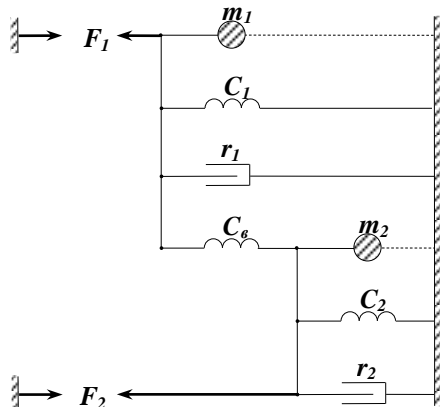


Рис. 1.66. Механічна схема системи з двома степенями свободи

Маси m_1 і m_2 зв'язані між собою пружиною Св.

1.9.3. Складання електромеханічних еквівалентних схем

Аналіз складних механічних систем в електроакустиці здійснюється методом електромеханічних аналогій.

В основі цього методу лежить схожість між рівняннями, що описують коливальні явища різної фізичної природи – електричні і механічні.

Якщо рівняння аналогічні, то однакові і їх рішення. Тому рішення механічної задачі може бути замінено рішенням схожої електромеханічної. Теорія складних електротехнічних кіл була розроблена в кінці 19 ст., тобто значно раніше, ніж з'явилася необхідність рішення подібних механічних задач. З іншого боку електроакустиком з самого початку займалися інженери-електрики.

Система базується на схожості між рівняннями Кірхгофа і принципом Даламбера для механічного вузла.

У основу аналогії покладено відповідність між коливальною швидкістю і струмом.

Таблиця
електромеханічних і електроакустичних аналогій

Електричні величини	Механічні величини	Акустичні величини
Напруга u [В]	Сила F [Н]	Тиск P [Па] $P=F/S$
Струм I [А]	Колівальна швидкість v [м/с]	Об'ємна коливальна швидкість ω [м ³ /с] $\omega = v \cdot S$
Електричний опір Z [Ом] $Z=u/I$	Механічний опір z [кг/с] $z=F/v$	Акустичний опір Z_a [кг/с·м ⁴] $z_a=P/\omega=z/S^2$
Активний опір R [Ом]	Тертя R [кг/с]	Акустичне тертя r_a [кг/с·м ⁴] $r_a=r/S^2$
Індуктивність L [Гн] Опір $X_L=j\omega L$	Маса m [кг] Опір $X_m=j\omega m$	Маса акустична M_a [кг/м ⁴] $m_a=m/S^2$ Опір $X_{ma}=j\omega m_a$
Ємність C [Ф]	Гнучкість c [м/Н]	Акустична гнучкість

Опір $X_c=1/(j\omega C)$	Опір $X_c=1/(j\omega c)$	$C_a[\text{м}^5/\text{Н}]$ $C_a=C \cdot S^2$ Опір $X_{ca}=1/(j\omega C_a)$
-----------------------------	-----------------------------	---

Метод А.І. Бєлова

Кожен рухомий вузол замінюється послідовним електричним контуром, складеним з аналогів тих елементів, полюси яких утворюють вузол.

Однакові елементи, що входять в різні контури, поєднуються.

Розглянемо вже одержану схему (рис.1.67):

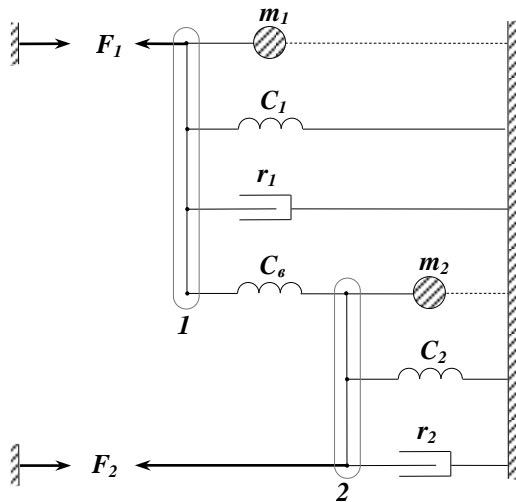


Рис. 1.67. Механічна схема з двома вузлами з'єднань

У схемі 2 вузли, отже, побудуємо 2 контури (рис.1.68):

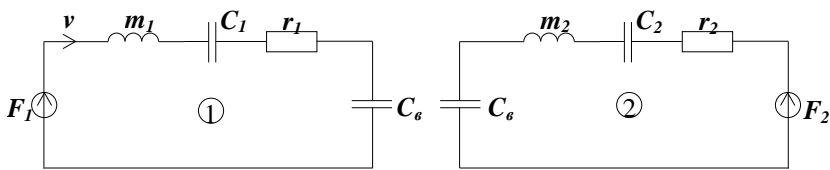


Рис. 1.68. Два контури електромеханічної схеми

У схемах зображуються електричні аналоги, а позначення зберігаються механічних елементів.

Для першого контуру:

$$Z_1 = \frac{F_1}{v_1} = j\omega m_1 + \frac{1}{j\omega C_1} + r_1 + \frac{1}{j\omega C_a}$$

Аналогічно для другого контуру.

Для контурів 1 і 2 загальним елементом є Св. По цьому елементу і

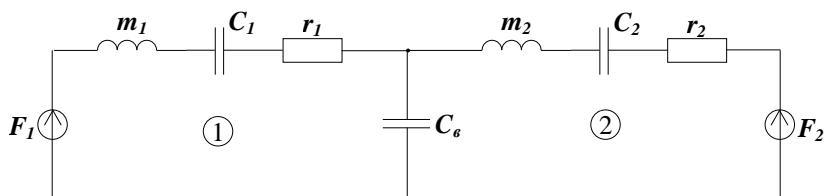


Рис.1.69. Електромеханічна схема системи з двома степенями свободи

сполучаємо обидва контури (рис.1.69):

Далі схема розв'язується методом вузлових напруг або контурних струмів.

Метод Гамбурцева

Через всі елементи слід провести лінії струму, створюючи всі можливі замкнуті контури, які ніде не перетинають лінії механічних зв'язків (рис.1.70).

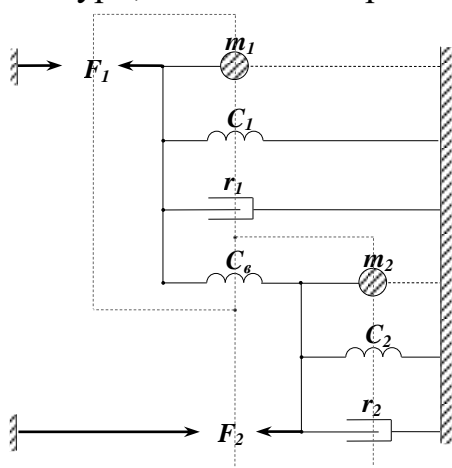


Рис. 1.70. Позначення електричних контурів на механічній схемі

У тих місцях, де лінія струму перетинає двополюсник, викреслюється відповідний йому електричний аналог (рис.1.71):

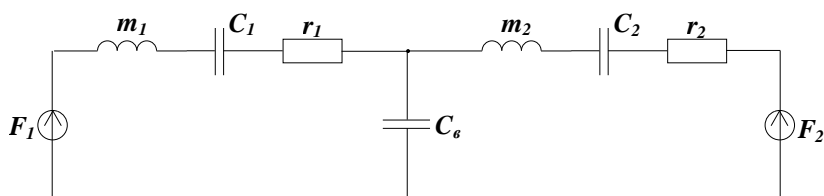


Рис. 1.71. Електромеханічна схема, побудована за методом Гамбурцева

Отримані двома способами електромеханічні схеми ідентичні.

1.10. Ефективність випромінювання

1.10.1. Загальна постановка задачі випромінювання.

Опір випромінювання

Джерелом звуку може бути будь-яке тіло, яке здійснює коливальний рух в середовищі, здатному проводити звук.

Для того, щоб тіло примусити рухатися, до нього необхідно прикласти зовнішню силу. Ця сила врівноважується, з одного боку, - реакцією тіла на цю зовнішню дію, з іншою – гальмуванням (реакцією) середовища.

При будь-якому русі тіла в середовищі, це тіло зустрічає з боку середовища опір – силу протидії середовища.

У задачі випромінювання звуку цей опір носить назву *опору випромінювання*. По суті, - це опір навантаження зі сторони, або опір, на якому "виділяється" випромінювана *акустична потужність*.

За означенням, опором випромінювання називається відношення сили реакції середовища до коливальної швидкості тіла:

$$Z_{me} = \frac{F_p}{v_0},$$

де Z_{me} — механічний опір випромінювання,

F_p — сила реакції середовища,

v_0 — коливальна швидкість випромінювача.

У загальному випадку, Z_{me} – комплексна величина, розмірна:

$$Z_{me} = R_{me} + jX_{me},$$

де R_{me} і X_{me} – відповідно, активний і реактивний опори випромінювання.

Величина Z_{me} визначається однозначно, коли поверхня випромінювання характеризується однаковою швидкістю руху v_0 .

Для визначення F_p необхідно представити поверхню випромінювача S у вигляді сукупності елементарних випромінювачів площею dS , визначити на кожному випромінювачі створюваний сусідніми випромінювачами тиск P_s і провести інтегрування виду:

$$\int_S P_s dS = F_p.$$

Еквівалентна схема випромінювача представляється у вигляді (рис.1.72):

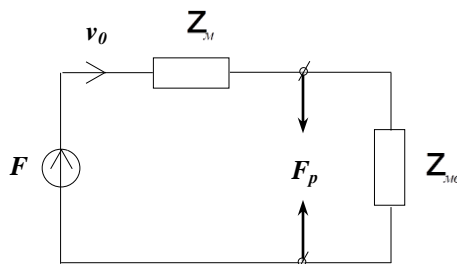


Рис. 1.72. Еквівалентна електроакустична схема випромінювача

$$v_0 = \frac{F}{Z_M + Z_{MG}}$$

F — зовнішня сила,

Z_M — механічний опір випромінювача.

Особливістю випромінювання в повітрі є умова $Z_{MG} \ll Z_M$, що зумовлює низький К.К.Д. ЕАП ($\approx 1\%$). Тоді

$$v_0 \approx \frac{F}{Z_M}$$

1.10.2. Опір випромінювання круглого поршня при роботі в нескінченному екрані (пульсуючий поршень)

Круглий поршень розташований в нескінченному екрані, тобто звукові поля двох сторін випромінювання не складаються.

Коливальна швидкість на всій поверхні поршня v_0 .

Хід рішення задачі:

1. Розбиваємо поверхню поршня на елементарні джерела площею dS (рис.1.73).

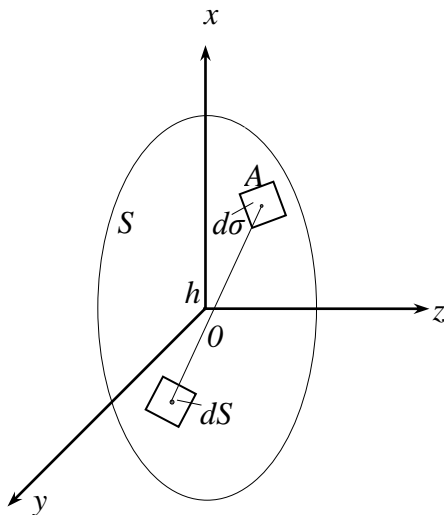


Рис. 1.73. Ілюстрація до ходу розв'язання задачі

2. Вибираємо довільну точку А на поверхні поршня (відстань - h).
3. Визначимо елементарний тиск від дії джерела з площею dS в точці А:

$$d\varphi_A = \frac{v_0 dS}{2\pi h} e^{-jkh}$$

$$dp_A = j\omega\rho_0 \frac{v_0 dS}{2\pi h} e^{-jkh}$$

4. Визначимо повний тиск в точці А від дії всіх елементарних джерел на поверхні S :

$$P_A = j\omega\rho_0 \iint_S \frac{v_0 e^{-jkh}}{2\pi h} dS \cdot$$

5. Вважаючи, що в малій околиці точки А тиск однаковий, обчислимо елементарну силу dF_A поверхні $d\sigma$:

$$dF_A = P_A \cdot d\sigma.$$

6. Проінтегруємо dF_A по всій поверхні поршня $\sigma = S$:

$$F_p = \iiint_{\sigma=S} P_A dS d\sigma = \frac{j\omega\rho_0 v_0}{2\pi} \iiint_{\sigma=S} \frac{e^{-jkh}}{h} dS d\sigma - \text{інтеграл Гюйгенса.}$$

Якщо $v_0 = \text{const}$, то

$$Z_{i\dot{a}} = \frac{F_p}{v_0} = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \iiint_{\sigma=S} \frac{e^{-jkh}}{h} dS d\sigma = R_{i\dot{a}} + jX_{i\dot{a}}.$$

Активна $R_{i\dot{a}}$ і реактивна $X_{i\dot{a}}$ складові опору випромінювання мають наступну конструкцію:

$$R_{i\dot{a}} = \rho_0 c_0 S \cdot R'_a,$$

$$X_{i\dot{a}} = \rho_0 c_0 S \cdot X'_a,$$

тоді $Z_{i\dot{a}} = \rho_0 c_0 S (R'_a + jX'_a)$,

де $\rho_0 c_0$ — хвильовий опір середовища;

S — площа випромінювача;

R'_a, X'_a — безрозмірні множники, що залежать від конструкції випромінювача.

При розміщенні поршня в напівнескінченній трубі поршень випромінює плоску хвилю ($R'_a = 1$) і $Z_{i\dot{a}} = \rho_0 c_0 S$ (рис.1.74):

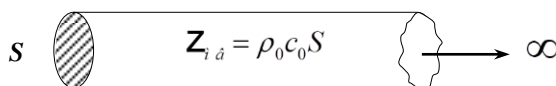


Рис. 1.74. Ілюстрація випромінювання поршня в напівнескінченній трубі

Таким чином, максимальне значення $R'_a = 1$.

У випадку круглого поршня в нескінченному екрані аналітичні вирази R'_a і X'_a :

$$R'_a = 1 - \frac{2J_1(2ka)}{2ka},$$

$$X'_a = \frac{2S_1(2ka)}{2ka},$$

де J_1 — функція Бесселя 1-го порядку,

S_1 — функція Струве 1-го порядку,

a — радіус поршня.

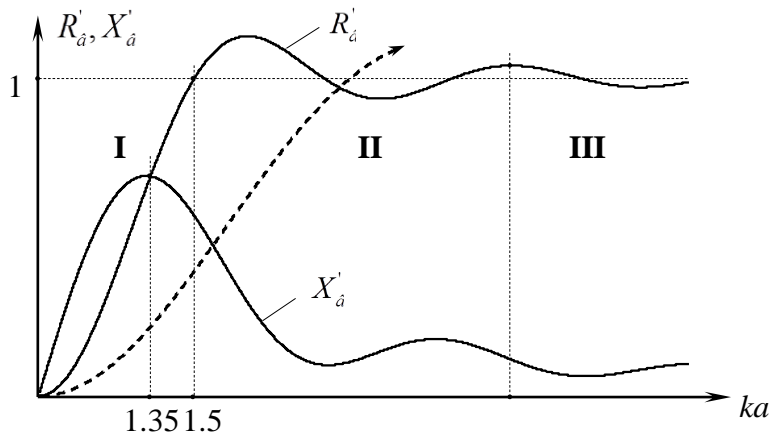
Скористаємося розкладанням спеціальних функцій в ряд:

$$R'_a = 1 - \frac{2J_1(2ka)}{2ka} = \frac{(ka)^2}{2} - \frac{(ka)^4}{2^2 \cdot 3} + \frac{(ka)^6}{2^2 \cdot 3^2 \cdot 4} - \dots,$$

$$X'_a = \frac{2S_1(2ka)}{2ka} = \frac{2}{\pi} \left[\frac{2^2}{3}(ka) - \frac{2^4}{3^2 \cdot 5}(ka)^3 + \frac{2^6}{3^2 \cdot 5^2 \cdot 7}(ka)^5 - \dots \right].$$

Асимптотичні вирази виглядають таким чином:

$$\begin{cases} R'_a|_{ka \ll 1} = \frac{(ka)^2}{2}, & \begin{cases} X'_a|_{ka \ll 1} = \frac{8}{3\pi}(ka), \\ X'_a|_{ka \rightarrow \infty} = 0. \end{cases} \\ R'_a|_{ka \rightarrow \infty} = 1; \end{cases}$$



Графіки функцій $R'_a(ka)$ і $X'_a(ka)$ (рис.1.75):

Рис. 1.75. Графіки функцій безрозмірних множників

Пунктиром нанесений графік для R'_a сферичного випромінювача.

В області малих ka (область I) переважає реактивна складова X'_a .

В області великих ka (область II) переважає активна складова R'_a . Причому, у випадку поршня маємо істотний вигреш у випромінюваній потужності в порівнянні з сферичним випромінювачем:

$$\mathcal{P}_a = R_{mi} \cdot v^2.$$

В області III при $ka \rightarrow \infty$ складовою X'_a взагалі можна нехтувати.

Визначимо характер реактивності опору.

Для цього розглянемо низькочастотну асимптотику $X_{i\hat{a}}$:

$$\begin{aligned} jX_{i\hat{a}} &= j\rho_0 c_0 S \cdot X'_a = j\rho_0 c_0 S \cdot \frac{8}{3\pi}(ka) = \left| S = \pi a^2 \right| = \\ &= j \frac{8}{3\pi} \frac{\omega}{c_0} a \rho_0 c_0 \pi a^2 = j\omega \left(\frac{8}{3} \rho_0 a^3 \right) = j\omega m_c, \end{aligned}$$

де m_c – приєднана маса середовища,

$$m_i = \frac{8}{3} \rho_0 a^3.$$

Отже, реактивність поршня носить інерційний характер. В електромеханічних аналогіях (рис.1.76):

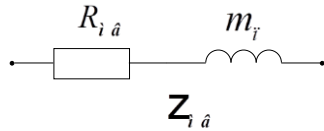
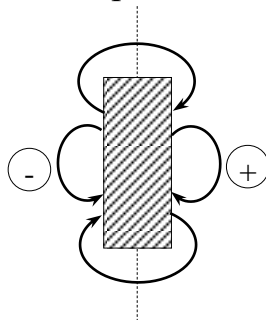


Рис. 1.76. Електромеханічний аналог опору випромінювання

Всі приведені вирази дають кількісну оцінку механічного опору випромінювання при розрахунку його для однієї сторони випромінювача. Для визначення характеристик з обох боків необхідно всі одержані вирази помножити на 2.

1.10.3. Опір випромінювання круглого поршня без зовнішнього оформлення (осцилюючий поршень)

Проблема вирішення даної задачі полягає в тому, що випромінювання однієї сторони поршня впливає на другу сторону випромінювача і навпаки (рис.1.77).



Схематично вплив показано стрілками

Рис. 1.77. Ілюстрація до випромінювання осцилюючого поршня

Оскільки поршень осцилюючий, в той час як з одного боку створюється хвиля стиснення, з протилежної – хвиля розрідження, тобто хвилі знаходяться в протифазі. Таким чином одна сторона випромінювання може "гасити" випромінювання іншої сторони. Крім того, як і в попередній задачі, кожна сторона випромінювача відчуває силу реакції середовища в результаті "роботи" точкових джерел на її поверхні, тобто взаємодіють джерела однієї сторони випромінювача.

Задача відноситься до складних аналітичних задач теорії дифракції.

Приведемо рішення в остаточному вигляді:

$$Z_{i\dot{a}} = R_{i\dot{a}} + jX_{i\dot{a}},$$

$$R_{i\dot{a}} = \rho_0 c_0 S \cdot R'_{\dot{a}},$$

$$X_{i\dot{a}} = \rho_0 c_0 S \cdot X'_{\dot{a}}.$$

Асимптотичні вирази:

$$\begin{cases} R'_{\dot{a}}|_{ka \ll 1} = \frac{8}{27\pi^2} (ka)^4, \\ R'_{\dot{a}}|_{ka \rightarrow \infty} = 1; \end{cases} \quad \begin{cases} X'_{\dot{a}}|_{ka \ll 1} = \frac{4}{3\pi} (ka), \\ X'_{\dot{a}}|_{ka \rightarrow \infty} = 0. \end{cases}$$

Графіки $R'_{a0}(ka)$ і $X'_{a0}(ka)$ (рис.1.78):

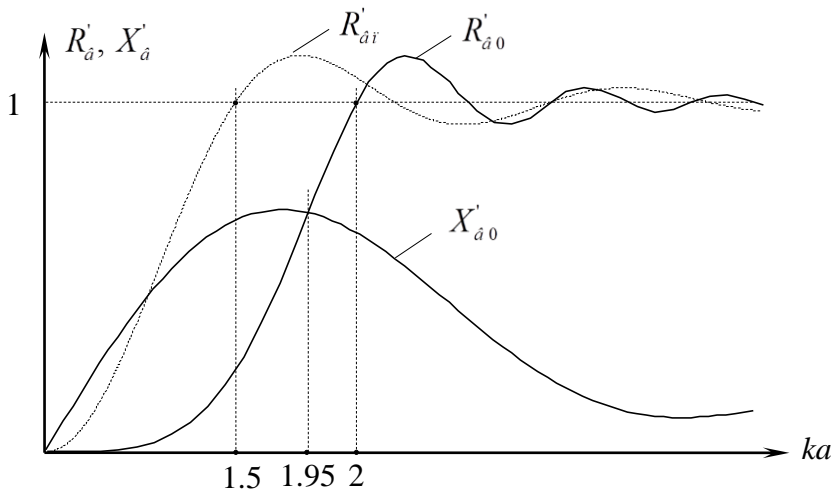


Рис.1.78. Графіки функцій безрозмірних множників (пунктиром – для пульсуючого поршня)

Найбільша відмінна риса одержаних виразів характерна для області низьких частот. Вона полягає в тому, що при $ka < 1$ $R'_{a0}(ka)$ для осцилюючого поршня значно менше, ніж для пульсуючого $R'_{ai}(ka)$ (пунктирна крива), тобто на низьких частотах осцилюючий поршень значно менш ефективний. На високих частотах вони поведуться практично однаково.

Розглянемо характер реактивності (на низьких частотах):

$$jX'_{ia} = j\rho_0 c_0 S \cdot \frac{4}{3\pi}(ka) = j\omega \left(\frac{4}{3} \rho_0 a^3 \right) = j\omega m_i,$$

де $m_i = \frac{4}{3} \rho_0 \cdot a^3$.

Випромінювана потужність $\mathcal{P}_a = R'_{ia} \cdot v^2$.

На низьких частотах ($ka < 1$)

$$Z'_{ia} = \rho_0 c_0 S \left[\frac{8}{27\pi^2} (ka)^4 + j \frac{4}{3\pi} (ka) \right].$$

В області низьких частот акустична потужність випромінюваної хвилі буде набагато меншою в поршня, що працює без екрану, ніж у поршня в екрані.

Загальна схема
випромінювача
(рис.1.79)

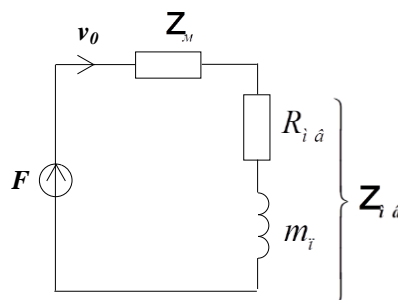


Рис. 1.79. Загальна електромеханічна схема випромінювача

1.10.4. Опір випромінювання поршня в закритому ящику (напівпоршень)

Різка зниження ефективності осцилюючого поршня у області низьких частот обумовлене інтерференцією хвиль прямої і зворотної сторін випромінювача. Низькочастотні сигнали, маючи велику довжину хвилі, добре огинають малі перешкоди, розміри яких малі в порівнянні з довжиною хвилі. При цьому ефективність випромінювача зменшиться.

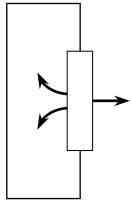


Рис.1.80. Поршень в закритому ящику

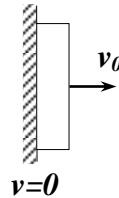


Рис.1.81. Схематичне представлення напівпоршня

Для підвищення ефективності випромінювача можна одну сторону випромінювача закрити, наприклад ящиком, щоб коливання двох сторін не склалися (рис.1.80).

Схематично задача представляється поршнем з однією жорстко закріпленою стороною (рис.1.81).

Напівпоршень можна отримати накладенням коливань осцилюючого і пульсуючого поршнів (рис.1.82):

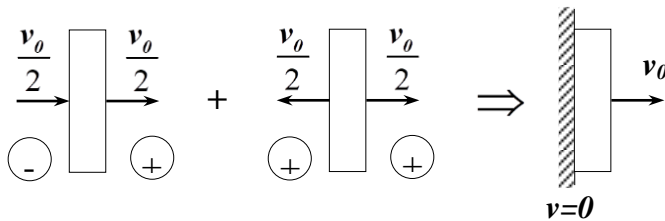


Рис. 1.82. Представлення напівпоршня як поєднання пульсуючого і осцилюючого поршнів

Тоді опір випромінювання напівпоршня можна представити як:

$$Z_{i\dot{a}i\dot{\lambda}} = \frac{1}{2}(Z_{i\dot{a}\dot{r}} + Z_{i\dot{a}\dot{i}})$$

(1/2 - оскільки осцилюючий і пульсуючий поршень коливаються з швидкостями удвічі меншими). Звідси

$$R_{i\dot{a}i\dot{\lambda}} = \frac{1}{2}(R_{i\dot{a}\dot{r}} + R_{i\dot{a}\dot{i}}),$$

$$X_{i\dot{a}i\dot{\lambda}} = \frac{1}{2}(X_{i\dot{a}\dot{r}} + X_{i\dot{a}\dot{i}}) \text{ або}$$

$$R'_{\dot{a}i\dot{\lambda}} = \frac{1}{2}(R'_{\dot{a}\dot{r}} + R'_{\dot{a}\dot{i}}),$$

$$X'_{\dot{a}i\dot{\lambda}} = \frac{1}{2}(X'_{\dot{a}\dot{r}} + X'_{\dot{a}\dot{i}}).$$

Асимптотичні вирази:

$$\begin{cases} R'_{\hat{a}i/\hat{i}}|_{ka \ll 1} = \frac{1}{2} \left(\frac{(ka)^2}{2} + \frac{8}{27\pi^2} (ka)^4 \right) \approx \frac{(ka)^2}{4} & ; \quad \begin{cases} R'_{\hat{a}i/\hat{i}}|_{ka \rightarrow \infty} = 1 \\ X'_{\hat{a}i/\hat{i}}|_{ka \rightarrow \infty} = 0 \end{cases} \\ X'_{\hat{a}i/\hat{i}}|_{ka \ll 1} = \frac{1}{2} \left(\frac{8}{3\pi} (ka) + \frac{4}{3\pi} (ka)^3 \right) = \frac{2}{\pi} (ka) \end{cases}$$

Графіки функцій $R'_{\hat{a}i/\hat{i}}(ka)$ і $X'_{\hat{a}i/\hat{i}}(ka)$ проходять посередині між аналогічними

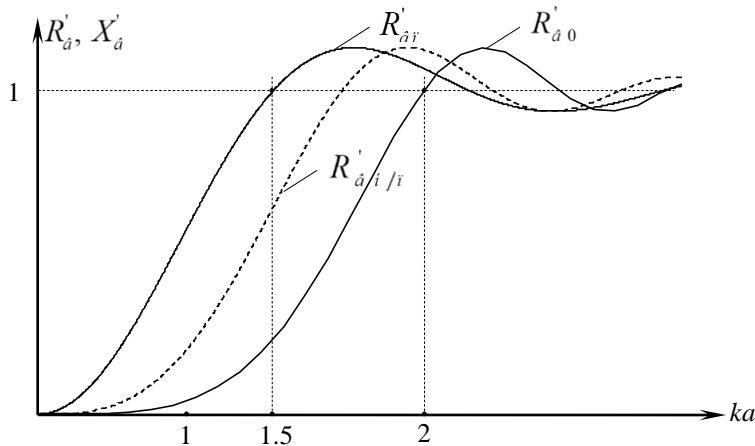


Рис.1.83. Графік функції безрозмірних коефіцієнтів для напівпоршня

графіками для пульсуючого і осцилюючого поршня (рис.1.83).

Таким чином, у області низьких частот по ефективності напівпоршень удвічі поступається поршню в екрані, але ефективніший за поршень без екрану.

Аналогічно будується графік для $\check{O}'_{\hat{a}i/\hat{i}}$.

Реактивність носить інерційний характер:

$$jX'_{i\hat{a}i/\hat{i}} = j\rho_0 c_0 S X'_{\hat{a}i/\hat{i}} = j\omega 2\rho_0 a^3 = j\omega m_i,$$

Де $m_i = 2\rho_0 a^3$.

На високих частотах ефективність роботи плоских поршнів не залежить від зовнішнього оформлення і має максимально можливе значення ($R'_a = 1$).

2. Гучномовці

В сучасному Міжнародному електротехнічному словнику термін "гучномовець" визначається як "перетворювач, що дозволяє отримати акустичні хвилі з електричних коливань і призначений для випромінювання акустичної потужності в навколишнє середовище".

Виділяють "одиничний гучномовець" і "акустичну систему". У вітчизняних термінах: "акустична система", "звукова колонка", "гучномовний агрегат" – все це підпадає під міжнародну класифікацію "акустична система".

2.1. Класифікація гучномовців

1. Принцип дії (спосіб перетворення електричної енергії в акустичну):

а) Найбільшого поширення набули *електродинамічні*, дія яких основана на русі в постійному магнітному полі провідника або котушки, що живиться змінним струмом.

Можуть бути виконані в *катушковому* варіанті, *стрічковому* (тонка металева стрічка поміщена між полюсами магніту і служить одночасно і провідником струму, і випромінюючим елементом). *Стрічкові* гучномовці серійно випускаються зарубіжними фірмами (більше 30 моделей), проте широкого поширення вони не набули через велику масу магнітів і низького опору стрічки, що вимагає узгоджуючих трансформаторів.

Ізодинамічні (*ортодинамічні*, *випромінювачі Хейла*): в якості випромінюючого елемента застосовується тонка мембрана з діелектричної плівки, на яку (методом напилення або витравлювання) наноситься провідник у вигляді прямокутної або круглої спіралі. Випускаються вітчизняною і зарубіжною промисловістю. *Випромінювач Хейла* – в якості випромінювача – гофрована мембрана з діелектричної плівки з провідником спеціальної форми. Гофрування збільшує ККД випромінювача.

б) В 20-30 рр. широко були поширені *електромагнітні* випромінювачі: при пропусканні струму через обмотки котушок, надітих на полюсні наконечники постійного магніту, рухомий якір під дією змінної магнітної сили починає коливатися і приводить в рух сполучену з ним діафрагму. В наш час серійно не випускаються.

в) Найбільш поширений з нединамічних гучномовців – *електростатичний*. Випромінюючий елемент у вигляді тонкої металізованої плівки товщиною 6-10 мкм, поміщеної між перфорованими електродами і мембраною – постійна поляризована напруга. Змінна напруга, під дією якої мембрана коливається і випромінює звук, підводиться через посилюючий трансформатор, до нерухомих електродів.

Випускається декілька десятків серійних моделей. Електретні відрізняються використанням поляризованого діелектрика (електрету). Існує проблема стабільності поверхневих зарядів на великій площі (використовуються переважно в мікрофонах).

г) Досить широкого поширення набули *п'єзокерамічні* гучномовці, в основному, в якості *високочастотних* випромінювачів. В якості збуджуючого елемента – біморфний елемент, отриманий шляхом з'єднання двох пластин з п'єзокераміки (цирконату титану, титанату барію і ін.). Біморфний елемент закріплюється з двох сторін, при підведенні електричного сигналу в ньому відбуваються вигинисті деформації, які передаються сполученій з ним випромінюючій діафрагмі.

Різновидом є *п'єзолівкові* випромінювачі: високополімерним плівкам надають п'єзоелектричних властивості. Якщо таку плівку зігнути у вигляді циліндра або куполу, то під дією змінного електричного сигналу вона вібрує і випромінює звук.

д) *Плазмові* гучномовці (плазмотрони, іонофони). Випромінювання за рахунок пульсації іонізованого об'єму повітря, що створюється коронним розрядом в просторі між електродами. Основна перевага – практично безінерційне відтворення звуку (відсутність перехідних спотворень).

е) Моделі, що випускаються в дуже обмежених кількостях: *пневматичного типу* (дія основана на модуляції потоку повітря), магнітострикційного типу і ін.

2. Спосіб трансформації акустичної енергії:

а) Гучномовці, в яких поверхня діафрагми безпосередньо випромінює звук в навколишнє середовище, - гучномовці *прямого випромінювання*.

б) Якщо звук випромінюється в передрупорну камеру, де відбувається трансформація швидкості, - гучномовець *рупорний* (взькогорлий рупор).

3. Форма діафрагми:

а) Конус (прямолінійний або криволінійний).

б) Купол (опуклий або увігнутий).

в) Плоский диск або кільцевий сегмент.

Залежно від форми діафрагми гучномовці підрозділяються на конусні (дифузорні), купольні і т.і.

4. Смуга відтворюваних частот:

а) Широкосмугові $f_i = (50...100)\text{Гц}$; $f_a = (16...20)\text{кГц}$ (для них

$f_a \cdot f_i \approx 5 \cdot 10^5$, верхня і нижня частота зв'язані між собою).

б) Низькочастотні

$f_i = (20...40)\text{Гц}$; $f_a = (500...1000)\text{Гц}$.

в) Високочастотні

$f_i = (1...5)\text{кГц}$; $f_a = (16...20)\text{кГц}$.

г) Середньочастотні

$f_i = (300...500)\text{Гц}$; $f_a = (5...8)\text{кГц}$.

5. Тип акустичного оформлення:

а) Закритий (закритий ящик).

б) Відкритий (без зовнішнього оформлення, щит, відкритий ящик).

- в) Фазоінверсний (фазоінвертор, лабіринт).
- г) Широкогорлий рупор.

6. Потужність (електрична потужність, що підводиться до гучномовця):

- а) Малої потужності (до 1 Вт).
- б) Середньої потужності (1...10) Вт.
- в) Великої потужності (понад 10 Вт).

7. Область застосування:

- а) Масова радіотехнічна апаратура (ПРЕА – побутова радіоелектронна апаратура).
- б) Високоякісна побутова акустична апаратура (HI-FI).
- в) Студійна контрольна апаратура.
- г) Театральна-концертна і кіно-театральна апаратура.
- д) Апаратура для озвучування відкритих просторів.
- е) Абонентські гучномовці (телефони, навушники, слухові апарати).

У побутовій і професійній техніці найбільше розповсюдження мають *електродинамічні* гучномовці котушкові конусні (дифузорні) або купольні прямого випромінювання.

2.2. Конструкція, принцип дії та технологія виготовлення електродинамічних гучномовців

Історія розвитку електродинамічних гучномовців починається з кінця XIX століття. Перший патент на магнітоелектричний апарат для отримання механічного руху електричної котушки в результаті протікання через неї електричного струму був одержаний в 1874 році. У 1877 році – патент на елементи пристрою електродинамічного перетворювача. Центруюча шайба запатентована в 1909 році, фланці і підвіс – в 1923 році.

У 20-і роки розвиваються методи розрахунку електродинамічних перетворювачів як смугових фільтрів на основі електромеханічних аналогій.

Основні елементи і принцип конструкції електродинамічного гучномовця промислового типу описані в патентах Райса і Келлога (Великобританія) в 1925-26 роках. Ці роботи вважаються базовими для подальшого розвитку серійних моделей гучномовців. Перша промислова модель – *Radiola Loudspeaker – 104*. Принцип його конструкції залишився незмінним.

Вітчизняна промисловість по випуску гучномовців почала розвиватися з початку 20-х років минулого століття. Першою серійною моделлю був електромагнітний гучномовець "Рекорд" (у меншій кількості "Піонер"). У ньому використовувався клеєний паперовий дифузор із замшевим плоским підвісом. До кінця 30-х – початку 40-х років створені перші зразки електродинамічних гучномовців з литими дифузорами. В даний час об'єм випуску складає в Росії сотні млн. штук в рік, в Японії – 150 млн., в США близько 100 млн. Вітчизняна промисловість випускає більше 60 моделей гучномовців.

2.2.1. Конструкція електродинамічного дифузорового гучномовця

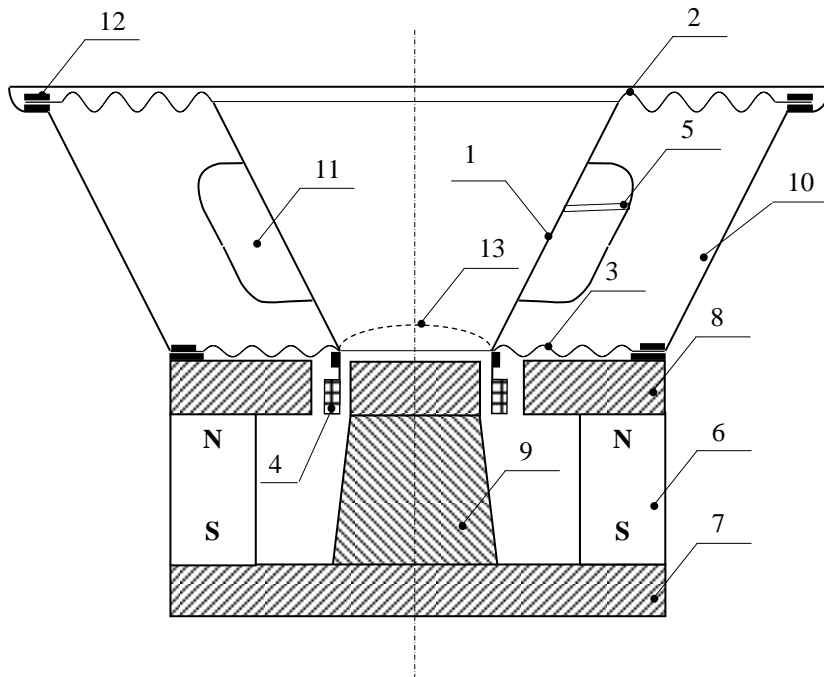


Рис. 2.1. Конструкція електродинамічного гучномовця

Електродинамічний гучномовець (рис.2.1) складається з трьох частин:

рухома система

- 1 - дифузор,
- 2 - зовнішній гофр (комір),
- 3 - центруюча шайба,
- 4 - звукова котушка,
- 5 - контакти звукової котушки,
- 13 - пилозахисний ковпачок,

магнітна система

- 6 - магніт,
- 7 - нижній фланець,
- 8 - верхній фланець,
- 9 - керн,

дифузотримач

- 10 - дифузотримач,
- 11 - вікна дифузотримача,
- 12 - ущільнюючі прокладки.

Дифузор – випромінюючий елемент – плоский диск, згорнутий конусом для підвищення жорсткості конструкції.

