

SONDAGGIO ACUSTICO DELLE NUBI

GUGLIELMO ZANOTELLI

Il metodo per l'esplorazione acustica delle nubi, che ci accingiamo ad esporre, si basa sullo studio del potere riflettente di queste per le onde sonore della gamma udibile, ed è diretto non alla determinazione degli elementi geometrici macroscopici, forma, dimensioni, distanza dalla superficie terrestre delle nubi stesse, ma alla conoscenza della intima costituzione, e cioè della quantità e della grandezza delle goccioline d'acqua che le compongono.

A tal fine si determina la dipendenza del coefficiente di riflessione di un banco di nubi, cioè del rapporto fra la potenza sonora riflessa e quella che vi incide normalmente, dalle suddette grandezze, e si studiano le curve rappresentative dello stesso coefficiente in funzione della frequenza sonora. In genere il coefficiente di riflessione dipende da diversi parametri legati alle condizioni dell'aria e dell'acqua comprese nella nube, ma soprattutto dalla temperatura e dalla pressione. Il calcolo teorico mostra tuttavia che in opportune condizioni è possibile di rendersi indipendenti da molti di questi parametri, ed in specie da quelli più variabili, temperatura e pressione, giungendo così a dedurre dalla determinazione del coefficiente di riflessione, in corrispondenza a certe frequenze caratteristiche, il raggio ed il numero delle goccioline di acqua contenute nell'unità di volume della nube.

Risulta anzi che in pratica un apprezzamento sommario dell'entità di tali elementi può ottenersi dal semplice esame della forma delle curve del coefficiente di riflessione in funzione della frequenza sonora, e che inoltre, per mezzo dell'osservazione degli spostamenti che dette curve subiscono nel piano rappresentativo al trascorrere del tempo, può seguirsi la evoluzione delle goccioline costituenti la nube, sia per evaporazione che per ulteriore condensazione di vapor acqueo sulle stesse, sia per l'eventuale suddivisione di ciascuna goccia, o viceversa per la riunione di più goccioline in una sola.

Il coefficiente di riflessione R entrando dall'aria secca in un banco di nubi di grande spessore, lateralmente indefinito e delimitato verso

la libera atmosfera da una superficie piana, costituito da goccioline sferiche di acqua tutte uguali e uniformemente distribuite, e colpito dal raggio sonoro sotto incidenza normale, fu già da me determinato ⁽¹⁾: procedetti allora dai risultati ottenuti da Oswatitsch ⁽²⁾ considerando il processo termodinamico cui è soggetta l'onda sonora in conseguenza della alterna condensazione ed evaporazione delle goccioline d'acqua; nonché da quelli da me medesimo ottenuti precedentemente ⁽³⁾ trattando del fenomeno meccanico dell'attrito opposto dalla viscosità dell'aria al trascinamento delle goccioline stesse nella oscillazione sonora.

Si ha approssimativamente, come mostrai a suo tempo,

$$R \simeq R_c + R_a \quad [1]$$

essendo R_c il coefficiente di riflessione per condensazione, che tiene conto cioè del fattore termodinamico, ed R_a il coefficiente di rifles-

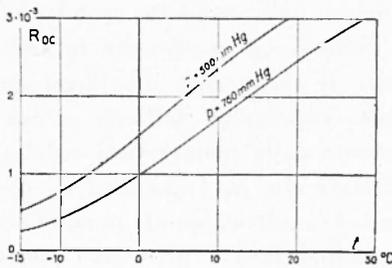


Fig. 1

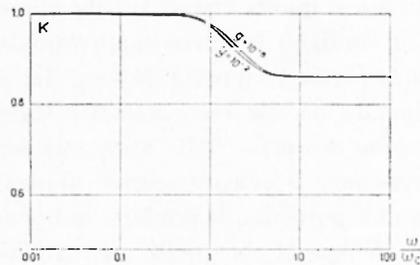


Fig. 2

sione per attrito, che tiene conto del fenomeno meccanico. Il primo dei due coefficienti è dato da

$$R_c = K \frac{R_{oc}}{\left| 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 g \right|^2 + \left| \frac{\omega}{\omega_c} \right|^2} \quad [2]$$

ove R_{oc} , che è il coefficiente di riflessione per condensazione per la frequenza zero, dipende solo dalla pressione atmosferica e dalla temperatura, ed è rappresentato nel grafico di fig. 1. K è un fattore numerico dipendente invece anche lievemente dalla frequenza $\omega/2\pi$ del suono, ma sempre compreso fra 1 e 0,8: il grafico di fig. 2 ne mostra l'andamento per la temperatura $t = 10$ °C e la pressione $p = 600$ mmHg. I due parametri ω_c e g valgono poi

$$\omega_c = \frac{q}{a^2} 3D \frac{1 + \gamma(\lambda_s - \lambda_f)}{1 + \frac{a_0}{a} + \frac{\lambda_s c_p \rho D}{k}}, \quad [3]$$

$$g = q \left(1 + \frac{a_0}{a} \right) \frac{c_1 \rho_1 D}{k} \frac{1 + \gamma(\lambda_s - \lambda_f)}{\left(1 + \frac{a_0}{a} + \frac{\lambda_s c_p \rho D}{k} \right)^2}. \quad [4]$$

In queste formule q è il rapporto fra il volume occupato nella nube dall'acqua contenutavi sotto forma di gocce e rispettivamente dall'aria; ρ , k , c_p , γ rappresentano rispettivamente la massa specifica, il coefficiente di conducibilità termica, il calore specifico a pressione costante ed il rapporto di quest'ultimo al calor specifico a volume costante per l'aria; ρ_1 , c_1 la massa specifica ed il calor specifico del-

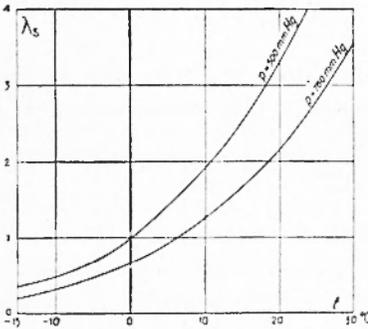


Fig. 3

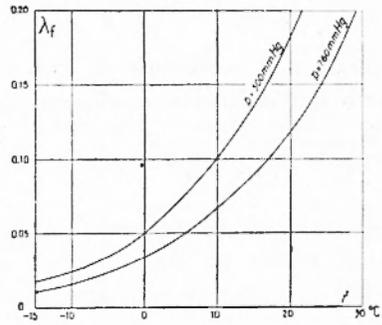


Fig. 4

l'acqua; D il coefficiente di diffusione del vapor acqueo nell'aria, a e a_0 il raggio delle goccioline ed un raggio caratteristico nel processo di accrescimento delle stesse per condensazione, che può ritenersi, per le normali circostanze meteorologiche alle nostre latitudini, essere $a_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ cm; infine λ_s e λ_f sono due funzioni della temperatura e della pressione rappresentate dai grafici delle figure 3 e 4 riprodotti dal lavoro di Oswatitsch.

