INSTITUUT VOOR FONETISCHE WETENSCHAPPEN

UNIVERSITEIT VAN AMSTERDAM

INLEIDING AKOESTISCHE FONETIEK

- AMSTERDAM - 1969 - PUBLIKATIE No. 25 -

Hoofdstuk I. Fysische Inleiding.

§1. Geluid.

Onder geluid verstaan we: trillingen van luchtdeeltjes waar het gehoororgaan op kan reageren. Als we over luchtdeeltjes spreken, dient men zich een zeer klein volume lucht voor te stellen; we bedoelen dus niet zuurstof- en stikstofmoleculen.

Als een luchtdeeltje in trilling is, heeft het een voortdurend in grootte en richting veranderende snelheid. Onder de stofsnelheid of partikelsnelheid $\bar{v}$ verstaan we de snelheid die een bepaald deeltje op een bepaald ogenblik heeft. Een snelheid is pas volledig bepaald als we de grootte èn de richting kennen. In de wiskunde noemen we een dergelijke grootheid een vector; we geven dit aan door boven de letter v een streepje te plaatsen. Als we een vector in een figuur willen weergeven doen we dit d.m.v. een pijltje, dat de richting aangeeft. De grootte brengen we tot uitdrukking door een langer of korter pijltje te tekenen. Een snelheid is steeds gericht langs de raaklijn aan de baan die het deeltje beschrijft.

We dienen goed onderscheid te maken tussen de stofsnelheid en de voortplantingssnelheid. Onder de voortplantingssnelheid verstaan we de snelheid waarmee geluid zich in de ruimte voortplant. Om een indruk te krijgen hoe die voortplanting plaats vindt, voeren we het volgende proefje uit. We hangen een rijtje biljartballen naast elkaar, zo dat ze elkaar net raken, (fig.2) en laten de bal aan het ene uiteinde met een zekere snelheid tegen de volgende aan vallen. We zien dan, dat de bal aan het andere uiteinde die snelheid overneemt, terwijl de tussenliggende ballen in rust blijven. De eerste bal, die we een snelheid gaven,

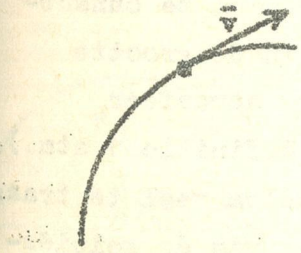


fig.1

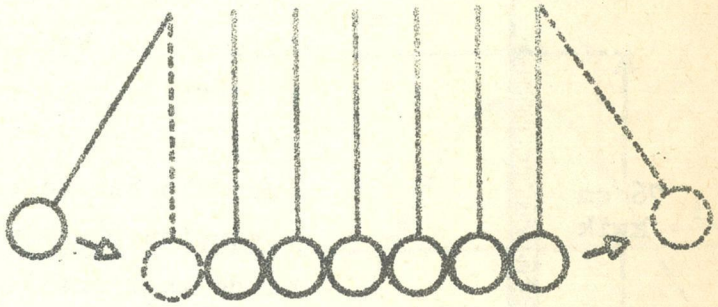


fig.2

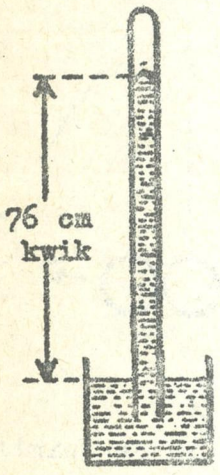
geeft bij de botsing zijn energie af aan de volgende bal, enz. De laatste bal kan de opgenomen energie niet meer doorgeven; hij neemt de snelheid aan die we de eerste bal gegeven hadden.

De voortplanting van geluid in de ruimte kunnen we ons op dezelfde wijze voorstellen. Een deeltje dat in trilling is stoot een deeltje ernaast aan, en draagt daarmee zijn energie over.

De stofsnelheid is slechts gering. De afstand waarover een deeltje beweegt is namelijk zeer klein, en daarom heeft een deeltje aan een lage snelheid al voldoende om een groot aantal trillingen per tijdseenheid te kunnen uitvoeren. De stofsnelheid bedraagt minder dan 1 meter per uur. Energieoverdracht verloopt echter zeer snel; de voortplantingssnelheid is dan ook aanzienlijk hoger dan de partikelsnelheid, nl. 340 meter per seconde bij kamertemperatuur en normale atmosferische druk.

Als op een gegeven ogenblik op een bepaalde plaats een aantal luchtdeeltjes in een bepaalde richting beweegt, dan zal dit invloed hebben op de luchtdruk op die plaats. In onze beschouwingen over geluid zullen we daarom ook de druk betrekken.

Onder de geluidsdruk p verstaan we de afwijking van de gemiddelde barometrische druk, die we op een bepaald ogenblik op een bepaalde plaats meten. Voor het bepalen van de barometrische druk kunnen we gebruik maken van een kwikkolom (fig.3). Voor het meten van de geluidsdruk is een kwikkolom echter veel te onnauwkeurig; de geluidsdruk ligt in de grootte orde van nog geen 1/1.000.000 atmosfeer (normale barometerstand per definitie 1 atm.). Bovendien reageert een kwikkolom veel te traag om de zeer snelle fluctuaties van de geluidsdruk te kunnen volgen. Een voor dit doel uiterst geschikt instrument is de microfoon; in feite is dit een uiterst gevoelige, snel reagerende barometer, die de geluidsdrukfluctuaties omzet in een elekrische trilling, die we kunnen versterken en waaraan we gemakkelijk kunnen meten.



Voor de snelheid was naast de grootte ook de richting van belang. Bij de geluidsdruk is dit niet het geval; de druk is alzijdig, en we kunnen de grootte ervan eenvoudig aangeven met een getal. Een dergelijke grootheid heet een scalar. (Andere scalaire grootheden: lengte, inhoud, gewicht, temperatuur, enz.)

Voor de eenheden waarin we meten gebruiken we het zg. m-kg-s-stelsel, d.w.z.: meter als lengte-eenheid, kilogram als eenheid van massa, en seconde als tijdseenheid. In dit stelsel wordt de kracht uitgedrukt in Newtons (1 N(=Newton) is de kracht die nodig is om een lichaam met een massa van 1 kg een versnelling van 1 m/s^2 te geven). Aangezien de druk een kracht per oppervlakte-eenheid is, wordt deze uitgedrukt in N/m^2. In de literatuur komt men vaak als eenheid van druk tegen: $dyne/cm^2$. Dit stamt echter uit een verouderd eenhedenstelsel. (1 N/m^2 =10 $dyne/cm^2$)

In onze verhandelingen zullen we soms de snelheid, dan weer de druk gebruiken. Die keuze wordt weliswaar vaak door doelmatigheid bepaald, maar voor een volledige beschrijving van acoustische verschijnselen hebben we toch zowel de snelheid als de druk nodig.

§2. Lopende golven.

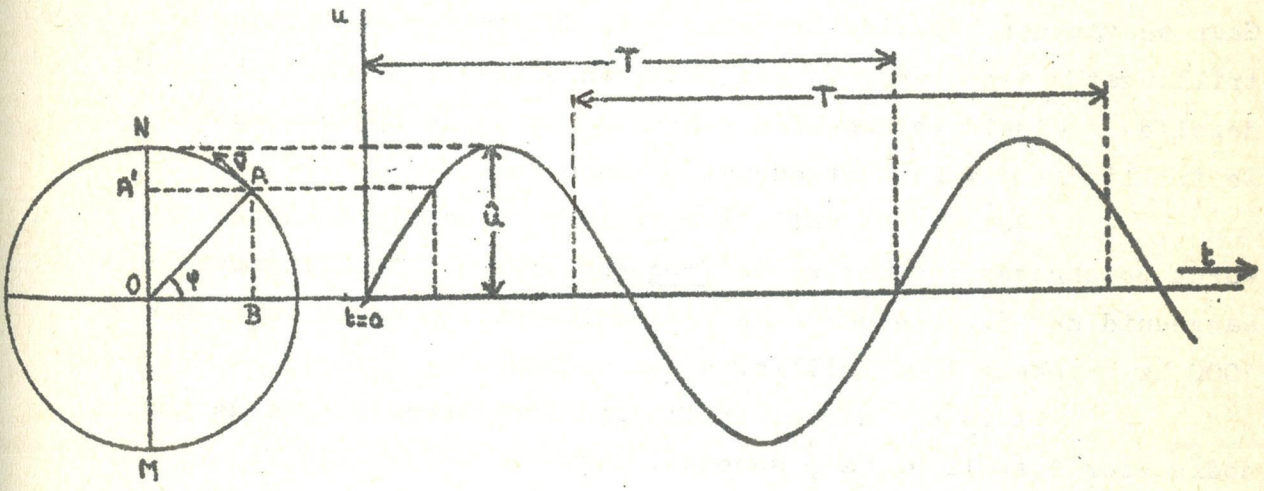


Fig.4

We zeggen van een deeltje dat het een harmonische trilling uitvoert als de beweging van dat deeltje beschouwd kan worden als de projectie op een rechte lijn van een deeltje dat een éénparige cirkelbeweging beschrijft (d.w.z. een cirkelvormige baan doorloopt met een constante snelheid). Als in fig.4 het punt A met een constante snelheid de cirkel in positieve zin (tegen de wijzers van de klok) doorloopt, dan beschrijft de projectie van A op de lijn MN dat

is punt A'- dus een harmonische trilling. Zetten we de uitwijking van A' -dat is de afstand OA'- grafisch uit tegen de tijd, dan ontstaat een sinusoïde. Uit fig.4 lezen we namelijk af:

$$OA' = AB = OA.\sin\varphi \qquad (1)$$

De hoek die de voerstraal OA per tijdseenheid doorloopt, noemen we de hoeksnelheid, aangeduid met ω. Hoeken drukken we hierbij uit in radialen, (360 = 2π radialen), dus de hoeksnelheid wordt uitgedrukt in radialen per seconde. Aangezien de snelheid van A constant is, is ω ook constant. Als we de tijd t=0 stellen voor het moment dat A in P was, dan geldt: $\varphi=\omega.t$ (doorlopen hoek = tijd x hoek die per tijdseenheid doorlopen wordt). Duiden we nu de maximale uitwijking van A'-dat is ON- aan met $\hat{u}$, en de uitwijking op een willekeurig tijdstip met u, dan kunnen we (1) schrijven als:

$$u = \hat{u}\sin\omega t$$

$\hat{u}$ heet de amplitude.

Onder de trillingstijd T verstaan we de tijd die nodig is om één volledige trilling te beschrijven (dus in fig.4 niet: om van O in O terug te komen, maar: om bv. de weg O-N-O-M-O af te leggen.)

Gaan we van een bepaalde situatie uit, dan is een deeltje na 1 trillingstijd weer terug in het punt van uitgang, en heeft bovendien dezelfde snelheid, in dezelfde richting, als in de beginsituatie.

De trillingstijd wordt uitgedrukt in seconden.

Het aantal volledige trillingen dat in 1 seconde wordt beschreven, noemen we de frequentie of het trillingsgetal, aangeduid met f. We drukken de frequentie uit in Hertz (Hz), d.w.z. 1000 Hz betekent 1000 trillingen per seconde.

f is het aantal trillingen in 1 seconde, dus de tijd nodig voor 1 trilling is $\frac{1}{f}$ seconde. Dus:

$$T = \frac{1}{f} \qquad (2)$$

In de tijd T heeft het punt A in fig.4 juist één keer de cirkel doorlopen, dus de voerstraal OA juist 2π radialen. Aangezien de voerstraal per seconde ω radialen aflegt, legt hij in T seconden $T.\omega$ radialen af. Dus geldt:

$$T.\omega = 2\pi$$

ofwel:

$$\omega = 2\pi.\frac{1}{T}$$

en m.b.v. (2):

$$\omega = 2\pi f$$

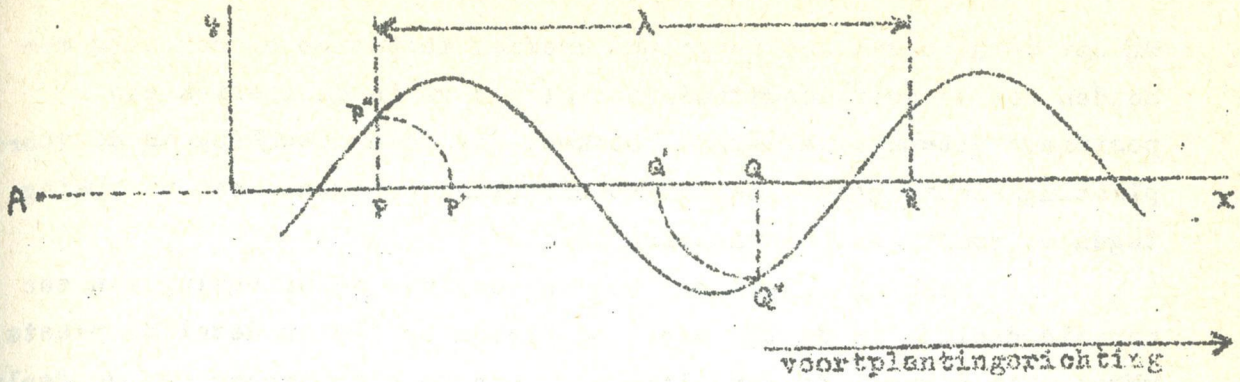


Fig.5

Geluid plant zich in de lucht in alle richtingen met dezelfde snelheid voort. We stellen ons nu eens voor, dat in fig.5 in A een geluidsbron staat die de luchtdeeltjes in harmonische trilling brengt, en we willen de verschijnselen bestuderen die optreden langs een lijn x die door A gaat. Het trillingsverschijnsel zal zich voortplanten langs de lijn x, van A af gericht. De luchtdeeltjes op de lijn x zullen hun trillingen beschrijven langs deze lijn; anders zouden we ons de voortplanting van het geluid, zoals in §1 beschreven, niet kunnen voorstellen. Een trillingsverschijnsel dat zich in de ruimte voortplant noemen we een lopende golf.

