

低頻聲音在水霧中衰減的測量*†

魏榮爵

(南京大學物理系)

一. 引言

低頻聲音在霧氣中的衰減的測量可以在充霧的混響室中行之^[1],但是這種測定方法祇限制在一些分立的低頻率——即相當於混響室的低簡正振動方式。爲了使這種測量能夠在較廣的連續頻程中進行,作者採取了阻抗管的駐波分析方法。阻抗管的選擇應當符合下列三點主要的要求:(i) 阻抗管須爲厚實的金屬製成;(ii) 管腔必須均勻,管壁必須光滑,而管壁對於聲能的耗散必不能較管內所貯霧氣爲高;(iii) 管的末尾一端須爲聲音的良好反射面,管的長度如能自由控制更好。進行這種實驗的先決條件是:我們必須有辦法產生霧滴大小較均勻的人造水霧,而有適當精確的方法來測定水霧濃度和霧滴大小。在設計測量的儀器設備時,我們也要注意下列兩點要求:(i) 管內的霧氣必須沒有湍流,而霧的濃度與霧滴大小必須在完成一次聲學測定的時間以內改變甚微;(ii) 霧氣中的液態水量與霧滴大小的測定應能與聲學測量同時進行。當然,在進行測量時,我們還有其他方面的要求,例如:管內各處溫度必須均勻,實驗室環境必須非常安靜,以及聲音訊號必須純淨等等。

二. 聲學測量的簡要原則

本測量應用耗散的聲學輸送線^[2,3,4,5,6]的原理。

設阻抗管的一端置聲源,另一端係封閉,而封閉端($x = 0$)的平面與管的軸

*1954 年 5 月 6 日收到。

†根據作者 1949 年在美國洛杉磯加州大學物理系所完成研究工作的一部分,本報告祇限於人造水霧中的測量,至於在天然水霧中的測量,重點係在水霧的濃度與大小分佈,而該項測量工作的進行,係在本項工作完成以後,因此祇在本報告的有關部分加以註解。

線垂直。假定這反射面的複數反射係數為

$$R = R_0 e^{2i\psi_1} = e^{-2(\psi_1 + i\psi_2)}, \quad (1)$$

式中 ψ_1 , ψ_2 , 及 R_0 均為實數。在圓管的半徑小於 $\lambda/1.64$ (λ 為聲波的波長) 的條件下, 則管內祇容許平面波傳播^[7]。因此管內的聲場是由兩個向反對方向進行的平面波所組成, 而形成駐波。這方面的數學分析已散見於許多文獻。管內壓力駐波的極大值的地位是

$$d_M = \frac{M}{2} \lambda - \frac{\psi_2}{2\pi} \lambda + \frac{a}{2k_p^2} \sinh 2(ax + \psi_1), \quad (2)$$

極小值的地位是

$$d_N = \frac{2N-1}{4} \lambda - \frac{\psi_2}{2\pi} \lambda - \frac{a}{2k_p^2} \sinh 2(ax + \psi_1); \quad (3)$$

M , N 都是正整數, 可取 $0, 1, 2, \dots$ 各值, a 為聲壓在單位距離中的衰減係數 (包括管內所有的耗散, a 的單位: 奈披/單位距離), k_p 是聲波在介質中的傳播常數。極大壓力與極小壓力的比值 (絕對值) 可按下列式計算:

$$\left| \frac{P_{\text{極小}}}{P_{\text{極大}}} \right| = \left[\frac{2 \cosh^2(ad_M + \psi_1) - \frac{a^2}{2k_p^2} \sin^2 2(ad_M + \psi_1)}{2 \sinh^2(ad_N + \psi_1) + \frac{a^2}{2k_p^2} \sin^2 2(ad_N + \psi_1)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

設管壁為光滑的金屬面, 管徑很大, 而對於良好的反射面而言, a 及 ψ_1 的值都很小, 因此

$$\begin{aligned} \frac{a^2}{2k_p^2} &\rightarrow 0, & \sinh(ad_N + \psi_1) &\rightarrow ad_N + \psi_1, \\ & & \cosh(ad_M + \psi_1) &\rightarrow 1 \text{ 等等.} \end{aligned}$$

於是 (2) 及 (3) 兩式可簡化成

$$d_M \simeq \frac{M}{2} \lambda, \quad d_N \simeq \frac{2N-1}{4} \lambda; \quad (5)$$

而 (4) 式簡化為

$$\left| \frac{P_{\text{極大}}}{P_{\text{極小}}} \right| \simeq \frac{1}{ad_N + \psi_1}. \quad (6)$$

(6) 式與極大壓力的地位無關，並設在測量時極大壓力與第一極小壓力的比值為 E ，則

$$\frac{1}{E} = \frac{a\lambda}{4} + \psi_1 = \frac{aw}{4f} + \psi_1. \quad (7)$$

上式中 w 為聲波在管內的相位速度， f 為聲波的頻率。設實驗所測得的結果為第一極小壓力低於極大壓力 A 分貝耳，則

$$\begin{aligned} -20 \log_{10} E &= 20 \log_{10} \left[\frac{aw}{4f} + \psi_1 \right] = -A \text{ 分貝耳.} \\ \therefore aw &= 4f [10^{-A/20} - \psi_1] \text{ 奈披/秒} \\ &= 34.7f [10^{-A/20} - \psi_1] \text{ 分貝耳/秒.} \end{aligned} \quad (8)$$

如管內為乾燥空氣時的 A 值為 A_1 ，而充以霧氣時的 A 值為 A_2 ，則水霧的衰減係數可以寫作

$$a' = 34.7f [10^{-A_2/20} - 10^{-A_1/20}] \text{ 分貝耳/秒.} \quad (I)$$

至於管壁對於聲音的單位距離的衰減值(設此值為 a_1) 可以依據克希荷夫氏的公式^[8]來計算。克氏的理論計算應用於壁面光滑的金屬管及中頻時，與實驗結果相差不大。按照柏如阿尼克氏 (Beranek) 的修正，此關係可寫成

$$a_1 = 3.82 \times 10^{-4} \sqrt{f} / R_i \text{ 奈披/英寸,} \quad (9a)$$

管的半徑 R_i 係以英寸表示；或

$$a_1 = 3.18 \times 10^{-5} \sqrt{f} / R_c \text{ 奈披/厘米,} \quad (9b)$$

設半徑 R_c 係以厘米表示。本測定所採用的管半徑為 $\frac{1}{2}$ 英尺。因此

$$a_1 w = 0.625 \sqrt{f} \text{ 分貝耳/秒.} \quad (9c)$$

因為管徑甚大，所以我們可以忽略管內傳聲的速變問題¹⁾。

1) 根據克希荷夫 (Kirchhoff) 的理論，聲音在直徑一英尺圓管中的相位速度是：

$$\left[1 - \frac{0.76}{1.52\sqrt{\pi f}} \right] W_\infty, \text{ 其中 } W_\infty \text{ 為自由空間中聲音的相位速度.}$$

三. 霧滴大小與濃度的測量¹⁾

霧滴大小與濃度的測定的準確度對聲學測量的影響很大。對於人造霧而言，水霧的濃度比較容易測量。在不違反一定體積內液態水量 \ll 同體積濕空氣的總重量，和兩個相鄰的霧滴間的平均距離 \gg 霧滴的半徑條件²⁾下，仍可產生極濃的