Il grafico di fig. 5 descrive l'andamento del rapporto R_c/R_{oc} in funzione di ω/ω_c per la pressione di 600 mmHg e la temperatura di 10 °C. Come si vede, il coefficiente di riflessione per condensazione si mantiene praticamente uguale a R_{oc} dalla frequenza zero sino in prossimità di $\omega_c/2\pi$: è questa una frequenza di taglio, oltre la quale il potere riflettente decade rapidamente; per $\omega = \omega_c$ si ha all'incirca $R_c \cong 0,5 R_{oc}$. Il valore di g , che in realtà è sempre piccolo, al massimo qualche centesimo, se si tiene presente che in pratica si ha al

più $q = 10^{-5}$ in corrispondenza al contenuto assai rilevante di 10 g di acqua per m^3 di nube, influenza solo in misura ridotta l'ultimo tratto della curva del coefficiente di riflessione, ove questo è già molto piccolo.

Il coefficiente di riflessione per attrito è espresso con grande approssimazione da

$$R_a = \left(\frac{q(\varepsilon-1)^2}{4} \right) \frac{\left(\frac{2(\varepsilon-3)}{9(\varepsilon-1)} z+1 \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{z} \right)^2}{\left(\frac{2}{9} (2\varepsilon+1)z+1 \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{z} \right)^2}, \quad [5]$$

ove i parametri ε , z hanno i valori

$$\varepsilon = \frac{\varrho_1}{\varrho} - 1, \quad z = a \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}, \quad [6]$$

essendo ν il coefficiente di viscosità cinematico dell'aria, cioè il rapporto dell'ordinario coefficiente di viscosità μ alla massa specifica ϱ .

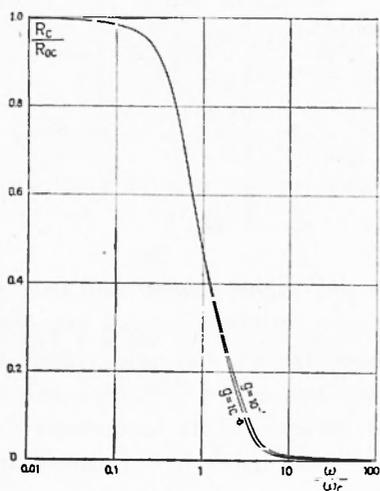


Fig. 5

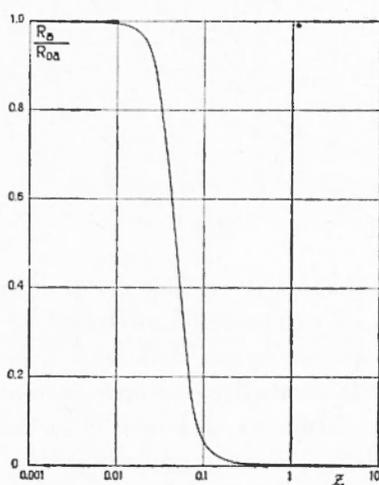


Fig. 6

Trascurando numeri dell'ordine dell'unità di fronte ad ε che è circa 10^3 , si ha più semplicemente

$$R_a \cong \left(\frac{q\varepsilon}{4} \right)^2 \frac{\left(\frac{2}{9} z+1 \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{z} \right)^2}{\left(\frac{4\varepsilon}{9} z+1 \right)^2 + \left(1 + \frac{1}{z} \right)^2}. \quad [7]$$

Il fattore

$$R_{0a} = \left(\frac{q(\varepsilon-1)}{4} \right)^2 \cong \left(\frac{q\varepsilon}{4} \right)^2 \quad [8]$$

è il coefficiente di riflessione corrispondente alla frequenza zero; pur assumendo $q = 10^{-5}$, si ha per R_{0a} il valore assai modesto $6,25 \cdot 10^{-6}$.

L'andamento del rapporto R_u/R_{0u} è espresso in funzione di z del grafico di fig. 6 e rassomiglia nel primo tratto a quello dell'analogo rapporto per condensazione. Come frequenza di taglio può essere assunta ora quella per cui

$$z = \frac{3}{2\sqrt{\varepsilon}} \quad [9]$$

che corrisponde alla pulsazione

$$\omega_a = \frac{1}{a^2} \frac{9v}{2\varepsilon} \cong \frac{1}{a^2} \frac{9u}{2Q_1} ; \quad [10]$$

a tale frequenza è circa $R_u \cong 1,5 R_{0u}$. Invece per z molto grande questo coefficiente di riflessione tende al valore costante e piccolissimo $R_u \propto (q/8)^2$.

Le due frequenze di taglio per condensazione e rispettivamente per attrito rivestono importanza fondamentale ai nostri fini e quindi ci interessa di studiarle più attentamente. Secondo la [3] la ω_c è proporzionale al rapporto q fra i volumi dell'acqua e dell'aria nella nubi, e diminuisce al crescere del raggio delle gocce; la ω_a invece secondo la [10] è indipendente da q ed inversamente proporzionale al quadrato del raggio delle gocce. Riferiamoci ai già indicati valori di una pressione atmosferica di 600 mmHg, ed una temperatura di 10 °C: in queste condizioni l'andamento delle due frequenze di taglio in funzione del raggio delle gocce risulta dalla fig. 7. Le stesse risultano sempre assai diverse fra loro: per il valore massimo $q = 10^{-5}$ la ω_a è poco meno che un centinaio di volte maggiore della ω_c ; tale intervallo cresce ancora per valori minori del contenuto di acqua.

Passiamo ora ad esaminare quali possono essere gli effettivi elementi su cui basare il sondaggio acustico delle nubi:

1) Il rilevamento dei due coefficienti di riflessione termodinamico e rispettivamente meccanico, per una o più frequenze dei relativi campi di azione, e la deduzione delle caratteristiche delle gocce attraverso le formule [2] e [5].

2) La determinazione delle frequenze di taglio $\omega_c/\sqrt{2}\pi$ e $\omega_c/2\pi$ per mezzo del rilevamento del coefficiente di riflessione in due bande di frequenza circoscritte, e la loro interpretazione con le [3] e [10].

3) Il rilevamento dell'andamento del coefficiente di riflessione in funzione della frequenza in una estesa banda di frequenze e la deduzione delle caratteristiche degli elementi costitutivi della nube dalla forma delle curve relative.

Discutiamo separatamente queste tre possibilità che si presentano

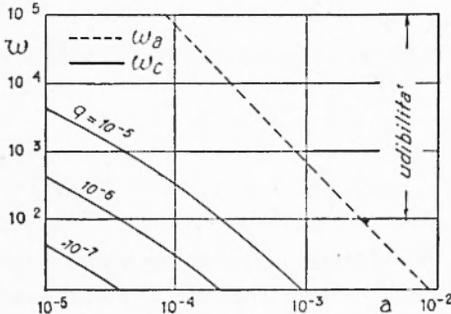


Fig. 7

per il nostro fine. Il rilevamento del coefficiente di riflessione consiste nell'apprezzerne l'entità della energia riflessa in rapporto a quella incidente alla superficie dello strato nuvoloso: il valore di questo rapporto non coincide certo con quello, rilevabile alla superficie terrestre, fra energia emessa dal trasmettitore delle onde sonore e ricevuta dal

ricevitore. La determinazione quantitativa richiede la esatta conoscenza dei rendimenti di questi organi, questione che rientra sostanzialmente fra quelle di natura sperimentale, nonché degli angoli solidi da considerare alla trasmissione ed alla ricezione, cioè delle caratteristiche di difettività del trasmettitore e del ricevitore; c'è anche da considerare l'assorbimento atmosferico nel percorso di andata e ritorno del raggio sonoro. Evidentemente la misura, diciamo così assoluta, del coefficiente di riflessione per una data frequenza è legata alla incertezza di tutti questi elementi, e presenta perciò difficoltà di gran lunga superiori a quelle del rilevamento delle frequenze di taglio, o dello studio qualitativo dell'andamento del coefficiente di riflessione al variare della frequenza. È da ritenere perciò che, salvo circostanze particolari, questa prima via non si presti ad una agevole attuazione, e pertanto su questo punto non ci soffermiamo ulteriormente.

