

ПРИМЉЕНО: 1 - СЕП 2008	
ОРГАНИЗЈЕД	Б Р О Ј
0603	9 / 1038



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО – МАТЕМАТИЧКИ  
ФАКУЛТЕТ  
ДЕПАРТАМАН ЗА ФИЗИКУ



## Обрада наставне теме „Звук“ за средње школе

-дипломски рад-

Ментор:  
Др Душанка Обадовић, ред.проф.

Кандидат:  
Звездан Гагић

Нови Сад, 2008.

Захвальјем се ментору др. Душанки Ж. Обадовић, редовном професору ПМФ-а у Новом Саду на помоћи приликом израде овог дипломског рада.

Нови Сад 2008

Звездан Гагић

## САДРЖАЈ:

<b>1. УВОД .....</b>	4
<b>2. ИСТОРИЈСКИ РАЗВОЈ ПОЈМОВА О ЗВУКУ .....</b>	4
<b>3. ТЕОРИЈСКИ ДЕО .....</b>	6
<b>3.1 Осцилаторно кретање .....</b>	6
<b>3.2 Таласно кретање .....</b>	13
<b>3.3 Акустика .....</b>	21
3.3.1 Звучни извори .....	21
3.3.2 Звучни талас .....	24
3.3.3 Интезитет (јачина) звука .....	25
3.3.4 Резонанција код звука .....	27
3.3.5 Интерференција код звука .....	28
3.3.6 Доплеров ефекат .....	30
3.3.7 Ухо. Физиолошка јачина звука. Фон .....	33
3.3.8 Особине звука. Музичка скала тонова .....	35
3.3.9 Архитектонска акустика .....	38
3.3.10 Инфразвук и ултразвук .....	39
<b>4. ОБРАДА НАСТАВНЕ ЈЕДИНИЦЕ „ЗВУК“ .....</b>	41
<b>4.1 Ток часа .....</b>	42
4.1.1 Одакле звук долази .....	42
4.1.2 Цевасто звоно .....	44
4.1.3 Панова фрула .....	45
4.1.4 Доплеров ефекат помоћу звучне виљушке .....	46
4.1.5 Зашто звијзди ветар .....	47
4.1.6 Отворена и затворена пиштаљка .....	49
4.1.7 Виљушка за штимовање – сирена .....	51
<b>5. ЗАКЉУЧАК .....</b>	54
<b>6. ЛИТЕРАТУРА .....</b>	55
<b>7. КРАТКА БИОГРАФИЈА .....</b>	56
<b>8. КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА .....</b>	57

## **1. УВОД**

Физика проучава грађу и опште особине материје, узајамно дејство тела, као и промене које се услед тога дешавају. На који начин ?

„На располагању су нам три основна начина истраживања природе: посматрање размишљање и експеримент. Посматрањем се сакупљају чињенице, размишљањем се комбинују, а експериментом се проверава резултат таквог комбиновања“, написао је Дени Дидро, француски филозоф и просветитељ. Наравно прави начин је истовремено коришћење ова три начина.

Експериментима и посматрањем уочавају се различита својства објекта и процеса. Да би се те разлике могле описати потребно је извршити упоређивање одговарајућих особина. У физици је скоро увек резултат таквог упоређивања неки број. Када се резултат упоређивања неке особине може исказати неким бројем, онда се таква особина назива физичка величина. Проучавањем експерименталних чињеница увиђа се да постоји непроменљива узајамна зависност између неких физичких величине. Физички закон представља исказ те зависности. Физички закон се увек може изразити у облику математичког израза, који представља функционалну зависност између бројних вредности физичких величине.

Ако су испуњени потребни услови, физички закон омогућава да се предвиди ток неке појаве, или промене особине материје. Треба нагласити да сваки физички закон важи у одређеним условима. Неки закони имају мању, а неки већу област важења, неки важе под једним, а неки под другим околностима, па се зато морају исказати услови под којима закон важи.

## **2. ИСТОРИЈСКИ РАЗВОЈ ПОЈМОВА О ЗВУКУ**

Историја акустике почиње веома давно, још у античко доба. Постоје докази који датирају још из III века п.н.е., да су тада коришћени неки акустички феномени. Из тог времена остало је забележено име архитекте и инжењера Витрувијуса. Акустички феномени примењени у древним грађевинама, постали су славни и као такви предмет интересовања туриста. Познати су амфитеатри и храмови са извесним акустичким ефектима. Тај период развоја неки аутори називају период када је акустика била блиска уметности, а заснивала се на емпириском знању. У неким крајевима света током средњег века уместо уметности то је прерасло у обично копирање, без стварних удубљивања у принципе и намене. Једна илустрација акустичког деловања у средњем веку на нашем тлу јесу резонатори извађени из сводова старих српских цркава, приказани на слици 1.



a)

б)

Слика 1. Фотографија акустичких резонатора извађених из: а) сводова Горње цркве у Сремским Карловцима б) рушевина цркве у селу Коморане

Развој акустике од тих давних античких времена до данас може се поделити у неколико периода:

- период антике и средњег века (акустика као уметност),
- период од XVIII века до почетка XX века (акустика постаје наука),
- период од почетка XX века (увођење електричних уређаја и експерименти),
- период последњих тридесетак година (примена рачунара за моделовање и мерење).

Почетком XVII века постављене су основе савремене акустике, чиме почиње други период у развоју када она полако постаје наука. Прво експериментално мерење брзине звука у ваздуху извршено је још 1635. године (на основу разлике у стизању блеска и звука при пуцању из топа). У том веку Њутн је поставио математичке основе простирања звука. У XVIII веку неким сегментима акустичке проблематике бавили су се и таква имена као што су Ојлер и Лагранж. Основе теоријске поставке звука у флуидима постављене су у 18. веку.

Акустика као савремена инжењерска област постављена је почетком двадесетог века. За тај период везано је име америчког Сабина који је поставио теоријске основе акустике просторија. Све је то претходило појави електричних мерних инструмената. Са појавом микрофона, звучника и система за записивање сигнала, развој акустике је добио нови замах. Тада је посебно изражен у другој половини XX века, чemu је највише допринео развој технологије, пре свега електротехнике, која је омогућила коришћење модерне мерење опреме, сензора и претварача. Такав развој створио је услове за озбиљнији експериментални рад.

Најзад, најновија епоха у историјском развоју акустике препознаје се у протеклих тридесетак година захваљујући развоју рачунара. Они су омогућили два озбиљна помака: у области моделовања звучног поља и у области мерења. Захваљујући томе, чак и неке класичне области акустике, које се већ дugo развијају, као што је акустика просторија, последњих две деценије доживеле су велики помак захваљујући примени рачунара у мерењима. Као илустрација овог најновијег

развоја, довољно је напоменути да је теорија о квалитету концертних дворана доживела највећи прогрес тек у новије време. Штавише, веза између субјективних атрибута звучног поља и физичких карактеристика концертних сала још увек је отворена тема за истраживања.

### 3. ТЕОРИЈСКИ ДЕО

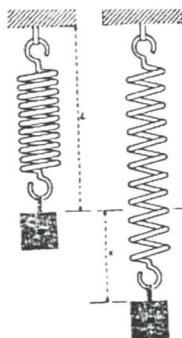
Звук представља облик таласног кретања који опажамо чулом слуха. Пошто таласно кретање представља расподелу осцилација у некој материјалној средини које потичу од неког извора, потребно је размотрити у општем случају осцилације различитих врста система који могу да осцилују.

#### 3.1. ОСЦИЛАТОРНО КРЕТАЊЕ

Посматрајмо еластичну опругу константе  $k$  на коју је причвршћено, на једном kraju, тело масе  $m$ . Опругу истегнемо на доле за удаљеност  $x$  (слика 2) и пустимо је. Нађимо једначину кретања. Нека је  $L_0$  дужина опуштене опруге, а  $L$  дужина опруге кад је у равнотежи оптерећена телом масе  $m$ , као што је приказано на слици. Пошто је сила еластичне опруге пропорционална издужењу важиће следеће:  $mg = k(L - L_0)$ . Када се тело повуче надоле за удаљеност  $x$  еластична сила се повећа на  $k(x + L - L_0)$ . Тада је резултантна сила која делује на тело масе  $m$  једнака сили еластичне опруге умањене за тежину тела масе  $m$ . Та резултантна сила делује према горе и настоји вратити тело масе  $m$  у положај равнотеже. Други Њутнов закон за тај случај гласи:  $k(x + L - L_0) - mg = ma$ . Ако је  $x$  позитивно (када је тело испод положаја равнотеже), тада је убрзање усмерено на горе и негативно ( $-x$ ) где је други извод по времену означен помоћу две тачке. Одузевши члан  $mg$  добија се:  $kx = -mx''$  или

$$x'' + \left[ \frac{k}{m} \right] x = 0$$

1



Слика 2. Опруга истегнута на доле за удаљеност  $x$  од равнотежног положаја

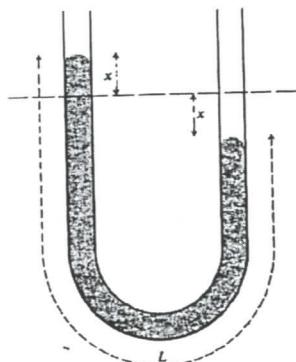
Димензија односа  $k/m$  је  $s^{-2}$ .

Следећи случај који посматрамо је осциловање живе у танкој  $U$ -цеви, у којој потиснемо живу доле и пустимо.  $U$ -цев је приказана на слици 3, на којој је положај равнотеже приказан испрекиданом линијом. Нека је  $L$  висина стуба живе,  $\rho$  густина живе  $A$  пресек  $U$ -цеви а  $x$  отклон с обзиром на положај равнотеже. Тада је укупна маса живе:  $m = LA\rho$ .

Када је ниво у десном краку потиснут наниже, сила која га настоји вратити у положај равнотеже једнака је тежини стуба живе висине  $2x$ . Заправо ниво у левом краку је за  $2x$  изнад онога у десном краку, па је тежина која настоји вратити целокупну живу у положај равнотеже  $2xA\rho g$ . Други Њутнов закон примењен на целокупну масу живе даје:  $LA\rho \ddot{x} = -2xA\rho g$  или

$$x + \left[ \frac{2g}{L} \right] x = 0.$$

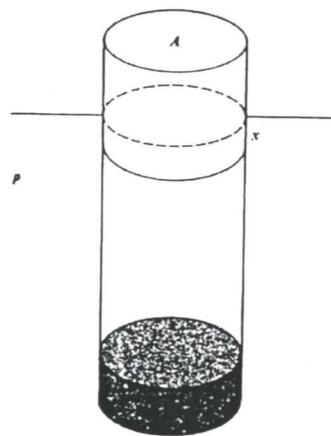
2



Слика 3. Приказ  $U$ -цеви (равнотежни положај приказан је испрекиданом линијом)

Као и у предходном случају негативни предзнак се појављује зато што сила настоји смањити  $x$ , а јединица величине у угластој загради је  $s^{-2}$ .

Посматрајмо вертикални штап, (слика 4) који плива вертикално у течности и потиснимо га за  $x$  према доле. Док штап плива он је у равнотежи, због заједничког деловања властите тежине и потиска у течности. Ако се урони још и део штапа означен са  $x$ , исатисне се додатна запремина течности  $Ax$ , према томе додатни потисак једнак је тежини те запремине  $-xA\rho g$ , где је  $\rho$  густина течности. Ако је  $M$  укупна маса тела које плива према другом Њутновом закону имамо:



Слика 4. Штап који плива вертикално у течности

$M \ddot{x} = -A\rho g x$ , односно:

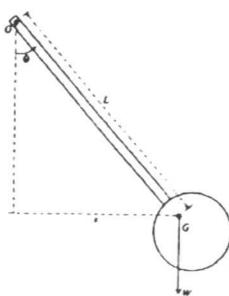
$$\ddot{x} + \left[ \frac{A\rho g}{M} \right] x = 0 \quad 3$$

Најзад, посматрајмо клатно које врши мале осцилације (угао  $\theta$  мањи је од приближно  $0,15 \text{ rad}$ ), слика 5. Клатно се слободно клати у вертикалној равни око чврсте тачке  $O$ . Ако је центар масе таквог клатна у тачки  $G$  момент силе око тачке  $O$  је  $Wx$  где је  $W$  укупна тежина клатна. Ако је  $L$  удаљеност између  $O$  и  $G$  тада је  $x = L \sin \theta$ , а момент силе је  $WL \sin \theta$ . Деловањем момента угао се смањује па је угаоно убрзање  $-\ddot{\theta}$ . Применом другог Њутновог закона за ротацију тела  $\vec{M} = I \alpha = I \ddot{\theta}$  добија се:  $-I_0 \ddot{\theta} = WL \sin \theta$  одакле је:

$$\ddot{\theta} + \left[ \frac{WL}{I_0} \right] \sin \theta = 0. \quad 4$$

Уз апроксимацију за мале углове  $\sin \theta \approx \theta$  добијамо:

$$\ddot{\theta} + \left[ \frac{WL}{I_0} \right] \theta = 0 \quad 5$$



Слика 5. Клатно које врши мале осцилације

Димензије величина у угластој загради су и у овом случају  $s^{-2}$ .

У свим досадашњим примерима облик једначине кретања је следећи:  $\ddot{x} + [ ]x = 0$ , при чему заграда садржи неке физичке константе које дефинишу проблем а у сваком случају имају димензију  $s^{-2}$ . При томе, израз у загради је (фrekвенција)<sup>2</sup>, па ћемо га означавати симболом  $[ ] \equiv \omega^2$ , где је  $\omega$  угаона фrekвенција. Тако се општа једначина за сва поменута кретања може писати у облику:

$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0$$

6

За сваки систем којем је то једначина кретања кажемо да *хармонијски* осцилује по  $x$  оси. Наравно могуће су и друге промењиве као што су угао отклона (што смо већ размотрили) или количина наелектрисања као код кондензатора и калема спојених у серију, где количина наелектрисања на облогама кондензатора осцилује одређеном фrekвенцијом између позитивне и негативне вредности.

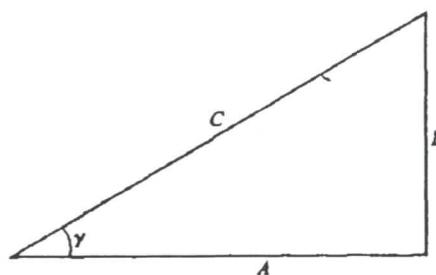
Једначина кретања захтева да нађемо функцију којој је други извод по времену једнак самој функцији помноженој с  $-\omega^2$ . Уочавамо две функције које задовољавају тражени услов. То су функције  $A \sin \omega t$  и  $A \cos \omega t$ , тако да су решења проблема дата са  $x = A \sin \omega t$  или  $x = A \cos \omega t$ . Ниједно од тих решења није потпуно, јер свако садржи само једну произвољно одабрану константу,  $A$ , па се ниједно не може прилагодити тако да задовољи све почетне услове. Решење  $x = A \sin \omega t$  не може задовољити случај када мерни сат почиње радити у тренутку када је клатно најудаљеније од положаја равнотеже, јер ће у тренутку  $t = 0$  бити  $\sin \omega t = \sin 0 = 0$  а то је супротно почетним условима. Наравно друго решење  $x = A \cos \omega t$  задовољава тај случај, али не и онај у којем мерни сат почиње радити када куглица пролази кроз положај равнотеже. А ниједно од та два решења не задовољава општи случај када мерни сат почиње радити између та два крајња положаја. Међутим постоји начин да се проблем једноставно реши. Наиме брзина промене збира две функције једнака је збиру брзина промене сваке поједине функције. Према томе ако синус и косинус задовољавају основну диференцијалну једначину, мора је задовољавати и њихова сума па одатле закључујемо да је сасвим опште решење једначине кретања:

$$x = A \sin \omega t + B \cos \omega t$$

7

Дакле, постоје две произвољне константе које се могу тако одабрати да почетни услови буду задовољени. Постоји и други начин дефинисања константи (слика 6) који је еквивалентан првом а он је следећи:

$$A = C \cos \gamma, \quad B = C \sin \gamma \quad 8$$



Слика 6. Однос између константи

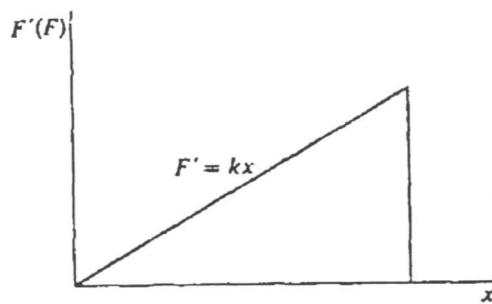
Одатле је:

$$x = (C \cos \gamma) \sin \omega t + (C \sin \gamma) \cos \omega t = C \sin(\omega t + \gamma) \quad 9$$

Члан  $(\omega t + \gamma)$  назива се фаза кретања, а  $\gamma$  је почетна фаза.