Центруюча шайба представляє собою гофровану мембрану, яка забезпечує центрування звукової котушки і перешкоджає її крутильним коливанням.

Комір – також має вигляд кільцевої гофрованої шайби, з великою гнучкістю в осьовому напрямі і малою – в радіальному, що оберігає діафрагму від крутильних коливань.

Пилозахисний ковпачок – оберігає від пилу і виконує роль додаткового ребра жорсткості на діафрагмі.

Магнітна система виконується звичайно в трьох варіантах:

- *кільцева з феритовими магнітами* (низький кільцевий магніт), рис.2.2:

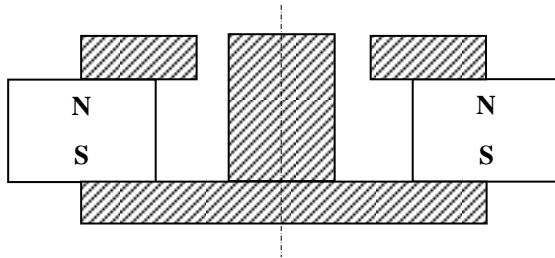


Рис. 2.2. Магнітна система низького кільцевого магніта

- *кільцева з литим магнітом* (високий кільцевий магніт), рис.2.3:

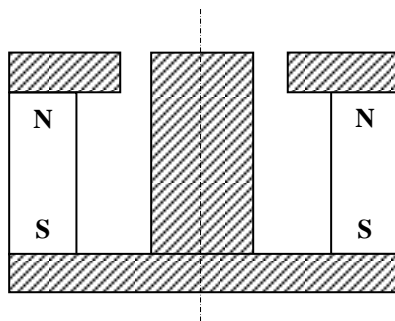


Рис. 2.3. Магнітна система високого кільцевого магніта

- *керновий магніт* (литий), рис.2.4:

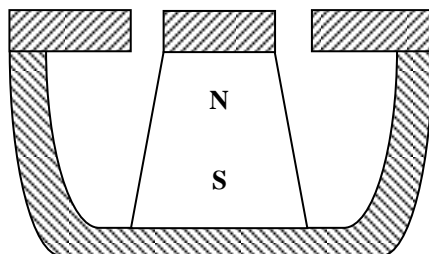


Рис.2.4. Магнітна система керового кільцевого магніта

Дифузотримач служить для об'єднання магнітної і рухомої системи і для закріплення гучномовця в корпусі.

2.2.2. Робота електродинамічного гучномовця

Магнітна система створює в кільцевому повітряному зазорі досить сильне магнітне поле. У цей зазор поміщена звукова котушка (рис.2.5).

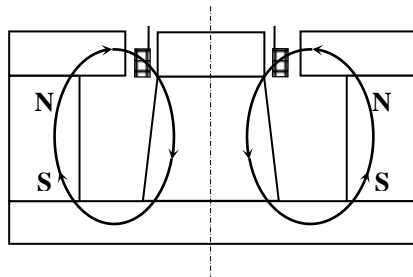


Рис.2.5.Магнітна система зі звуковою котушкою

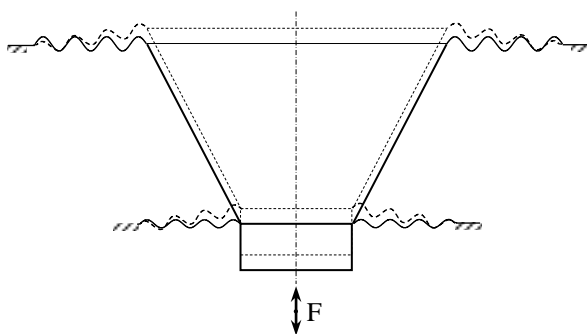


Рис. 2.6. Поршневий рух дифузору з гнучкими підвісами

Контакти котушки підключені до дифузора. Каркас котушки приклеєний до дифузора. Якщо підключити джерело і по котушці потече струм I , то виникне сила F , направлена вгору-вниз (струм тече то до нас, то від нас). Під дією цієї сили дифузор рухається, *не деформуючись* (рис.2.6). Його коливальний рух породжує звук.

2.2.3. Матеріали, використовувані для елементів конструкції

Дифузор

Вибір матеріалів для дифузорів представляє особливі труднощі. Вимоги суперечливі. З одного боку – *великі внутрішні втрати* (для зменшення призвуків і нерівномірності АЧХ), з іншого боку – *порівняно мала щільність* (для підвищення ККД).

Основні матеріали

1. *Натуральна целюлоза* в основному хвойних порід деревини і її композиції з органічними і неорганічними волокнами.

2. *Металеві і композитні металеві матеріали.*

3. *Плівкові, синтетичні, тканні з різними вібродемпфуючими просоченнями.*

4. Матеріали *багатошарові* типу "сандвіч" з використанням стільникових заповнювачів, різних спінених пластмас і т.д.

Основний матеріал для виробництва дифузорів – *целюлоза*. Додає звучанню м'якість і натуральність.

Целюлоза при звичайній температурі є полімер, що знаходиться в склообразному стані. Мокра целюлоза знаходиться у в'язкопружному стані. Технічна целюлоза не є хімічно чистим продуктом, а містить ряд компонент, що впливає на якість звучання.

Технічна целюлоза виходить при обробці деревної тріски *лужними і кислотними* хімікатами при підвищеній температурі. Залежно від способу обробки (варіння) можна одержати целюлозу з різними властивостями: *сульфатна* (лужним способом) і *сульфітна* (кислотним способом). Сульфатна целюлоза меншої довговічності і механічної міцності.

Вживається як *білена*, так і *небілена* целюлоза. Режим відбілення включає триступінчатий процес хлорування. В процесі відбілення жорсткість зменшується.

Наприклад, фірма Tesla (Чехія) проводить відбір целюлози тільки у одного постачальника один раз в півроку (для отримання однакової целюлози).

Фірма Plessey (Великобританія) використовує наступний склад: 90% целюлози, 10% льняних і бавовняних волокон.

Аналогічно, фірма Audax (Франція).

Французька фірма Schneider використовує склад: 90% целюлози хвойної, 10% солом'яної целюлози.

Фірма "Прогрес Трейдінг" (Японія) в якості добавки до 95% хвойної целюлози застосовує 5% текстильних волокон, а також целюлозу з бамбука, рисової соломи.

У вітчизняній промисловості використовуються композиції з сульфатної і сульфитної целюлози, можливі добавки повсті або льняної маси.

Шерстяні, текстильні добавки в апаратурі високої точності застосовують фірми Yamaha (Японія), Audax (Франція), Goodmans (Німеччина).

Металеві і композитні матеріали (для середньо- і високочастотних гучномовців) для високоякісних систем застосовують фірми Kennwood (Японія), Yamaha (Японія), Audax (Франція). Потрібні метали з малими питомими масами і великою жорсткістю (берилій Be, бор B, титан Ti, алюміній Al і ін.), а також їх композитні з'єднання (карбід титану TiC₂).

Залежно від матеріалу застосовується різна технологія виготовлення мембран: метод штампування з фольги і метод вакуумного напилення.

У вітчизняному виробництві виконують діафрагми з титанової фольги шляхом напилення у вакуумі і подальшого штампування.

Можна одержувати мембрани методом *термічного випаровування* матеріалу (електронно-променевим бомбардуванням) на підкладку, що повторює форму діафрагми.

Багатошарові матеріали типу "сандвіч" відрізняються великою жорсткістю і малою щільністю.

У 60-і роки минулого століття фірма Неак (Франція) розробила технологію виробництва діафрагм зі спіненого гранульованого пінополістиролу, армованого з двох сторін фольгою, що одержав назву "сандвіч".

В даний час як серединний шар використовують пористі (стільникові) матеріали. В якості пінометалів застосовуються залізо, хром, мідь. Якнайкращі результати з *пористим нікелем*. Технологія отримання пористого нікелю наступна: електромеханічне осадження металу на підкладку з поролону, що має задану форму, потім випалювання поролону. Загальна пористість металу досягає 90-98%.

На базі шаруватих конструкцій в 80-і роки японські фірми Technics, Sony, Mitsubishi розробили ряд моделей з плоскими круглими і квадратними діафрагмами.

Технологія виготовлення діафрагми

Процес розпуску целюлози

Целюлоза поступає на завод у вигляді сухих листів. Її розривають на шматки і завантажують в дефібрер, де відбувається набухання целюлози.

Дефібрер – бак з могутнім лопатевим пристроєм. Заливається велика кількість води. Набухання проходить від 10 хв. до 2 годин.

Потім целюлозу перекачують в *рол*, де відбувається розмол (рубка). *Рол* представляє собою ванну, в якій обертається барабан з ножами. На дні ванни – планка з нерухомо укріпленими ножами.

Визначають характер розмолу – "жирний", "середній" і "грубий".

"Жирний" – майже всі волокна розщеплені.

"Грубий" – містить короткі рубані нерозщеплені волокна.

Можна використовувати ультразвукові гідророзбивачі.

Далі на автоматизованих лініях вводять необхідні добавки: фарбники, клей, формальдегідну смолу і т.д.

Відлив і пресування дифузорів

Після розмолу паперова маса подається в баки для зберігання, де вона перемішується. З баків перекачується в *змішувач-дозатор*, звідки в *стакан-дозатор* (рис.2.7). Дозувальний стакан укріплений на *відливальній головці*, що складається з вакуумного резервуару 1, підсітника 2 і металевої сітки 3 (4 – вакуумний насос).

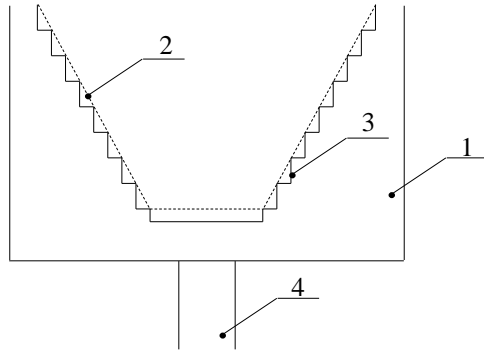


Рис. 2.7. Ілюстрація відливу дифузора в стакані-дозаторі

Підсітник виконаний з антикорозійного металу з перфораціями.

Волокна осідають на робочій сітці. Вода відкачується за допомогою вакууму і зливається.

Регулюючи щільність вакууму, можна міняти розподіл товщини по твірній.

Після вакуумного відкачування рідини виконується *гаряче пресування*, для чого дифузор з сіткою встановлюється в прес-формі. Потім дифузор *стислим повітрям знімається* з сітки. За допомогою фотоелемента контролюється забрудненість. Далі здійснюється промивка або відпал сітки і цикл повторюється знову.

Матеріали для підвісів

Ці матеріали повинні зберігати форму, надану підвісу, володіти лінійною пружністю в широкому діапазоні амплітуд зсувів.

В основному, *коміри* виготовляються разом з дифузором з одного і того ж матеріалу.

У низькочастотних і професійних гучномовцях використовуються інші матеріали:

- гуми і гумові суміші;
- пористі спінені матеріали (поліуретан, пінополіуретан, неопрен);
- плівкові матеріали;
- тканинні з просоченнями і покриттями (прогумовані тканини).

Матеріали для центруючих шайб

Потрібна добра повітропроникність, матеріал повинен бути близький до ізотропного у всіх напрямках; щільність і товщина повинні бути малими, щоб зменшити вплив на частоту резонансу; великі внутрішні втрати.

Краще всього натуральні бавовняні і шовкові тканини (міткаль, шовк, батист, шифон, віскозні тканини – сиблон).

Просочення виконується *бакелітовим* лаком з подальшим *опресовуванням*.

Застосовуються синтетичні тканини: акрилові, тефлонові з металевими нитками для поліпшення тепловідводу від котушки.

Магнітні матеріали

Використовують литі магніти із сплавів FeAlNiCo і FeCrCo, феритові магніти на основі феритів барію і стронцію, рідкоземельні магніти із сплавів самарію SmCo₅, SmCo₁₇, NdFeB (рис.2.8).

Криві розмагнічування

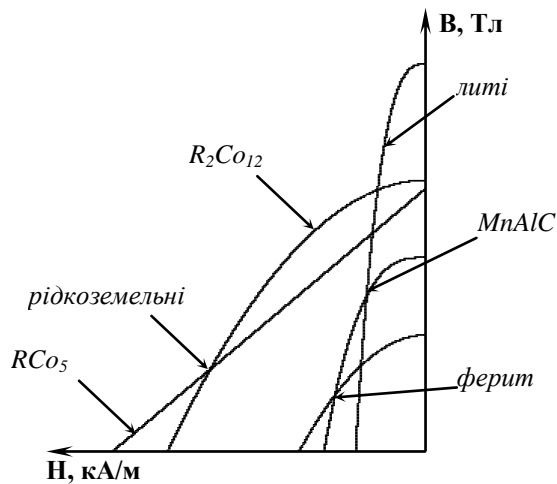


Рис. 2.8. Графіки розмагнічування магнітів різних типів

Литі магніти випускають більше 40 років, але гостродефіцитна сировина – кобальт, тому їх замінюють феритовими магнітами.

Магніти типу MnAlC винайдені в Японії і випускаються фірмою Matsushita. Метод термоекструзії – витискування сплаву через отвір при високій температурі.

Феритові магніти складають близько 80%.

Рідкоземельні магніти - володіють найбільшою енергією.

Магнітом'які матеріали для магнітопровідних деталей магнітного ланцюга (кern, фланці, полюсні наконечники). Застосовують низьковуглецеві сталі або, зважаючи на їх дефіцитність, звичайні конструкційні сталі.

Каркас звукової катушки виготовляється з кабельного паперу або різних видів електроізоляційного намотувального паперу. Можуть бути використані синтетичні матеріали (поліамідна плівка), кераміка, скловолокно, волокно з віскози і т.і. Для зменшення товщини використовують кальку паперову, конденсаторний папір.

Для намотування, в основному, використовують мідні дроти.

Дифузотримач повинен бути "жорстким" і "глухим", виконується зі сталі або силуміну (AlSi) і пластмас.

Клей застосовують БФ-4.

2.2.4. Область поршневої дії дифузора

Дифузор виконується у вигляді конічної поверхні з метою збільшення жорсткості всієї конструкції. Найкращою формою для випромінювання є плоский диск, але він має недолік – легко деформується під дією зосередженої сили. Викривлення поверхні – спосіб збільшення жорсткості конструкції.

Бажано, щоб випромінююча поверхня рухалася як єдине ціле.

Порівняємо коливання дифузора з круглою пластиною. Розглянемо рух

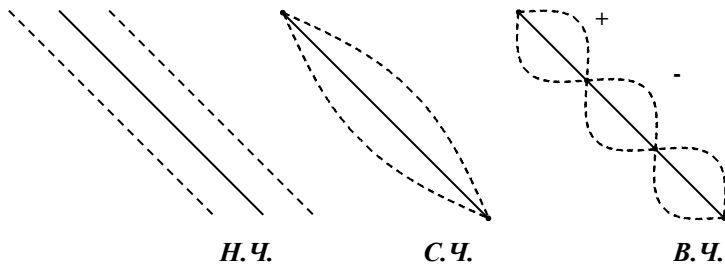


Рис.2.9 Коливання твірної дифузора

конуса в залежності від частоти (рис.2.9). Вздовж твірної випромінювача на високих частотах утворюється декілька вузлових ліній.

На високих частотах коливання поверхні виглядає таким чином (рис. 2.10,а).

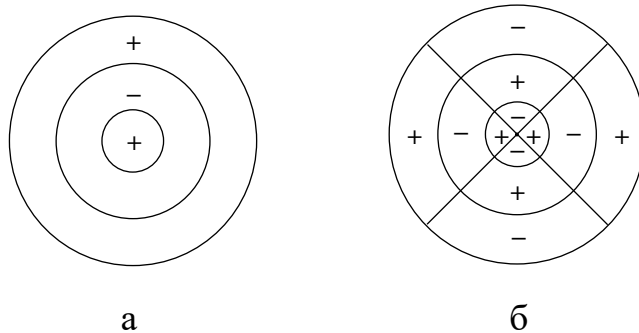


Рис. 2.10. Коливання поверхні дифузора

Якщо врахувати неоднорідність матеріалу, то вузлові лінії утворюються не тільки по колу, але і по діаметру (рис. 2.10,б).

В результаті розподіл звукового тиску вздовж осі дифузора має наступний вигляд (рис.2.11).

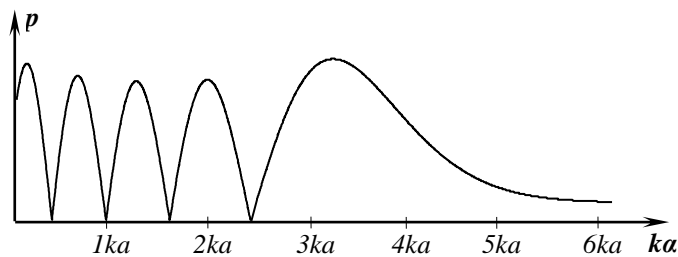


Рис. 2.11.Розподіл звукового тиску вздовж осі дифузора

Таким чином, існує деяка гранична частота $f_{\bar{\omega}}$, яка відповідає утворенню вузлових ліній на кінцях твірної дифузора, залежна від кута при вершині конуса. Нижче цієї частоти дифузор коливається як єдине ціле.

Експериментально одержано співвідношення граничних частот конуса і диска залежно від кута розкриття конуса (рис.2.12):

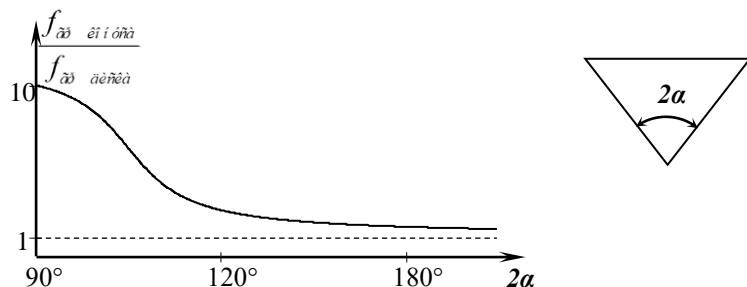
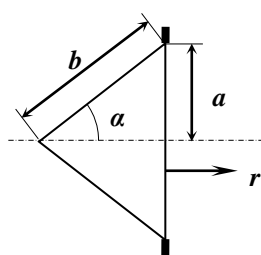


Рис. 2.12. Співвідношення граничних частот конуса і диска



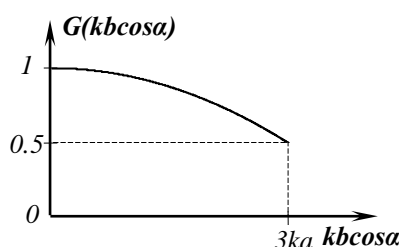
Надалі вважатимемо, що завдяки вжитим заходам в більшій частині робочого діапазону має місце поршневий рух дифузора.

Аналітичне дослідження звукового поля конуса пов'язане з серйозними математичними труднощами.

Рис. 2.13. Ілюстрація конуса і поршня в щиті

Якщо зіставити коливання жорсткого конуса в отворі нескінченного щита з коливаннями поршня радіусу a (рис.2.13), то коливання осьового тиску на відстані r від випромінювача (рис.2.14):

$$P_{0(r)} = P(ka, r)_{\text{поршня}} \cdot G(kb \cdot \cos \alpha).$$



При $\alpha = \pi/2$, тобто конус стає поршнем, маємо $G=1$; при зменшенні α осьовий тиск падає. Це пов'язано з тим, що різниця ходу хвиль, які приходять в осьову точку від різних ділянок поверхні завжди більше, ніж у випадку плоского диска, що приводить до зменшення тиску в результаті інтерференції.

Рис.2.14. Функція для уточнення осьового звукового тиску конуса

Зміна тиску на осі конуса в залежності від частоти представлена на рис.2.15.

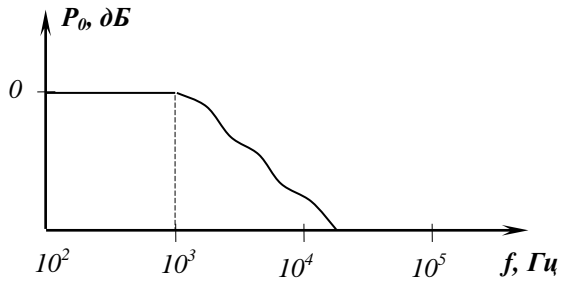


Рис.2.15. Залежність осьового тиску конуса від частоти

Характеристика направленості

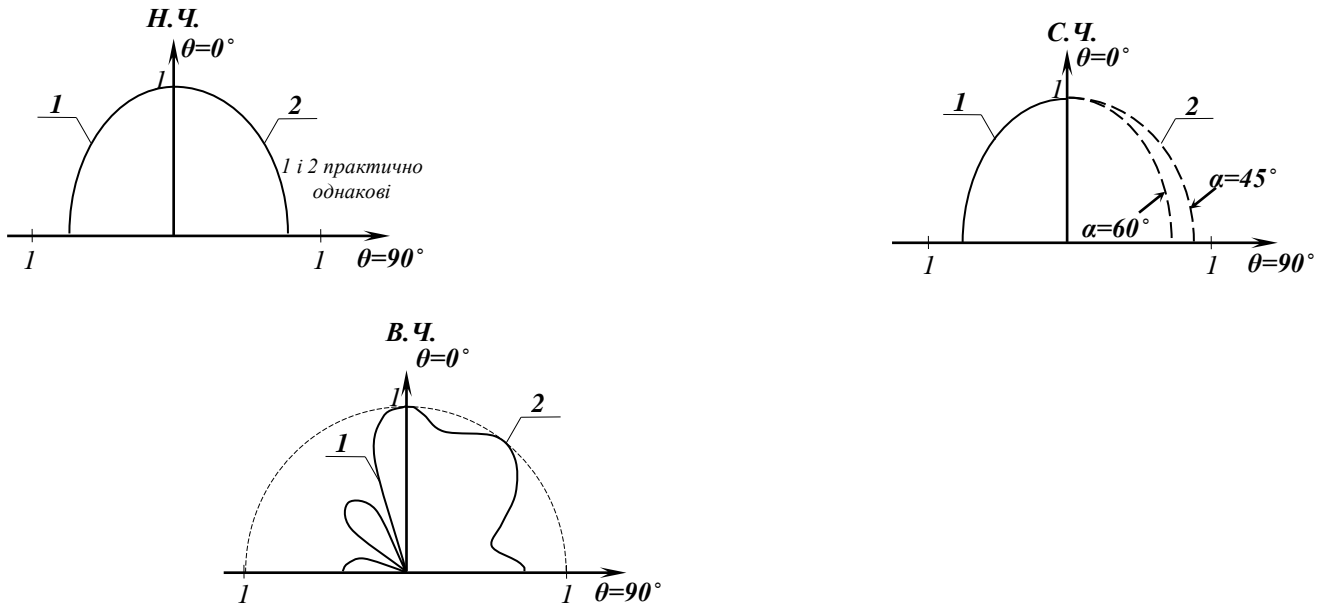


Рис. 2.16. Корекція ХН конуса 2 в порівнянні з ХН поршня 1

З підвищенням частоти в ХН поршня і конуса спостерігається істотна відмінність (рис.2.16).

2.3. Узгодження характеристик електродинамічного гучномовця

Найважливіша технічна характеристика гучномовця – *частотна характеристика*.

Частотною характеристикою називають залежність осьового тиску гучномовця від частоти за обумовлених умов збудження.

Введемо поняття чутливості гучномовця:

$$\dot{A}_{\text{дб}} = \frac{\sqrt{P_a}}{I},$$

тобто чутливість визначається відношенням випромінюваної акустичної потужності до струму I , що протікає через котушку гучномовця. Відзначимо, що величина $\sqrt{P_a}$ пропорційна звуковому тиску.

Запишемо чутливість гучномовця у вигляді добутку частотних чутливостей:

$$\dot{A}_{\ddot{a}a} = \frac{\sqrt{\mathcal{P}_a}}{I} = \frac{\sqrt{\mathcal{P}_a}}{v} \cdot \frac{v}{F} \cdot \frac{F}{I};$$

або

$$\dot{A}_{\ddot{a}a} = \frac{\sqrt{\mathcal{P}_a}}{v} \cdot \frac{v}{F} \cdot \frac{F}{I} = \varphi_{\dot{a}e} \cdot \varphi_{i\ddot{a}a} \cdot \varphi_{\ddot{a}i},$$

де $\varphi_{\dot{a}e}$, $\varphi_{i\ddot{a}a}$, $\varphi_{\ddot{a}i}$ – відповідно, акустична, механічна і електромеханічна чутливості гучномовця:

$$\varphi_{\dot{a}e} = \frac{\sqrt{\mathcal{P}_a}}{v}; \quad \varphi_{i\ddot{a}a} = \frac{v}{F}; \quad \varphi_{\ddot{a}i} = \frac{F}{I}.$$

Будь-яка з цих характеристик може бути залежною від частоти, але важливо, щоб їх добуток не залежав від частоти в заданому діапазоні частот.

Розглянемо окремо кожну характеристику.

Електромеханічна чутливість $\varphi_{\ddot{a}i}$ є коефіцієнтом електромеханічної трансформації:

$$\varphi_{\ddot{a}i} = \frac{F}{I} = Bl.$$

Ця характеристика визначається способом перетворення енергії і в даному випадку не залежить від частоти ($\varphi_{\ddot{a}i} = const$).

Акустична чутливість $\varphi_{\dot{a}e}$ залежить від опору випромінювання $R_{i\dot{a}}$, тобто від конструкції перетворювача і зовнішнього оформлення:

$$\varphi_{\dot{a}e} = \frac{\sqrt{\mathcal{P}_a}}{v} = \frac{\sqrt{v^2 \cdot R_{i\dot{a}}}}{v} = \sqrt{R_{i\dot{a}}} = \sqrt{\rho_0 \tilde{N}_0 S} \cdot \sqrt{R_{\dot{a}}'}$$

Ця характеристика залежить від частоти, оскільки коефіцієнт $R_{\dot{a}}'$ залежить від частоти.

Розглянемо як випромінювач поршень в закритому ящику.

$$\text{При } ka < 1 \quad R_{\dot{a}}' = \frac{(ka)^2}{4},$$

$$\text{при } ka \rightarrow \infty \quad R_{\dot{a}}' = 1.$$

$$\text{Таким чином одержимо } \varphi_{ak} = \begin{cases} \sqrt{\rho_0 C_0 S} \cdot \sqrt{\frac{(ka)^2}{4}}, & \text{на НЧ} \\ \sqrt{\rho_0 C_0 S}, & \text{на ВЧ} \end{cases}$$

або

$$\varphi_{ak} = \begin{cases} \sqrt{\rho_0 C_0 S} \cdot \frac{ka}{2}, & \text{на НЧ} \\ \sqrt{\rho_0 C_0 S}, & \text{на ВЧ} \end{cases}$$

Відмітимо, що обидві гілки значень $\varphi_{\hat{a}\hat{e}}$ об'єднуються при $ka=2$, і проілюструємо це на графіку (рис.2.17).

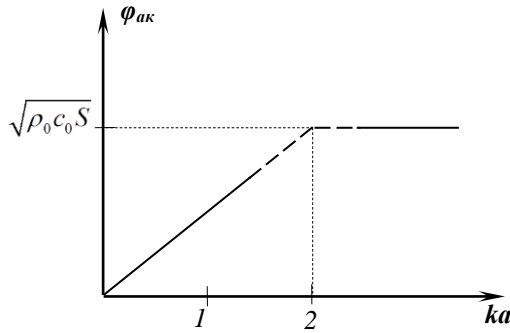


Рис. 2.17. Графік акустичної чутливості гучномовця

Значення $ka=2$ відповідає так званій граничній частоті, яка ділить графік на дві частини: $\varphi_{\hat{a}\hat{e}} \propto \omega$ і $\varphi_{\hat{a}\hat{e}} = const$.

$$\text{При } ka=2 \quad \frac{\omega_{sp}}{C_0} a = 2, \quad \omega_{sp} = \frac{2C_0}{a}.$$

Велика частина слухового діапазону лежить у області частот, де $\varphi_{\hat{a}\hat{e}} \propto \omega$, тобто можна вважати, що $\varphi_{\hat{a}\hat{i}} \cdot \varphi_{\hat{a}\hat{e}} \propto \omega$ ($\omega_i - \omega_{\hat{a}}$ - робочий діапазон частот), рис.2.18:

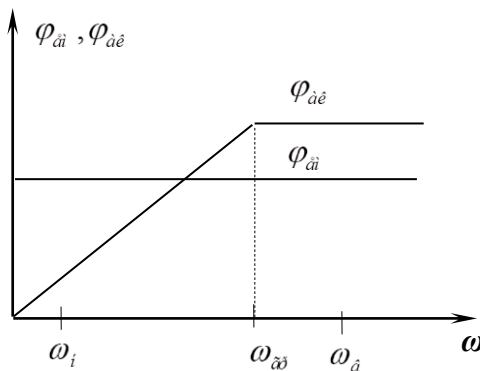


Рис. 2.18. Акустична і електромеханічна чутливості гучномовця

Для того, щоб $\varphi_{\hat{a}\hat{i}} \cdot \varphi_{\hat{a}\hat{e}} \cdot \varphi_{i \hat{a}\hat{o}} = const$, необхідно зажадати, щоб

$$\varphi_{i \hat{a}\hat{o}} \propto 1/\omega.$$

Характеристикою $\varphi_{\hat{a}\hat{i}}$ ми не можемо управляти, оскільки спосіб перетворення енергії у нас вже вибраний.

Характеристикою $\varphi_{\hat{a}\hat{e}}$ ми можемо управляти тільки "рухаючи" величину $\omega_{\hat{a}\hat{e}}$, вибираючи розміри гучномовця і характер зовнішнього оформлення.

Залишається управляти механічною чутливістю гучномовця, яка залежить від механічних параметрів системи.

Механічна чутливість гучномовця. Характеристика $\varphi_{i \hat{a}\hat{o}}$ визначається відношенням комплексної амплітуди коливальної швидкості системи до комплексної амплітуди сили, що діє на систему:

$$\varphi = \frac{v}{F} = \frac{1}{Z_M}$$

і рівна величині, оберненій механічному опору системи.

Зобразимо механічну коливальну систему гучномовця (рис.2.19).

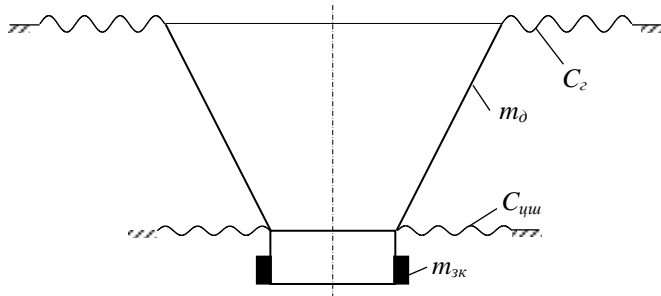


Рис. 2.19.Ілюстрація коливальної системи гучномовця

Оскільки при русі дифузора він не деформується, його можна представити у вигляді маси дифузора $m_{\bar{a}}$ і звукової котушки $m_{\bar{z}}$ з коефіцієнтом пружності, що визначається гнучкістю гофра (коміра) $C_{\bar{a}}$ і центруючої шайби $C_{\bar{\phi}}$.

Зобразимо технічну (рис.2.20) і математичну (рис.2.21) модель такої системи (з одним ступенем свободи, оскільки обидві маси жорстко зв'язані між собою) і врахуємо тертя в системі r (найбільше тертя при русі центруючої шайби).

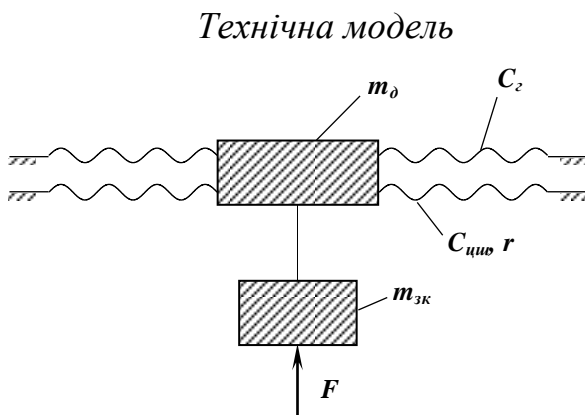


Рис. 2.20. Модель механічної системи, еквівалентної гучномовцю

Математична модель

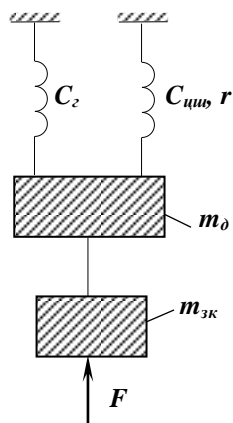


Рис. 2.21. Модель механічної системи, еквівалентної гучномовцю

Коли котушка коливається в повітряному зазорі, то вона захоплює з собою і повітря, яке гальмується деталями механічної системи. Тому об'єм під центруючою шайбою зменшується, що приводить до збільшення тиску, і повітря перекачуватиметься через пори центруючої шайби, тобто з'явиться механічне тертя.

Складемо механічну схему гучномовця (рис.2.22):

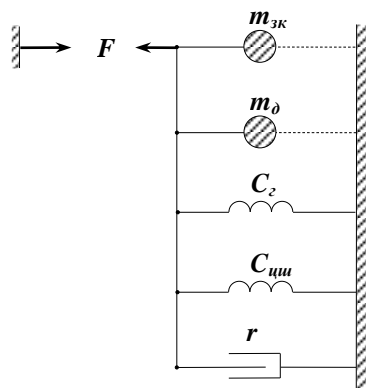


Рис. 2.22. Механічна схема гучномовця

Еквівалентна електромеханічна схема (рис.2.23):

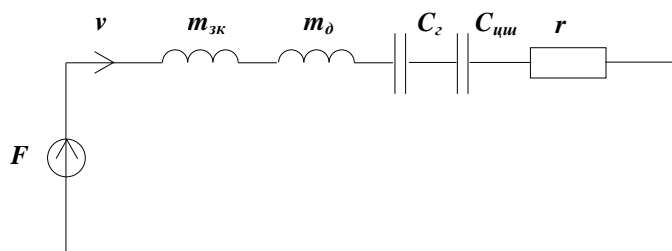


Рис. 2.23. Еквівалентна електромеханічна схема гучномовця

або з урахуванням опору випромінювання (працюючий випромінювач), рис.2.24:

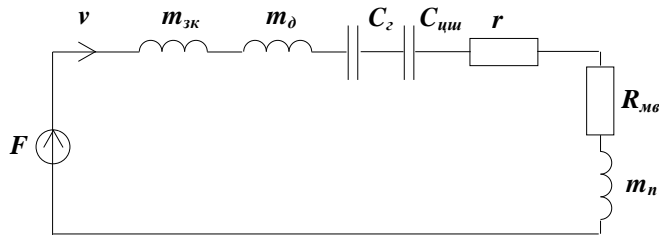


Рис. 2.24. Повна електромеханічна схема гучномовця

В остаточному вигляді електромеханічна схема (рис.2.25):

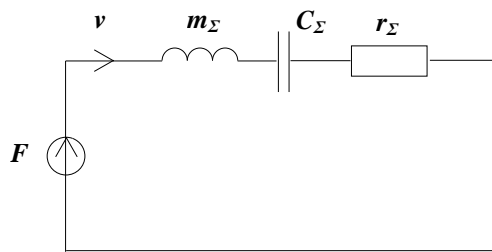


Рис. 2.25. Загальний вигляд електромеханічної схеми гучномовця

$$m_{\Sigma} = m_a + m_{\varphi e} + m_r;$$

$$C_{\Sigma} = \frac{C_z \cdot C_{цш}}{C_z + C_{цш}};$$

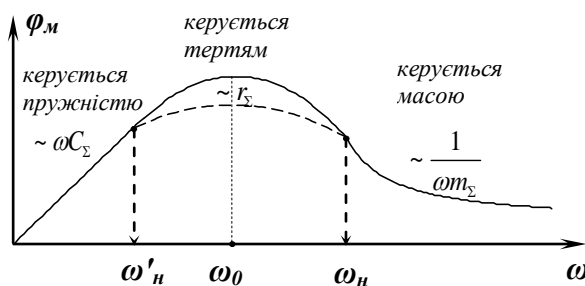
$$r_{\Sigma} = r + R_{i a}.$$

Механічний опір

$$Z_m = r_{\Sigma} + j \left(\omega m_{\Sigma} - \frac{1}{\omega C_{\Sigma}} \right).$$

Звідси

$$\varphi_i = \frac{1}{|Z_i|} = \frac{1}{\sqrt{r_{\Sigma}^2 + \left(\omega m_{\Sigma} - \frac{1}{\omega C_{\Sigma}} \right)^2}}.$$



Побудуємо графік цієї залежності (рис.2.26).

Рис.2.26. Мезанічна чутливість гучномовця ($\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m_{\Sigma} C_{\Sigma}}}$ – частота механічного резонансу)

Отже, з міркувань узгодження характеристик вибираємо область, керовану масою ($\omega > \omega_0$), причому частота ω_0 повинна знаходитись близько нижньої границі робочого діапазону частот (нижче або вище в залежності від діапазону випромінюваних частот: для низькочастотних гучномовців $\omega_i \leq \omega_0$, для високочастотних $\omega_i > \omega_0$).

На практиці резонанс роблять не суттєво вираженим (пунктирна крива) і ω_i зміщують на початок області, керованої тертям (ω_i).

Зобразимо графік для всіх трьох чутливостей і результуючий графік чутливості гучномовця (рис.2.27):

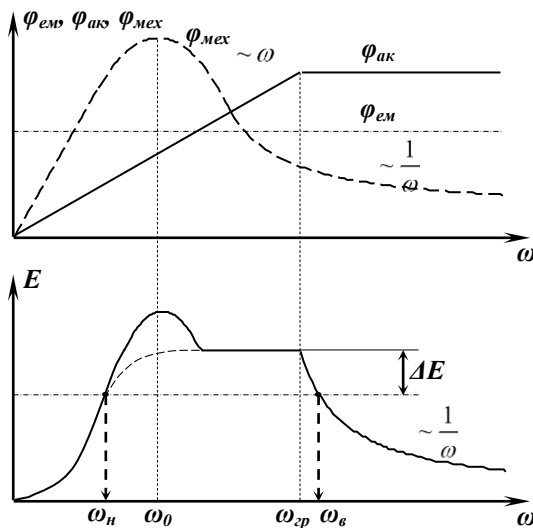


Рис. 2.27. Загальна чутливість гучномовця

Задаючи допустиму нерівномірність частотної характеристики ΔE , одержимо наближено:

$$\omega_i \approx \omega_0; \omega_a = (3..4)\omega_0 \approx (6..8)\tilde{N}_0 / a$$

де a – радіус дифузора.