Il rilevamento delle frequenze di taglio richiede l'esplorazione di una gamma più o meno larga di frequenze, ed in sostanza non va disgiunto dalla terza possibilità, quella del rilevamento della curva

del coefficiente di riflessione in funzione della frequenza. Si tratta in pratica di predisporre un trasmettitore a frequenza sonora variabile, ed un ricevitore che possa misurare il rapporto fra i segnali ricevuti, direttamente e rispettivamente per riflessione. La realizzazione sperimentale con apparecchiature elettroacustiche può prevedere una trasmissione ad impulsi, con treni di onde sonore sinusoidali, dato il tempo notevole intercorrente fra la ricezione dell'impulso diretto e di quello riflesso a causa della bassa velocità del suono nell'atmosfera. Oppure potrebbe pensarsi all'emissione di un impulso aperiodico, ed all'esame della forma del segnale ricevuto dopo la riflessione, per ricavarne i rapporti di attenuazione delle varie componenti armoniche; ma questa seconda via si presenta più ardua sia dal punto di vista teorico che da quello sperimentale.

Conosciuta la frequenza di taglio per attrito $\omega_a/2\pi$ è immediatamente determinabile, per mezzo della [10], il raggio delle goccioline riflettenti. Poiché il coefficiente di viscosità cinematico è inversamente proporzionale alla massa specifica dell'aria, $\nu = \mu/\rho$ ove μ è l'ordinario coefficiente di viscosità, e poiché è molto prossimamente $\varepsilon = \rho_l/\rho$, la [10] risulta praticamente indipendente dalla pressione atmosferica, e solo dipendente dalla temperatura in quanto ne dipendono il coefficiente di viscosità e la massa specifica dell'acqua; peraltro l'effetto della temperatura, il cui intervallo di variazione è nella realtà limitato a poche decine di gradi, è relativamente tenue per ambedue queste grandezze, sì da influenzare ben poco la determinazione del raggio delle goccioline con la relazione

$$a \cong \sqrt{\frac{1}{\omega_a} \frac{9\mu}{2\rho_l}} \quad [11]$$

direttamente ricavabile dalla [10]. Conosciuto il raggio a si passa con la [3] alla determinazione del volume di acqua contenuto per unità di volume di nube per mezzo della conoscenza della frequenza di taglio per condensazione, o meglio servendoci della espressione del rapporto fra le due frequenze di taglio

$$\frac{\omega_c}{\omega_a} \cong q \frac{2\rho_l D}{3\mu} \frac{1 + \gamma(\lambda_s - \lambda_l)}{1 + \frac{a_0}{a} + \frac{\lambda_s c_p \rho D}{k}} \quad [12]$$

che dipende in genere solo lievemente dal raggio delle gocce, se queste non sono piccolissime. In questa formula incide più che altro la variazione della pressione sul valore della D , che le è all'incirca inver-

samente proporzionale, mentre l'effetto è minore per la λ_* , la cui variazione agisce nello stesso senso al denominatore ed al numeratore. Comunque per tener conto della influenza esatta della pressione e della temperatura è necessaria la loro preventiva conoscenza, da desumersi per altra via.

Una volta note le grandezze a e q risulta determinato anche il numero N delle goccioline contenute per unità di volume di nube, per mezzo della ovvia relazione intercorrente tra queste tre grandezze

$$q = \frac{4}{3} \pi a^3 N. \quad [13]$$

Risulta sin da ora evidente come la determinazione del raggio delle gocce sia più agevole di quella del loro numero, cioè della quantità di acqua contenuta nell'unità di volume della nube. In realtà la determinazione di queste ultime grandezze, collegata alla determinazione di ω_c , è più difficile anche perché spesso la $\omega_c/2\pi$ cade al disotto della frequenza limite inferiore di udibilità per l'orecchio umano, come può vedersi dalla fig. 7. Viceversa per gocce assai piccole può cadere al disopra della frequenza limite superiore di udibilità la $\omega_s/2\pi$, ed allora il sondaggio diventa problematico. Nel primo dei due casi, ove la ω_c risulti eccessivamente bassa, un criterio di giudizio per stabilire la q potrebbe essere dato dall'apprezzamento del coefficiente di riflessione $R_{om} = (q\epsilon/4)^2$; cioè una riflessione intensa sarebbe indizio di forte contenuto di acqua. A questo criterio vanno però applicate le stesse riserve, circa l'influenza dei fattori estranei sulla determinazione quantitativa del coefficiente di riflessione, cui abbiamo già accennato.

Il rilevamento dell'andamento del coefficiente di riflessione in funzione della frequenza richiede una disposizione sperimentale dello stesso tipo di quella prevista per il rilevamento delle frequenze di taglio, e cioè trasmettitore a frequenza variabile nel campo di udibilità e ricevitore con dispositivo di misura del rapporto fra segnale diretto e segnale riflesso. Si tratta poi, data la curva del coefficiente globale di riflessione ottenuta sperimentalmente, di risalire alle caratteristiche degli elementi costitutivi della nube. Ci occorre perciò innanzitutto di stabilire l'andamento teorico del coefficiente di riflessione complessivo in funzione della frequenza a partire dai due coefficienti R_c e R_n . Si osservi però che R_c dipende, secondo la [2], dalla q e dalla a in modo complicato attraverso alle ω_c e g , parametri che a lor volta dipendono dalla pressione e dalla temperatura, mentre R_n