Als de deeltjes trillen in een richting parallel aan de voortplantingsrichting, noemen we de trillingen longitudinaal. Geluid is altijd een longitudinale trilling. Bij bv. een golf aan het oppervlak van een vloeistof trillen de deeltjes loodrecht op de voortplantingsrichting; we spreken dan van transversale trillingen.

Als we de uitwijkingen, die de luchtdeeltjes langs de lijn x in fig.5 op een bepaald ogenblik hebben, allemaal zouden optekenen, zouden we een zeer onoverzichtelijke figuur krijgen, omdat al die uitwijkingen langs de lijn x liggen. We spreken daarom het volgende af. Heeft een bepaald deeltje een uitwijking in de voortplantingsrichting, dan geven we dit aan door een punt boven de lijn te tekenen op een afstand die gelijk is aan de uitwijking; we zetten dus als het ware de uitwijking "rechtop". Dus: het luchtdeeltje in P heeft op ons vast gekozen tijdstip een uitwijking PP' (in de voortplantingsrichting), en we geven dit aan door het punt P" boven x te tekenen, met PP" = PP'. Het luchtdeeltje in Q heeft op dit zelfde moment een uitwijking QQ' tegen de voortplantingsrichting in, en we zullen dit aangeven door beneden de lijn x het punt Q" te tekenen met QQ" = QQ'. Voeren we dit proces uit voor alle deeltjes langs de lijn x, dan hebben we in feite een grafische voorstelling gemaakt van de uitwijking tegen de plaats, op een vast gekozen tijdstip.

Bij het bekijken van een dergelijke grafiek moeten we er rekening mee houden dat de golf longitudinaal is; als we in de grafiek een positieve uitwijking aflezen, betekent dit: een uitwijking in de voortplantingsrichting; een negatieve uitwijking betekent: een uitwijking tegen de voortplantingsrichting in.

Merk op: fig.4 gaf het verloop van de uitwijking van een bepaald deeltje in de tijd weer; we bleven op één en dezelfde plaats kijken. Fig.5 geeft de verdeling weer van de uitwijkingen van de deeltjes langs een lijn in de ruimte op een bepaald vast tijdstip; het is een "momentopname".

Als de luchtdeeltjes harmonische trillingen uitvoeren (fig.4), dan blijkt de grafiek van de uitwijking tegen de plaats (fig.5) ook sinusvormig te zijn. Het feit dat de voortplantingsrichting in fig.5 naar rechts is, betekent dat het gehele golfpatroon zich op een iets later tijdstip een stukje naar rechts bevindt. In fig.6 is bovenaan nog eens dezelfde grafiek van fig.5 getekent; de toestand op een iets later tijdstip is gestippeld weergegeven. De uitwijking van het deeltje in P was op het aanvankelijk gekozen tijdtip positief, en is een ogenblik later nog positief, maar kleiner.

We zijn nu geïnteresseerd in de verdeling van de geluidsdruk en de partikelsnelheid langs de lijn x. Ook deze verdelingen blijken weer sinusvormig te zijn. Een bewijs zullen we hier niet van geven; het volgt eenvoudig uit de mathematische formuleringen. De snelheids- en druk-grafieken blijken echter verschoven te liggen t.o.v. de grafiek voor de uitwijking. Dit is als volgt in te zien.

De luchtdeeltjes tussen B en C hebben op ons vast gekozen tijdstip allen een uitwijking naar rechts; die tussen C en D allen een uitwijking naar links. Dit impliceert dat er in C een druk-maximum moet zijn. Aangezien de deeltjes tussen D en E weer allemaal een uitwijking naar rechts hebben, zullen we in D een drukminimum vinden. De druk-verdeling moet dus zijn zoals in de tweede grafiek van fig.6 getekend is.

De snelheid van een deeltje dat een harmonische trilling uitvoert is maximaal als het door de evenwichtsstand gaat, en nul als het de maximale uitwijking heeft. Dit is eenvoudig te begrijpen aan de hand van fig.4. Het luchtdeeltje in C heeft uitwijking 0, het gaat juist door de evenwichtsstand en heeft dus maximale snelheid. Op een iets later tijdstip is de uitwijking positief (gestippelde toestand), dus naar rechts, dus de snelheid moet ook

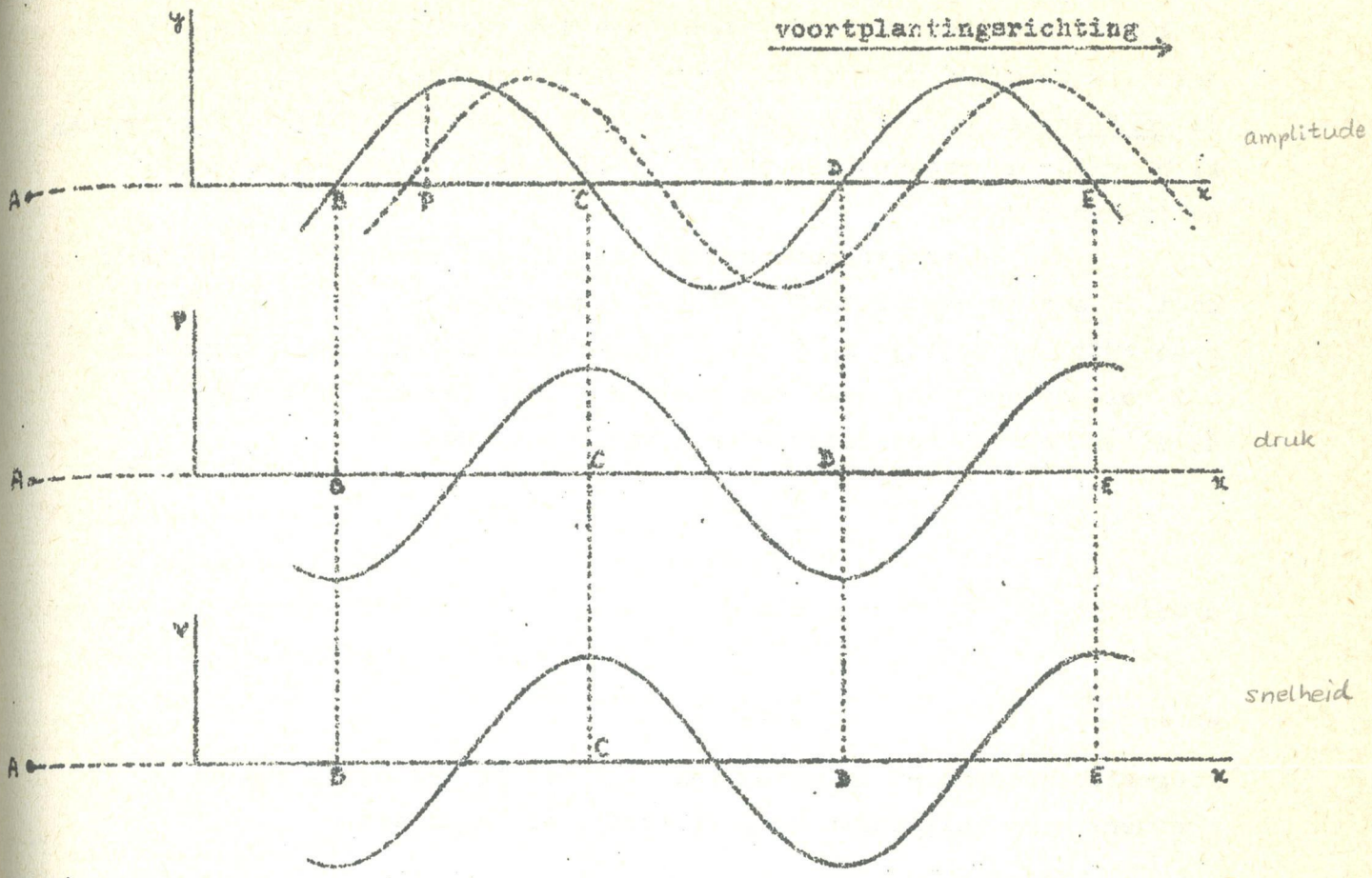


Fig.6

naar rechts gericht zijn. We zullen voor de snelheidsgrafiek weer dezelfde afspraak aanhouden als voor de uitwijkingsgrafiek: een snelheid in de voortplantingsrichting zetten we positief af, en één tegen de voortplantingsrichting in negatief.(Voor de druk-grafiek was een dergelijke afspraak niet nodig: de geluidsdruk is een scalar.) De snelheid in C wordt dus positief uitgezet. Op dezelfde manier kunnen we beredeneren dat de snelheid in D maximaal, maar tegen de voortplantingsrichting in is; deze wordt dus negatief uitgezet.De snelheidsverdeling moet dus de gedaante hebben die in de onderste grafiek van fig.6 is weergegeven. Merk nog op, dat de punten waar de uitwijking maximaal is inderdaad corresponderen met de punten waar de snelheid nul is.

We zien nu uit fig.6 dat de grafieken van snelheid en druk een zelfde verloop vertonen. We drukken dit als volgt uit: bij een lopende golf zijn snelheid en druk in fase; hiermee bedoelen we, dat de geluidsdruk maximaal, nul of minimaal is dáár, waar de stofsnelheid resp. maximaal, nul of minimaal is. Dit resultaat hebben we nodig voor onze beschouwingen over staande golven.

De kortst mogelijke afstand tussen twee deeltjes die op een bepaald ogenblik dezelfde uitwijking, in dezelfde richting hebben, noemen we de golflengte, aangeduid met λ. In fig.5 is dus de afstand PR gelijk aan λ. We zien dat tussen twee punten op afstand λ juist één volledig golfpatroon past.

Als c de voortplantingssnelheid is, dan is de tijd die de golf nodig heeft om een afstand λ af te leggen juist $\frac{\lambda}{c}$. In deze tijd beschrijft het deeltje in R juist één volledige trilling. (Verschuif het golfpatroon maar over een afstand λ naar rechts, en bekijk hoe de uitwijking van het deeltje in R varieert.) Dus:

$$\frac{\lambda}{c} = T$$

ofwel:

$$c = \frac{\lambda}{T}$$

en m.b.v. (2):

$$c = f.\lambda \qquad (3)$$

Aangezien c constant is, volgt uit (3) dat bij verhoging van de frequentie de golflengte kleiner wordt, en omgekeerd.

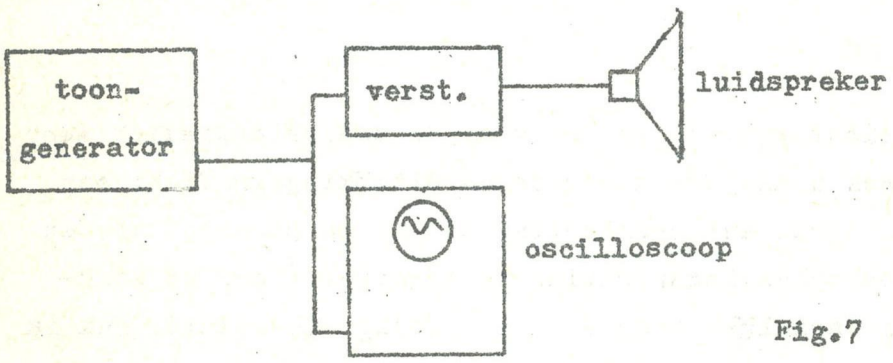


Fig.7

Een toongenerator is een instrument waarmee we een electrisch sinusvormig signaal kunnen voortbrengen. Dit kunnen we,nadat het versterkt is, m.b.v. een luidspreker omzetten in een harmonische geluidstrilling, een zg. zuivere toon. We sluiten ook nog een oscilloscoop aan, waarmee we het electrische signaal zichtbaar kunnen maken. Veranderingen in frequentie en amplitude kunnen we op het oscilloscoopscherm zien. Nu blijkt het volgende:

a) een hogere frequentie ervaren we als een hogere toon.

b) een grotere amplitude ervaren we als een luidere toon.

