



UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
DI PADOVA

Sede Amministrativa: Università degli Studi di Padova

Sede Consorziata: Università IUAV di Venezia

Dipartimento di Fisica Tecnica

SCUOLA DI DOTTORATO DI RICERCA IN INGEGNERIA INDUSTRIALE

INDIRIZZO: FISICA TECNICA

CICLO: XXIV

**ANALISI TEORICO-SPERIMENTALE  
DELLE CARATTERISTICHE DI FONOASSORBIMENTO DI MATERIALI**

**Direttore della Scuola :** Ch.mo Prof. Paolo Bariani

**Coordinatore d'indirizzo:** Ch.ma Prof.<sup>ssa</sup> Luisa Rossetto

**Supervisore :** Ch.mo Prof. Antonino Di Bella

**Dottorando :** Paolo Ruggeri

# INDICE

Sommario	III
Abstract	V
1 Propagazione delle onde sonore in un fluido ideale	1
1.1 Equazione della dinamica; equazione di Eulero	1
1.2 Equazione di continuità	2
1.3 Equazione di stato	4
1.4 Equazione dell'onda	4
1.5 Propagazione di onde piane in un fluido ideale	5
1.6 Propagazione di onde sferiche	8
2 Riflessione, rifrazione e diffrazione del suono	11
2.1 Rifrazione del suono	11
2.2 Diffrazione del suono	12
2.3 Propagazione del suono con interfaccia aria-materiale	12
2.4 Onda piana ad incidenza normale	14
2.5 Onda piana con incidenza obliqua	17
2.6 Materiali localmente reagenti	19
2.7 Campo acustico diffuso	20
3 Propagazione delle onde sonore nei materiali dissipativi	23
3.1 Calcolo delle impedenze superficiali	24
3.2 Metodo delle impedenze in serie; incidenza normale	26
3.3 Metodo delle impedenze in serie; incidenza obliqua	32
3.4 Metodo della matrice di trasferimento	33
4 Materiali fonoassorbenti	37
4.1 Materiali porosi	37
4.2 Risonatori	41
5 Modelli teorici	45
5.1 Modelli empirici	45
5.2 Modelli fenomenologici	51
6 Caratterizzazione acustica di materiali fonoassorbenti	57
6.1 Tubo ad onde piane; metodo della funzione di trasferimento	57
7 Misura delle proprietà acustiche caratteristiche	63
7.1 Metodo indiretto del doppio spessore	63
7.2 Metodo indiretto della doppia cavità	64
7.3 Metodo diretto a matrice di trasferimento	64
7.4 Metodo diretto a tre microfoni	67
8 Misura delle caratteristiche fisiche	71
8.1 Misura della resistenza al flusso d'aria	71
8.2 Misura della porosità	76
8.3 Misura della tortuosità	78
8.4 Tecniche di misura delle grandezze viscose e termiche	80
9 Misura del coefficiente di assorbimento in campo diffuso	83
10 Misura del coefficiente di assorbimento in camera riverberante	87
10.1 Ripetibilità delle misure	89
10.2 Influenza della superficie del campione e del bordo esposto nella misura del coefficiente di assorbimento in camera riverberante	92
10.3 Influenza della distribuzione dei provini nella misura del coefficiente di assorbimento in camera riverberante.	102

11	Caratterizzazione acustica della lana di legno mineralizzata con cemento Portland.	
	113	
11.1	Ripetibilità nelle misure con tubo ad onde piane	113
11.2	Misura delle grandezze acustiche superficiali	114
11.3	Misura delle grandezze caratteristiche	123
12	Caratterizzazione fisica della lana di legno mineralizzata	131
13	Modello previsionale dell'assorbimento della lana di legno mineralizzata con cemento Portland	141
13.1	Sviluppo di parametri medi mediante procedura di inversione.	142
13.2	Stima dell'assorbimento della lana di legno mineralizzata, mediante cinque parametri medi	155
14	Analisi teorico-sperimentale dell'assorbimento per incidenza diffusa	165
15	Conclusioni	179
	 Bibliografia	181
	Ringraziamenti	183

## Sommario

La conoscenza delle proprietà acustiche dei materiali è di grande importanza in moltissimi settori applicativi, come quello dei trasporti e dell'automotive, dell'acustica architettonica ed edilizia e dell'acustica ambientale.

In ciascuna applicazione, mediante l'analisi delle proprietà caratteristiche dei materiali impiegati, è possibile modellare acusticamente sistemi complessi attraverso metodi di calcolo come, ad esempio F.E.M., B.E.M., S.E.A., ecc. e simulazioni raytracing.

In questo lavoro sono descritti in una prima parte (capitoli 1-5) gli approcci teorici relativi alla propagazione delle onde sonore sull'interfaccia aria-materiale e all'interno dei materiali porosi e fibrosi, indicando le caratteristiche di fonoassorbimento in funzione alle tipologie di materiali e dei sistemi fonoassorbenti, (materiali porosi, fibrosi, risonatori a membrana e a cavità).

Partendo dalla trattazione teorica sono riportati dei modelli analitici che consentono di descrivere le caratteristiche acustiche di materiali porosi a struttura rigida, basandosi sulle loro caratteristiche fisiche: il modello empirico monoparametrico di Delany Bazley, il modello empirico a più parametri di Miki e il modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard.

Nella seconda parte (capitoli 6-9) sono descritte delle metodologie sperimentali per caratterizzare i materiali porosi, sia per quanto riguarda le loro grandezze acustiche superficiali e caratteristiche acquisite mediante tubo ad onde piane e il loro coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa ottenuto in camera riverberante. Inoltre sono riportati i metodi per la misura delle cinque grandezze fisiche descritte nel modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard. (resistività al flusso, porosità, tortuosità, grandezze caratteristiche viscose e termiche).

Negli ultimi capitoli (capitoli 10-14) sono riportati i risultati di una campagna sperimentale effettuata in camera riverberante, con la quale si è svolta un'indagine sull'influenza della disposizione di assorbitori piani in lana di legno mineralizzata con cemento Portland e fibra di poliestere, analizzando la variazione del coefficiente di assorbimento in funzione della dimensione della superficie dei campioni utilizzati nella misura, e da come questi sono disposti, facendo attenzione anche all'influenza del bordo esposto.