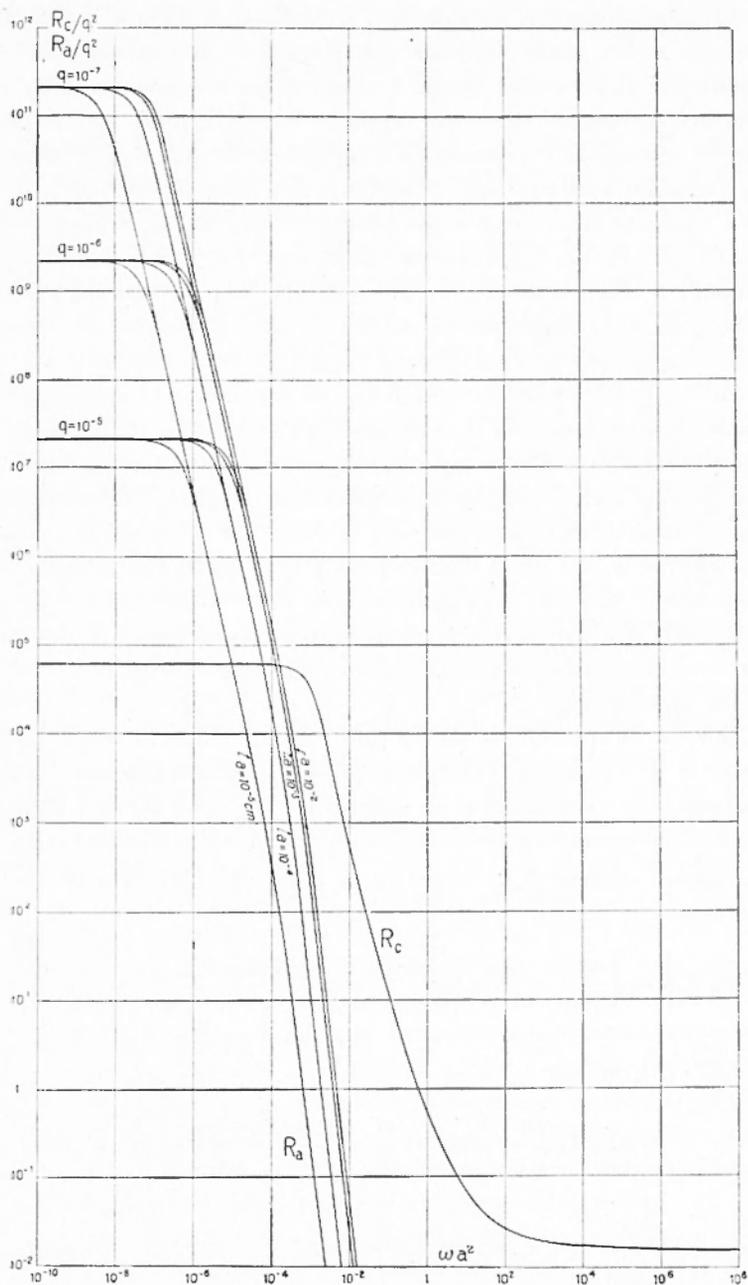


Fig. 8

dipende esplicitamente, secondo la [5], dalla q , e dalla a invece attraverso alla z . Un modo semplice per procedere al confronto dei due coefficienti è il seguente: fissati i valori della pressione e della temperatura tracciamo le curve del rapporto R_c/q^2 , il quale per frequenze superiori alla $\omega_c/2\pi$ è praticamente indipendente dalla q , in funzione della variabile ausiliaria ωa^2 ; tracciamo poi sullo stesso foglio la curva del rapporto R_a/q^2 , che è pure indipendente da q , sempre in funzione di ωa^2 . In fig. 8 è riportato il grafico ottenuto così nelle solite condizioni di temperatura e di pressione 10 °C e 600 mmHg, avendo usufruito di scale logaritmiche sia per le ascisse che per le ordinate.

Dall'esame di questo diagramma appare che per un primo tratto, nell'ambito delle frequenze più basse, il fenomeno termodinamico è nettamente prevalente, ed il coefficiente di riflessione complessivo viene a coincidere con quello per condensazione. Segue poi un intervallo di transizione dal fenomeno termodinamico a quello meccanico, attorno ad una certa pulsazione ω_t per cui $R_c \cong R_a$, nel quale ha in realtà effetto la [1] ed il coefficiente di riflessione risulta dalla somma dei due coefficienti per condensazione e per attrito. Infine per frequenze più alte prende definitivamente il sopravvento il fenomeno di attrito, che determina praticamente da solo il coefficiente di riflessione complessivo.

La zona di transizione separa due regioni in cui le curve dei due coefficienti di riflessione procedono pressappoco rettilineamente nella rappresentazione logaritmica, in quanto gli stessi coefficienti risultano all'incirca inversamente proporzionali al quadrato della frequenza sonora. Infatti allorché è $\omega_c \ll \omega \ll \omega_c/g$ dalle [2], [3] si ottiene semplicemente

$$R_c \cong KR_{oc} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 = KR_{oc} \left(\frac{q}{\omega a^2} \right)^2 (3D) \left(\frac{1 + \gamma(\lambda_s - \lambda_f)}{1 + \frac{a_0}{a} + \frac{\lambda_s c_p \rho D}{k}} \right)^2, \quad [14]$$

o, per la [13], anche

$$R_c \cong KR_{oc} \left(\frac{aN}{\omega} \right)^2 (4\pi l)^2 \left(\frac{1 + \gamma(\lambda_s - \lambda_f)}{1 + \frac{a_0}{a} + \frac{\lambda_s c_p \rho D}{k}} \right)^2. \quad [15]$$

Quando invece è $\omega_a \ll \omega \ll 4\varepsilon\omega_a/9$ dalle [6], [7], [10] si ricava approssimativamente

$$R_a \cong R_{oa} \left(\frac{\omega_a}{\omega} \right)^2 = \left(\frac{9v}{8} \right)^2 \left(\frac{q}{\omega a^2} \right)^2, \quad [16]$$

o, per la [13], anche

$$R_a \cong \left(\frac{3\pi v}{2} \right)^2 \left(\frac{aN}{\omega} \right)^2. \quad [17]$$

Si rilevi la scarsa influenza esercitata nel valore [14] del coefficiente di riflessione per condensazione dalla presenza, nel denominatore dell'ultimo fattore, del raggio delle goccioline, almeno sinché quest'ultimo non è molto piccolo. Se ne deduce che il coefficiente di riflessione complessivo viene ad essere, nelle due regioni contigue alla transizione, all'incirca proporzionale alla grandezza $(q/\omega a^2)^2$ od anche alla grandezza $(aN/\omega)^2$. L'aver messo in luce questa circostanza ci tornerà utile in seguito per la nostra discussione.

Sommando le ordinate nel grafico di fig. 8 si ottiene, secondo la [1], la R/q^2 , ma praticamente questa curva viene a coincidere, nella rappresentazione logaritmica, con le curve di R_c/q^2 nel primo tratto e di R_a/q^2 nell'ultimo, distaccandosene sensibilmente solo nella regione di transizione. Cambiando poi le unità di misura sugli assi coordinati possono ricavarsi le curve $R(\omega)$. Possiamo quindi sin da ora prevedere che in queste nuove curve si distingueranno i seguenti tratti caratteristici: un primo tratto orizzontale, per $\omega \ll \omega_c$, in cui $R \cong R_{\omega_c}$, indipendente da q e da a , dipende solo dalle condizioni ambientali di temperatura e di pressione; la regione del gomito della curva di condensazione attorno alla pulsazione di taglio ω_c ; il tratto quasi rettilinea per condensazione, allorché $\omega_c \ll \omega \ll \omega_t$, in cui valgono le [14], [15]; la regione di transizione dal regime termodinamico a quello meccanico, sino al gomito della curva per attrito, attorno alle pulsazioni ω_t ed ω_a ; il tratto quasi rettilineo per attrito, per cui $\omega_a \ll \omega \ll 4\epsilon\omega_a/9$, in cui valgono le [16], [17]; infine, per frequenze maggiori, il tratto in cui il coefficiente di riflessione tende al valore costante $(q/8)^2$. Se si fa astrazione dal primo tratto orizzontale, il coefficiente di riflessione risulta sempre più o meno esattamente proporzionale a q^2 , il che significa che al variare di q , per a costante, la curva rappresentativa subisce una traslazione in direzione verticale, alterandosi solo lievemente nella forma. Invece la variazione di a , per q costante, determina uno spostamento in senso orizzontale e contemporaneamente varia l'ampiezza della regione compresa tra ω_t ed ω_a .