§3. Staande golven.

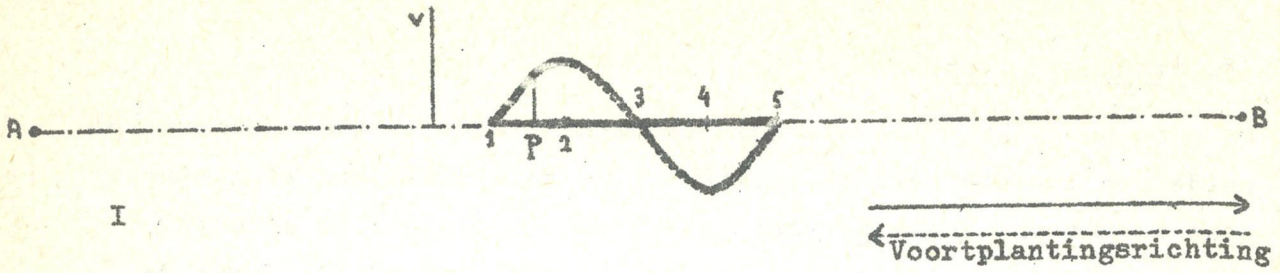
We gaan nu gelijktijdig twee geluidsbronnen laten werken; deze sturen beide een lopende golf de ruimte in. Om te bepalen wat er gebeurt, gaan we uit van het superpositiebeginsel, dat zegt: de momentele waarde van de geluidsdruk op een bepaalde plaats is gelijk aan de algebraïsche som van de momentele waarden van de geluidsdruk van beide golven afzonderlijk; de snelheid die een bepaald luchtdeeltje aanneemt is de vectoriële som (denk aan de richting!) van de snelheden die het onder invloed van de lopende golven afzonderlijk zou aannemen. Kort gezegd: we moeten de verschijnselen optellen.

In fig.8 zijn in A en B geluidsbronnen geplaatst die signalen van gelijke frequentie en amplitude afgeven. We gaan na wat er op de verbindingslijn van A en B gebeurt. De golf die vanuit A komt is getekend als een dunne getrokken lijn, die vanuit B komt als een stippellijn. De resultante (som) geven we aan met een dikke lijn.

In de bovenste grafiek is de toestand getekend op een zodanig moment, dat de grafieken van de snelheidsverdeling van de twee golven precies samenvallen. Het luchtdeeltje in P krijgt van de golf uit A een positieve snelheid, d.w.z. een snelheid in de voortplantingsrichting, dus naar rechts. Van de golf uit B krijgt het een snelheid van dezelfde grootte, ook positief, dus in de voortplantingsrichting, dus naar links. De totale snelheid van het deeltje in P is dus nul; de twee snelheden heffen elkaar precies op. Ditzelfde geldt voor ieder punt langs de lijn AB; de snelheid is dus overal nul.

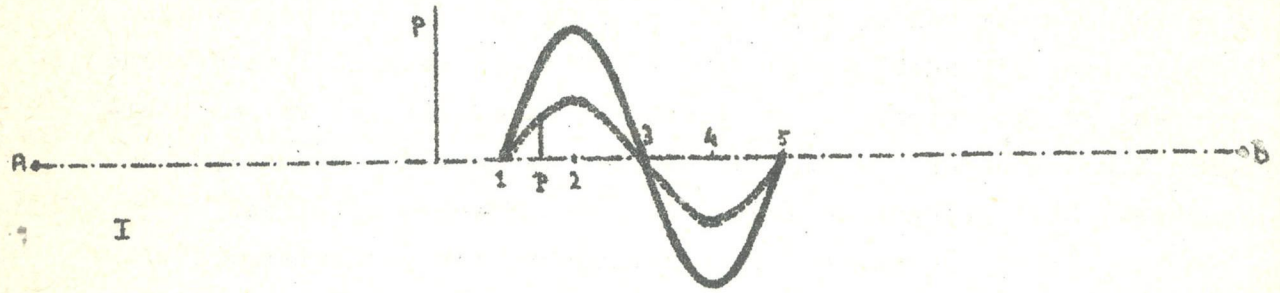
Bij een lopende golf zijn snelheid en druk in fase; voor de drukverdelingen van de golven uit A en B gelden dus dezelfde grafieken als voor de snelheidsverdelingen. In de tweede grafiek van fig.8 zijn de drukverdelingen van de twee golven getekend, op hetzelfde ogenblik als de erboven staande snelheidsverdelingen. In P heerst zowel tengevolge van de golf uit A als van die uit B een positieve geluidsdruk (overdruk); deze moeten bij elkaar geteld worden. We kunnen dit voor ieder punt langs de lijn AB doen; de resultante wordt dan een sinus met een twee maal zo grote amplitude.

De grafieken II geven de toestand weer, op een iets later tijdstip dan de grafieken I. De golf uit A is iets naar rechts verschoven, en die uit B over een zelfde afstand naar links. De sommatie verloopt volgens dezelfde redenering als boven. In de snelheidsgrafiek is de resultante zó getekend, dat een snelheid naar rechts positief, en één naar links negatief is uitgezet.

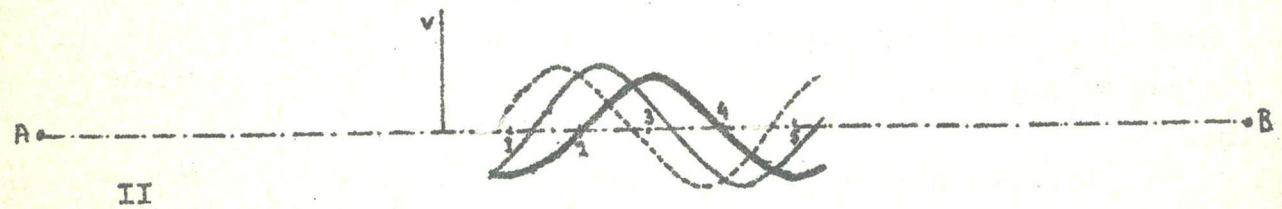


I

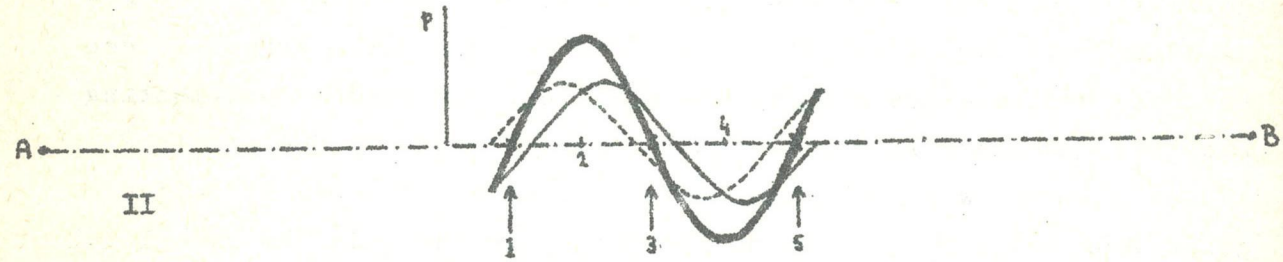
Voortplantingsrichting



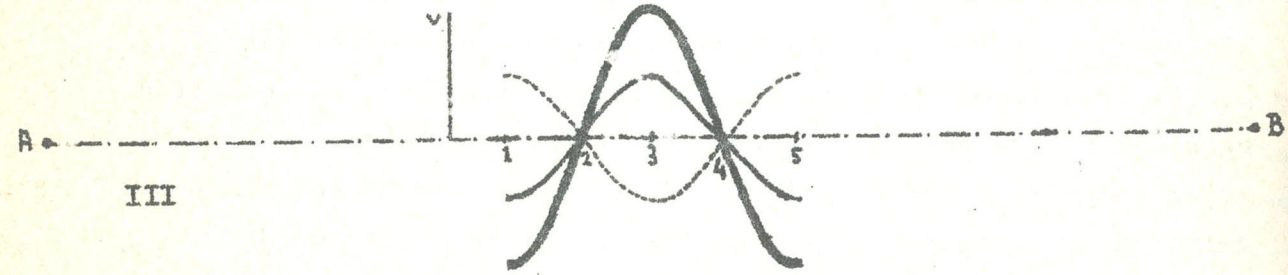
I



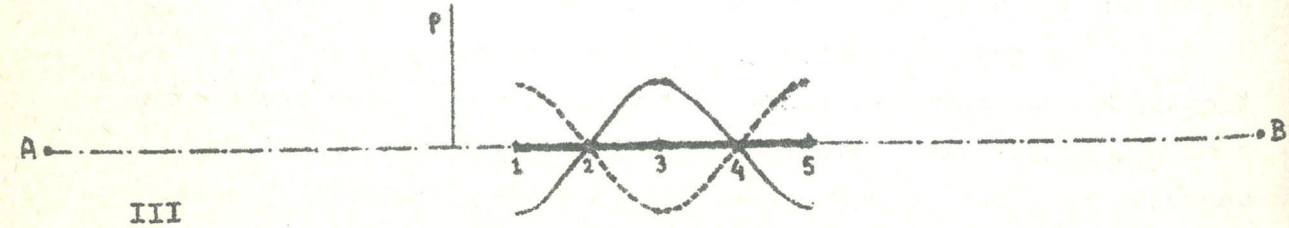
II



II



III



III

Fig.8

Op weer een iets later tijdstip krijgen we de toestand dat de golven juist een halve golflengte verschoven t.o.v. elkaar liggen; deze toestand is in de grafieken III weergegeven. De sommatie verloopt weer geheel als boven. De resultante van de snelheid wordt nu een sinus met dubbele amplitude, en de geluidsdruk wordt overal nul.

In de grafieken van fig.8 zijn nu punten aan te wijzen waar de snelheid steeds nul is -nl. de punten aangeduid met 2 en 4-, en punten waar de geluidsdruk steeds nul is-nl. de punten aangeduid met 1, 3 en 5. We kunnen grafieken als die in fig.8 construeren voor alle mogelijke andere tijdstippen, maar steeds zullen we deze zelfde punten terugvinden waar de snelheid, resp. de geluidsdruk, nul is.De punten waar de partikelsnelheid steeds nul is noemen we snelheids-knopen,die waar de geluidsdruk altijd nul is druk-knopen. Precies midden tussen twee snelheids-knopen krijgt de snelheid de grootste waarde; dit punt noemen we een snelheids-buik. Evenzo voor de druk: precies tussen twee druk-knopen ligt een druk-buik. Uit fig.8 zien we, dat de afstand tussen twee opvolgende snelheidsknopen $\frac{1}{2}\lambda$ is.De afstand tussen twee druk-knopen is eveneens $\frac{1}{2}\lambda$. De druk-knopen liggen precies tussen de snelheidsknopen in; de afstand tussen een druk-knoop en de dichtstbijzijnde snelheidsknoop bedraagt dus $\frac{1}{4}\lambda$.