In quest'ultima parte del lavoro sono anche riportati i risultati di un'analisi teorico-sperimentale eseguita su pannelli di fibra di legno mineralizzata, sviluppata attraverso le misura delle loro caratteristiche acustiche e fisiche, definendo dei parametri medi ottimizzati da inserire nel modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard.

L'utilizzo del tubo d'impedenza per la misura del coefficiente di assorbimento ha dei grandi vantaggi, dal punto di vista della caratterizzazione dei materiali, in quanto ne riesce a ottenere le grandezze superficiali e intrinseche, e dal punto di vista dell'onerosità della prova, in termini di tempo di misura e di dimensioni dei provini.

Nei modelli di calcolo e di simulazione relativi all'ambito dell'acustica architettonica ed edilizia vengono però utilizzati i coefficienti di assorbimento per incidenza diffusa ottenuti nelle camere riverberanti; i modelli teorici sviluppati da misure sperimentali su tubi ad onde piane, non riescono a ricostruire in modo accurato i coefficienti di assorbimento ottenuti con questo metodo.

Nell'ultimo capitolo (capitolo 14) sono state confrontate le curve teoriche di coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa modellate con i parametri ottimizzati, con delle misure sperimentali effettuate in camera riverberante.



## Abstract

The knowledge of the acoustic properties of materials is of great importance in many application areas, such as transport and automotive, architectural and building acoustics and room acoustics.

In each application, through the analysis of the characteristic properties of the materials used, it is possible to model complex systems through acoustic calculation methods such as FEM, BEM, SEA, etc.. and raytracing simulations.

The first chapters of this work (Chapters 1-5) deal with the theoretical approaches related to the propagation of sound waves through the air-material interface and through porous materials, and at the same time they focus on the characteristics of sound absorption according to the types of sound-absorbing materials and systems, (porous, fibrous, membrane and cavities resonators).

Starting from the theoretical treatment, analytical models are presented. They allow to describe the acoustic properties of porous materials with a rigid frame, based on their physical characteristics: the empirical mono-parametric model of Delany Bazley, the empirical multi-parameters model of Miki and the phenomenological model of Johnson Champoux Allard.

The second part (Chapters 6-9) describes the experimental methods used to characterize porous materials, both in terms of their superficial and characteristics parameters, measured with impedances tubes, and their random incidence absorption coefficients obtained in a reverberation room. The methods applied employed to measure physical quantities described in the phenomenological model of Johnson Champoux Allard (flow resistivity, porosity, tortuosity, viscous and thermal characteristic length) are also shown.

The last chapters (Chapters 10-14) summarize the results of an experimental campaign carried out in a reverberation room, through which a survey on the influence of distribution of plane absorbers was conducted by using mineralised fir wood-wool bound with Portland cement and polyester fiber. The aim of the campaign was to analyze the change in absorption coefficient as a function of the size of the surface of the samples used in the measure, and how these are distributed, focusing on the influence of the exposed edge.

The second part of my work displays the results of theoretical and experimental analysis performed on mineralized fir wood-wool panels developed through the measurements of their acoustics and physical characteristics. After the experimental campaign five optimized parameters are defined to predict the sound absorption coefficient of this material, with the Johnson Champoux Allard's model.

The use of the impedance tube to measure the absorption coefficient has great advantages, because with this method it is possible to characterize completely porous absorbers. Another plus of the experimentation is the saving of time measurement and specimen sizes. However, in the models of room acoustics computation and simulation the random incidence absorption coefficients obtained in reverberant rooms are used. The theoretical models developed from experimental measurements in impedances tubes, cannot accurately reconstruct the absorption coefficients obtained by this method.

The dissertation closes with the comparison between the theoretical curves of absorption coefficient for random incidence modeled with the parameters optimized, and the experimental measurements performed in a reverberation room.



# 1 Propagazione delle onde sonore in un fluido ideale

Un'onda sonora è una propagazione di un moto oscillatorio attraverso un mezzo elastico. La propagazione è data dalla vibrazione delle particelle del mezzo intorno alla propria posizione di equilibrio. Il mezzo, come già detto, dev'essere elastico, ovvero, conseguentemente allo spostamento della particella dalla sua posizione di riposo, deve generare una forza interna, risultante dalle forze intermolecolari, che tenda a riportarla alla punto originario.

Oltre all'elasticità, affinché si verifichi il fenomeno sonoro, è necessario che il mezzo possieda un'inerzia, riferita alla propria massa, tale che si possa trasferire quantità di moto, energia meccanica, da particella a particella.

Le variabili del moto sono quindi la velocità di oscillazione, definita come "velocità di particella"  $\vec{v}$  e lo spostamento  $\vec{r}$ , entrambe grandezze vettoriali.

Il moto delle particelle crea delle compressioni e rarefazioni del mezzo, dando origine a delle variazioni di pressione e densità, in funzione del tempo e della posizione.

La variazione di pressione rispetto alla pressione statica prende il nome di "pressione sonora" e si definisce come:

$$p(\vec{r}, t) = p'(\vec{r}, t) - p_0 \text{ [Pa]} \quad (1.1)$$

dove:

$p'(\vec{r}, t)$  è la pressione in un determinato punto del mezzo, e in un determinato istante; [Pa]

$p_0$  è la pressione atmosferica relativa al campo indisturbato ( $\sim 101310$  Pa).

È possibile descrivere l'equazione dell'onda sonora, combinando tra loro le due equazioni fondamentali dell'idrodinamica, l'equazione di Eulero e l'equazione di continuità, assieme all'equazione di stato del fluido in esame.

## 1.1 Equazione della dinamica; equazione di Eulero

Se si considera un elemento di volume  $V_0 = dx dy dz$  in movimento contenente una massa  $\rho V_0$  di fluido isotropo e non dissipativo, è possibile definire le caratteristiche di propagazione del moto all'interno di esso.