Nella realtà solo una parte relativamente esigua della curva $R(\omega)$ viene a cadere nell'ambito delle frequenze udibili, cioè solo un particolare tratto di tale curva, differente a seconda del valore di a , potrà venire osservato sperimentalmente, e sarà utilizzabile ai fini

del sondaggio. Nella fig. 9 sono riportate appunto le varie curve che si desumono dal grafico di fig. 8 per R , esprimendo in ascisse le ω invece delle ωa^2 , e prendendo in considerazione le sole frequenze comprese entro la gamma di udibilità. Come si vede, dall'aspetto delle

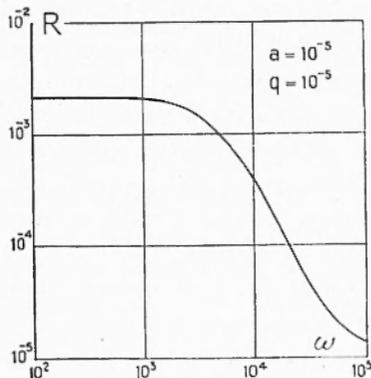


Fig. 9a

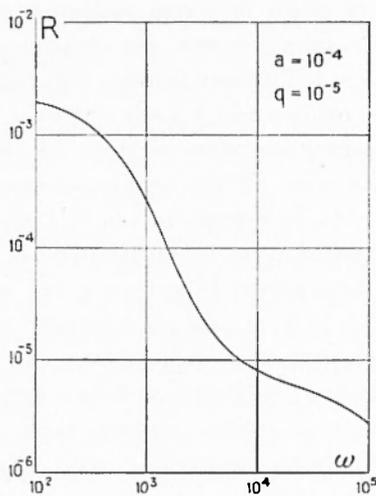


Fig. 9b

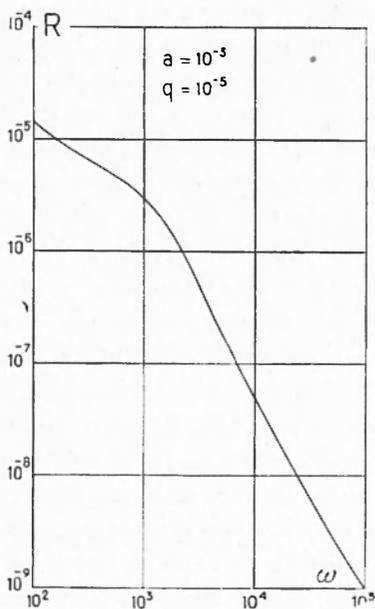


Fig. 9c

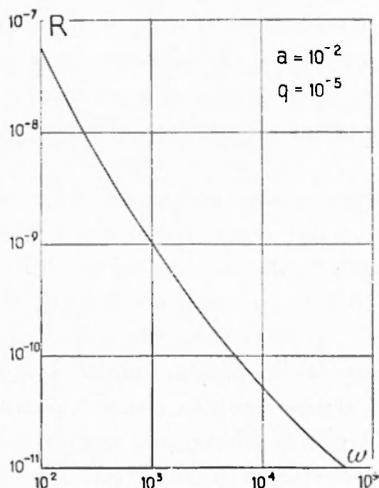


Fig. 9d

curve $R(\omega)$ è possibile dedurre il raggio delle gocce: per $a = 10^{-5}$ cm (fig. 9a) si ha la semplice caratteristica di un filtro passa-basso; per $a = 10^{-4}$ cm si palesano simultaneamente (fig. 9b) ambedue le frontiere di taglio in ω_c ed ω_a ; per $a = 10^{-3}$ cm cade ormai (fig. 9c)

nel campo di udibilità la sola ω_a ; infine per $a = 10^{-2}$ cm ambedue le frequenze di taglio sono (fig. 9d) al disotto dell'udibilità ed il fattore di riflessione tende, al crescere della frequenza, al valore costante già detto. Le curve ora mostrate sono quelle relative a $q = 10^{-5}$, ma diminuendo od aumentando quest'ultimo valore non si viene ad alterarne sostanzialmente l'aspetto, ma solo a distanzare più o meno la posizione delle frequenze di taglio. È questa una caratteristica rilevante, che l'aspetto del tratto della curva $R(\omega)$ che cade nell'udibilità dipende principalmente dal raggio delle gocce e non dalla quantità di acqua contenuta nell'unità di volume di nube: quest'ultimo elemento si potrebbe arguire dalla maggiore o minore distanza in ordinate delle due frontiere di taglio ove simultaneamente rilevabili: in pratica una volta interpretato qualitativamente il grafico con un esame sommario, la determinazione di a e di q può farsi dai valori di ω_a e del rapporto ω_c/ω_a per mezzo delle [11], [12], od anche, salvo le riserve fatte precedentemente, con la [8] dal valore di R_{on} .

Per la costruzione del grafico ora descritto e per la relativa discussione, ci siamo riferiti per semplicità ad una particolare condizione di temperatura e di pressione. È logico chiedersi ora se le conclusioni raccolte possano estendersi a condizioni diverse, cioè particolarmente se in tal caso vengano conservate le caratteristiche delle curve del coefficiente di riflessione, specie nel tratto relativo al fenomeno di attrito che è il più interessante ai fini del sondaggio acustico. Osserviamo a questo proposito che il coefficiente per attrito potrebbe venir mascherato da quello per condensazione anche oltre la pulsazione di taglio ω_a , se nel grafico di fig. 8 la curva per condensazione, pur conservando approssimativamente la sua propria forma subisse una sufficiente traslazione o verso l'alto (cioè R_c aumentasse), o verso destra (cioè aumentasse ω_c), e ciò tanto più facilmente quanto maggiore fosse il raggio a .

Consideriamo allora nelle espressioni [3] della pulsazione di taglio per condensazione e [14] del relativo coefficiente di riflessione il ruolo del fattore $[1 + \gamma(\lambda_s - \lambda_t)] [1 + (a_0/a) + (\lambda_s c_p \varrho D/k)]$. Per l'aria il coefficiente di diffusione è dato con buona approssimazione, in unità C.G.S., da $D = 0,22 [1 + (t/273)]^{1,75} \cdot 760/p \approx 0,22 (1 + 0,0064 t) \cdot 760/p$; quindi il prodotto ϱD risulta indipendente dalla pressione, e solo lievemente dipendente dalla temperatura. Così è anche all'incirca per il rapporto $c_p/k \approx 4 \cdot 10^3$, e quindi la grandezza $c_p \varrho D/k$ si mantiene

pressappoco costante e di valore non molto diverso da $\gamma = 1,40$. Ne deriva, tenuto presente il fatto che è sempre $\lambda_s \gg \lambda_t$, che nella condizione più sfavorevole, quando $a_0/a < 1$, il fattore che a noi interessa si mantiene prossimo all'unità, limitandosi le variazioni apportate dalle ammissibili variazioni di temperatura e di pressione atmosferiche ad alcuni centesimi del suo valore. Secondo la [14] il coefficiente di riflessione per condensazione risulta allora all'incirca proporzionale al quadrato del coefficiente di diffusione, e cioè inversamente proporzionale al quadrato della pressione, e pochissimo dipendente dalla temperatura.