Посматрајмо осцилације са енергијског аспекта. У ту сврху посматрајмо систем састављен од предмета који може клизити на столу без трења масе  $m$  причвршћен за хоризонталну еластичну опругу константе  $k$ . За тај систем такође важи једначина облика  $\ddot{x} + \omega^2 x = 0$ , при чему је  $\omega^2 = \frac{k}{m}$ . Уведимо појам потенцијалне

енергије еластичне опруге. Потенцијална енергија је дефинисана као рад, који нека спољашња сила мора обавити против сile еластичности опруге истежући је неизмерно полако из положаја у којем је она опуштена, до положаја у којем је истегнута за  $x$ . Спољашња сила  $F'$  биће у сваком тренутку једнака, а по смеру супротна сили еластичности опруге, односно  $F' = F = kx$ . Посматрајмо неизмерно споро истезање еластичне опруге (што у пракси није случај јер се истезање врши у коначном интервалу времена), јер је тада рад сile  $F'$  особина саме еластичне опруге, а не зависи и од брзине којом се она истеже. То је квазистатичко истезање. На слици 7 имамо графичку зависност сile од истезања  $x$ , са коефицијентом правца  $k$ .

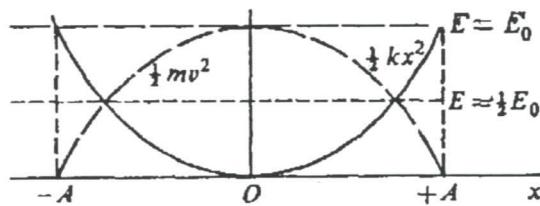


Слика 7. Графичка зависност сile од истезања  $x$

Површина испод правца је троугао која при квазистатичком истезању за  $x$  има вредност:  $\frac{1}{2}x(kx) = \frac{1}{2}kx^2$ . Потенцијална енергија  $U(x)$  еластичне завојнице за одређено издужење  $x$ , је:  $U(x) = \frac{1}{2}kx^2$ . Процес осциловања тела масе  $m$  је козервативан, јер нема губитака енергије због трења (занемарујемо оне губитке који настају осциловањем у ваздуху) па је механичка енергија,  $E$ , константна. Значи да је:

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2 = E \quad 10$$

Први члан је кинетичка енергија. Природа решења се може наћи на тај начин да се прикаже потенцијална енергија као функција од  $x$ , и да се уцртају хоризонтални правци за различите вредности укупне механичке енергије  $E$ . Поступак је приказан на слици 8.



Слика 8. Графички приказ кинетичке, потенцијалне и укупне енергије при једноставном хармонијском осциловању

Нека је укупна механичка енергија система  $E = E_0$ . На слици 8 нацртане су зависности  $U(x) = \frac{1}{2}kx^2$  у зависности од  $x$ , и зависност  $\frac{1}{2}mv^2 = E_0 - \frac{1}{2}kx^2$  такође у зависности од  $x$ . Те две зависности су симетричне с обзиром на правец  $E = \frac{1}{2}E_0$ . На месту где је потенцијална енергија велика кинетичка је мала и

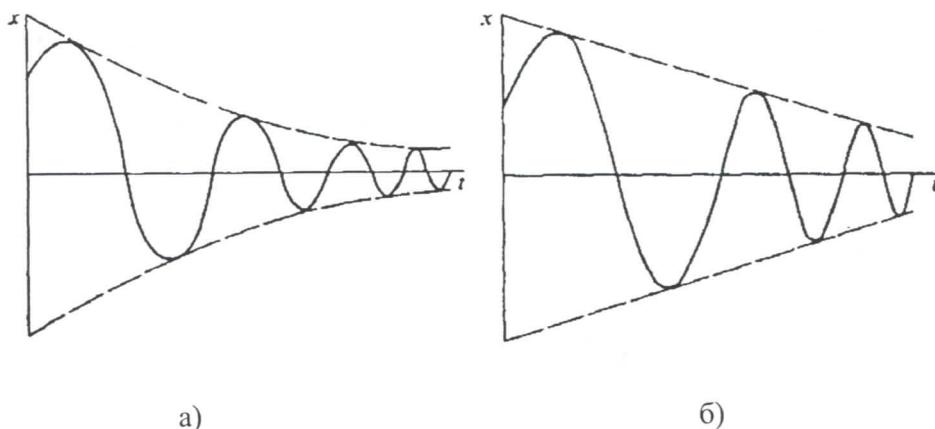
обрнуто. Крајње тачке које представљају највеће помаке тела које осцилује називају се *амплитудама* и у тим тачкама кинетичка енергија је једнака нули, а читава енергија је потенцијална па је:  $E_0 = \frac{1}{2}kA^2$ . Дакле важи за било коју тачку путање:  $\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}kA^2$ , одакле се изводи важна релација за квадрат брзине осциловања:

$$v^2 = \frac{k}{m}(A^2 - x^2) = \omega^2(A^2 - x^2) \quad 11$$

Предходна релација може се добити и на основу једначине за положај честице:  $x = C \sin(\omega t + \gamma)$  из које следи:  $v = x = \omega C \cos(\omega t + \gamma)$ . Елиминшући фазу осциловања помоћу релације:  $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$  добијамо:  $v^2 = \omega^2(C^2 - x^2)$ , где је  $C$  амплитуда осциловања.  
На основу предходних релација може се закључити да је укупна енергија система који хармониски осцилује пропорционална квадрату амплитуде, односно:

$$E = \frac{1}{2}kA^2 = \frac{1}{2}m\omega^2 A^2 = \frac{1}{2}m\omega^2 C^2 \quad 12$$

При сваком кретању, укључујући и осциловање енергија се губи због трења које се јавља у овом или оном облику. Ако се графички прикаже зависност положаја у функцији времена, добијају се криве приказане на слици 9.

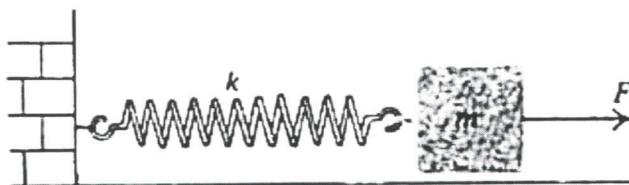


Слика 9. Пригушене хармонијске осцилације: а) експоненцијално; б) линеарно

Амплитуда се постепено смањује, што одговара расипању енергије, јер је енергија увек пропорционална квадрату амплитуде. Испрекидана линија на слици 9a) приказује експоненцијалан пад амплитуде, који је типичан за системе изложене трењу у флуиду. Тако се понаша клатно, које се клати у ваздуху. У флуидима силе

трења зависе од брзине. Међутим ако су силе трења константне по износу, као у случају трења две чврсте површине испрекидане линије које спајају амплитуде криве су праве (слика 9б). Силе трења мењају фреквенцију осциловања. У нормалним условима промена је незнатна, али ако је пригушење доволно јако систем ће престати да осцилује и вратиће се у положај равнотеже.

Разматрани су различити системи који врше просто хармонијско осциловање. Међутим питање је како се понашају ти системи ако се побуђивање правилно понавља. Претпоставимо да предмет масе  $m$  стоји на столу и да је причвршћен за непокретан зид еластичном опругом константе  $k$  као што је приказано на слици 10.



Слика 10. Систем којим се могу добити принудне осцилације

Претпоставимо да спољашња сила,  $F$ , делује на предмет и да се та сила мења према релацији:  $F = F_0 \sin \omega t$ , где је  $\omega$  кружна фреквенција сile. Сила периодично мења смер са временом и настоји наизменично да сабије и истегне опругу. Услед деловања сile предмет масе  $m$  се присиљава да осцилује фреквенцијом  $\omega'$ , а не својом властитом фреквенцијом:  $\omega' = \sqrt{\frac{k}{m}}$ . Амплитуда, а према томе и енергија

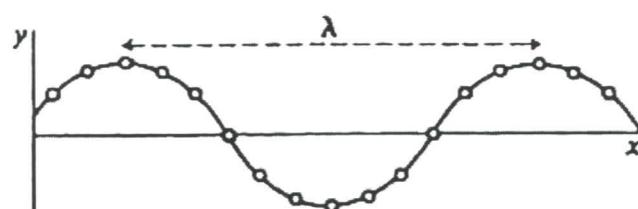
тела која осцилује, зависи од разлике између  $\omega'$  и  $\omega$ . Што је фреквенција принудне сile  $\omega'$  ближа фреквенцији  $\omega$  све више енергије се предаје телу, а максимум енергије се пренесе кад је:  $\omega = \omega'$ . Максимални пренос енергије познат је под називом *резонанција*.

### 3.2. ТАЛАСНО КРЕТАЊЕ

Посматрајмо клатно које виси на сталку на лабораторијском столу. Ако га изведемо из положаја равнотеже и пустимо да осцилује његова амплитуда се постепено смањује све док се оно не заустави. Знамо да је укупна механичка енергија пропорционална квадрату амплитуде, и према томе видимо да се енергија клатна које осцилује губи. Да би приказали како се губи енергија клатна кроз систем којим је оно учвршћено, размотримо два клатна која висе на истом дрвеном сталку. Изведемо ли из положаја равнотеже једно од њих можемо пратити како друго клатно, које је у почетку мировало, почиње да осцилује, у почетку са малом амплитудом, али са енергијом коју је једино могло добити од првог клатна. Ако се клатна још директније повежу тада је измена енергије уочљивија.

Уопштено узевши битно је ово: свако тело које осцилује, а повезано је са својом околином, разменује са њом енергију; налазе ли се у околини слична тела, она ће, побуђена осциловањем првог тела, такође заосциловати. На тај начин енергија се шири кроз материју. Потребно је неко време да се енергија пренесе, а то се види у разлици фаза између поједињих делова сложеног система.

Замислимо велики број идентичних клатна обешених на истом сталку и међусобно еластично повезаних. Заклати ли се прво клатно, кретање се постепено шири дуж читавог низа. Ту појаву називамо *таласом*. Свако клатно врши просто хармониско кретање, а дуж читавог низа клатна фаза се постепено мења. Ако се прикаже графички у неком тренутку растојање клатна од положаја равнотеже као функција њихове удаљености од почетне тачке добија се синусоида приказана на слици 11.



Слика 11. График растојања клатна од равнотежног положаја, у функцији удаљености од почетног кратног кратна

Оса  $x$  одабрана је тако да пролази кроз положај равнотеже свих клатна, а оса  $y$  је узета у смеру њихових осциловања. Како време пролази једно кратно за другим достиже максимални померај (амплитуду осциловања), па се максимуми синусоиде помичу с лева на десно. Свако поједино кратно не мења свој положај на оси  $x$  - оно само осцилује по оси  $y$  а облик синусоиде је оно што путује. Наравно да би се одржало осциловање поједињог кратног кратна, мора се енергија стално доводити систему, и то одржавајући сталном амплитуду првог кратног кратна. Најмања удаљеност између било која два кратна која осцилују у фази назива се *таласна дужина*, а брзина ширења таласа је је управо та дужина подељена са периодом осциловања простог хармониског осциловања поједињег кратног кратна, тј.  $c = \lambda/T = f\lambda$ .

Замислимо да број кратна расте у бесконачност, а да се њихов размак смањује. Тада долазимо до континуалне средине, која је прикладни модел за ширење таласа у гасовима течностима и чврстим телима.

Замислимо бесконачно дугу еластичну опругу и размотримо шта ће се догодити ако један њен крај хармониски осцилује нормално на саму опругу. Енергија оног краја који осцилује, преноси се постепено дуж опруге и његово просто хармониско осциловање преузимају један за другим остали њени делови. Фаза се при томе континуирано мења, па се у било ком часу њен изглед поклапа са синусоидом. Талас путује опругом брзином  $c$  а тачке удаљене за  $\lambda$  имају једнаку фазу. Постоје две карактеристике таквог таласа:

- у сваком тренутку профил еластичне опруге је синусоида;

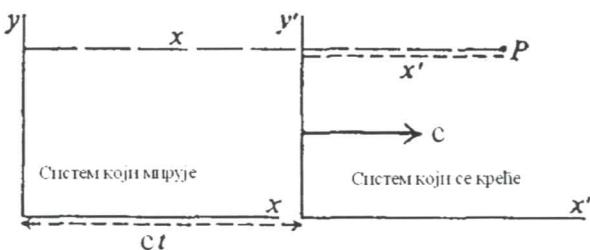
- у свакој тачки опруге обавља се хармонијско кретање према једначини:

$$y = A \sin(\omega t + \gamma)$$

13

Да би смо нашли једначину таласа, замислимо посматрача који путује истом брзином као талас. Посматрач неће видети талас који путује већ стационарну синусоиду јер је његова релативна брзина према таласу нула. Другим речима у његовом систему референције једначина таласа је  $y = A \sin kx'$ , у којој је  $k$  константа, а  $x'$  је координата у систему посматрача који се креће. Можемо изразити  $k$  помоћу  $\lambda$ , јер се крива понавља у интервалима  $x' = \lambda$ , а угао  $kx'$  се понавља у интервалима од  $2\pi$ . Дакле важи:  $k(x' + \lambda) = kx' + 2\pi$  одакле је  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ .

Веза између система посматрача и система који мирује приказана је на слици 12:



Слика 12. Однос између система референције посматрача који мирује и посматрача који се креће константном брзином у односу на првог посматрача

Узмимо да талас путује с лева на десно. Посматрајући било коју тачку видимо да је њена координата у стационарном систему  $x$ , а у систему који се креће је  $x' = x - ct$  где је  $t$  време протекло од тренутка када су се вертикалне осе оба система поклапале. Свака крива којој је једначина у систему који се креће  $y = F(x')$  има једначину  $y = F(x - ct)$  у систему који мирује, при чему  $F$  може бити било каква функција. У специјалном случају када је функција  $F$  синусна закључујемо да ће једначина синусоидалног таласа бити:

$$y = A \sin k(x - ct)$$

14

То је једначина таласа који путује с лева на десно брзином  $c$  онако како га види посматрач који мирује. Помоћу релација:  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $c = f\lambda$  и  $f = 1/T = \omega/2\pi$  може се написати предходна једначина у неколико еквивалентних облика:

$$y = A \sin 2\pi \left\{ \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right\}$$

15



15

$$y = A \sin 2\pi \left\{ \frac{x}{\lambda} - ft \right\} \quad 16$$

$$y = A \sin(kx - \omega t) \quad 17$$

Једначина синусоидалног таласа који путује с десна на лево бити ће једноставно  $y = A \sin k(x + ct)$ , а добијена је из једначине  $y = A \sin k(x - ct)$  променом предзнака за  $c$ . Слично томе добијају се и остали облици једначине променом предзнака оног члана који садржи време. Гледајући те једначине видимо да заиста задовољавају двоструки захтев таласног кретања. Наиме ако фиксирамо време оне представљају синусоиде у простору, а фиксирамо ли вредност за  $x$  оне представљају просто хармонијско осциловање.