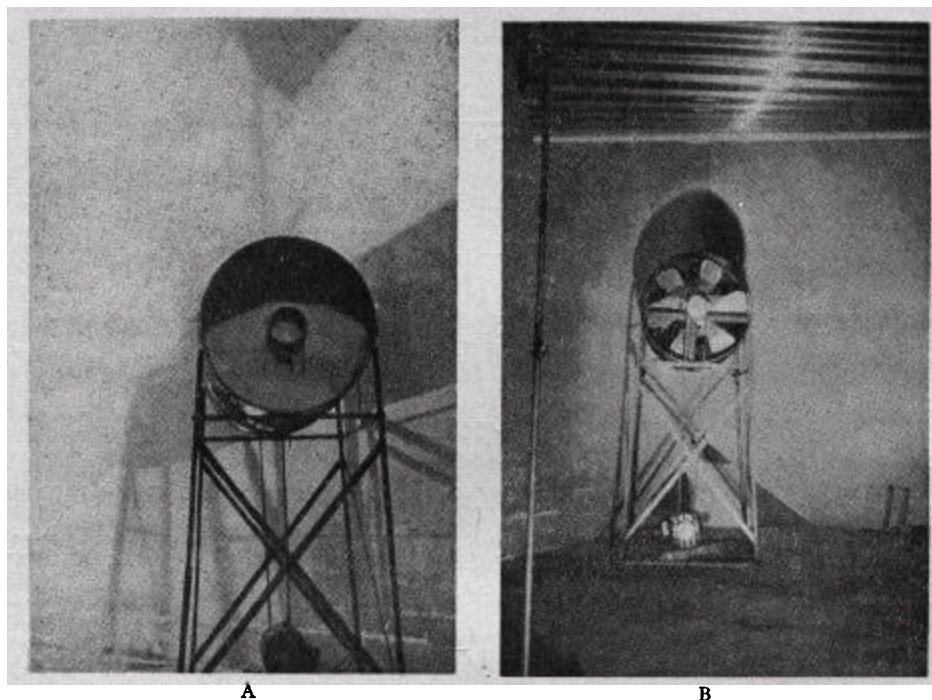


圖 1. 網狀聚霧器。

1) 為了便利聲音衰減測量能在天然水霧中進行。並避免本節內所敘述霧滴大小與濃度測量方法的繁瑣，作者曾設計下列幾項儀器：

(1) 網狀聚霧器 (screen collector)——尺寸與構造大致按照忽頓氏的設計(參考 [16])。吸霧部分係由六層圓形的不銹鋼絲網製成。各層網的中心部分另成一個單元，可以取出，因此可以測定在一定時間由在此單元內聚集的液態水量。網與電扇間有流速計，而流速是可以調節的(見圖1A, 1B)。

(2) 靜電水霧沉澱器 (electrostatic water fog precipitator)——依據工廠中以柯坎法 (cottrell method) 沉澱煙塵的原理。構造如金屬放電管，先使霧滴受中心導體影響帶電，然後在強烈電場中使它們沉澱。

(3) 光學衰減器 (optical attenuator)——依據短波光波在微粒中“影散射”(shadow scattering) 的原理設計。以平行光的紫外像為光源，光電管和記錄器為接受器，如此，在一定距離的水霧中光強的衰減值可以記錄出。因液態水量已由網狀聚霧器測得，因此根據理論 [例如見: Houghton and Chalker, *J. Opt. Soc. Am.*, **39** (1949), 955] 可以估計水霧的濃度。

(4) 光電霧滴計數器 (photo-electronic fog counter)——參看: 中國物理學報, **3** (1951), 245. 作者認為如施以適當改善，可能成為節時而較可靠的霧滴濃度與大小分佈的指示器。

2) 此為理論計算的重要假定，見 [9]。

水霧，如此，單位體積內的液態水量可以從含水總量中求出，而水霧濃度便可從液態水量和霧滴大小中導出。因此問題的關鍵還在霧滴大小的測定。根據理論上的預測^[9]，低頻聲音在水霧中發生極大衰減的數值和頻率與霧滴半徑成反比（較小霧滴）或半徑的平方成反比（較大霧滴）。濃度既係由液態水量和霧滴半徑計算得來，那麼霧滴大小的測定中如果發生 10% 的誤差（實際上也是目前在這方面測量技術上所可能達到的最小誤差），則聲音衰減的誤差當在 10—20% 之間。

關於霧滴大小的測定，困難是很多的，主要的困難例如：

(1) 所有以瑞利氏的分子散射定律以及米氏理論 (Mie's theory) 為依據的光學測定方法對於水霧的霧滴大小而言，都不能應用¹⁾。

(2) 即使在 100% 的相對濕度的天然霧氣中，較大的霧滴是繼續不斷地在增長，由而使較小的霧滴迅速地消失。在缺乏收濕微粒 (hygroscopic particles) 的人造水霧中，此種現象似乎不應當發生，但我們可以肯定的是：霧滴的大小是隨時而變的^[10]，例如 1 微米的霧滴在溫度 20°C 時，壽期為 0.562 秒，而 10 微米的霧滴的壽期則增大了一千倍。一般適用於不蒸發或不易蒸發的微粒測量方法，多半需時很長^[11]，因此無法適用。

(3) 幾乎所有的間接測定方法^[12,13] 都祇能測量霧滴的平均或顯著的 (dominant) 大小，而聲音在霧中衰減的合理的假定^[14]，該是各種不同大小的霧滴的衰減的總和，因此我們必須能測定霧滴的頻率大小的分佈。

經過較長時期的研究，作者仍決定採用顯微照相方法。在這方面作者曾試行直接攝影和滑動片 (slide) 兩種方法，而以埃及頓氏的閃頻觀測器 (Edgerton's stroboscope)^[15] 為光源，光源的每次閃光時間祇有 50 微秒，光譜在短波附近，因此引起霧滴發生蒸發現象的熱效應可以忽略不計。直接顯微攝影的方法是受種種限制的。對我們使用的光源而言，如果直徑放大倍率為 100，則閃頻觀測儀祇能使運動速度 ≤ 2.54 厘米/秒的霧滴靜止。這種顯微攝影普通均用暗視場照明，

1) 瑞利氏定律僅能應用於較光波波長為小的微粒，如果微粒的直徑 $> 4\lambda$ ，則由米氏理論也極難導出數值結果來。[詳細討論，例如見：Gaetner, H., *NAVORD Report*, 429, U. S. Printing Office (1947)]。天然霧滴大小也因測量無標準方法，不同的作者得到不同的結果（而且也是地域性的）。根據作者統計，範圍可以由 1 微米至 60 微米，因此即使以紅外線為光源，兩種理論均難運用。乃柏格等 [Neiberger et al., *Chem. Rev.*, 44 (1949), 321] 測得天然霧和層雲中頻率最大的霧滴的半徑為 7 微米，這和作者此後所測得天然霧滴的半徑 (平均值) 以及本測量中所產生的人造霧滴半徑 (平均值) 是接近的。

但是使所用的光源聚集成適度光強的光束是頗為困難的（僅可在低放大倍率 和粗顆粒軟片的條件下進行攝影）。作者曾試用明視場照明，也曾得到如圖 2¹⁾ 的結果，而終於霧滴的運動速度過大，另一方面則由於霧滴通過顯微鏡的焦距面的