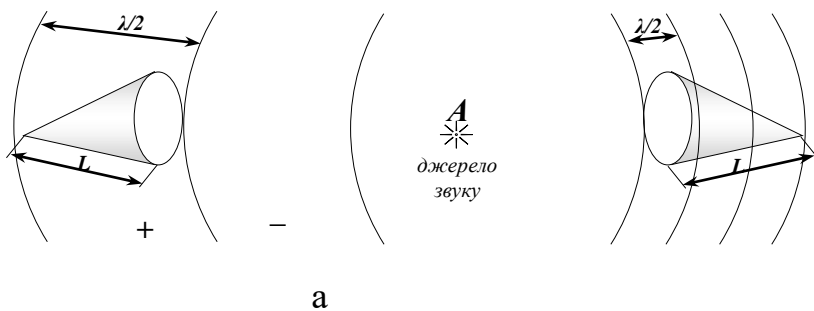
Звідси витікає, що чим менші розміри випромінювача, тим вище гранична, і отже, верхня частота.

Пониження частоти ω_0 досягається зміною конструкційних розмірів випромінювача (збільшення маси і гнучкості).

Верхню частоту робочого діапазону обмежують наступні обставини:

1. Скінченна жорсткість дифузора і в результаті утворення на ВЧ протифазних зон включення.

2. Конусність випромінюючої поверхні навіть при ідеальному її русі призводить до зменшення осевого тиску на ВЧ (рис.2.28,а).



На високих частотах сильно проявляється явище інтерференції всередині конуса (рис.2.28,б):

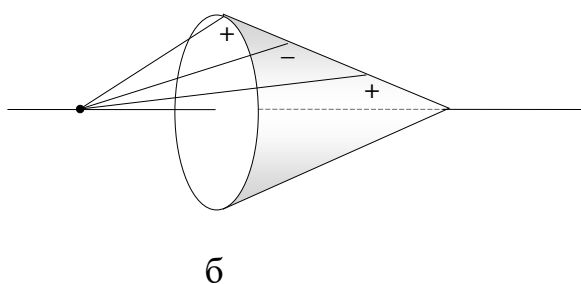


Рис. 2.28. Виникнення інтерференції звукових хвиль всередині конуса

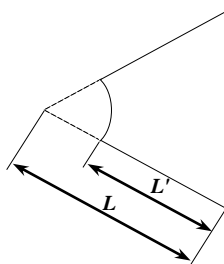
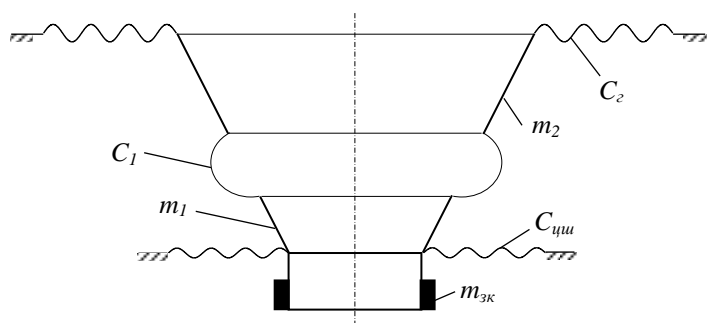


Рис.2.29. Зменшення розмірів твірної конуса

Щоб не було інтерференції необхідно, щоб $L \leq \lambda/2$.

Конструктивний прийом для розширення робочого діапазону на верхніх частотах показаний на рис.2.29.



У деяких конструкціях використовують складені дифузори (рис.2.30).

Рис.2.30. Складений дифузор

Еквівалентна електромеханічна схема (рис.2.31):

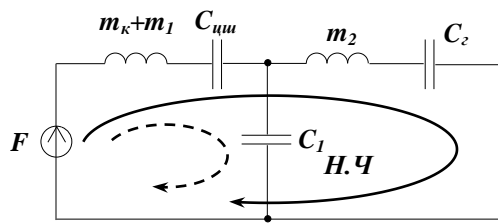


Рис.2.31 Електромеханічна схема складеного дифузора (пунктиром - в.ч. контур)

На високих частотах працює нижня частина дифузора.

Можлива конструкція з двома дифузорами (рис.2.32):

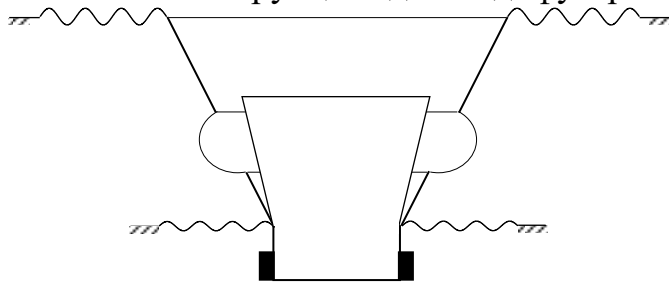


Рис. 2.32. Конструкція з двома дифузорами

Ці конструкції характерні для широкосмугових гучномовців.

Застосовуючи метод лиття дифузора зі змінною товщиною, одержують схему, подібну схемі 1 автоматично (рис.2.33).

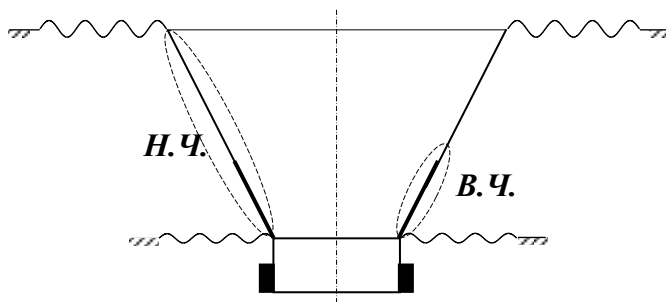


Рис. 2.33. Дифузор зі змінною товщиною

За допомогою вказаних засобів та технологій забезпечується робота гучномовця в широкому діапазоні частот.

2.4. Схема електричного аналога гучномовця

Розрахунок вихідних характеристик зручно проводити, користуючись схемою електричного аналога гучномовця. Складемо цю схему в припущенні поршневої дії дифузора. При такому характері руху механічна рухома система гучномовця представляється сукупністю зосереджених параметрів, а саме – сумарний масою рухомої системи m_{Σ} , загальною гнучкістю C_{Σ} , і тертя r . При цьому з врахуванням навантажувальної дії середовища схема електричного аналога представляється таким чином (рис.2.34):

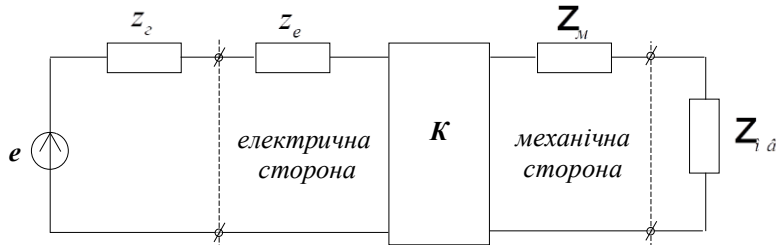


Рис. 2.36. Загальна схема електричного аналога гучномовця:

- $z_{\dot{a}}$ – опір генератора;
- $z_{\dot{a}}$ – електричний опір;
- K – коефіцієнт електромеханічної трансформації;
- Z_i – опір механічної рухомої частини гучномовця;
- $Z_{i\dot{a}}$ – навантажуюча дія середовища.

Розшифруємо параметри електричного аналога гучномовця (рис.2.35).

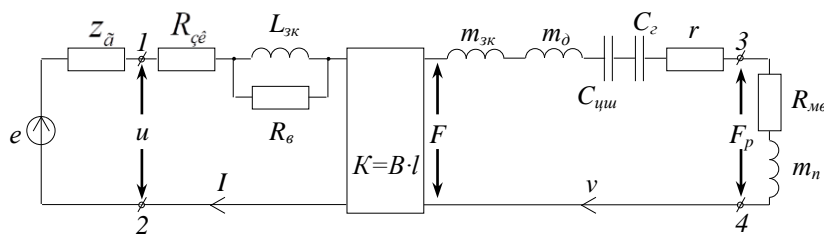


Рис.2.35. Розгорнута схема електричного аналога гучномовця:

- $R_{\dot{c}\dot{e}}, L_{\dot{c}\dot{e}}$ – опір і індуктивність звукової котушки;
- $R_{\dot{a}}$ – опір втрат (електричних);
- r – опір втрат механічних;
- $R_{i\dot{a}}, m_i$ – активна складова опору випромінювання і приєднана маса;
- $m_{\dot{c}\dot{e}}$ – маса звукової котушки;
- $m_{\dot{a}}$ – маса дифузора;
- $C_{\dot{o}\dot{o}}$ – гнучкість центруючої шайби;
- $C_{\dot{a}}$ – гнучкість гофра (коміра).

На контактах 3-4 – сила реакції середовища.

Розрахунок випромінюваної акустичної потужності виконується по формулі:

$$\mathcal{P}_a = v^2 \cdot R_{i\dot{a}},$$

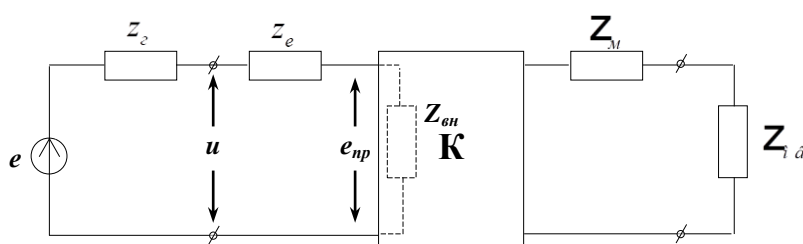
де

$$v = \frac{|F|}{|Z_i + Z_{i\dot{a}}|} = \frac{Bl|I|}{|Z_i + Z_{i\dot{a}}|}.$$

2.5. Вхідний опір гучномовця

Розглянемо питання про характер вхідного опору гучномовця. Величина його і залежність від частоти грають велику роль в вирішенні задачі узгодження гучномовця з генератором.

Вхідний опір гучномовця є частотно-залежним і тому його необхідно враховувати з погляду вирівнювання частотних характеристик гучномовця (рис.2.36).



2.36. Ілюстрація виникнення внесеного опору гучномовця

Вхідний опір

$$z_{\text{вх}} = \frac{u}{I},$$

де u – напруга, що підводиться до гучномовця.

Розглянемо дію ЕРС генератора.

Діючи на електричну сторону гучномовця, ЕРС породжує струм I . Цей струм породжує силу F , що діє на механічну сторону гучномовця. У свою чергу сила F породжує швидкість v рухомої частини гучномовця, що обов'язково наводить в електричній стороні проти ЕРС $e_{i\delta}$. Поява проти ЕРС впливає на величину струму I (струм падає), тобто цей ефект може бути трактований як падіння напруги на деякому еквівалентному електричному опорі, який називається *внесеним* – $z_{\text{вн}}$.

Ланцюжок перетворень виглядає таким чином:

$$e_{i\dot{a}} \rightarrow I \rightarrow F \rightarrow v \rightarrow e_{i\delta}(z_{\text{вн}}).$$

Таким чином, можна представити

$$z_{\text{вх}} = z_e + z_{\text{вн}}.$$

З рис. 3.124 виходить:

$$I = \frac{u - e_{\text{вп}}}{z_e} = \frac{u - Blv}{z_e} = \frac{u - Bl \cdot \frac{F}{Z_{M\Sigma}}}{z_e} = \frac{u - Bl \cdot \frac{BlI}{Z_{M\Sigma}}}{z_e};$$

$$I z_e = u - (Bl)^2 \cdot \frac{I}{Z_{M\Sigma}} \Rightarrow u = I \left(z_e + \frac{(Bl)^2}{Z_{M\Sigma}} \right);$$

$$\frac{u}{I} = z_e + \frac{(Bl)^2}{Z_{m\Sigma}} = z_{ex}.$$

Таким чином, вхідний опір гучномовця

$$z_{ex} = z_e + \frac{(Bl)^2}{Z_{m\Sigma}},$$

отже, внесений опір

$$z_{вн} = \frac{(Bl)^2}{Z_{m\Sigma}}.$$

Складемо електричну схему $z_{\dot{a}\dot{t}}$.

Запишемо вираз для внесеної провідності $\gamma_{\dot{a}\dot{t}}$:

$$\begin{aligned} \gamma_{\dot{a}\dot{t}} &= \frac{1}{z_{\dot{a}\dot{t}}} = \frac{Z_{i\Sigma}}{(Bl)^2} = \frac{j\omega m_{\dot{c}\dot{e}}}{(Bl)^2} + \frac{j\omega m_{\dot{a}}}{(Bl)^2} + \frac{j\omega m_{\dot{r}}}{(Bl)^2} + \\ &+ \frac{1}{(Bl)^2} \frac{1}{j\omega C_{\dot{a}}} + \frac{1}{(Bl)^2} \frac{1}{j\omega C_{\dot{o}\dot{\phi}}} + \frac{r}{(Bl)^2} + \frac{R_{i\dot{a}}}{(Bl)^2}. \end{aligned}$$

Оскільки внесені провідності елементів додаються, то $z_{\dot{a}\dot{t}}$ може бути представлене у вигляді паралельних включень окремих опорів.

Розглянемо опори окремих елементів:

$$\gamma_{\text{вн1}} = \frac{j\omega m_{\text{зк}}}{(Bl)^2};$$

$$z_{\dot{a}\dot{t}1} = \frac{(Bl)^2}{j\omega m_{\dot{c}\dot{e}}} = \frac{1}{j\omega C_1}, \quad \dot{a}\dot{a} \quad \tilde{N}_1 = \frac{m_{\dot{c}\dot{e}}}{(Bl)^2},$$

тобто "масовий" опір на електричній стороні є опір ємності конденсатора з ємністю C_1 . Це свідчить про те, що характер реактивності елемента помінявся при перерахунку через електромеханічний трансформатор.

Аналогічно поведуться елементи $m_{\dot{a}}$ і $m_{\dot{r}}$:

$$z_{\dot{a}\dot{t}2} = \frac{(Bl)^2}{j\omega m_{\dot{a}}} = \frac{1}{j\omega C_2}, \quad \dot{a}\dot{a} \quad \tilde{N}_2 = \frac{m_{\dot{a}}}{(Bl)^2};$$

$$z_{\dot{a}\dot{t}3} = \frac{(Bl)^2}{j\omega m_{\dot{r}}} = \frac{1}{j\omega C_3}, \quad \dot{a}\dot{a} \quad \tilde{N}_3 = \frac{m_{\dot{r}}}{(Bl)^2}.$$

Внесені опори пружних елементів $C_{\dot{a}}$ і $C_{\dot{o}\dot{\phi}}$:

$$\gamma_{\text{вн4}} = \frac{1}{j\omega C_{\text{пш}} (Bl)^2};$$

$$z_{\dot{a}\dot{t}4} = j\omega \tilde{N}_{\dot{o}\dot{\phi}} (Bl)^2 = j\omega L_1, \quad \dot{a}\dot{a} \quad L_1 = \tilde{N}_{\dot{o}\dot{\phi}} (Bl)^2;$$

$$z_{\dot{a}\dot{t}5} = j\omega \tilde{N}_{\dot{a}} (Bl)^2 = j\omega L_2, \quad \dot{a}\dot{a} \quad L_2 = \tilde{N}_{\dot{a}} (Bl)^2,$$

тобто опір гнучкості змінився на опір індуктивності (знову помінявся характер індуктивності елементів).

Внесені опори активних елементів:

$$\gamma_{\text{вн6}} = \frac{r}{(Bl)^2};$$

$$z_{\text{вн6}} = \frac{(Bl)^2}{r} = R_1;$$

$$z_{\text{аі6}} = \frac{(Bl)^2}{R_{i\dot{a}}} = R_2,$$

тобто активні механічні елементи залишаються активними електричними (рис.2.37).

Електрична схема $z_{\text{аі}}$:

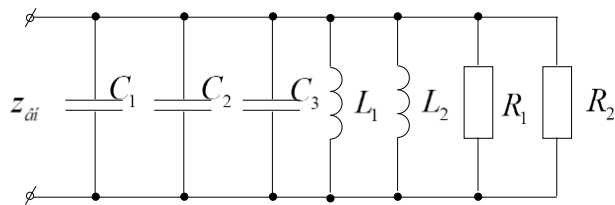


Рис. 2.37. Еквівалентна електрична схема внесеного опору

Об'єднаємо однойменні елементи і одержимо наступну схему (рис.2.38):

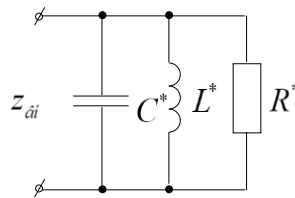


Рис. 2.38. Узагальнена електрична схема внесеного опору

Тут

$$\tilde{N}^* = \tilde{N}_1 + \tilde{N}_2 + \tilde{N}_3 = \frac{m_a + m_{\text{сг}} + m_r}{(Bl)^2} = \frac{m_\Sigma}{(Bl)^2};$$

$$L^* = \frac{1}{\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}} = \frac{1}{\frac{1}{C_{\text{цш}}(Bl)^2} + \frac{1}{C_z(Bl)^2}} = \frac{(Bl)^2}{\frac{1}{C_{\text{цш}}} + \frac{1}{C_z}} = (Bl)^2 C_\Sigma;$$

$$R^* = \frac{(Bl)^2}{r + R_{i\dot{a}}}.$$

При перерахунку через електромеханічний трансформатор характер реактивності елементів змінюється на протилежний, активні елементи залишаються активними, порядок включення елементів змінюється з послідовного на паралельний (і навпаки).

Частотна характеристика вхідного опору гучномовця

Приведемо повну схему вхідного опору гучномовця (рис.2.39).

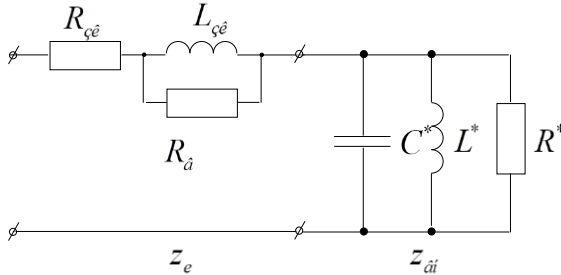


Рис. 2.39. Електрична схема вхідного опору гучномовця

Розглянемо поведінку модуля вхідного опору від частоти (рис.2.41).

1. При $\omega=0$ - постійний струм. Електричний контур замикається через $R_{\zeta\hat{e}}$, $L_{\zeta\hat{e}}$ і L^* . Опір $z_{\hat{a}\hat{o}} = R_{\zeta\hat{e}}$.
2. Спостерігається низькочастотний механічний резонанс між елементами C^* і L^* на частоті $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C^*L^*}} = \frac{1}{\sqrt{m_{\Sigma}C_{\Sigma}}}$. Контур $C^* - L^*$ можна розглядати як нескінченний опір. Електричний контур на частоті $\omega = \omega_0$ замкнеться через елементи $R_{\zeta\hat{e}}$, $L_{\zeta\hat{e}}$ і R^* . Опір $\omega_0 L_{\zeta\hat{e}}$ дуже малий і можна вважати $z_{\hat{a}\hat{o}} \approx R_{\zeta\hat{e}} + R^*$.
3. На частоті ω_1 спостерігається електромеханічний резонанс або антирезонанс (опір падає). По суті, на частоті $\omega = \omega_1$ резонує індуктивність звукової котушки з масою рухомої системи. Опір контуру $L_{\zeta\hat{e}} - C^*$ дорівнює нулю. Контур електричний замкнеться через $R_{\zeta\hat{e}}$, $L_{\zeta\hat{e}}$ і C^* , вхідний опір $z_{\hat{a}\hat{o}} = R_{\zeta\hat{e}}$.

4. В області високих частот ($\omega \rightarrow \infty$) електричний контур замкнеться через $R_{\zeta\hat{e}}$, $L_{\zeta\hat{e}}$ і C^* , причому опір $1/(\omega C^*)$ дуже малий і $z_{\hat{a}\hat{o}} \approx R_{\zeta\hat{e}} + R_{\hat{a}}$.

Представимо викладені міркування на графіку $z_{\hat{a}\hat{o}}(\omega)$ (рис.2.40).

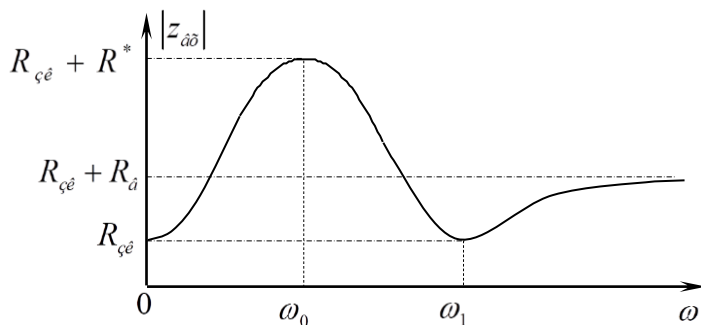


Рис.2.40. Графік частотної залежності вхідного опору гучномовця

Оскільки реальний гучномовець починає працювати з частоти $\omega > \omega_0$, а $R_a \ll R_{\varphi e}$, то у всьому робочому діапазоні можна вважати $z_{\dot{a}\ddot{o}} \approx R_{\varphi e}$.

2.6. ККД гучномовця

Згідно визначенню ККД

$$\eta = \frac{P_{\dot{a}\ddot{e}}}{P_{\dot{a}\ddot{i}}} \cdot 100\%,$$

де $P_{\dot{a}\ddot{e}}$ – випромінювана акустична потужність;

$P_{\dot{a}\ddot{i}}$ – активна складова електричної потужності.

Для аналізу співвідношення використовуємо реальні наближення.

Розглянемо серединну частину робочого діапазону частот. Вважатимемо, що система управляється масою, тобто $Z_m \approx \omega m_\Sigma$.

Зовнішнє оформлення – закритий ящик, тобто

$$R_{i_a} = \rho_0 \tilde{N}_0 S \cdot \frac{(ka)^2}{4}.$$

Тоді

$$P_{ак} = v^2 \cdot R = v \cdot \rho_0 C_0 \cdot S \frac{\omega^2}{C_0^2} \cdot \frac{a^2}{4} = v \cdot \rho_0 \pi \cdot a^4 \frac{\omega^2}{4C_0},$$

але
$$v = \frac{|F|}{|Z_i|} = \frac{|Bl|}{\omega m_\Sigma}, \quad \text{або} \quad m_\Sigma = m_a + m_{\varphi e}.$$

В результаті

$$P_{ак} = \frac{(Bl)^2 \cdot I^2}{\omega^2 \cdot m_\Sigma^2} \cdot \rho_0 \pi \cdot a^4 \frac{\omega^2}{4C_0} = \frac{(Bl)^2 \cdot \rho_0 \cdot 4a^4}{4m_\Sigma^2 \cdot C_0} \cdot I^2.$$

Активна складова електричної потужності

$$P_{\dot{a}\ddot{i}} = I^2 \cdot \operatorname{Re}\{z_{\dot{a}\ddot{o}}\} \approx I^2 \cdot R_{\varphi e}.$$

Звідси, вираз для ККД

$$\eta = \frac{(Bl)^2 \cdot \rho_0 \cdot \pi a^4}{4m_\Sigma^2 \cdot C_0 \cdot R_{\varphi e}} = \frac{(Bl)^2 \cdot \rho_0 \cdot S^2}{4\pi \cdot m_\Sigma^2 \cdot C_0 \cdot R_{\varphi e}}.$$

Можемо на основі цих результатів простежити за впливом окремих чинників на ККД. Залежно від варіантів зовнішнього оформлення η коливається в інтервалі (0.5...2)%.

Основна причина малості η при роботі гучномовців в повітрі пов'язана зі слабим вантаженням середовищем – погане узгодження опорів. Це чинник, який неможливо скерувати.

Коефіцієнт електромеханічної трансформації можна збільшити для збільшення ККД, але тільки до певної величини індукції B . Крім того, збільшення довжини дроту звукової котушки l викликає збільшення маси системи m_Σ .

Збільшуючи площу S випромінювача, збільшуємо η , але знову ж таки до певної межі, оскільки площа дифузора пов'язана з масою дифузора.

Вигідно зменшувати опір звукової котушки $R_{\varphi e}$, але для цього потрібні дорогі метали(використовують для дротів, в основному, мідь).

2.7. Спотворення гучномовця

2.7.1. Нелінійні спотворення гучномовця

Нелінійні спотворення (коли у випромінюваному сигналі з'являються гармоніки частотних складових, присутніх на вході) є чинником, що обмежує допустимі потужності гучномовця. Збільшуючи електричну потужність сигналу понад номінальну, ми різко збільшуємо нелінійні спотворення.

Причини нелінійних спотворень:

1. Нелінійність пружних підвісів гучномовця (комір, центруюча шайба).
2. Непостійність магнітної індукції в області коливань звукової котушки.

Розглянемо першу причину виникнення нелінійних спотворень (рис.2.41).

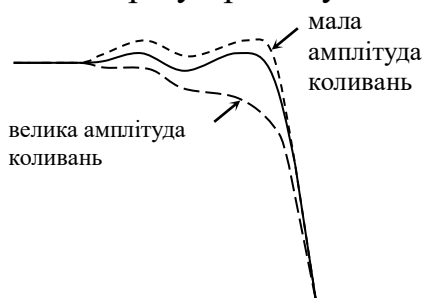


Рис. 2.41. Ілюстрація спотворення форми гнучких підвісів в залежності від амплітуди коливань

При великих амплітудах деформації згину переходять в деформації розтягу (сильно спотворюється форма пружного підвісу і може не повернутися в первинну форму).

Диференціальне рівняння руху для лінійних коливань:

$$mx'' + Rx' + Sx = F,$$

де S – коефіцієнт пружності $S = l/C$.

В разі появи нелінійних спотворень диференціальне рівняння руху набуває вигляду:

$$mx'' + Rx' + Sx + ax^3 = F$$

або

$$mx'' + Rx' + S_a x = F, \quad \text{якщо } S_a = S + ax^2.$$

Вираз для резонансної частоти змінюється від

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{mC}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{m}{S}}} \quad \text{до} \quad f'_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{S_a}{m}}.$$

Частота резонансу зміщується в область високих частот.

Відзначимо, що ці спотворення спостерігаються у області максимальних амплітуд зміщень системи. Амплітуди зміщень пов'язані з частотою системи: $v = \omega x$, отже $x = v/\omega$.

Оскільки максимальна швидкість спостерігається на частоті резонансу ω_0 (або на низьких частотах), то і зміщення на ній максимальне.

Звідси витікає, що труднощі в боротьбі з нелінійними спотвореннями зустрічаються у низькочастотних і широкосмугових гучномовців. В них повинні бути конструктивно передбачені можливості отримання досить великих амплітуд зміщень. Для цього необхідно:

1. Достатньо велика глибина складок гофра, тобто слід збільшити відношення висоти гофра h до його кроку l (рис.2.42).

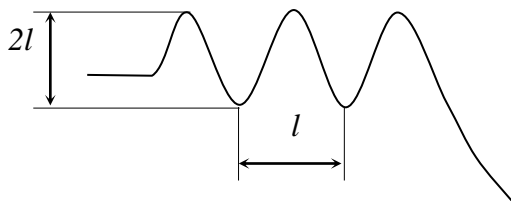


Рис. 2.42. Параметри коміра гучномовця

2. В ролі гофра використовувати еластичніший матеріал, ніж целюлоза (наприклад, целюлоза, просочена спеціальним складом; гума).
Крім того: а) не слід перенавантажувати гучномовець електричною потужністю понад номінальну;
б) слід обережно відноситися до низькочастотної корекції частотної характеристики або краще застосувати вдалий варіант зовнішнього оформлення, чим намагатися скоректувати його недоліки частотною характеристикою.

Друга причина нелінійних спотворень зумовлена непостійністю магнітної індукції B в повітряному зазорі.

Розглянемо фрагмент магнітної системи в тій частині, де розташована звукова котушка (рис.2.43).

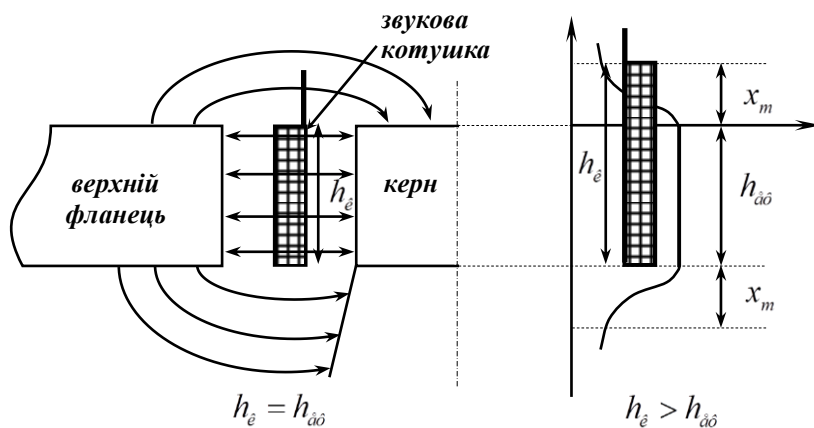


Рис. 2.43. Ілюстрація коливань звукової котушки в магнітному зазорі:

h_e — висота звукової котушки;

h_{ao} — ефективна висота звукової котушки (індукція зберігається постійною).

При великих амплітудах зсуву x_m котушка виходить за межі магнітного зазору, в якому індукція магнітного поля практично зберігається постійною. В цьому діапазоні коливань спостерігається нелінійність сили F і струму I (рис.2.44).

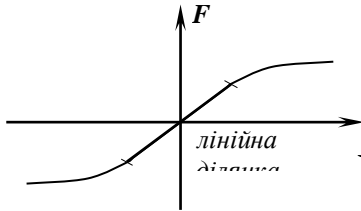


Рис. 2.46. Лінійна ділянка залежності сили від електричного струму

Як і попередні, ці спотворення понад усе виявляються на НЧ в області максимальних амплітуд коливань.

Рекомендації для запобігання спотворенням:

1. Висоту звукової котушки слід робити менше висоти фланця при менших витратах міді (рис.2.45):

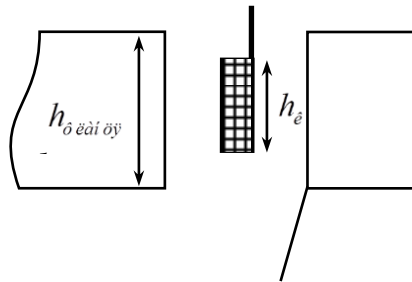


Рис. 2.45. Висота звукової котушки менша за висоту фланців:

$$h_{\delta} = h_{\epsilon} + 2x_m$$

2. Висоту звукової котушки можна зробити більше висоти фланця. В цьому випадку коефіцієнт трансформації зберігається за рахунок збереження $h_{\delta\delta}$ котушки (рис.2.46):

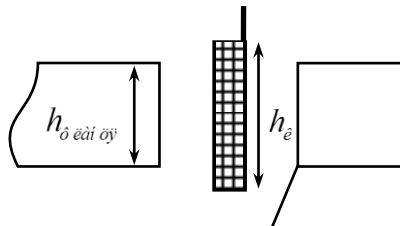


Рис. 2.46. Висота звукової котушки більша за висоту фланців:

$$h_{\epsilon} = h_{\delta\delta} + 2x_m$$

Недолік цього способу – збільшення довжини каркаса звукової котушки, збільшення ваги, витрати матеріалу і небезпека перенесення.

2.7.2. Параметричні спотворення гучномовця

При параметричних спотвореннях з'являються нові частоти, які відсутні у вхідному спектрі.

Проведемо уявний експеримент.

Дана струна. Один кінець її нерухомо закріплений, а інший – прикріплений до ніжки камертона.

Якщо надати камертону збудження, він, здійснюючи коливання, змінить натягнення струни і викличе в струні подовжню хвилю.

1. Ніжка камертона пішла вліво, натяг струни зменшився, її прогин збільшився (рис.2.47):

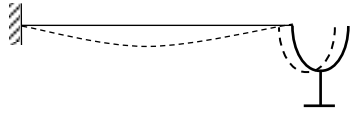


Рис. 2.47. Прогин струни

2. Ніжка камертона пішла вправо, натяг струни збільшився, прогин зменшився до мінімуму (рис.2.48):

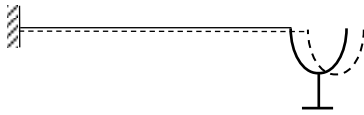


Рис. 2.48. Натяжіння струни

3. Камертон пішов вліво, але оскільки струна вже мала початкову швидкість,

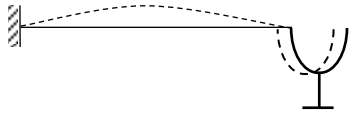


Рис.2.49. Вигин струни

то за інерцією вона рухається вгору (рис.2.49).

4. Камертон знову пішов вправо, струна прийняла горизонтальне положення (рис.2.50):

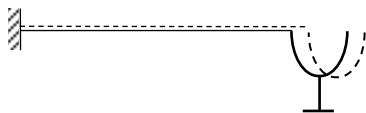


Рис. 2.50 Натяжіння струни

Отже, період руху камертона дорівнює половині періоду руху струни:

$$T_{\text{е}} = 1/2 \cdot T_c.$$

Звідки, власна частота коливань камертона дорівнює подвоєній частоті коливань струни:

$$f_{\text{е}} = 2 \cdot f_c.$$

Тепер розглянемо рух твірної дифузору (рис.2.51).

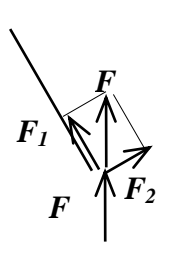


Рис.2.51. Нормальна і тангенціальна складові сили, що діє на твірну дифузору

Розкладаємо рушійну силу F на дві складові: F_1 і F_2 .

Під дією сили F_1 твірна дифузора буде піддаватися деформаціям стиснення і розтягу.

Нехай верхня точка твірної закріплена (рис.2.52):

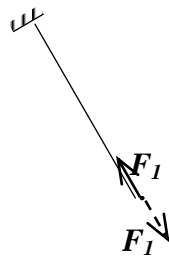


Рис. 2.52. Сила, яка діє вздовж твірної дифузора

Під дією стискаючої сили F_1 твірна зігнеться (рис.2.53):

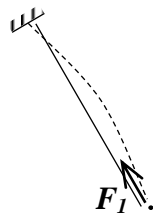


Рис. 2.53. Прогин твірної дифузора

Під дією розтягуючої сили (рис.2.54):

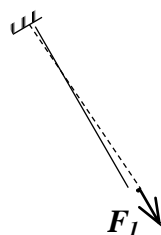


Рис.2.54. Натяжіння твірної дифузора

Потім знову отримаємо (рис.2.55):

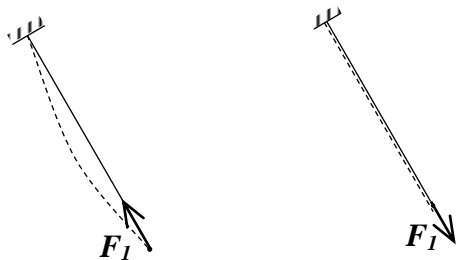


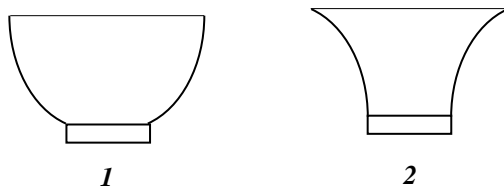
Рис. 2.55. Другий напівперіод коливання твірної дифузора

По аналогії з камертоном, частота коливань твірної дифузора дорівнює половині частоти рушійної сили:

$$f_{\ddot{a}} = 1/2 \cdot f_F.$$

Ці явища спостерігаються тільки у разі збігу частоти змушуючої сили з подвоєною частотою власних коливань дифузора.

Для вилучення цих явищ рекомендується застосовувати попередній вигин твірної дифузора. При цьому корисним виявляється потовщення дифузора в центральній частині.



Форма (знак вигину) принципового значення не має (рис.2.56).

Рис. 2.56. Рекомендовані форми дифузоров з вигином твірної

Хоча на практиці зазвичай використовується 2. Якщо дифузор зігнути заздалегідь, то під дією сили F відбувається збільшення вигину твірної без зміни знаку кривизни. При зворотній дії F знак кривизни знову не змінюється (на відміну від прямолінійної твірної, де знак кривизни змінюється на протилежний), рис.2.55:

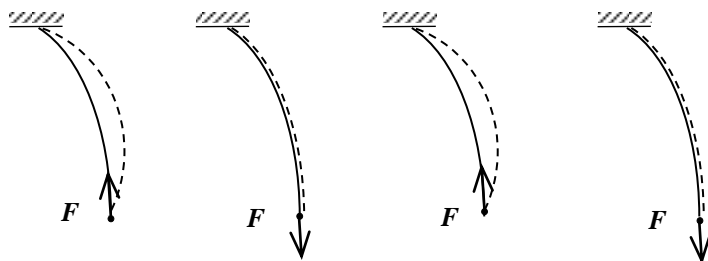


Рис. 2.55. Ілюстрація коливань вигнутого дифузора

В результаті $f_{\ddot{a}} = f_F$.

2.7.3. Модуляційні спотворення

Цей тип спотворень характерний для роботи гучномовців під дією одночасно двох гармонійних сигналів: низькочастотного і високочастотного.

Якщо частота одного сигналу $f_1 \ll f_2$ частоти іншого сигналу, а амплітуда першого сигналу достатньо велика, то внаслідок ефекту Доплера ми відчуємо зміну висоти сигналу f_2 з періодичністю, нав'язаною сигналом f_1 .

Розглянемо гучномовець, випромінюючий одночасно низькі і високі частоти (рис.2.58).

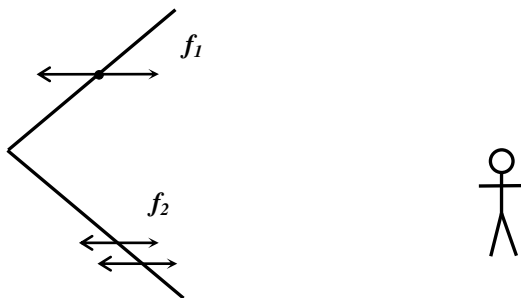


Рис. 2.58. Ілюстрація одночасного випромінювання сигналів низьких і високих частот

Джерело півперіоду рухається на слухача, інші півперіоду – від нього (період $T_1 = 1/f_1$).