Il coefficiente di viscosità per l'aria può essere d'altra parte espresso con la formula empirica di Grindley e Gibson $\mu = 0,00017(1 + 0,00329t)$ ed è praticamente indipendente dalla pressione, così che $\nu = \mu/\rho$ risulta inversamente proporzionale a quest'ultima: secondo la [16] anche il coefficiente di riflessione per attrito è così inversamente proporzionale al quadrato della pressione e solo lievemente dipendente dalla temperatura.

Da tutto ciò deriva che mentre le variazioni di temperatura, limitate in pratica a poche decine di gradi, possono produrre qualche leggero spostamento della posizione reciproca dei tratti rettilinei e paralleli dei due coefficienti di riflessione in rappresentazione logaritmica, anche notevoli variazioni di pressione non hanno, a parità di valore della grandezza R_{oc} , altro effetto che di spostare insieme i suddetti tratti mantenendone costante la distanza. Tale distanza viene in effetti a dipendere dalla temperatura e dalla pressione solo per il tramite di R_{oc} , in quanto e per l'unico fatto che questa grandezza ne dipende. Possiamo domandarci quale sarebbe la condizione limite per cui il tratto rettilineo del coefficiente di riflessione per condensazione venisse ad allinearsi ed a costituire la prosecuzione del tratto rettilineo del coefficiente per attrito, dato che, come è ovvio, i due tratti hanno già la stessa pendenza nel diagramma logaritmico $R(\omega)$, essendo ambedue i coefficienti inversamente proporzionali al quadrato della frequenza sonora. Tale condizione si stabilisce immediatamente imponendo l'uguaglianza dei due coefficienti per una stessa generica pulsazione, cioè uguagliando la [16] alla [14], nella quale l'ultimo fattore può essere preso semplicemente uguale ad uno. Così facendo risulta per R_{oc} un valore dell'ordine di 10^{-1} , mentre nella realtà e secondo quanto appare dal grafico di fig. 1, anche nelle peggiori condizioni, temperatura alta e pressione bassa, non si arriva neppure al valore 10^{-2} . Ciò significa che, pur con i maggiori valori di R_{oc} ammissi-

sibili in pratica il tratto rettilineo per condensazione si mantiene sempre a sinistra di quello per attrito, cioè che il coefficiente di riflessione per condensazione non arriva mai a mascherare, per $\omega > \omega_a$ il coefficiente per attrito, e che quindi l'aspetto delle curve $R(\omega)$ non viene sostanzialmente modificato nemmeno nelle più sfavorevoli condizioni di temperatura e di pressione.

Alla stessa conclusione si arriva considerando la [12], ed imponendo la condizione $\omega_c/\omega_a = 1$, cioè che la frequenza di taglio per condensazione raggiunga quella per attrito: pur prendendo il valore massimo ammissibile $q = 10^{-5}$, necessiterebbe che il coefficiente di diffusione D risultasse un centinaio di volte maggiore del normale, cioè che la pressione si riducesse a valori corrispondentemente bassi ed inammissibili in pratica.

All'inizio di questo nostro lavoro abbiamo posto la esplicita premessa di considerare la riflessione su un banco di nubi di grande spessore: ciò era determinato dalla necessità che si potessero trascurare le riflessioni all'uscita del banco, o su eventuali strati successivi. Nella realtà l'assorbimento dell'onda sonora nell'interno delle nubi è abbastanza forte, specie per il fenomeno di attrito ed alle frequenze elevate, da assicurarci che questa esigenza possa essere soddisfatta anche con spessori moderati. Ma se per l'osservazione sperimentale è effettivamente adottata la trasmissione ad impulsi da noi avanti prevista, gli stessi intervalli di tempo, intercorrenti fra i segnali originati dalle riflessioni su eventuali superfici di discontinuità successive a quella di ingresso, appaiono sufficienti a riconoscerle e ad individuarle.

Prima di procedere è anche opportuno considerare due circostanze che potrebbero suggerire qualche dubbio sulla piena applicabilità dei risultati desunti dalla teoria termodinamica di Oswatitsch. La prima di queste discende dalla osservazione che per il calcolo del coefficiente di riflessione per condensazione si parte dall'indice di rifrazione che presenta un banco di nubi, entrandovi dall'aria secca: ora non è detto che in prossimità della superficie d'ingresso la condizione dell'assenza di umidità dall'aria sia soddisfatta; se così non fosse si avrebbe un riavvicinamento dell'indice di rifrazione all'unità, ed una conseguente diminuzione del coefficiente di riflessione. Tuttavia non verrebbe a spostarsi la frequenza di taglio $\omega_c/2\pi$ che dipende solo dalle caratteristiche del mezzo riflettente e non da quelle del mezzo d'ingresso, e quindi resterebbero in vigore le determinazioni basate sul rilevamento di tale frequenza.

Il secondo punto riguarda una obiezione sollevata dallo stesso Oswatitsch in appendice al suo lavoro, circa la validità quantitativa dei risultati da lui ottenuti per gocce piccole, di raggio inferiore a 10^{-4} cm, in conseguenza della mutata forma della legge di accrescimento delle gocce nel processo di condensazione. Tale riserva deve venir conservata anche nei riguardi del presente metodo, per la parte direttamente derivante dalla teoria termodinamica, e per gocce di raggio molto ridotto.

Sofferamoci anche brevemente a considerare l'effetto, ai fini del sondaggio acustico, della eventualità che le goccioline costituenti ciascun elemento di volume del banco di nubi non siano tutte dello stesso raggio. Rinunciando ad ogni pretesa di apprezzamento rigoroso, che implicherebbero naturalmente una nuova impostazione teorica, possiamo procedere ad una valutazione sommaria ammettendo la semplice sovrapponibilità degli effetti prodotti dalle diverse aliquote q dell'acqua costituente le gocce dei vari raggi a , contenuta nell'unità di volume di nube.

Riferiamoci al caso tipico che dette aliquote siano tutte uguali per i vari raggi delle gocce, condizione questa che non dovrebbe essere troppo discosta dalla realtà nell'ipotesi che le gocce si siano formate in un ambiente in cui, pur essendo il vapor acqueo distribuito inizialmente in modo uniforme, non altrettanto fosse dei nuclei di condensazione, oppure nell'ipotesi che le gocce più grosse derivassero dalla riunione di più gocce minori. Dalla semplice ispezione dei diagrammi di fig. 9 risulta che, a pari q , il coefficiente di riflessione è, per ogni frequenza, sempre maggiore per quanto minore è il raggio delle gocce, salvo per il tratto iniziale allorché R rimane costante e dipendente solo dalla pressione e dalla temperatura dell'ambiente. Ne deriva che hanno effetto predominante nel fissare il coefficiente di riflessione complessivo alle varie frequenze proprio le gocce di raggio minore; cosicché appare presumibile, nelle supposte condizioni, che sulla determinazione del raggio delle goccioline costituenti la nube non debba influire in maniera perturbatrice la presenza di un piccolo numero di gocce più grosse.