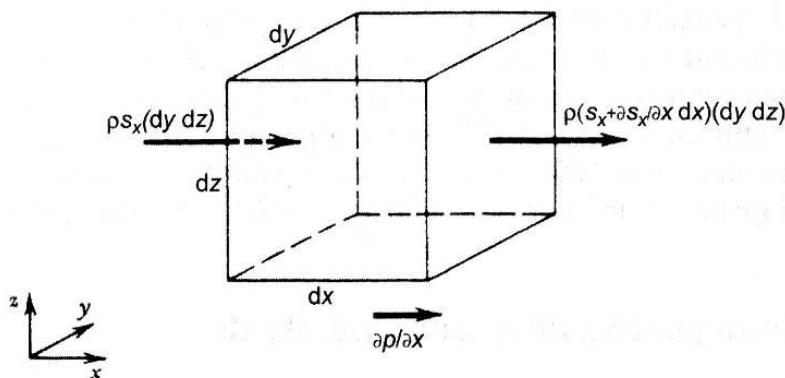


Figura 1-1: Volume elementare  $V_0 = dx dy dz$

Sull'elemento  $V_0$  agiscono delle forze corrispondenti alle variazioni di pressione acustica, che possono essere scomposte nei tre assi cartesiani  $x, y$  e  $z$  ottenendo le seguenti relazioni:

$$df_x = \left[ p - \left( P + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \right] dy dz = -\frac{\partial p}{\partial x} dV_0 \quad (1.2)$$

$$df_y = \left[ p - \left( P + \frac{\partial p}{\partial y} dy \right) \right] dx dz = -\frac{\partial p}{\partial y} dV_0 \quad (1.3)$$

$$df_z = \left[ p - \left( P + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right) \right] dx dy = -\frac{\partial p}{\partial z} dV_0 \quad (1.4)$$

Analogamente è possibile definire le tre componenti di velocità  $u_x, u_y, u_z$  mediante il secondo principio della dinamica, considerando che le variazioni di densità nel mezzo  $\rho$ , prodotte dall'onda sonora siano molto più piccole della densità in condizioni normali  $\rho_0$ :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} V_0 = \rho_0 V_0 \frac{\partial u_x}{\partial t} \quad (1.5)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial y} V_0 = \rho_0 V_0 \frac{\partial u_y}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} V_0 = \rho_0 V_0 \frac{\partial u_z}{\partial t} \quad (1.7)$$

È quindi possibile definire l'equazione della dinamica (equazione di Eulero) in forma vettoriale:

$$\nabla p = -\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \quad (1.8)$$

## 1.2 Equazione di continuità

Considerando il medesimo volume  $V_0$  (Figura 1-1), al tempo  $t$  la portata di massa entrante è data da:

$$\rho u_x dy dz \quad (1.9)$$

$$\rho u_y dx dz \quad (1.10)$$

$$\rho u_z dx dy \quad (1.11)$$

Mentre la portata di massa uscente è data da:

$$\rho u_x dy dz + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} dx dy dz \quad (1.12)$$

$$\rho u_y dx dz + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} dx dy dz \quad (1.13)$$

$$\rho u_z dx dy + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} dx dy dz \quad (1.14)$$

Il bilancio della massa che attraversa il volume  $V_0$  è descritta dall'equazione di continuità, che eguaglia la massa entrante e uscente, alla variazione di massa contenuta nel fluido, quindi la differenza tra queste due quantità:

$$-\frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} dx dy dz \quad (1.15)$$

$$-\frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} dx dy dz \quad (1.16)$$

$$-\frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} dx dy dz \quad (1.17)$$

Considerata la variazione di massa nel tempo  $dt$  all'interno dell'elemento  $dxdydz$  pari a:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz \quad (1.18)$$

È possibile scrivere l'equazione di continuità nel seguente modo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\left( \frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z} \right) \quad (1.19)$$

e in forma vettoriale:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \operatorname{div}(\rho \vec{u}) \quad (1.20)$$

Considerando la variazione di densità molto piccola tale che  $\rho \approx \rho_0$  è possibile riscrivere l'equazione di continuità nel seguente modo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (1.21)$$

E in forma vettoriale:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \rho_0 \operatorname{div}(\vec{u}) \quad (1.22)$$

### 1.3 Equazione di stato

Mediante l'equazione di stato è possibile descrivere le relazioni che avvengono tra le grandezze fisiche che descrivono il comportamento termodinamico del fluido. Si ipotizza, che le variazioni di stato associate al suono sono talmente rapide da non consentire una conduzione di calore, quindi possono essere considerate adiabatiche.

$$\frac{p_a}{p^\gamma} = \cos t \quad (1.23)$$

$$\frac{p + p_0}{p_0} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (1.24)$$

Con:

$$p_a = p_0 + p \quad (1.25)$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (1.26)$$

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \quad (1.27)$$

Da cui è possibile scrivere:

$$1 + \frac{p}{p_0} = \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (1.28)$$

Considerando una variazione di densità tale che  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \ll 1$ , allora:

$$1 + \frac{p}{p_0} = 1 + \gamma \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \quad (1.29)$$

Definendo la grandezza di condensazione come:

$$s = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \quad (1.30)$$

Si può scrivere l'equazione di stato nel seguente modo:

$$p = \gamma p_0 s \quad (1.31)$$

### 1.4 Equazione dell'onda

L'equazione dell'onda può essere scritta mediante la combinazione dell'equazione di Eulero, l'equazione di continuità e l'equazione di stato.

Derivando l'equazione (1.29) rispetto al tempo, si ottiene:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.32)$$

Da cui, utilizzando l'equazione (1.21) si ottiene:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (1.33)$$

Derivando rispetto al tempo si ha:

$$-\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \left( \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial t} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial t} \right) \quad (1.34)$$

Derivando le equazioni di Eulero si ottiene:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial t} \quad (1.35)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial t} \quad (1.36)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = -\rho_0 \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial t} \quad (1.37)$$

Confrontando con 1.33 si ottiene l'equazione dell'onda:

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.38)$$

## 1.5 Propagazione di onde piane in un fluido ideale

Un fluido ideale ha le seguenti caratteristiche: omogeneo, isotropo, perfettamente elastico. Assumendo che un onda sonora si propaghi in una sola direzione, individuata nell'asse  $x$  di un sistema di coordinate cartesiane, dipendendo solo dal tempo  $t$ , per le onde piane l'equazione è:

$$\frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial t^2} \quad (1.39)$$

La funzione che caratterizza il campo acustico è la pressione sonora che è una grandezza che varia a seconda della distanza di propagazione e del tempo  $(x,t)$ .

