# COMPORTAMENTO DI UN'ONDA SONORA ATTRAVERSO UNO STRATO DI NUBE

GUGLIELMO ZANOTELLI

Sul fenomeno della propagazione del suono nelle nubi e nelle nebbie, che attrasse già da tempo l'attenzione degli studiosi, le nostre cognizioni sono ancor oggi incomplete, sia per l'insufficienza dei rilievi sperimentali, sia per le difficoltà che il problema, apparentemente semplice, ha opposto all'analisi teorica. Per rilevare la complessità della questione basta riflettere alla circostanza che nella propagazione sonora in un mezzo che contenga in sospensione un numero ragguardevole di goccioline d'acqua debbono prendersi in conto, oltre ai fatti di diffrazione ed assorbimento caratteristici della propagazione elastica, anche i processi di alterna condensazione ed evaporazione cui sono soggette le goccioline in seguito alla variazione della pressione sonora. Ancor oggi manca una teoria unitaria che consideri ambedue gli aspetti meccanico e termodinamico della questione, ed è lecito il dubbio che le difficoltà cui una simile teoria andrebbe incontro potrebbero non essere in definitiva compensate dalla evidenza e facile applicabilità dei risultati. Considerazioni di questo genere e l'esigenza di una ragionevole semplicità nella trattazione analitica hanno perciò indotto alcuni autori, come Oswatitsch [1] ad esaminare l'aspetto puramente termodinamico del fenomeno: altri invece come Rayleigh [2], Sewell [3], Brandt [4] si sono preoccupati solo del puro fenomeno elastico. Un simile procedimento è suggerito anche dalla considerazione che le variazioni delle costanti di propagazione del mezzo per i due tipi di fenomeni considerati separatamente si palesano piuttosto esigue: cosicché può ricorrersi, in una prima e presumibilmente sufficiente approssimazione, alla semplice sovrapposizione dei risultati ottenuti.

Non è da credere che, pur ammettendo di considerare separatamente i due aspetti, meccanico e termodinamico, del problema della propagazione del suono nelle nubi e nella nebbia, l'argomento possa ritenersi oggi esaurientemente trattato. Se la teoria di Oswatitsch ha illuminato in modo soddisfacente il secondo lato della questione, dal punto di vista meccanico la formulazione poteva ancora ritenersi in-

completa. Dal classico lavoro di Rayleigh, che tratta della propagazione delle onde elastiche in un mezzo privo di viscosità, contenente un certo numero di sferette tutte di egual raggio, uniformemente distribuite e supposte immobili nelle rispettive posizioni, si passa alla trattazione di Sewell che prende in conto anche la viscosità del mezzo, responsabile quest'ultima dell'assorbimento dell'energia sonora dell'onda primaria in misura assai maggiore di quanto non possa essere attribuito alla pura diffusione considerata da Rayleigh. Peraltro l'esame del fenomeno di diffrazione originato dall'incidenza dell'onda primaria sulla singola sferetta dimostra che lo stesso deriva da due distinte cause: la prima consistente nel fatto che la porzione del mezzo occupata effettivamente dalla sferetta non è più soggetta alle alternate condensazioni e rarefazioni, come allorché tale ostacolo è assente, e quindi la stessa per la propria rigidità esercita una reazione sul mezzo circostante: la seconda causa risiede nella immobilità della sferetta, supposta nelle citate teorie fissa nella propria posizione, e non suscettibile di seguire il movimento delle particelle circostanti di gas investite dall'onda incidente. È chiaro che il fenomeno di diffrazione si modifica allorché le gocce di acqua, anziché rimanere ferme, cominciano ad essere trascinate dal moto dell'onda sonora, il che tende ad avvenire quando la frequenza del suono si abbassa. La considerazione del moto relativo della sferetta rispetto all'aria circostante ha dunque importanza determinante, e già Sewell, in appendice al suo lavoro, aveva tentato di apprezzarne, almeno in circostanze particolari, l'effetto. Indipendentemente dalle ora accennate ricerche, Brandt determinò con metodo elementare l'assorbimento di energia originato dalle sferette trascinate in moto in un mezzo viscoso dall'onda sonora, e pervenne ad una formula approssimata per il coefficiente di assorbimento dell'onda stessa: non essendosi però tenuto conto delle modificazioni apportate dalle sfere mobili alle proprietà acustiche del mezzo, la formula stessa risulta valida, con buona approssimazione, solo per diametri delle gocce e per frequenze del suono non troppo elevate.