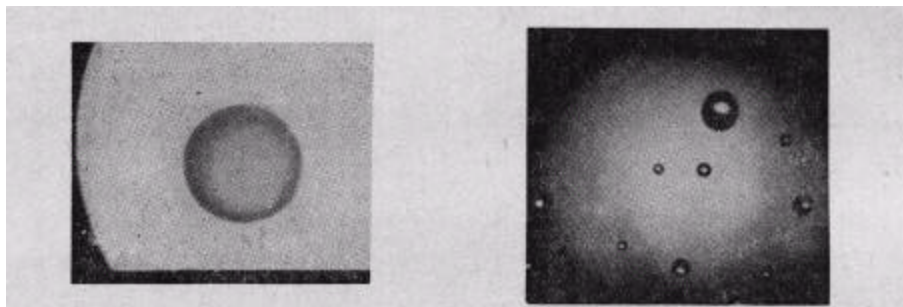


圖 2. 空氣中浮懸霧滴的直接顯微攝影(霧滴半徑 ~ 20 微米)。

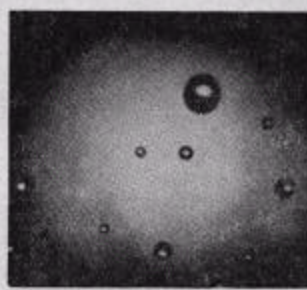


圖 3A. 用滑動片方法攝得的霧滴的顯微照相示例一。

幾率過小，非消耗大量軟片及長時間的攝影不能得到足夠的霧滴採樣來作為可依據的霧滴大小的較可靠的統計。因此，我們最後選定的是滑動片攝影方法（見圖 3A, 3B）



圖 3B. 用滑動片方法攝得的霧滴的顯微照相示例二。

滑動片方法是一種間接的方法，因此，這種方法不可能完全滿意。下列幾點也是必須注意的：

- (1) 霧滴與玻璃滑動片上的塗料接觸的扁平率 (flattening)^[10,16,17,18];
- (2) 霧滴在滑動片上的蒸發情況;
- (3) 一個新入射在滑動片上的霧滴與滑動片上已有的霧滴的結合 (coalescence) 幾率^[10];



圖 4. 高速霧滴和滑動片接觸後所引起的激濺模樣示例。

1) 為消耗近百張軟片，歷時數星期所得到唯一成功的攝影。

- (4) 高速入射霧滴或複結合 (multiple coalescence) 所引起的激濺: (splash)^[10];
- (5) 微霧滴對滑動片的偏轉現象^[17].

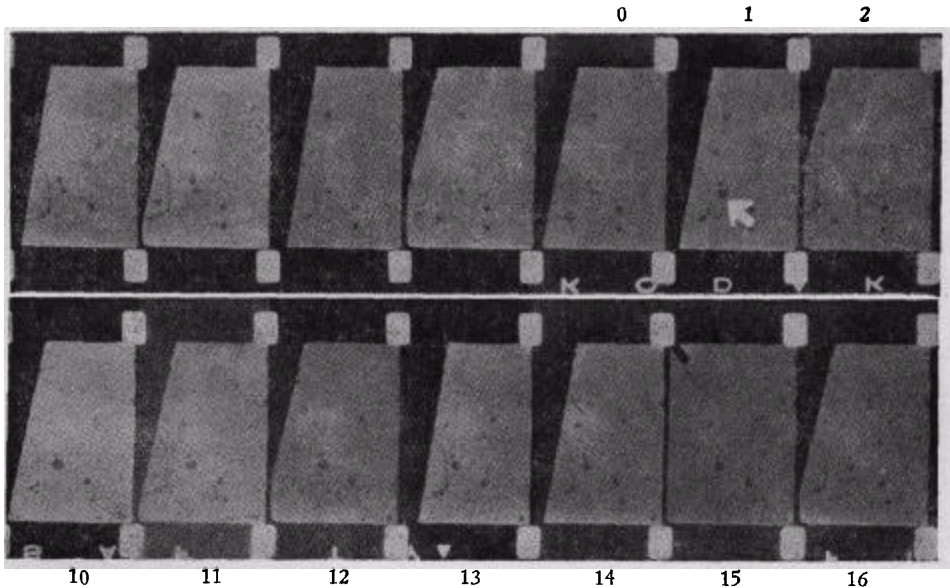


圖 5. 霧滴在滑動片上的結合和蒸發.

比較 0-幅與 1-幅顯微照相可知箭頭所指的是一個結合的霧滴(半徑 12 微米), 這個霧滴在一秒中半徑縮小 20%. (攝影速度: 16 幅/秒).

以上幾種效應中有些曾在實驗的過程中觀測到(見圖 4, 5). 作者採用忽頓氏的扁化係數 (Houghtons flattening coefficient) 以為 (1) 的修正; 其餘, 則在設計儀器時儘量使之消去或維持最低限度.

四. 實驗設備

1. 電路方面: 電路框圖如圖 6 所示. 實驗係在次地下室 (sub-basement) 的聲學實驗室的靜室 (anechoic chamber) 中進行, 故主要的噪聲源為由霧滴發生器而來. 應用這樣的電路, 我們可以使傳聲器最後的輸出為純淨的聲波, 而在頻率 30 週/秒以上, 訊號與噪聲比至少可達到 60 分貝耳.

2. 阻抗管和附加設備: 大致情況如圖 7 所示. T 為直立的鋼管, 長 17.5 英尺, 口徑(內徑) 1 英尺, 厚 $\frac{1}{8}$ 英寸. 管的頂端置電動式揚聲器 L , 其下有防水薄膜保護. 管的下端為密合的厚鋼板, 管子的這端是嵌在水泥地上的. 管的

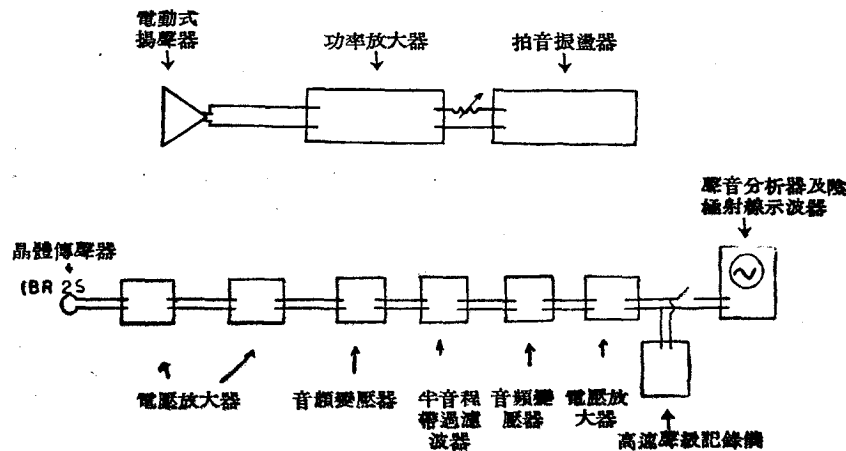


圖 6. 電路框圖.