Брзина било каквог поремећаја који се шири еластичном средином зависи само од својства те средине. Ако је правац осциловања честица паралелан правцу ширења таласа, талас називамо *лонгитудиналним* (уздужним), а ако је правац осциловања честица нормалан на правац простирања таласа, талас називамо *трансверзалним* (попречним). У течностима и гасовима могу се ширити само лонгитудинални таласи (нпример звучни таласи) док еластична чврста тела могу преносити и трансверзалне тласе, јер подносе попречна напрезања. Изрази за брзину ширења таласа у три важна случаја су:

$$\text{а) звучни таласи у течностима и гасовима: } c = \sqrt{B/\rho} \quad 18$$

$$\text{б) звучни таласи у чврстом телу: } c = \sqrt{Y/\rho} \quad 19$$

$$\text{ц) трансверзални таласи у жици: } c = \sqrt{F/\mu} \quad 20$$

где је  $B$  - модул еластичности за течности,  $Y$  - Јангов модул за чврста тела,  $\rho$  - густина течности,  $F$  - сила затезања жице, а  $\mu$  - маса јединице дужине жице. Брзина ширења звука у гасу много зависи од температуре гаса, па је занимљиво проучити и ту зависност. Модул еластичности за флуид дефинише се као пораст притиска који делује на флуид, подељен са релативним повећањем запремине које настаје деловањем притиска:

$$B \equiv \frac{\Delta p}{-\Delta V/V} \rightarrow -V \frac{dp}{dV} \quad 21$$

Флуктуације притиска при проласку звучног таласа кроз гас су тако брзе да практично нема измене топлоте и процес се одвија по закону  $pV^\gamma = const$ . Према томе је:

$$p = const \times V^{-\gamma} \quad 22$$

Из предходног следи:

$$\frac{dp}{dV} = \text{const} \times V^{-\gamma-1} \quad 23$$

Дакле модул еластичности за гас је:  $B = \text{const} \times \gamma V^{-\gamma} = \gamma p$ . Одатле се коначно добија брзина звука:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad 24$$

Ту је  $M$  моларна маса гаса а  $R$  универзална гасна константа. Види се да брзина звука у идеалном гасу зависи само од апсолутне температуре, а не од притиска или густине.

Ако су димензије средине кроз који се шири талас шири коначне, тада поступак описивања таквог процеса треба модификовати. Кад год талас путује и наиђе на дисконтинуитет у средини кроз коју се креће, настаје рефлексовани талас па се стање средине иза дисконтинуитета описује суперпозицијом упадних и рефлексованих таласа. Једноставан и врло важан пример је осциловање затегнуте жице учвршћених крајева. Стање жице се може описати једначином прогресивног таласа. Он се стално рефлексује на оба краја па је стање жице резултат двају таласа који путују, и то у оба смера. Нека та два таласа буду:

$$y_1 = A \sin(kx + \omega t), \quad y_2 = B \sin(kx - \omega t) \quad 25$$

при чему први путује с десна на лево, а други с лева на десно. Нека крајеви жице буду учвршћени у  $x = 0$  и  $x = L$ . Резултантни померај било које тачке жице је:

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(kx + \omega t) + B \sin(kx - \omega t) \quad 26$$

При томе морамо поставити граничне услове:  $y = 0$  важи увек када је  $x = 0$  и  $x = L$ .

*Први услов.* Нека је померај:

$$y = A \sin(k0 + \omega t) + B \sin(k0 - \omega t) \quad 27$$

Одатле је:

$$A \sin(+\omega t) + B \sin(-\omega t) = 0 \quad 28$$

а то даје:

Тако је решење сведено на:

$$y = A[\sin(kx + \omega t) + \sin(kx - \omega t)] \quad 30$$

Даље уводимо тригонометријску релацију:

$$\sin X + \sin Y = 2 \sin \frac{X+Y}{2} \cos \frac{X-Y}{2} \quad 31$$

за било које углове  $X$  и  $Y$ . Применимо ли то на добијено решење добијамо:

$$y = 2A \sin kx \cos \omega t \quad 32$$

па видимо да је нестало прогресивног таласа, јер једначина нема облик који одговара таквом таласу. Она приказује стојећи талас. Видимо да она у било којем тренутку ( $t = \text{const}$ ) заправо чини синусоиду, а у било којој тачки на жици ( $x = \text{const}$ ) представља просто хармонијско осциловање.

*Други услов.* У тачки  $x = L$  померај је нула у сваком тренутку, те је:

$$\sin kL = 0 \quad 33$$

што значи да је угао  $kL = 0$ , или  $\pi$  или  $2\pi$ , или  $3\pi, \dots$ , или  $N\pi$ , где је  $N$  било који цео број укључујући и нулу. Другим речима важиће следеће:

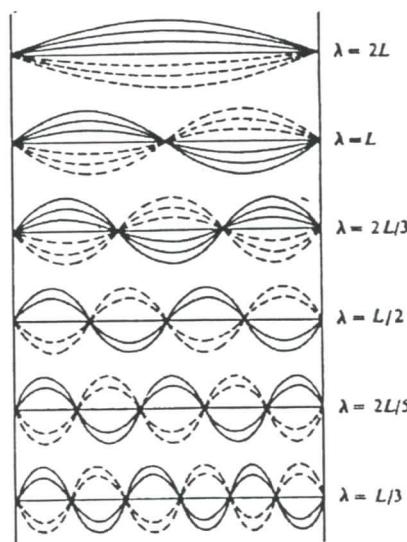
$$k = 0, \frac{\pi}{L}, \frac{2\pi}{L}, \dots, \frac{N\pi}{L} \quad 34$$

Уврстимо ли таласну дужину  $\lambda = 2\pi/k$  добијамо:

$$\lambda = \infty, 2L, L, \frac{2L}{3}, \dots, \frac{2L}{N} \quad 35$$

Постављање првог граничног услова свело је два таласа која путују на стојећи талас, а други гранични услов редуковао је могуће таласне дужине којима жица може осциловати на само неке одређене вредности.

На слици 13 су приказани су неки од могућих стојећих таласа у жици учвршћеној на оба краја. Случај кад је таласна дужина бесконачна значи да нема осциловања и није од интереса.



Слика 13. Неки од могућих стојећих таласа у жици учвршћеној са оба краја

Тачке у којима жица стално мирује су *чворови*, а оне на средини између два чвора где је амплитуда осциловања највећа су *трбуси*. Јасно је да се могуће таласне дужине дају лако написати кад се зна да ли су крајње тачке чворови или трбуси: треба само поређати низ чворова и трбуха на расположиву дужину. Будући да је брзина ширења таласа жицом  $c = \sqrt{\frac{F}{\mu}}$ , то се одређујући могуће вредности за

таласну дужину утврђују и могуће вредности фреквенције преко релације  $f = \frac{c}{\lambda}$ .

Тако имамо следеће фреквенције за осциловање жице која је учвршћена на оба краја:

$$f_0 = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{F}{\mu}} : \text{основна фреквенција или 1.хармоник} \quad 36$$

$$f_1 = 2f_0 = \frac{2}{2L} \sqrt{\frac{F}{\mu}} : \text{први виши хармонијски тон или 2.хармоник} \quad 37$$

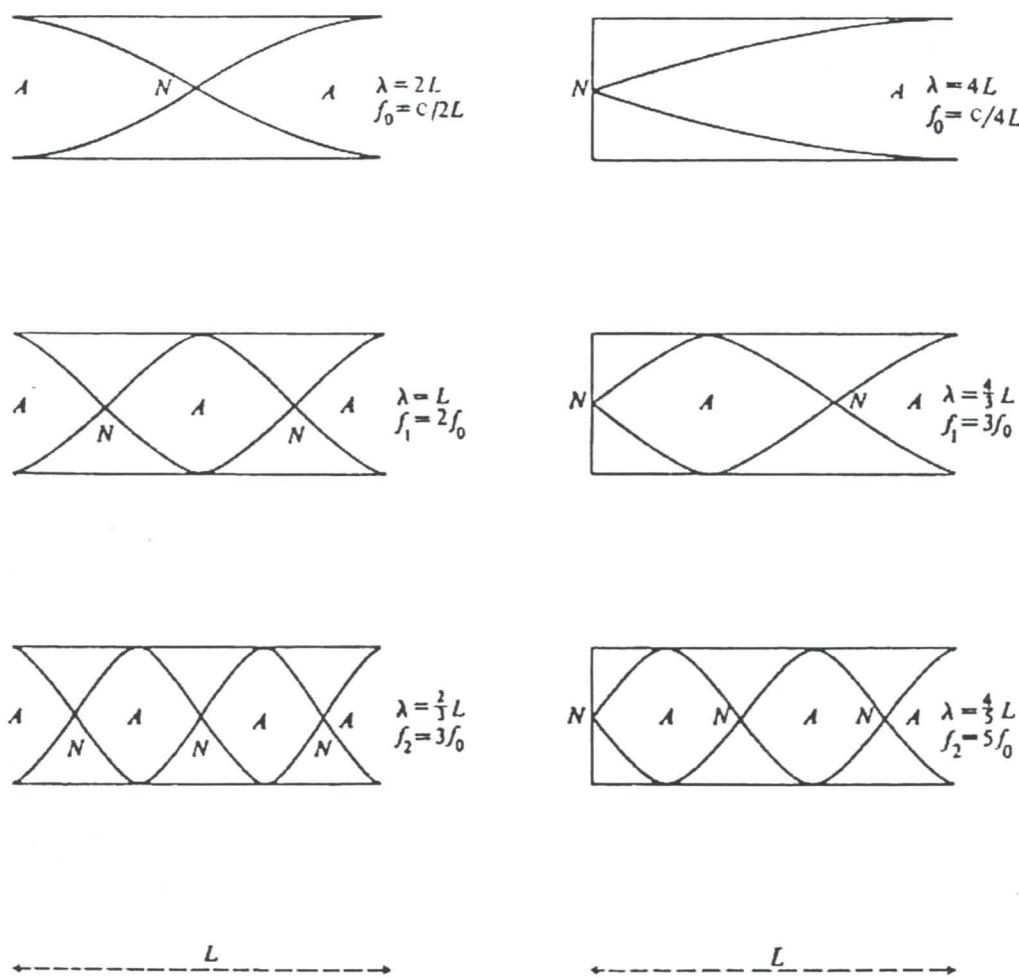
$$f_2 = 3f_0 = \frac{3}{2L} \sqrt{\frac{F}{\mu}} : \text{други виши хармонијски тон или 3.хармоник} \quad 38$$

$$f_{n-1} = nf_0 = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{F}{\mu}} : n-1 \text{ виши хармонијски тон или } n\text{-ти хармоник.} \quad 39$$

Виши тонови само се онда називају хармоници ако су целобројни умношци основне фреквенције. Логитудинални таласи који путују по цеви коначне дужине

рефлектију се на њеним крајевима, слично као трансверзални таласи на крјевима жице. И ту интерференција двају таласа узрокује формирање стојећег таласа.

Посматрајмо цев која је отворена на једном или на оба краја. Кад лонгитудинални талас допре до отвореног краја цеви рефлектију се тако да честице гаса на том месту имају максимални померај (или на месту мало изван отвореног краја). Дакле, увек је при отвореном крају трбух таласа. Наравно на чврстом крају налази се чвр. Знајући то могуће је одредити облике осциловања а првих неколико је приказано на слици 14 а) и 14 б).



а) Таласи у отвореној цеви на оба краја б) Таласи у затвореној цеви на једном крају

Слика 14. Таласи у цевима

Видимо да је за цев отворену са оба краја основна фреквенција  $c/2L$ , а сви хармоници су присутни. За цев која је затворена на једном крају основна фреквенција је  $c/4L$ . Уз њу се јављају само непарни хармоници.

### 3.3. АКУСТИКА

Под звуком сматрамо појаву коју осећамо чулом слуха. Механичке осцилације тела шире се кроз еластичну средину, најчешће ваздух, и као таласно кретање долазе до нашег уха где изазивају осећај звука. То је физиолошки осећај звука, по коме ценимо ове појаве; међутим у физици се под звуком подразумевају све појаве везане са механичким осцилацијама чија се фреквенција креће у границама осетљивости чула слуха. Опсег фреквенције у којој је осетљиво чуло слуха креће се од  $20\text{Hz}$  до  $20\,000\text{Hz}$ . Но ове границе су индивидуалне и не треба сматрати да су оне строго одређене. Осетљивост уха је највећа на фреквенцијама од  $2000 - 3000\text{Hz}$  а затим се осетљивост смањује ка већим и мањим фреквенцијама. Код млађих особа горња граница је виша док код старијих пада и до  $13\,000\text{Hz}$ . Назначене границе  $20 - 20\,000\text{Hz}$  односе се на статистички установљене максималне интервале код већег броја особа. При обичном говору фреквенције звука не прелазе  $10\,000\text{Hz}$ . У музici се фреквенције крећу од 100 до  $5000\text{Hz}$ . Осцилације испод  $20\text{Hz}$  не осећамо чулом слуха и зову се *инфразвук*. У такве појаве спадају разни дрхтаји, земљотрес, потреси од саобраћаја итд. Фреквенције изнад  $20\,000\text{Hz}$  такође не можемо чути, те се такве осцилације зову *ултразвук*. Овакве фреквенције се могу произвести помоћу разних електричних и магнетских метода све до  $5 \cdot 10^8\text{Hz}$ . Ултразвук се данас у великој мери примењује у технички, медицински и хемији.

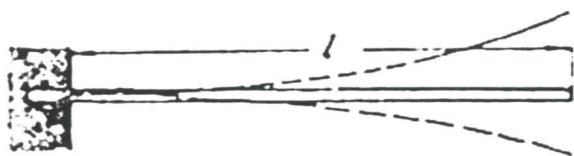
Јасно је да се звук може простирати само кроз еластичну средину. У безвоздушном простору звук се не може простирати.

Код звучних појава се разликује *шум* и *тон*. Шум представља веома сложену и промењиву осцилацију и по фреквенцијама и по амплитудама. Тон има у извесном смислу правилну осцилацију односно одређену фреквенцију. *Чист тон* је онај у којег је осцилација синусна. Међутим, тон обично, поред основне фреквенције, садржи и више хармонике који условљавају облик сложене осцилације, односно квалитет тона. Разне комбинације примеса виших хармоника ухо осећа као *боју тона*. Основну фреквенцију тона ухо осећа као висину *висину тона*. Уколико је основна фреквенција већа утолико је тон „виши“. Јачина тона зависи од амплитуде и третира се као *физичка јачина тона*. Пошто ухо има различиту осетљивост за различите фреквенције онда се мора узети у обзир и *субјективна* односно *физиолошка јачина тона*.

#### 3.3.1. Звучни извори

Звучни извор може бити свако тело или механички осцилатор који може правилно да осцилује у опсегу фреквенције звука. Најважнији облици тела која могу да осцилују звучним фреквенцијама су затегнуте жице, штапови, ваздушни стубови и плоче.

- а) **Затегнуте жице** осцилују трансверзалним осцилацијама. Њих смо већ узели у обзир када смо посматрали стојеће таласе на жици.
- б) **Осцилације штапова** могу бити трансверзалне и лонгитудиналне. На слици 15 су представљене трансверзалне осцилације еластичног штапа учвршћеног на једном крају.



a)



б)

Слика 15. Трансверзалне осцилације еластичног штапа учвршћеног на једном крају

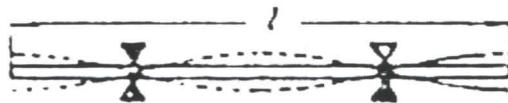
Стојећи трансверзални талас тако се образује да је однос дужине штапа  $l$  и таласне дужине  $\lambda$  дат за предходни случај као  $\lambda = 4l$  за случај приказан на слици 15 а), односно  $\lambda = \frac{4l}{3}$  за случај приказан на слици 15 б). Уопште се може написати:

$$\lambda = \frac{4l}{2n+1} \quad 40$$

и за фреквенције:

$$f = \frac{2n+1}{4l} c \quad 41$$

где је  $n$  ма који позитиван цео број, (укључујући и нулу) а израз  $2n+1$  представља непаран број четвртина таласних дужина стојећег таласа на штапу, док је  $c$  брзина простирања таласа ( $c = \sqrt{\frac{F}{\mu}}$ ). На слици 16 приказан је стојећи талас штапа учвршћеног на двема тачкама.



Слика 16. Стојећи талас штапа учвршћеног на двема тачкама.

Тада се чворови морају јавити у тим учвршћеним тачкама. У овом случају је:

$$\lambda = \frac{l}{2n+1}$$

42

$$\text{и } f = \frac{c(2n+1)}{l}$$

43

где је  $n$  број чворова односно учвршћења.

Лонгитудиналне осцилације штапа представљене су на сликама 17 и 18.