Ciò considerato mi è sembrato di notevole interesse per gli scopi geofisici di procedere ad una trattazione completa del problema, considerato dal lato puramente meccanico, della propagazione del suono nelle nubi e nelle nebbie, tenendo conto sia della viscosità del mezzo, sia della mobilità delle goccioline d'acqua. Questa trattazione, che costituisce l'argomento del presente lavoro, ci condurrà alla determi-

nazione delle costanti di propagazione del mezzo modificato dalla presenza delle goccioline sospese, cioè alla determinazione dell'indice di rifrazione e del coefficiente di assorbimento.

Consideriamo dunque un'onda sonora piana di frequenza $\omega/2\pi = f$ propagantesi nell'aria lungo il verso positivo delle $x$ con velocità $\omega/k = c$, che individueremo per mezzo del relativo potenziale di velocità espresso in forma simbolica da

$$e^{j(\omega t - kx)}, \qquad [1]$$

avendo supposto per semplicità l'ampiezza unitaria. L'onda incida in $x = 0$ sullo strato nebbioso diffondente che supporremo piano, normale alla direzione $x$ e lateralmente indefinito, di spessore $dx$, nel quale siano contenute per unità di volume $n$ goccioline di acqua sferiche di raggio $a$, uniformemente distribuite e liberamente mobili in seno all'aria: a quest'ultima attribuiremo un coefficiente di viscosità cinematico $\nu$, indicando con tale termine con Maxwell il rapporto dell'ordinario coefficiente di viscosità alla massa specifica.

Mi sono riferito, come punto di partenza per il mio studio, ai risultati ottenuti da Lamb (*) nel suo classico trattato di idrodinamica per il moto di una sfera sollecitata da un'onda sonora in un mezzo viscoso, e per la forma dell'onda diffratta dalla medesima nello spazio circostante.

Ciascuna gocciolina dunque, investita dall'onda piana, oscilla con moto armonico lungo la direzione di incidenza e dà origine ad un'onda sferica, cui, secondo Lamb, spetta un potenziale di velocità espresso (*) in forma simbolica da

$$\left[ G\frac{1}{kr} - (H + jK)(1 - s)\left(\frac{j}{kr} + \frac{1}{(kr)^2}\right)\cos\vartheta \right] e^{j(\omega t - kr)}, \qquad [2]$$

ove $\vartheta$ è l'angolo compreso fra il raggio incidente e quello diffratto ed $r$ la distanza contata a partire dal centro della goccia, cioè il raggio dell'onda sferica.

La grandezza $s$, che chiameremo nel seguito per comodità trascinamento della goccia, è il rapporto tra l'ampiezza complessa dello spostamento della goccia sotto l'azione dell'onda sonora e l'ampiezza dello spostamento dell'aria nel punto ove la goccia si trova, quando sia supposta quest'ultima assente. È intuitivo che la $s$, che esprime

(*) Mi discosto qui lievemente dalle convenzioni di Lamb, che considera la propagazione dell'onda incidente nella direzione negativa delle $x$; peraltro ciò per noi non ha altra conseguenza che di semplificare alquanto la successiva trattazione.

in grandezza e fase il movimento della goccia rispetto all'aria circostante, debba variare dal valore uno per frequenze basse e gocce piccole, al valore zero per frequenze alte e gocce grosse.