長度可由注入水的多寡(水的進口為 I) 而改變。管內水面的高度可由浮體的地位而確定, 因為浮體 F 係和管外的一塊小重量 w 聯結, w 的地位是可以在標尺 S 上讀出的。 G 為特殊設計能產生較均勻霧滴的噴霧器。霧由支管 t_1 導入 T , t_2 為另外一個支管, 其主要作用為減少與霧滴俱來的空氣壓力。 t_1 及 t_2 的長度是可以改變的(由 4 英尺至 8 英尺)。調節兩管的長度可以約略的控制 T 中霧滴的濃度和大小。 NN' 為一個鋼製的短筒, 與 T 緊合但仍可滑動一定距離, 它對於 t_1 , t_2 兩管和主管 T 起“閘”的作用, 這個“閘”可以使 T 變成一個近似的密閉系統。

p 為水平位置的圓玻璃板(直徑 3 英寸), 預先塗好薄層的凡士林。板由小電動機 o 使之旋轉(速率: 2 轉/分)。圓板的一小部分面積係由窄縫穿進主管 T 中, 以為收接霧滴之用, 其在管外部分則封閉在金屬箱 c 內。 c 的上端鑲有平面玻璃, 下端鑲有聚光鏡, 因此閃頻器的光可以透過圓板而達顯微鏡。顯微照相係以 16 毫米的電動電影攝影機攝得。攝影機是和閃頻器有線路聯結, 作用是同步的, 因此軟片不會浪費。圓板穿入主管 T 的面積並可由板上的金屬薄頁控制, 但與圓板接觸後的所有霧滴在 4 秒以內即可攝影完畢。

B 為一個五加侖的玻璃瓶, 預先抽空至某一定的氣壓(壓力由氣壓計讀出), 因此通過 U 形管的濕空氣的體積可以知道, 而此體積內的液態水量可由澱積在化學藥品 $[Mg(ClO_4)_2]$ 顆粒上的總水量減去同溫度的飽和水蒸汽量求得。 T 管的好幾處都置有精密的溫度計(如 θ_1), 測量必須在開始噴霧後的一定時間, 而

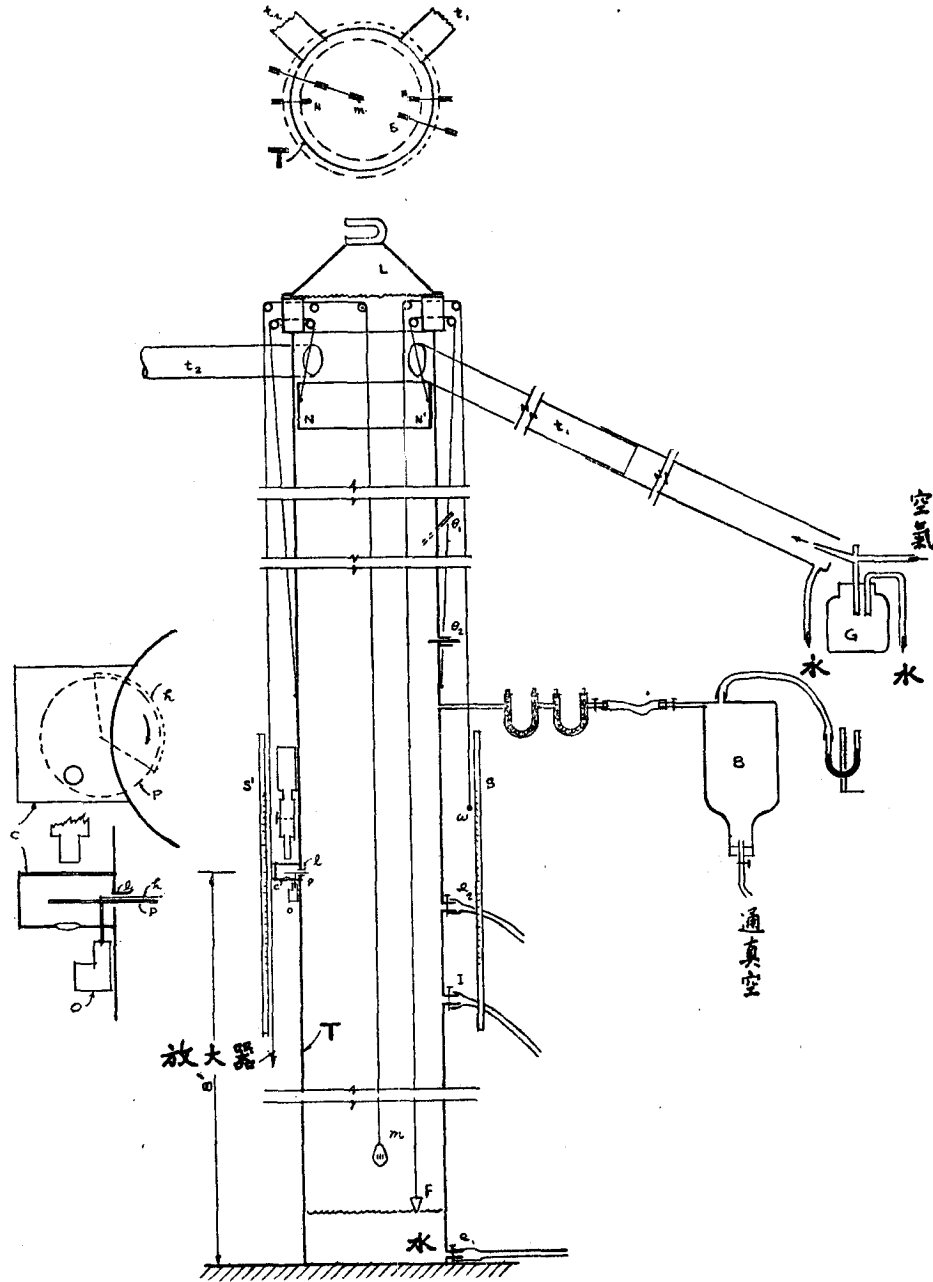


圖 7. 阻抗管及附帶設備。

T 管各處無顯著的溫度梯度時進行測量。 e_1 及 e_2 均為出水管， e_2 的作用在保證管內水面不致超過窄縫 l 。

傳聲器 m 的地位可由管外標尺 s' 讀出。

五. 測 量 技 術

相當於本測量所用阻抗管的管長而兩端為良好反射面的閉管的最低共振頻率為 32 週/秒，但由於 T 管的上端並不能適合這個條件，而根據實驗，在頻率低至 20 週/秒時，我們仍可得到駐波。（以聲音分析器及陰極射線示波器鑑定）。在頻率低過 30 週/秒時，揚聲器的輸出及傳聲器的響應均弱。為了實驗的精確度計，測量是從頻率 25 週/秒開始。按照克希荷夫氏的理論，在頻率 200 週/秒時，壓力極大與第一壓力極小的比值約在 60 分貝耳左右，實際上如使訊號與噪聲比超過此值，則揚聲器的簡諧畸變與管子的機械振動均難於完全避免。測量的頻率範圍是 25—250 週/秒。

聲壓的極大與第一極小係由高速圖示聲級記錄儀記錄。傳聲器係由管底向上移動。移動的速度不是均勻的，由於聲壓的極大佔地位比較廣闊，而極小（即低峯）比較尖銳，容易失去，故在極小的附近傳聲器移動得必須慢些。管充霧後的濕空氣的相對濕度並沒測量，但是一切測量均在噴霧開始作用半小時以後行之。並根據降落在圓板上微小霧滴的頻率的顯微觀測，在達到比較穩定的狀態以後，那麼我們即可以假定相對濕度為百分之一百¹⁾。