За рахунок ефекту Доплера відбудеться частотна модуляція сигналу f_2 згідно із законом, що визначається f_1 (рис.2.59):

$$\Delta f_a = \frac{2v_1}{C_0} f_1 - \text{девіація частоти.}$$

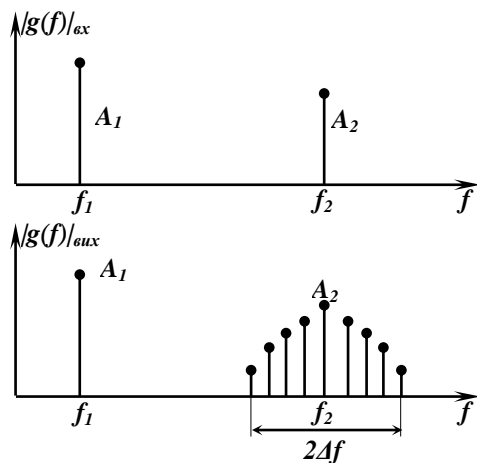


Рис. 2.59. Вхідний і вихідний сигнал гучномовця

Спектри вхідного і вихідного сигналів істотно відрізняються. Такі спотворення характерні для широкосмугових гучномовців.

Щоб виключити модуляційні спотворення, виконують розділення робочого діапазону частот на окремі вузькі смуги (дві або три). Скорочення діапазону частот робить Δf_a непомітною на слух в межах кожної смуги.

2.8. Зовнішнє оформлення гучномовців

Найбільш простим варіантом і найбільш ефективним є розміщення головки гучномовця в жорсткому щиті великих розмірів.

Перевага цього варіанту – випромінювання двома сторонами і збільшення ККД.

Недолік – поганий захист гучномовця від пошкоджень, естетичні недоліки, труднощі перенесення і установки.

Тому цей варіант зовнішнього оформлення застосовується, як правило, в професійній апаратурі, зокрема, для створення контрольних випромінювачів звуку.

Зовнішнє оформлення у вигляді щита. Розрахунок параметрів щита

Параметрами щита є його розміри (рис.2.60).

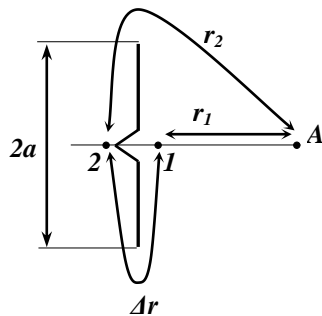


Рис. 2.60. До розрахунку розмірів щита

Точки 1 і 2 вибрані поблизу фронтальної і тильної сторін випромінювача. Відстань r_1 – від точки 1 до контрольної точки A на осі гучномовця; відстань r_2 – між т. 2 і т. A :

Δr – відстань між точками 1 і 2 (по довжині витягнутої нитки);

$\Delta r = 2a$, де $2a$ – розмір щита.

Різниця фаз в т. 1 і т. 2:

$$\Delta\varphi = k\Delta r,$$

де $k = \omega/C_0 = 2\pi/\lambda$ – хвильове число.

Будемо наближено вважати, що

$$r_2 \approx r_1 + \Delta r, \text{ тобто } r_2 - r_1 = \Delta r,$$

і в т. A сигнал від тильної сторони випромінювача приходить зі звуком по фазі $\Delta\varphi = k\Delta r$.

Складемо звуковий тиск в т. A , при цьому пам'ятаємо про те, що P_2 знаходиться в протифазі до P_1 (рис.2.61).

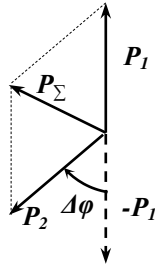


Рис. 2.61. Векторне знаходження сумарного тиску

Зажадаємо, щоб сумарний тиск (P_{Σ}) був не менше тиску однієї сторони випромінювача:

$$|P_{\Sigma}| \geq |P_1| \quad \text{або} \quad |P_{\Sigma}| \geq |P_2|.$$

Рівність тисків можлива у випадку рівностороннього трикутника, тобто $\Delta\varphi = 60^\circ$.

Ця картина повинна спостерігатися на нижній межі робочого діапазону (найбільша довжина хвилі λ_i):

$$\Delta r \cdot k_i = \pi/3,$$

$$\Delta r = \pi/(3k_i) = \pi \cdot \lambda_i / (3 \cdot 2\pi) = \lambda_i / 6.$$

Враховуючи, що $\lambda_i = \tilde{N}_0 / f_i$, і $\Delta r = 2a$ отримуємо (рис.2.62),

$$2a \geq \lambda_i / 6 = C_0 / (6f_i).$$

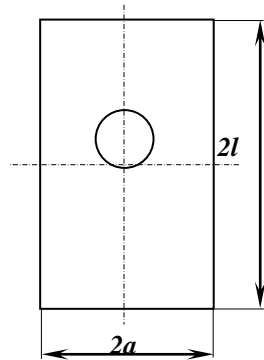


Рис. 2.62. Мінімальні розміри щита

Нагадаємо, що ми знайшли мінімальний розмір щита ($2a$). Розмір іншої сторони вибирають:

$$2l = (1.2 \dots 1.5)2a.$$

Найневдаліша форма щита – це круга і розміщення джерела в центрі. В цьому випадку інтерференційна картина на всіх напрямках в просторі буде однаковою. Для зменшення інтерференції вибирають щит прямокутним, а джерело звуку розташовують не в центрі.

Відкритий ящик

Відкритий ящик можна трактувати як "згорнутий" щит. Зберігаючи переваги щита, відкритий ящик має компактніші розміри (рис.2.63).

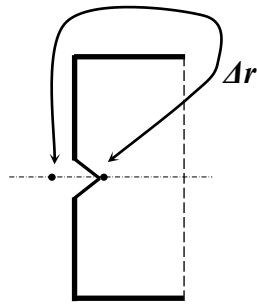


Рис. 2.63. Різниця ходизвукових хвиль у відкритому ящику

В цьому випадку також спостерігається інтерференція прямої і зворотної сторін.

Важливо, щоб $\Delta r \geq \lambda_q / 6$.

На практиці, для такої системи Δr вибирають дещо менше, а саме: $\Delta r = \lambda_q / 6 \cdot \gamma$, де $\gamma = 0.6 \dots 0.8$;

γ - поправочний коефіцієнт, який враховує можливість зменшення розмірів.

Відкритий ящик можна трактувати як систему вигляду (рис.2.64):

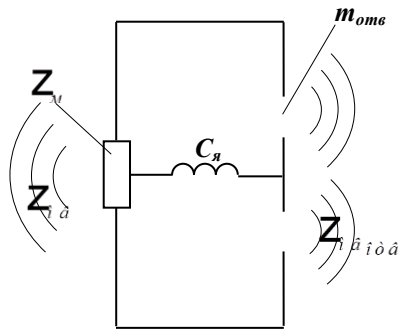


Рис. 2.64. Ілюстрація випромінювання у відкритому ящику

Таким чином, маємо напівпоршень, навантажений справа повітрям ($m_{i \hat{a} \hat{a}}$ і $Z_{e \hat{i} \hat{a} \hat{a}}$) через пружність повітря C_y (на малюнку схематично – пружина).

Площі випромінювача і отворів ящика відрізняються, отже, ми отримали акустичний трансформатор.

Акустичний трансформатор (трансформатор сил і швидкостей)

Розглянемо трубу з різними вхідним S_1 і вихідним S_2 перетинами.

Не враховуємо стисливість об'єму повітря. Вважаємо, що вхідний і вихідний об'єми зберігаються постійними (рис.2.65).

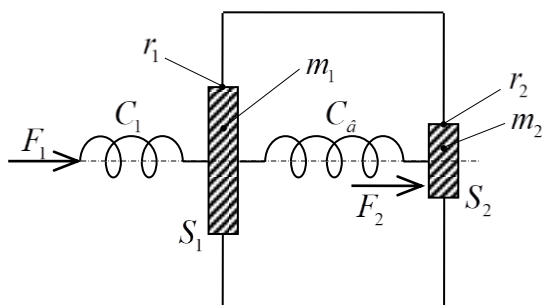


Рис. 2.65. Ілюстрація роботи акустичного трансформатора
Об'ємні швидкості:

$$V_1 \cdot S_1 = V_2 \cdot S_2,$$

звідки

$$V_1 = V_2 \cdot S_2 / S_1.$$

Позначимо відношення $S_1 / S_2 = n$ як коефіцієнт трансформації. Тоді

$$V_1 = V_2 / n.$$

Оскільки середовище нестискуване, тиск на вході і виході рівний. Сили

$$F_1 = p \cdot S_1; F_2 = p \cdot S_2.$$

Відношення сил $F_1 / F_2 = S_1 / S_2$ або $F_1 = F_2 \cdot n$.

Запишемо механічні опори на вході і виході:

$$Z_1 = F_1 / V_1; Z_2 = F_2 / V_2 = F_1 / (V_1 \cdot n^2) = Z_1 / n^2,$$

звідки

$$Z_1 = n^2 \cdot Z_2,$$

тобто при перерахунку через трансформатор механічний опір збільшується в n^2 раз.

Складемо механічну схему приведеної конструкції.

У механічній схемі трансформатор позначається важілем з плечима l_1 і l_2 . Коефіцієнт трансформації $n = l_2 / l_1$ (рис.2.66).

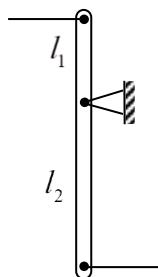


Рис. 2.66. Ідеальний механічний важіль

Механічна схема акустичного трансформатора (рис.2.67).

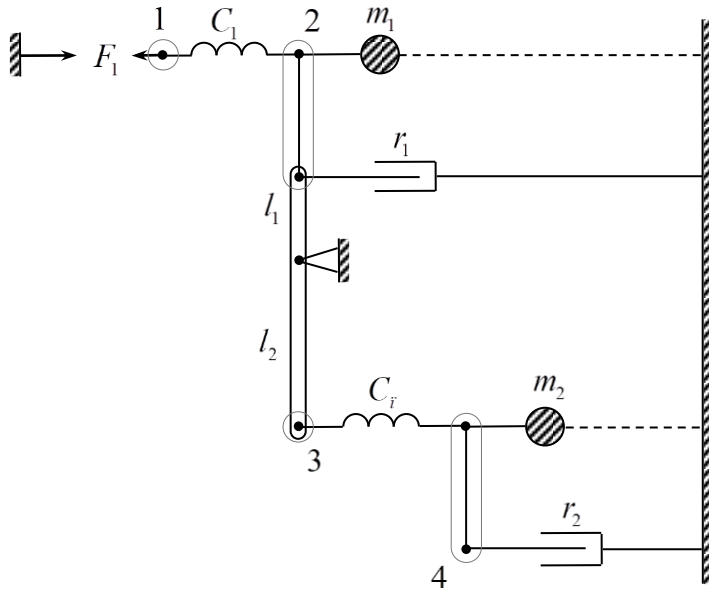


Рис.2.67. Механічна схема акустичного трансформатора

Еквівалентна електромеханічна схема (рис.2.68), де:

$$C_f = \frac{V}{\rho_0 C_0^2 S_2^2}.$$

В електричній схемі важіль представляється індуктивно зв'язаними контурами з кількістю витків обмоток W_1 і W_2 , де коефіцієнт трансформації рівний $n = W_1 / W_2$.

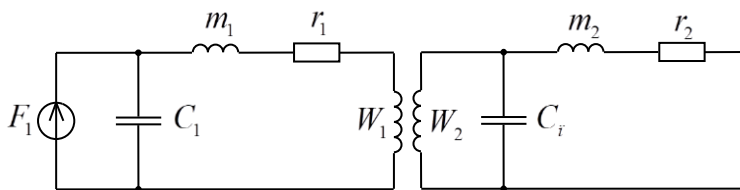
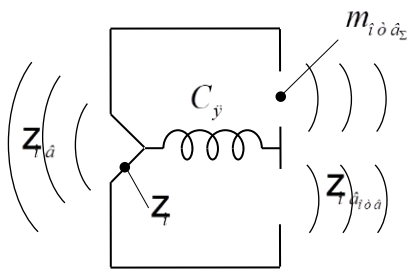


Рис. 2.68. Еквівалентна електромеханічна схема акустичного трансформатора

При перерахуванні через електроакустичний трансформатор $C'_f = C_f / n^2$ (оскільки $x_c = 1/(j\omega C)$);

$$\begin{aligned} m'_2 &= n^2 \cdot m_2; \\ r'_2 &= n^2 \cdot r_2. \end{aligned}$$



Маса повітря в отворах:

$$m_{i\hat{o}\hat{a}} = S_{i\hat{o}\hat{a}} \cdot \Delta l \cdot \rho_0,$$

де $S_{i\hat{o}\hat{a}}$ – сумарна площа отворів;

Δl – товщина задньої стінки ящика.

Рис. 2.69. Випромінювання звуку гучномовцем у відкритому ящику

Нагадаємо типову схему випромінювача (рис.2.70):

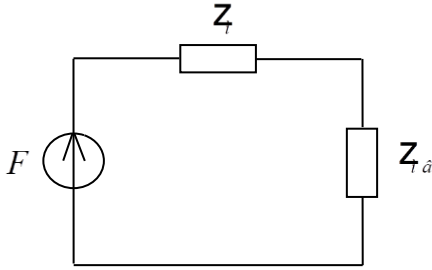


Рис.2.70. Електромеханічна схема випромінювача звуку:

Z – механічний опір
випромінювача;
 $Z_{r\hat{a}}$ – механічний опір

Електромеханічна схема випромінювача у відкритому ящику (рис.2.71):

$$\tilde{N}_y = \frac{V_y}{\rho_0 C_0^2 S_{\hat{a}\hat{e}\hat{i}}} ; \quad n = \frac{S_{\hat{a}\hat{e}\hat{i}}}{S_{i\hat{o}\hat{a}}}$$

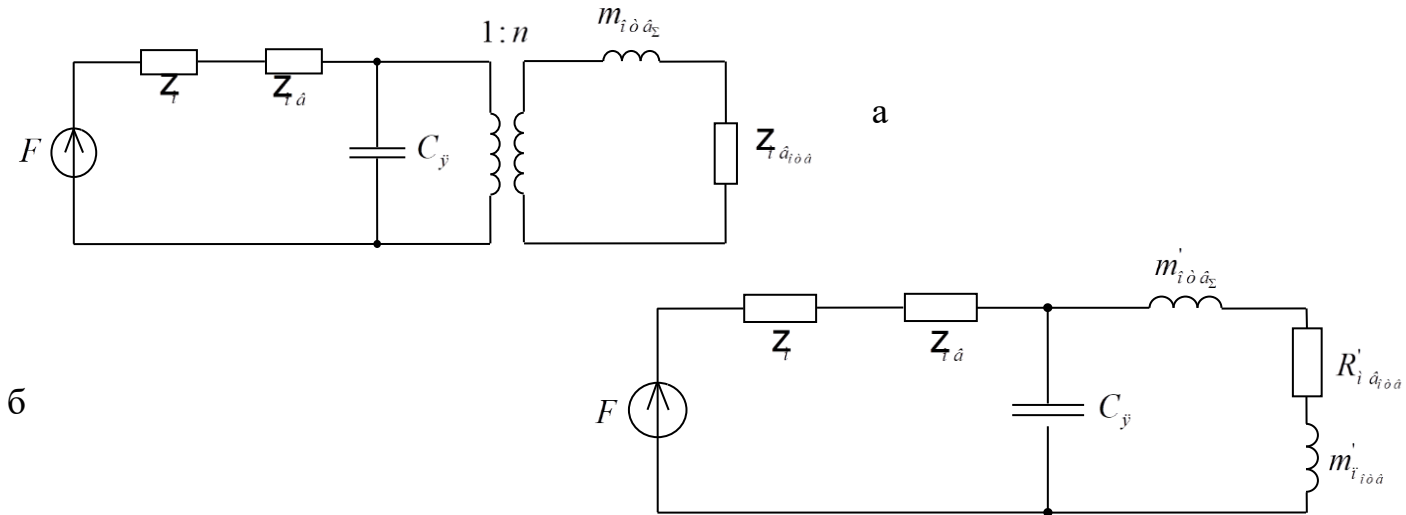


Рис.2.71. Електромеханічна схема випромінювача у відкритому ящику:

а - з трансформатором;

б – перерахована: $m'_{i\hat{o}\hat{a}\Sigma} = n^2 \cdot m_{i\hat{o}\hat{a}\Sigma}$;

$R'_{i\hat{a}\hat{o}\hat{a}} = n^2 \cdot R_{i\hat{a}\hat{o}\hat{a}}$ ($R_{i\hat{a}\hat{o}\hat{a}}$ – активний опір випромінювання в отворах);

$m'_{i\hat{o}\hat{a}} = n^2 \cdot m_{i\hat{o}\hat{a}}$ ($m_{i\hat{o}\hat{a}}$ – приєднана маса повітря в отворах).

Одержана схема підлягає подальшому аналізу.

Закритий ящик

Перевага такого зовнішнього оформлення в тому, що повністю виключається інтерференція двох сторін випромінювача.

Недолік полягає в тому, що не використовується випромінювання зворотної сторони випромінювача. Крім того, позначається вплив замкнутого об'єму ящика. Цей ефект виявляється у вигляді підвищення резонансної частоти системи і, таким чином, підвищення нижньої межі робочого діапазону.

Складемо еквівалентну схему такої системи (рис.2.72, 2.73).

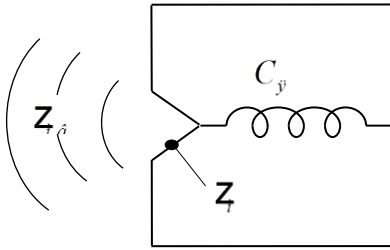


Рис. 2.72. Ілюстрація випромінювання гучномовця у закритому ящику

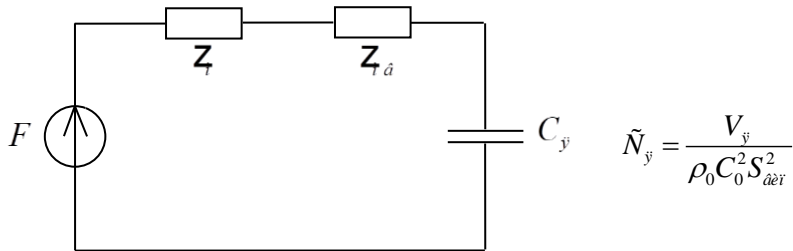


Рис. 2.73. Узагальнена електромеханічна схема гучномовця у закритому ящику

Вважаємо, що рухома система має масу m_{Σ} і гнучкість C_{Σ} . Тоді схема набуде вигляду (рис.2.74):

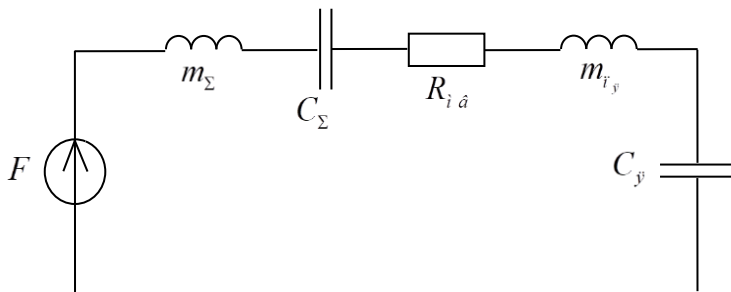


Рис. 2.74. Еквівалентна електромеханічна схема гучномовця у закритому ящику

Частота резонансу системи:

$$f_{0y} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(m_{\Sigma} + m_{iy}) \cdot C_{\dot{a}\dot{e}\dot{a}}}},$$

де еквівалентна гнучкість $C_{\dot{a}\dot{e}\dot{a}}$:

$$C_{\dot{a}\dot{e}\dot{a}} = \frac{C_{\Sigma} \cdot C_y}{C_{\Sigma} + C_y}.$$

Оскільки $C_y \ll C_{\Sigma}$, то $C_{\dot{a}\dot{e}\dot{a}} \approx C_y$, отже

$$f_{0y} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(m_{\Sigma} + m_{iy}) \cdot C_y}},$$

де $m_{iy} = 2\rho_0 a^3$ (a – радіус випромінювача).

Порівняємо отримані значення f_{0y} з частотою резонансу гучномовця в щиті $f_{0\dot{a}}$ (гнучкість повітря C_y в схемі відсутня):

$$f_{0\dot{a}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{(m_{\Sigma} + m_{i\dot{a}}) \cdot C_{\Sigma}}},$$

де $m_{i\dot{a}} = 8/3\rho_0 a^3$.

Незважаючи на те, що $m_{i\dot{a}} > m_{iy}$, визначальну роль відіграє величина $C_y \ll C_{\Sigma}$. Отже, частота f_{0y} підвищується в порівнянні з $f_{0\dot{a}}$.

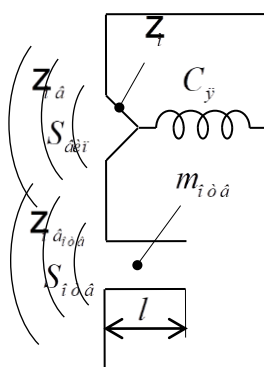
Тому при розрахунку об'єму ящика необхідно врахувати вимогу, щоб частота резонансу f_{0y} підвищувалася не більше, ніж на 10% і складала $1.1f_0$, де f_0 – частота резонансу механічної системи гучномовця.

Виходячи з цієї умови, знаходять необхідну гнучкість ящика C_y , а потім – об'єм ящика V_y .

Внутрішні стінки ящика звичайно обклеюють звукопоглинальним матеріалом, що зменшує прояв коливань ящика на власних частотах і вирівнює частотну характеристику системи

Фазоінвертор

Ідея фазоінвертора виникла з метою використовувати випромінювання зворотної сторони випромінювача (рис.2.75).



В ящику відбувається поворот фази коливань зворотної сторони випромінювача (ідеально на 180°) і випромінювання з отвору на передній панелі відбувається в одній фазі з випромінюванням фронтальної сторони випромінювача.

При цьому гнучкість ящика C_y вже не створює такої згубної дії як в закритому ящику при відповідному виборі параметрів отвору ящика.

Рис.2.75.Ілюстрація випромінювання звуку гучномовцем у фазоінверторі

Складемо електромеханічну схему фазоінвертора (рис.2.76):

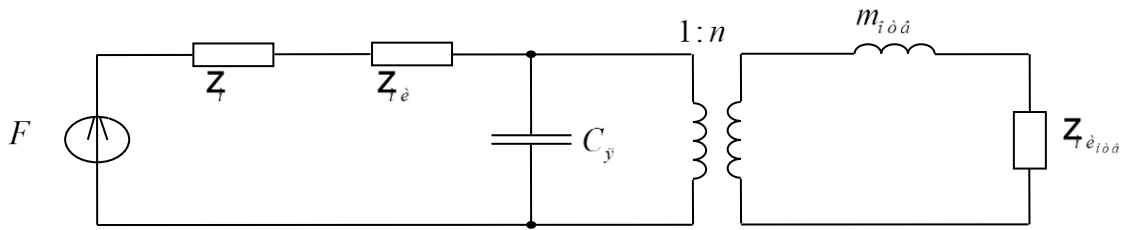


Рис.2.76

Електромеханічна схема фазоінвертора:

$$C_{\dot{y}} = \frac{V_{\dot{y}}}{\rho_0 C_0^2 S_{\dot{a}\dot{e}\dot{r}}^2}; \quad n = \frac{S_{\dot{a}\dot{e}\dot{r}}}{S_{i\dot{a}\dot{a}}}$$

Позначимо через $Z_{T\Sigma}$ суму:

$$Z_{T\Sigma} = Z + Z_{T\dot{a}}$$

Опір $Z_{i\dot{a}\dot{a}} = R_{i\dot{a}\dot{a}} + j\omega m_{i\dot{a}\dot{a}}$.

Приєднану масу повітря в отворі приблизно розраховують як

$$m_{i\dot{a}\dot{a}} = \rho_0 S_{i\dot{a}\dot{a}} \cdot \Delta l,$$

де $\Delta l = 1.7a_0$ (a_0 – радіус отвору).

Позначимо сумарну масу в отворі:

$$m_{\Sigma i\dot{a}\dot{a}} = m_{i\dot{a}\dot{a}} + m_{T\dot{a}\dot{a}} = \rho_0 S_{i\dot{a}\dot{a}} \cdot (l + \Delta l).$$

Врахуємо також тертя в отворі $R_{\dot{a}\dot{a}\dot{a}}$ і позначимо через $R_{i\dot{a}\dot{a}}$ суму:

$$R_{i\dot{a}\dot{a}} = R_{i\dot{a}\dot{a}\dot{a}} + R_{\dot{a}\dot{a}\dot{a}}$$

Тепер електромеханічна схема фазоінвертора виглядає наступним чином(рис.2.77, 2.78):

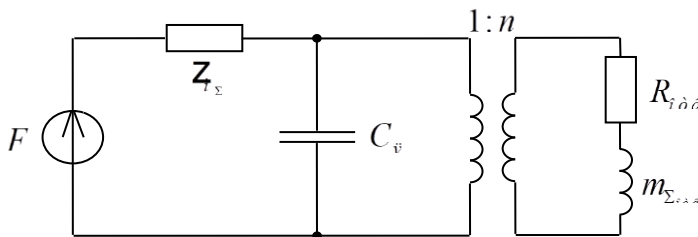


Рис.2.77. Узагальнена електромеханічна схема фазоінвертора

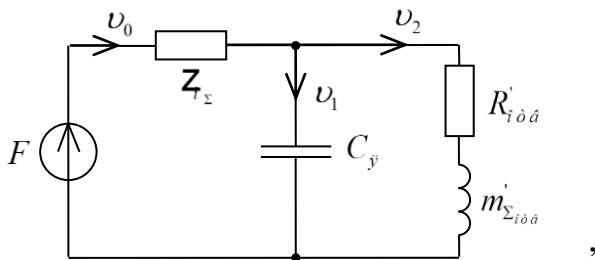


Рис.2.78. Перерахована електромеханічна схема фазоінвертора:

$$m'_{\Sigma i\dot{a}\dot{a}} = n^2 \cdot m_{i\dot{a}\dot{a}}; \quad R'_{oms} = n^2 \cdot R_{oms}$$

Позначимо на схемі коливальні швидкості v_0 , v_1 і v_2 .

Опори в гілках схеми відносяться обернено пропорційно до відношення швидкостей:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\frac{1}{Z_1}}{\frac{1}{Z_2}} = \frac{j\omega C_y}{R'_{i\delta a} + j\omega m'_{\Sigma i\delta a}} = j\omega C_y (R'_{i\delta a} + j\omega m'_{\Sigma i\delta a}) =$$

$$= j\omega C_y R'_{i\delta a} - \omega^2 C_y m'_{\Sigma i\delta a}.$$

Позначимо через ω_y резонансну частоту ящика зі сторони отвору:

$$\omega_y = \frac{1}{\sqrt{C_y \cdot m'_{\Sigma ome}}}$$

Тоді
$$\frac{v_1}{v_2} = j\omega C_y R'_{i\delta a} - \frac{\omega^2}{\omega_y^2}$$

Розглянемо частоту ω_y :

$$\omega_y = \frac{1}{\sqrt{\frac{V_y}{\rho_0 \tilde{N}_0^2 S_{\delta \delta r}^2} \cdot \left(\frac{S_{\delta \delta r}}{S_{i\delta a}}\right)^2 \cdot m'_{\Sigma i\delta a}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{V_y}{\rho_0 \tilde{N}_0^2 S_{\delta \delta r}^2} \cdot m'_{\Sigma i\delta a}}} = \frac{1}{\sqrt{C'_y \cdot m'_{\Sigma i\delta a}}}$$

де C'_y – гнучкість ящика, виміряна з боку отвору.

Представимо відношення швидкостей v_1 і v_2 у вигляді:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{v_0 - v_2}{v_2} = \frac{v_0}{v_2} - 1 = j\omega C_y R'_{i\delta a} - \frac{\omega^2}{\omega_y^2}$$

де v_0 - коливальна швидкість тильної сторони випромінювача;

v_2 – коливальна швидкість в отворі.

Таким чином

$$\frac{v_1}{v_2} = \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_y^2}\right) + j\omega C_y R'_{i\delta a} = \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_y^2}\right)^2 + \omega^2 C_y^2 (R'_{i\delta a})^2} \cdot e^{j\varphi},$$

де
$$\varphi = \arctg \frac{\omega R'_{i\delta a} C_y}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_y}\right)^2}.$$

Величина φ характеризує зсув по фазі коливання в отворі відносно v_0 .

Побудуємо графік $\varphi(\omega)$ (рис.2.79):

якщо $\omega = 0$, то $\varphi = 0$;

$\omega = \omega_y$, то $\varphi = \pi/2$;

$\omega \rightarrow \infty$, то $\varphi \rightarrow \pi$.

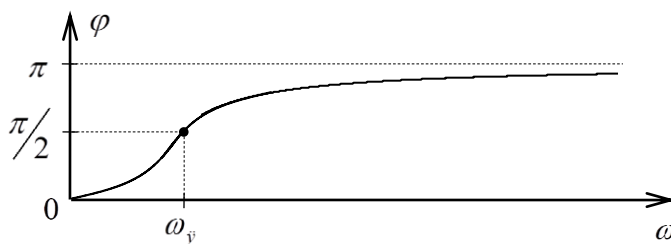


Рис. 2.79. Фазово-частотна характеристика фазоінвертора

На частотах $\omega > \omega_y$ коливання v_2 протифазні коливанням v_0 і синфазні по відношенню до прямого боку випромінювача.

Вибір об'єму V_y , довжини каналу отвору l і площі каналу $S_{i\delta a}$ дозволяє управляти резонансною частотою отвору і тим самим управляти формою частотної характеристики.

2.9. Звукове поле в нескінченному рупорі

Основним недоліком гучномовців відкритого типу є слабке навантаження їх рухомої системи з боку середовища.

В області частот, де спостерігаються максимальні коливальні швидкості (поблизу частот резонансу) активна компонента опору випромінювання прямує до нуля. У області частот, де опір випромінювання досягає своєї максимальної межі ($R'_a = 1$ при $ka \rightarrow \infty$), коливальна швидкість випромінювача різко падає. Це пояснює низький ККД відкритих гучномовців.

Теоретично можливо створити могутні акустичні поля в замкнутих об'ємах типу нескінченно довгих труб. Поршень розміщують на початку напівнескінченної труби. При цьому випромінювач навантажується виключно на активний опір (у трубі зберігається плоска хвиля, рис.2.80):

$$Z'_a = \rho_0 C_0 S_0, \text{ тут } R'_a = 0; X'_a = 0.$$

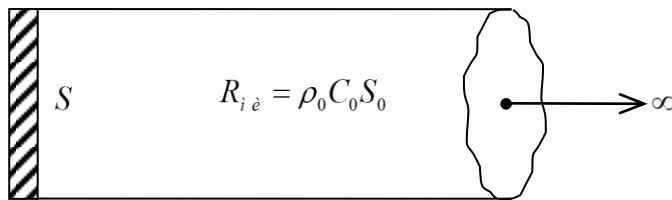
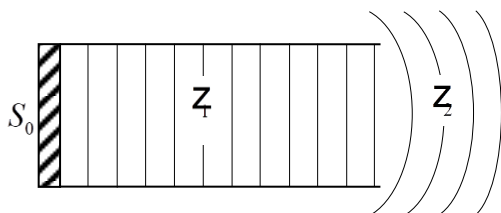


Рис. 2.80. Ілюстрація випромінювання звуку поршнем в напівнескінченній трубі

Як тільки ми зробимо трубу кінцевою, з'явиться хвиля, відбита від відкритого краю (рис.2.81):



$$Z_1 = \rho_0 C_0,$$

$$Z_2 = \rho_0 C_0 (R'_a + jX'_a).$$

Рис. 2.81. Ілюстрація випромінювання поршня в кінцевій трубі

Цей ефект пояснюється тим, що як тільки плоска хвиля виходить за межі труби, фронт її стає сферичним, тобто її питомий опір змінюється з Z_1 на Z_2 , і хвиля поводить себе подібно до її поведінки на межі розділу двох середовищ: частина енергії виходить за межі труби, а частина – відбивається назад.

Коефіцієнт відбиття по тиску:

$$\tau_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{(\rho_0 C_0 R'_a - \rho_0 C_0) + j\rho_0 C_0 \tilde{O}'_a}{(\rho_0 C_0 R'_a + \rho_0 C_0) + j\rho_0 C_0 \tilde{O}'_a} = \frac{(R'_a - 1) + j\tilde{O}'_a}{(R'_a + 1) + j\tilde{O}'_a}.$$

Коефіцієнт відбиття – комплексна величина, отже, плоска хвиля в трубі, в результаті відбиття, руйнується. Крім того, не вся звукова енергія виходить з труби, тобто ми втрачаємо ефективність випромінювання.

Для усунення відбитої хвилі виникла ідея використання рупора або труби, що розширюється (рис.2.82).

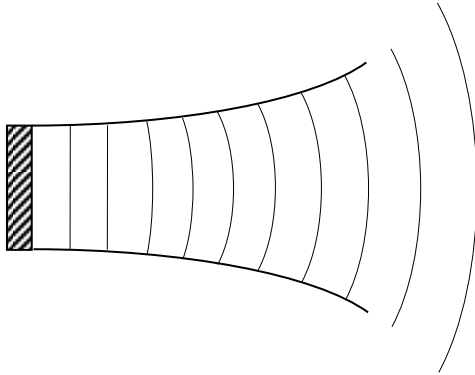


Рис. 2.82. Ілюстрація випромінювання звуку поршнем в рупорі

У такій трубі хвильовий фронт поступово скривлюється і, ніби, готує хвилю до виходу з труби. До моменту виходу з рупора хвильовий фронт стає практично сферичним і хвиля "не помічає" виходу з труби, отже, не відбивається від краю. Це призводить до збільшення випромінюваної потужності і ККД випромінювача.

Хвильове рівняння в нескінченному рупорі

У рупорі повинне виконуватися хвильове рівняння загального вигляду:

$$-\text{div}\vec{v} = \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2},$$

де v – вектор коливальної швидкості часток середовища;

φ – потенціал коливальної швидкості.

Застосуємо це рівняння до простору у формі рупора (рис.2.83).

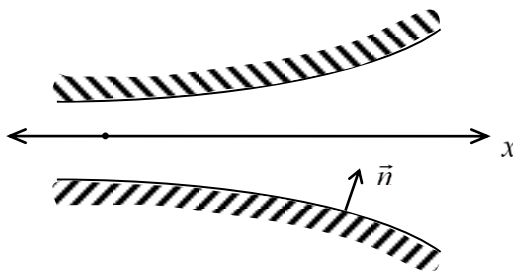


Рис. 2.83. Ілюстрація жорстких стінок нескінченного рупора

Вважаємо рупор абсолютно жорстким, що визначає граничні умови:

$$v_n = -\frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_s = 0,$$

де S – поверхня рупора;

\vec{n} – вектор нормалі до поверхні рупора.

Припустимо, що через малу швидкість розширення рупора, коливальна швидкість часток середовища

$$\vec{v} = \vec{i}v_x + \vec{j}v_y + \vec{k}v_z$$

вироджується в $\vec{v} = \vec{i}v_x$. Тоді граничні умови можна записати у вигляді:

$$(v_x)_n = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n}\right) \Big|_s = 0.$$

Зазначимо, що це припущення наближене, воно найвдаліше для тієї області рупора, де рупор майже не розширюється (тобто поблизу початку). В загальному випадку, компоненту v_x можна розкласти на дві складові – нормальну і дотичну до поверхні рупора.

Виділимо в рупорі перетини $S(x)$ і $S(x+dx)$ (рис.2.84).

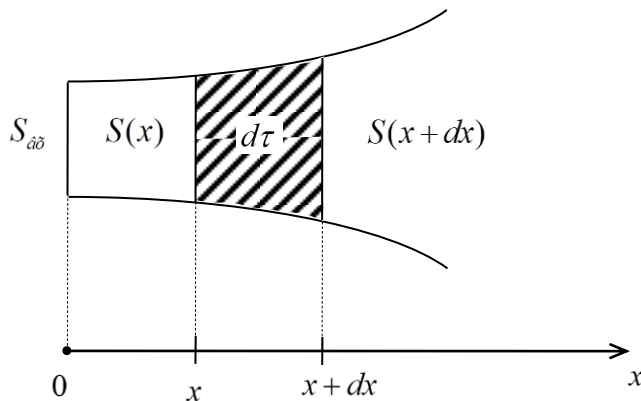


Рис. 2.84. Виділення об'ємного елемента рупора

Ці площини замикають деякий об'єм $d\tau \approx S(x)dx$.

Кількість середовища, що втікає в одиницю часу в об'єм $d\tau$: $S(x) \cdot V(x)$;

кількість середовища, що витікає в одиницю часу: $S(x+dx) \cdot V(x+dx)$.

За визначенням дивергенції:

$$\text{div} \vec{v} = \frac{1}{d\tau} [S(x+dx) \cdot V(x+dx) - S(x) \cdot V(x)].$$

З іншого боку

$$S(x+dx) \cdot V(x+dx) - S(x) \cdot V(x) = \frac{\partial(SV)}{\partial x} dx,$$

Звідки

$$\text{div} \vec{v} = \frac{1}{S dx} \cdot \frac{\partial(SV)}{\partial x} dx = \frac{1}{S} \cdot \frac{\partial(SV)}{\partial x}.$$

Підставимо це співвідношення в хвильове рівняння :

$$-\frac{1}{S} \cdot \frac{\partial(SV)}{\partial x} = \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}.$$

Враховуємо, що $v = v_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial n}$. Тоді

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{S} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}.$$

Одержане рівняння називається хвильовим рівнянням Вебстера для рупора.

Рішення рівняння Вебстера для нескінченного експоненціального рупора

Розрізняють форми рупора конічні, степенні, катеноїдальні і експоненціальні. Однією з найбільш ефективною і практично використовуваною є експоненціальна.

Для експоненціального рупора справедливо:

$$S(x) = S_{\text{вв}} e^{\beta x},$$

де β – показник розширення рупора ($\beta = \text{const}$).

Таким чином перетин рупора змінюється по експоненціальному закону.

Швидкість зміни перетину рупора $\frac{\partial S}{\partial x} = \beta S$.