I parametri $G$, $H$, $K$, indipendenti da $r$, sono, nel caso che a noi interessa, esprimibili in base alle formule date da Lamb in modo particolarmente semplice: infatti se $ka < 0.1$, cosa che è sempre verificata per frequenze non superiori a 50.000 p/s circa e per raggi delle gocce sino a $10^{-2}$ cm. la quale ultima condizioni corrisponde all'incirca al limite inferiore delle gocce di pioggia (6), si ha, con errore di pochi millesimi,

$$G = -\frac{1}{3}(ka)^3 , \qquad [3]$$

$$H + jK = \left[\frac{3}{1z}\left(1 + \frac{1}{z}\right) + \frac{j}{2}\left(1 + \frac{3}{2z}\right)\right](ka)^3 , \qquad [4]$$

ove si è posto per brevità

$$z = a\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} . \qquad [5]$$

Entro simile approssimazione si ha inoltre

$$1 - s = \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 3j(H + jK)/(ka)^3} , \qquad [6]$$

ove

$$\varepsilon = \frac{\varrho_1 - \varrho}{\varrho} \qquad [7]$$

essendo $\varrho_1$ la massa specifica dell'acqua e $\varrho$ quella dell'aria.

Nella formula [2] che dà il potenziale dell'onda diffratta è il secondo termine quello che tiene conto dell'effetto della mobilità della goccia, ed effettivamente tale termine scompare allorché per $s = 1$, la goccia viene completamente e senza ritardo trascinata dal movimento dell'aria.

Conviene qui esplicitamente avvertire che con la limitazione da noi posta per la frequenza risulta sempre sufficientemente piccolo il rapporto $\omega\nu/c^2$, per la validità degli sviluppi con cui Lamb ha dedotto le sue formule, ed anche per supporre la grandezza $k$ reale, effettivamente uguale ad $\omega/c$, e quindi praticamente indipendente dalla viscosità dell'aria.

Per studiare l'effetto dello strato diffondente sulla propagazione

sonora dobbiamo apprezzare l'azione risultante delle onde diffratte dalle singole goccioline $A$ (fig. 1) in un punto $P$ situato oltre lo strato a distanza $x$ grande rispetto alla lunghezza d'onda sonora $\lambda$. Applicheremo il metodo delle zone di Fresnel, tracciando sulla superficie che delimita lo strato i cerchi intersezioni delle superfici sferiche con centro in $P$, di raggi successivamente crescenti ed uguali a $x + \lambda/2$, $x + 2\lambda/2$, $x + 3\lambda/2$, ecc. Le corone circolari così determinate, tutte di area approssimativamente uguale a $\lambda x$ contengono ciascuna all'incirca lo stesso numero di centri diffondendi $n\lambda x\, dx$, e danno quindi in $P$ in media effetti uguali ed opposti: l'effetto di ogni zona è neutralizzato approssimativamente da metà della somma degli effetti delle due zone che immediatamente la precedono e la seguono, ed in $P$ rimane attiva solo metà dell'azione della prima zona. È quindi a quest'ultima che dobbiamo rivolgere la nostra attenzione: nella stessa considereremo dunque la corona circolare elementare di raggio $y$ e di spessore $dy$ nella quale sono contenute goccioline diffondenti in numero di $2\pi y\, dy \,.\, n dx = 2\pi r dr \,.\, n dz$ perché $r^2 - y^2 = x^2 = \text{cost}$: il potenziale risultante dalla sovrapposizione delle relative onde diffratte si ricava dalla [2] tenendo conto dei soli termini in $1/kr$ a causa della forte distanza del punto $P$ dallo strato, e ponendo $\cos\vartheta = 1$, perché nella prima zona di Fresnel i raggi diffratti sono pochissimo inclinati: si ottiene così

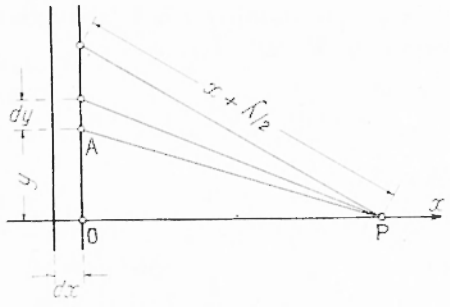


Fig. 1

$$\frac{1}{2}\, n dx \int_{x}^{x+\lambda/2} \left[ G - j(H+jK)\,(1-s) \right] \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{kr}\, 2\pi r dr =$$

$$= -2\pi j \frac{n dx}{k^2} \left[ G - j(H+jK)\,(1-s) \right] e^{j(\omega t - kx)} = -k(u+iv) dx\, e^{j(\omega t - kx)}, \qquad [8]$$