Diversamente dovrebbe invece concludersi nell'altro caso tipico che le gocce siano distribuite nell'unità di volume del banco nuvoloso in aliquote di ugual numero N per ogni diverso raggio a . In questo caso una valutazione sommaria del coefficiente di riflessione complessivo è immediata per i campi di frequenze sonore in cui valgono

le relazioni di proporzionalità [15] e [17]: risulta infatti che nella sovrapposizione dei coefficienti di riflessione parziali corrispondenti alle aliquote di diverso raggio prevale il contributo della aliquota di raggio maggiore, che raccoglie d'altra parte in questo caso quasi per intero la massa di acqua liquida contenuta nella nube.

In relazione alle precedenti considerazioni è anche da tenere in debito conto il fatto che le onde sonore della ordinaria gamma udibile da impiegarsi nel presente metodo sono dotate di scarsa direttività, e che le formazioni nuvolose si presentano per lo più irregolari e frastagliate, relativamente diverse dal banco piano ed indefinito cui il calcolo teorico fa riferimento per le esigenze di una ragionevole semplicità di trattazione. I risultati ottenuti nella pratica applicazione dovranno in genere essere riferiti non tanto ad un determinato elemento della nube, bensì a tutta la regione, più o meno ampia, investita dall'onda sonora, ed automaticamente ciò porterà a considerare dei valori medi sia per il raggio che per la densità di distribuzione delle goccioline di acqua.

Ci interessa di vedere anche quali sono i limiti pratici, data la sensibilità ottenibile dagli apparecchi, per l'effettivo rilevamento dell'onda riflessa, tenuto conto che, come abbiamo già osservato, il coefficiente di riflessione per attrito è piuttosto piccolo, e dal valore $R_{01} = 6,25 \cdot 10^{-6}$ scende sino ai valori $(q/8)^2$. Mostriamo che, usando come strumento di zero all'uscita del ricevitore lo stesso orecchio umano, che è dotato di una elevatissima sensibilità nella parte centrale della gamma di udibilità, è prevedibile la possibilità di ricevere l'onda riflessa anche con coefficienti di riflessione assai bassi. Immaginiamo dunque che la potenza acustica sia radiata dal trasmettitore, supposto privo di ogni caratteristica direttiva, entro il semispazio delimitato dalla superficie terrestre, cioè entro l'angolo solido 2π ; il ricevitore sia invece fornito di un collettore del suono di modeste dimensioni, uno specchio circolare di un metro di raggio, $r = 1$ m: il banco nuvoloso riflettente si trovi poi alla quota di 2000 m e quindi, per incidenza normale, la distanza tra trasmettitore e ricevitore sia $d = 4000$ m. Lo specchio ricevitore è dunque visto dal trasmettitore, riflesso nella superficie delle nubi, sotto un angolo solido dato da $\Omega = \pi r^2/d^2 = \pi \cdot 10^{-6}/16$: il rapporto tra potenza ricevuta W_r e potenza radiata W_t sarà perciò, a parte l'eventuale assorbimento atmosferico, $W_r/W_t = R \Omega/2\pi = R \cdot 10^{-6}/32$. Se si ammette una amplificazione in potenza nel ricevitore di 10^3 volte, e si parte da una potenza tra-

smessa di 100 watt, si ha una potenza all'uscita del ricevitore data da $10^5 \cdot R \cdot 10^{-6} \cdot \mathcal{F}_t/32 \cong 3 \cdot 10^{-3} R$.

Con un coefficiente di riflessione anche basso, ad esempio 10^{-10} , (per $q = 10^{-7}$ è $R_{on} = 6,25 \cdot 10^{-10}$), si ha la potenza utile di $3 \cdot 10^{-13}$ watt, largamente superiore a quella della soglia di udibilità dell'orecchio umano che si ritiene dell'ordine di 10^{-18} watt/cm² alla frequenza di circa 2000 p/s. Alle frequenze più basse tale soglia, come è noto, cresce notevolmente; però in questo campo, in cui ormai domina il fenomeno termodinamico, è anche più forte il coefficiente di riflessione. Invece la potenza riflessa potrebbe essere insufficiente per la rivelazione alle frequenze prossime al limite superiore di udibilità, ove verrebbe a cadere la frequenza di taglio per attrito per gocce relativamente piccole.

Vogliamo da ultimo accennare alle possibilità che il nostro metodo di sondaggio acustico delle nubi presenta per lo studio della evoluzione nel tempo degli elementi costitutivi di queste, cioè del raggio e del numero delle gocce od anche della quantità di acqua liquida contenutavi; a prescindere naturalmente dalla ovvia possibilità di dedurre questa conoscenza da successive determinazioni statiche in base ai procedimenti già esaminati.

Per via abbastanza semplice e diretta l'indagine può condursi a partire dalle stesse circostanze da noi precedentemente acquisite, purché si supponga che la disposizione sperimentale sia atta a fornire con continuità od a brevi intervalli di tempo la registrazione della funzione $R(\omega)$ in un campo di frequenze comprendente la frequenza di taglio per attrito ed almeno una delle due regioni contigue: appare allora immediato come possa seguirsi l'evoluzione delle goccioline costituenti lo strato in cui la riflessione ha luogo, considerando la dipendenza della frequenza di taglio per attrito dal solo raggio delle gocce secondo la [10], e la dipendenza del coefficiente complessivo di riflessione dalla grandezza $q/\omega a^2$ secondo le [14], [16], oppure dalla aN/ω secondo le [15], [17], nei tratti in cui la relativa curva ha, nella rappresentazione logaritmica, andamento sensibilmente rettilineo. Così ad esempio la circostanza tipica che aumentasse il raggio a , rimanendo costante la quantità q di acqua liquida contenuta per la semplice riunione di più goccioline, si paleserebbe con una diminuzione della frequenza di taglio per attrito, secondo la [10], e contemporaneamente con una diminuzione del coefficiente di riflessione per

ciascuna frequenza per cui valgono le [14], [16] ai sensi delle medesime formule. Se invece si avesse aumento del raggio delle gocce per ulteriore condensazione di vapor acqueo sulle medesime, rimanendone costante il numero N , si avrebbe ugualmente una diminuzione della frequenza di taglio per attrito, ma un aumento del coefficiente di riflessione secondo le formule [15], [17].

Più semplicemente però il rilevamento della evoluzione degli elementi costituenti le nubi può effettuarsi seguendo, nel diagramma della funzione $R(\omega)$, la migrazione del punto rappresentativo del coefficiente di riflessione $R(\omega_a) \cong R_{on}/2 = q^2 \varepsilon^2 / 32$ alla pulsazione di taglio per attrito $\omega_a = 9v/2\varepsilon a^2$. Tale punto appare facilmente individuabile sia perché delimita all'incirca un'estremità della regione di transizione, compresa tra la ω_t e la ω_a , sia perché la curva $R(\omega)$ conserva con poche alterazioni, come ripetutamente si disse, la sua forma caratteristica pur spostandosi nel piano rappresentativo al variare dei parametri a , q , N .