在每次聲學測量中，霧滴的顯微照相的最低限度應達到 60 幅，如此，我們所攝得霧滴數一般的都超出 200 個，足夠採樣之用^[17]。

水容量的測定是這樣進行的：預先將五加侖玻璃瓶抽空至 $\frac{1}{2}$ 大氣壓力，因此採樣的霧氣的體積是 9.5 升，需時約 20 秒，在此時間內可以完成數次聲學測量。

管內所產生霧滴的大小曾以不同的顯微照相術來測定（例如直接攝影），但在測量進行期間並未發現半徑在 1 微米左右的霧滴，因此在滑動片上的蒸發現象不嚴重。在支管 e_2 開啓時， T 管的霧氣湍流幾乎可以完全避免。根據所攝得的顯微照相可以看出霧滴所佔據的面積較總面積小得很多，結合的幾率甚小，因

1) 相對濕度的準確測量目前尚無標準方法，然而這種假定是非常近似的 [例如見：Neiburger et al. *Chem. Rev.*, 44 (1949), 321].

此郎格密爾 (Langmuir) 的修正似非必要。由於圓板暴露在霧中的面積很小，而在窄縫內外可能有壓力陡度存在，因此我們是假想霧滴對滑動片偏轉而致逸去（即超出採樣範圍）的現象是可以忽略的。霧滴大小是以洗好的軟片用影片圖書閱讀器 (microfilm reader) 放大後實際測量。

六. 計算與結果

(一) 管壁的耗散

$P_{\text{極大}} / P_{\text{極小}}$ 的值幾乎不受相對濕度改變的影響（在大氣氣壓與實驗室溫度下）。在頻率範圍 30—150 週/秒以內，多次實驗結果都是一致的。圖 8 中曲線 (3) 為實驗所得的結果，故與理論計算的結果曲線 (1) 相差甚多。曲線 (2)

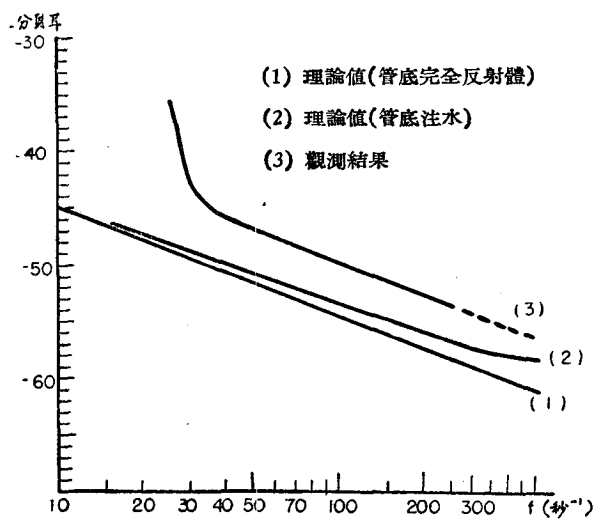


圖 8. $20 \text{Log}_{10} \frac{P_{\text{極大}}}{P_{\text{極小}}}$ 與頻率的關係。

是考慮到水面的反射係數（取此值為 0.9994， $\therefore \psi_1 = 3 \times 10^{-4}$ ）而計算的結果。由圖 8 中曲線 (3) 的結果再根據公式 (8)，我們可以計算出 T 管在不同頻率時的耗散如 [圖 9 中曲線 (2) 所示]，這個結果和理論的計算 [圖 9 中曲線 (1)] 相差甚大，尤其是在低頻率時，更為顯著。

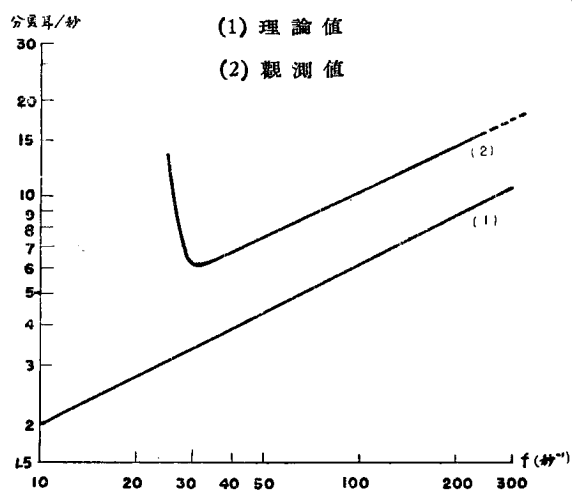


圖 9. 阻抗管的耗散.

(二) 霧滴大小與分佈

在一般霧滴大小的測定時，顯微鏡目鏡的放大率為 $10\times$ ，焦距為 16 毫米（鑑別率：0.28）。較常使用的放大率：由霧滴至 16 毫米軟片為 $20\times$ （例如圖 10 所示）。在一系列的測量中，霧滴的大小是改變的，但平均半徑則在 5 微米至 9 微米之間（取忽頓氏的扁率係數 0.8 ± 0.04 ）。如在管閘 MN 放下較長時間以後進行測量，則霧滴可以較小，但準確度必然降低。

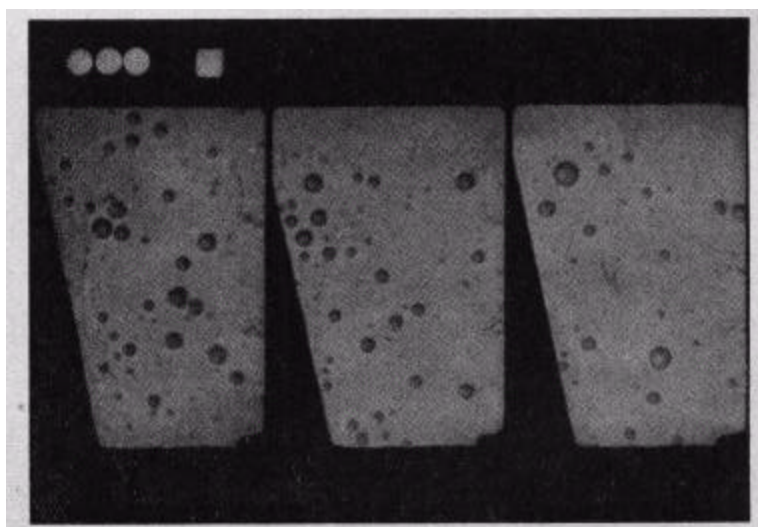


圖 10. 霧滴的顯微照相示例 [見表 1].