essendo $e^{-jk\lambda/2} = -1$, ed avendo posto per semplicità

$$u + jv = 2\pi j \frac{n}{k^3} \left[ G - j(H+jK)\,(1-s) \right] . \qquad [9]$$

A distanza sufficientemente grande le onde diffratte dalle singole

goccioline ricostituiscono dunque un'unica onda diffratta piana che va a sovrapporsi all'onda piana primaria

$$e^{j(\omega t - kx - kdx)} = (1 - jkdx)\, e^{j(\omega t - kx)} \qquad [10]$$

a meno di infinitesimi di secondo ordine; l'onda trasmessa risulta perciò in $P$ della forma

$$[1 - ku\,dx - jk(1+v)\,dx]\, e^{j(\omega t - kx)} = e^{j[\omega t - kx - k(1+v-ju)\,dx]} \qquad [11]$$

sempre a meno di infinitesimi di secondo ordine.

Dal secondo membro della precedente risulta chiaro che nello strato l'onda appare propagarsi con velocità complessa $\omega/(1+v-ju)c$, il che equivale a dire che il mezzo diffondente presenta, rispetto al mezzo di ingresso, un indice di rifrazione complesso

$$1 + v - ju. \qquad [12]$$

L'indice di rifrazione ordinario risulta pertanto

$$N = 1 + v, \qquad [13]$$

mentre la grandezza

$$\alpha = 2ku \qquad [14]$$

esprime il coefficiente di assorbimento per l'intensità sonora nel mezzo considerato.

Con alcuni passaggi formali possono ottenersi dalle [3], [4], [6], [9], le espressioni della parte reale e del coefficiente della parte immaginaria dell'indice di rifrazione del nostro mezzo diffondente, nelle quali indicheremo per semplicità con

$$q = \frac{4\pi}{3} a^3 n \qquad [15]$$

il rapporto tra i volumi occupati dall'acqua e rispettivamente dall'aria nella nube, che dà anche, a parte le dimensioni, la quantità di acqua in grammi contenuta per cm³ di nube. Le espressioni sono le seguenti:

$$N = 1 + v = 1 + \frac{1}{2} q \left( \varepsilon - 1 - \varepsilon^2 \frac{\varepsilon + \frac{3}{2}\left(1 + \frac{3}{2z}\right)}{\left|\varepsilon + \frac{3}{2}\left(1 + \frac{3}{2z}\right)\right|^2 + \left|\frac{9}{4z}\left(1 + \frac{1}{z}\right)\right|^2} \right) \qquad [16]$$

$$\frac{\alpha}{2k} = u = \frac{1}{2} q \varepsilon^2 \frac{\dfrac{9}{4z}\left(1+\dfrac{1}{z}\right)}{\left[\varepsilon + \dfrac{3}{2}\left(1+\dfrac{3}{2z}\right)\right]^2 + \left[\dfrac{9}{4z}\left(1+\dfrac{1}{z}\right)\right]^2} \qquad [17]$$

Le costanti del mezzo risultano perciò funzioni oltre che della quantità di acqua contenuta sotto forma di goccioline, del solo prodotto $\alpha \sqrt{f}$ attraverso la variabile ausiliaria $z$, potendo essere $\varepsilon$, $\nu$ ritenute costanti. Le formule suddette risolvono il problema che ci eravamo proposti.

Per rappresentare graficamente i risultati ottenuti ci interessa di esaminare le grandezze dei parametri in gioco. Osserviamo intanto che $\varepsilon$, che risulta inversamente proporzionale all'incirca alla pressione atmosferica, ha un valore piuttosto grande: anzi se ci riferiamo alla temperatura di 0 °C ed alla pressione atmosferica di 600 mmHg, corrispondente ad una altitudine di circa 2 km, possiamo prendere addirittura $\varepsilon = 10^6$. In corrispondenza agli stessi valori della temperatura e della pressione si ha per l'aria circa $\nu = 0{,}167$ C.G.S. Inoltre il campo di variabilità della variabile ausiliaria $z = \alpha \sqrt{\omega / 2\nu}$, assumendo come valori minimi $\alpha = 10^{-5}$ cm e $f = 5$ p/s, e massimi $\alpha = 10^{-2}$ cm e $f = 5.10^4$ p/s, si estende all'incirca da $z = 10^{-4}$ a $z = 10$.