È ovvio che nel caso in cui il raggio delle goccioline aumentasse o diminuisse per riunione o suddivisione delle medesime, rimanendo costante la grandezza q , cioè senza contemporanea evaporazione o condensazione di acqua, il punto $R(\omega_a)$, ω_a si sposterebbe orizzontalmente nel diagramma rappresentativo verso sinistra o rispettivamente verso destra. Nell'ipotetico caso che si creassero invece nuove gocce delle stesse dimensioni delle già esistenti, per condensazione su nuovi nuclei, oppure che alcune di queste ultime venissero a distruggersi, cioè che avverasse la singolare eventualità della variazione di q , e quindi di N , rimanendo il raggio a costante, il punto rappresentativo verrebbe a spostarsi in direzione verticale verso l'alto o rispettivamente verso il basso.

Ma il caso più interessante, perché più vicino alle circostanze comuni, è che si abbia condensazione od evaporazione di acqua sulle gocce esistenti, cioè che si verifichi variazione del raggio a , e quindi della quantità q , rimanendo costante il numero N delle gocce stesse. Per determinare in tale condizione il luogo del punto rappresentativo $R(\omega_a)$, ω_a basta eliminare a e q fra le due precedenti e la [13]; si ottiene

$$R\omega^3 = \left(\frac{9\pi}{4} N \right)^2 \frac{v^3}{\varepsilon} ,$$

od anche, prendendo i logaritmi,

$$\log R + 3 \log \omega = \text{cost.}$$

Nella rappresentazione logaritmica tale luogo è dunque una retta (fig. 10) che passa per il punto inizialmente considerato ed inclinata in modo tale che sia $\operatorname{tg} \beta = 3$. Al variare della costante si ha poi naturalmente una famiglia di rette parallele corrispondenti ai diversi lavori di N .

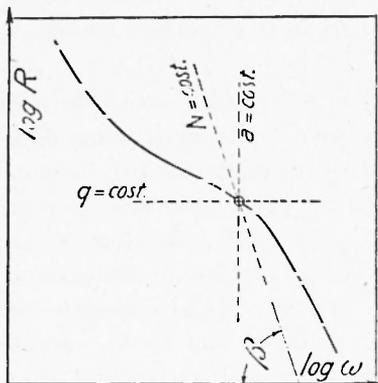


Fig. 10

Se quindi dall'esame comparativo delle registrazioni sperimentali in scala logaritmica risultasse con il passare del tempo una traslazione nella direzione ora stabilita del punto $R(\omega_n)$, ω_n , e quindi anche di tutta la curva $R(\omega)$, sarebbe logico ritenere che si verificasse nella nube una variazione della quantità di acqua rimanendo costante il numero delle gocce: precisamente un ingrossamento delle stesse, se la curva $R(\omega)$ si sposta verso l'alto, e viceversa un impiccolimento se si sposta verso il basso. Se invece dovesse riscontrarsi una traslazione pressoché orizzontale si dovrebbe attribuirle, come già si disse, alla riunione od alla suddivisione delle gocce, rimanendo all'incirca costante la quantità totale di acqua liquida contenuta nella nube.

Per riassumere i risultati cui ci hanno condotto le considerazioni teoriche esposte nel presente lavoro possiamo concludere che il metodo di esplorazione acustica delle nubi da noi proposto permette di desumere dal rilevamento del coefficiente di riflessione alle varie frequenze della gamma udibile, la grandezza ed il numero delle goccioline costituenti la nube, cioè la quantità di acqua liquida contenutavi nell'unità di volume, nonché le relative eventuali variazioni al trascorrere del tempo. Per quanto solo l'esperienza possa effettivamente accertare i limiti e la potenza del metodo, ci sembra tuttavia lecito prevederne una pratica applicabilità, soprattutto considerando due circostanze caratteristiche: la semplicità dell'interpretazione dei dati sperimentali basata essenzialmente sull'esame della forma e degli spostamenti delle curve del coefficiente di riflessione in funzione della frequenza sonora; la pressoché completa indipendenza dei risultati, legati quasi tutti al fenomeno meccanico dell'attrito opposto al moto delle

goccioline di acqua dalla viscosità dell'aria, dalle condizioni ambientali di temperatura e di pressione.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1951.

RIASSUNTO

Si espone e si discute un metodo per l'esplorazione acustica delle nubi, idoneo a determinare il numero delle goccioline di acqua contenute per unità di volume ed il loro raggio. Il metodo si basa sulla riflessione delle onde sonore della gamma udibile per l'azione simultanea del fenomeno meccanico di trascinamento delle goccioline nello spostamento sonoro, e di quello termodinamico di alterna condensazione ed evaporazione delle medesime per effetto delle oscillazioni di pressione acustica. Nel lavoro si determina il coefficiente di riflessione acustico di un banco di nubi, e si mostra che tale coefficiente dipende in modo caratteristico dalla frequenza sonora, ed è funzione del raggio e del numero delle goccioline, oltre che della temperatura e della pressione; tuttavia l'influenza di questi ultimi due parametri può ridursi notevolmente scegliendo opportunamente certi valori delle frequenze sonore d'osservazione, corrispondenti a punti caratteristici in cui muta l'andamento del coefficiente di riflessione. Per quanto solo l'esperienza possa accertare i limiti e la potenzialità del metodo proposto, è lecito prevederne una pratica applicazione, specialmente in considerazione del fatto che l'interpretazione dei risultati è sostanzialmente fondata sul semplice esame della forma delle curve del coefficiente di riflessione in funzione della frequenza sonora, dalla quale forma può desumersi il raggio delle goccioline che operano la riflessione, e può anche stimarsi il loro numero. Inoltre mediante l'osservazione degli spostamenti che dette curve subiscono al trascorrere del tempo può seguirsi l'evoluzione degli elementi costituenti la nube in conseguenza degli eventi meteorologici.

SUMMARY

A method is described and discussed for the acoustic exploration of clouds, which enables to determine the number of water droplets which are contained in the volume unit as well as their radius. This method is based on the reflection of acoustic waves within the audible

range owing to the simultaneous action of both the mechanical dragging effect of the water droplets following the acoustic displacement, and the thermodynamic effect of alternative condensation and evaporation of the droplets caused by the oscillation of the acoustic pressure. The acoustic reflection coefficient of a cloud bank has been determined; such a coefficient depends in characteristic manner upon the acoustic frequency, as well as on the radius and number of the droplets, and further on temperature and pressure: the influence of these two last parameters can be however considerably reduced by a suitable choice, for the observation, of some acoustic frequency values which correspond to peculiar points where the behaviour of the reflection coefficient changes.

Though limits and possibilities of the proposed method can be ascertained only by experimentation, its practical applications can be reasonably foreseen, owing particularly to the fact that the interpretation of the results is substantially based on the mere examination of the form of the reflection coefficient curves against the acoustic frequency, as, from the form of these curves, the radius of the reflection operating droplets can be deduced, and their number can be estimated. Further, through the observation of the above mentioned curves during the elapsing of time, it is possible to follow the changes of the elements which form the clouds related meteorological events.

BIBLIOGRAFIA

- (1) Annali di Geofisica 4, 453, 1951.
- (2) Phys. ZS. 42, 365, 1941.
- (3) Annali di Geofisica 3, 289, 1950.