Підставимо це співвідношення в попереднє рівняння :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \beta \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}.$$

Припустимо, що залежність процесу від часу гармонійна, тобто рішення рівняння представимо у вигляді:

$$\varphi(x, t) = \Phi(x) e^{j\omega t}.$$

Тоді одержимо рівняння Гельмгольца для рупора:

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} + \beta \cdot \frac{d\Phi}{dx} + k^2 \cdot \Phi = 0.$$

Рішення одержаного диференціального рівняння шукаємо у вигляді:

$$\Phi(x) = A \cdot e^{\alpha x}.$$

При підстановці одержимо

$$\alpha^2 \Phi + \alpha \beta \cdot \Phi + k^2 \cdot \Phi = 0,$$

або характеристичне рівняння:

$$\alpha^2 + \alpha \beta + k^2 = 0.$$

Корені цього рівняння:

$$\alpha_{1,2} = -\frac{\beta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\beta}{2}\right)^2 - k^2} = -\frac{\beta}{2} \pm jk \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2} = -\frac{\beta}{2} \pm jk',$$

де нове хвильове число

$$k' = k \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2}.$$

Таким чином, потенціал коливальної швидкості має два доданки:

$$\Phi(x) = A_1 \cdot e^{\alpha_1 x} + A_2 \cdot e^{\alpha_2 x},$$

тобто рішення представляється у вигляді двох хвиль, що рухаються назустріч одна одній:

$$\varphi(x, t) = A_1 e^{-\frac{\beta x}{2} j(\omega t + k' x)} + A_2 e^{-\frac{\beta x}{2} j(\omega t + k' x)}.$$

Перша хвиля $\varphi_1(x, t) = A_1 e^{-\frac{\beta x}{2} j(\omega t + k' x)}$ рухається з нескінченності, тобто від широкої частини рупора до вузької (зворотна хвиля); друга хвиля $\varphi_2(x, t) = A_2 e^{-\frac{\beta x}{2} j(\omega t + k' x)}$ рухається у бік зростання рупора (пряма хвиля).

Оскільки ми вилучили відбиту хвилю, то остаточно представимо рішення для рупора тільки у формі прямої хвилі:

$$\varphi(x, t) = A e^{-\frac{\beta x}{2} j(\omega t + k' x)}.$$

Аналіз звукового поля в нескінченному експоненціальному рупорі

Аналіз звукового поля в рупорі проводитимемо на основі виразу для потенціалу коливальної швидкості.

Звуковий тиск в рупорі

Звуковий тиск виражається формулою:

$$P = \rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = j \omega \rho_0 \varphi = j \omega \rho_0 A e^{-\frac{\beta x}{2} j(\omega t + k' x)}.$$

Амплітуда тиску

$$P_m = P_{m0} e^{-\frac{\beta x}{2}},$$

$$\text{де } P_{m0} = \omega \rho_0 A,$$

тобто звуковий тиск – спадаюча функція від координати x (по довжині рупора), (рис.2.85).

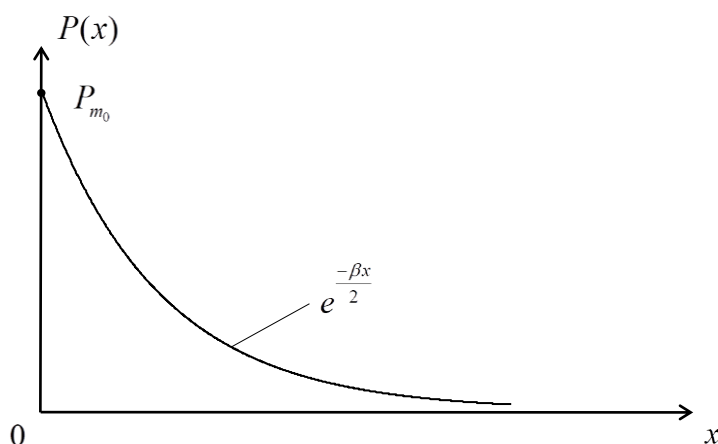


Рис. 2.85. Залежність звукового тиску від відстані в рупорі

Інтенсивність звуку в рупорі

Інтенсивність (сила) звуку визначається як:

$$\mathcal{J} = \frac{P_m^2}{2\rho_0 c_0} = \frac{P_{m0}^2}{2\rho_0 c_0} e^{-\beta x} = \mathcal{J}_0 e^{-\beta x},$$

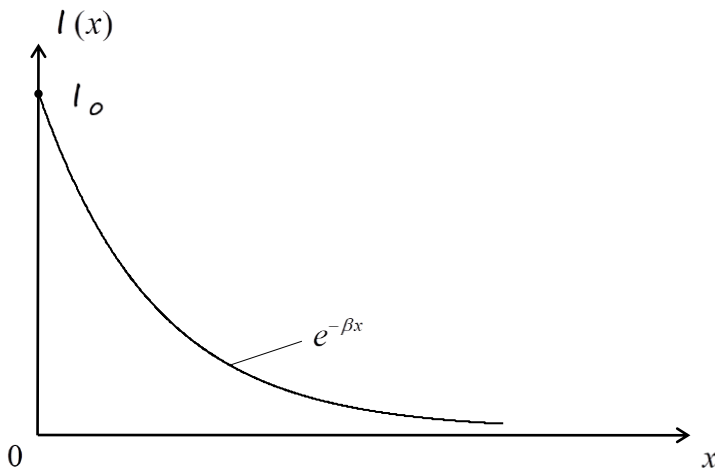


Рис.2.86. Залежність інтенсивності звуку від відстані в рупорі

тобто також є спадаючою по експоненті функцією (рис.2.86).

Акустична потужність в рупорі

Акустичну потужність можна розрахувати як:

$$\mathcal{P}_a = \mathcal{J} \cdot S = \mathcal{J}_0 e^{-\beta x} \cdot S_{ax} e^{\beta x} = \mathcal{J}_0 \cdot S_{ax},$$

тобто акустична потужність буде постійна в будь-якому перетині рупора:

$$\mathcal{P}_a = \mathcal{J} \cdot S = const.$$

Питомий акустичний опір звукової хвилі в рупорі

Питомий акустичний опір визначається відношенням звукового тиску P до коливальної швидкості v :

$$Z = \frac{P}{v}.$$

Тиск і коливальна швидкість, відповідно, знаходяться з виразу для потенціалу швидкості:

$$P = j\omega\rho_0\varphi;$$

$$v = -\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{\beta}{2}\varphi + jk'\varphi = \left(\frac{\beta}{2} + jk'\right)\varphi.$$

Підставимо знайдені вирази і виконаємо перетворення:

$$Z = \frac{j\omega\rho_0}{\frac{\beta}{2} + jk'} = \rho_0 c_0 \frac{jk}{\frac{\beta}{2} + jk\sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2}} = \rho_0 c_0 \frac{j}{\frac{\beta}{2k} + j\sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2}} =$$

$$= \rho_0 c_0 \frac{j \left[\frac{\beta}{2k} - j\sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2} \right]}{\left(\frac{\beta}{2k}\right)^2 + 1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2} = \rho_0 c_0 \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2} + j\frac{\beta}{2k} \right] = \rho_0 c_0 (R' + jx')$$

Таким чином, питомий опір хвилі в рупорі комплексний, отже, це не чисто плоска хвиля.

Гранична частота рупора

Повернемося до виразу для хвильового числа в рупорі k' і перетворимо його:

$$k' = k \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\beta c_0}{2\omega}\right)^2}.$$

В області низьких частот, коли $\omega \rightarrow 0$, $\beta c_0 / (2\omega) \gg 1$, отже,

$$k' \approx \frac{\omega}{c_0} \cdot j \frac{\beta c_0}{2\omega} = j \frac{\beta}{2}.$$

Запишемо вираз для потенціалу коливальної швидкості:

$$\varphi(x, t) = A \cdot e^{-\frac{\beta x}{2}} \cdot e^{j(\omega t - k'x)} = A \cdot e^{-\frac{\beta x}{2}} \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{-\frac{\beta x}{2}} = A \cdot e^{j\omega t},$$

тобто хвильового процесу в рупорі немає.

Тому треба зажадати:

$$\beta c_0 / (2\omega) < 1 \text{ або } \beta c_0 / 2 < \omega.$$

Позначимо $\beta c_0 / 2$ через $\omega_{\text{гв}}$:

$$\omega_{\text{гв}} = \beta c_0 / 2,$$

таким чином, частота звукової хвилі в рупорі повинна бути більша за граничну: $\omega > \omega_{\text{гв}}$.

Це умова поширення хвилі в рупорі. Якщо $\omega < \omega_{\text{гв}}$, рупор замикається (як хвилевід), і хвильовий процес відсутній.

Швидкість звуку в рупорі

Оскільки хвильове число в рупорі змінилося на k' при тій же частоті звукової хвилі, то логічно припустити, що швидкість звуку змінилася на c' :

$$k' = \frac{\omega}{c'} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\beta c_0}{2\omega}\right)^2} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\text{гв}}}{\omega}\right)^2}.$$

Звідси

$$c' = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\text{гв}}}{\omega}\right)^2}}.$$

Побудуємо графік залежності $c'(\omega)$ (рис.2.87).

При $\omega = \omega_{\bar{\omega}}$, $c' \rightarrow \infty$; а при $\omega \rightarrow \infty$, $c' \rightarrow c_0$.

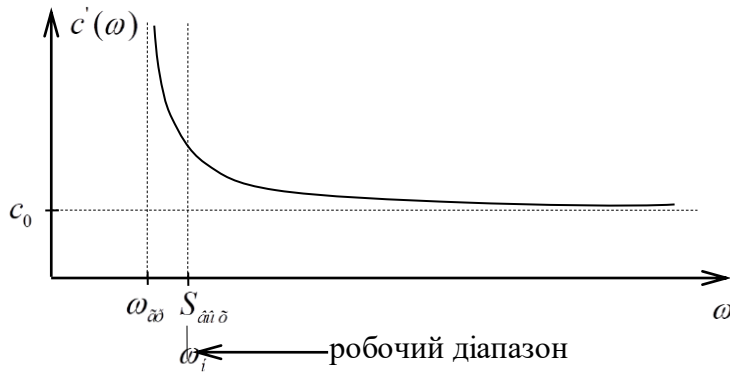


Рис. 2.87. Дисперсія швидкості звуку в рупорі

Таким чином, в рупорі має місце дисперсія швидкості звуку, що значною мірою виявляється на частотах, близьких до $\omega_{\bar{\omega}}$. В зв'язку з цим нижню границю робочого діапазону ω_i вибирають дещо вище $\omega_{\bar{\omega}}$:

$$\omega_i = (1.2 \dots 1.4) \omega_{\bar{\omega}}.$$

Опір випромінювання поршня, що працює в нескінченному експоненціальному рупорі

Розглянемо опір випромінювання поршня, поміщеного в початок нескінченного експоненціального рупора (рис.2.88).

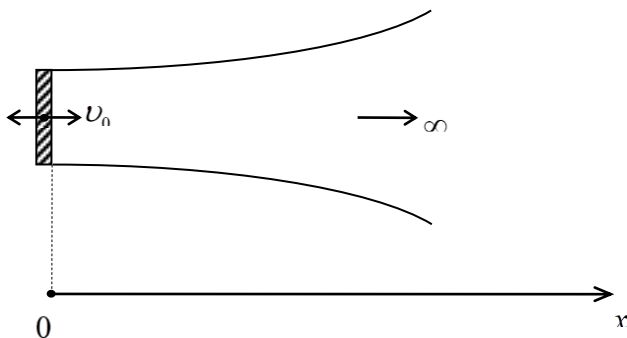


Рис. 2.88. До опору випромінювання поршня у нескінченному рупорі

За визначенням опору випромінювання:

$$Z_{\tau \hat{a}} = F_0 / v_0,$$

де F_0 – сила навантаження середовища.

Рішення ми допускаємо у вигляді плоскої хвилі, тоді тиск в будь-якому перетині однаковий, тому

$$Z_a = P_0 / v_0 \cdot S_0, \text{ оскільки } F_0 = P_0 \cdot S_0,$$

де S_0 – площа рупора в перетині $x=0$.

Питомий акустичний опір (рис.2.91):

$$Z = \frac{P}{v} = \rho_0 c_0 (R' + jX'),$$

$$\text{де } R' = \sqrt{1 - \left(\frac{\beta}{2k}\right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{\beta c_0}{2\omega}\right)^2} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{zp}}{\omega}\right)^2},$$

$$X' = \beta / (2k) = \omega_{\omega\omega} / \omega.$$

Вирази для R' і X' не містять координати x , тому вони можуть бути визначені і для координати $x=0$, куди поміщений поршень.

Проаналізуємо хвилю в рупорі:

1. Питомий акустичний опір Z і опір випромінювання Z_a має місце

комплексний характер. Це значить, що між тиском P і коливальною швидкістю v існує зсув фаз, такий що не дорівнює нулю. В цьому випадку рішення споріднені рішенням, одержаним для сферичного джерела (у вигляді хвилі, що розходиться).

Проте, для сферичної хвилі питомий опір Z є функцією і частоти і відстані. У рупорі Z тільки функція частоти.

2. Питомий акустичний опір Z не залежить від координати x , тобто

однаковий для всіх точок поля в рупорі. Це поріднює рішення для поля в рупорі з рішенням для поля плоскої хвилі.

Виходячи з вищевикладеного, можемо записати (рис.2.89):

$$Z = \rho_0 c_0 S_n (R'_a + j\tilde{O}'_a),$$

де S_n – площа поршня;

$$R'_a = R' = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\omega\omega}}{\omega}\right)^2};$$

$$X'_a = \tilde{O}' = \frac{\omega_{\omega\omega}}{\omega}.$$

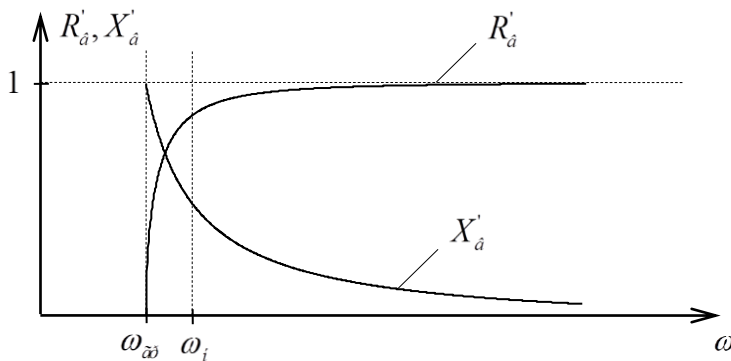


Рис.2.89. Графіки частотної залежності активної і реактивної складових опору випромінювання рупора

Вибравши нижню частоту робочого діапазону $\omega_i > \omega_{\omega\omega}$, можемо практично вважати $R'_a = 1$, $X'_a = 0$, тобто $R_{i\dot{a}} = \rho_0 C_0 S_i$, $X_{i\dot{a}} = 0$, як в полі плоскої хвилі.

Проілюструємо на графіку виграш за потужністю у випадку використання рупора (рис.2.90).

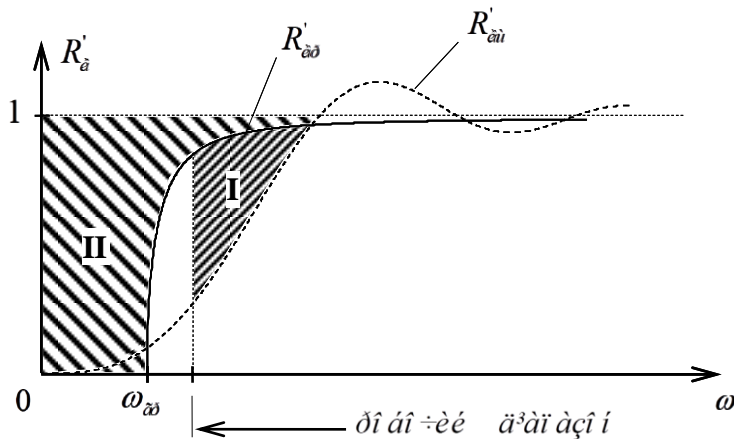


Рис. 2.90. Ілюстрація виграшу за потужністю при використанні рупора:
область I – виграш за рахунок рупора в порівнянні з випромінювачем в щиті;
область II – програш рупора в порівнянні з нескінченною трубою.

Отже, можна сказати, що рупор відіграє роль узгоджуючого пристрою між випромінювачем і середовищем.

Порівняння рупорів різних форм

Рівняння Вебстера допускає рішення в явному вигляді при представленні перетину рупора у формі степенних функцій. Для зіставлення рупорів різних форм перетину їх представляють у вигляді:

$$S(x) = S_0(1 + nx)^m.$$

Вибором n і m можна отримувати рупори різних форм, але нормовані за деяким перетином, названим *контрольним*.

Візьмемо контрольні перетини при $x=0$ і $x=1$.

Залежно від номера m форма рупора змінюється:

$m=1$ – параболічний рупор;

$m=2$ – конічний рупор.

Рупори нормовані, оскільки їх площі в перетинах $x=0$ і $x=1$ рівні. Рупори нескінченні, щоб не враховувати відбиті хвилі (2.91).

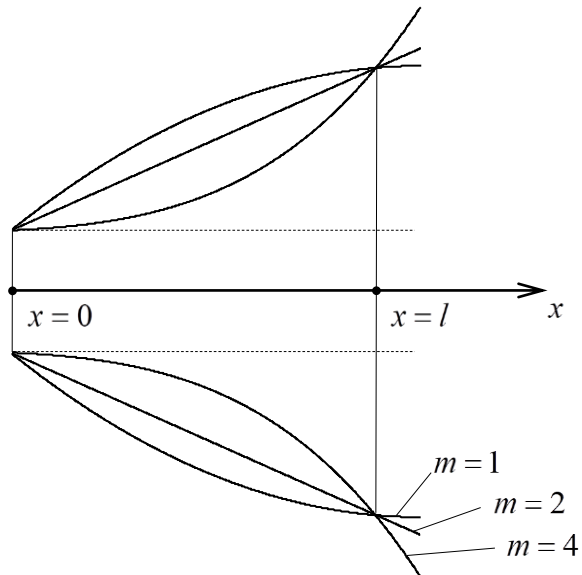


Рис. 2.91. Форми степінних рупорів

У випадку конічного рупора ($m=2$) рішення буде таким же, як і в тому випадку, коли в т. А помістити центр пульсуючої сфери (рис.2.92).

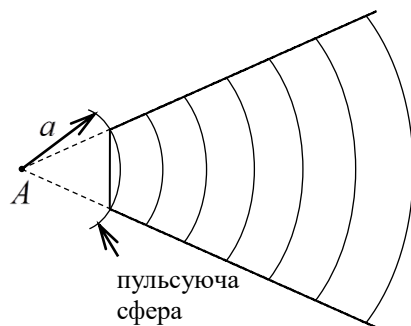


Рис. 2.92. Ілюстрація конічного рупора

Для пульсуючої сфери коефіцієнт опору випромінювання R'_a має вигляд:

$$R'_a = \frac{(ka)^2}{1 + (ka)^2}.$$

Таким чином повний опір випромінювання для конічного рупора:

$$R_{i\ a} = \rho_0 C_0 S_i R'_a.$$

В результаті виходить байдуже, присутній рупор чи ні.

Зобразимо графіки $R'_a(\omega)$ для рупорів різних форм (рис.2.93).

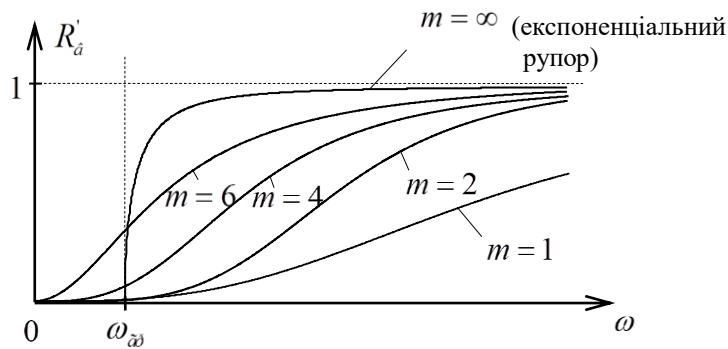


Рис. 2.93. Порівняння складових активного опору випромінювання рупорів

При $m \rightarrow \infty$ здійснюється перехід до експоненціального рупора.

В порівнянні з експоненціальними рупорами виграш можуть дати тільки катеноїдальні рупори:

$$S(x) = A[ch(\beta x) + b sh(\beta x)],$$

МОЖЛИВО

$$S(x) = Ach(\beta x), \text{ тобто } b = 0.$$

Характеристика опору випромінювання має вигляд (рис.2.94:

1 – експоненціальний рупор; 2 – катеноїдальний рупор).

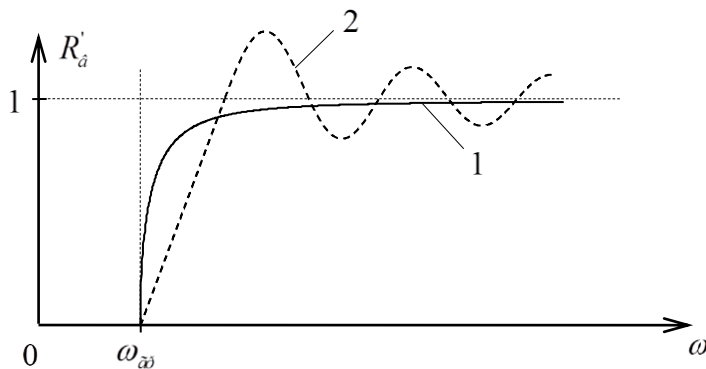


Рис. 2.94. Складові активного опору випромінювання експоненціального і катеноїдального рупорів

Вплив конечної довжини рупора

Конечна довжина рупора означає конечну величину розмірів вихідного отвору. Якщо при цьому радіус a вихідного отвору менше довжини хвилі λ випромінюваної поршнем, то вихідний отвір слабо навантажується середовищем, і з'являється відбита хвиля. Ця хвиля розповсюджується назустріч прямій, досягає поршня і складається на поверхні поршня з прямою хвилею. В результаті створюється комплексний опір випромінювання і зменшується випромінювана потужність. Зі зміною частоти змінюється різниця фаз між прямою і зворотною хвилями, створюються неоднакові умови навантаження.

Для кількісних розрахунків можна вважати, що питомий акустичний опір в рупорі представляється у вигляді:

$$Z = \rho_0 C_0 (R' + jX'),$$

або при $\omega > \omega_{\bar{\omega}}$

$$Z = \rho_0 C_0; (R' = 1; X' = 0).$$

Вихідний отвір рупора навантажується середовищем так само, як і напівпоршень, розміщений в цьому отворі. При цьому питомий акустичний опір Z_2 (рис.2.95) визначається як

$$Z_2 = \rho_0 C_0 (R'_a + jX'_a), \text{ де } 0 < R'_a < 1; X'_a > 0.$$

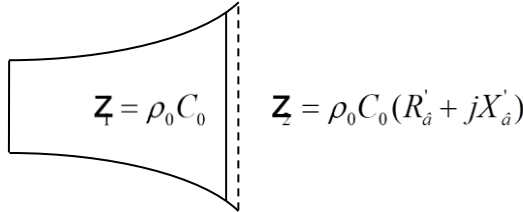


Рис. 2.95. Зміна хвильового опору в рупорі і за його межами

Одержуємо напівпоршень, навантажений по-різному з різних сторін. Коефіцієнт відбиття по тиску

$$\tau_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{(R'_a - 1) + jx'_a}{(R'_a + 1) + jx'_a} \neq 0.$$

Проілюструємо на графіках, як відрізняються нескінченний і конечний рупор (рис.2.96)

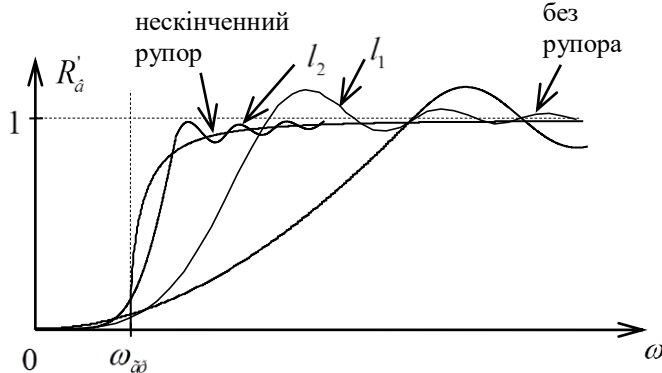


Рис. 2.96. Складові активного опору випромінювання рупорів різної довжини:

$l_2 > l_1$; довжина l_2 вибрана вдало; l_1 – невдало.

Оптимальним є вибір такого розміру рупора, при якому діаметр вихідного отвору складає $1/3$ довжини хвилі на граничній частоті рупора:

$$2a_{\bar{\omega}} \approx \lambda_{\bar{\omega}} / 3 - \text{для круглого перетину.}$$

Якщо рупор має іншу форму вихідного отвору, то відповідна умова довжини рупора знаходиться через площу вихідного отвору:

$$S_{\bar{\omega}} = \pi a_{\bar{\omega}}^2 \approx \pi \lambda_{\bar{\omega}}^2 / 36.$$

2.10. Рупорні гучномовці нормального типу

2.10.1 Акустична трансформація в рупорах нормального типу

Збільшення опору навантаження в рупорних гучномовцях досягається не тільки створенням чисто активного опору випромінювання, але також і зростанням цього опору шляхом акустичної трансформації.

Схематично будову рупорного гучномовця з акустичною трансформацією можна представити у вигляді (рис.2.97):

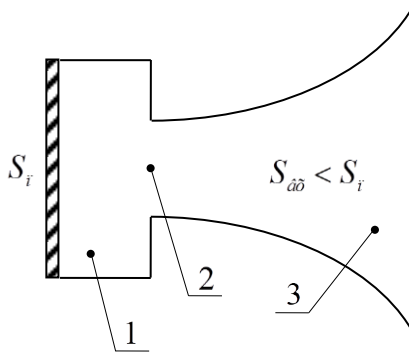


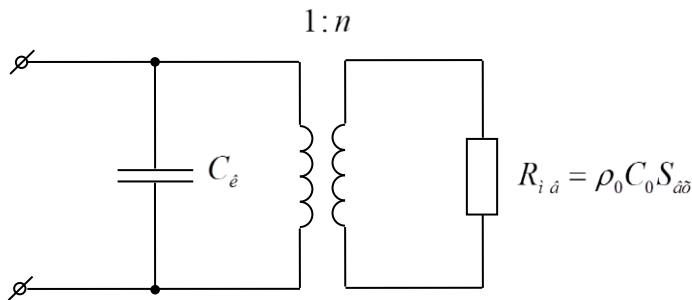
Рис.2.97. Схематична будова рупорного гучномовця:

- 1 – передрупорна камера;
- 2 – горло рупора (вхідний отвір, S_{aa});
- 3 – рупор

Електромеханічна схема передрупорної камери і рупора представлена на рис.2.98 (а,б).

Коефіцієнт акустичної трансформації $n = S_i / S_{aa}$;

C_e – гнучкість повітря в камері.



а
б

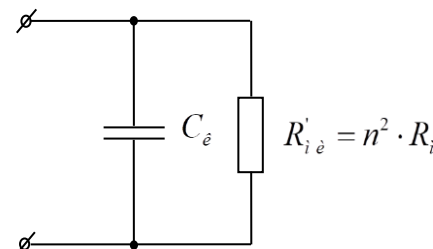


Рис.2.98.

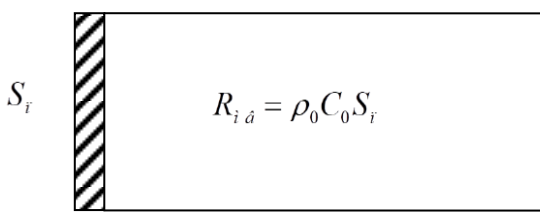
Електромеханічна схема рупора з

передрупорною камерою:

а – з акустичним трансформатором; б – перерахована схема

Перетворимо вираз для R'_{i_a} :

$$R'_{i_a} = R_{i_a} \cdot n^2 = \rho_0 C_0 S_{aa} (S_i / S_{aa})^2 = \rho_0 C_0 S_i (S_i / S_{aa}) = \rho_0 C_0 S_i \cdot n$$



тобто R'_{i_a} в n разів більший, ніж в трубі таким же поршнем (рис.2.99):

Рис.2.99. Опір випромінювання поршня в напівнескінченній трубі

2.10.2 Будава і еквівалентна схема рупорного гучномовця нормального типу

Будава рупорного гучномовця нормального типу представлена на рис. 2.100.

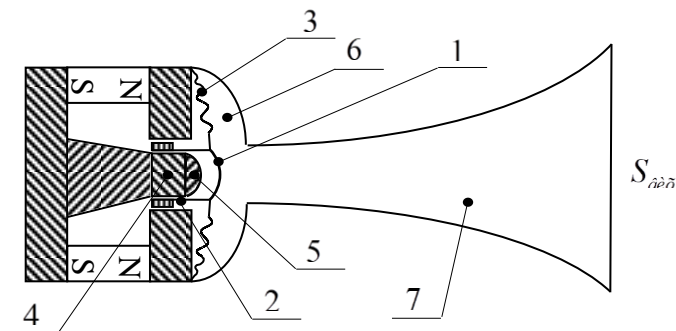


Рис. 2.100. Будава рупорного гучномовця:

- 1 – діафрагма (випромінювач);
- 2 – звукова котушка;
- 3 – гнучкий комір діафрагми;
- 4 – kern;
- 5 – гудзик керна;
- 6 – передрупорна камера;
- 7 – рупор.

Елементи рухомої системи характеризуються сумарною масою m_{Σ} :

$$m_{\Sigma} = m_{\varphi\dot{e}} + m_{\dot{a}}$$

($m_{\varphi\dot{e}}$ – маса звукової котушки; $m_{\dot{a}}$ – маса діафрагми) і сумарною гнучкістю C_{Σ}

:

$$C_{\Sigma} = \frac{C_1 \cdot C_{\dot{a}}}{C_1 + C_{\dot{a}}}$$

($C_{\dot{a}}$ – гнучкість коміра діафрагми; C_1 – гнучкість об'єму, що замикається між діафрагмою і керном).

Величина C_1 залежить від об'єму, що замикається, і регулюється величиною гудзика керна.

При побудові схеми електричного аналога вважатимемо, що параметри рупора ($\omega_{\bar{a}\bar{o}}, S_{\bar{a}\bar{e}\bar{o}}$) вибрані правильно:

$$\omega_{\bar{a}\bar{o}} = \beta C_0 / 2 = \omega_i ;$$

$$d_{\bar{a}\bar{e}\bar{o}} = \lambda_{\bar{a}\bar{o}} / 3 .$$

Якщо ці умови виконуються, то

$$Z_{\tau \bar{a}} = \rho_0 C_0 S_{\bar{a}\bar{o}} .$$

Повна еквівалентна схема гучномовця представлена на рис.2.101(а,б).

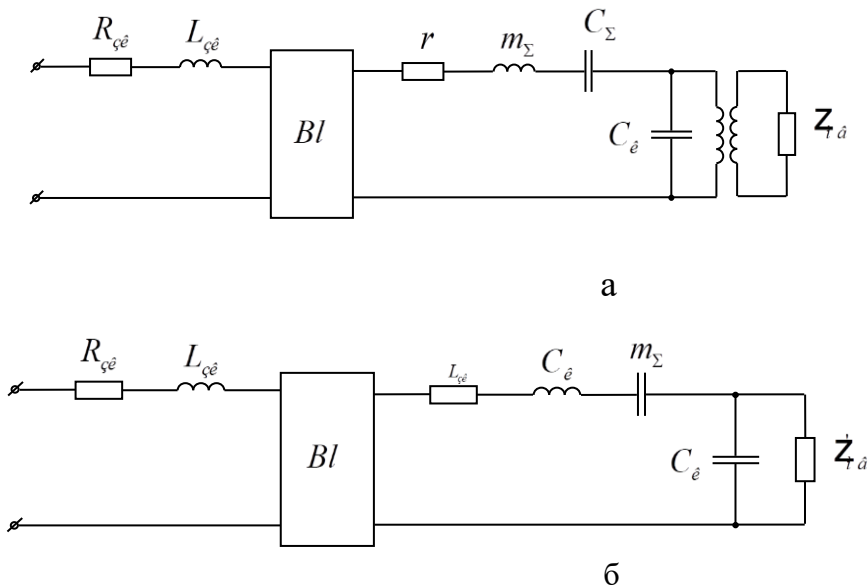


Рис. 2.101. Еквівалентна електромеханічна схема рупорного гучномовця:

$$Z_{\tau \bar{a}} = n^2 \cdot Z_{\tau \bar{a}} = n^2 \cdot \rho_0 C_0 S_{\bar{a}\bar{o}} ;$$

$$C_{\bar{e}} = V_{\bar{e}} / (\rho_0 C_0^2 S_{\bar{a}}^2) ;$$

$C_{\bar{e}}$ – гнучкість повітря в передрупорній камері;

$V_{\bar{e}}$ - об'єм повітря в передрупорній камері.

2.10.3 Узгодження характеристик в рупорному гучномовці

Скористаємося поняттям чутливості гучномовця:

$$E_{\bar{a}\bar{o}\bar{z}} = \frac{\sqrt{P_{\bar{a}}}}{I} ,$$

яку представимо у вигляді добутку акустичної, механічної і електромеханічної чутливості:

$$E_{\bar{a}\bar{o}\bar{z}} = \frac{\sqrt{P_{\bar{a}}}}{V} \cdot \frac{V}{F} \cdot \frac{F}{I} = \varphi_{\bar{a}\bar{e}} \cdot \varphi_{i \bar{a}\bar{o}} \cdot \varphi_{\bar{a}} .$$

Слід підібрати характеристики так, щоб $E_{\bar{a}\bar{o}\bar{z}}$ не залежало від частоти.

Розглянемо чутливості $\varphi_{\dot{a}\dot{e}}$ і $\varphi_{\ddot{a}\ddot{e}}$:

$$\varphi_{\ddot{a}\ddot{e}} = Bl ;$$

$$\varphi_{\dot{a}\dot{e}} = \frac{\sqrt{V^2 \cdot R_{i\dot{a}}}}{V} = \sqrt{R_{i\dot{a}}} = \sqrt{\rho_0 c_0 S_{\ddot{a}\ddot{e}} \cdot n^2} = const$$

Ми бачимо, що $\varphi_{\ddot{a}\ddot{e}}$ і $\varphi_{\dot{a}\dot{e}}$ не мають частотної залежності, отже, ми повинні зажадати, щоб і $\varphi_{i\ddot{a}\ddot{e}}$ також не залежала від частоти.

Для того, щоб $\varphi_{i\ddot{a}\ddot{e}}$ не залежала від частоти, необхідно, щоб в загальному механічному опорі системи у всьому робочому діапазоні частот переважало б тертя. Цей висновок будується на основі аналізу механічної характеристики

$$\varphi_{i\ddot{a}\ddot{e}} = \frac{v}{F} = \frac{1}{Z_{r\ddot{a}\ddot{e}}} .$$

Незалежність механічного опору $Z_{r\ddot{a}\ddot{e}}$ в робочому діапазоні від частоти досягається:

1. Вибором резонансної частоти механічної системи у середині робочого діапазону:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_n \cdot \omega_g} ,$$

де ω_n і ω_g – нижня і верхня частоти робочого діапазону.

2. За рахунок збільшення активного опору вибором відповідного коефіцієнта трансформації

$$n = \frac{S_{\ddot{a}\ddot{e}}}{S_{\dot{a}\dot{e}}} .$$

В області низьких і середніх частот можна нехтувати впливом $C_{\dot{e}}$, який позначається тільки на високих частотах. При цьому схема механічної частини гучномовця може бути спрощена (рис.2.102).

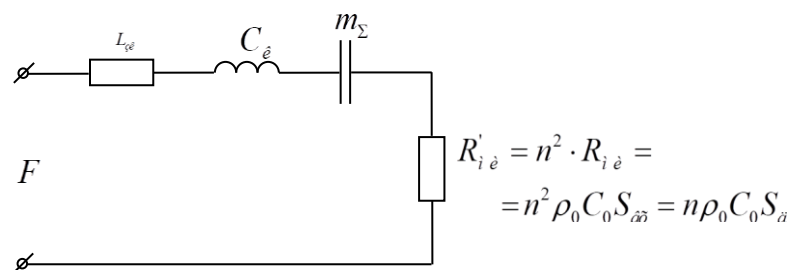


Рис.2.102. Електромеханічна схема рупорного гучномовця

Тепер можна записати:

$$\varphi_{i\ddot{a}\ddot{e}} = \frac{1}{\sqrt{(r + R'_{i\dot{e}})^2 + (\omega m_\Sigma - \frac{1}{\omega C_\Sigma})^2}} .$$

Графік $\varphi_{i\ddot{a}\ddot{e}}(\omega)$ в логарифмічному масштабі осі частот:

$n_2 > n_1$; при $n = n_2$ краще вирівнювання характеристики (рис.2.103).

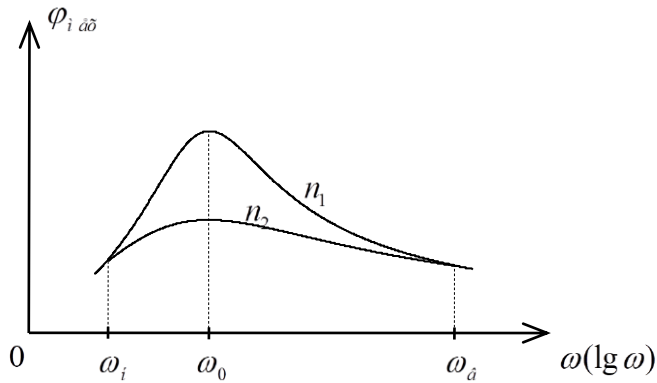


Рис. 2.103. Частотна характеристика механічної чутливості рупорного гучномовця

Резонансна частота ω_0 знаходиться посередині між ω_i і $\omega_{\ddot{a}}$. В цьому суть вибору масштабу.

2.10.4 Вирівнювання частотної характеристики шляхом зміни коефіцієнта трансформації

Розглянемо це питання, спираючись на визначення акустичної потужності гучномовця. Вважатимемо, що струм збудження від частоти не залежить. Спочатку знехтуємо C_e . Таким чином, сила F , що діє на механічну систему, не залежить від частоти ($F = BI$). Запишемо потужність, яка виділяється на $R'_{i \ddot{a}}$:

$$P_a = v^2 \cdot R'_{i \ddot{a}} = v^2 \cdot \rho_0 \cdot c_0 \cdot S_{\ddot{a}} \cdot n = \frac{F^2}{|Z_i|^2} \cdot \rho_0 \cdot c_0 \cdot S_{\ddot{a}} \cdot n.$$

Спочатку розглянемо залежність, P_a випромінюваної на частоті механічного резонансу ω_0 від величини коефіцієнта трансформації n .

На частоті $\omega = \omega_0$

$$P_{a_0} = \frac{F^2 \cdot \rho_0 \cdot c_0 \cdot n}{|\rho_0 \cdot c_0 \cdot S_{\ddot{a}} \cdot n|^2}.$$

Якщо $n \ll 1$, в знаменнику доданком $\rho_0 \cdot c_0 \cdot S_{\ddot{a}} \cdot n$ нехтуємо, і $P_{a_0} \propto n$.

Якщо $n \gg 1$, то нехтуємо r , і $P_{a_0} \propto 1/n$.

Отже, існує $P_{a_0 \max}$ при $n = n_{opt}$.