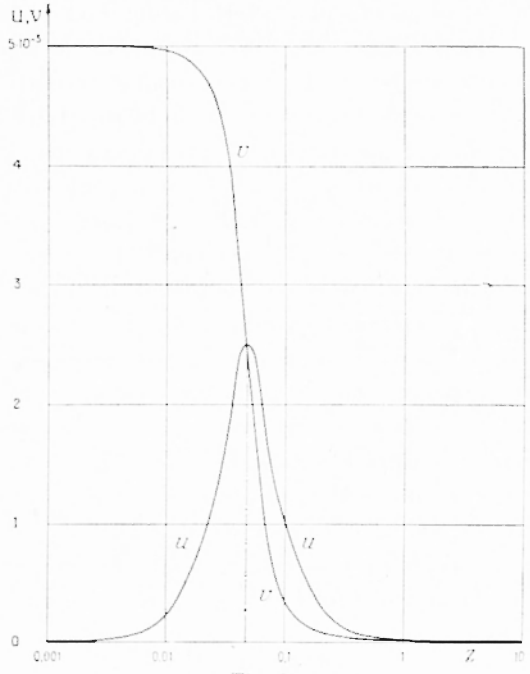

Fig. 2

Prendiamo infine $q = 10^{-3}$, corrispondente a 10 gr d'acqua per m$^3$ di nube, valore assai forte fra quelli rilevati sperimentalmente in natura (*).

Possiamo allora costruire il grafico di fig. 2 che riporta, in funzione di $z$, la parte immaginaria e quella reale diminuita dell'unità dell'indice di rifrazione complesso. Risulta chiaro che l'eccedenza massima, ed invero assai piccola, dell'indice di rifrazione reale dall'unità si verifica per valori piccoli di $z$, mentre per valori grandi di $z$ l'indice di rifrazione tende all'unità: invece il massimo della parte immaginaria cade per un valore intermedio che è prossimo a

$$z = \frac{3}{2\sqrt{\varepsilon}} . \qquad [18]$$

Questo valore della $z$ si ottiene, indipendentemente dal valore della pressione atmosferica, allorché

$$a\sqrt{f} = 1.1 \cdot 10^{-2}, \qquad [19]$$

e corrisponde, come già era stato notato da Lamb, al limite che divide il regime in cui la goccia è trascinata dall'onda sonora da quello in cui la goccia può essere considerata ferma.

Le formule [16], [17] assumono un aspetto espressivo, specie per quanto riguarda il rapporto delle costanti acustiche del mezzo con il moto delle goccioline, se si trasformano osservando che, con i valori da noi adottati per i vari parametri, la grandezza $3(1 + 3/2z)/2$ ha una importanza assai ridotta, come risulta dal calcolo numerico, sia nel numeratore dell'ultima frazione nella [16] che nel denominatore nelle [16] e [17]: ciò permette di trascurarla con un errore massimo limitato ad alcuni centesimi, in tutto il tratto di variabilità della $z$ che ci interessa, per la $u$, mentre che per la $v$ l'errore cresce oltre questo limite solo là ove la grandezza stessa diventa ormai insensibilmente piccola.

È necessario però avvertire che, mentre le formule [16] e [17] hanno validità generale, le relazioni cui ora perverremo rivestono solo carattere indicativo ed approssimativo, dimostrando una validità limitata ai valori numerici da noi considerati, poiché in linea generale non sarebbero possibili né lecite le semplificazioni adottate.