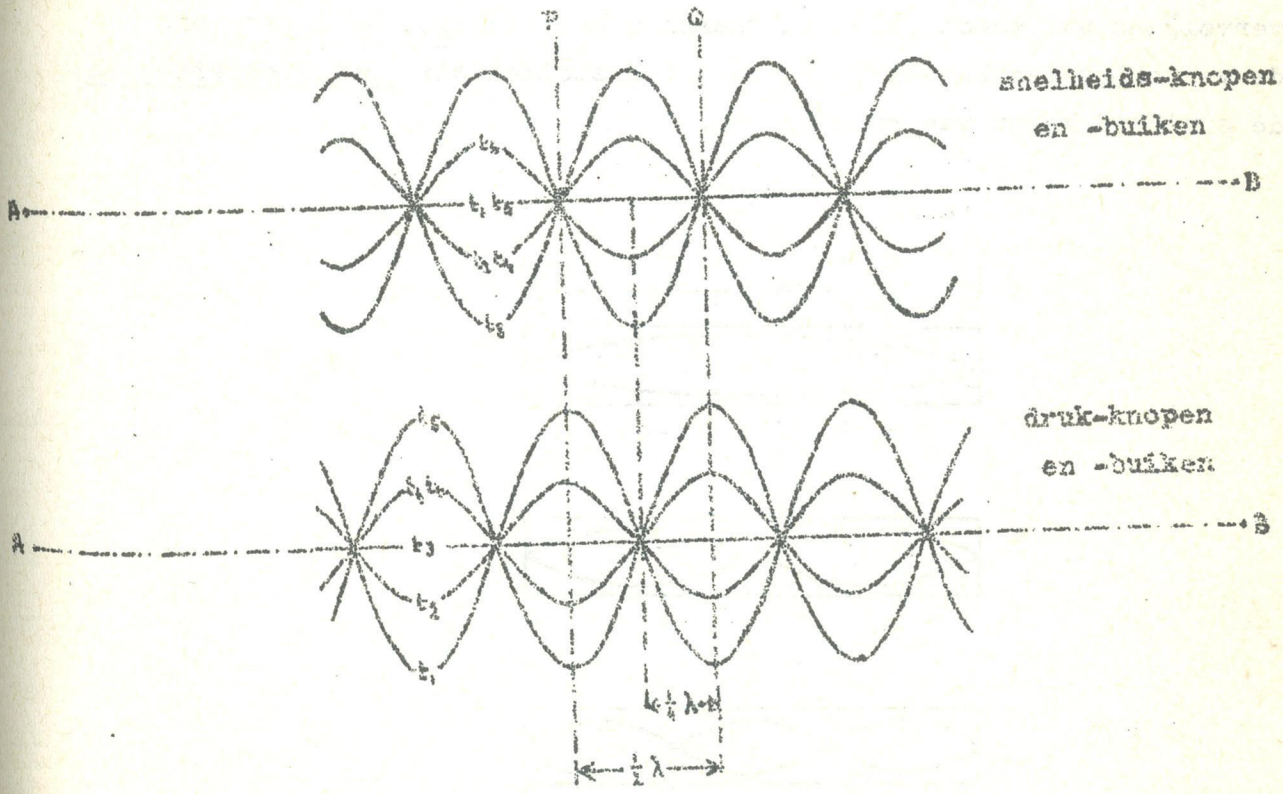


Fig.9

Vanwege het optreden van vaste punten waar de snelheid, resp. de druk, altijd nul is, spreken we van staande golven.

Voor de snelheids-knopen en -buiken en druk-knopen en -buiken krijgen we de patronen van fig.9. t_1-t_6 stellen opvolgende tijdstippen voor. Merk op hoe de grafieken samenhangen; als de snelheid overal nul is treden de grootst mogelijke verschillen in geluidsdruk op (t_1 en t_5) en als de geluidsdruk overal nul is treden de grootst mogelijke snelheidsverschillen op (t_3). Dit volgt direct uit de constructies van fig.8 (t_1 correspondeert met I uit fig.8, en t_3 met III uit fig.8).

In fig.9 denken we ons nu eens in P en Q harde wanden geplaatst. Als we ervan uitgaan dat er geen verliezen optreden, dan zal het golfgedeelte tussen deze wanden gewoon blijven bestaan. De wanden bevinden zich juist in de snelheids-knopen, en daar is de snelheid altijd nul, zodat de golf helemaal niets van de wanden merkt. Nemen we, omgekeerd, een aan twee zijden gesloten buis, en brengen de lucht daarin in trilling, dan zal alleen een zodanige stationaire toestand kunnen bestaan, dat zich aan de uiteinden van de buis snelheids-knopen bevinden. Dit zijn juist de toestanden die in fig.10 getekend zijn (snelheidsverdelingen).

Uit fig.9 zien we, dat de snelheid van de luchtdeeltjes tussen P en Q eerst positief, dus naar rechts gericht is (t_4), vervolgens nul wordt (t_5), en daarna negatief (t_6). We mogen ons de verschijnselen bij een harde wand voorstellen als snelheidsreflectie; de snelheid keert van richting om.

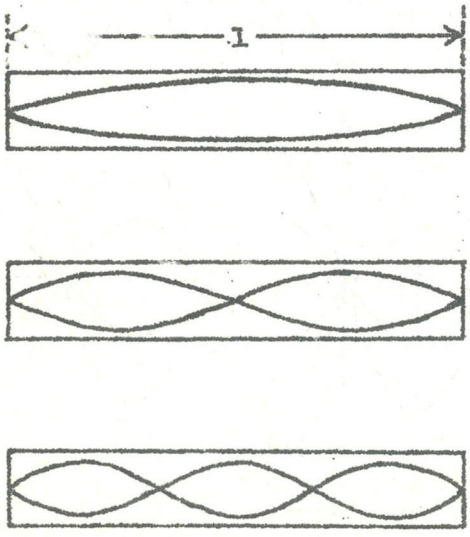


Fig.10

Als we de lengte van de pijp uit fig.10 op 1 cm stellen, dan kunnen we de golflengten berekenen van de staande golven die erin passen, en m.b.v. (3) (§2) daaruit de frequenties:

(1) $l = \frac{1}{2}\lambda$ dus $\lambda = 2l$ en $f = \frac{c}{2l}$

(2) $l = 2.\frac{1}{2}\lambda$ dus $\lambda = l$ en $f = 2.\frac{c}{2l}$

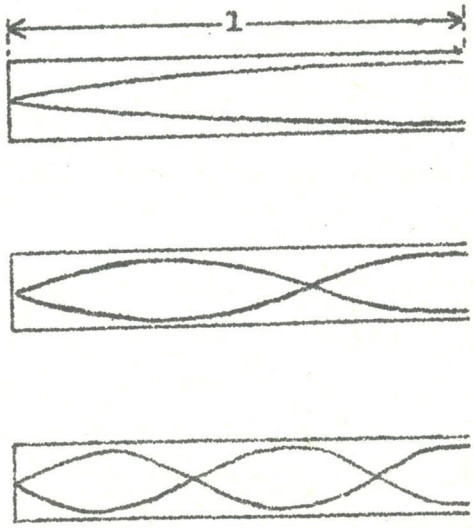
(3) $l = 3.\frac{1}{2}\lambda$ dus $\lambda = \frac{2}{3}l$ en $f = \frac{3c}{2l} = 3.\frac{c}{2l}$

enz.

I.h.a. passen die staande golven in een aan twee zijden gesloten pijp, waarvan de frequenties voldoen aan:

$$f = n.\frac{c}{2l} \qquad (n=1,2,3,\ldots)$$

We nemen nu een pijp die aan één zijde open, en aan de andere zijde gesloten is (zg. gesloten orgelpijp). Als er aan het open uiteinde een geluidsdruk p (positief of negatief, over- of onderdruk) zou zijn, dan zou die door de vrije ruimte direct opgeheven worden. Wil er dus in de buis een stationair golfverschijnsel bestaan, dan moet dat zodanig zijn dat aan het open uiteinde de geluidsdruk steeds nul is; d.w.z. hier moet een druk-knoop zijn. Maar waar een druk-knoop is, bevindt zich een snelheids-buik. In een gesloten orgelpijp zijn dus juist die staande golf-patronen mogelijk, die in fig.11 zijn weergegeven (snelheidsverdelingen).



enz.

Fig.11

Als we de lengte van de pijp weer 1 cm stellen, dan kunnen we, op dezelfde manier als bij de aan twee zijden gesloten buis, de golflengten en frequenties uitrekenen:

(1) $\frac{1}{4}1 = \frac{1}{4}\lambda$ dus $\lambda = 41$ en $f = \frac{c}{41}$

(2) $1 = \frac{3}{4}\lambda$ dus $\lambda = \frac{4}{3}1$ en $f = 3.\frac{c}{41}$

(3) $1 = \frac{5}{4}\lambda$ dus $\lambda = \frac{4}{5}1$ en $f = 5.\frac{c}{41}$

enz.

I.h.a. passen die staande golven in een gesloten orgelpijp, waarvan de frequenties voldoen aan:

$$f = (2n+1)\frac{c}{41} \qquad (n=0,1,2,3,\ldots)$$

Wat er bij een open uiteinde gebeurt kunnen we ook als een reflectie opvatten. De geluidsenergie is gedefiniëerd als het product van snelheid en geluidsdruk: E = p.v, dus bij een open uiteinde is de geluidsenergie nul (aangezien p=0); er vindt energie-reflectie plaats. Dit houdt in, dat er aan een open uiteinde geen energie naar buiten komt. In werkelijkheid wordt echter een deel van de energie uitgestraald; anders zouden we een orgelpijp niet horen! De staande golf in de buis veroorzaakt een lopende golf met dezelfde frequentie erbuiten, en de sterkte van de lopende golf is evenredig met die van de staande golf. Als we, door aan-stoten, de lucht in een buis in een staande golf brengen, dan zal deze staande golf "gedempt" worden vanwege het energieverlies; de lopende golf (die we horen of meten!) zal dus ook gedempt zijn.

Let op de betekenis van figuren als 10 en 11. In feite tekenen we twee figuren door elkaar heen. We tekenen de pijp, en gebruiken de as van de pijp meteen als x-as voor een grafiek van de snelheidsverdeling in de pijp.

Hoofdstuk II. Klinkers.

§1. Het basisgeluid.

In ons strottehoofd bevinden zich twee gespierde plooien, de stembanden, die samen een spleet vormen. De stembanden kunnen in trilling gebracht worden, waarbij ze de luchtpijp beurtelings afsluiten en openen. Spraakklanken waarbij de stembanden in trilling zijn noemen we stemhebbend. We zullen het mechanisme van de stembanden hier nader beschouwen.

Fig.1

Voor de verklaring hebben we de Wet van Bernoulli nodig, die zegt, dat in gasstromen de druk afneemt als de snelheid toeneemt, en omgekeerd. Dit berust op een overgaan van potentiële energie (d.i. energie die we aan een deeltje moeten toekennen vanwege de plaats waarop het zich bevindt t.o.v. andere deeltjes) in kinetische energie (d.i. energie die we aan een deeltje toekennen vanwege de snelheid die het heeft). Snelheidsverhoging betekent toename van de kinetische energie. De energiewetten leren ons, dat de totale energie (kinetische + potentiële) gelijk blijft, dus de potentiële energie neemt af. Dit uit zich als drukverlaging. Als nu een gas door een buis met een vernauwing stroomt, dan zal bij die vernauwing de snelheid toenemen (anders zou er een steeds groter wordende ophoping ontstaan). Volgens de Wet van Bernoulli vinden we hier dus een drukverlaging.

Laten we nu eens aannemen dat de stembanden gesloten zijn. We verhogen nu de ademdruk vanuit de longen; hierdoor worden de stembanden geleidelijk van elkaar gedrukt. Enkele milliseconden nadat het openen is ingezet, worden de stembanden krachtig gesloten. De totale kracht waardoor dit gebeurt is opgebouwd uit componenten, die veroorzaakt worden door verschillende verschijnselen. J.W. van den Berg noemt de volgende (001):

a) doordat er lucht tussen de stembanden door ontsnapt, neemt de ademdruk onder de stembanden af.

b) de stembanden zijn elastisch; de spanning wordt door spieren geregeld. We gingen uit van de stembanden in gesloten toestand; als de stembanden door de ademdruk van elkaar gebracht zijn, zal

de spanning op de stembanden naar elkaar gerichte krachten uitoefenen.

c) het Bernoulli-effect: de stembanden vormen een vernauwing van de luchtpijp; er treedt hier een druk-verlaging op.

Het effect van het onder a) genoemde verschijnsel mag zeer klein verondersteld worden, gezien het zeer korte tijdsverloop tussen het open gaan en weer sluiten van de stembanden, en het grote volume lucht in de longen. De spanning van de stembanden is zodanig, dat deze overwonnen wordt door de ademdruk; anders zouden de stembanden niet openen. Er zijn geen verschijnselen bekend, die een plotselinge toename van de spanning van de stembanden, precies op het juiste moment en met de juiste regelmaat terugkerend, kunnen verklaren. Voor de verklaring van het abrupt sluiten van de stembanden is daarom het Bernoulli-effect essentieel.

Als de stembanden weer gesloten zijn, worden ze door de ademdruk opnieuw van elkaar gedrukt en vervolgens met kracht gesloten. Iedere keer als de stembanden open gaan, wordt er een "luchprop" het aanzetstuk (keel- en mondholte) in geslingerd. We noemen dit het basisgeluid.

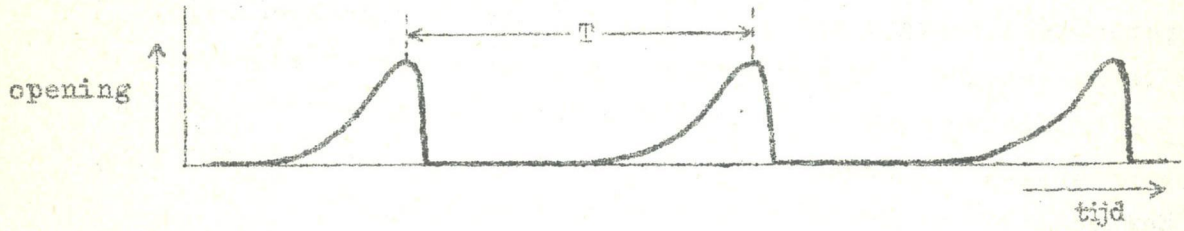


Fig.2

Als we de opening van de stembanden uitzetten als functie van de tijd, krijgen we een patroon als in fig.2, een relaxatietrilling. Kenmerkend is, dat het sluiten van de stembanden veel sneller verloopt dan het openen.