Слика 17. Лонгитудиналне осцилације штапа учвршћеног у једној тачки



Слика 18. Лонгитудиналне осцилације штапа учвршћеног у две тачке

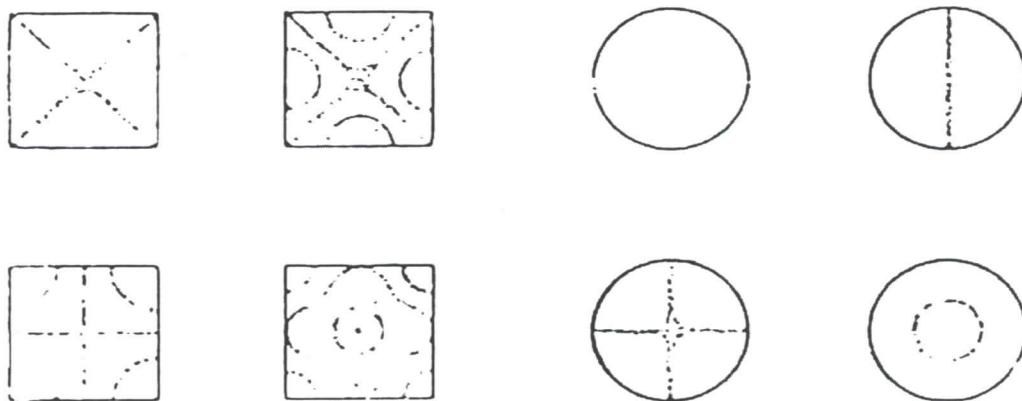
Такав лонгитудинални стојећи талас се добија када се изврши лонгитудинална деформација штапа. То се постиже на тај начин ако се штап таре кожом премазаном калафонијумом дуж његовог правца. Када се образује стојећи талас, честице осцилују у правцу штапа, и то тако да ће честице на крајевима штапа највише осциловать (трбуси стојећег таласа) а у фиксираној тачки неће бити осцилација односно образоваће се чвор таласа. Кад амплитуде лонгитудиналних осцилација штапа нанесемо у трансверзалном правцу, добије се графикон лонгитудиналног стојећег таласа који је извучен тачкастим линијама на сликама 17 и 18. Овај графикон треба разликовати од изгледа трансферзалног стојећег таласа штапа учвршћеног на једном крају и штапа учвршћеног у две тачке. И у предходна два случаја важе релације 42 и 43 при чему је  $n$  број чворова а  $c$  брзина лонгитудиналног таласа у штапу, која се знатно разликује од брзине трансверзалног таласа.

**в) Осцилације ваздушних стубова** принципијелно су исте као и код штапова, с тим што се ваздушни стубови могу формирати само у цевима. Њих смо већ разматрали па ћемо само напоменути основне једначине за цев затворену на једном

крају:  $\lambda = \frac{4l}{2n+1}$  и  $f = \frac{2n+1}{4l}c$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) и за цев отворену на оба краја:  $\lambda = \frac{2l}{n}$

и  $f = \frac{n}{2l}c$ , где је  $n$  број чворова а  $c$  брзина лонгитудиналног таласа, односно брзине звука у ваздуху, а  $l$  дужина цеви.

г) **Плоче или мембрane** од еластичног материјала могу такође да осцилују али су њихове осцилације знатно сложеније јер се врше у два и више правца по површини плоче. На плочама се образује дводимензионални стојећи талас. Тада се на плочи јављају чворови стојећих таласа дуж извесних линија (чворне линије).



Слика 19. Чворне линије на квадратним и кружним плочама

Овакве чворне линије могу се начинити видљивим ако се плоча постави у хоризонталном правцу, поспе ситним лаким прахом и доведе у осциловање. Тада се прах скупља по чворним линијама јер бива одбачен са места где се врше осцилације. Чворне линије се могу образовати на различите често врло сложене облике. На слици 19 дати су неки примери чворних линија на квадратним и кружним плочама.

### 3.3.2. Звучни талас

Звучни таласи у атмосферском ваздуху су најзначајнији у животу човека. У ваздуху, као и у осталим флуидима, могу се образовати само лонгитудинални таласи. Ако је звучни извор тачкаст или сферног облика, а околни ваздух хомоген онда ће се образовати сферни звучни таласи. Но звучни извори нису ни тачкасти ни сферни већ имају најчешће друге облике. Облик звучног извора утиче на облик образованог таласа нарочито у непосредној околини извора. Ово се може показати и на таласу који се образује на површини воде ако се на њу баши један штап. Дуж дугачких ивица штапа образоваће се праволинијски таласни фронтови док ће се око крајева штапа образовати таласи у облику полуокруга. Али на већој даљини ови сложени облици поступно теже да пређу у концетричне кругове. На сличан начин и звучни таласи у околини извора показују утицај облика извора, а на већој даљини теже ка сферном облику. Ако се посматрају такви звучни таласи на већој даљини онда су полупречници сфера велики па се у апроксимацији могу третирати као равни таласи. У случају прогресивних звучних таласа врши се преношење енергије од звучног извора кроз околну средину. Тада се каже да извор „зрачи“ звучну енергију у околну средину. Један део енергије која струји у околну средину прелази у топлоту и друге облике. Ови „губици“ се јављају делом због вискозности флуида

а делом одлазе као топлотно зрачење са оних делова средине који се компресијом загревају за време док се притисак, због преласка таласа повећава.

Ако се звучном извору не доводи енергија онда ће се његова енергија осциловања смањити услед „зрачења“ у околну средину. Ово зрачење делује на исти начин као и прелаз механичке енергије осцилатора у друге облике ослед чега се јавља амортизација осцилације.

Брзине звука углавном не зависе од таласне дужине  $\lambda$ . Само код високих фреквенција (преко 10 000 Hz) долази до извесних одступања па је брзина простирања звука унеколико зависна од таласне дужине. Та одступања су утолико већа уколико је фреквенција виша. Одступања се објашњавају извесним временом које је потребно молекулима средине да следе брзе промене фазе таласа.

Таласне дужине звука у атмосферском ваздуху крећу се од 17 m до 7 mm. Ефекти дифракције се јављају у изразитој мери ако су таласне дужине реда величине објекта или отвора на које талас наилази. При низим фреквенцијама звука које се најчешће јављају, таласна дужина звучних таласа износи неколико метара. Према томе објекти на које наилази звук у нашој окolini имају исти ред величине као и таласна дужина звука. Услед тога су ефекти дифракције јако изражени код звука. Звук се чује и изаугла зграде.

При вишим фреквенцијама а нарочито у области ултразвука, таласне дужине падају испод 1 mm што је мала величина у односу на објекте око нас. Тада се таласи простиру претежно по правим линијама од извора односно приближују се понашању светlostи чија је таласна дужина још далеко мања и износи само део микрона.

### 3.3.3. Интезитет (јачина) звука

Под интезитетом или јачином звука подразумева се однос средње снаге која се преноси звучним таласом и нормалне површине кроз коју пролази талас. Означимо интезитет звука са  $I$  средњу снагу са  $P_{sr}$  и нормалну површину са  $S$ . Тада ће важити:

$$I = \frac{P_{sr}}{S} \quad 44$$

За раван лонгitudинални талас  $P_{sr}$  је дато изразом  $P_{sr} = \frac{1}{2} S \frac{p_{od}^2}{\rho c}$ , те је:

$$I = \frac{\frac{1}{2} S \frac{p_{od}^2}{\rho c}}{S} = \frac{1}{2} \frac{p_{od}^2}{\rho c} \quad 45$$

односно интезитет звука је сразмеран квадрату амлитуде притиска -  $p_{od}$ , а обрнуто сразмеран акустичкој отпорности средине -  $\rho c$  (производ густине средине и брзине

простирања таласа кроз средину). Види се да интензитет звука не зависи од фреквенције ако се изражава амплитудом притиска.

У многим случајевима погодно је увођење тзв. *густине енергије* која представља садржај енергије у јединици запремине средине. Ако ову густину енергије означимо са  $w$  онда је

$$w = \frac{E}{V} = \frac{P_{sr} t}{V} = \frac{P_{sr} t}{Sl} = \frac{P_{sr}}{S} \cdot \frac{1}{c} = \frac{I}{c} \quad 46$$

За извођење релације 46 потребно је посматрати цилиндар еластичне средине дате запремине  $V$  на чије основе површине  $S$  нормално пада раван лонгitudинални звучни талас средње снаге  $P_{sr}$  док не испуни цео цилиндар дужине  $l$ , за неко време простирања  $t$ .

Из предходне релације интензитет је дат као  $I = c \cdot w$ . Интензитет звука може се мерити на основу образца  $I = \frac{1}{2} \frac{p_{od}^2}{\rho c}$  мерећи амплитуду притиска која се пак

једноставно мери електричним путем помоћу кондезаторског микрофона. Предходни образац за интензитет је једноставан и не садржи фреквенцију ни амплитуду која се практично врло тешко мери. Ова чињеница је условила да се звучни таласи практично третирају притиском.

Јединица интензитета звука је  $W/m^2$ . Одомаћена је такође јединица и  $W/cm^2$ . Коришћење ових јединица у пракси има незгодне стране зато што је распон интензитета у њима врло велики. Интензитети звука који се јављају у свакодневном искуству су некад  $10^{13}$  пута већи од оних који се још могу чути.

С друге стране по Вебер-Фехнеровом закону физиолошка чула примају надражаје по логаритамском закону. По овом закону, чуло слуха осећа градацију јачине звука приближно као логаритам интензитета звука израженог у  $W/m^2$ . Зато је уведена и логаритамска скала што пак захтева и другу јединицу, а да не би дошло до забуне и други назив јачине односно интензитета звука. Та нова величина би означавала „гласност“ или „ниво“ звука. Означимо ову величину са  $L$ . Према првобитној дефиницији је

$$L = \log \frac{I}{I_0} B, \quad 47$$

где је  $I_0$  најслабији интензитет звука који се још увек може чути (праг чујности). Јединица ове величине је бел ( $B$ ) (у част Грахама Бела). Међутим у пракси се одомаћила подеснија и 10 пута мања јединица децибел ( $dB$ ). Тада се предходни закон може написати у облику:

$$L = 10 \log \frac{I}{I_0} dB. \quad 48$$

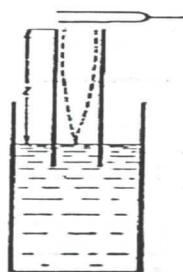
Оваква скала боље одговара практичним захтевима јер се на првом месту ослања на физиолошке особине уха, а распон свих нивоа у пракси се креће од 0 до  $130\text{ dB}$ . У почетку је ова скала тако дефинисана да  $0\text{ dB}$  одговара прагу чујности ( $I_0$ ). Субјективна јачина звука чији је интезитет 10 пута већи износи тада  $1\text{ dB}$ , а  $130\text{ dB}$  одговара интезитету који је  $10^{13}$  пута већи од  $I_0$ . Пошто је праг чујности недовољно прецизно одређен и нема нарочито физичко значење, касније је  $I_0$  као основ децибелске скале доведен у везу са интезитетом звука у  $\text{W/m}^2$ . Тако је утврђено да се за  $I_0$  сматра интезитет од  $10^{-12}\text{ W/m}^2$  при фреквенцији од  $1\text{ kHz}$ . Тада ниво од  $120\text{ dB}$  одговара интезитету од  $1\text{ W/m}^2$ . Тако је скала у  $\text{dB}$  која је првобитно заснована на физиолошким факторима утврђена на поузданим основама физичких јединица интезитета звука. У табели 1 дате су неке вредности нивоа буке у децибелима.

Извор звука	Растојање у (m)	Објективна јачина ( $\text{W/m}^2$ )	Субјективна јачина (dB)
Шапат (праг чујности)	1	$10^{-12}$	0
Падање кишне капи	1	$10^{-10}$	20
Тихи разговор	1	$10^{-8}$	40
Аутомобил на асвалту	5 – 10	$10^{-6}$	60
Симфонијски оркестар	3 – 5	$10^{-4}$	80
Удар чекића	1	$10^{-2}$	100
Мотор авиона	10	1	120

Табела 1. Ниво буке у децибелима

### 3.3.4. Резонанција код звука

Резонанција је појава која настаје код принудних осцилација. Звучни извори су механички осцилатори на којима се могу изводити принудне осцилације. Резонанција се код звука може приказати једноставно на ваздушном стубу помоћу звучне виљушке (слика 20).



Слика 20. Резонанција ваздушног стуба

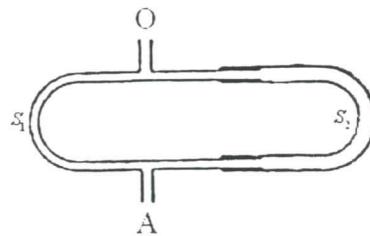
У суду са водом потопљена је шира стаклена цев отворена на оба краја. Подизањем и спуштањем цеви мења се дужина  $l$  ваздушног стуба у њој. Кад се звучна виљушка доведе у осциловање и принесе горњем отвору цеви, онда ће се под њеним дејством у ваздушном стубу производити принудне осцилације. Сопствена фреквенција ваздушног стуба зависи од његове дужине према релацији  $f = (2n+1)c/4l$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ). Дизањем и спуштањем цеви мењаће се дужина  $l$  ваздушног стуба, па самим тим и сопствена фреквенција ваздушног стуба. Када се подеси таква дужина  $l$ , при којој ваздушни стуб има сопствену фреквенцију једнаку фреквенцији звучне виљушке, наступиће резонанција. Тада настаје интезивно осциловање ваздушног стуба, што ће се познати по повећаном интезитету тона. Када је осцилovalа само звучна виљушка енергија је мала услед њене мале површине. Међутим када наступи резонанција онда поред звучне виљушке осцилује и ваздушни стуб, те се услед већег еmitовања звучне енергије тон јаче чује.

Код различитих врста звучних извора може се јавити више облика резонанције који се практично користе. Енергија коју еmitује звучни извор у ваздуху обично је веома мала, нарочито ако звучни извор има малу површину. Да би звучни извор давао већу јачину тона, примењују се тела, односно звучни осцилатори на којима се може изазвати резонанција. Таква тела зову се *резонатори*. Осим звучног извора тада и резонатор еmitује звук, те је еmitована звучна енергија већа и звук се чује јаче. Скоро сви музички инструменти имају резонаторе, само се од њих захтева да резонирају на сваки тон. Зато резонатори код инструмената имају извесне облике како би могли да резонирају на сваку фреквенцију. Резонатор код виолине је дрвена кутија са извијеним површинама. У таквој кутији се користи не само резонанција самих зидова кутије већ и ваздушних стубова у њој.

### 3.3.5 Интерференција код звука

Интерференција је описа појава таласног кретања, те ће се свакако јавити и код звука. Али појаве интерференције код звука под обичним околностима не могу доћи до изражaja. У обичним просторијама простирање звука је веома сложено услед тога што се поред основног звучног таласа јављају и многи таласи који су одбијени од околних предмета и зидова. Ако би постојали само основни таласи, који долазе само од звучног извора, јављао би се ефекат интерференције увек кад постоје два звучна извора. Тако би се у простору где звуче два извора увек јављала места где се звук не чује или места где се врши појачавање звука. Међутим познато је да се у обичним просторијама овакви ефекти не јављају што се тумачи поменутим мешањем одбијених таласа. У просторијама где је спречено свако одбијање звука (глува соба) појаве интерференције се могу уочити.

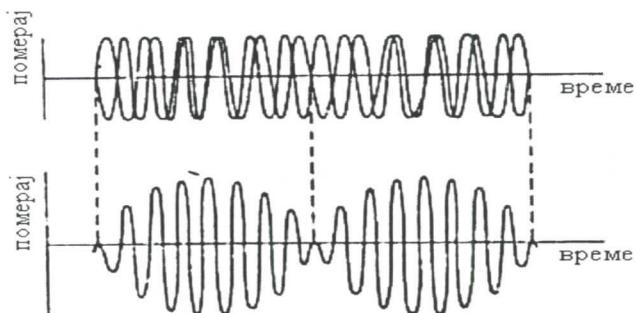
У Квинкеовој цеви (слика 21) могу се ефекти интерференције пратити на једноставан начин.



Слика 21. Квинкеова цев

Звук се пропушта кроз цев која се рачва у две гране тако да се дужина једне гране може по жељи мењати увлачењем и извлачењем покретног дела цеви. Обе гране се опет спајају у једну цев. Кад се звучни извор стави у О испред улаза у цев, онда се на излазу из цеви може чути звук. Звук се у цеви дели на два таласа који прелазе различите путеве и поново се састају на излазу из цеви. Ту постоје повољне околности за интерференцију. Ако је разлика путева  $S_2 - S_1$  једнака производу целог броја  $n$  и таласне дужине, онда ће се оба таласа појачавати на месту где се састају. Када је разлика путева једнака производу непарног броја и половине таласне дужине, настаће поништавање. Постављањем уха у А ефекат интерференције се може пратити ако се покретни део цеви увлачи или извлачи. При том ће се звук у извесном моменту чути појачано а затим све слабије до скоро потпуног поништавања, па опет појачано. Тако ће се при извлачењу цеви чути наизменично појачавање и слабљење, према томе да ли разлика путева  $S_2 - S_1$  задовољава један или други услов.