Poniamo allora

$$\operatorname{cotg} \varphi = \frac{9}{4\varepsilon z}\left(1 + \frac{1}{z}\right) , \quad 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2} , \qquad [20]$$

ed avremo dalle [16], [17] così

$$N = 1 + v \simeq 1 + \frac{1}{2} q(\varepsilon \cos^2 \varphi - 1), \qquad [21]$$

$$\frac{a}{2k} = u \simeq \frac{1}{4} q \varepsilon \operatorname{sen} 2\varphi \quad . \qquad [22]$$

Inoltre dalle [4], [5] ricaviamo

$$s \simeq \cos \varphi \; e^{-j\varphi} \quad . \qquad [23]$$

Da queste formule appare che le costanti del mezzo risultano funzioni oltre che delle grandezze $q$, $\varepsilon$ del solo angolo $\varphi$ che esprime lo sfasamento fra il moto della goccia e quello dell'aria. Dalla [20] risulta evidente che per piccoli valori di $z$ (goccie minute, frequenze basse) è circa $\varphi = 0$, e quindi per la [23] il trascinamento delle gocce è totale ed avviene in fase con il moto dell'aria: per grandi valori di $z$ (gocce grosse, frequenze alte) è circa $\varphi = \pi/2$, e quindi il trascinamento è pressoché nullo ed i moti della goccia e dell'aria sono in quadratura fra loro.

Dalle [21], [22], risulta poi che quando il trascinamento è nullo ($\varphi = \pi/2$) l'indice di rifrazione è reale e sensibilmente uguale all'unità, essendo sempre $q$ assai piccolo.

Il coefficiente della parte immaginaria dell'indice di rifrazione raggiunge il suo massimo $q\varepsilon/4$, allorché è $\varphi = \pi/4$, ed il trascinamento è solo parziale, cioè, per la [20], allorché si verifica la condizione [18]: in corrispondenza lo stesso valore assume anche l'eccedenza dall'unità della parte reale.

Infine allorché il trascinamento è completo ($\varphi = 0$) il coefficiente dell'immaginario è nuovamente nullo, mentre è massima la parte reale dell'indice di rifrazione, e praticamente uguale a $1 + q\varepsilon/2$.

Pur avendo assunto il valore $q = 10^{-5}$, cioè supposto nella nube il contenuto molto elevato di acqua di 10 gr/m$^3$ risulta $q\varepsilon/2 = 5.10^{-3}$. Ciò porta ad una eccedenza massima dell'indice di rifrazione dall'unità del 5‰: risulta quindi nelle condizioni naturali praticamente insensibile la modificazione delle proprietà acustiche del mezzo attraverso alla superficie di delimitazione della nube e della nebbia: ciò naturalmente per quanto si riferisce al fenomeno puramente meccanico da noi considerato.

Nei riguardi del coefficiente di assorbimento $\alpha$ le cose si presentano diversamente, poiché siccome il medesimo si deduce dalla $u$ moltiplicando quest'ultima per $2k = 2\omega/c$, risulta assai esaltata l'influenza della frequenza sonora: l'andamento della $\alpha$ può considerarsi, come facemmo per le $u$ e $v$, tenendo costante il contenuto $q$ di acqua

nella nube, ma riesce assai più interessante ed aderente alle condizioni naturali considerare invece come costante il numero delle goccie $n$ per unità di volume.

L'espressione di $\alpha$ che si deduce così dalla [17] è la seguente

$$\alpha = \frac{6\pi\nu n}{c} \frac{\sigma s^2(1+z)}{\left[s+\frac{3}{2}\left(1+\frac{3}{2z}\right)\right]^2+\left[\frac{9}{4z}\left(1+\frac{1}{z}\right)\right]^2}, \qquad [24]$$

che avrebbe potuto anche ottenersi a partire dall'assorbimento di una singola gocciolina come calcolato sinteticamente da Lamb. La formula precedente comprende, oltre all'analoga formula di Sewell quando si faccia $s = 0$, cioè si consideri la goccia immobile, anche la formula approssimata di assorbimento ottenuta da Brandt con considerazioni elementari. Quest'ultima però, sopratutto per la mancanza del fattore $1+z$ al numeratore, dà valori errati allorché $z$ è grande: per $z = 1$ l'errore per difetto è del 100%, mentre per valori inferiori all'unità l'approssimazione diventa sempre migliore con il diminuire di $z$ e la formula di Brandt finisce per diventare sostanzialmente equivalente alla [24].