De frequentie van het basisgeluid (= het aantal luchtproppen dat per seconde het aanzetstuk in geslingerd wordt) duiden we aan met F_0. Als de tijd, die verloopt tussen twee opvolgende ogenblikken waarop de stembanden geopend zijn, T is (fig.2), dan is

$$F_0 = \frac{1}{T}$$

Door de spanning van de stembanden te veranderen (m.b.v. spieren) kunnen we variaties aanbrengen in de frequentie van het basisgeluid; een grotere spanning van de stembanden geeft een hogere F_0, een kleinere spanning een lagere. Voor mannenstemmen bedraagt F_0 ongeveer 125 Hz, voor vrouwenstemmen ongeveer 250 Hz.

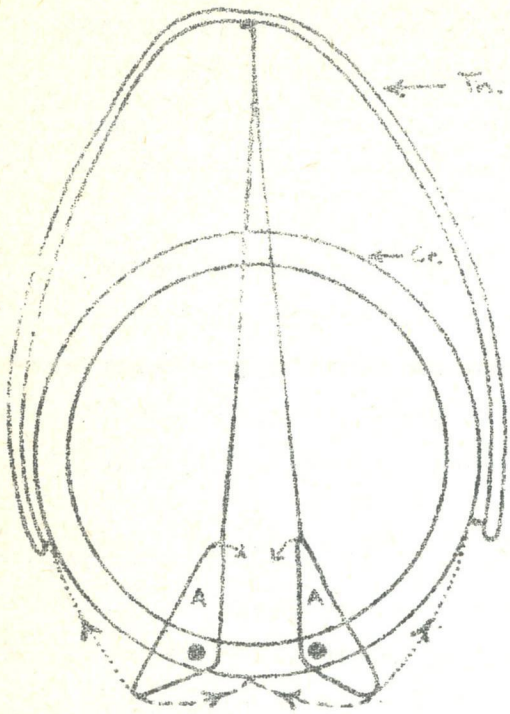
Er zijn verschillende soorten "aanzet" mogelijk:

a) de zachte aanzet: de stembanden zijn geopend als de ademdruk opgevoerd wordt. De stembanden komen eerst in trilling zonder de gesloten toestand te bereiken, pas daarna ontstaat een relaxatie-trilling als die in fig.2. Bij ongeoefende sprekers wordt soms voortdurend de gesloten toestand niet geheel bereikt. (Bij zang treedt dit op bij falsetstem.)

b) het normale geval, waarbij de stembanden eerst gesloten worden, en dan op de boven beschreven wijze in trilling gebracht.

c) er vindt eerst een zo sterke glottisslag plaats, dat de relaxatietrilling een korte tijd aperiodiek is. In sommige talen werkt dit als een foneem (Arabisch).

De bovenstaande verklaring van het stembandmechanisme staat bekend als de myoëlastisch-aerodynamische theorie van de stembandtrilling. Er zijn nog andere theorieën geweest, zoals die van Husson, die iedere slag van de stembanden ontstaan dacht uit een zenuwimpuls. Hier zijn echter allerlei bezwaren tegen in te brengen. Zo staat het vast, dat het zenuwstelsel niet in staat is, het vereiste grote aantal impulsen te leveren. Deze theorie is bovendien grondig weerlegd door de experimenten van J.W. van den Berg. Deze nam een geprepareerde strot, waarvan hij de stembanden m.b.v. touwtjes op een zekere spanning bracht. Hier blies hij lucht in, en de stembanden kwamen in trilling.



A. ary-kraakbeentjes
Cr. cricoïed (ringkraakbeen)
Th. thyrecied (schildkraakbeen)

Fig.3. Het spannen van de stembanden m.b.v.de ary-kraakbeentjes

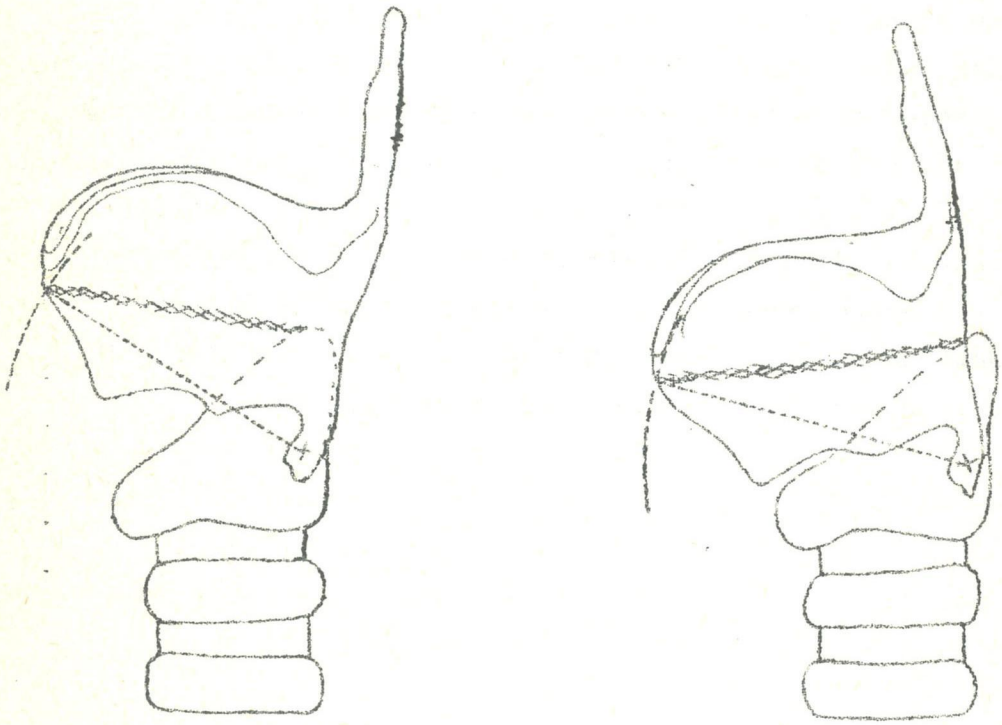


Fig.4. Verlenging van de stembanden m.b.v. het schildkraakbeen.

§2. De formanten.

Systemen kunnen op verschillende manieren in trilling worden gebracht:
a) d.m.v. een, steeds aanwezige, aandrijvende kracht. We hangen een gewicht aan een veer. Op dit gewicht oefenen we een verticaal gerichte kracht uit, die sinusvormig is in de tijd. (Om niet te hoeven ingaan op het probleem van de wijze van koppeling van de kracht aan het gewicht, stellen we ons voor, dat er een klein straalmotortje op het gewicht is aangebracht, dat de vereiste kracht levert.)

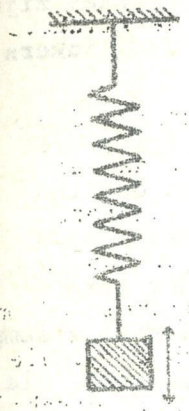


Fig.5

Ons systeem (het gewicht aan de veer) zal meetrillen in de frequentie die het door de aandrijvende kracht wordt opgelegd. We noemen dit: gedwongen trilling. We gaan nu de frequentie variëren, en zoeken die frequentie waarbij het gewicht met de grootste snelheid door de evenwichtsstand gaat. Deze frequentie noemen we de resonantiefrequentie. We zouden het als volgt kunnen zeggen: door de aandrijvende kracht juist in de resonantiefrequentie te laten werken, neemt het systeem de opgelegde trilling het gemakkelijkst over. (Denk aan eenvoudige praktijkvoorbeelden: het luiden van een klok, het aanduwen van een schommel.)

b) d.m.v. aanstoten. Als we het systeem een stoot geven (weer in verticale richting), dan gaat het systeem trillen in een bepaalde frequentie, die blijkbaar een specifieke eigenschap van het systeem is: een hardere of zachtere stoot geeft een grotere of kleinere uitwijking, maar de frequentie blijft dezelfde. Deze frequentie heet de eigenfrequentie van het systeem.

Vanwege energieverlies, dat altijd optreedt, zal de eigenfrequentie van een systeem iets lager zijn dan de resonantiefrequentie.

Eenvoudige systemen, (zoals een gewicht aan een veer, of een schommel) hebben één eigenfrequentie. Meer gecompliceerde systemen hebben verschillende, of zelfs oneindig veel eigenfrequenties. (Merk op: als een systeem oneindig veel eigenfrequenties heeft, betekent dit nog niet dat iedere frequentie een eigenfrequentie is! Er is sprake van een reeks zeer bepaalde frequenties.)

Ons aanzetstuk is zo'n gecompliceerd systeem. Als het aangestoten wordt, ontstaat er een trilling die de superpositie is van een oneindig aantal eigentrillingen. Ordenen we de eigentrillingen naar de frequentie, dan heet die met de laagste frequentie de eerste formant, de volgende de tweede formant, enz. De bijbehorende frequenties duiden we aan met resp. F_1, F_2, enz. Het blijkt, dat de hogere formanten aanzienlijk zwakker zijn dan de lagere. Voor het beschrijven van de contrasten tussen de klinkers hebben we aan de eerste en tweede formant voldoende.

Het aanstoten van het aanzetstuk gebeurt door een luchtprop die door de stembanden doorgelaten wordt. In het aanzetstuk treedt dan een staande golf-verschijnsel op (meer hierover later). Voor het aanstoten blijkt het snelle sluiten van de stembanden van belang te zijn. Aan de mondopening wordt energie uitgestraald, zodat het golfverschijnsel gedempt zal worden. Na een tijd T (uit fig. 2) komt er een nieuwe luchtprop, die het aanzetstuk weer aanstoot. Er ontstaat op deze manier een golfverschijnsel, waarin periodiek (steeds na een tijd T) een maximale amplitude optreedt.

De opbouw van een klinker kunnen we ons dus voorstellen als in Fig. 6. De bovenste grafiek geeft de relaxatietrilling. Iedere keer als de stembanden open gaan, komt er een luchtprop die het aanzetstuk aanstoot. De tweede en derde grafiek geven resp. de eerste en tweede formant (d.w.z. de geluidsdruk als functie van de tijd, van de lopende golf die buiten het aanzetstuk ontstaat tengevolge van de staande golf binnen het aanzetstuk. Dit zijn gedempte trillingen, die als frequentie de laagste twee eigenfrequenties van het aanzetstuk hebben. De onderste grafiek geeft de superpositie van de eerste en tweede formant. (Bij het superponeren wordt de bovenste grafiek niet meegeteld. Dit zou ook niet kunnen; in de formantgrafieken is verticaal de geluidsdruk uitgezet, in de bovenste grafiek de opening van de stembanden. Uit de bovenste grafiek valt af te lezen, wanneer het aanzetstuk aangestoten wordt; de volgende grafieken laten zien wat voor geluid het aanzetstuk dan afgeeft.)