Для визначення залежності $P_a(\omega)$ проведемо пряму $P_{a_1} = const$. Розглянемо чотири значення n : n_1, n_{opt}, n_2 і n_3 .

Графік $P_{a_0}(\omega)$ виглядає наступним чином (рис.2.104):

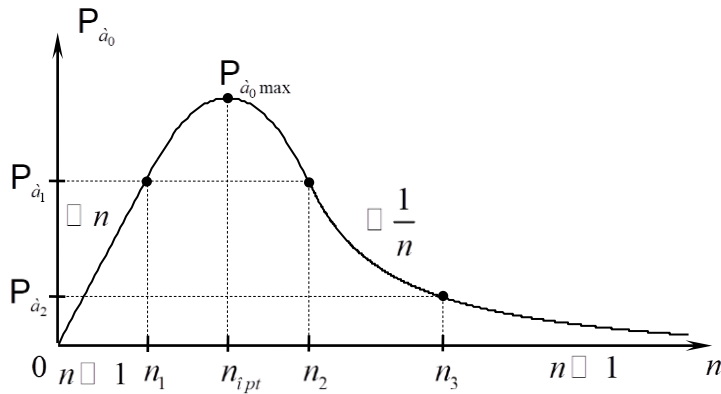


Рис.2.104. Залежність акустичної потужності рупорного гучномовця від коефіцієнта трансформації

Залежність P_a від частоти (рис.2.105):

1. $n = n_{opt}$: на частоті ω_0 отримуємо максимум випромінюваної потужності P_{a_0} .
2. $n = n_1 (< n_{opt})$: на частоті ω_0 потужність рівна P_{a_1} , на граничних частотах потужність також нижча, ніж при $n = n_{opt}$.

Випадки 1 і 2 характеризуються порівняно малим значенням величини $\rho_0 \cdot c_0 \cdot S_a \cdot n$. Цей опір шунтує ємкість C_e і практично не проявляється аж до найвищих частот.

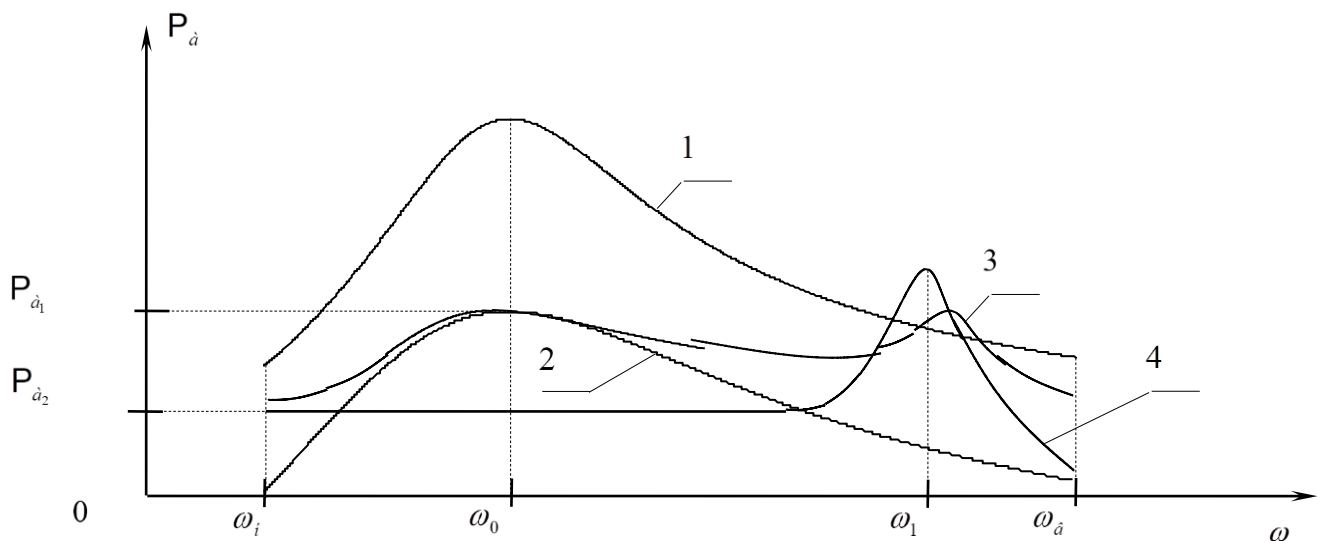


Рис.2.105. Залежність акустичної потужності рупорного гучномовця від частоти при різних коефіцієнтах трансформації

3. $n = n_2 (> n_{opt})$: на частоті резонансу потужність рівна P_{a_1} , але в області низьких частот потужність вище, ніж при $n = n_1$, а в області високих частот враховують і пружність C_e , що забезпечує підйом характеристики.
4. $n = n_3$: при великих значеннях параметра n на високих частотах з двох паралельних опорів визначальним є опір гнучкості C_e . В результаті між масою рухомої системи (m_2) і гнучкістю повітря в передрупорній камері (C_Σ) можливий резонанс на частоті ω_1 , що і зумовлює різкий підйом частотної характеристики на цій частоті.

Частоту ω_1 потрібно підбирати згідно з умовою

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{m_\Sigma C_k}} = \frac{\omega_a}{\sqrt{2}}.$$

Завдяки цьому резонансу можна розширити робочий діапазон на верхніх частотах. Оскільки ω_1 повинна бути достатньо великою, то C_e має бути достатньо малою, отже, малим повинен бути об'єм передрупорної камери V_e , оскільки

$$C_k = \frac{V_k}{\rho_0 c_0^2 S_a^2}.$$

У зв'язку з цим роблять малу глибину передрупорної камери (~ 1 мм).

Реально, для вирівнювання частотної характеристики вибирають коефіцієнт трансформації дещо більшим, ніж n_{opt} . На практиці $n \approx 15 \dots 20$.

2.10.5 Спотворення в рупорному гучномовці

Нелінійні спотворення

Причинами виникнення нелінійних спотворень є:

- 1) нелінійність пружності гнучкого коміра;
- 2) непостійність індукції в магнітному зазорі;
- 3) нелінійні явища в горлі рупора.

Причини 1 і 2, а також характер спотворень такі ж, як і в гучномовцях відкритого типу.

Основною відмінністю рупорного гучномовця є вибір резонансної частоти ω_0 в середині робочого діапазону частот. Степінь нелінійності пов'язана з максимальною амплітудою зміщень рухомої системи, із чого витікає, що перші дві причини менш небезпечні в рупорних гучномовцях, ніж в дифузорних.

Припустимо, дифузор і діафрагма (у відповідних гучномовцях) мають однакову швидкість на резонансній частоті ω_0 .

Нехай $\omega_{01} < \omega_{02}$; $v_{m01} = v_{m02}$.

Зміщення на резонансних частотах:

$$x_{01} = \frac{v_{m01}}{\omega_{01}}; \quad x_{02} = \frac{v_{m02}}{\omega_{02}}; \quad x_{02} = \frac{x_{01} \cdot \omega_{01}}{\omega_{02}}.$$

тобто максимальні зміщення в рупорному гучномовці значно менше максимальних зміщень в дифузорному гучномовці.

Отже, і нелінійні спотворення в рупорного гучномовця менші, ніж у дифузорного.

Розглянемо нелінійні спотворення в горлі рупора.

Рупорні гучномовці – це гучномовці великої акустичної потужності. Сигнал великої потужності проходить через вузький отвір рупора (мале $S_{\text{г}}^{\text{г}}$), тому в горлі рупора різко зростає інтенсивність звуку $I = \frac{P_a}{S_{\text{г}}}$. Інтенсивності настільки великі,

що вже не можна користуватися лінійними рівняннями акустики. Ми переходимо в область нелінійної акустики. Нелінійними стануть рівняння стану і руху. При нелінійних явищах в акустиці гармонійна хвиля перетворюється в ударну хвилю (рис.2.106):

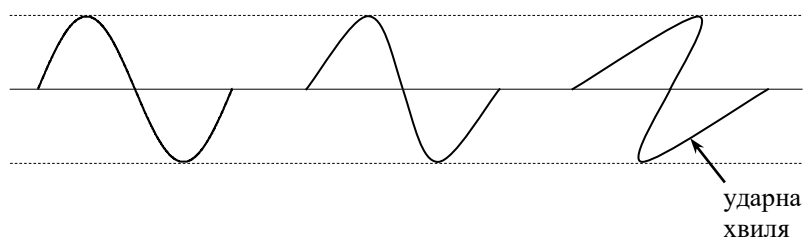


Рис.106. Ілюстрація утворення ударної хвилі

Для кількісної оцінки спотворень користуються емпіричною формулою:

$$k_{f,\%} = 1,23 \cdot 10^{-2} \sqrt{J_{\text{гг}}} \cdot \frac{f}{f_{\text{гг}}},$$

$$J_{\text{гг}} = \frac{P_a}{S_{\text{гг}}} \left[\frac{\hat{A} \hat{\omega}}{i^2} \right].$$

При розповсюдженні хвилі в рупорі, амплітуда хвилі падає (рис.2.107):

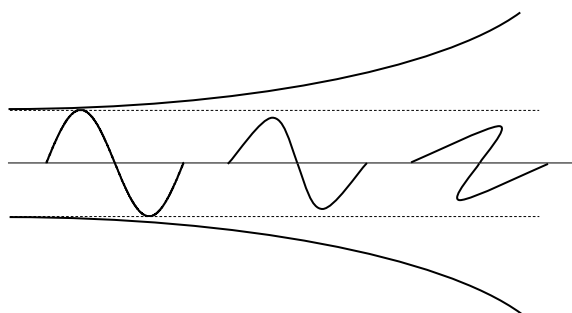


Рис. 2.107. Ілюстрація форми і амплітуди хвилі при розповсюдженні в рупорі

При великих інтенсивностях хвиля стиснення розповсюджується швидше, ніж хвиля з малими інтенсивностями, а хвиля розрідження, навпаки, - повільніше (рис.2.108).

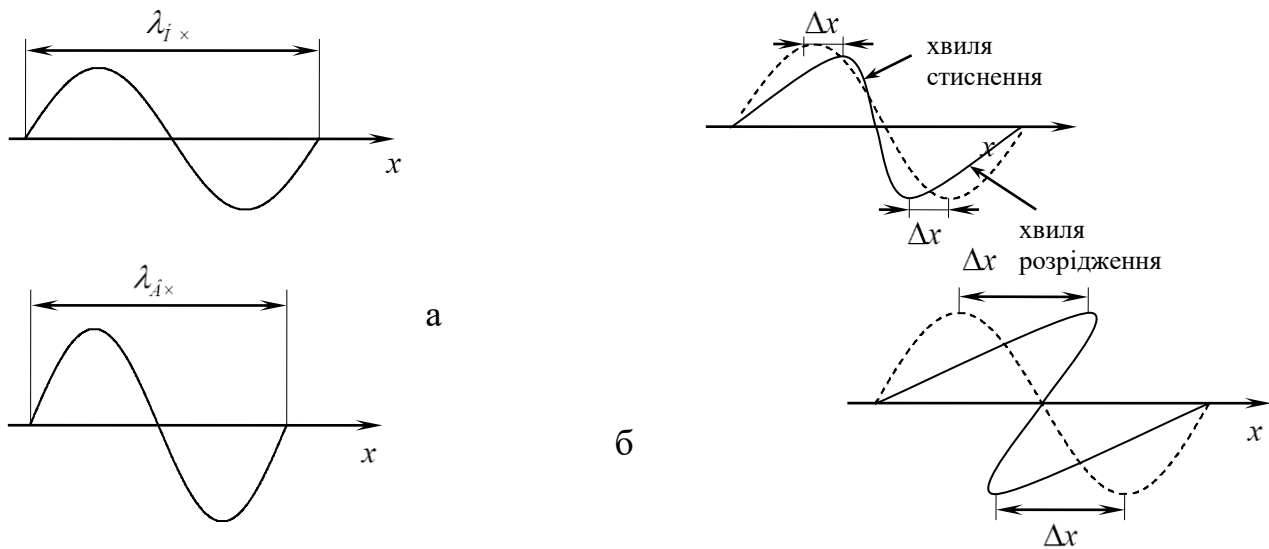


Рис. 2.108. Форма ударної хвилі: а – на низьких частотах; б – на високих частотах

Нелінійні спотворення на високих частотах позначаються сильніше, ніж на низьких.

При слабкому розширенні рупора хвиля повинна пройти шлях більший, тобто хвиля на більшому шляху відчуває вплив нелінійності середовища і, навпаки, при великих β (рупор, що швидко розширюється) хвиля швидко виходить з рупора. Тобто бажано робити короткий рупор, що швидко розширюється.

Модуляційні спотворення

Ці спотворення виявляються при сумісній дії високочастотних і низькочастотних сигналів, тобто вони виявляються при широкосмуговому сигналі.

Допустимо, що до гучномовця підвели одночасно два гармонійні сигнали. Зміщення діафрагми $x_{\ddot{a}}$:

$$x_{\ddot{a}1} = x_{m1} \sin \omega_1 t;$$

$$x_{\ddot{a}2} = x_{m2} \sin \omega_2 t .$$

Передбачається, що $\omega_1 \ll \omega_2$.

Дія низькочастотного сигналу призводитиме до того, що в такт цьому сигналу змінюватиметься об'єм передрупорної камери $V_{\ddot{e}}$:

$$V_{\ddot{e}} = S_{\ddot{a}} \cdot d = S_{\ddot{a}} (d_0 + x_{\ddot{a}1}) = S d_0 (1 + \frac{x_{m1}}{d_0} \cdot \sin \omega_1 t),$$

де глибина камери d_0 відповідає незмінному стану камери.

Тоді, гнучкість повітря в камері $C_{\ddot{e}}$:

$$C_{\ddot{e}} = C_{\ddot{e}0} (1 + \frac{x_{m1}}{d_0} \cdot \sin \omega_1 t) = C_{\ddot{e}0} + C_{\ddot{e}\square} .$$

Сама по собі зміна гнучкості на низькочастотному сигналі ніяк не позначається, тобто гнучкістю повітря в камері на низьких частотах ми нехтуємо. Але ми також впливаємо на рупор і високочастотним сигналом, для якого гнучкістю C_e вже нехтувати не можна. Змінюється частота високочастотного резонансу $\omega_{01} = \frac{1}{\sqrt{m_\Sigma C_\kappa}}$ (рис.2.109) і стає:

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{m_\Sigma (C_e + \tilde{N}_{e1})}}$$

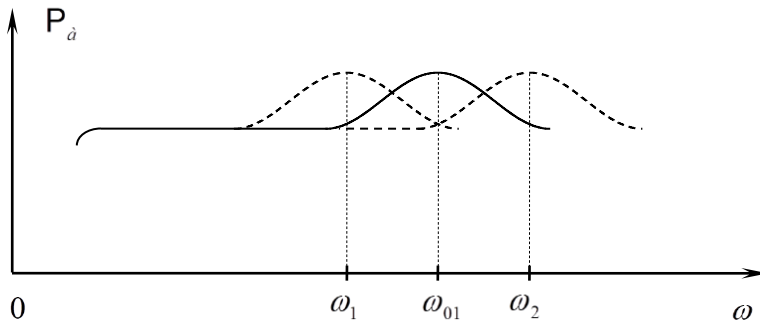


Рис. 2.109. Зміна частоти високочастотного резонансу рупорного гучномовця

Таким чином високочастотний сигнал виявляється модульованим в такт низькочастотному сигналу (рис.2.110):

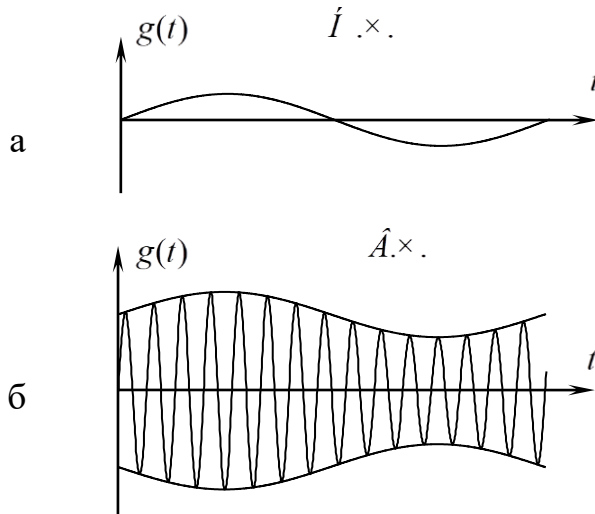


Рис. 2.110. Ілюстрація низькочастотного (а) і модульованого (б) високочастотного сигналів

Лінійні спотворення

Ці спотворення виявляються у вигляді частотно-залежної АЧХ гучномовця. У області низьких частот ці спотворення обумовлені впливом:

- 1) близькості частоти до ω_{∞} рупора;
- 2) впливом відбиттів від вихідного отвору рупора.

Вплив близькості частоти до граничної частоти рупора (рис.2.111):

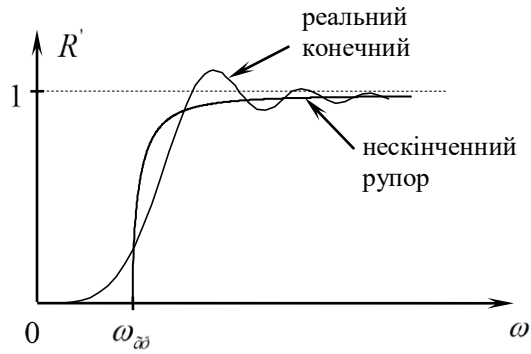


Рис. 2.111. Складові активного опору випромінювання реального і нескінченного рупорів

На високих частотах основний вплив робить конечна величина розмірів камери, і, як наслідок, інтерференція хвиль в передрупорній камері (рис.2.112):

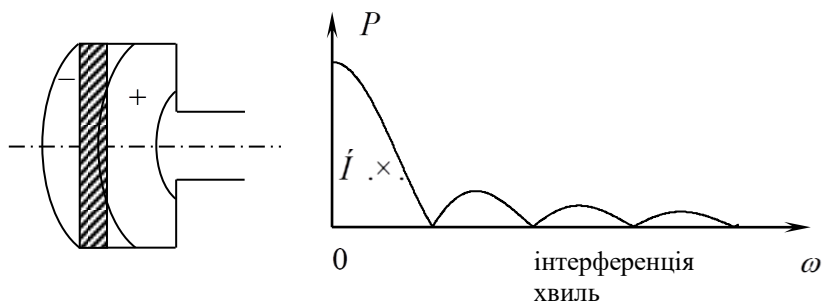


Рис. 2.112. Ілюстрація інтерференції звукових хвиль в передрупорній камері

Провали в створюваному звуковому тиску зумовлені появою зон, протифаз. Щоб уникнути цього явища, зменшують розміри передрупорної камери (рис.2.113):

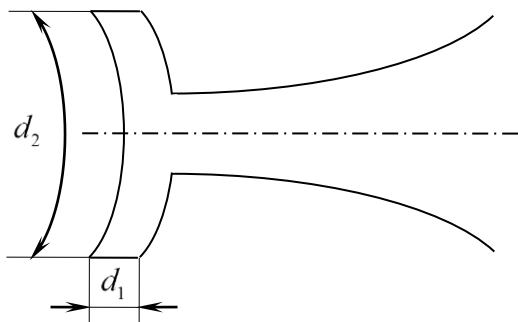


Рис.2.113. Форма і розміри передрупорної камери

Легко можна зменшити розмір d_1 , але не можна вимагати цього для розміру d_2 . В результаті відбувається зниження чутливості гучномовця на високих частотах. Пропонується вирівняти довжину шляхів, що проходить хвиля від елементарного джерела до вхідного отвору рупора. Виконується це за допомогою спеціальних вставок (тіл Вента) (рис.2.114).

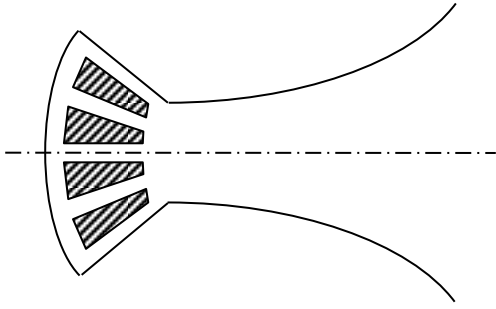


Рис. 2.114. Передрупорна камера зі вставками Вента

2.11. Акустичні системи

Вимоги до випромінювання низьких і високих частот суперечливі. Особливо яскраво це виявляється при проектуванні гучномовців підвищеної потужності: низькочастотні випромінювачі повинні бути великими, а високочастотні – малими.

Розподіл пікової потужності мови і музики такий, що основні значення пікової потужності припадають на область низьких частот. Тому на низьких частотах амплітуди коливань рухомої системи можуть досягати великих величин. Площа вихідного отвору рупора повинна бути великою на низьких частотах. Все це призведе до незадовільного відтворення на високих частотах.

Різні вимоги до передрупорної камери (на високих частотах – малий об'єм з великим коефіцієнтом акустичної трансформації), звукової котушки (на високих частотах малі розміри з мінімальним опором).

Радикальним вирішенням цих протиріч є розділення широкої смуги частот між гучномовцями різних конструкцій.

Як правило, число смуг не більше трьох, найчастіше – дві (рис.2.115, 2.116).

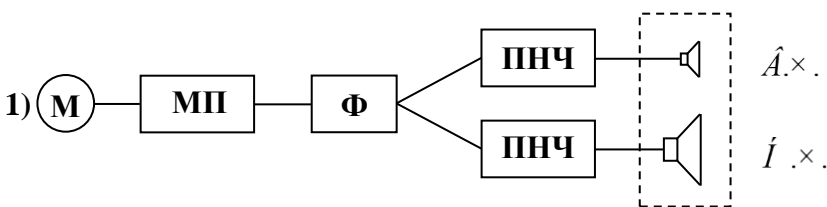


Рис.2.115. Двосмугова акустична система

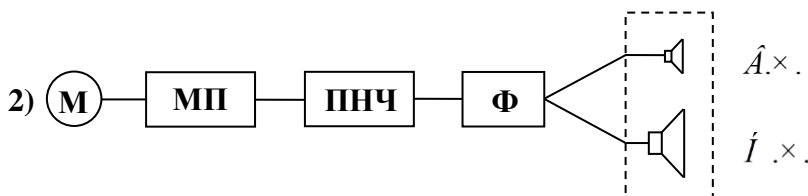


Рис. 2.116. Трьохсмугова акустична система

Використовуються підсилювачі низьких частот (ПНЧ), оскільки звуковий сигнал - низькочастотний.

Схема 1: Як правило використовується в професійній апаратурі (система гнучкіша, знижуються нелінійні спотворення, пов'язані з підсиленням; система складніша і дорожча).

Схема 2: Система простіша і дешевша, але менш гнучка, більші нелінійні спотворення підсилювального тракту.

У двоканальній системі як частоту розділення вибирають частоту в діапазоні (500-900) Гц.

У трьохканальному варіанті частоти розділення вибираються: (500-600)Гц і (2-3) кГц.

Застосовуються RC і LC фільтри.

Застосування фільтрів обов'язково, навіть, коли граничні частоти сусідніх головок не перекриваються. Це пов'язано з тим, що не можна допустити одночасно в один канал сигнал НЧ і ВЧ.

Необхідно, щоб діапазон перекривався на рівні 3 дБ (рис.2.117):

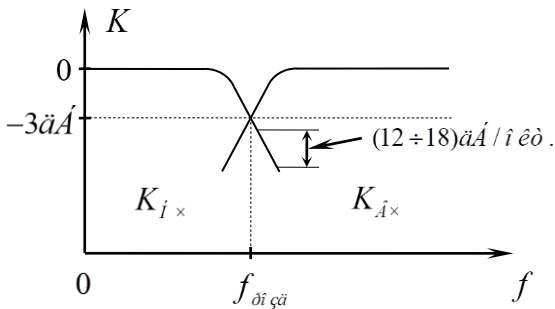


Рис.2.117. Гранична частота розподілу смуг акустичної системи

На частоті $f_{\partial i \zeta \bar{a}}$ одночасно відтворюють обидва гучномовця.

Якщо припустити, що обидва гучномовця випромінюють однакову потужність на $f_{\partial i \zeta \bar{a}}$ і при цьому складання цих потужностей відбувається некогерентно, то на $f_{\partial i \zeta \bar{a}}$ загальна випромінювана потужність буде дорівнювати подвоєній потужності однієї головки (тобто на 3дБ більше потужності однієї головки).

Крутизна скатів частотних характеристик фільтрів звичайно обирається в межах від 12 до 18 дБ на октаву. Припустимо, що маємо фільтр з одним реактивним елементом (рис.2.118).

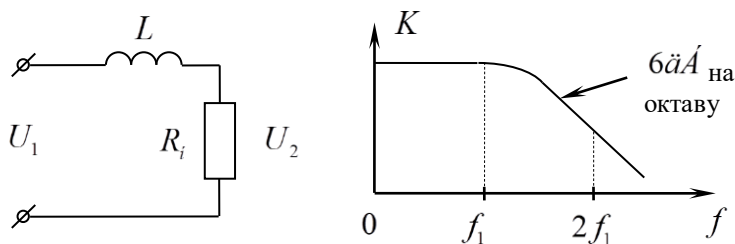


Рис.2.118. Частотна характеристика фільтра першого порядку

Додавши C , одержимо крутизну частотної характеристики 12дБ на октаву. Для фільтра (рис.2.119) крутизна спаду частотної характеристики 18 дБ на октаву.

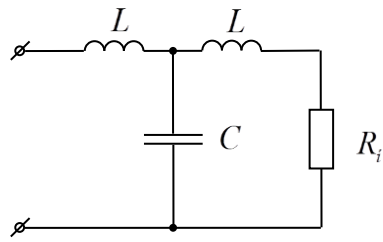


Рис. 2.119. L-C фільтр третього порядку

Один з можливих варіантів конструкції (рис.2.120):

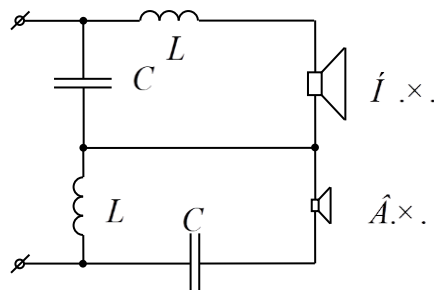


Рис. 2.120. Варіант двосмугової акустичної системи з фільтрами другого порядку

При монтажі головок, особливо в конструкціях типу закритого ящика і фазоінвертора (рис.2.121), навіть в умовах розділення сигналу в електричних ланцюгах, може виявитися сильною взаємодія випромінювачів (за рахунок взаємодії тисків).

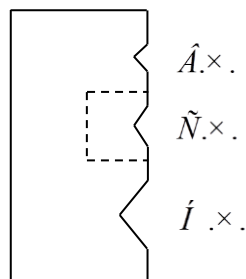


Рис.2.121. Окреме оформлення середньочастотного гучномовця в трьохсмуговій акустичній системі

Середньочастотну головку поміщають в окремий ящик, щоб уникнути взаємодії з низькочастотною головкою. Високочастотні і низькочастотні випромінювачі практично не взаємодіють.

2.12. Звукові колонки

Розглянуті акустичні системи мають недолік, пов'язаний зі складністю їх виготовлення, оскільки потрібний підбір в одному комплекті різнотипних головок, що сполучаються між собою. В єдиній схемі ці головки (ВЧ, СЧ, НЧ) повинні мати або номінальну напругу (паралельне з'єднання), або струми (послідовне з'єднання).

Звуковими колонками називається конструктивне поєднання в одному варіанті зовнішнього оформлення декількох однотипних випромінювачів.

Якість звуку гірше, ніж в хороших акустичних системах, але колонка значно дешевше.

Розглянемо роботу колонки, що складається з двох джерел.

Спростимо завдання, вважаючи джерела звуку точковими (продуктивності їх рівні).

1. Джерела синфазні

Схема представлена на рис.2.122, характеристика направленості для низьких і високих частот – на рис.2.123.

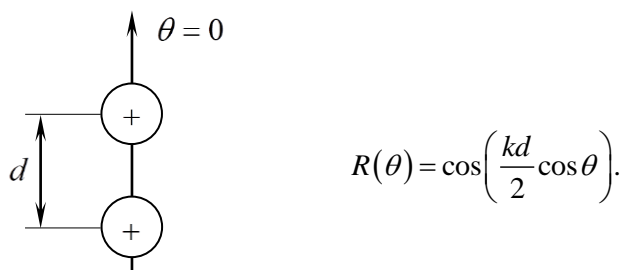


Рис.2.122. Схема розташування двох синфазних джерел

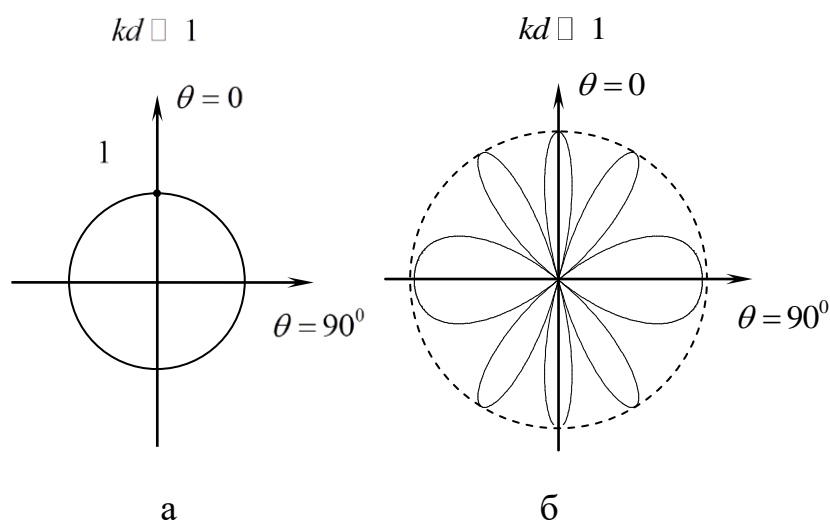


Рис.2.123. Діаграма направленості двох синфазних джерел:
а – на низьких частотах; б- на високих частотах

Потужність сумісної групи збільшується в чотири рази в порівнянні з потужністю одного джерела.

В загальному випадку

$$P_{i+1} = \frac{4P_{01}}{\Omega},$$

де Ω – КОК групи джерел (рис.2.124);

$$\Omega = \frac{126}{2} = \frac{2}{1 + \frac{\sin kd}{kd}} \cdot \int_0^\pi R^2(\theta) \sin \theta d\theta$$

P_{oi} - потужність одиночного джерела.

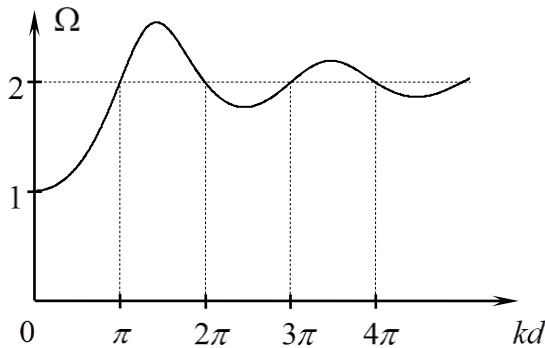


Рис. 2.124. Залежність КОК від хвильового розміру бази

При $kd \rightarrow 0$ направленості немає, $\Omega = 1$; при $kd \rightarrow \infty$, $\Omega \rightarrow 2$.

Таким чином

$$P_{i+i} = \frac{4P_{oi}}{2} \left(1 + \frac{\sin kd}{kd} \right),$$

$$P_{i+i} = 2P_{oi} \left(1 + \frac{\sin kd}{kd} \right),$$

де P_{i+i} - потужність сумісної групи,

звідки потужність одиночного джерела, яке працює в групі

$$P_i = P_{oi} \left(1 + \frac{\sin kd}{kd} \right).$$

Коливальна швидкість не залежить від умов роботи випромінювача.

В результаті

$$P_{oi} = v_{m0}^2 \cdot R_{i0};$$

$$P_i = v_{m0}^2 \cdot R_{i1},$$

звідки $R_{i1} = R_{i0} \left(1 + \frac{\sin kd}{kd} \right)$ – взаємний опір випромінювання, тобто активна

компонента опору випромінювання випромінювача, що працює в групі, відрізняється від активної компоненти опору випромінювання одиночного випромінювача. Пояснюється це взаємним впливом випромінювачів один на одного. Тому R_{i1} називається *взаємним опором випромінювання*.

$$\frac{R_{i1}}{R_{i0}} = \frac{P_i}{P_{oi}} = 1 + \frac{\sin kd}{kd}.$$

При малій хвилевій відстані між джерелами ($kd < 1$) взаємодія синфазних джерел призводить до збільшення взаємного опору (два джерела – в два рази; три джерела – в три рази; чотири джерела – в чотири рази і т.д.).

Якщо відстань між джерелами кратна довжині хвилі, то взаємодія відсутня ($n\lambda/2=d$).

На великих відстанях також взаємодія відсутня $\frac{R_{i1}}{R_{i0}}=1$.

Вигляд цього відношення представлений на рис.2.125.:

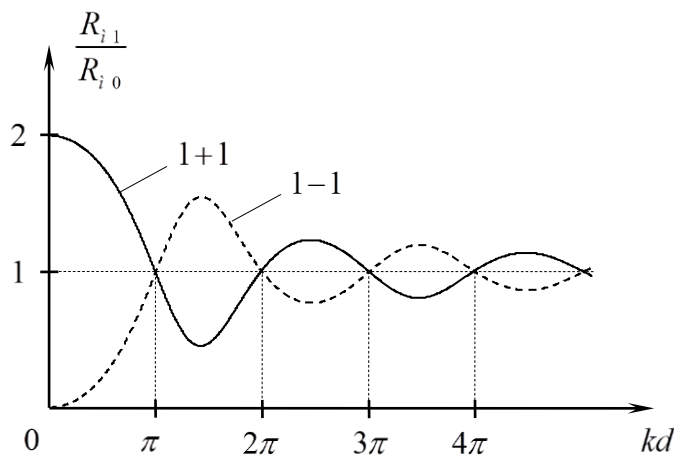


Рис.2.125. Взаємний опір випромінювання для синфазної (1+1) і контрфазної (1-1) груп точкових випромінювачів

1. Контрфазні джерела

ХН для точкових контрфазних джерел:

$$R(\vartheta) = \begin{cases} \frac{\sin\left(\frac{kd}{2}\cos\vartheta\right)}{\sin\frac{kd}{2}}, & \text{при } kd < \pi; \\ \sin\left(\frac{kd}{2}\cos\vartheta\right), & \text{при } kd > \pi. \end{cases}$$

Тоді

$$\Omega = \begin{cases} \frac{2\sin^2\left(\frac{kd}{2}\right)}{1 - \frac{\sin kd}{kd}}, & \text{при } kd < \pi; \\ \frac{2}{1 - \frac{\sin kd}{kd}}, & \text{при } kd > \pi. \end{cases}$$

В результаті для контрфазних джерел отримуємо:

$$\frac{P_1}{P_{01}} = \frac{R_{i1}}{R_{i0}} = 1 - \frac{\sin kd}{kd}.$$

Якщо $kd < 1$ (при сильній взаємодії) взаємний опір R_{i1} істотно залежить від фазування джерел.

Отже, синфазне включення всіх головок забезпечує збільшення взаємного опору випромінювання R_{i1} на НЧ, збільшення ККД і випромінюваної потужності.

Звукова колонка через різні розміри в двох вимірах має істотно різні характеристики направленості в двох площинах.

Вигляд зверху (рис.2.126)

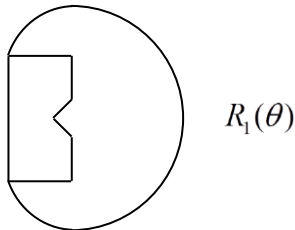
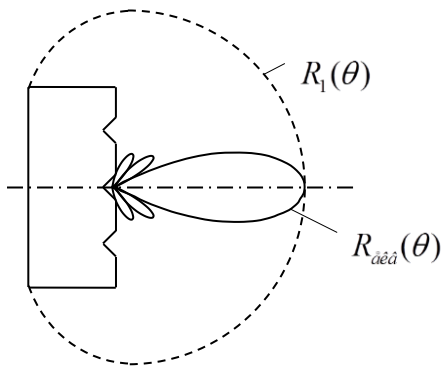


Рис. 126. Діаграма направленості звукової колонки у горизонтальній площині

ХН всієї колонки дорівнює ХН одного випромінювача.

Вигляд збоку



(рис.2.127)

Рис.2.137. Діаграма направленості звукової колонки у вертикальній площині

ХН звукової колонки:

$$R_{кол}(\vartheta) = R_1(\vartheta) \cdot R_{экв}(\vartheta).$$

$$R_{aa}(\vartheta) = \frac{\sin\left(\frac{Nkd}{2} \sin \vartheta\right)}{N \cdot \sin\left(\frac{kd}{2} \sin \vartheta\right)}.$$

Звукові колонки використовують для підвищення потужності випромінювання звуку. При цьому слід враховувати направленість такої системи в залежності від діапазону частот, та використовувати оптимальну хвильову відстань між випромінювачами, орієнтуючись на пріоритетну частотну область.

3. МІКРОФОНИ

3.1. Основні технічні характеристики мікрофонів

Найважливішою характеристикою мікрофону є *чутливість*, виміряна в мВ/Па:

$$E = \frac{U}{P} \quad [\text{В} \cdot \text{м} / \text{Вт}].$$

Розрізняють чутливість *по полю і по тиску*.

Якщо спеціально не вказується, то мають на увазі чутливість по полю.

1. *Чутливість по полю* визначається відношенням напруги на виході мікрофону до звукового тиску в точці звукового поля, де розташовується мікрофон, але при його відсутності.

2. *Чутливість по тиску* визначається відношенням напруги на виході мікрофону до звукового тиску на поверхні мембрани мікрофону.

Чутливість істотно залежить від режиму навантаження мікрофону з електричної сторони.

Максимальна чутливість в режимі холостого ходу, мінімальна – при короткому замиканні на електричній стороні.

Розрізняють чутливість холостого ходу і в *режимі узгодженого навантаження* (рис.3.1).

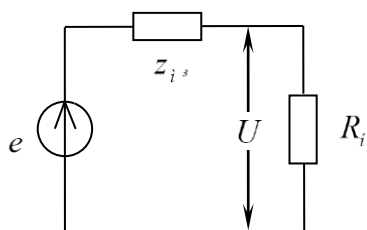


Рис.3.1. До визначення електричної чутливості мікрофону:

e – ЕРС;

z_{i3} – внутрішній електричний опір мікрофону;

$R_l = z_{i3}$

Якщо величина узгодженого навантаження (R_l) співпадає з величиною внутрішнього опору мікрофону, як джерела ЕРС, то E_{xx} відрізняється від E в режимі узгодженого навантаження в два рази, оскільки

$$u = e/2.$$

3. Опір навантаження мікрофону

Навантаження мікрофону на паспортний опір є обов'язковою умовою, оскільки при цьому гарантуються всі паспортні характеристики мікрофону.