Ефекти интерференције звучних таласа могу се уочити у у обичним просторијама на посебном случају удара (избијања). Ако у просторији имамо два звучна извора чије се фреквенције врло мало разликују онда ће настати случај слагања осцилација, као на слици 22.



Слика 22. Померај честица у зависности од времена за две побуде готово једнаких фреквенција и збирни ефекат тих двеју побуда

Пошто се оба таласа простиру брзином  $c$  онда ће се и максимуми и минимуми кретати брзином  $c$ . Тако ће до посматрача звук долазити у наизменично јачем и

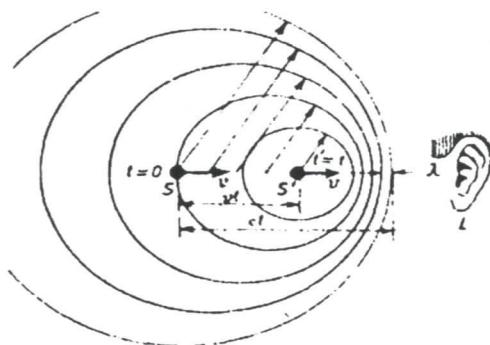
слабијем интезитету. Ово периодично варирање резултујућег интезитета звука се врло лепо може чути ако разлика фреквенција извора није већа од  $5\text{Hz}$ .

### 3.3.6. Доплеров ефекат

Кад се чамцем крећемо по води у сусрет таласима, фреквенција којом таласи ударају у чамац биће већа него кад чамац мирује или се креће у смеру кретања таласа. Таква појава се запажа и код звучних таласа. Звучни таласи из истог извора сталне амплитуде и фреквенције неће се опажати на исти начин у случајевима кад извор и посматрач мирују и када се крећу један у односу на другог.

Из обичног искуства знамо да се фреквенција звука нагло мења када прође поред нас, на пример локомотива или аутомобил са укљученим звучним сигналом. При приближавању локомотиве имамо утисак да се фреквенција звучних таласа повећава, а при удаљавању да се њихова фреквенција смањује. Управо у тој чињеници да се фреквенција звучних таласа које опажамо мења при релативном кретању између извора и пријемника звука лежи суштина Доплеровог ефекта.

На слици 23 приказани су звучни таласи (константне фреквенције и амплитуде) чији је извор означен са  $S$ .



Слика 23. Извор  $S$  који се креће ка пријемнику ( $u_{xy}$ )

Извор се креће сталном брзином дуж праве која га спаја са посматрачем  $L$ . Сматраћемо условно да је брзина кретања звучног извора позитивна ако се он приближава посматрачу, а да је негативна ако се удаљава од посматрача. Такође узимамо условно да је брзина посматрача позитивна ако се креће ка извору и негативна ако се удаљава од извора.

У случају када извор и посматрач мирују у односу на средину на коју се налазе фреквенција звучних таласа које прима посматрач је једнака фреквенцији коју еmitује извор.

Претпоставимо сада да постоји релативно кретање извора у односу на посматрача. У систему референције везаном за извор звучни таласи имају фреквенцију  $f_s$ . За неко време  $t$  тај извор ће еmitовати  $f_s t$  осцилација. У току тог времена талас прелази растојање  $c \cdot t$  где је  $c$  брзина таласа у датој средини а извор се за исто време помера за  $v \cdot t$ . Брзина таласа зависи само од својстава средине а не зависи од

брзине извора. На основу тога може се закључити да ће таласни поремећај испунити просторну област дужине  $c \cdot t - v \cdot t$ , па ће са гледишта посматрача  $L$  његова таласна дужина бити:

$$\lambda_L = \frac{ct - vt}{f_S t} = \frac{c - v}{f_S} \quad 49$$

а одговарајућа фреквенција:

$$f_L = \frac{c}{\lambda_L} = c \frac{f_S}{c - v} \quad 50$$

или:

$$f_L = f_S \frac{c}{c - v} = f_S \frac{1 - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}} \quad 51$$

Овај израз показује да се фреквенција звука којег опажа региструје посматрач  $L$ , повећава у односу на фреквенцију звука који би регистровао посматрач у случају да се извор налазио у стању мировања.

Ако се извор удаљава од посматрача, знак брзине извора  $v$  се мења тако да се добија:

$$f_L = \frac{f_S}{1 + \frac{v}{c}} \quad 52$$

Дакле фреквенција звучних таласа који доспевају до посматрача се смањује. Ако је извор звука непокретан (у односу на средину), а пријемник се креће, такође долази до Доплеровог ефекта. Нека се пријемник креће брзином  $v_p$  (дуж праве која спаја пријемник са извором). Тада је брзина звука у односу на референтни систем везан за пријемник:

$$c' = c + v_p \quad 53$$

Према томе фреквенција звука коју региструје пријемник је:

$$f_L = \frac{c + v_p}{\lambda} = \frac{c + v_p}{c} f_S \quad 54$$

или:

$$f_L = \left(1 + \frac{v_p}{c}\right) f_s$$

55

Видимо да се фреквенција звука који региструје пријемник повећава у односу на фреквенцију звука коју емитује непокретан извор.

Када се посматрач (пријемник) удаљава од извора, фреквенција осцилација које прима пријемник, изражава се истом формулом, само што ће у том случају бити  $v_p < 0$ , па ће и  $f_L$  бити мање од  $f_s$ .

Кад је брзина кретања пријемника (посматрача) једнака брзини кретања звучних таласа, онда се пријемник креће заједно са таласом и број осцилација које прима у јединици времена једнак је нули. Ако је брзина пријемника већа од брзине звучних таласа, онда таласи заостају иза пријемника. У најопштијем случају када се извор и посматрач крећу у односу на средину у којој се налазе, биће:

$$f_L = \frac{c + v_p}{c - v_i} f_s \quad 56$$

где је  $v_p$  - брзина посматрача и  $v_i$  брзина извора. Уопштено:

$$f_L = \frac{c \pm v_p}{c \mp v_i} f_s \quad 57$$

при чему горњи знак у једначини важи када се извор и пријемник приближавају а доњи када се удаљавају.

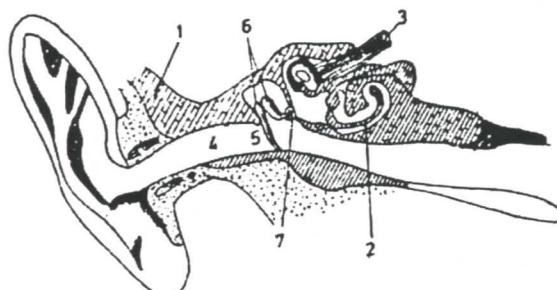
У случају када се правци брзина извора и посматрача не поклапају, када нису управљени дуж праве линије која спаја посматрача са извором, треба узети у обзир њихове компоненте у том правцу.

Када је позната фреквенција извора, користећи предходне релације, може се одредити брзина кретања објекта – извора таласа. Пошто сличне релације важе и за електромагнетне таласе, може се на пример одредити брзина летелице (ракете, космичког брода) чије електромагнетне таласе (сигнале) региструјемо. У свим тим случајевима се узима да је брзина звучних, односно електромагнетних таласа позната величина.

Доплеров ефекат се такође користи за одређивање релативне брзине звезда у односу на Земљу.

### 3.3.7. Ухо. Физиолошка јачина звука. Фон

Човек прима звучне таласе чулом слуха – ухом. Спољни део уха чине ушна школјка и слушни канал. Унутрашња грађа уха представљена је на слици 24.



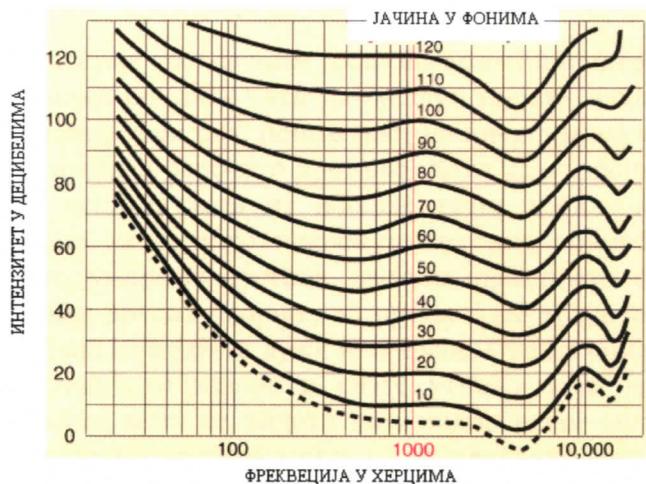
Слика 24. Грађа уха

Испод слепоочне кости – 1, налази се нарочити орган пуж – 2, који представља малу коштану шупљину напуњену течномашћу (лимфом). У пужу се налази Хортијев орган, који се састоји из влакана, до којих долазе завршетци слушног нерва – 3. Влакна имају различиту дужину и напетост па им због тога одговарају различите резонантне фреквенције. Звучни таласи се прикупљају ушном школјком и слушним каналом – 4, долазе до бубне опне – 5, затим преко система слушних кошчица – 6, преносе се на овално око – 7 које води у шупљину пужа. Под утицајем звучних таласа, влакна Хортијевог органа осцилују надражујући одређене нервне завршетке, који те надражавају преносе до мозга. Најинтензивније осцилују она влакна чија се сопствена фреквенција поклапа са фреквенцијом примљеног звучног таласа. Захваљујући томе, у стању смо да разликујемо тонове по висини и боји. У ствари, Хортијев орган врши спектралну анализу доспелог звучног таласа и предаје информацију мозгу где се она анализира. Пошто се под утицајем звука надражи више нервних завршетака, човек може да осети одвојено компоненте сложеног звука.

Захваљујући томе што имамо два уха, у стању смо да одредимо из ког правца долази звук. Ако је извор звука тачно испред нас, тада звук истовремено доспева у оба уха; а ако је извор померен бочно тада звук у једно ухо стиже раније него у друго. То закашњење узрокује фазну разлику осцилација која се региструје у можданим центрима. На основу тога се процењује правац долaska звука до наших ушију. Код звука високе фреквенције закључивање о правцу звука може да се заснива и на разлици амплитуда звучних таласа у једном и другом уху.

Експериментална испитивања показују да осетљивост уха у великој мери зависи од фреквенције. Највећу осетљивост ухо показује при фреквенцијама од 1000 до  $5000\text{Hz}$ . На  $1000\text{Hz}$ , на пример просечно ухо осећа још интензитет звука од  $10^{-12}\text{W/m}^2$ . Ова осетљивост се у великој мери смањује и ка нижим и ка вишим фреквенцијама тако да осетљивост уопште престаје на  $20\text{Hz}$  на страни низких и на око  $20\,000\text{Hz}$  на страни виших фреквенција. На слици 25 доња испрекидана крива

представља *границу чујности* (*стандардни праг чујности*) у зависности од фреквенције звука.



Слика 25. Криве једнаке субјективне јачине тона

Горња крива са ознаком 120 представља *границу бола*. То је граница изнад које настаје осећај бола у уху. Однос интезитета звука међу границом бола и границом чујности износи око  $10^{13}$ . Због физиолошких основа и великог распона интезитета звука подеснија је логаритамска скала за изражавање нивоа јачине звука чија је јединица децибел. Међутим ова скала не може да служи за изражавање субјективне јачине звука с обзиром на различите осетљивости уха од фреквенције. Децибелска скала би одговарала и за физиолошку односно субјективну јачину звука само за фреквенције око  $1000\text{Hz}$ . За остале фреквенције јављају се велика одступања међу физиолошком јачином звука и физичком јачином.

Из ових разлога за субјективну јачину звука уведена је такође логаритамска скала са јединицом која се назива *фон*. За основ ове скале узет је тон од  $1000\text{Hz}$  као нормалан тон. На тој фреквенцији децибел и фон имају приближно исте вредности а обе скале се на тој фреквенцији приближно поклапају. За тонове других фреквенција се спроводи следећи поступак. Посматрани тон се на основу субјективног осећаја уха упоређује са нормалним тоном од  $1000\text{Hz}$ . Јачина нормалног тона се мења све док не добијемо утисак да оба тона чујемо подједнако гласно. Тада је субјективна јачина тона у фонима иста као и упоређена јачина нормалног тона. На тај начин се постиже да се сви тонови различитих фреквенција са истим бројем фона чују подједнако гласно. Кад се на овај начин кроз цело подручје фреквенција звука одреде јачине са истим бројем фона добијају се криве као на слици 25. То су криве једнаке субјективне јачине тона.

### **3.3.8. Особине звука. Музичка скала тонова**

Сваки звук има четири основне особине: трајање, јачину, висину, и боју.

#### ***Трајање звука***

С обзиром да звук настаје треперењем (осциловањем) посматраног тела под неким страним утицајем може се закључити да ће звук трајати докле траје и тај страни утицај. Међутим то није увек тако пошто постоји инерција звучног извора – његова физичка тежња да настави започето кретање. Како свако осциловање представља извесно померање честица тела из њихове тачке мировања, то је за прекид осциловања потребно да се тако покренуте честице поново умире. Код неких звучних извора ово умирење честица наступа практично одмах по престанку страног утицаја, а код других спорије, па према томе трајање звука по престанку дејства страног утицаја може бити дуже или краће. Ова дужина углавном зависи од два чиниоца: еластичности извора и снаге утицаја који је на њега извршен. Посматране зависности могу се видети на жицама неког музичког инструмента. Звук произведен на двема жицама утицајем подједнаке снаге дуже ће трајати по престанку страног утицаја, на оној жици на коју делује мања сила затезања, па еластичније може да осцилује. Ако је сила затезања двеју жица једнака а снага страног утицаја различита, трајање звука ће бити дуже код оне жице на коју је извршен снажнији утицај. Али, звук не може бити неограничено дуг, пошто се по престанку дејства страног утицаја честице звучног извора морају, после краћег или дужег времена, вратити у стање мировања.

**Висина звука** зависи од брзине треперења еластичног тела, односно од фреквенције којим трептаји следе један другог. Стабилну фреквенцију, а то значи одређену и стабилну висину има само такав звук у чијем треперењу влада известан ред и правилност понављања једнаких покрета, а то је код тона. Висина тона је она субјективна карактеристика звука према којој се сви звуци могу сврстати по једној скали која почиње са „ниским“ или „дубоким“ тоновима, а завршава се „високим“. Висина тона је одређена фреквенцијом звука односно основном фреквенцијом код сложеног звука. Мања фреквенција даје осећај нижег тона, а већа фреквенција вишег.

На величину фреквенције звучног извора утичу његове материјалне особине, и то: његове димензије, густина и напон.

Што се тиче димензија огромну већину звучних извора представљају издужена тела, тј. таква код којих је једна димензија упадљиво већа од друге две, па се јасно разликује дужина звучног извора од његових попречних димензија. Повећање свих димензија или и само једне, доводи до смањења фреквенције (спорије треперење), а смањење димензија доводи до повећања фреквенције (брже треперење). То значи да су димензије звучног извора и његова фреквенција осциловања у обрнутој сразмери. На пример, што је одговарајућа жица већег попречног пресека и што је дужа тон је низи, док жица мањег попречног пресека и краћа даје виши тон.

Наизад већи напон звучног извора имаје за последицу његово брже треперење, а мањи напон, спорије. Значи ако је нека жица под дејством већег напона она ће давати виши тон, а ако је напон мањи жица ће давати нижи тон.

Треба посебно истаћи да фреквенција осциловања не зависи од величине амплитуде. Повећањем амплитуде честице добијају управо онолико енергије више колико им је потребно да дужи пут осциловања превале за исто време. Може се рећи да су звучна треперења изохронна, тј. без обзира на величину амплитуде дешавају у једнаким временским односима. Ако би између амплитуде и фреквенције постојала зависност ове врсте, то би значило да би свака промена јачине звука изазивала промену његове висине, као и обратно.