We hebben de beschikking over een betrekkelijk eenvoudig electrisch analogon van het aanzetstuk. Een LCR-keten is een electrische schakeling die bestaat uit een spoel met zelfinductie (L), een condensator (C) en een weerstand (R). Als we zo'n keten aanstoten met een korte stroom-stoot, dan ontstaat in de keten een gedempte electrische trilling. De stroom-stoten betrekken we

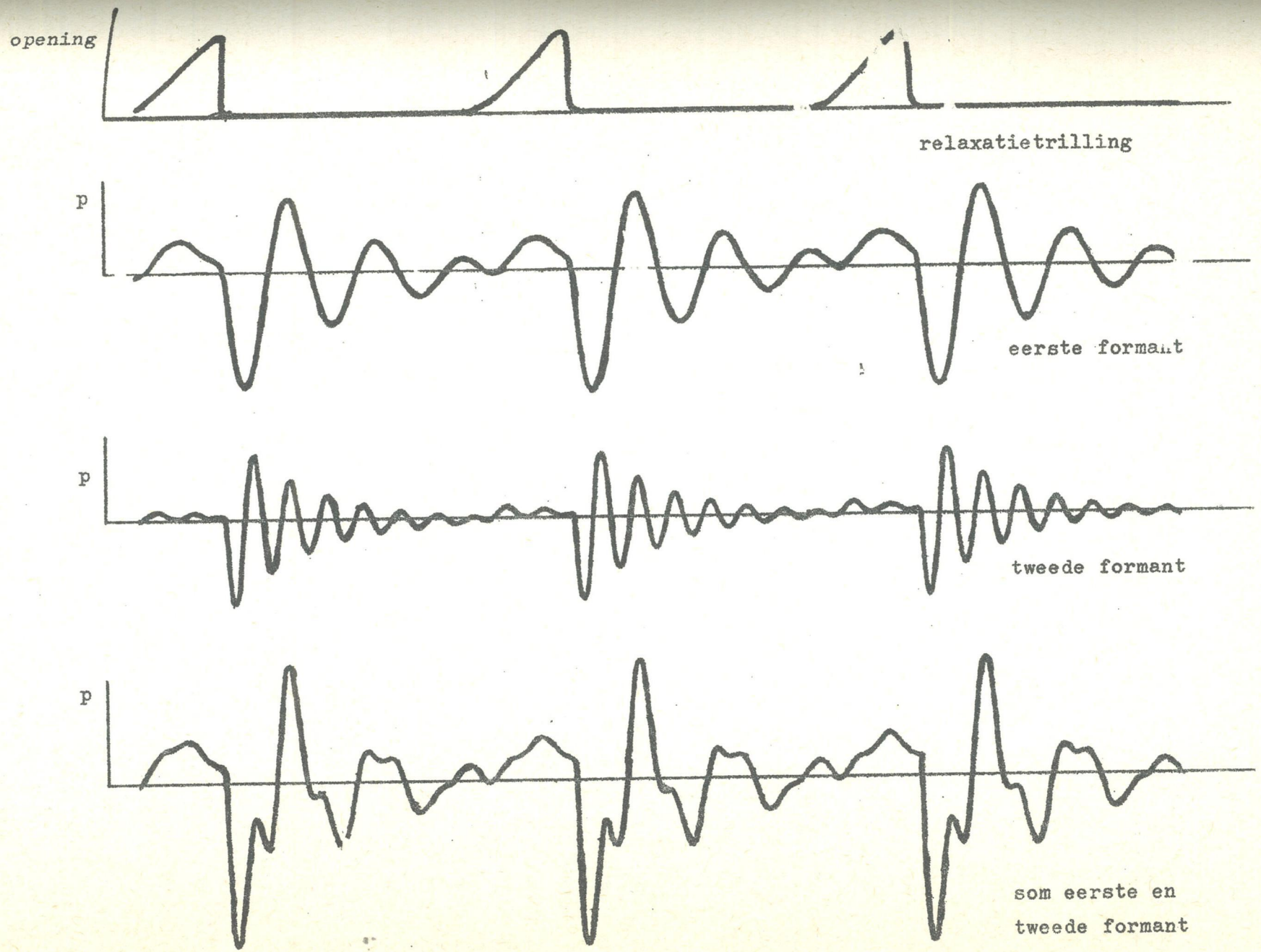

opening
relaxatietrilling
p
eerste formant
p
tweede formant
p
som eerste en
tweede formant

Fig.6.

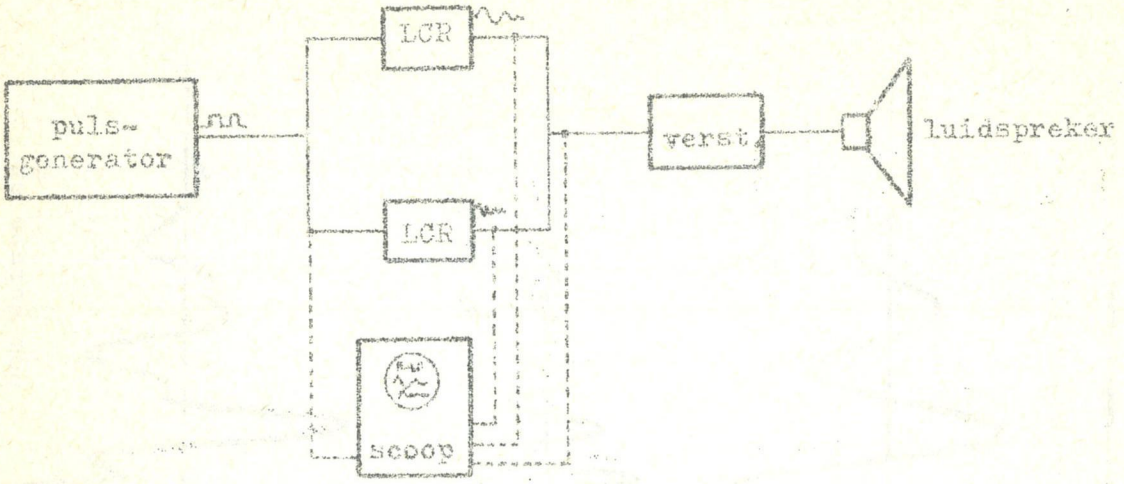


Fig.7

van een sg. pulsgenerator; deze vervult in ons analogon de rol van de stembanden. In de plaats van het aanzetstuk nemen we nu twee LCR-ketens, die we gelijktijdig door de pulsgenerator laten aanstoten. De twee gedempte electrische trillingen die in de LCR-ketens ontstaan, tellen we bij elkaar; dit signaal wordt versterkt, en m.b.v. een luidspreker omgezet in een acoustisch signaal. De zo verkregen geluiden komen behoorlijk overeen met klinkers. We kunnen de verschillende electrische signalen toevoeren aan een oscilloscoop; het beeld op de oscilloscoop is weergegeven in fig.8. Bovenaan staan de pulsen van de pulsgenerator, daaronder de gedempte trillingen die in de LCR-ketens ontstaan, en onderaan de som van de gedempte trillingen. Vergelijk fig.8 met fig.6. Door de grootte van de condensatoren en/of spoelen te veranderen kunnen we de frequenties van de gedempte trillingen variëren. Op deze wijze kunnen we verschillende klinkers genereren. Als we de frequentie van de pulsgenerator veranderen, verandert de herhalingsfrequentie van de gedempte trillingen; we nemen dan een andere toonhoogte waar.

Het verloop van de geluidsdruk t.g.v. bv. een spraakklank kunnen we met een microfoon omzetten in een electrische trilling. Deze kunnen we zichtbaar maken op een oscilloscoop. Meestal gebruiken we hiervoor een oscilloscoop met een geheugenbuis, d.i. een buis die in staat is het beeld geruime tijd vast te houden, zodat we het rustig kunnen bestuderen.

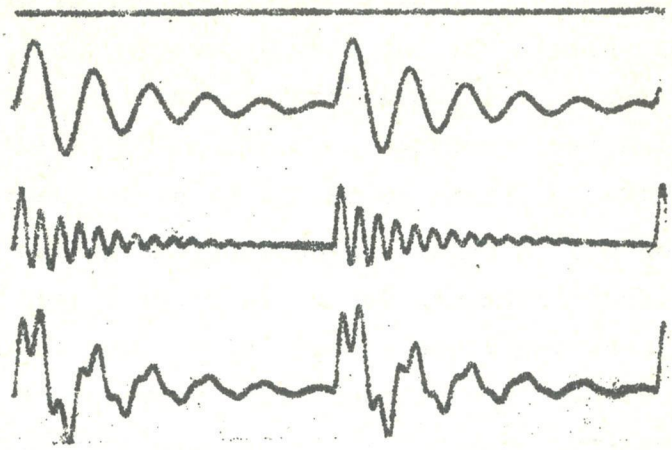
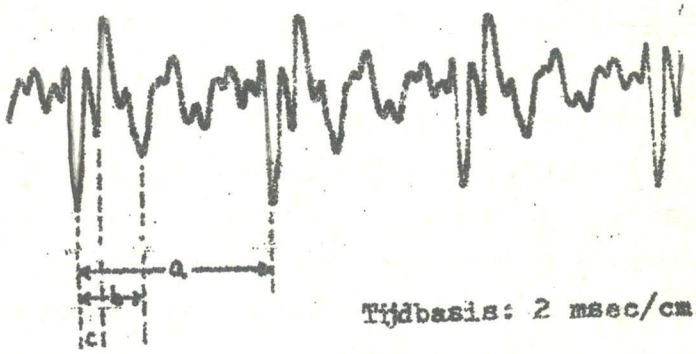


Fig. 8



Tijdbasis: 2 msec/cm

a = 25 mm, dus T_0= 5 msec = 5.10^{-3}sec

$$F_0 = \frac{10^3}{5} = 200 \text{ Hz}$$

b = 8,5 mm, dus T_1= 1,7 msec = $1,7.10^{-3}$sec

$$F_1 = \frac{10^3}{1,7} = 588 \text{ Hz}$$

c = 2,5 mm, dus T_2= 0,5 msec = $0,5.10^{-3}$sec

$$F_2 = \frac{10^3}{0,5} = 2000 \text{ Hz}$$

Fig. 9

Een foto van een dergelijk beeld is gereproduceerd in fig.9; we noemen dit een oscillogram of fonogram. Aangezien een microfoon een electrische spanning levert die evenredig is met de geluidsdruk, is het oscillogram in feite een weergave van de geluidsdruk als functie van de tijd; we spreken daarom ook van de geluidscurve. Als we de "schrijfsnelheid" van de oscilloscoop weten (het aantal cm dat de straal per sec. in horizontale richting aflegt), kunnen we uit een dergelijk beeld eenvoudig F_0, F_1 en F_2 aflezen, zoals in fig.9 gebeurd is. F_0 vinden we terug als de frequentie waarmee het gehele patroon zich herhaalt. In de langzame gedempte trilling herkennen we de eerste formant. De tweede formant, een trilling met een veel kleinere amplitude en een hogere frequentie, "rijdt op de rug van de eerste formant mee". Vlak voor het opnieuw optreden van de maximale amplitude zien we vaak een klein rimpeltje; dit is een gevolg van het open gaan van de stembanden.

De stembandfrequentie is bepalend voor de toonhoogte. Welke klinker geproduceerd wordt, hangt af van de formanten (eigenfrequenties van het aanzetstuk, mondstand). Een bepaalde klinker kunnen we vastleggen door twee getallen: F_1 en F_2. Als we een assenstelsel kiezen, kunnen we deze twee getalwaarden weergeven door één beeldpunt in het platte vlak. In fig. 10 hebben we een assenstelsel uitgezet. Nu kunnen we direct al enkele gebieden aangeven, waar geen klinkers kunnen optreden. Voor alle punten op de dikke getrokken lijn geldt: $F_1=F_2$; voor punten links van deze lijn zou gelden: F_2 kleiner dan F_1. Aangezien de tweede formant per definitie een hogere frequentie heeft dan de eerste formant, kunnen er in het gearceerde gebied links van de dikke lijn geen klinkers optreden. Ook bovenaan de figuur is een gearceerd gebied aangegeven waarin geen klinkers kunnen optreden. De eerste formant is afhankelijk van het volume van het aanzetstuk; omdat dit volume aan een maximum gebonden is, kan de eerste formant niet lager dan een bepaalde waarde worden. Een verdere afsluiting van het "toegestane" gebied is moeilijk precies aan te geven, maar door natuurlijke beperkingen is het wel zo, dat F_1 en F_2 niet willekeurig groot kunnen worden.

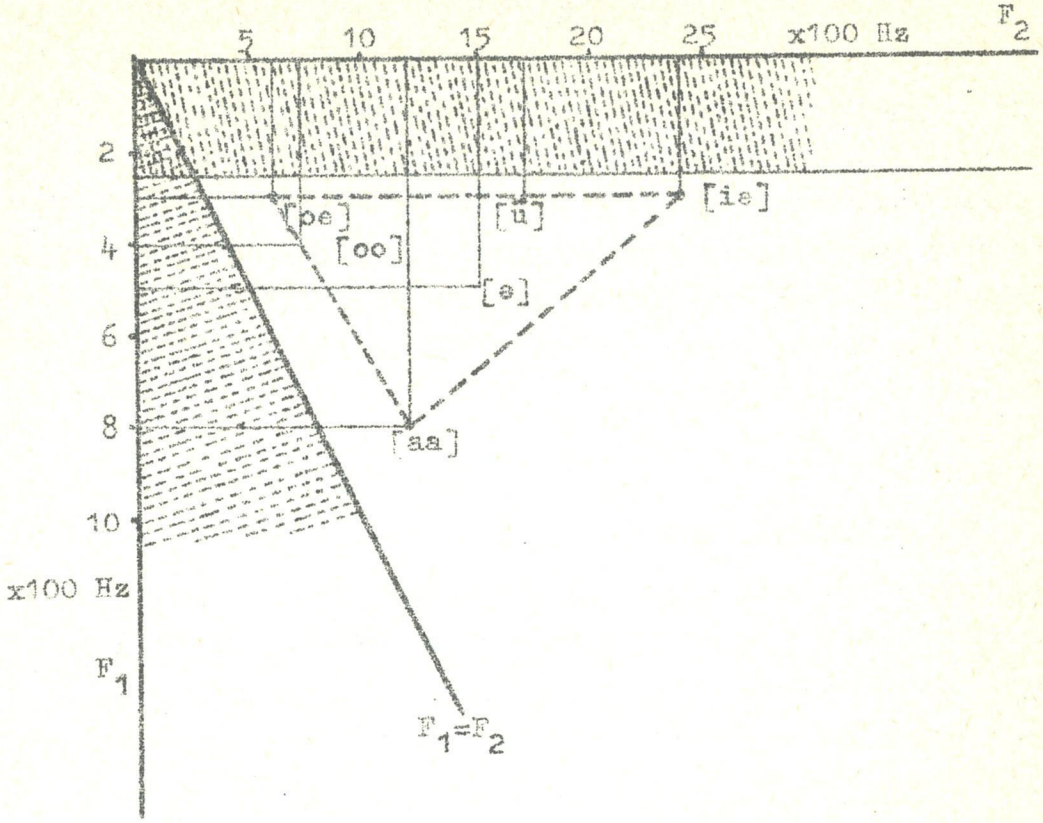


Fig.10

Bij zorgvuldige articulatie vinden we bij mannen voor F_1 en F_2 de volgende gemiddelde waarden:

	F_1	F_2
[oe]	300 Hz	600 Hz
[ie]	300 Hz	2400 Hz
[aa]	800 Hz	1200 Hz
[ə]	500Hz	1500 Hz
[ü]	300 Hz	1700 Hz
[oo]	400 Hz	700 Hz

enz.