4. Частотна характеристика мікрофону

Це залежність від частоти *осьової* чутливості мікрофону (мікрофон направлений вздовж акустичної осі).

У паспорті мікрофону ЧХ звичайно приводиться у вигляді графіка (рис.3.2):

$$E_{об} = 20 \cdot \lg \frac{E_0(f)}{E_0(f = 1000 \text{Гц})},$$

де E_0 - осьова чутливість.

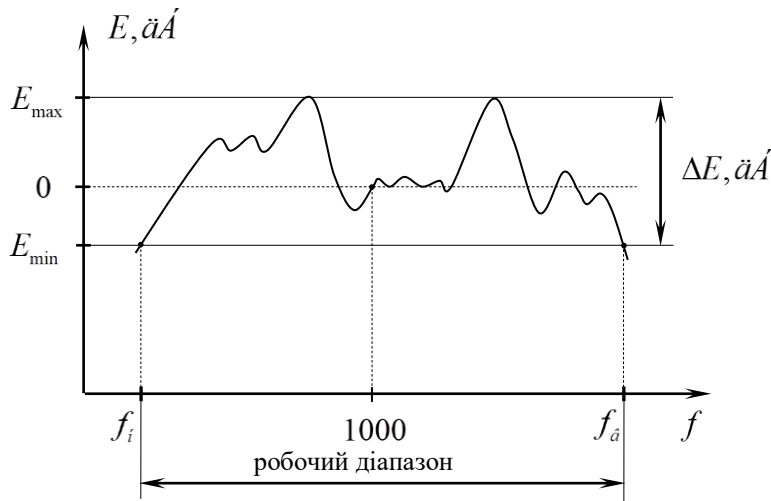


Рис. 3.2. Позначення робочого діапазону та нерівномірності частотної характеристики мікрофону

5. Нерівномірність ЧХ – це різниця між максимальним значеннями рівня чутливості в межах робочого діапазону частот:

$$\Delta E_{\ddot{a}\ddot{A}} = E_{\max \ddot{a}\ddot{A}} - E_{\min \ddot{a}\ddot{A}}$$

6. Робочий діапазон частот – це частотний інтервал, обмежений f_i і f_a , в межах якого нерівномірність ЧХ не перевершує допустимих значень.

7. Середня чутливість (осьова)

ГОСТом визначається стандартний ряд частот, що охоплює весь діапазон слухового сприйняття. Найбільш докладний ряд має $\frac{1}{2}$ октави.

На кожній з цих частот ми можемо визначити чутливості мікрофону. Позначимо їх $E_i = E(f_i)$, $i = 1, 2, 3, \dots$

Середньою чутливістю називається середньоарифметичне значення чутливості на стандартних частотах, що потрапили в межі робочого діапазону часто (рис.3.3).

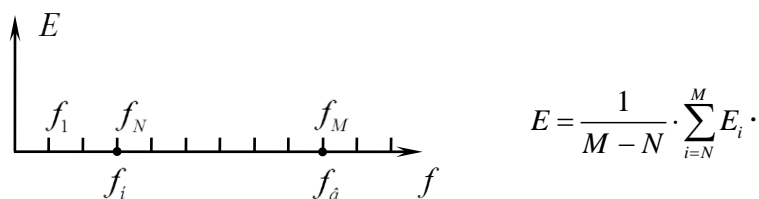


Рис. 3.3. Умовне позначення стандартних частот, що потрапляють в робочий діапазон

8. Стандартний рівень чутливості

Позначимо через $P_{\ddot{a}\ddot{e}}$ потужність, яка виділяється на опорі навантаження R_i :

$$P_{\text{ає}} = \frac{u^2}{R_f}$$

Величина u , а значить і $P_{\text{ає}}$, залежать від чутливості E і тиску в звуковому полі P . Будемо вважати тиск рівним 1 Па. Тоді

$$u = P \cdot E \Big|_{P=1\text{Па}} = E$$

$$\text{і } P_{\text{ає}} = \frac{\overset{\circ}{A}^2}{R_f}$$

Стандартним рівнем чутливості називається виражене в децибелах відношення потужності, що виділяється на опорі навантаження мікрофону, при тиску в звуковому полі 1 Па до еталонної потужності, рівної 1 мВт:

$$E_{\text{см,дБ}} = 10 \cdot \lg \frac{u^2}{R_n} \cdot 10^3 \Big|_{P=1\text{Па}}$$

або

$$\overset{\circ}{A}_{\text{нб,дБ}} = 10 \cdot \lg \frac{E^2}{R_f} \cdot 10^3 = 10 \cdot \lg \frac{E^2}{R_f} + 30 \cdot$$

Ряд характеристик мікрофону були розглянуті раніше:

9. Характеристика направленості мікрофона

10. Коефіцієнт вісьової концентрації

11. Індекс направленості мікрофона

$$\Omega, \text{дБ} = 10 \lg \Omega.$$

12. Рівень шуму мікрофона

Рівнем шуму мікрофона називають рівень звукового тиску, що існує у формі плоскої хвилі, яка розповсюджується у напрямі акустичної осі мікрофону, при чому напруга сигналу на виході мікрофону співпадає з напругою шумів на виході мікрофону за умови, що в останньому випадку мікрофон знаходиться в умовах "абсолютної тиші".

13. Коефіцієнт завадостійкості мікрофону

Це число, яке показує в скільки разів відношення потужності сигналу до потужності завад на виході направленного мікрофону більше, ніж аналогічне відношення на виході ненаправленного.

При цьому передбачається, що джерело сигналу розташоване на акустичній осі мікрофону.

У випадку ізотропного поля завад коефіцієнт завадостійкості співпадає з КВК.

3.2. Узгодження характеристик мікрофона.

Акустична чутливість мікрофона

Потрібно, щоб чутливість мікрофону не залежала від частоти:

$$E = \frac{u}{P} \neq E(f).$$

Схема перетворення тиску в напругу:

$$P \rightarrow F \rightarrow v \rightarrow e \rightarrow u.$$

Представимо чутливість мікрофону у вигляді добутку часток чутливостей:

$$E = \frac{u}{P} = \frac{u}{e} \cdot \frac{e}{v} \cdot \frac{v}{F} \cdot \frac{F}{P},$$

де $\frac{u}{e} = \varphi_{\ddot{a}e}$ – електрична чутливість;

$\frac{e}{v} = \varphi_{\ddot{a}i}$ – електромеханічна чутливість;

$\frac{v}{F} = \varphi_{i \ddot{a}o}$ – механічна чутливість;

$\frac{F}{P} = \varphi_{ak}$ – акустична чутливість.

В результаті $\dot{A} = \varphi_{\ddot{a}e} \cdot \varphi_{\ddot{a}i} \cdot \varphi_{i \ddot{a}o} \cdot \varphi_{ak}$.

Кожна з цих чутливостей може залежати від частоти, але їх добуток не повинен залежати від частоти.

3.2.1. Приймачі тиску

Акустична чутливість пов'язує загальну чутливість з напрямом приходу хвилі до мікрофону. В приймачах тиску прийом звукових хвиль здійснюється однією стороною мембрани, друга сторона – закрита (рис.3.4).

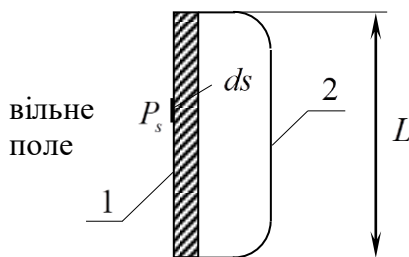


Рис.3.4. Схема приймача тиску:

- 1 – чутливий елемент (мембрана);
- 2 – екран (корпус);
- L – максимальний габаритний розмір.

За означенням $\varphi_{ak} = \frac{F}{P}$.

Виділимо на поверхні мембрани площадку ds і визначимо на ній тиск P_s , тоді $F = \int_s P_s ds$.

а) Нехай $kL \ll 1$.

Якщо конструкція має малі розміри в порівнянні з довжиною хвилі і при цьому її поверхневий імпеданс наближається до абсолютно жорсткого, то така конструкція не спотворює звукового поля, тобто $P_s = P$, де P – тиск в звуковому полі при відсутності мікрофону.

Тоді

$$F = \int_S P_s ds = PS$$

$$i \varphi_{ак} = \frac{P \cdot S}{P} = S \Big|_{\substack{P=P_s \\ kL \gg 1}}$$

Такий мікрофон ненаправлений, $R(\theta) = 1$.

б) Розглянемо випадок, коли розмір мікрофона більше довжини хвилі, $kL > 1$.

1. Мікрофон повернений до джерела звуку $\theta = 0^\circ$ (рис.3.5).

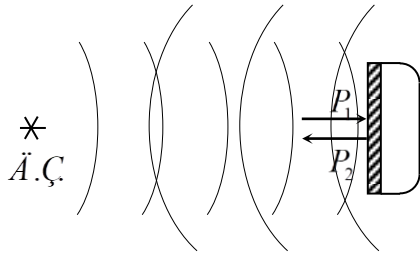


Рис.3.5. Прием лицевой стороной микрофона

Звукові хвилі відбиваються від поверхні мембрани.

Тиск на поверхні мембрани

$$P_s = P_1 + P_2 = P_1 + \tau_p P_1,$$

де τ_p – коефіцієнт відбиття по тиску.

Для жорсткої поверхні $\tau_p = 1$ і $P_s = 2P_1 = 2P$ (оскільки P_1 – звуковий тиск в падаючій хвилі).

$$\varphi_{\hat{a}\hat{e}} = 2PS / P = 2S.$$

2. Мікрофон відвернутий від джерела звуку $\theta = 180^\circ$ (рис.3.6).

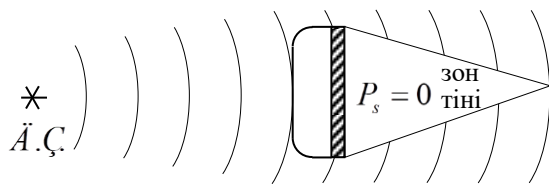


Рис.3.6. Прием тыловой стороной микрофона

Мембрана в зоні тіні, $P_s = 0$.

Для цього випадку $\varphi_{\hat{a}\hat{e}} = 0$. Такий мікрофон односторонньо направлений.

Зобразимо залежність $\varphi_{\hat{a}\hat{e}}$ від частоти (рис.3.7) та характеристику направленості мікрофона в області низьких і високих частот на графіку (рис.3.8).

Велика частина робочого діапазону розташована в області низьких частот.

При узгодженні характеристик в мікрофонах тиску вважатимемо $\varphi_{\hat{a}\hat{e}} = S$.

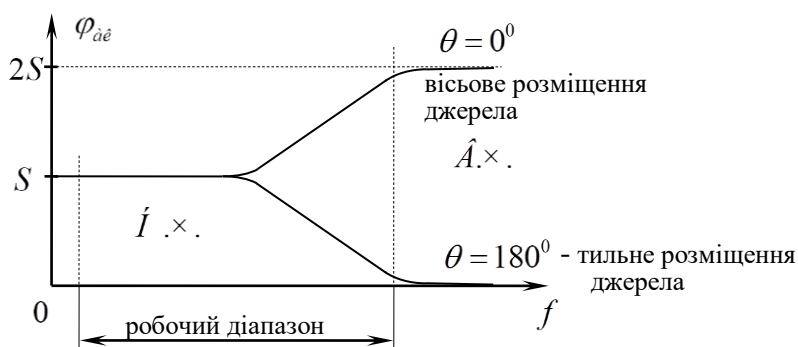


Рис.3.7. Залежність акустичної чутливості від частоти

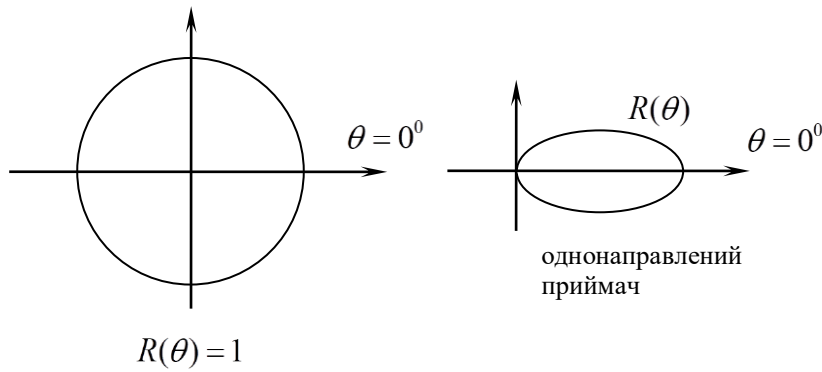


Рис.3.8. Характеристика направленности мікрофона

Вважаємо, що в переважній частині робочого діапазону мікрофони тиску не мають направленості: $R(\theta, \varphi) = 1$.

Підйом акустичної характеристики у області високих частот може бути використаний як засіб корекції осьової чутливості мікрофону на високих частотах.

3.2.2. Мікрофони градієнта тиску

В таких мікрофонах є дві чутливі поверхні. Розглянемо двохмембранний мікрофон (рис.3.9).

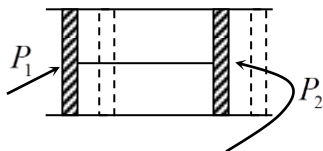


Рис.3.9. Модель приймача градієнта тиску

Два поршні поміщені в жорстку трубу, яка не перешкоджає їх руху. Поршні жорстко зв'язані між собою, тому рухаються як єдине ціле. Рух відбувається під дією різниці сил, утворених різницею тисків P_1 і P_2 .

За означенням, $\varphi_{ae} = \frac{F}{P}$, де

$$F = F_1 - F_2 = \int_{s_1} P_1 ds_1 - \int_{s_2} P_2 ds_2$$

або $F = \int_s (P_1 - P_2) ds$

При цьому ми вважаємо, що $ds_1 = ds_2$, і що P_1 і P_2 не залежать від S , тоді $F = (P_1 - P_2)S$.

Вважатимемо, що розміри мікрофону настільки малі, що не вносять спотворення в звукове поле. Тоді різниця тисків $P_1 - P_2$ проявлятиметься тільки в різниці фаз тисків P_1 і P_2 . В результаті ці тиски можна розглядати в двох точках (рис.3.10).

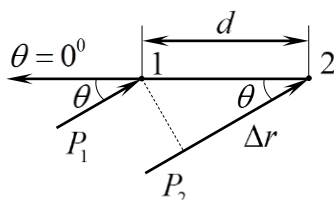


Рис.3.10. Ілюстрація до розрахунку акустичної чутливості

Різниця ходу звукових променів

$$\Delta r = d \cdot \cos \vartheta;$$

$$\Delta \varphi = k \cdot \Delta r = k \cdot d \cdot \cos \vartheta.$$

Тиск в т.2:

$$P_2 = P_1 + \frac{\partial P}{\partial r} \cdot \Delta r \quad (d < \lambda).$$

Тому $P_1 - P_2 = -\frac{\partial P}{\partial r} \cdot \Delta r$, а $\frac{\partial P}{\partial r} = \text{grad}P$.

Отже $\varphi_{\dot{a}\dot{e}} = -\frac{S \cdot \text{grad}P \cdot \Delta r}{P}$, тому такі мікрофони називають мікрофонами градієнта тиску.

Розглянемо докладніше вираз для $\varphi_{\dot{a}\dot{e}}$:

$$\begin{aligned} \varphi_{\dot{a}\dot{e}} &= -\frac{S \cdot \Delta r}{P} \cdot \frac{\partial P}{\partial r} = \left| P = \rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right| = -\frac{S \cdot \Delta r}{P} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = \\ &= \frac{S \cdot \rho_0 \cdot \Delta r}{P} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = \left| -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = v \right| = \frac{S \cdot \rho_0 \cdot \Delta r}{P} \cdot \frac{\partial v}{\partial t} \end{aligned}$$

де v – радіальна складова коливальної швидкості.

Вважаючи хвилю гармонійною

$$v(t) = v_m e^{j\omega t},$$

отримаємо

$$\varphi_{\dot{a}\dot{e}} = \frac{S \cdot \Delta r}{P} \cdot \rho_0 \cdot j\omega v,$$

тобто $\varphi_{\dot{a}\dot{e}}$ пропорційна коливальній швидкості v (звідси друга назва цих мікрофонів – мікрофони швидкості).

Вважаємо, що мікрофон знаходиться в полі сферичної хвилі, тобто

$$\varphi = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)}.$$

Розглянемо відношення $Z = \frac{P}{v}$ (питомий акустичний опір):

$$P = \rho_0 \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} = j\omega \rho_0 \varphi;$$

$$v = -\frac{\partial \varphi}{\partial r} = \left(\frac{1}{r} + jk \right) \varphi;$$

$$Z = \frac{P}{v} = \frac{j\omega \rho_0}{\frac{1}{r} + jk} = \left| \frac{C_0}{C_0} \right| = \rho_0 C_0 \frac{jk}{\frac{1}{r} + jk} = \rho_0 C_0 \frac{jkr}{1 + jkr}.$$

Тоді вираз для $\varphi_{\dot{a}\dot{e}}$ набуде вигляду:

$$\varphi_{\text{ак}} = \frac{S \cdot \Delta r}{Z} j\omega \rho_0 = j\omega \rho_0 S \Delta r \frac{1 + jkr}{\rho_0 C_0 jkr} = jk \Delta r S \left(1 + \frac{1}{jkr} \right).$$

Розглянемо модуль виразу:

$$|\varphi_{\text{ак}}| = kd \cdot \cos \vartheta \cdot S \sqrt{1 + \frac{1}{(kr)^2}}.$$

Залежність від частоти міститься в хвильових числах k ; залежність від напрямку – в $\cos \vartheta$.

а) Нехай $kr \rightarrow \infty$ (поле плоскої хвилі)

$$\varphi_{\dot{a}\dot{e}} = \frac{\omega}{c_0 \cdot d \cdot \cos \theta \cdot S},$$

тобто $\varphi_{\dot{a}\dot{e}} \propto \omega$ (дальнє поле);

б) Якщо $kr < 1$,

$$\varphi_{\dot{a}\dot{e}} = \frac{d}{r \cdot \cos \theta \cdot S},$$

тобто відсутня залежність від частоти. Об'єднуючи ці міркування, одержимо $\varphi_{\dot{a}\dot{e}}$ у вигляді графіка (рис.3.11):

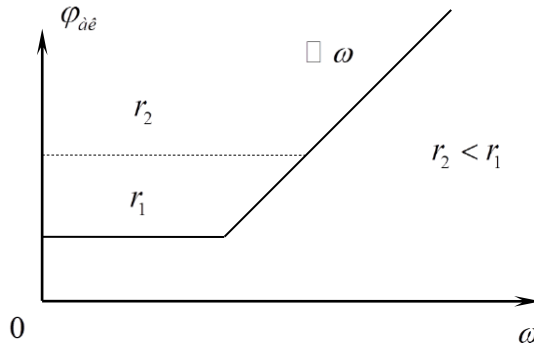


Рис. 3.11. Частотна залежність акустичної чутливості мікрофону

В ближньому полі чутливість мікрофону залежить від відстані до джерела. Для мікрофонів, що працюють в дальньому полі, залежність $\varphi_{\dot{a}\dot{e}}$ від відстані відсутня, але слід враховувати залежність від частоти ($\varphi_{\dot{a}\dot{e}} \propto \omega$). Ця залежність може бути скоректована за допомогою $\varphi_{\dot{a}\dot{e}}$ (включенням в електричну схему конденсатора).

Направленість мікрофону градієнта тиску (рис.3.12):

$$R(\theta) = \frac{\varphi_{\dot{a}\dot{e}}(\theta)}{\varphi_{\dot{a}\dot{e}} \max} = \cos \theta.$$

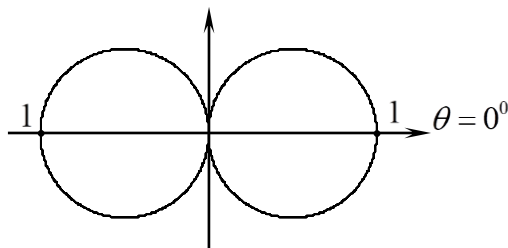


Рис. 3.12. Характеристика направленості мікрофону градієнта тиску

ХН просторово є дві сфери, дотичні в одній точці. КВК $\Omega = 3$.

3.3 Електродинамічні мікрофони

3.3.1 Електродинамічні котушкові мікрофони

3.3.1.1 Електродинамічні котушкові мікрофони тиску

Мікрофони цього типу набули найбільш широкого поширення. Практично всі побутові і велика частина студійних мікрофонів використовують саме цей принцип перетворення енергії.

Це пояснюється:

- відносно простотою технології виробництва;
- високою надійністю;
- стійкістю до вібрацій;
- можливістю роботи на відкритому повітрі, при вітрі і т.п.

Широке розповсюдження електродинамічних котушкових мікрофонів пояснюється також тим, що застосуванням сучасних схем електроакустичної корекції вдається вирівняти частотні характеристики практично у всьому діапазоні частот слухового сприйняття.

Конструктивна будова мікрофона представлена на рис.3.13

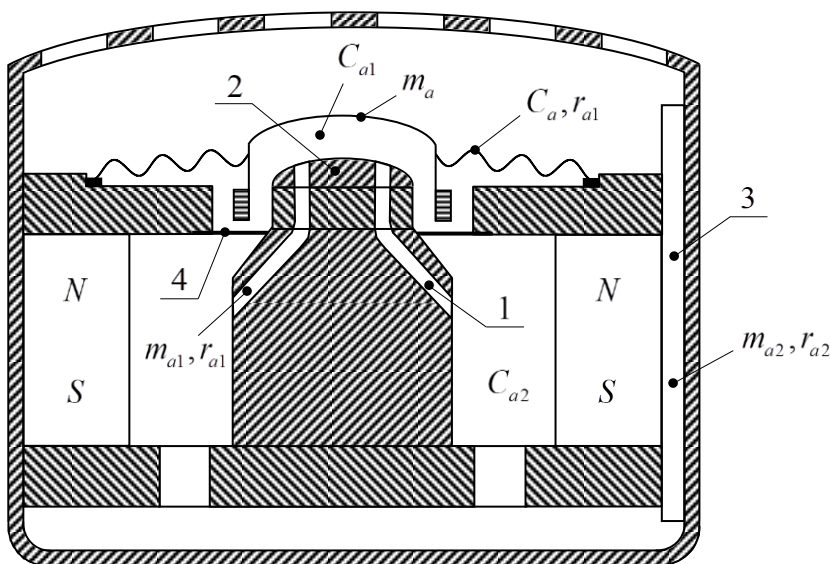


Рис. 3.13. Конструкція мікрофону:

- 1 – отвори в керні для корекції частотної характеристики;
- 2 – гудзик керна, зверху натягнутий шовком;
- 3 – трубочка для корекції частотної характеристики;
- 4 – немагнітні вставки (для розділення об'єму).

Позначимо:

m_a, C_a, r_a – акустичні параметри рухомої системи мікрофону;

C_{a1} – акустична гнучкість об'єму повітря між діафрагмою (мембраною) і гудзиком керна (цей параметр регулюється розмірами гудзика);

m_{a1}, r_{a1} – акустична маса і тертя в повітряних каналах, які об'єднують гнучкість об'єму повітря C_{a1} і внутрішньої порожнини магніту;

C_{a2} – акустична гнучкість об'єму повітря всередині магнітної системи;

m_{a2} , r_{a2} – акустичні маса і тертя в порожнині трубки, що з'єднує гнучкість об'єму C_{a2} із зовнішнім простором.

Складемо схему електроакустичного аналога (рис.3.14):

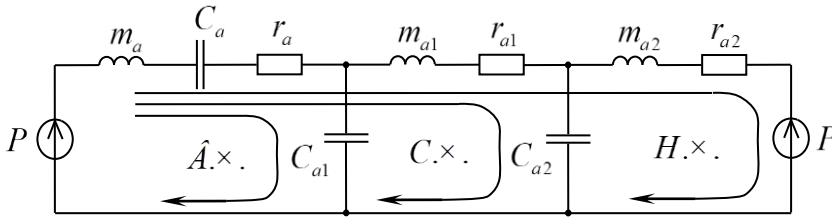


Рис. 3.14. Схема електроакустичного аналога електродинамічного мікрофону тиску

$$m_a = \frac{m}{S^2}; \quad r_a = \frac{r}{S^2}; \quad C_a = C \cdot S^2.$$

Виберемо параметри конструкції:

$$\begin{cases} m_{a1} \square m_a \square m_{a2}; \\ C_{a1} \square C_a \square C_{a2}. \end{cases}$$

При такому виборі параметрів в різному діапазоні частот працюють різні ділянки схеми. Докладніше схему проаналізуємо далі.

3.3.1.1 Узгодження характеристик мікрофону

Чутливість мікрофону

$$E = \varphi_{a\hat{e}} \cdot \varphi_{i \hat{a}\hat{o}} \cdot \varphi_{\hat{a}} \cdot \varphi_{\hat{e}}$$

У режимі узгодженого навантаження

$$\varphi_{\hat{e}} = 1/2 = const$$

Акустична чутливість

$$\varphi_{a\hat{e}} = S = const$$

Електромеханічна чутливість

$$\varphi_{\hat{a}} = Bl = const$$

Отже, ми повинні зажадати, щоб $\varphi_{i \hat{a}\hat{o}} = \frac{V}{F} = const$.

Досягається це:

1. Вибором частоти механічного резонансу рухомої системи в середині робочого діапазону частот:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m_a \cdot C_a}} = \sqrt{\omega_n \cdot \omega_s}.$$

2. Складною схемою механіко-акустичної корекції частотної характеристики.

Розглянемо роботу схеми в області ВЧ і СЧ.

Оскільки, величина опору $\omega m_{a2} > \frac{1}{\omega C_{a2}}$ на ВЧ, то схему можна спростити (рис.3.15).

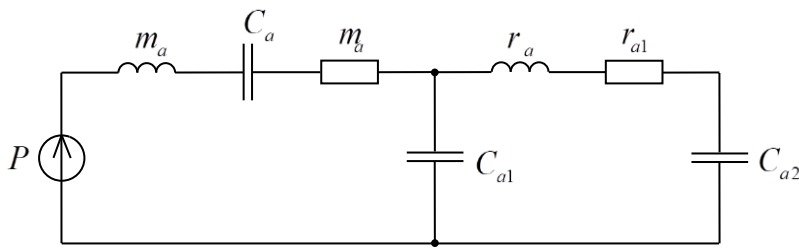


Рис. 3.15. Спрощена електроакустична схема для ВЧ і СЧ

На середніх частотах електроакустична схема набуває вигляду (рис.3.16);

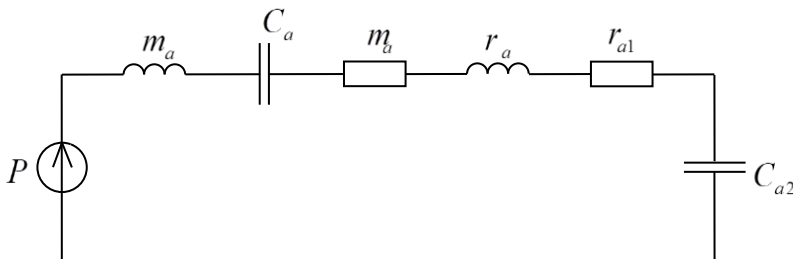


Рис. 3.16. Електроакустична схема на СЧ

$$m_{a\Sigma} = m_a + m_{a1} \approx m_a,$$

$$C_{a\Sigma} = \frac{C_a \cdot C_{a2}}{C_a + C_{a2}} \approx \frac{C_a \cdot C_{a2}}{C_{a2}} = C_a.$$

Отже, частота резонансу $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m_{a\Sigma} \cdot C_{a\Sigma}}} = \frac{1}{\sqrt{m_a \cdot C_a}}$ – резонанс на середніх

частотах.

Механічна чутливість:

$$\varphi_{i \dot{a}\dot{o}} = \frac{1}{\sqrt{(r_a + r_{a1})^2 + \left(\omega m_{a\Sigma} - \frac{1}{\omega C_{a\Sigma}}\right)^2}},$$

на резонансі система управляється тертям (рис.3.17).

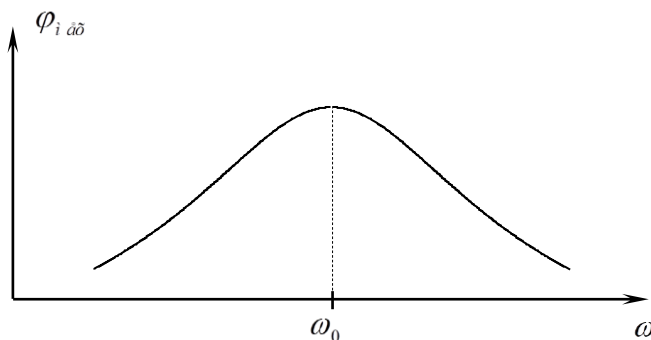


Рис. 3.17. Частотна характеристика механічної чутливості на середніх частотах

На високих частотах $\frac{1}{\omega C_{a1}} < \omega m_{a1}$ і робоча електроакустична схема виглядає наступним чином (рис.3.18):

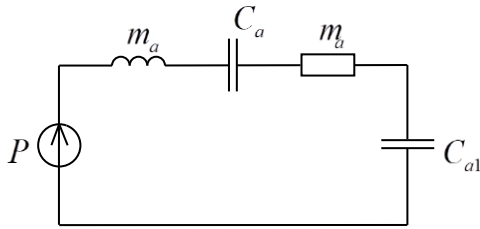


Рис.3.18. Еквівалентна електроакустична схема мікрофону на ВЧ

В результаті

$$C_{\Sigma} = \frac{C_a \cdot C_{a1}}{C_a + C_{a1}} \approx C_{a1}$$

Частота резонансу $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{m_a \cdot C_{a1}}}$ – високочастотний резонанс.

Частотна характеристика мікрофону на середніх і високих частотах представлена на рис. 3.19.

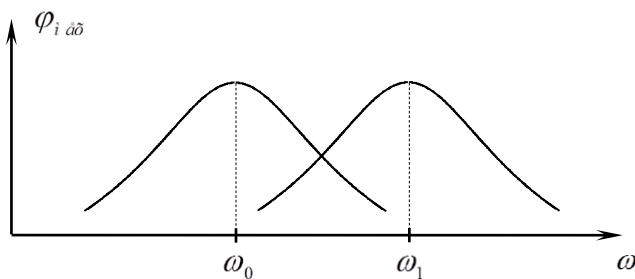


Рис. 3.19. Частотна характеристика мікрофону в області середніх і високих частот

Звичайно вибирають верхню робочу частоту мікрофону $\omega_a \approx (1.4...1.5)\omega_1$.

Розглянемо схему на низьких частотах (рис.3.20).

Оскільки C_{a1} – мале, то опір $\frac{1}{\omega C_{a1}}$ – великий. І гілкою з C_{a1} нехтуємо.

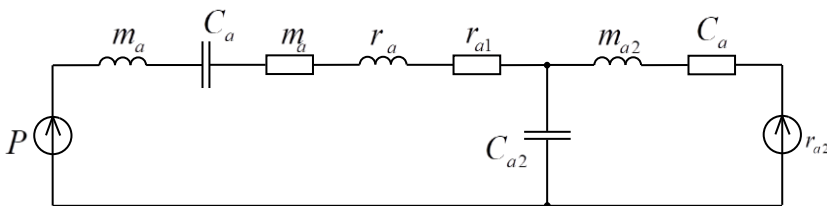


Рис. 3.20. Еквівалентна електроакустична схема мікрофону на НЧ

Далі, нехтуємо m_a і m_{a1} , вважаючи ωm_a і ωm_{a1} - малими опорами, схема спрощується (рис.3.21):

$$r_{a\Sigma} = r_a + r_{a1}.$$

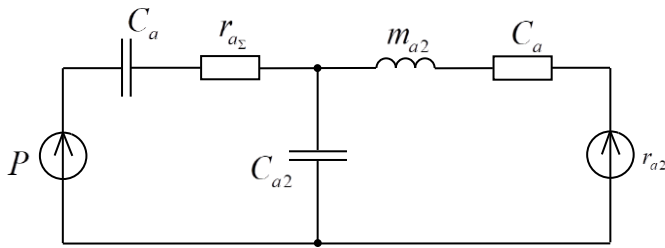


Рис. 3.21. Еквівалентна електроакустична схема мікрофону на НЧ

Згортаємо схему (рис.3.22):

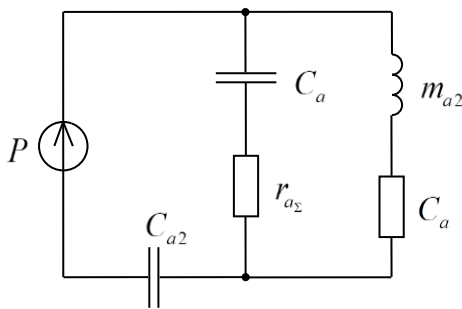


Рис. 3.22.Згорнута схема (див. рис.3.21)

Оскільки $\frac{1}{\omega C_{a2}} > \omega m_{a2}$, то схему можна ще спростити (рис.3.22):

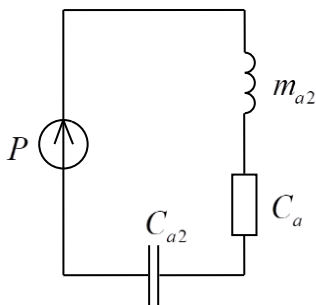
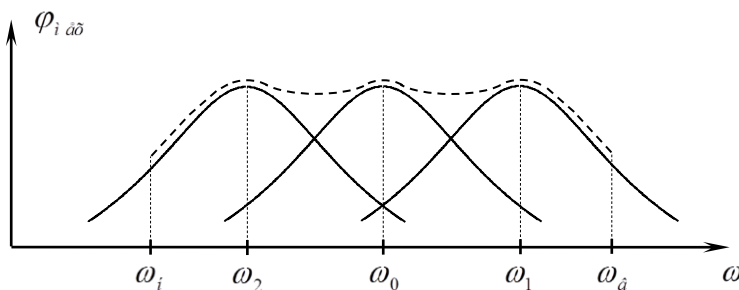


Рис.3.22. Еквівалентна спрощена схема мікрофону в області низьких частот

Частота резонансу мікрофону $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{C_{a2}m_{a2}}}$ (низькочастотний резонанс).

Результуюча частотна характеристика мікрофону представлена на рис.3.23.



Завдяки акустичній корекції ЧХ мікрофону розширюється і вирівнюється.

3.3.1.2 Однонаправлені мікрофони градієнта тиску

Ідея створення однонаправленого прийому звукових хвиль мікрофоном градієнту тиску проілюстрована на рис.3.24.

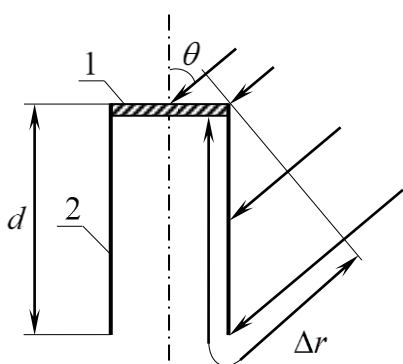


Рис.3.24 Ілюстрація принципу дії однонаправленого мікрофону градієнту тиску:

1 – мембрана;

2 – корпус (трубочка);

$$\Delta r = d + d \cdot \cos \vartheta = d(1 + \cos \vartheta).$$

Отже , акустична чутливість знаходиться з виразу:

$$|\varphi_{ак}| = k \cdot \Delta r \cdot S \sqrt{1 + \frac{1}{(kr)^2}} = kd \cdot (1 + \cos \vartheta) \cdot S \sqrt{1 + \frac{1}{(kr)^2}}.$$

В дальньому полі: $\varphi_{\hat{a}\hat{e}} = kdS(1 + \cos \theta)$.

ХН мікрофона описується кардіоїдою: $R(\theta) = \frac{\varphi_{\hat{a}\hat{e}}(\theta)}{\varphi_{\hat{a}\hat{e}0}} = \frac{1}{2}(1 + \cos \theta)$ (рис.3.25).

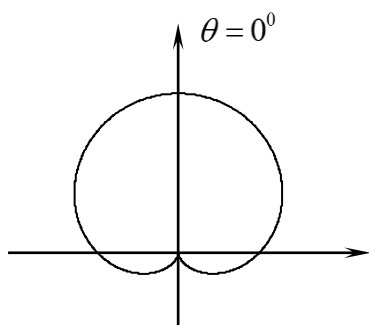


Рис. 3.25. Характеристика направленості однонаправленого мікрофону

Конструкція однонаправленого електродинамічного катушкового мікрофону представлена на рис.3.26.

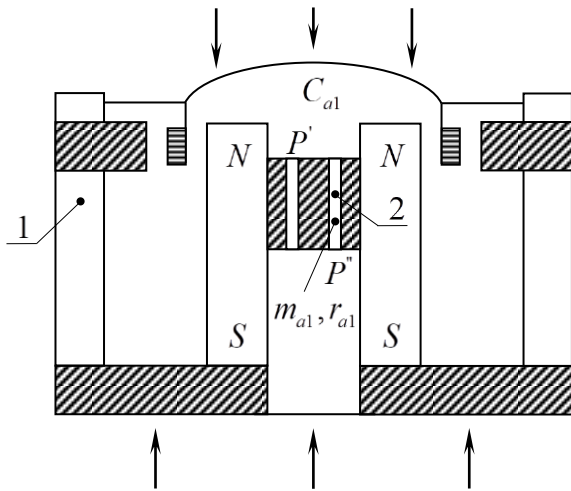


Рис.3.26.Конструкція однонаправленого мікрофону:
1 – щілинні отвори в корпусі;
2 – елемент ланки лінії затримки.

Лінія затримки потрібна для того, щоб вирівняти тиски P' і P'' по фазі. Ця вставка робить тилову чутливість рівною нулю (рис.3.27).

Направленість мікрофону

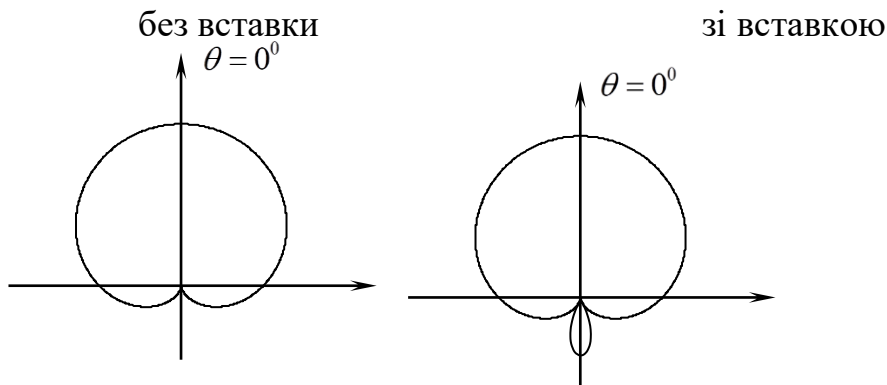


Рис. 3.26. Характеристика направленості мікрофону в залежності від використання лінії затримки

Електроакустична схема мікрофону представлена на рис.3.27.