La costante  $c_0$  è la velocità di propagazione del suono ed è definita da

$$c_0 = \sqrt{k \frac{p_0}{\rho_0}} \quad (1.40)$$

La soluzione di quest'equazione è di tipo sinusoidale: la pressione al tempo  $t$  e in un punto  $x$  ha una dipendenza di tipo sinusoidale con un'ampiezza di oscillazione che dipende dal tempo ( $\omega t$ ) e dello spazio ( $k_0 x$ )

$$p(x, t) = \hat{p} \cos(\omega t - k_0 x) \quad (1.41)$$

dove:

$\omega$  è la pulsazione ed è legato alla frequenza dell'onda sonora ( $2\pi f$ )

$k_0$  è il numero d'onda ed è legato alla velocità del suono  $c_0$

In un campo acustico non c'è trasporto di particelle, le quali oscillano attorno ad una posizione di equilibrio, mentre quello che si propaga è la perturbazione con velocità  $c_0$ .

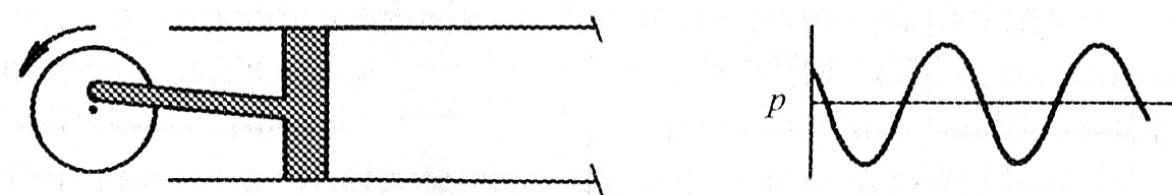


Figura 1-2: Onda piana generata da un pistone all'interno di un condotto con pareti rigide; il moto oscillatorio del pistone genera una fluttuazione armonica di pressione.

Per semplificare la rappresentazione analitica delle onde, viene utilizzata la notazione complessa mediante la rappresentazione esponenziale della formula di Eulero.

Utilizzando la notazione complessa è possibile scrivere il campo acustico senza l'utilizzo di seni e coseni: l'argomento che prima era del termine coseno, diventa argomento del termine esponenziale.

In ogni punto  $(x, t)$  la pressione può essere scritta come:

$$p(x, t) = \hat{p} e^{i(\omega t - k_0 x)} \quad (1.42)$$

dove

$\hat{p}$  è l'ampiezza, intesa come modulo del vettore di rotazione nella circonferenza del piano di Gauss.

La pressione in  $x, t$  è la parte Reale della funzione, infatti:

$$p(x, t) = \hat{p} e^{i(\omega t - k_0 x)} = \hat{p} \cos(\omega t - k_0 x) + i \hat{p} \sin(\omega t - k_0 x) \quad (1.43)$$

Il campo di pressione può essere quindi considerato come la parte reale di un campo di pressione complesso:

$$p(x,t) = \operatorname{Re}\{p(x,t)\} \quad (1.44)$$

Per un'onda piana è possibile ricavare l'espressione della velocità di particelle derivandola dal campo di pressione:

$$u_c(x,t) = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt \quad (1.45)$$

Tale espressione viene risolta mediante la soluzione della derivata parziale della pressione rispetto ad  $x$ :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -i\hat{p}k e^{i(\omega t - kx)} \quad (1.46)$$

da cui otteniamo il campo di velocità complessa nel mezzo:

$$u_c(x,t) = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial x} dt = \frac{i\hat{p}k}{\rho_0} \int e^{i(wt - kx)} dt = \frac{\hat{p}k}{\rho_0 \omega} e^{i(\omega t - kx)} = \frac{1}{\rho_0 c} p(x,t) \quad (1.47)$$

Il legame tra la velocità di particelle e la pressione in un punto è un rapporto definito impedenza specifica.

$$z(P) = \frac{p(P,t)}{u(P,t)} \quad (1.48)$$

In un fluido ideale l'impedenza calcolata in un punto  $P$  dipende solamente dalle proprietà termodinamiche del mezzo, ovvero la densità dell'aria ( $\rho_0$ ), e la velocità del suono nel mezzo ( $c$ ):

$$z(P) = \frac{p(P,t)}{u(P,t)} = \frac{p(P,t)}{\frac{p}{\rho_0}(P,t)} = \rho_0 c \quad (1.49)$$

L'impedenza è un parametro legato alla resistenza che il mezzo, in cui si propaga l'onda acustica, oppone al fenomeno acustico.

Generalmente può non essere un numero reale come nel caso dell'aria, ma una grandezza complessa, essendo data dal rapporto di due grandezze oscillanti,  $p$  e  $u$ , le quali potrebbero non essere in fase tra loro.

Analogamente a quanto avviene in elettrotecnica, l'impedenza, come grandezza complessa, è data da una parte reale detta resistenza, e da una parte immaginaria detta reattanza. Se si indica con  $r$  la parte reale e con  $x$  la parte immaginaria, è possibile scrivere l'impedenza acustica specifica come:

$$z(P) = r(P,t) + ix(P,t) \quad (1.50)$$

dove:

$r(P,t)$  resistenza acustica  
 $x(P,t)$  reattanza acustica

## 1.6 Propagazione di onde sferiche

La formulazione delle onde sferiche assomiglia a quella dell'onda piana, ma in questo caso il termine che viene derivato è il prodotto del raggio, inteso come la distanza tra il punto in esame e la sorgente, moltiplicato per la pressione.

$$\frac{\partial^2(rP)}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2(rP)}{\partial r^2} \quad (1.51)$$