Deze zijn in fig.10 uitgezet. Alle klinkers komen zo in een min of meer driehoekig gebied te liggen, met [oe], [ie] en [aa] als hoekpunten; we noemen dit de klinkerdriehoek. Het nederlandse klinkersysteem vult de klinkerdriehoek betrekkelijk gelijkmatig op; bij andere talen is dit niet steeds het geval. Bv. in het Engels ontbreekt het gebied, waar bij ons de [ü] ligt.

De wat ongebruikelijke keuze van de asrichtingen in fig.10 is gedaan op historische gronden. Aan het einde van de 18e eeuw stelde Hellwag al een klinkerdriehoek op (dissertatie, 1781, vertaling in de bibliotheek). Hij vond deze natuurlijk niet door formantmetingen, maar hij keek naar de tongstand. Horizontaal zette hij uit: voor-achter, en verticaal: boven-beneden. Om de zo door Hellwag gevonden driehoek in dezelfde ligging te kunnen handhaven, kiezen we ons assenstelsel zoals dat in fig.10 is gebeurd.

§3. Het twin-tube model.

De formanten waren eigentrillingen van het aanzetstuk; de frequenties hiervan hangen af van de vorm van het aanzetstuk. Nu is een echt aanzetstuk dermate grillig van vorm, dat er zonder meer niet aan te rekenen valt. We passen daarom een in de fysica veel toegepaste kunstgreep toe: we gaan een "model" construeren.

In het algemeen gaat zoiets, eenvoudig gesteld, als volgt. We hebben meestal wel enig idee, welke factoren in hoofdzaak de waargenomen verschijnselen veroorzaken. We ontwerpen nu een karikatuur van de werkelijkheid, door alleen díé factoren in onze beschouwing te betrekken. Deze karikatuur noemen we ons model, en we hebben nu iets gekregen waaraan veel eenvoudiger te rekenen valt. Zolang nu de uitkomsten van ons model behoorlijk overeenstemmen met de verschijnselen die we in werkelijkheid waarnemen, gaan we ervan uit, dat we inderdaad de meest relevante oorzaken van de verschijnselen beschreven hebben. Uiteraard blijft een model steeds vatbaar voor verfijning.

Bij het aanzetstuk helpen röntgenfoto's ons op weg. Ze leren ons, dat het aanzetstuk, globaal gezien, steeds de vorm van een buis heeft. Uit ervaring weten we, dat het feit dat een buis gebogen is, van weinig belang is (bv. muziekinstrumenten). Verder kunnen we, als goede benadering, de strotzijde van de buis als gesloten beschouwen. De stembanden zijn immers een groot gedeelte van de tijd gesloten, en wel juist in de tijd waarin de amplitude van de geluidscurve het grootst is (zie fig.6, §2); bovendien is de opening van de stembanden klein t.o.v. de doorsnede van het aanzetstuk. Bij de lippen is de buis open.

Bij de [ɐ] blijkt het aanzetstuk vrijwel constant van doorsnede te zijn. Als model voor een aanzetstuk dat een [ɐ] produceert kiezen we daarom een gesloten orgelpijp (d.w.z. één zijde gesloten, de andere zijde open, zie H.I, §3). De lengte van het aanzetstuk bedraagt voor een man gemiddeld 17,5 cm (röntgenfoto's). Voor de warme lucht in onze mond-keel-holte bedraagt c ongeveer 35.000 cm/s. We hebben gezien dat de laagste twee eigenfrequenties van een gesloten orgelpijp zijn :

$$F_1 = \frac{c}{4l} \qquad \text{en} \qquad F_2 = 3\frac{c}{4l} \quad ,$$

dus voor ons model geldt:

$$F_1 = \frac{35.000}{4.17,5} = 500 \text{ Hz} \qquad \text{en} \qquad F_2 = 3F_1 = 1500 \text{ Hz}$$

Dit zijn inderdaad de gemiddelde waarden voor F_1 en F_2 die we meten bij de [ɐ] van mannen. (Merk nog op, dat bij een gesloten orgelpijp de aandrijving plaats vindt aan het open uiteinde, en bij de spraakbuis aan het gesloten uiteinde.)

Bij de andere klinkers ligt de zaak gecompliceerder. Röntgenfoto's wijzen uit, dat er een betrekkelijk abrupte verandering in de doorsnede van de spraakbuis optreedt. Als benadering voor de vorm van het aanzetstuk nemen we daarom een samenstel van twee buizen, een nauwe en een wijde. De nauwe buis kan achter, en de wijde vóór zitten (trechtervorm), of andersom (tuitvorm).

Fig.11

Deze benaderingen zijn uiteraard simplificaties; een dergelijke plotselinge sprong in diameter treedt in het aanzetstuk niet op. Toch is de benadering beter dan op het eerste gezicht lijkt; de overgang van een nauw naar een wijd gedeelte is in werkelijkheid vrij "steil"

Deze wijze van benaderen van het aanzetstuk wordt het twin-tube model genoemd. Van een combinatie van twee buizen kan men de eigenfrequenties berekenen. Dit model werd het eerst gegeven door Dunn, en later verder uitgewerkt door Fant en Flanagan. Mol gaf de twin-tube-beschrijving voor de nederlandse klinkers. De formule, waaraan de eigenfrequenties van een twin-tube moeten voldoen, luidt, in de door Mol gegeven eenvoudige vorm:

$$\cos \frac{\omega l}{c} = \frac{1-k}{1+k} \cos \frac{2\omega\Delta}{c} \qquad (1)$$

waarin:

$\omega = 2\pi f$ (zie I, §2, als ω bekend is, weten we ook f)

l = lengte van het aanzetstuk

k = doorsnedeverhouding van voorste en achterste buis

Δ = excentriciteit = afstand van de diametersprong tot het midden van de buis.

Als we stellen: β = relatieve excentriciteit = verhouding van Δ en de halve lengte van de buis, dan wordt

$$\beta = \frac{\Delta}{\frac{1}{2}l} = \frac{2\Delta}{l}$$

zodat we (1) kunnen schrijven als:

$$\cos \frac{\omega l}{c} = \frac{1-k}{1+k} \cos \frac{\omega\beta l}{c} \qquad (2)$$

l is binnen zekere grenzen te variëren. het aanzetstuk kan langer gemaakt worden door het strottenhoofd naar beneden, en de tong naar boven te brengen. Bovendien moeten bij sommige klinkers de tanden, en bij andere de lippen als einde van het aanzetstuk gerekend worden (dit laatste als de lippen getuit worden). Zodoende zijn lengteveranderingen tot ca. 4 cm mogelijk.
k varieert bij het aanzetstuk tussen 8 (trechtervorm: voorste buis wijd, achterste nauw) en $\frac{1}{8}$ (tuitvorm: voorste buis nauw, achterste wijd). Merk op: S_1 en S_2 zijn oppervlakten! De oppervlakte neemt kwadratisch toe met de diameter, dus k=8 betekent $S_1 = 8S_2$, en de diameter van de voorste buis is ca. 2,8 maal zo groot als de diameter van de achterste buis.

Om te bepalen welke formanten uit een twin-tube komen, moeten we drie grootheden kennen: l, k en Δ (of β).

Uit de formules zijn direct de volgende belangrijke consequenties voor de modellen af te lezen.

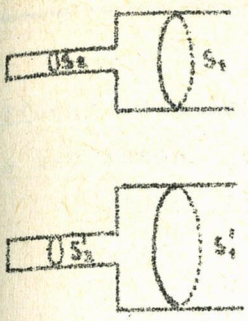


Fig.12

I. S_1 en S_2 komen zelf niet in de formule voor, maar alleen hun verhouding k. Dit betekent, dat een nauwere en een wijdere buizencombinatie dezelfde formanten geven, als de doorsnedeverhouding maar dezelfde is. In fig. 12 zijn twee twin-tubes getekend waarvan S_1 en S_1', en S_2 en S_2' verschillend zijn, maar die overigens gelijk zijn. Als voldaan is aan

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{S_1'}{S_2'}$$

, dan zijn de formanten dezelfde.

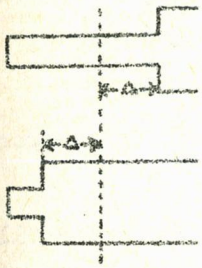


Fig.13

II. We zouden Δ positief moeten rekenen als de doorsnedesprong zich aan de mondzijde bevindt, en negatief als de sprong aan de strotzijde ligt. Dit is echter niet nodig, want Δ komt in de formule alleen als factor in het argument van een cosinus voor; het teken doet er dan niets toe wegens $\cos(-a)=\cos a$. De consequentie is, dat de buizencombinaties van fig. 13 dezelfde formanten geven. In een echt aanzetstuk treden in het algemeen niet twee van zulke varianten voor de verschillende klinkers op; slechts voor de [ɛ] komen we het "complementaire" geval wel eens tegen.

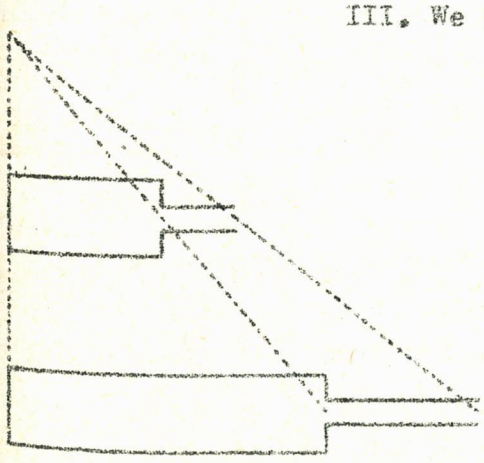


Fig.14

III. We gaan nu een twin-tube in lengterichting met een factor p vermenigvuldigen (d.w.z. alle maten in lengterichting worden een factor p groter; de overige maten blijven gelijk; zie fig.14), en we willen weten wat er met de formanten gebeurt. Hier blijkt het voordeel van de twin-tube-formule in de vorm (2); als namelijk Δ en l beide met een factor p vermenigvuldigd worden, dan blijft β gelijk.

Laat ω^* een oplossing zijn van de twin-tube-vergelijking voor de bovenste buis uit fig.14. Dan geldt dus:

$$\cos \frac{\omega^* l}{c} = \frac{1-k}{1+k} \cos \frac{\omega^* \beta l}{c}$$

(Als we de oplossing van een vergelijking in de vergelijking invullen, gaat deze over in een gelijkheid.) We mogen teller en noemer van een breuk met hetzelfde getal vermenigvuldigen, dus geldt ook:

$$\cos \frac{\omega^* p l}{pc} = \frac{1-k}{1+k} \cos \frac{\omega^* \beta p l}{pc} \qquad (3)$$

We moeten nu de twin-tube-vergelijking oplossen voor de onderste buis uit fig.14; deze heeft een lengte pl, dus de vergelijking wordt:

$$\cos \frac{\omega p l}{c} = \frac{1-k}{1+k} \cos \frac{\omega \beta p l}{c}$$

Nu is $\frac{\omega^*}{p}$ een oplossing van deze vergelijking, want als we dat invullen in de vergelijking, gaat deze over in de gelijkheid (3).

Dit betekent: als we een twin-tube met een bepaalde factor verlengen, dan worden de formanten een zelfde factor lager.