Risulta dalla [24] che la $\alpha$ tende a zero allorché tende a zero $\nu$ l'assorbimento di energia è quindi da ascriversi per intero alla viscosità del mezzo. A rigore la formula [24] dovrebbe essere completata con l'aggiunta del termine, calcolato già da Rayleigh nel citato lavoro,

$$\frac{7}{9}\pi n k^4 a^6 \qquad [25]$$

che prende in conto l'energia perduta dall'onda primaria perché diffusa tutt'intorno. Nell'approssimazione da noi assunta nelle formule di Lamb da cui abbiamo preso le mosse per il nostro lavoro, il termine relativo fu trascurato per la sua piccolezza: ed infatti la correzione [25] al coefficiente di assorbimento [24] risulta trascurabile per tutti i valori delle frequenze sonore e dei raggi delle gocce da noi considerati.

Nel grafico di fig. 3 sono tracciate le curve che rappresentano, secondo la [24], la grandezza $\alpha$ in funzione della frequenza $f$, per diversi valori del raggio delle goccie, riferendoci al solito alla pressione di 600 mmHg ed alla temperatura di 0° C. e prendendo $n = 1000$ goccie per cm$^3$. Risultando però $\alpha$ semplicemente proporzionale ad $n$

il grafico fornisce i valori di $\alpha$ per qualsiasi $n$ ove si moltiplichino semplicemente le ordinate per $n/1000$.

Dal grafico e dalla formula emerge che per ogni valore di $a$ possono considerarsi due zone di variazione della $\alpha$, la prima per valori piccoli di $z$, in cui $\alpha$ ha andamento all'incirca proporzionale a $z^4$, cioè ad $f^2$, e la seconda in cui $\alpha$ è sensibilmente proporzionale ad $1 + z$, cioè crescente con $1/f$. La transizione dalla prima alla seconda zona, si effettua all'incirca al passaggio dal regime di trascinamento della goccia a quello di immobilità, in corrispondenza al verificarsi della già data condizione

$$a\sqrt{f} = 1.1 \cdot 10^{-2}.$$

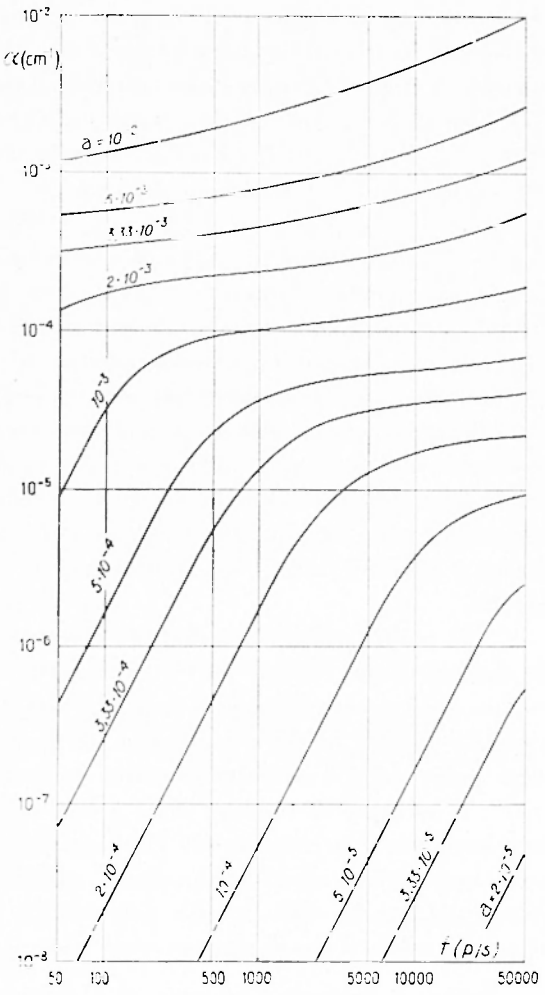


Fig. 3

È chiaro che, a parità di numero di goccie, l'assorbimento è forte allorché le gocce sono grosse, quindi in realtà quando il contenuto di acqua nella nube è forte, ed in queste circostanze si può arrivare a valori di $\alpha$ dell'ordine di $10^{-2}$ cm$^{-1}$, il che significa una attenuazione della intensità fortissima anche in pochi metri di percorso: in queste condizioni l'assorbimento dipende poco dalla frequenza. Invece allorché le goccie sono assai minute l'assorbimento può essere insensibile anche per lunghezza di percorso dell'ordine del chilometro, ma aumenta rapidamente al crescere della frequenza.