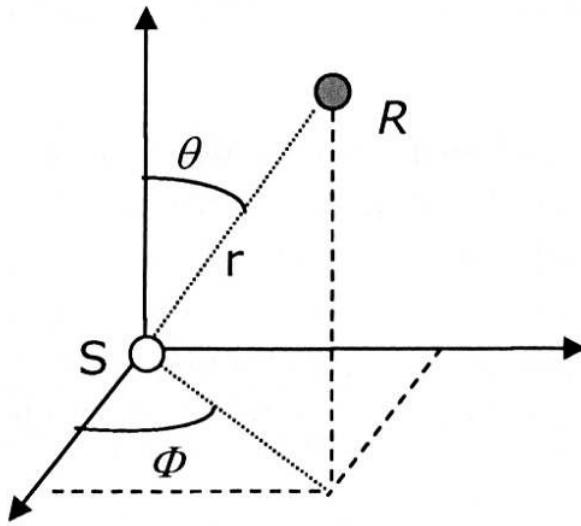


Figura 1-3 – Sistema di coordinate sferiche.

la soluzione dell'equazione mostra una dipendenza con il raggio, infatti la pressione è inversamente proporzionale alla distanza  $r$ :

$$p(r,t) = \frac{\hat{p} \cos(\omega t - k_0 r)}{r} \quad (1.52)$$

Lo stesso procedimento utilizzato per il calcolo delle equazioni delle onde piane può essere applicato alle onde sferiche.

È possibile quindi ottenere il campo di velocità dal campo di pressione mediante la seguente relazione:

$$u(r,t) = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial r} dt \quad (1.53)$$

Introducendo il campo di pressione complesso  $pc$  si recava il campo di velocità in rappresentazione complessa  $uc(r,t)$ .

Dalla risoluzione dell'integrale e della derivata parziale rispetto ad  $r$  otteniamo:

$$\begin{aligned}
u_c(r,t) &= -\frac{1}{\rho_0} \int \left( \frac{(-ikr)\hat{p}e^{i(\omega kr)} - \hat{p}e^{i(\omega kr)}}{r^2} \right) dt = -\frac{1}{\rho_0 r^2} \left( -\frac{\hat{p}r}{c} e^{i(\omega kr)} - \frac{\hat{p}}{i\omega} e^{i(\omega kr)} \right) = \\
&= \frac{\hat{p}e^{i(\omega kr)}}{\rho_0 r} \left( \frac{1}{c} + \frac{1}{i\omega r} \right) = \frac{p_c(r,t)}{\rho_0 c} \left( 1 - i \frac{1}{kr} \right)
\end{aligned} \tag{1.54}$$

Analogamente a quanto accadeva con le onde piane, nelle onde sferiche la velocità di particelle è data dal rapporto tra la pressione e il termine  $\rho_0 c$ . In questo caso però compare anche il termine complesso  $1 - i \frac{1}{kr}$

Di conseguenza anche l'impedenza dell'onda sferica è data da:

$$z(r) = \frac{p(r,t)}{u(r,t)} = \frac{p(r,t)}{\left( \frac{p(r,t)}{\rho_0 c} \right) \left( 1 - i \frac{1}{kr} \right)} = \rho_0 c \left( \frac{1 + ik_0 r}{ik_0 r} \right) \tag{1.55}$$

L'impedenza per le onde sferiche è un numero complesso che dipende dal mezzo  $\rho_0 c$  e dalla distanza dalla sorgente  $r$ .

Si possono effettuare delle semplificazioni nella rappresentazione dell'impedenza, introducendo il concetto di campo vicino e campo lontano, che dipendono dal prodotto tra  $k$  ed  $r$ .

Quando  $kr \gg 1$  la velocità di particelle è completamente reale, quindi l'espressione si riduce a:

$$u_c(r,t) = \frac{p_c(r,t)}{\rho_0 c} \left( 1 - i \frac{1}{kr} \right) = \frac{p_c(r,t)}{\rho_0 c} \tag{1.56}$$

rendendola formalmente identica all'equazione dell'onda piana.

Questa condizione ( $kr \gg 1$ ) si verifica, quando  $kr$  è all'incirca maggiore o uguale a 10.

La regione di campo lontano è quindi quella che dista dalla sorgente più di  $1,6 \lambda$ , dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda del segnale emesso dalla sorgente.

$$r = \frac{10}{k} = \frac{10}{2\pi f} = \frac{10}{2\pi} \frac{1}{c} \lambda \cong 1,6 \lambda \tag{1.57}$$

Al contrario, con  $kr \ll 1$  l'espressione diventa completamente immaginaria

$$u_c(r,t) = \frac{p_c(r,t)}{\rho_0 \omega r} = -i \frac{p_c(r,t)}{\rho_0 \omega r} \tag{1.58}$$



## 2 Riflessione, rifrazione e diffrazione del suono

### 2.1 Rifrazione del suono

Quando un'onda sonora che si propaga in un materiale incide su un'interfaccia che lo separa da un altro materiale, può venire in parte riflessa e in parte trasmessa. I fenomeni che si verificano all'interfaccia, dipendono dalle proprietà fisiche dei due mezzi e dalla caratteristica della superficie di separazione.

Considerando il caso dell'interfaccia aria-materiale, quando un'onda sonora passa attraverso due materiali con diverse velocità di propagazione si verifica l'effetto di rifrazione, ovvero l'onda sonora si trasmette oltre l'interfaccia con un angolo differente rispetto a quello con cui incide.