In fig.15 zijn de twin-tube-modellen die bij de verschillende klinkers horen in een formantenveld getekend. De getallen die er naast staan, zijn de bijbehorende waarden van k. Verschillende modellen kunnen aanzienlijk verbeterd worden door het aanbrengen van verfijningen. Zo moet bij de [u] de wijde achterbuis ingesnoerd worden, om de tweede formant voldoende laag te krijgen. (Dit lukt ook wel met een gewone twin-tube, maar dan wordt de lengte veel groter dan bij een normaal aanzetstuk mogelijk is. Uit röntgenfoto's blijkt, dat de achterbuis bij de [u] in werkelijkheid ook ingesnoerd is.) Voor bepaalde klinkers voldoet een benadering door drie buizen veel beter.

We kunnen een twin-tube tot klinken brengen door er een kunstmatige strot achter te plaatsen. Aanvankelijk is er geëxperimenteerd met strot-modellen, die de wijze van functioneren van de stembanden geheel nabootsten. Dit stuitte op grote moeilijkheden. Er is daarom in het I.F.A. een kunstmatige strot gebouwd, die op een totaal andere wijze werkt dan een echte strot,

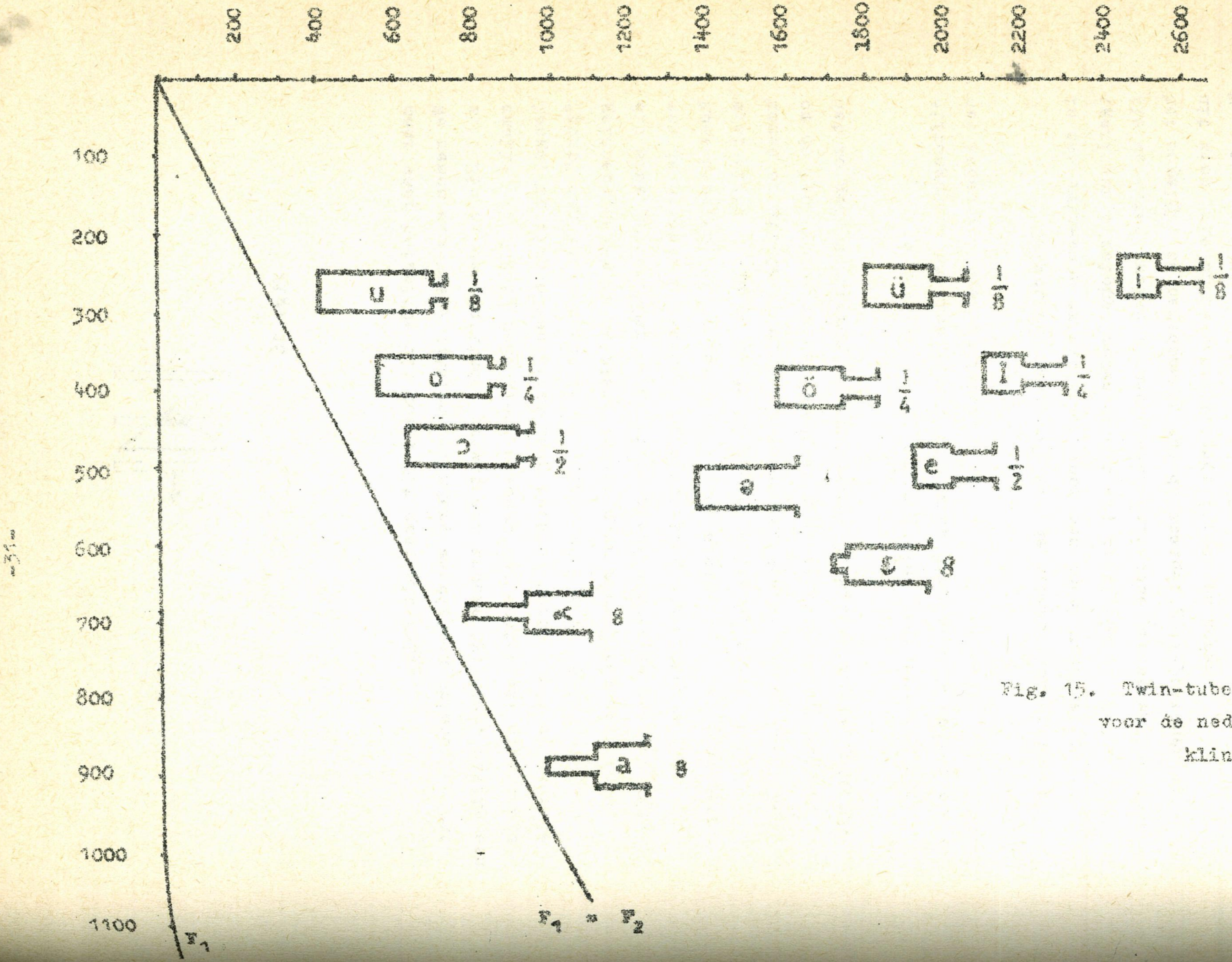


Fig. 15. Twin-tube modellen voor de nederlandse klinkers.

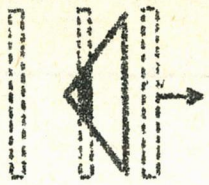
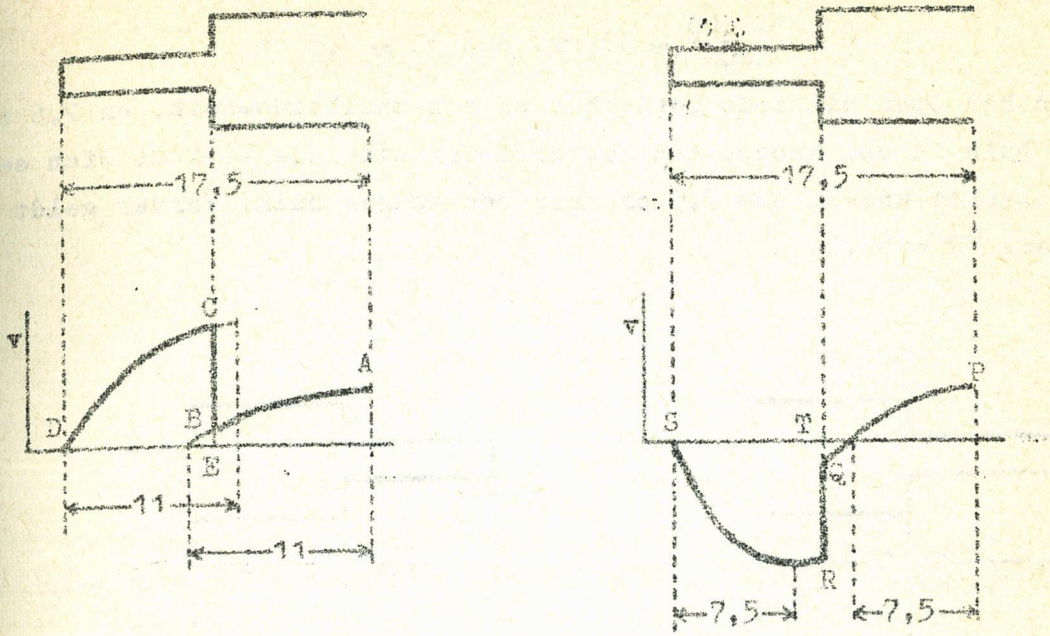


Fig. 16

maar waar hetzelfde uit komt. Dit gaat als volgt.
We nemen een vaste metalen cylinder, waarin een driehoekig gat zit. Binnen deze cylinder draait een andere cylinder, waarin een smalle gleuf zit. Deze gleuf beweegt dus achter het driehoekje langs, in fig.16 van links naar rechts. Eerst wordt er door de "punt" van het driehoekje een klein stukje van de gleuf open gelaten; naarmate de gleuf verder naar rechts beweegt, wordt dit stuk groter. Dan verdwijnt de gleuf achter de rechter zijde van de driehoek, waardoor hij plotseling afgesloten wordt. Dit komt overeen met de beweging van de stembanden: langzaam open, snel dicht . Als we in de binnenste cylinder lucht blazen, komen er uit de opening luchtproppen, die we kunnen benutten om de luchtkolom in een kunstmatig aanzetstuk aan te stoten. Het zo geconstrueerde apparaat wordt de klinkersirene genoemd.

In het I.F.A. zijn ook modellen geconstrueerd van diftongen en nasalen. Een beschrijving hiervan valt echter buiten het kader van deze syllabus.

We vragen ons nu af, hoe de staande golf-patronen in een twin-tube er uit zien. Voor ons model voor de [ɔ] (gesloten orgelpijp) weten we dit al; zie I,§3.
Als we weten, welke formanten een twin-tube produceert, dan is het mogelijk, te beredeneren hoe de staande golf-patronen er uit zien, die bij de verschillende formanten horen.
We zullen het hier nagaan voor de [a]; voor de overige modellen kan het op precies dezelfde wijze uitgevoerd worden.



eerste formant tweede formant

fig. 17

Het twin-tube-model voor de [a] is een buizencombinatie met $l = 17{,}5$ cm, $k = 8$, en $\Delta = 0$ (d.w.z. voorste buis 8x zo wijd als achterste, sprong in het midden). We weten uit berekening en meting: $F_1 = 800$ Hz, $F_2 = 1200$ Hz.

De golflengte van de eerste formant bedraagt:

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{35.000}{800} \approx 44 \text{ cm}$$

De afstand knoop-buik ($\frac{1}{4}\lambda$) is dus ongeveer 11 cm. We weten, dat zich aan het open uiteinde een snelheids-buik bevindt. Dan zouden we 11 cm verder de buis in een knoop verwachten. Van deze staande golf kunnen we alleen het stuk AB tekenen, want tot de sprong blijft de doorsnede constant. Aan het gesloten uiteinde bevindt zich een snelheids-knoop; 11 cm naar rechts zouden we een buik verwachten. We kunnen weer alleen het stuk DC tekenen. Bij de sprong in de doorsnede treedt een stroomversnelling op: als de doorsnede een bepaalde factor kleiner wordt, wordt de snelheid eenzelfde factor groter. Aangezien $k = 8$, betekent dit, dat $EC = 8.EB$. Hiermee ligt de snelheidsverdeling van de staande golf voor de eerste formant vast.

Voor de tweede formant gaat het precies hetzelfde. De golflengte bedraagt:

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{35.000}{1200} \approx 30 \text{ cm, dus } \tfrac{1}{4}\lambda \approx 7{,}5 \text{ cm.}$$

Aan het open uiteinde bevindt zich een snelheids-buik, en 7,5 cm de buis in een knoop. Aan het gesloten uiteinde bevindt zich een snelheids-knoop, dus 7,5 cm naar rechts een buik. Verder geldt weer: TR = 8.TQ.

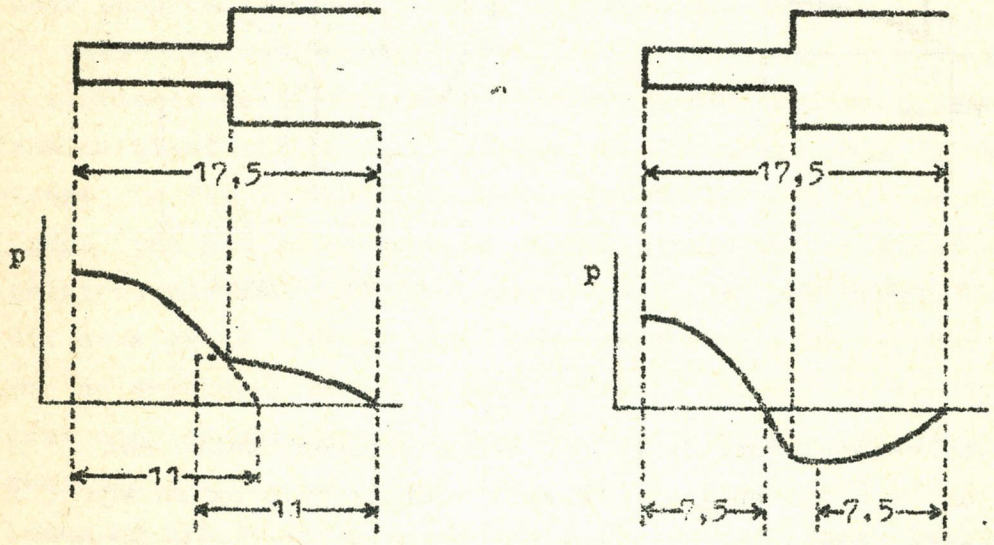


Fig. 18

Voor de geluidsdruk gaat de redenatie op soortgelijke wijze. We hebben dezelfde knoop-buik-afstanden als zojuist, nl. $\frac{1}{4}\lambda$. Aan het open uiteinde bevindt zich nu een druk-knoop, aan het gesloten uiteinde een druk-buik.

Het drukverloop is continu; tussen twee punten op zéér kleine afstand van elkaar kan geen drukverschil bestaan. Dit betekent, dat de twee golfgedeelten die we in de stukken met constante doorsnede kunnen tekenen, bij de doorsnedesprong op elkaar moeten aansluiten.