Експерименти са осећајем висине тона показали су да ухо чује „логаритамски“ тј. да повећању висине тона за исти интервал (по субјективној оцени) одговара повећање фреквенције за исти проценат, а не за исти апсолутни износ у херцима. То значи да важи закон да је висина тона сразмерна логаритму фреквенције:

$$\text{висина тона} \sim \log f$$

58

Горња релација представља логаритамски закон. Овај закон намеће да се за фреквенцију на дијаграмима углавном користи логаритамска скала. Тиме се постиже да једнаки размаци на овој скали представљају за људско ухо једнаке интервале.

Растојање између висина два тона назива се интервал. Најједноставнији и најприроднији музички интервал је октава. Октава одговара односу фреквенција 2 : 1. То значи да се она добија или повећањем фреквенције за 100 % или смањењем за 50 %. Одавде се види да ухо свако удвостручување фреквенције оцењује као пораст висине тона за један интервал – за једну октаву, што је у складу са логаритамским законом.

Број октава у опсегу од фреквенције  $f_1$  до фреквенције  $f_2$  може се наћи из образца:

$$n = \log_2 \frac{f_2}{f_1} = \frac{1}{0.3} \log \frac{f_2}{f_1} \quad 59$$

Ако су фреквенције  $f_1$  и  $f_2$  границе чујног подручја тј.  $20Hz$  и  $20kHz$  добија се да је  $n = 10$ , што значи да чујно подручје обухвата 10 октава.

Октава је релативно велики интервал. Музичка скала има финију поделу. Према њој је октава подељена на 12 полутонова. Ако се узме да су ови интервали на логаритамској скали једнаки (тзв. темперована музичка скала) онда полутон значи промену фреквенције за:

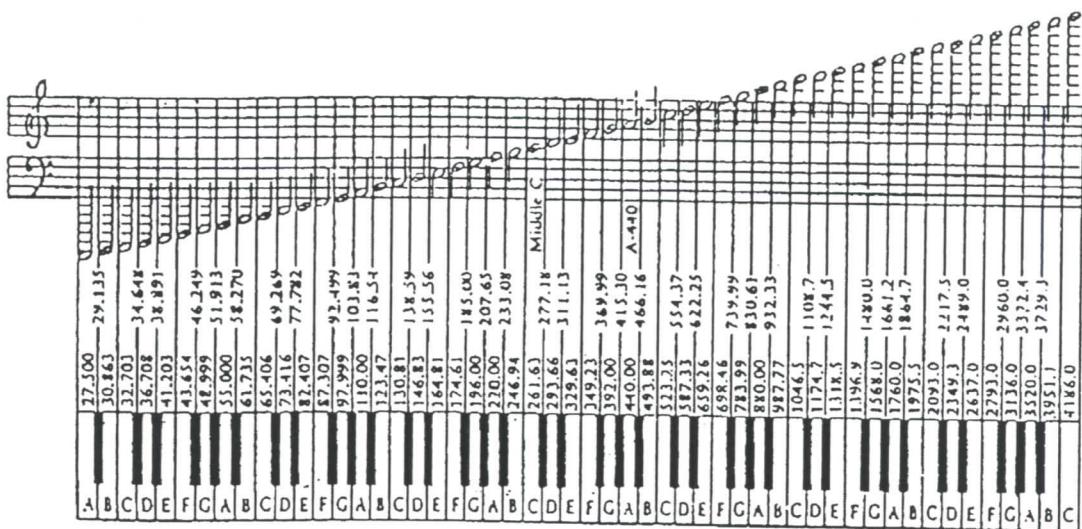
$$\sqrt[12]{2} = 1.059463$$

дакле приближно за 6 %.

Поделом октаве на 12 полутонова постигнуто је да се за 7 од укупно 12 могућих интервала унутар октаве граничне фреквенције односе врло приближно као мали цели бројеви, тј. да ови интервали звуче хармонично. То су: мала терца (6 : 5), велика терца (5 : 4), квтарта (4 : 3), квинта (3 : 2), мала секста (8 : 5), велика секста (5 : 3) и октава (2 : 1).

Полутон је најмањи интервал који постоји на музичкој скали али он не представља најмању промену висине тона која се може запазити. Ухо је много осетљивије. На целом подручју испод  $500Hz$  најмања приметна промена фреквенције је приближно

3Hz, док изнад 500Hz ова промена износи приближно 0.6 %. На слици 26 дат је интервл од 7 октава са фреквенцијама за сваки тон понаособ.

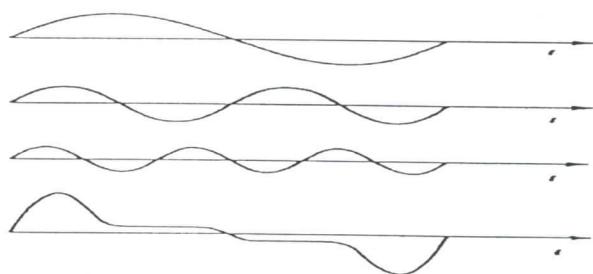


Слика 26. Скала тонова

**Боја звука** представља ону његову особину по којој се два звука једнаке висине и јачине ипак разликују ако су их произвела два различита извора звука.

На стварање звучне боје утичу многе физичке особине самог извора звука: врста материје која трепери, њен облик, димензије, поједина обележја њене грађе и друго.

Појава различитих звучних боја је последица сложене физичке грађе самог звука. Звук може настати како правилним хармоничним треперењем извора, када се назива тон, тако и сасвим неправилним и неуједначеним треперењем извора када је његова висина мање-више, или потпуно неодређена и тада се он назива шум. Сваки музички тон састоји се од више тонова који истовремено звуче. Материја (жица, ваздушни стуб, чврсто тело) као извор звука осцилује не само у целини, него и по својим деловима. На тај начин настају поред најнижег основног тона и виши, једва чујни, тзв. хармонични (аликвотни) тонови. Осциловање основног (првог), другог и трећег хармоника као и коначан облик осциловања изгледа као на слици 27.



Слика 27. Утицај хармоника на криву осциловања

Интервалски однос хармоничних тонова према основном тону, а према томе и сам однос фреквенција увек је једнак. Код разних звучних извора разликује се само релативна јачина појединих хармоника. То проузрокује разлике у укупном осциловању, па тако и у боји тона.

Коначна крива треперенења основног тона добија се интерференцијом укључених хармоничних треперенења, па је утолико неправилнија и сложенија, уколико је њихово учешће по броју и снази, знатије. То значи да се упоређивањем кривих треперенења различитих звучних извора може, већ на први поглед, закључити у чијем су тону хармонични тонови бројнији и релативно јачи.

### 3.3.9. Архитектонска акустика

У затвореним просторијама јављају се веома сложене околности простирања звука. Зидови, под, таваница разни предмети и намештај делом апсорбују а делом одбијају звучне таласе. Ако апсорпција није велика одбијање се може вршити више пута под сложеним околностима. Сем тога могу се образовати стојећи таласи при чему долази и до резонанције. Код стојећих таласа се могу јавити чворне линије и други ефекти интроверенције.

Из једног звучног извора у просторији звук се простире на описан сложен начин. Посматрајмо само процес апсорпције и одбијања звука. Разне врсте материјала различито апсорбују звук. Уколико неки материјал мање апсорбује одбијање звука ће бити веће. Тада ће се звук више пута одбијати док се потпуно не апсорбује. Замислимо да је у просторију емитован један врло кратак звучни сигнал. Због појаве одбијања у просторији ће се одржавати овај звук и после престанка емисије са звучног извора. Ова појава се назива *реверберација*, а време за које се још чује звук после његове емисије назива се *време реверберације*. Усвојено је да се ово време рачуна од тренутка емитовања до тренутка када интезитет звука опадне на милионити део своје почетне вредности или за 6 dB. Јасно је да време реверберације зависи од степена апсорпције звука на зидовима и предметима и од геометријских величина просторија.

Реверберација има више утицаја на акустичност просторија. На првом месту она у великој мери појачава интезитет звука у просторијама. Ако се зидови просторија обложе материјалом који у највећој мери апсорбује звук (глува соба) звук ће се чути око 100 пута слабије јер је реверберација незната. Код говора реверберација смањује разговорност. При обичном говору у једном секунду се изговори око 5 слогова. Ако је време реверберације 0,2 s онда ће се при изговарању следећег слога још увек чути звук предходног што чини да се говор не може јасно разумети. Код музике ова појава не задаје веће сметње. Чак штавише реверберација чини музику пријатном, живљом и изразитијом. У просторијама без реверберације музика је пригушена и „тупа“.

За говор је подесније мање време реверберације док је за музику подеснија нешто већа реверберација. Ако преосторије немају специфичну намену подешава се компромисна вредност која за веће просторије износи око 1 s а за велике аудиторијуме око 2 s .

### **3.3.10. Инфразвук и ултразвук**

**Инфразвук.** Подручје механичких таласа чије су фреквенције ниже од  $20\text{Hz}$  (практично у границама од делова херца до  $20\text{Hz}$ ), назива се инфразвук. Извор инфразвука може бити свако тело које осцилује са одговарајућом фреквенцијом. То могу бити лоше балансирани уређаји, машине, мотори трактора, тестере за пресецање дрвене грађе итд. Такве вибрације показују штетно деловање на организам, изазивајући такозвану вибрациону болест.

Инфразвук настаје, на пример приликом пуцња тешких артиљеријских оруђа, експлозија гранта, мина и слично. У свим тим примерима поред уобичајних чујних компонената формирају се и инфразвучни таласи у опсегу фреквенција отприлике од 10 до  $20\text{ Hz}$ . Инфразвучни таласи настају и при најобичнијим околностима. Свако нагло померање неког предмета са доволно великом контурном површином у правцу кретања, нпр. отварање или затварање врата, прозора и слично, изазивају промену ваздушног притиска што условљава појаву инфразвука. Тако настали инфразвук се може регистровати само врло осетљивим инструментима. Инфразвук се појављује и у природним околностима (олујни ветрови, као и компоненте разних шумова и слично).

Вибрације са фреквенцијом инфразвука, које се производе посебним апаратима користе се за разна лечења као и за масажу човековог тела. Захваљујући релативно великој таласној дужини (у ваздуху од 17 до  $34\text{ m}$  којима одговарају фреквенције од 10 до  $20\text{ Hz}$ ), инфразвук лакше савлађује одређене препреке од звучних таласа. Он их једноставно заобилази.

Инфразвучне таласе карактерише мали степен апсорпције и дифузије при простирању. То омогућава њихов релативно велики домет, посебно када се простиру у воденим срединама. Рибе, на пример, опажају инфразвук узрокован морским таласима на стотине и хиљаде километара, сигнализирајући приближавање буре.

Инфразвук се посебно примењује код војног извиђања, односно откривања противничких упоришта која се због дубине заклањања и маскирања не могу открити визуелним осматрањем.

**Ултразвук.** Ултразвучни таласи су механички таласи са фреквенцијом већом од  $20\text{kHz}$  (горња граница није ограничена, добијене су осцилације са фреквенцијом од  $200\text{MHz}$  ).

Ултразвук ниских фреквенција (до  $80\text{kHz}$ ) еmitују органи неких животиња (делфини, слепи мишеви) а често улазе у састав природних и вештачких шумова. Ултразвук великих фреквенција добија се од вештачких извора. Обично су то уређаји (апарати) чији је основни део генератор електричних осцилација одговарајуће фреквенције. Претварање тих осцилација у ултразвучне таласе врши се помоћу појава магнетострикције (при низким фреквенцијама) или обратног пијезоелектричног ефекта (при већим фреквенцијама).

Ултразвучни таласи имају знатно већи интезитет (јачину) од звучних таласа: десетине вати мо квадратном центиметру, а када су добро фокусирани (што се

постиже дosta једноставно јер имају изузетно малу таласну дужину) и до стотине и хиљаде вати по квадратном центиметру.

Ултразвучне таласе карактерише низ интересантних физичких и физиолошких својстава. Стога је њихова практична примена врло разноврсна. Ултразвук може испољити следећа деловања: механичко, физичко-хемијско, топлотно и физиолошко. Конкретне примене ултразвука су пре свега у индустрији и медицини. С обзиром да ултразвучни таласи поседују велику енергију, они се користе у технички за откривање грешака у металним одливцима (ултразвучна дефектоскопија). Деловањем ултразвука могу се добити фине емулзије уситњавањем зрна са фотографске плоче или филмове који се користе за добијање квалитетнијих слика. Захваљујући томе што ултразвучни таласи великог интезитета узрокују ситњење супстанце (дисперзовање), они се користе за добијање финих прашкова, за скидање рђе и масних навлака са површине метала, за чишћење разних мрља и прљавштина са тканина. Ултразвучним лемилицама калаше се и леми алуминијум са неким другим металима – ултразвук разара слој оксида на површини алуминијума, а тада је могуће остварити чврсту везу алуминијума и другог метала. Помоћу ултразвука се може вршити механичка обрада материјала – резање, глачање, бушење и слично. У текстилној индустрији ултразвук се користи за побољшање квалитета и дубине обојености тканина. Деловање ултразвука убрзава неке хемијске реакције и технолошке процесе, на пример, појаву оксидације или полимеризације (синтетизовање неких хемијских јединења) као и процеса кристализација.

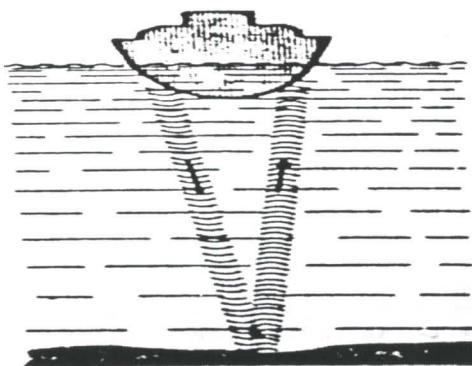
Посебно је важна примена ултразвука у медицини и фармацији. Ултразвуком се могу уништавати вируси, бактерије, гљиве итд. а при већим снагама чак и мање животиње.

Откривање тумора на мозгу или на другим тешко доступним местима унутрашњих органа успешно се остварује применом ултразвука. Те методе су засноване на различитој апсорпцији ултразвука од стране ткива са различитим акустичним својствима (густина, еластичност). Код оболелог ткива та својства се знатно мењају. Може се користити метода која се заснива на различитом одбијању ултразвука од граничне површине која раздваја средине са различитим акустичним својствима. При проласку ултразвука из здравог у оболело ткиво или обратно, долази до његове рефлексије, на основу које се закључује да ли постоје неке патолошке промене.

У хирургији ултразвук великог интезитета, фокусиран на малом делу простора, примењује се на пример за сечење костију или за спајање (заваривање) костију и то са минималним повређивањем околних делова организма.

Пажњу привлачи и чињеница да неке биљке доносе више и квалитетније плодове ако је њихово семе било изложено деловању ултразвука. Ултразвук се примењује и у процесу стерилизације животних намирница јер уништава многе микроорганизме.

Ултразвук се користи за мерење дубине мора и океана. За дно брода се учврсти извор из кога се еmitују ултразвучни импулси у одређеним интервалима времена (слика 28).



Слика 28. Принцип мерења дубине мора (океана)

Ултразвук се одбија од дна и враћа се назад до уређаја за регистровање. Знајући брзину звука кроз водену средину и време између емитованог и примљеног звучног импулса одређује се дубина мора односно океана. Наравно, помоћу савремене електронике све је то аутоматизовано, тако да се дубина воде директно очитава на траци или екрану.

Помоћу ултразвука могу се снимити јата риба испод морске површине, што омогућава да се одреди њихов положај.

Ултразвук користе и неке животиње. Слепи мишеви се орјентишу у простору и лове плен на бази ултразвучних ефеката.

Ултразвучне ефекте користе и делфини, китови а, изгледа и неке друге морске животиње. Делфини могу помоћу ултразвучних импулса да се сасвим добро орјентишу и у мутној води, да пронађу јата риба, обиђу разне препреке, па чак и да међусобно комуницирају.