霧滴大小的分佈較天然水霧為均勻，原因可能是由於微小的淨水霧滴在產生後隨即蒸發的緣故。在計算水霧的吸收的理論值，我們必須知道各種大小不同的霧滴在每立方厘米中的絕對數目。這些絕對數目是可以從相對數目和液態水量求得，計算方法如下：

設相當於半徑為 ξ_k 的霧滴的絕對數為 n_k 而相對數為 n'_k ，則

$$n_k = bn'_k;$$

b 為一比例常數。因此每立方厘米霧氣中所含絕對液態水量 g_k 與相對液態水量 g'_k 的關係為

$$g_k = bg'_k. \quad (9)$$

總的液態水量 g 可寫成

$$g = \sum g_k = b \int_0^{\infty} g'_k d\xi_k,$$

亦即

$$b = \frac{g}{\int_0^{\infty} g'_k d\xi_k}. \quad (10)$$

根據 (10) 式可知 b 值可由總液態水量除以體積分佈曲線與 ξ -軸所包含的面積而求得。

根據顯微照相的結果，管內所產生的霧滴大小分佈的頻率並不和一般天然水霧一樣，即在最大霧滴與最小霧滴的頻率最小。霧滴的分佈的標準形式有如圖 11

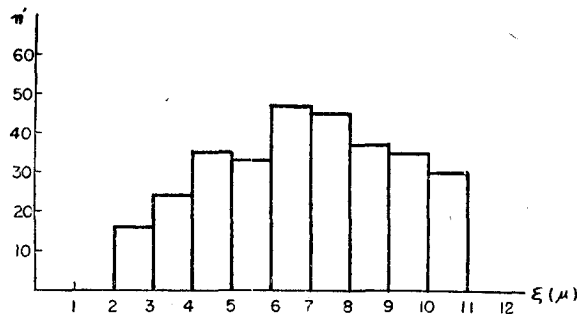


圖 11. 霧滴的大小頻率分佈

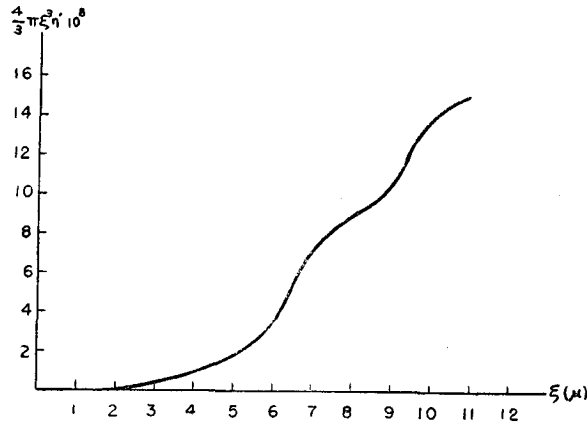


圖 12. 霧滴的體積分佈.

所示。此圖是根據 312 個霧滴的統計，而以大小分成九組。圖 12 表示體積分佈曲線。水霧的液態水量為 8.6×10^{-6} 克/立方厘米， b 值為 15.7。

(三) 液態水量

如圖 13 所示，令 h 為氣壓計的閉端的空氣柱的高度（此時抽氣瓶內氣壓係與充霧 T 管相平衡）， d 為兩端水銀柱的差別。設抽氣瓶在與 T 管聯通前，先預抽空而使空氣柱增長至 $2h$ ，如此，抽氣瓶所抽出的濕空氣在瓶中所佔據的體積為

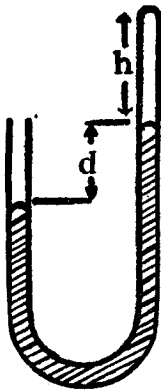


圖 13. 與抽氣瓶連通的氣壓計。

$$U' = \frac{\frac{1}{2}P-d}{P} \times 18.93 \text{ 立方厘米}; \quad (11)$$

P 濕空氣在管中的氣壓。又設 T 為管內霧氣的絕對溫度， T' 抽氣瓶的溫度，則實際上抽氣瓶可抽出的濕空氣的體積為

$$U = \frac{P-P'_2}{P-P_2} \cdot \frac{T}{T'} U'; \quad (12)$$

P_2 及 P'_2 分別為在 T 及 T' 時的飽和水蒸汽壓力。

(四) 水霧對聲音的吸收

根據公式 (I)，由於 A_1 及 A_2 皆為已知，則在各種不同霧滴大小分佈及濃度的霧氣對於聲音的衰減係數的觀測值可以計算出。圖 14 表示圖示聲級記錄

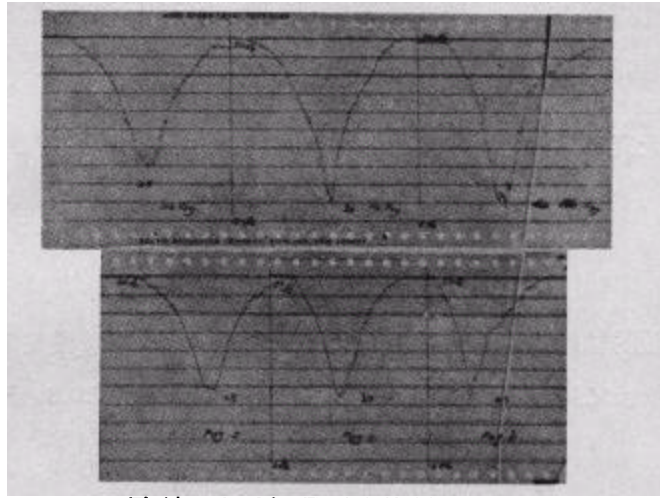


圖 14. 高速圖示聲級記錄儀的記錄示例。

A: 無霧時, B: 有霧時, 頻率: 25, 30 及 40 週/秒。

儀的記錄之一。衰減係數的理論值, 如果祇考慮蒸發與凝結的效應, 則可由下式計算:

$$\alpha'_p = \omega \tan \phi \text{ 奈披/秒}; \quad (\text{II})$$

ω 為聲音的圓周頻率 ($=2\pi f$), ϕ 為壓力波和密度波的相位差。為了計算的簡便起見, $\tan \phi$ 是按照下式計算的:

$$\tan \phi = \frac{\left[1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_\infty}\right)^2\right] \frac{\omega}{\omega'}}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega'}\right)^2 g'_{30}\right]^2 - \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega'}\right)^2 g'_{30}\right] \left[1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_\infty}\right)^2\right] + \left(\frac{\omega}{\omega'}\right)^2}; \quad (13)$$

ω_0 為頻率等於零時聲音在霧中的理論上的相速, 並假定霧滴是隨空氣分子振動的; ω_∞ 為頻率為無窮大時聲音在霧中的相速, 其值和通常乾燥空氣中的聲速相等; ω 及 g'_{30} 決定於霧滴的大小、濃度和氣象因素。在本測量的頻率範圍和氣象情況下, 簡式 (13) 的誤差是可以忽略的。而此項衰減係數的極大值(理論值)則依據下列公式:

1) 本節所列各式的來源及各符號的詳細詮釋均見 [9].

$$\alpha'_c]_{\text{極大值}} \simeq \omega' \left[1 - \left(\frac{w_0}{w_\infty} \right)^2 \right] \text{ 奈披/秒.} \quad (\text{III})$$

相當於此極大衰減的聲音頻率為

$$f'_m \simeq \frac{\omega'}{2\pi} \left[\frac{w_0}{g'_{30} w_\infty} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ 秒}^{-1}. \quad (\text{IV})$$

根據測量的結果，水霧的平均半徑約在 5—9 微米之間，濃度則在 5—14 × 10³/立方厘米之間， $\alpha'_c]_{\text{極大值}}$ 的觀測值由 8.8 分貝耳/秒至 20.8 分貝耳/秒， f'_m