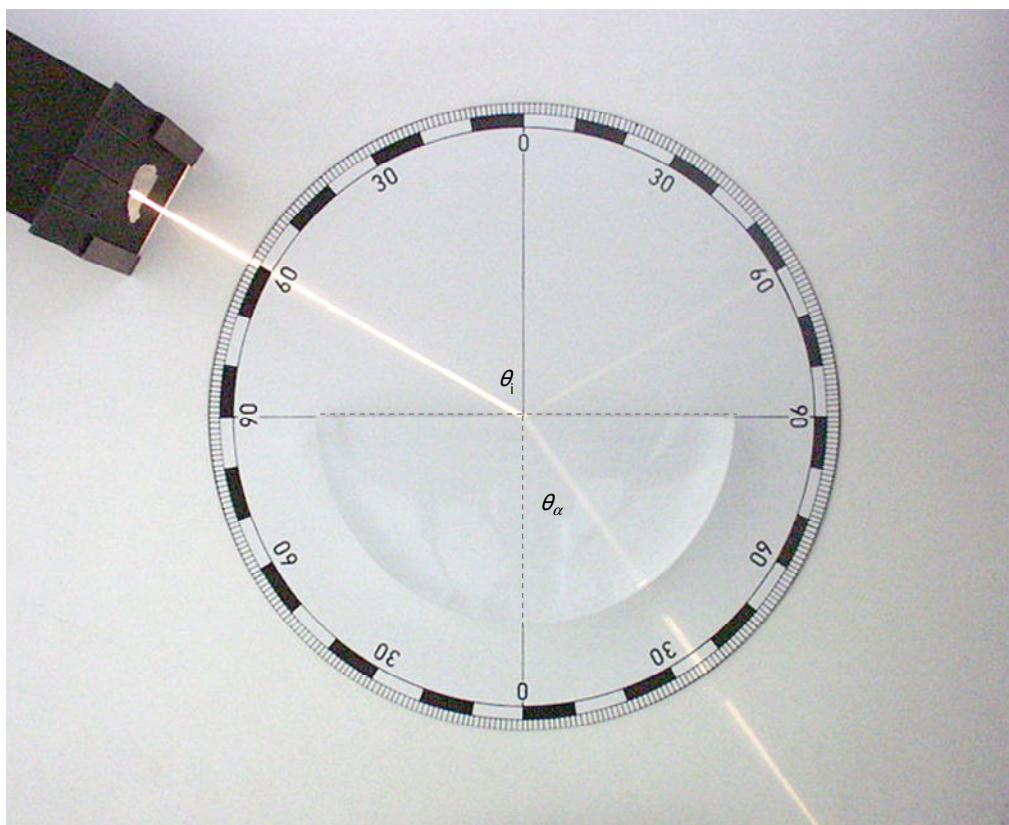


Figura 2-1 – Rifrazione di un raggio incidente con un angolo  $\theta$  di  $60^\circ$

Note le grandezze fisiche dei due mezzi e l'angolo d'incidenza, è possibile ricavare l'angolo di rifrazione applicando la legge di Snell.

Se si considera un'onda piana che incide con un angolo solido  $\theta_i$ , l'angolo con cui l'onda si propaga all'interno del materiale ( $\theta_a$ ) , dipende dalle caratteristiche intrinseche dei mezzi, ovvero l'impedenza caratteristiche e la costante di propagazione complessa.

$$\frac{c_i}{\sin(\theta_i)} = \frac{c_a}{\sin(\theta_a)} \quad (2.1)$$

$$\sin(\theta_a) = \frac{\gamma_i}{\gamma_a} \sin(\theta_i) \quad (2.2)$$

$$\cos(\theta_a) = \sqrt{1 - \left( \frac{\gamma_i}{\gamma_a} \sin(\theta_i) \right)^2} \quad (2.3)$$

dove:

$\theta_i$   $\theta_a$  sono rispettivamente l'angolo d'incidenza e l'angolo di rifrazione

$c_i$   $c_a$  sono le velocità del suono nei mezzi

$\gamma_i$   $\gamma_a$  sono le costanti di propagazione complesse dei due mezzi

## 2.2 Diffrazione del suono

Quando la lunghezza d'onda del suono che si propaga è dello stesso ordine di grandezza o più grande delle superfici degli elementi presenti nell'ambiente in cui si propaga, si manifesta il fenomeno della diffrazione. Un'esemplificazione di ciò, si ha nel caso di un'onda piana che attraversa un'apertura in un elemento con impedenza infinita. Se la larghezza  $d$  è inferiore della lunghezza d'onda  $\lambda$ , al di là del divisorio l'onda risulta confinata spazialmente. Al contrario con  $\lambda \geq d$  l'onda si propaga anche attorno all'apertura stessa. Questo avviene perché i bordi dell'apertura, interagendo con l'onda incidente, diventano essi stenti sorgenti elementari di onde sonore.

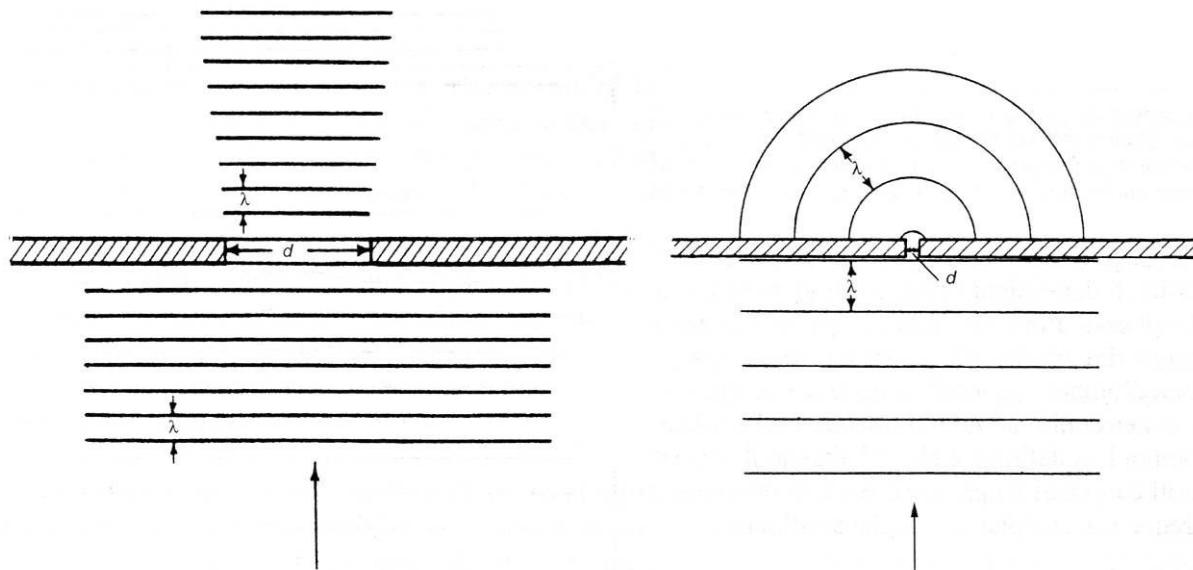


Figura 2-2 – Diffrazione di un'onda sonora intorno ad un'apertura con  $\lambda < d$  (a sinistra) e  $\lambda \geq d$  (a destra).