#### 4. ОБРАДА НАСТАВНЕ ЈЕДИНИЦЕ „ЗВУК“

У овом делу рада, биће приказан један од могућих концепата наставних часова предвиђених за обраду наставне теме „Звук“. По наставном плану за обраду ове наставне теме предвиђено је 7 часова, у оквиру којих се обрађују основне карактеристике звука: елементи акустике, карактеристике звука, јачина звука, осциловање жица и ваздушних стубова, инфра и ултразвук, Доплеров ефекат у акустици и понављање звука. Поред теоријске обраде дат је предлог огледа погодних за демонстрацију појединих особина звука. Основне карактеристике звука, као што је интензитет и правац из којег звук долази, могу се демонстрирати огледом 4.1.1 а погодан је за извођење како у низим разредима основне школе, тако и у средњим школама. Огледима 4.1.2. и 4.1.3. демонстрирају се следеће карактеристике звука: сопствена фреквенција и стојећи таласи, а погодан је за извођење у средњим школама. Огледом 4.1.4 демонстрира се Доплеров ефекат помоћу звучне виљушке и погодан је како за извођење у основној тако и у средњој школи. Огледом 4.1.5 приказује се ламинарно и турбулентно струјање и веза тог струјања са настанком звучних таласа, а оглед је погодан за демонстрацију у средњој школи. Огледом 4.1.6 показује се настанак стојећих таласа и резонанције и оглед је погодан за извођење у средњој школи. И коначно огледом 4.1.7

демонстрира се хармонијско осциловање и пулсација, а оглед је погодан за извођење у средњој школи.

#### 4.1. ТОК ЧАСА

1. Формирање група
2. Обнављање градива (потребно предзнање)
3. Оглед – разговор о изведеном огледу
4. Изношење резултата и закључака
5. Дефинисање закона

##### Корак 1

Подела ученика методом случајног узорка. Ученици се деле у групе тако што узимају листиће на којима су исписана слова А, Б, В, Г, Д, Ђ Е. Они који су извукли исто слово чине једну групу.

##### Корак 2 – Обнављање градива – потребно предзнање

Појам лонгитудиналног таласа

Услови осциловања на жицама и ваздушним стубовима – стојећи таласи

Доплеров ефекат

Ламинарно струјање, турбулентно струјање, Ренолдсов број

Адициона теорема (збира синуса два угла)

##### Корак 3 – Огледи

###### 4.1.1 ОДАКЛЕ ЗВУК ДОЛАЗИ?

Помоћу овог огледа демонстрирају се основне карактеристике звука односно звучних таласа: правац из ког звук долази, интензитет.

Експериментом се показује, на који начин људско ухо одређује правац из ког звук долази.



Слика 29. Куцкање по цреву

## **Потребан материјал**

- гумено црево дужине ~ 80 см

## **Припрема експеримента**

Затворених очију држи крајеве гуменог црева приљубљене уз уши. Твој друг нека прстом куцка, иза твојих леђа, по различитим деловима црева, а ти показуј руком из ког правца долази звук који чујеш (види слику 29). Ако се куцка са десне или леве стране у односу на средину црева, онда одређујеш правац из ког звук долази. Ако се куцка са исте стране, а на различитим растојањима од средине црева, онда одређујеш које је место ближе уху.

## **Објашњење**

Куцкањем по спољашњој страни гуменог црева производе се звучни таласи, који се простиру кроз унутрашњи део. Ако се куцка по средини црева, извор таласа је подједнако удаљен од оба уха. Звучни талас истовремено стиже до оба уха, те особа која региструје звук, зна да се извор заиста налази на средини. Међутим ако се не куцка по средини гуменог црева, звук стиже раније до уха које је ближе извору. На основу редоследа којим звук стиже до једног или другог уха, као и њихове временске разлике, мозак одређује правац из ког звук долази. Најкраћи временски интервал, који може да региструје човеково ухо, је  $30 \mu\text{s}$ .

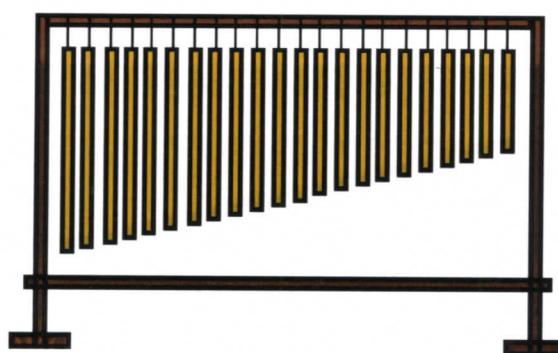
Очигледно је да проблем настаје у случају да звуци, које човек слуша, дуже трају. Обзиром да се правац из ког стижу звуци одређује на основу њихове временске разлике, звуке који дуже трају људски слух не може да локализује. Ако се испред особе, која стоји затворених очију, човек који звијди у пиштаљку покреће горе доле, она ће моћи да одреди правац из ког звук стиже само ако звуци кратко трају. У случају да се човек који звијди помера и непрекидно звијди, правац из ког звук долази није могуће одредити.

Одређивање правца из ког звук долази помоћу временске разлике претпоставља, да оба уха осећају звук истог интензитета. Ако се извор звука налази са стране, онда глава за звучне таласе представља препреку, тако да је њихов интензитет за једно ухо мањи. Разлика интензитета се примећује када су фреквенције звука преко  $3 \text{ kHz}$ . У том случају пречник главе је једнак приближно половини таласне дужине звучног таласа. Због тога се звук на основу временске разлике звучних таласа, може локализовати само код таласа ниских фреквенција. У случају звучних таласа високих фреквенција, правац звука се одређује на основу разлике у јачини звука, а у случају средњих фреквенција од  $\sim 3 \text{ kHz}$ , или на један или на други начин. Да би се одредио правац из ког звук долази, мора се слушати са оба уха! Ако се једно ухо затвори, онда се правац, из ког звук долази, не може тачно одредити.

#### 4.1.2. ЦЕВАСТО ЗВОНО

Помоћу овог огледа демонстрирају се следеће карактеристике звука: осцилације, сопствене осцилације, сопствена фреквенција.

Експериментом се показује како дужина осцилујућих цеви утиче на висину тона.



Слика 30. Цеваство звено

#### Потребан материјал

- Канап
- Селотејп
- Маказе
- Два велика ексера
- Тестера
- Дршка од метле или готов сталак
- Цев дужине 150 см

#### Припрема експеримента

Користећи тестеру исећи цев на осам делова ( 10, 12.5, 15, 17.5, 20, 22.5, 25, и 27.5 см)

Положи дршку од метле преко наслона две столице.

Исећи 8 комада канапа сличне дужине и вежи први за дршку од метле или привежи канапе за готов сталак о који ћеш окачiti исечене цеви. Најкраћи комад цеви залепити за канап. Урадити ово и са осталим деловима цеви, трудећи се да их поставиш да висе равно и да су им врхови поравнати.

Удари нежно делове цеви како би се чуо звук.

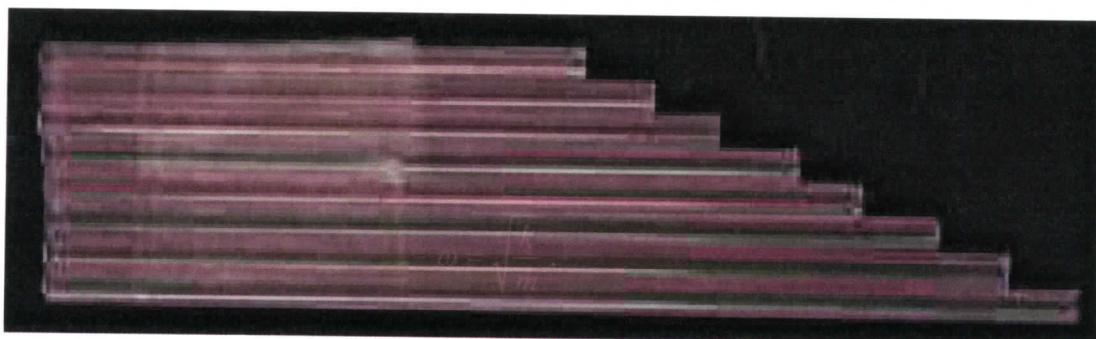
#### Објашњење

Ударањем по цевима стварају се звучне осцилације истих. Како ударамо по дужој цеви која има већу масу фреквенција осциловања је мања, а самим тим и тон је нижи. А ако ударимо по краћој цеви која има мању масу фреквенција осциловања је већа и тон је виши. Зависност између фреквенције и масе код осцилатора је дата изразом:

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

#### 4.1.3. ПАНОВА ФРУЛА

Помоћу овог огледа демонстрирају се следеће карактеристике звука: осцилације, сопствене осцилације, сопствена фреквенција, стојећи таласи.



Слика 31. Панова фрула

#### Потребан материјал:

- 8 сламчица
- Селотејп
- Маказе

#### Припрема експеримента

Исећи сламке тако да буду различите дужине. Залепи сламчице на једном крају на којем су и поравнате (слика 31). Дуваш преко врха сваке од њих да чујеш звук који производи.

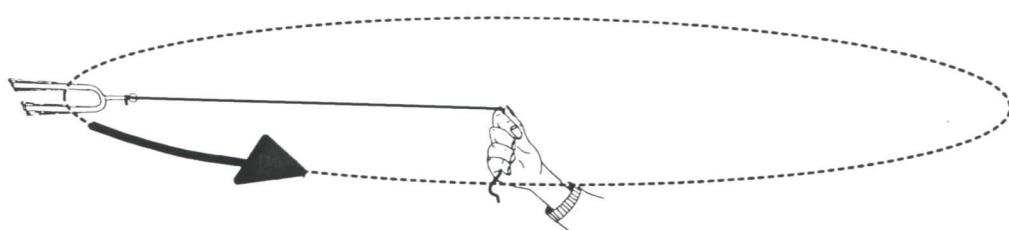
#### Објашњење

Када дуваш у сламчицу, стуб ваздуха који је у сламчици заосцилује. Сама сламчица представља резонатор у којем се образују стојећи таласи. Висина звука, односно фреквенција, зависи од дужине стуба ваздуха. Ако се дужина ваздушног стуба смањује, (дувањем у све краће и краће сламчице) смањује се и таласна дужина сопствених осцилација  $\lambda$ , а фреквенција  $f = \frac{c}{\lambda}$  ( $c = const$ , брзина звука у ваздуху) се повећава. Зато звук постаје виши када се дува у све краће и краће сламчице.

#### 4.1.4. ДОПЛЕРОВ ЕФЕКАТ ПОМОЋУ ЗВУЧНЕ ВИЉУШКЕ

Помоћу овог огледа демонстрирају се следеће карактеристикетеона: висина тона, фреквенција, Доплеров ефекат.

Помоћу звучне виљушке, која се креће променљивом брзином, могуће је демонстрирати Доплеров ефекат.



Слика 32. Виљушка која се врти у круг

#### Потребан материјал

- звучна виљушка са резонантном кутијом
- јачи канап (дужина:  $\sim 1 \text{ m}$ )

#### Припрема експеримента

Један крај канапа завежи за звучну виљушку. Канап држи за други крај, удари о звучну виљушку, тако да се настали звук јасно чује. Потом звучну виљушку помоћу канапа врти у круг изнад главе (види слику 32). При том обезбеди довољно простора, да нико не буде повређен. Посматрач, који је нешто удаљен, јасно може чути осцилације у висини звука. Нажалост јачина звучне виљушке брзо опада, тако да време од удара у звучну виљушку до њеног покретања не сме бити дуго.

Уместо звучне виљушке може се завртети и неки други, по могућности лакши предмет, уколико он производи звук константне висине. Погодни су на пример лагани звучници, који се врте тако што се држе за каблове. Звук се најбоље производи помоћу генератора за снагу (на пример синусни таласи од  $\sim 440 \text{ Hz}$ ), или се одмах употребљава генератор звука. Погодне су и зујалице на батеријски погон, које се могу купити у свакој продавници електричне опреме.

#### Објашњење

За посматрача који је на некој удаљености, звучна виљушка као извор звука у случају кружног кретања, стално мења брзину. На основу Доплеровог ефекта посматрач због тога региструје звук променљиве висине. Ако се звучна виљушка креће према посматрачу, онда је звук који посматрач региструје виши од звука виљушке која мирује. Ако се звучна виљушка креће од посматрача, онда је звук који он региструје ниже фреквенције односно дубљи. Услед кружног кретања, брзина звучне виљушке се у односу на посматрача континуирано мења између две екстремне вредности (највећа брзина ка посматрачу и највећа брзина од

посматрача). Посматрач то чује као осциловање висине звука између високог и ниског звука.

За величину промене фреквенције, односно висине звука, није релевантно кретање посматрача у односу на извор звука, него кретање оба у односу на средину у којој се звук простире, на пример ваздух. За посматрача који мирују и извор звука који се креће, у односу на ваздух, за промену фреквенције важи:

$$f_p = \frac{f_i}{1 \pm \frac{v_i}{c}}$$

где је:  $f_p$  - фреквенција, коју посматрач чује,  $f_i$  - фреквенција извора звука,  $c$  - брзина звука у ваздуху и  $v_i$  - брзина извора звука у односу на посматрача. При томе знак плус важи, ако се извор удаљује од посматрача, и знак минуса ако се приближава посматрачу. За извор звука, који у односу на ваздух мирује и посматрача који се креће важи:

$$f_p = f_i \left( 1 \pm \frac{v_p}{c} \right)$$

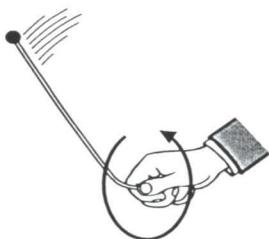
где је :  $v_p$  - брзина посматрача у односу на извор звука. У овој формулам знак плус важи, ако се посматрач приближава извору, а знак минус, ако се посматрач удаљује од извора. Ако је брзина мала у односу на брзину таласа у ваздуху, развијањем у ред прва формула апроксимативно прелази у другу. Ако су у односу на ваздух и извор таласа и посматрач у покрету, морају се користити обе формуле.

Доплеров ефекат се користи у техници за радарску контролу при одређивању брзине путничких возила. На основу Доплеровог ефекта рефлексовани електромагнетни таласи, које емитује возило у покрету, имају другу фреквенцију. Знајући разлику фреквенција могуће је одредити брзина кретања возила.

#### 4.1.5. ЗАШТО ЗВИЖДИ ВЕТАР?

Овим експериментом могуће је демонстрирати: ламинарно струјање, турбулентно струјање, звучни таласи, Рейнолдсов број.

Настанак звука, када ваздух струји око тела, може се демонстрирати помоћу обичног ужета. Такође је могуће приказати прелаз из ламинарног у турбулентно кретање.



Слика 33. Тег на ужету које се врти у круг

#### Потребан материјал

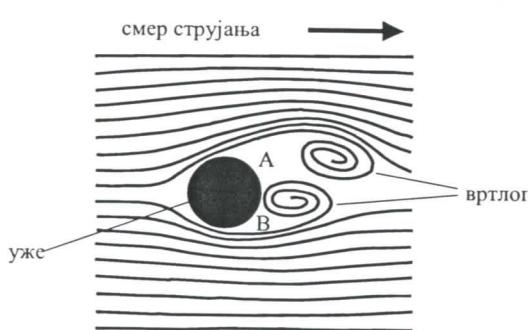
- танко у же (пречника 4 - 6 mm, дужине ~ 1 - 1,5 m)
- мали тегић (~ 20 - 30 g)

#### Припрема експеримента

Један крај ужета дужине ~1 m руком заврти тако да брзо ротира (око 25 обртаја за 10 s). При том ћеш чути звук у облику звиждука, чија висина зависи од брзине ротације. Ако на у же причврстиш мали тег (слика 33), при чему он мора бити добро причвршћен да се не би откачио и обрћеш га око главе (око 5 обртаја за 10 s) никакав звук нећеш чути!

#### Објашњење

При релативно великим брзинама ротације тела производе турбулентна струјања ваздуха, при којим настају звучни таласи. Око цилиндричног ужета, на левој и десној страни, настају вртлози (слика 34). У стационарној струји ваздуха иза ужета настају вртложни таласи, који ротирају у супротним правцима и са одређеном временском разликом. Услед настанка вртложних таласа (на страни А и страни Б слика 34) у же почиње да трепери, што доводи до настајања звучних таласа. Од брзине струјања зависи фреквенција насталих таласа, а с тим и висина тона.