表 1. 水霧對聲音的吸收的計算一。

霧滴平均半徑 $\bar{\xi} = 6.6 \times 10^{-4}$ 厘米，濃度 $n = 5.4 \times 10^3$ /立方厘米，

溫度 $T = 293^\circ\text{K}$ ，大氣壓力 $p = 650$ 毫米，

相對濕度 = 56% (無霧時)。

$$g'_{30} = 6.05 \times 10^{-3}, \quad \omega' = 11.6 \text{ 秒}^{-1},$$

$$f'_m = 23 \text{ 週/秒}, \quad \alpha'_c]_{\text{極大}} = 9.1 \text{ 分貝耳/秒}.$$

頻率 f (週/秒)	聲音在霧中的衰減 (分貝耳/秒)			
	觀 測 值	理 論 值 (公式 II)		理 論 值 (奧氏原公式) ($\xi = \bar{\xi}$)
		$\xi = \bar{\xi}$	以大小分佈分組	
30	8.2	8.92 ↓	6.7 (接近極大)	7.3 ↓
35	8.4	8.90		7.28
40	8.8 (極大)	8.84	6.4	
45	8.5	8.80		
50	8.2	8.78	6.3	
55	8.3	8.70		
60	7.5	8.61	6.1	
65	7.3	8.52		
70	7.3	8.41	6.0	
75	7.8	8.30		
80	8.4	8.22	5.8	
85	8.2	8.10		
90	8.4	7.91	5.5	
95	8.4	7.83		
100	8.5	7.67	5.3	6.6

的觀測值由 35 週/秒至 50 週/秒。表 1 祇羅列曾經測定過的水霧之一的衰減的觀測值和理論值。根據奧斯瓦梯失 (Oswatitsch)^[19] 的原來公式所計算出來的理論值也一併列下以資比較。表 1 中祇包括頻率 30—100 週/秒的結果，因為在這個頻程中，實驗結果是比較可靠，而霧氣反常衰減的特性已經大體表現出來。

七. 討 論

(一) 管壁的耗散

管壁的耗散的觀測結果與理論不能一致，其理由可能是：

(a) 摩爾斯 (Morse) 曾經指出^[20]，聲波在截面積很大的管子中傳播時，其主要的耗散係決定於管壁的阻抗，而不是決定於粘滯性和熱傳導。

(b) 所用阻抗管的厚度仍不夠，因此聲漏的情況不能完全避免。在低頻時管子的機械振動也未能完全消除。

(c) 嚴格地說起來，聲波在管底不是單反射而是複反射。如果我們考慮一個四層反射的問題(空氣—水—鋼板—水泥)，那麼管底的反射係數須應用光學上的散射矩陣來計算。這個反射係數是和聲音的頻率以及水的深度等都有關係的。

(二) 霧氣的衰減

由表 1 可以看出霧氣對聲音有反常吸收現象存在。觀測的結果與理論計算值在數量級上尚能一致，但觀測的極大吸收恆出現在較高的頻率時。此點的可能解釋是：無論根據理論或觀測數據， $f_m \propto \frac{1}{\xi}$ 的關係恆真，因此，如果霧氣中微小霧滴存在而不在採樣之列(由於產生後的立時蒸發等原因)，則上述的情況是會發生的。我們在測量過程中必維持水霧的濃度在一定程度以上，才能使水霧對聲音的耗散不致於較管壁的耗散過小，因此，我們不能忽略霧氣中由於粘滯性而給予聲音的耗散。根據依卜斯坦的理論^[14]，由於這種耗散的衰減係數 α_v 是：

$$\alpha'_v = \frac{9\eta g/\rho_3}{2\rho_0 \xi^2} (1 + \beta) \frac{16\beta^4(1 - \rho_0/\rho_3)^2}{16\beta^4[1 + \frac{1}{2}\rho_0/\rho_3]^2 + 72\beta^3\rho_0/\rho_3[\frac{1}{2}\rho_0/\rho_3 + 1] + 81(\rho_0/\rho_3)^2(1 + 2\beta + 2\beta^2)}$$

奈披 / 秒； (14)

其中 ρ_0 為濕空氣密度(克/立方厘米)； η 為空氣的粘滯係數； ρ_3 為液態水的

密度; $\beta^2 = \xi^2 \omega \rho_0 / 2\eta$. 因為 $\rho_0 \ll 1$, $\rho_3 \simeq 1$, 而在本測量的各種條件下 $\beta \ll 1$, 所以下列簡式^[1]是有效的:

$$\alpha'_v = 2.94 g \xi^{-2} [1 + \beta] \left[1 + \frac{9}{2} \frac{\rho_0}{\beta} + \frac{81}{16} \left(\frac{\rho_0}{\beta^2} \right)^2 (1 + 2\beta + \beta^2) \right]^{-1} \text{ 分貝耳/秒. (V)}$$

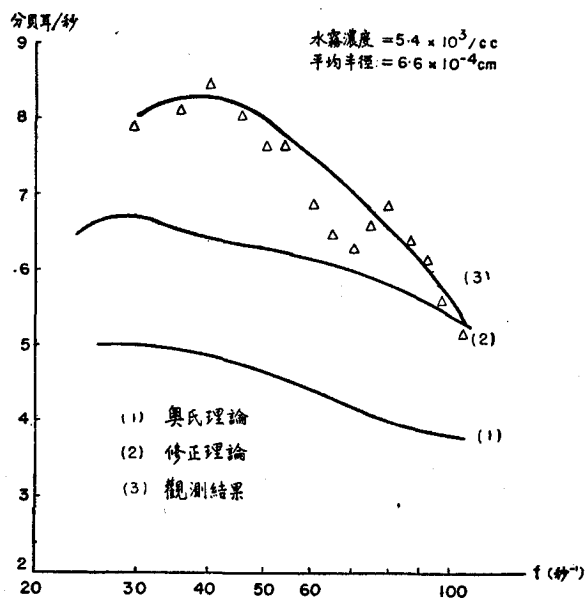


圖 15. 由於蒸發與凝結過程聲音在水霧中的衰減係數與頻率的關係 [見表 2].

在水霧示例表 1 中各頻率的 α'_v 值均經計算出寫在表 2 第三、四行。由於蒸發與凝結過程的衰減係數淨值 α'_v (觀測值), 係由觀測的總衰減係數 α' 中減去以霧滴大小分組計算的 α_v 值得來, 並抄錄表 2 的第五行。圖 15 的三條曲線係根據表 2 末三行的 α'_v 值畫出。觀測的 α'_v [曲線 (3)] 較理論 α'_v 值 [曲線 (2)] 為高, 但差別不超過 2 分貝耳/秒。而兩條曲線的一般形狀是類似的: 曲線 (1) 為根據奧氏的原來公式的計算結果; 曲線 (2) 與曲線 (3) 的差別視霧滴大小與氣象情況而定。在微小霧滴的霧氣中二者差別可能更大, 這是單就郎格密和奧斯瓦梯許二氏對微小霧滴的分子擴散係數與熱傳導係數的不同的計算方式便可看出。為了實驗條件的限制, 在這方面的測量尚未曾得到較可靠的數據。至於在超低