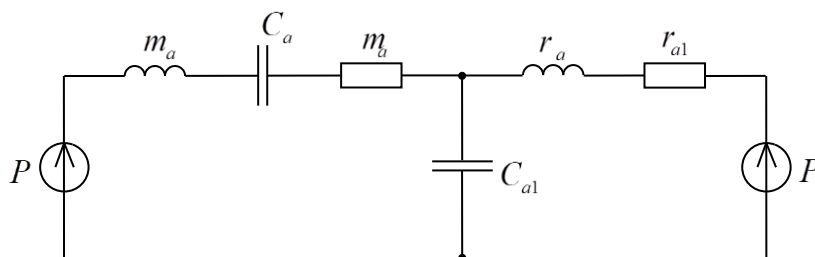


Рис. 3.27. Електроакустична схема мікрофону

Узгодження характеристик:

$$\varphi_{\dot{a}\dot{e}} = kdS(1 + \cos \theta) = \frac{\omega}{C_0 dS(1 + \cos \theta)},$$

$$\varphi_{\ddot{a}\ddot{e}} = Bl,$$

$$\varphi_{\dot{a}\ddot{e}} = \frac{1}{2},$$

отже, необхідно, щоб механічна характеристика

$$\varphi \propto \frac{1}{\omega},$$

тобто система повинна управлятися масою, тоді $\varphi_{i \ddot{a}\ddot{e}} \propto \frac{1}{\omega m}$.

Система управляється масою, якщо частота механічного резонансу лежить в нижній частині робочого діапазону, тоді у всьому діапазоні частот маємо повне узгодження характеристик. В результаті повна чутливість мікрофону:

$$E = \frac{dS(1 + \cos \theta)Bl}{2C_0 m}.$$

Осьова чутливість мікрофона

$$E_{axi} = \frac{dSBl}{C_0 m}.$$

3.3.2. Електродинамічні стрічкові мікрофони

3.3.2.1 Електродинамічні стрічкові мікрофони градієнта тиску

Стрічкові електродинамічні мікрофони застосовуються в студіях для запису мови і музики, оскільки вони мають рівномірну частотну характеристику, слабку вираженість перехідних явищ, але не допускають роботи на відкритому повітрі.

Конструкція електродинамічного стрічкового мікрофону тиску наведена на рис.3.28.

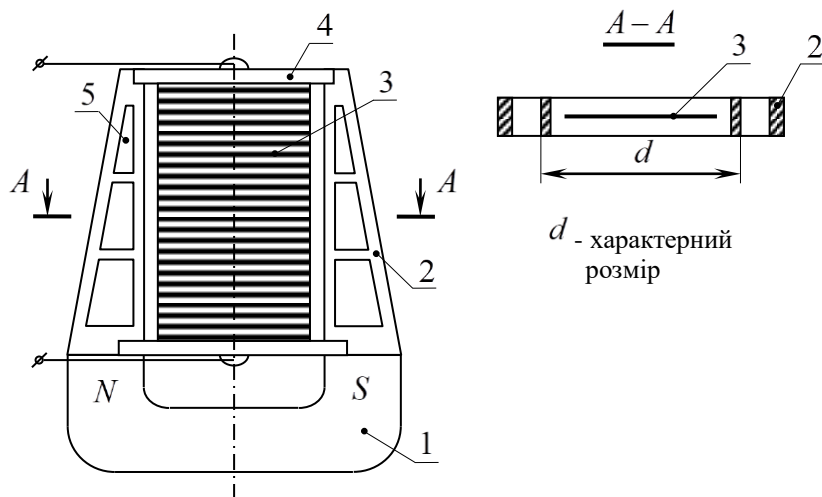


Рис.3.28.

- 1 – магніт;
- 2 – полюсний наконечник;
- 3 – стрічка (чутливий елемент);
- 4 – тримачі стрічки;
- 5 – вікна в полюсних наконечниках.

Під дією звукової хвилі стрічка з електропровідного металу починає рухатися; оскільки вона знаходиться в магнітному полі, то на її кінцях індукується ЕРС, яка і використовується в ролі корисного вихідного сигналу.

Стрічку виконують з алюмінієвої фольги товщиною 3-5 мкм (дуже тонка, легко може порватися), шириною 3-6 мм, довжиною 20-60 мм.

Матеріал вибирається з умови мінімальної маси (щільності). Стрічка гофрується, що необхідно для збільшення гнучкості, а також площі стрічки (пропорційно збільшується чутливість).

Узгодження характеристик мікрофону

Чутливості мікрофону відповідно дорівнюють:

$$\varphi_{\dot{a}\dot{e}} = kdS \cos \theta ,$$

$$\varphi_{\dot{a}i} = Bl ,$$

$$\varphi_{\dot{a}\ddot{e}} = 1/2 .$$

(S – площа стрічки, l – конструктивна довжина стрічки, B – індукція магнітного поля). Тоді потрібно вимагати, щоб $\varphi_{i\ddot{a}\omega} \ll \frac{1}{\omega}$, тобто $\varphi_{i\ddot{a}\omega} = \frac{1}{\omega m}$ - система повинна керуватися масою (рис.3.29).

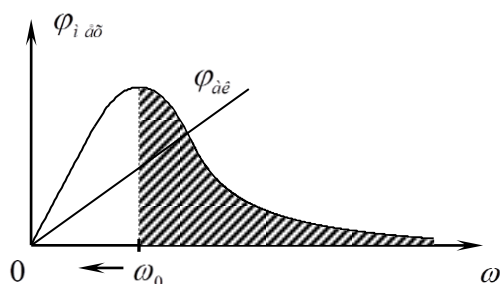


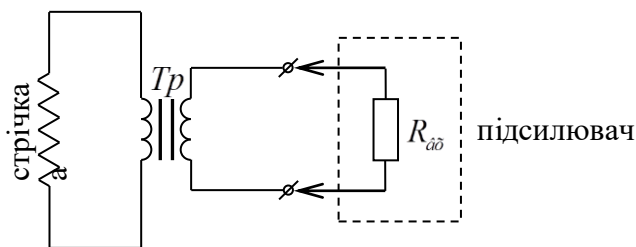
Рис.3.29. Область робочих частот мікрофона (заштрихована ділянка)

Слід використовувати область частот $\omega > \omega_0$, де частота механічного резонансу

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{mC}} .$$

Маса стрічки m – дуже мала, тому для зниження частоти резонансу ω_0 потрібно збільшити гнучкість C – для цього стрічку гофрують.

ЕРС, розвивається на кінцях стрічки дуже мала. Якщо не вжити спеціальних заходів, то величина корисного сигналу маскуватиметься електричними шумами підсилювача. Для цього вибирають стрічку з малим електричним опором ($\sim 0,25$ Ом). Але стандартний ряд рекомендує більший опір для узгодження з підсилювачем, тому стрічковий мікрофон повинен містити електричний трансформатор (рис.3.30).



Трансформатор – підвищуючий; $n = \frac{W_2}{W_1} = 50$, тобто ЕРС трансформатора в 50 разів більша величина, ніж ЕРС на кінцях стрічки.

Таким чином,

$$\varphi_{аі} = n / 2 ,$$

а загальна чутливість

$$E = \omega \frac{dC_0}{2} \cos \theta \frac{1}{\omega m} Bl \frac{n}{2} ,$$

$$E = \frac{Bl \cdot S \cdot n \cdot d}{2mC_0} \cos \theta .$$

Трансформатори виконують малих розмірів і розміщують в одному корпусі з мікрофоном.

3.3.2.2 Електродинамічні стрічкові мікрофони тиску

Конструктивно відрізняються тим, що одна сторона стрічки закривається плоским екраном (рис.3.31).

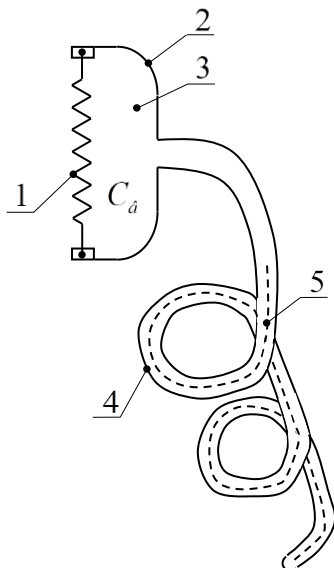


Рис.3.31. Конструкція стрічкового мікрофону тиску:

- 1 – стрічка;
- 2 – екран;
- 3 – повітряна подушка;
- 4 – лабіринт;
- 5 – звукопоглинальний матеріал.

Узгодження характеристик мікрофону:

Чутливості електромеханічна, електрична, акустична, відповідно дорівнюють:

$$\varphi_{аі} = Bl ,$$

$$\varphi_{аі} = n / 2 ,$$

$$\varphi_{\dot{a}\dot{e}} = S;$$

отже, $\varphi_{i \dot{a}\dot{o}} = const$ або система керується тертям: $\varphi_{i \dot{a}\dot{o}} = \frac{1}{r_{i \dot{a}\dot{o}}}$.

Досягається це таким чином:

1. Вибором матеріалу стрічки і об'єму, що замикається, таким чином, щоб резонанс стрічки розташовувався в області середніх частот.
2. Активний опір механічної системи $r_{i \dot{a}\dot{o}}$ збільшується, завдяки (рис.3.32)

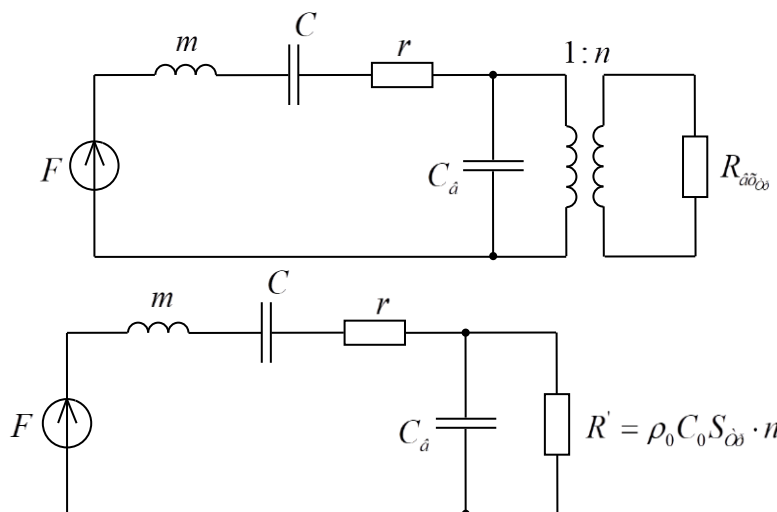


Рис.3.32. Електромеханічна схема мікрофону

навантаженню замкнутого об'єму лабіринтом.

Коефіцієнт трансформації

$$n = \frac{S_{\dot{n}\dot{o}} \delta^3 \dot{e}\dot{e}}{S_{\dot{o}} \delta \dot{a}\dot{a}\dot{e}\dot{e}};$$

$$\varphi_{i \dot{a}\dot{o}} = 1/R'_{\dot{a}}.$$

3.3.2.3 Електродинамічні стрічкові комбіновані мікрофони

Конструкція комбінованого стрічкового мікрофону наведена на рис.3.33.

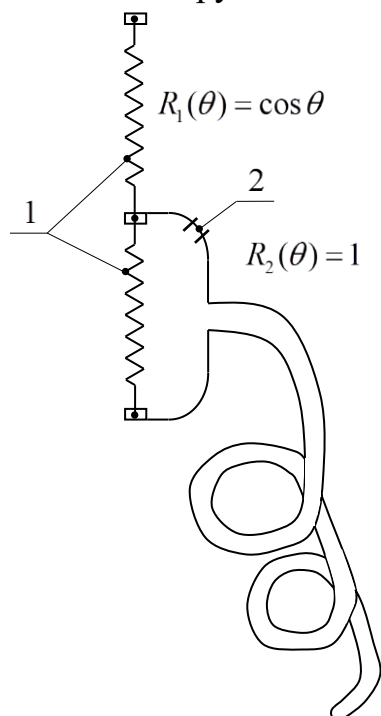


Рис. 3.33. Конструкція комбінованого стрічкового мікрофону:

- 1 – стрічка;
- 2 – отвір екрану;

Характеристика направленості мікрофону (рис.3.34):

$$R_{\Sigma}(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2}.$$

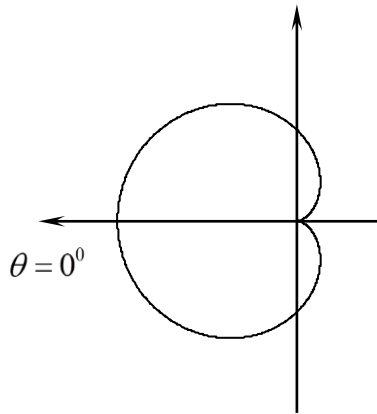


Рис.3.34. Характеристика направленості комбінованого мікрофону

Отвір в екрані виконують для забезпечення односторонньої направленості.

3.4. Конденсаторні мікрофони

Застосовуються як студійні, концертні (радіомікрофони) і вимірювальні. Придатні для роботи в широкому діапазоні частот: від інфразвукових до ультразвукових. Вони мають малу нерівномірність частотної характеристики, відносно високе значенням чутливості.

Якщо електродинамічні мікрофони мають осьову чутливість $E_{\square 1-2} \frac{i \hat{A}}{\hat{I} \hat{a}}$, то чутливість конденсаторних мікрофонів при тих же розмірах $E_{\square 10} \frac{i \hat{A}}{\hat{I} \hat{a}}$.

Вимірювальні мікрофони мають меншу чутливість. На основі конденсаторних мікрофонів створюються системи з керованою характеристикою направленості.

3.4.1. Конденсаторний мікрофон тиску

Конструктивно конденсаторний мікрофон тиску зображений на рис.3.35.

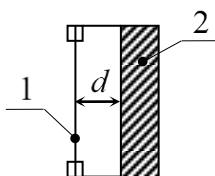


Рис.3.35. Конструкція конденсаторного мікрофону тиску:
1 – мембрана;
2 – електропровідний електрод.

Конденсаторний мікрофон – конденсатор зі змінною ємністю:

$$C[\hat{O}] = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \cdot S}{d},$$

де S – площа мембрани, d – відстань між обкладаннями.

Під дією звукового тиску змінюється d , в результаті змінюється ємність C :

$$d = d_0 + x,$$

$$C = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{d_0 \left(1 + \frac{x}{d_0}\right)}.$$

Оскільки $\frac{x}{d_0} \ll 1$, то $\frac{1}{1 + \frac{x}{d_0}} \approx 1 - \frac{x}{d_0}$, тобто

$$C = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{d_0} \left(1 - \frac{x}{d_0}\right),$$

$$\text{або } C = C_0 + C_{\sim},$$

де $C_0 = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{d_0}$ - постійна складова ємності;

$C_{\sim} = C_0 \frac{x}{d_0}$ - змінна складова ємності.

Електромеханічна чутливість мікрофону

У формулі для змінної складової ємності не враховується, що мембрана (рис.3.36)

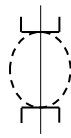


Рис.3.36. Коливання мембрани мікрофону

при коливаннях згинається, оскільки краї її закріплені.
Тому, насправді

$$C_{\sim} = \frac{1}{2} C_0 \frac{x}{d_0}.$$

Існують дві електричні схеми включення конденсаторного мікрофону:

- низькочастотна;
- високочастотна.

Низькочастотна електрична схема включення мікрофону представлена на рис.3.37.

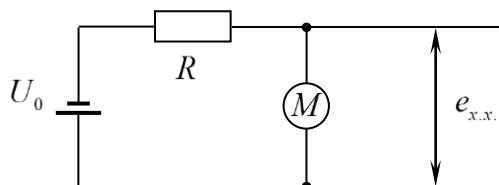


Рис.3.37. Електрична схема включення мікрофону

1) Дослід холостого ходу ХХ

Після включення схеми розриваємо коло ($R \rightarrow \infty$). Оскільки ми включили коло до розриву, та напруга на обкладаннях конденсатора u_0 . При цьому $q_0 = u_0 \cdot C_0$.

При розриві кола q_0 нікуди не стікає $q_0 = const$.

При обриві кола ємкість конденсатора змінюється, значить змінюється напруга на ньому:

$$q_0 = u_0 \cdot C_0 = (u_0 - e_{xx}) \cdot (C_0 + C_{\square});$$

$$u_0 \cdot C_0 = u_0 \cdot C_0 + u_0 \cdot C_{\square} - e \cdot C_0 - e \cdot C_{\square}.$$

Величина $e \cdot C_{\square}$ - мала, нею можна нехтувати, в результаті

$$u_0 \cdot C_{\square} = e \cdot C_0$$

або

$$e = u_0 \cdot \frac{C_{\square}}{C_0} = u_0 \cdot \frac{x}{d_0} \cdot A;$$

де A – коефіцієнт, що характеризує дану конструкцію;

$$A = 0.5 \dots 1.$$

Розглянемо вираз для електромеханічної чутливості

$$\varphi_{\ddot{a}} = \frac{e}{v} = \frac{e}{j\omega x},$$

де x – зміщення мембрани;

$$\varphi_{\ddot{a}} = \frac{u}{j\omega d_0}, \quad \text{тобто} \quad \varphi_{\ddot{a}} \propto \frac{1}{\omega}.$$

Електрична схема заміщення мікрофону

Конденсаторний мікрофон, як і будь-яке джерело електричного сигналу, може бути представлений загальною схемою вигляду (рис.3.38):

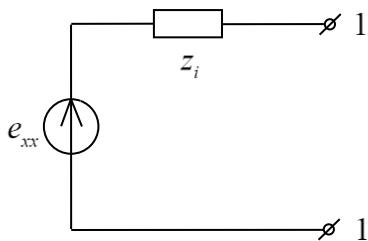


Рис.3.38. Загальна електрична схема включення мікрофону

ЕРС e_{xx} вимірюється на вихідних контактах конденсатора без навантаження, тобто в режимі холостого ходу ХХ.

z_i – внутрішній опір джерела ЕРС.

Для визначення z_i закоротили контакти 1 і 1' і виміряли струм.

2) Дослід короткого замикання КЗ.

У реальній схемі $R \rightarrow 0$. В процесі руху мембрани змінюватиметься ємкість конденсатора, але незмінною залишиться напруга на його обкладаннях. Це приведе до зміни заряду конденсатора q .

Величину заряду представимо

$$q = q_0 + q_{\square} = u_0 \cdot (C_0 + C_{\square}).$$

Продиференціюємо по t :

$$\frac{dq}{dt} = i = u_0 \cdot \frac{dC_{\square}}{dt} = j\omega u_0 C_{\square}$$

$$\text{отже } i = j\omega u_0 C_{\square}.$$

Тоді

$$z_i = \frac{e_{xx}}{i_{\xi s}} = \frac{u_0 \cdot \frac{C_{\sim}}{C_0}}{j\omega u_0 C_{\sim}} = \frac{1}{j\omega C_0}.$$

Електрична схема заміщення мікрофону наведена на рис.3.39.

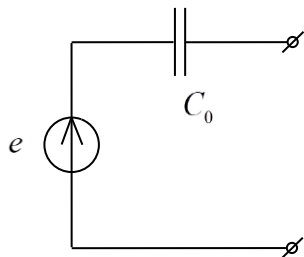


Рис.3.39. Електрична схема заміщення мікрофону

Електрична чутливість мікрофону (з врахуванням опору навантаження)

Загальна чутливість мікрофону:

$$E = \frac{u}{p}$$

де u – напруга на виході мікрофону з врахуванням дії опору навантаження.

Електрична чутливість представляє відношення вихідної електричної напруги до ЕРС (рис.3.40):

$$u = \frac{e \cdot R_t}{R_t + \frac{1}{j\omega C_0}}, \text{ або}$$

$$|u| = \frac{e}{\sqrt{1 + \frac{1}{(\omega C_0 R_t)^2}}}.$$

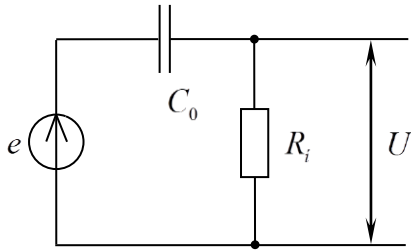


Рис.3.40. Схема заміщення мікрофону з опором навантаження

Звідси, $\varphi_{\tilde{e}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{(\omega C_0 R_i)^2}}}$. Графік залежності $\varphi_{\tilde{e}}$ від частоти наведений на

рис.3.41:

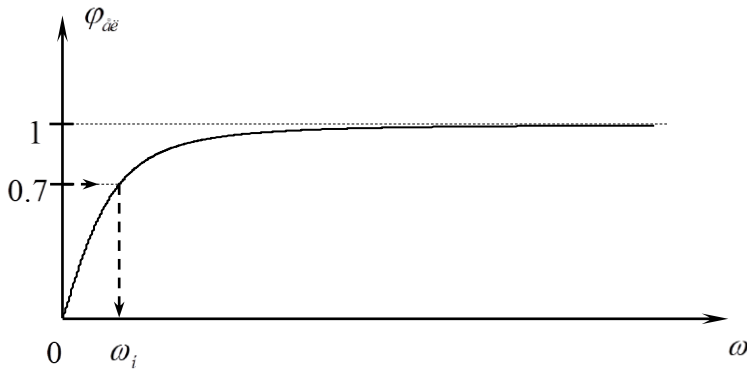


Рис. 3.41. Залежність електричної чутливості від частоти

На частоті ω_i повинна виконуватися умова

$$R_i = \frac{1}{\omega_i C_0},$$

тобто опір навантаження R_i на ω_i повинен бути рівним внутрішньому опору $\frac{1}{\omega_i \tilde{N}_0}$ джерела ЕРС.

Величина $C_0 = 10 - 100$ нФ.

Якщо вважати, що нижня межа робочого діапазону мікрофону

$$R_i \approx 100 \text{ Ом}.$$

Такі великі R_i накладають обмеження на вибір схеми підключення мікрофону.

Транзисторний варіант схеми включення мікрофону представлений на рис.3.42.

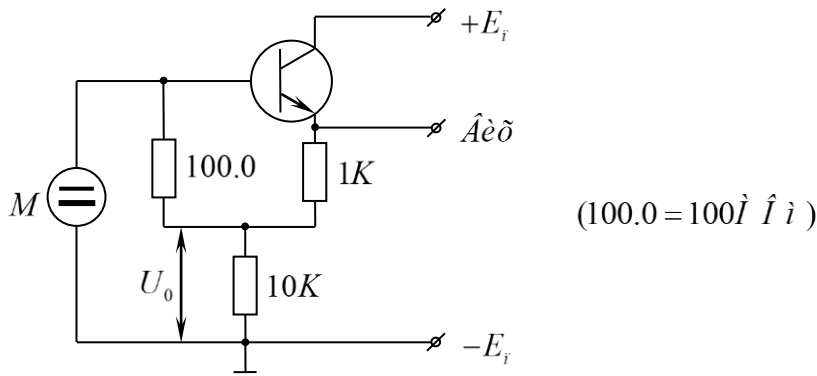


Рис. 3.42. Транзисторний варіант схеми включення мікрофону

Мікрофонні підсилювачі для конденсаторних мікрофонів повинні мати дуже високий вхідний опір. Велика величина вхідного опору обумовлює велику чутливість до перешкод, тому конденсаторні мікрофони обов'язково містять в собі перший каскад підсилювача НЧ.

Узгодження характеристик в конденсаторних мікрофонах тиску

Чутливості акустична, електромеханічна та електрична, відповідно дорівнюють:

$$\begin{aligned} \varphi_{ак} &= S; \\ \varphi_{аі} &= \frac{u}{\omega d_0}; \\ \varphi_{ае} &= 1 \quad (\text{і } \delta \text{è } R_i = \frac{1}{\omega_i C_0}). \end{aligned}$$

Отже, механічна чутливість $\varphi_{і \text{а} \text{с}}$ повинна бути пропорційна частоті, $\varphi_{і \text{а} \text{с}} \propto \omega$, або $\varphi_{і \text{а} \text{с}} = \omega \cdot \tilde{N}_{і \text{а} \text{с}}$ – система керується гнучкістю.

Конструкція мікрофону показана на рис.3.43.

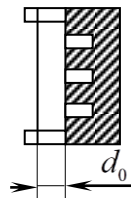


Рис.3.43. Конструкція конденсаторного мікрофону тиску

Резонансна частота повинна бути вище, ніж ω_a . Така висока частота резонансу рухомої системи досягається, в основному, гнучкістю замкнутого повітряного об'єму під мембраною.

Якщо врахувати, що величина повітряного зазору d_0 має порядок 10 мікрон, то легко обчислити, що частота резонансу:

$$C_{\text{мех}} = \frac{Sd_0}{\rho_0 C_0^2 S^2} = \frac{d_0}{\rho_0 C_0^2 S}.$$

Повна чутливість

$$E = \frac{S \cdot u_0 \cdot \omega \cdot C_{\text{мех}}}{\omega \cdot d_0} = \frac{u_0 \cdot S \cdot C_{\text{мех}}}{d_0}.$$

Для збільшення чутливості слід збільшити $C_{i \ddot{a} \ddot{o}}$, тобто збільшити об'єм повітря між обкладками. Для цього в нерухомій обкладці роблять канавки, при цьому зміна загальної площі дуже мала.

Приклад: Нехай ми змінюємо частоту механічного резонансу f_0 від 100 Гц до 20 кГц. Для цього необхідно гнучкість $C_{i \ddot{a} \ddot{o}}$ збільшити в 25 разів. Відповідно, чутливість E зросте в 25 разів.

3.4.2. Конденсаторні мікрофони градієнта тиску.

3.4.2.1. Симетричний мікрофон градієнта тиску

Конструкція симетричного мікрофону градієнта тиску представлена на рис.3.44.

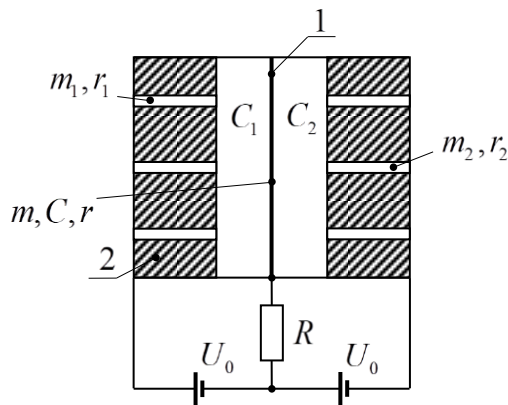


Рис.3.44. Конструкція симетричного мікрофону градієнта тиску:
1 – мембрана;
2 – нерухомі обкладки.

Джерела u_0 повинні бути включені узгоджено.

Узгодження чутливостей мікрофону

Чутливості акустична, електрична та електромеханічна, відповідно, дорівнюють:

$$\varphi_{\ddot{a} \ddot{e}} = kdS \cos \vartheta;$$

$$\varphi_{\ddot{a} \ddot{e}} = 1;$$

$$\varphi_{\ddot{a} \ddot{i}} = \frac{u}{\omega d_0};$$

таким чином, необхідно, щоб механічна чутливість $\varphi_{i \ddot{a} \ddot{o}} = const$.

Система повинна управлятися тертям. Резонансна частота ω_0 повинна знаходитися в області середніх частот: $\omega_0 = \sqrt{\omega_i \omega_a}$.

Електроакустична схема мікрофону зображена на рис.3.45.

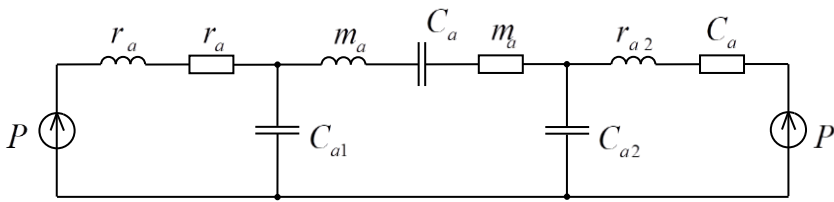


Рис. 3.45. Електроакустична схема мікрофону

Розглянемо дещо складнішу конструкцію - однонаправлений конденсаторний мікрофон.

3.4.2.1 Асиметричний мікрофон градієнта тиску (мікрофон з керованою ХН)

Конструкція мікрофону представлена на рис.3.46.

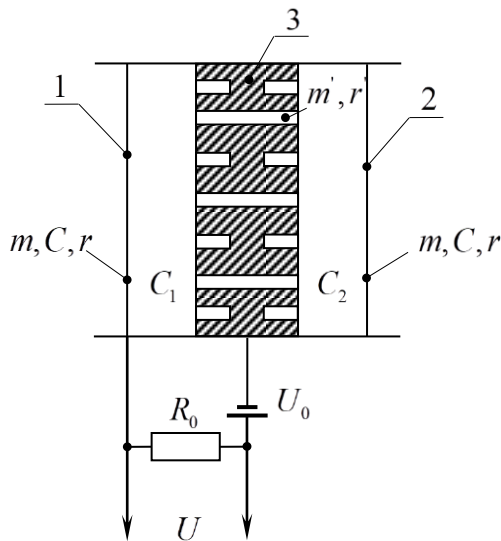


Рис.3.46. Конструкція двомембранного конденсаторного мікрофону:

1,2 – рухомі мембрани;
3 – нерухома обкладка.

У механічному відношенні схема симетрична, а електрична схема – несиметрична.

Електроакустична схема мікрофону представлена на рис.3.47.

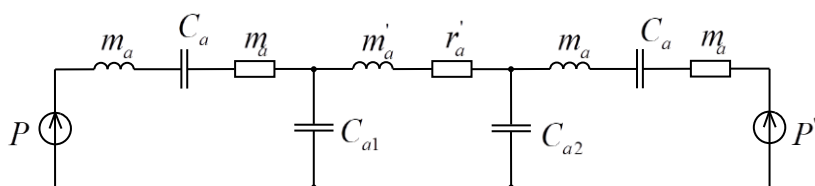


Рис. 3.47. Електроакустична схема мікрофону

При підключенні однієї мембрани і нерухомого електроду одержуємо однонаправлений мікрофон.

Чутливості такі ж, як і в попередній моделі мікрофону, за виключенням

$$\varphi_{ак} = kdS(1 + \cos \vartheta).$$

Розглянемо можливість управління ХН такого мікрофону залежно від схеми електричного включення.

Результуюче коливання мембран представимо у вигляді суми синфазного (2) – мікрофон градієнта тиску – і протифазного (1) – мікрофон тиску (рис.3.48):

- 1) нехай простір всередині мікрофону не має пружних властивостей, тоді ми маємо два мікрофони тиску;
- 2) якщо заповнити простір нестискуваною рідиною (газом), тоді рух однієї мембрани спричинить рух іншої – мікрофон градієнта тиску.

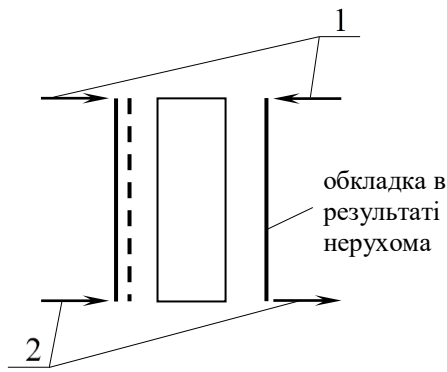


Рис.3.48. Моделювання роботи асиметричного конденсаторного мікрофону градієнту тиску:

- 1 – сили тиску;
- 2 – сили градієнта тиску.

Якщо джерело перенести на іншу сторону, то перша обкладка буде нерухома. В разі підключення однієї мембрани (рис.3.49):

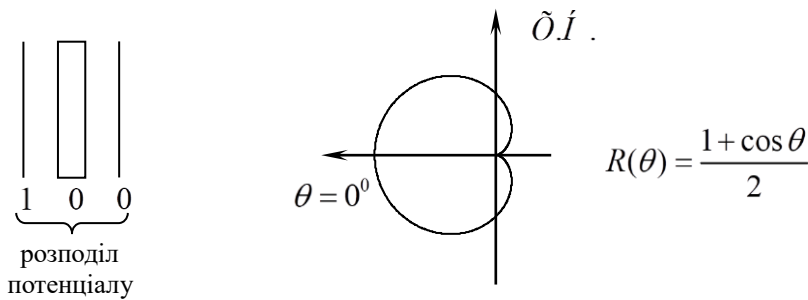


Рис. 3.49,а. Підключення лівої мембрани мікрофону

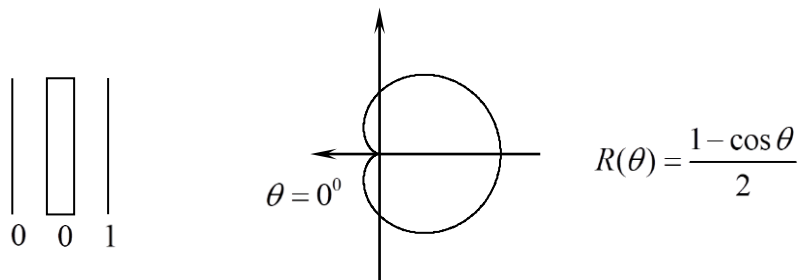


Рис. 3.49,б. Підключення правої мембрани мікрофону

Підключимо обидві мембрани, для цього підключимо два джерела живлення між нерухомою обкладкою і кожною з мембран.

Узгоджене включення мембран мікрофону

Узгоджене включення мембран мікрофону (поляризуюча напруга u_0), ілюстрація представлена на рис .3.50.

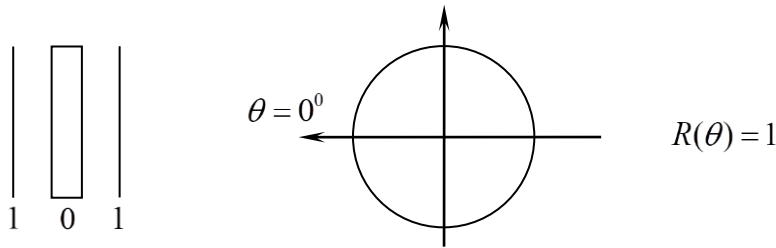


Рис.3.50. Узгоджене включення мембран мікрофону

Пояснення: маємо два мікрофони градієнта тиску, в результаті одержуємо мікрофон тиску (рис.3.51):

$$u_0(1 + \cos \vartheta) + u_0(1 - \cos \vartheta) = 2u_0$$

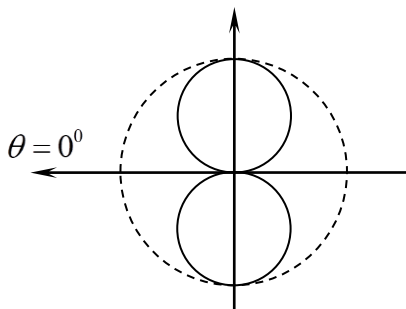


Рис.3.51.Ілюстрація до утворення мікрофону тиску

Зустрічне включення мембран мікрофону

Моделювання зустрічного включення мембран мікрофону представлено на рис.3.52.

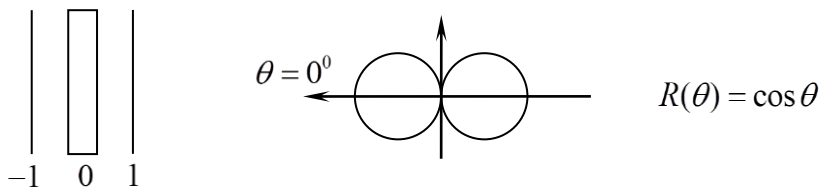


Рис.3.52. Зустрічне включення мембран мікрофону

В результаті зустрічного включення джерел живлення одержуємо симетричний мікрофон градієнта тиску:

$$u_0(1 + \cos \vartheta) - u_0(1 - \cos \vartheta) = 2u_0 \cdot \cos \vartheta.$$

Як приклад приведемо сучасні високоякісні конденсаторні мікрофони фірми "Нойман" (Німеччина). Мікрофон U-87 застосовується в радіобудинках і на телецентрах. Конструкція: нерухома пластина і дві позолочені мембрани. Має практично ідеальну частотну характеристику в діапазоні 40-8000 Гц, підйом на 2-4 дБ на 10000 Гц і далі – завал ЧХ. Шляхом перемикання обкладок одержують кругову, косинусоїдальну і кардіоїдну ХН.

Стереофонічний мікрофон SM – 69 тієї ж фірми. Застосовується для студійних записів. Складається з двох ідентичних мікрофонів, розташованих в одному корпусі на одній осі. Забезпечує кругову, кардіоїдну і косинусоїдальну характеристики направленості.

ЛІТЕРАТУРА

1. Электроакустика и звуковое вещание / Под ред. Ковалгина Ю.А.: – М.: Горячая линия – Телеком, 2007.-872с.
2. Вахитов Я.Ш. Теоретические основы электроакустики и электроакустическая аппаратура. – М.: Искусство, 1982.-415с.
3. Алдошина И.А. Электродинамические громкоговорители. – М.: Радио и связь, 1989.-272с.
4. Луньова С.А. Конспект лекцій з курсу “Электроакустика”.-Київ: НТУУ “КПІ”, електронне видання, 2012.- 340 с.
5. Методичні вказівки до виконання курсового проекту “Проект електродинамічного гучномовця” (Уклад.: С.А.Луньова, В.П.Заєць, М.В.Контар).-Київ: НТУУ “КПІ”, електронне видання, 2012.-88с.
6. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з курсу “Прикладна акустика” (Уклад.: С.А.Луньова, О.В.Богданов, В.П.Заєць, М.В.Контар).- Київ: НТУУ «КПІ», електронне видання, 2012.-66 с.
7. Алдошина И.А., Приттс Р. Музыкальная акустика. – С.-П.: Композитор, 2006.-720с.
8. Маньковский В.С. Основы звукооператорской работы. – М.: Искусство, 1985.-240с.
9. Акустика: Справочник / Под ред.. М.А. Сапожкова. – М.: Радио и связь, 1986.-236 с.
10. Фурдуев В.В. Электроакустика. – М.:ОГИЗ Техника, Техническая литература, 1948. – 515с.

Інформаційні ресурси

1. Расчет звукового поля рупорных громкоговорителей.

<http://www.sonicdesign.se/>

2. Расчет звукового поля громкоговорителей с учетом нелинейных процессов.

<http://www.users.bigpond.com/dmcbean/>

3. Расчет звукового поля громкоговорителя.

<http://melhuish.org/audio/horn.htm>

4. Расчет акустической системы закрытого типа. <http://users.rcn.com/rhcamp/akinfo.htm>