## 2.3 Propagazione del suono con interfaccia aria-materiale

Se si considera un qualsiasi materiale, sottoposto ad un campo acustico, si valuta la potenza sonora dell'onda acustica che va a incidere sulla discontinuità tra il materiale e l'aria.

Il campo acustico incidente viene in parte riflesso e in parte assorbito, dissipato per attrito e trasformato in calore, e un'altra parte viene trasmessa attraverso il materiale.

Se consideriamo queste tre potenze rispettivamente come  $W_r$ ,  $W_d$  e  $W_t$  si possono definire altrettanti coefficienti detti  $r$ , coefficiente di riflessione,  $\delta$  coefficiente di dissipazione,  $\tau$  coefficiente di trasmissione, che sono dati dal rapporto tra la grandezza di interesse e la potenza incidente.

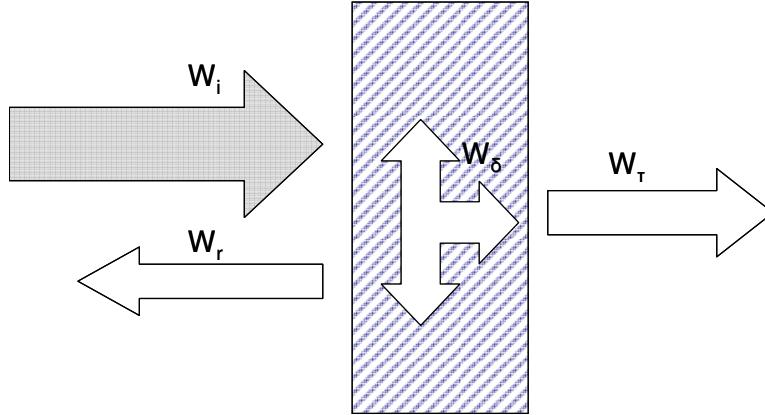


Figura 2-3 – Bilancio energetico dell'energia incidente una superficie.

Per il teorema di conservazione dell'energia la potenza incidente  $W_i$  dev'essere uguale alla somma delle tre potenze:

$$W_r + W_d + W_\tau = W_i \quad (2.4)$$

Da cui si deduce che la somma dei tre coefficienti è uguale a 1:

$$r_w + \delta_w + \tau_w = 1 \quad (2.5)$$

Nello studio del comportamento acustico dei materiali porosi, viene utilizzato il coefficiente di assorbimento acustico apparente, che è definito in questo modo perché considera il contributo dell'energia dissipata a quello dell'energia trasmessa:

$$\alpha = \frac{W_d + W_\tau}{W_i} = 1 - r_w \quad (2.6)$$

Il coefficiente di assorbimento apparente viene utilizzato in quanto l'assorbimento viene osservato dal lato in cui incide l'energia, quindi tutto ciò che non viene riflesso è considerato come assorbito.

I coefficienti così definiti appartengono ad un approccio di tipo energetico; per l'analisi dei materiali porosi, è però necessario avvalersi di un approccio di tipo oscillatorio.

Gli stessi coefficienti, che prima erano definiti con valori ideali, in quanto rapporti di potenza, possono essere ridefiniti come rapporti tra grandezze oscillanti come pressione incidente e pressione riflessa.

Se si considera il rapporto di due grandezze oscillanti non in fase tra loro, si ottiene una grandezza complessa, pertanto si introduce un pedice  $P$  nella notazione dei coefficienti per indicare un rapporto complesso calcolato in un punto.

Ad esempio il coefficiente di riflessione complesso è definito come il rapporto tra la pressione riflessa e la pressione incidente in un punto:

$$R_p = \left| R_p \right| e^{ix} = \frac{P_r}{P_i} \Big|_{\text{SUPERFICIE}} \quad (2.7)$$

Per un'onda piana il coefficiente di riflessione di potenza è uguale al quadrato del modulo del coefficiente di riflessione in pressione:

$$r_w = \left| R_p \right|^2 \quad (2.8)$$

Da cui è possibile definire il coefficiente di assorbimento acustico apparente come:

$$\alpha = 1 - r_w = 1 - \left| R_p \right|^2 \quad (2.9)$$

Se si considera un'onda sonora che si propaga in aria e incontra un materiale poroso, è possibile valutare l'impedenza superficiale sull'interfaccia aria-materiale, considerandola come il rapporto tra pressione e velocità normale alla superficie, calcolata in un punto definito sulla superficie del materiale.

$$Z_s = \frac{P}{u_n} \quad (2.10)$$

Generalmente l'impedenza viene utilizzata come grandezza normalizzata, ovvero come impedenza specifica, che usa come termine di normalizzazione l'impedenza dell'aria  $\rho_0 c$ :

$$z_s = \frac{Z_s}{\rho_0 c_0} \quad (2.11)$$

l'impedenza specifica è un termine adimensionale, in quanto è diviso con un'altra impedenza.

## 2.4 Onda piana ad incidenza normale

Se si considera un onda piana che si propaga in direzione  $x$  che incide normalmente su una superficie, è possibile scrivere l'equazione dell'onda nel seguente modo:

$$p_i(x, t) = \hat{p} e^{i(\omega t - k_0 x)} \quad (2.12)$$

Sapendo che la velocità di propagazione è data dal rapporto tra la pressione incidente e l'impedenza dell'aria, è possibile scrivere l'equazione della velocità di particella:

$$u_i(x, t) = \frac{p_i(x, t)}{\rho_0 c_0} = \frac{\hat{p} e^{i(\omega t - k_0 x)}}{\rho_0 c_0} \quad (2.13)$$

Analogamente il contributo riflesso della pressione e della velocità è dato dalle seguenti due equazioni:

$$p_r(x, t) = R_p \hat{p} e^{i(\omega t + k_0 x)} \quad (2.14)$$

Essendo un'onda riflessa, il verso di propagazione è opposto a quello dell'onda incidente, e all'interno dell'esponenziale viene cambiato il segno del termine propagativo  $x$ .