音頻的聲音在霧氣的衰減情況是需要更長更厚和管徑更大的阻抗管才有希望得到有用的結果。

表 2. 水霧對聲音的吸收的計算二。

$$g = 6.7 \times 10^{-6} \text{ 克/立方厘米}, \quad n = 5.4 \times 10^8 \text{ /立方厘米},$$

$$\bar{\xi} = 6.6 \times 10^{-4} \text{ 厘米}.$$

頻 率 f	聲 音 在 霧 中 的 衰 減 (分貝耳/秒)					
	α' (觀測值)	α'_v (公式 V)		α'_c (觀測值)	α'_c (分組計算的理論值)	
		$\xi = \bar{\xi}$	分組計算		(公式 II)	(奧氏公式)
30	8.2	0.41	0.20	8.0	6.7	5.0
35	8.4	0.54	0.26	8.1		
40	8.8	0.73	0.33	8.5	6.4	4.9
45	8.5	0.92	0.40	8.1		
50	8.2	1.13	0.48	7.7	6.3	4.6
55	8.3	1.37	0.57	7.7		
60	7.5	1.63	0.64	6.9	6.1	4.4
65	7.3	1.91	0.80	6.5		
70	7.3	2.22	0.98	6.3	6.0	4.2
75	7.8	2.55	1.2	6.6		
80	8.4	2.89	1.5	6.9	5.8	4.0
85	8.2	3.27	1.8	6.4		
90	8.4	3.67	2.3	6.1	5.5	3.9
95	8.4	4.09	2.8	5.6		
100	8.5	3.53	3.3	5.2	5.3	3.8

關於聲音在霧氣中的速變現象，作者也曾注意到，但是並沒有從事過準確的測量。對在管中曾經產生的一般水霧而言， $1 - \left(\frac{w_0}{w_\infty}\right)^2$ 約在 1—2% 之間。理論上預測 $\frac{1}{2}$ - 速變點常在極低頻率中出現，而時常是遠低過本測量所能達到的最低頻率。（舉例來說，如霧氣的 $\omega' = 20$ /秒，則 $f \sim 3.2$ 週/秒）。如果測量可以在可聞限以下的極低頻率進行而得到完整的速變曲線，那麼可能反過來由這條觀測的曲線來測定水霧的一些常數，因為截至目前為止，我們對這些常數的測量尚無標準的可靠方法。除此，“衰減 / λ ” 與 $\log f$ 關係的曲線是對稱形式的，而且與霧氣中所含液態水量幾乎沒有關係。這條曲線的形狀和分子吸收所得的曲線很類似，而我們可以肯定，這條曲線的應用範圍，可能是很廣泛的。

參 考 文 獻

- [1] Knudsen, V. O., et al. *Jour. Acoust. Soc. Am.* **20** (1948), 849.
- [2] Beranek, L. L., *Acoustic Measurements* (John Wiley and Sons, 1949).
- [3] Brennan, J. N., M. S. Thesis, Penn. State College (1949).
- [4] Fay, R. D., *Jour. Acoust. Soc. Am.*, **12** (1940), 62.
- [5] Fisher, E., *ibid.*, **17** (1945), 121.
- [6] Hall, W. H., *ibid.*, **11** (1945), 140.
- [7] Ingard, U., *ibid.*, **20** (1948), 669.
- [8] Rayleigh, Lord, *Theory of Sound*, Vol. II. (Dover, 1945), 312ff.
- [9] 魏榮爵, *物理學報*, **9** (1953), 149; *中國科學*, **2** (1953), 245.
- [10] Langmuir, I., G. E. Co., Schenectady (1944).
- [11] Laidler, T. J., and Richardson, E. C., *Jour. Acoust. Soc. Am.*, **9** (1938), 217.
- [12] Malkus, W. V. R., Bishop, R. H., and Briggs, R. O., *N.A.C.A. Report*, T: N: 1622, (1948):
- [13] Richardson, L. F., *Jour. Roy. Met. Soc.*, **1** (1925), 51.
- [14] Epstein, P. S., *Theodore von Kármán Ann. Volume*, Calif. Inst. Tech. (1941), 162.
- [15] Edgerton, H. E., and Germeshausen, K. J., *Mech. Engineering*, **57** (1935), 228; also, *General Radio Experimenter*, **15** (1940), No. 5.
- [16] Houghton, H. G., and Radford, W. H., *Pap. Phys. Ocean. Meteor.*, M.I.T. and Woods Hole Ocean. Inst., **6** (1938), No. 4.
- [17] Johnson, D. S., M. S. Thesis, U.C.L.A. (1949).
- [18] Nelson, P. C., M. S. Thesis, Univ. of Calif. (1945).
- [19] Oswatitsch, K. L., *Physik. Zeit.*, **42** (1941), 365.
- [20] Morse, P. M., *Jour. Acoust. Soc. Am.*, **11** (1939), 205.

MEASUREMENTS OF ATTENUATION OF SOUND IN FOGGY AIR AT LOW AUDIBLE FREQUENCIES*

WEI YUNG-CHIO (Y. T. WEI)

(Physics Department, Nanking University)

ABSTRACT

The anomalous sound absorption in water fog at low audible frequencies observed by Knudsen, Wilson, and Anderson^[1] has been further investigated by the method of standing waves.

Measurements were made in the frequency range of 25-250 c.p.s. for artificial fogs of several different concentrations and average droplet sizes. Artificial fogs were produced by a specially designed water sprayer and introduced into the measuring tube. The fog inside the main tube was almost turbulent-free and both the droplet size and concentration were made controllable. In order to sample the droplet size, fog droplets were allowed to settle by gravity on a horizontal vaseline-coated glass disk which was partly inserted in the tube. This disk rotated at a constant speed while photomicrographs were taken with a 16mm. motion picture camera synchronized with an Edgerton's strobolux^[2]. The fog concentration was determined by measuring the total liquid water content in a known volume of the foggy air. The fogs thus produced had average radii of 5-9 microns and a concentration 5.14×10^3 /c.c. These measurements were made simultaneously with the acoustic measurement. Standing wave pressure variations along the tube were registered by a logarithmic level recorder, both with and without the fog. The observed attenuation coefficients were computed from the observed first pressure minimum and the first pressure maximum of the standing wave. The maximum attenuation coefficients thus computed varied from 8.8db/sec to 20.8db/sec. The positions of maximum absorption were found to vary from 35 to 50 c.p.s.

The theoretical values based on both Oswatitsch's^[3] and the modified theory^[4] proposed by the present author are compared with the experimental values. The experimentally obtained attenuation coefficients due to evaporation and condensation processes are found to be higher than those computed by both theories throughout the lower frequency range but in better agreement with the modified theory than with that of Oswatitsch.

*This paper is condensed from a part of the author's work performed at the Physics Department, University of California, Los Angeles, U.S.A., completed in Dec. 1949. Further work done by the present author on the same subject, more especially in the development of measuring technique of droplet size distribution and concentration adaptable for both artificial and natural fogs, has been supplemented briefly in the form of footnotes.

- [1] Knudsen, V. O., Wilson, J. V., and Anderson, N. S., *Journ. Acoust. Soc. Am.*, **20** (1948), 849.
- [2] Edgerton, H. E., and Germeshausen, K. J., *Mech. Eng.*, **57** (1935), 228.
- [3] Oswatitsch, K. L., *Physik. Zeit.*, **42** (1941), 365.
- [4] Wei, Y. T., *Chinese Jour. Phys.*, **9** (1953), 149; *Acta Scientia Sinica*, **2** (1953), 245.