Ove il diametro delle goccie vari, per esempio le medesime si ingrossino, pur rimanendo costante il oro numero, l'assorbimento va crescendo rapidamente finché non si raggiunge il raggio limite assegnato, per la frequenza considerata, dalla [19]; in seguito molto più lentamente con l'ulteriore aumento del diametro delle goccie. Naturalmente queste considerazioni fanno astrazione, come fu già avvertito, dall'influenza dei fatti termodinamici che accompagnano la condensazione e l'evaporazione dell'acqua.

A conclusione del nostro studio sulla propagazione del suono in uno strato nebbioso, considerato dal punto di vista puramente meccanico, possiamo enunciare i seguenti più salienti risultati:

1) nel fenomeno possono distinguersi due regimi differenti a seconda che, per frequenze basse e raggi delle gocce piccoli, le gocce stesse siano trascinate dal moto dell'onda sonora, od al contrario, per frequenze alte e raggi grandi, possano considerarsi immobili. Al primo regime corrispondono le maggiori eccedenze dell'indice di rifrazione dall'unità, dovute alla presenza delle gocce, al secondo regime invece i massimi valori del coefficiente di assorbimento dell'energia sonora;

2) nelle condizioni naturali l'eccedenza dell'indice di rifrazione dall'unità non arriva all'1%. Viceversa il coefficiente di assorbimento può essere elevato, e tale da ridurre fortemente l'intensità sonora dell'onda anche nel percorso di pochi metri, allorché le gocce sono grosse ed il contenuto di acqua nella nube forte;

3) allorché il numero delle gocce rimane costante, ma queste ulteriormente si ingrossano per condensazione del vapore acqueo, l'assorbimento cresce rapidamente sino a quando si perviene ad un certo valore del raggio della goccia determinato dalla frequenza sonora: oltre tale valore l'assorbimento cresce ancora, ma assai più lentamente.

*Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Giugno 1950.*

## *RIASSUNTO*

*Nel lavoro si tratta, dal punto di vista puramente meccanico, il problema della propagazione del suono nell'aria contenente in sospensione goccioline di acqua di ugual raggio, ed uniformemente distribuite, tenendo conto della viscosità dell'aria, e del moto delle gocce sotto l'azione dell'onda sonora. Si arriva a determinare così l'indice*

*di rifrazione acustica, ed il coefficiente di assorbimento. Si possono distinguere nel fenomeno due differenti regimi, a seconda che, per frequenze alte e gocce grosse, queste ultime rimangano in quiete, oppure, per frequenze basse e gocce piccole, le gocce stesse vengano trascinate dall'onda sonora. Al primo regime corrispondono le maggiori variazioni dell'indice di rifrazione dall'unità, che però nelle condizioni naturali rimangono inferiori all'1%; al secondo regime corrispondono i massimi valori del coefficiente di assorbimento, che, se le gocce sono numerose e grosse, può diventare tale da ridurre fortemente l'intensità dell'onda sonora anche nello spazio di pochi metri. Se, rimanendo costante il numero delle gocce per unità di volume, le stesse si ingrossano per condensazione del vapore acqueo, l'assorbimento cresce, dapprima assai rapidamente sino ad un valore del raggio della goccia determinato dalla frequenza sonora; oltre tale valore l'assorbimento cresce ancora, ma assai più lentamente.*

## BIBLIOGRAFIA

(1) Phis. Zs. 42, 365, 1941.

(2) Phil. Mag. 47, 375, 1899.

(3) Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A 210, 239, 1910.

(4) ZS. f. Phys. 101, 511, 1937; Meteor. ZS. 55, 350, 1938.

(5) « Hydrodynamics » Cambridge, 1932, pagg. 657 sgg.

(6) Cfr. Gutenberg: *Lehrbuch der Geophysik*. Berlin 1929, pag. 712.

(7) Cfr. Napier Shaw: *Manual of Meteorology*, Cambridge 1930, vol. 3°, pag. 342.