Слика 34. Приказ вртложних таласа приликом кретања ужета које трепери

Када се у же релативно споро окреће, ламинарност струјања се не нарушава и звук се не производи. Критеријум да ли је струјање ламинарно или турбулентно изводи се на основу вредности Рейнолдсовог броја:

$$Re = \frac{lv\rho}{\eta}$$

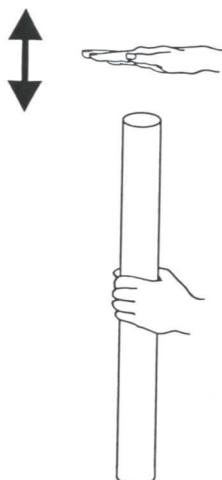
где је  $l$ -дужина тела нормално на струју флуида,  $\eta$  - коефицијент динамичке вискозности средине,  $\rho$  - густина средине и  $v$  - брзина струјања флуида.

Прелаз из ламинарног у турбулентно кретање догађа се при величини  $Re \approx 2000$ . При екстремно малој вискозности средине ( $\eta \approx 0,018 \text{ mPas}$ ) у ваздуху, у већини случајева, настају турбулентни таласи. На основу малог пречника ужета, у овом експерименту, код малих брзина обртања струјање је ламинарно ( $Re \approx 550$ , при 5 обртаја у 10 s), али за веће брзине - турбулентно ( $Re \approx 2700$ , при 25 обртаја у 10s). Описан догађај дешава се такође и кад ветар нађе на пукотине на вратима и при том настају типични звиждећи шумови.

#### 4.1.6. ОТВОРЕНА И ЗАТВОРЕНА ПИШТАЉКА

Овим експериментом демонстрира се настанак стојећих таласа, таласна дужина, резонанција.

Помоћу цеви могуће је образовати стојеће таласе различите таласне дужине и на тај начин произвести тонове различите висине!



Слика 35. Цев која се удара дланом

#### Потребан материјал

- отворена стаклена или папирна цев (дужине од 20-90 см, пречника 3 см)
- много других цеви различитих дужина

## Припрема експеримента

Кратко и еластично удари један крај отворене цеви опруженим дланом (слика 35). Чућеш основни тон који ова цев производи, у моменту док је кратко била покривена дланом и потом опет отворена. Поново удари дланом отворен крај цеви, али тако да после удара задржиш длан на том крају цеви. Основни тон који чујеш, је за октаву нижи од претходног.

Цеви различите дужине производе тонове различите висине. Уколико је цев дужа утолико је тон дубљи! Такође покривене цеви производе тонове за октаву ниже, од тонова које производе цеви отворене на оба краја, при еластичном удару.

## Објашњење

Приликом удара дланом о један крај отворене цеви, ваздух у њој почиње да осцилује. У случају цеви отворене са обе стране, дужине  $l$ , настаје стојећи талас са трбусима талас на отвореном крају (слика 36а). Таласна дужина,  $\lambda$ , основног тона једнака је двострукој дужини цеви отворене са оба краја, а услов за образовање виших хармоника је:

$$l = n \frac{\lambda}{2}, \text{ где је } n = 2, 3, 4, 5, \dots$$

У случају цеви затворене са једне стране, на отвореном крају образује се трбух таласа, (слика 36б). Таласна дужина основног тона,  $\lambda$ , једнака је четворострекој дужине цеви, а услов за образовање виших хармоника је:

$$l = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}, \text{ где је } n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

Брзим ударцем у ваздуху се образују тонови чије су фреквенције основних тонова у случају отворене цеви са оба краја:

$$f = \frac{c}{2l}$$

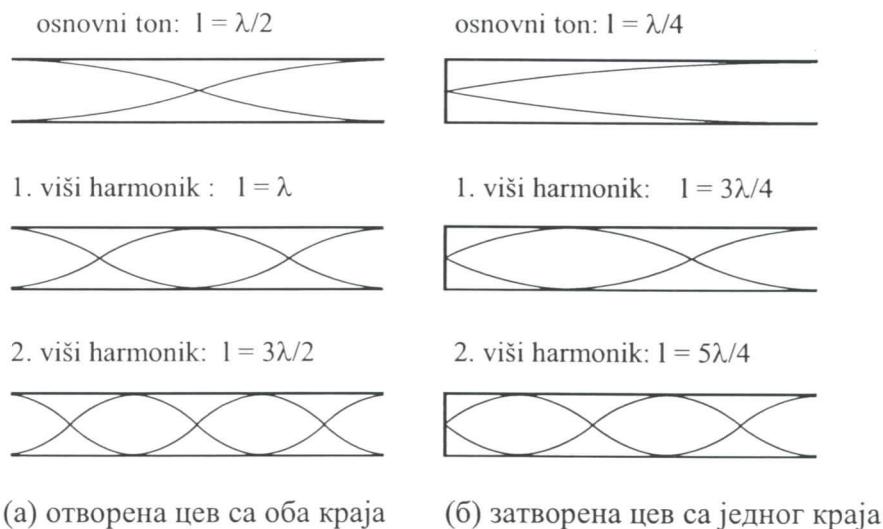
а у случају затворене цеви са једног краја:

$$f = \frac{c}{4l}$$

где је:  $f$  – фреквенција основног тона,  $c$  – брзина звука у ваздуху која је  $\sim 340 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ,  
 $l$  – дужина цеви.

Фреквенција звука који се образује у цеви затвореној са једног краја упола је мања него у случају цеви отворене са оба краја, што објашњава разлику у висини образованих тонова од једне октаве. На слици 36 приказани су трансферзалини

таласи, мада у гасу могу настати и лонгитудинални таласи.

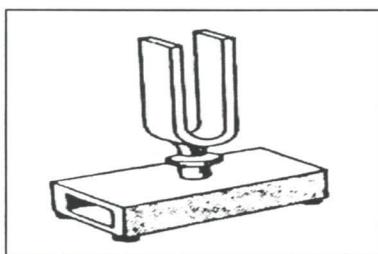


Слика 36. Таласи у цевима

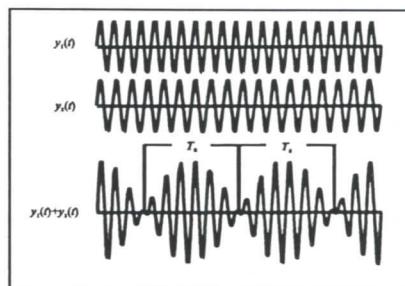
#### 4.1.7. ВИЉУШКА ЗА ШТИМОВАЊЕ – СИРЕНА

Овим експериментом могуће је демонстрирати: осциловање, хармонијско осциловање и пулсацију.

Помоћу две звучне виљушке истих фреквенција, може се произвести звучни удар.



Слика 37. Звучна виљушка



Слика 38. Слагање осцилација близких фреквенција

#### Потребан материјал

- 2 звучне виљушке истих фреквенција

## Припрема експеримента

Ако се две звучне виљушке ударом доведу у осциловање, тада се осим појачања гласности и стереофонског ефекта не може утврдити никаква разлика у односу на случај када имамо само једину осцилујућу звучну виљушку. Ако се пре удара у виљушку она загреје топлотом сопственог тела експериментатора, једноставно краткотрајним држањем виљушке у рукама, тада се као последица јавља, при истовременом осциловању обе виљушке тон, код којег се јачина континуирано и правилно смањује или повећава.

## Објашњење

Уочени феномен акустичких пулсација наступа у случају када се две хармонијске осцилације, готово идентичних фреквенција, преклапају. Сумирање обе синусоидалне осцилације (слика 38), ако се претпостави да су при упрошћеном рачуну обе амплитуде и фазе једнаке, врши се применом адиционе теореме:

$$y(t) = y_1(t) + y_2(t) = A(\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t) = 2A \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t\right) \cdot \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t\right)$$

$$y(t) = 2A \cos(2\pi \frac{f_1 - f_2}{2}t) \cdot \sin(2\pi \frac{f_1 + f_2}{2}t)$$

при чему је фреквенција осциловања  $\frac{f_1 + f_2}{2}$ , а амплитуда,  $2A$ , је синусоидално модулисана фреквенцијом  $\frac{f_1 - f_2}{2}$ , што значи да јачина звука резултујућег осциловања периодично расте и опада. Ако су амплитуде  $A_i$  излазних осцилација (виљушака) као у горе спроведеном рачуну једнаке ( $A_1 = A_2 = A$ ) долази не само до периодичног смањивања јачине звука, него чак до потпуног гашења резултујућег осциловања након такозваног времена пулсације, тачно тада када се мале разлике у фреквенцијама по једној осцилацији сумирају на тај начин да се максимум једне осцилације сусретне са минимумом друге (види слику 38).

Са слике 38 може се узети такође да се у времену  $T_s$  косинус мења за  $\pi$ . На тај начин се за време пулсације  $T_s$  и за периоде осциловања обеју излазних осцилација, добија следећа релација:

$$\pi = 2\pi \frac{f_1 - f_2}{2} T_s$$

$$T_s = \frac{1}{f_1 - f_2} = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1}$$

где су  $T_1, T_2$  - периоди осциловања обеју почетних осцилација фреквенција  $f_1$  и  $f_2$ .

У описаном експерименту се мала разлика у фреквенцијама осциловања виљушака постиже загревањем једне од њих: приликом довођења топлоте, долази до ширења метала, а пре свега долази до издужења кракова виљушке због чега се мења фреквенција. Пошто је повећање дужине кракова аналогно повећању дужине осцилујуће жице или ваздушног стуба код ударачких односно дувачких инструмената, које има за последицу нижи тон, односно мању фреквенцију. У томе и јесте суштина, кроз загревање једне од виљушака долази до малог „раштеловања“ а то ствара услове за акустичну пулсацију.

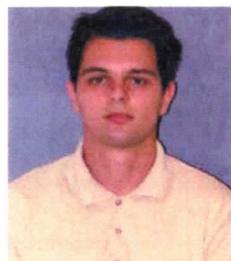
## **5. ЗАКЉУЧАК**

Акустика као наука (у савременом смислу те речи) се током свог историјског развоја преплитала са уметношћу у периоду антике и средњег века. Разлог зашто је ученици средњих школа разматрају у оквиру науке – физике, лежи у чињеници да су њене научне основе постављене у периоду од XVII до почетка XX века, у којем се и она као наука развијала. Ученици средњих школа (гимназије природно-математичког смера) акустику изучавају у оквиру седам часова на којима су заступљени: елементи акустике, карактеристике звука, јачина звука, затим осциловање жица и ваздушних стубова, инфра и ултразвук, и Доплеров ефекат у акустици. Појмови који се користе у средњошколској акустици вуку порекло из средњошколског садржаја у којем се изучавају таласи у механици. Овим радом настојао сам да објасним основне појмове који се користе у средњошколској акустици, као и да садржаје везане за акустику пропратим одређеним бројем једноставних експеримената.

## **6. ЛИТЕРАТУРА:**

1. Desmond M. Burns, Simon G. G. MacDonald: **ФИЗИКА ЗА БИОЛОГЕ И МЕДИЦИНАРЕ**, Школска књига – Загреб 1980.
2. Властимир М. Вучић, Драгиша М. Ивановић: **ФИЗИКА I**, Научна књига – Београд 1984.
3. Дипломски рад, Зоран Мандић: **ИСПИТИВАЊЕ СПЕКТРАЛНИХ КАРАКТЕРИСТИКА ЗВУКА НЕКИХ ЖИЧАНИХ МУЗИЧКИХ ИНСТРУМЕНТА**, Нови Сад 1998.
4. Светозар Божин, Милан Распоповић, Емило Даниловић: **ФИЗИКА ЗА ТРЕЋИ РАЗРЕД ГИМНАЗИЈЕ ПРИРОДНО – МАТЕМАТИЧКОГ И ОПШТЕГ СМЕРА**, Завод за уџбенике и наставна средства – Београд 1995.
5. Душанка Ж. Обадовић: **ЈЕДНОСТАВНИ ЕКСПЕРИМЕНТИ У НАСТАВИ ФИЗИКЕ**, Скрипта, Нови Сад 2006/2007.
6. <http://www.if.ns.ac.yu/download/Diplomski-DjordjeCiparizovic.pdf>
7. [http://telekomunikacije.etf.bg.ac.yu/predmeti/te4e/akustika\\_01\\_tekst.pdf](http://telekomunikacije.etf.bg.ac.yu/predmeti/te4e/akustika_01_tekst.pdf)
8. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/sound/imgsou/eqlou.gif>
9. <http://wow.osu.edu/experiments/sound/tubechimes.html>
10. <http://wow.osu.edu/experiments/sound/playingpipes.html>

## **7. КРАТКА БИОГРАФИЈА**



Звездан Гагић рођен је 19.5.1980 у Сплиту, у републици Хрватској. Основну школу и гимназију завршио је у Сремској Митровици, у републици Србији. Године 2004 уписује природно-математички факултет, одсек за физику, смер професор физике, у Новом Саду.

## **8. УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ**

### **КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА**

*Редни број:*

**РБР**

*Идентификациони број:*

**ИБР**

*Тип документације:*

**ТД**

*Тип записа:*

**ТЗ**

*Врста рада:*

**ВР**

*Аутор:*

**АЗ**

*Ментор:*

**МН**

*Наслов рада:*

**НР**

*Језик публикације:*

**ЈП**

*Језик извода:*

**ЈИ**

*Земља публиковања:*

**ЗП**

*Уј же географско подручје:*

**УГП**

*Година:*

**ГО**

*Издавач:*

**ИЗ**

*Место и адреса:*

**МА**

*Физички опис рада:*

**ФО**

*Научна област:*

**НО**

*Научна дисциплина:*

**НД**

*Предметна одредница/ кључне речи:*

**ПО**

**УДК**

*Чува се:*

**ЧУ**

*Важна напомена:*

**ВН**

*Извод:*

**ИЗ**

Монографска документација

Текстуални штампани материјал

Дипломски рад

Звездан Гагић

Др. Душанка Обадовић, ред. Проф.

Обрада наставне теме „Звук“ за средње школе

српски (Ћирилица)

српски/енглески

Србија

Војводина

2008.

Ауторски репринт

Природно-математички факултет, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови Сад

6/59/10/1/38/6/0

Физика

Акустика, демонстрациони експерименти у настави

Осцилаторно кретање, таласно кретање, појам звука, особине звука

Библиотека департмана за физику, ПМФ-а у Новом Саду

Нема

Обрађена је тема „Звук“ у настави средњих школа. Поред теоријског објашњења звука, и његових особина, приказани су једноставни експерименти у циљу свеобухватног схватања појава везаних за звук.

**Датум прихватавања теме од НН** 19.8.2008  
**вена:**  
**ДП**  
**Датум одбране:** 4.9.2008  
**ДО**  
**Чланови комисије:**  
**КО**  
**Председник:** Др Срђан Ракић, доцент  
**члан:** Др Милица Павков- Хрвојесић, ванр. Проф.  
**члан:** Др Душанка Обадовић, ред. Проф.

## UNIVERSITY OF NOVI SAD

### FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

#### KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:*

**DT**

Monograph publication

*Type of record:*

**TR**

Textual printed material

*Content code:*

**CC**

Final paper

*Author:*

**AU**

Zvezdan Gagić

*Mentor/comentor:*

**MN**

Dr. Dušanka Obadović, red. Prof.

*Title:*

**TI**

Treatment Theme: „Sound“ in High Schools

*Language of text:*

**LT**

Serbian (cyrillic)

*Language of abstract:*

**LA**

English

*Country of publication:*

**CP**

Serbia

*Locality of publication:*

**LP**

Vojvodina

*Publication year:*

**PY**

2008

*Publisher:*

**PU**

Author's reprint

*Publication place:*

**PP**

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

*Physical description:*

**PD**

6/59/10/1/38/6/0

*Scientific field:*

**SF**

Physics

<i>Scientific discipline:</i>	Acoustics, demonstrative experiments in teaching
<b>SD</b>	
<i>Subject/ Key words:</i>	Oscillating movement, wave movement, definition of sound, properties of sound
<b>SKW</b>	
<b>UC</b>	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
<b>HD</b>	
<i>Note:</i>	None
<b>N</b>	
<i>Abstract:</i>	Theme „Sound“ was treated theoretically with explanation of sound, and its properties. “Hands on” experiments have been shown so that the comprehension of phenomena related to sound would be complete.
<b>AB</b>	
<i>Accepted by the Scientific Board:</i>	19.8.2008
<b>ASB</b>	
<i>Defended on:</i>	4.9.2008
<b>DE</b>	
<i>Thesis defend board:</i>	
<b>DB</b>	
<i>President:</i>	Dr Srdan Rakić, docent
<i>Member:</i>	Dr Milica Pavkov- Hrvojević, vanr. Prof.
<i>Member:</i>	Dr Dušanka Obadović, red. Prof.