Anche nell'equazione della velocità di particella viene cambiato il segno del termine  $x$  e del coefficiente di riflessione complesso:

$$u_r(x, t) = -R_p \frac{p_r(x, t)}{\rho_0 c_0} = -R_p \frac{\hat{p} e^{i(\omega t + k_0 x)}}{\rho_0 c_0} \quad (2.15)$$

Dalla somma dei contributi incidenti e riflessi è possibile determinare le equazioni del campo acustico relative alla pressione e alla velocità di particelle, valutati sulla superficie di discontinuità in  $x=0$ . Il campo risultante è dato da:

$$p(0, t) = \hat{p} e^{i(\omega t - k_0 x)} + R_p \hat{p} e^{i(\omega t + k_0 x)} = \hat{p} (1 + R_p) e^{i\omega t} \quad (2.16)$$

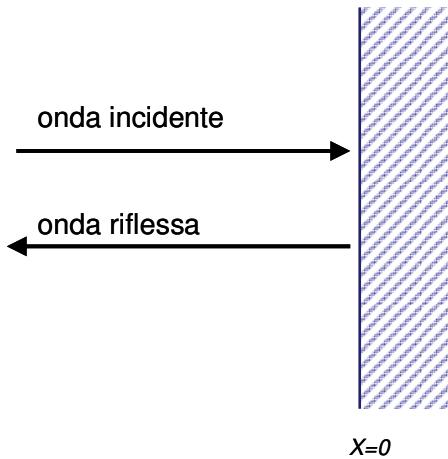


Figura 2-4 - Riflessione di un'onda piana incidente perpendicolarmente ad una superficie piana.

$$u(0, t) = \frac{\hat{p} e^{i(\omega t - k_0 x)}}{\rho_0 c_0} - R_p \frac{\hat{p} e^{i(\omega t + k_0 x)}}{\rho_0 c_0} = \frac{\hat{p}}{\rho_0 c_0} (1 - R_p) e^{i\omega t} \quad (2.17)$$

Noti pressione e velocità, è possibile calcolare l'impedenza superficiale  $Z_s$  come il rapporto tra pressione e velocità in un punto.

$$Z_s = \frac{p(0, t)}{u(0, t)} = \frac{\hat{p} (1 + R_p) e^{i\omega t}}{\frac{\hat{p}}{\rho_0 c_0} (1 - R_p) e^{i\omega t}} = \frac{(1 + R_p)}{(1 - R_p)} \rho_0 c_0 \quad (2.18)$$

Da cui è possibile scrivere l'equazione del coefficiente di riflessione complesso, mediante l'impedenza superficiale e l'impedenza superficiale specifica:

$$R_p = \frac{Z_s - \rho_0 c_0}{Z_s + \rho_0 c_0} = \frac{z_s - 1}{z_s + 1} \quad (2.19)$$

Ricordando che il coefficiente di assorbimento apparente è uguale a :

$$\alpha = 1 - |R_p|^2 \quad (2.20)$$

Allora è possibile scrivere l'equazione dell'assorbimento acustico per un'onda piana ad incidenza normale.

$$\alpha = 1 - |R_p|^2 = 1 - \left| \frac{z_s - 1}{z_s + 1} \right|^2 = 1 - \left| \frac{\sqrt{(\text{Re}(z_s) - 1)^2 + (\text{Im}(z_s))^2}}{\sqrt{(\text{Re}(z_s) + 1)^2 + (\text{Im}(z_s))^2}} \right|^2 = \frac{4 \text{Re}(z_s)}{|z_s|^2 + 2 \text{Re}(z_s) + 1} \quad (2.21)$$

### Alcuni casi notevoli:

Se il fronte d'onda incide una parete completamente assorbente, quindi con un coefficiente di riflessione uguale a 0, l'impedenza superficiale è uguale a quella dell'aria cioè  $\rho_0 c_0$  e di conseguenza il coefficiente di assorbimento acustico apparente uguale a 1:

$$Z_s = \frac{p(0, t)}{u(0, t)} = \frac{(1 + R_p)}{(1 - R_p)} \rho_0 c_0 = \rho_0 c \quad (2.22)$$

$$\alpha = 1 - |R_p|^2 = 1 \quad (2.23)$$

Un materiale completamente assorbente ha la stessa impedenza dell'aria, quindi l'onda acustica che viaggia in aria, non trova nessuna discontinuità nell'interfaccia, quindi si propaga all'interno del materiale senza cambiare verso di propagazione.

Al contrario, se l'onda acustica incide su una parete completamente rigida, il coefficiente di riflessione è pari a 1, quindi l'impedenza va ad infinito, in quanto la velocità di particelle all'interfaccia è nulla, e il coefficiente di assorbimento apparente è uguale a 0:

$$Z_s = \frac{p(0, t)}{u(0, t)} = \frac{(1 + R_p)}{(1 - R_p)} \rho_0 c_0 = \infty \quad (2.24)$$

$$\alpha = 1 - |R_p|^2 = 0 \quad (2.25)$$

Un ultimo caso notevole è quello della parete cedevole, ovvero che oscilla generando un campo acustico uguale a quello dell'onda incidente, ma sfasato di  $180^\circ$

Il coefficiente di riflessione è quindi uguale a -1, mentre l'impedenza superficiale e il coefficiente di assorbimento sono uguali a 0:

$$R_p = e^{j\pi} = -1 \quad (2.26)$$

$$Z_s = \frac{p(0, t)}{u(0, t)} = \frac{(1 + R_p)}{(1 - R_p)} \rho_0 c_0 = 0 \quad (2.27)$$

$$\alpha = 1 - |R_p|^2 = 0 \quad (2.28)$$

## 2.5 Onda piana con incidenza obliqua

se si considera un'onda piana che incide con un angolo pari a  $\theta_i$  su un'interfaccia tra due materiali in  $x=0$  come illustrato in Figura 2-5 si possono scrivere le equazioni della pressione incidente  $p_i$ , riflessa  $p_r$  e trasmessa  $p_t$ , nel seguente modo:

l'onda incidente sono:

$$p_i = \hat{p}_i e^{ik_0(x \cos \theta_i + y \sin \theta_i)} \quad (2.29)$$

$$u_i = \frac{\hat{p}_i}{\rho_0 c_0} \cos \theta_i e^{ik_0(x \cos \theta_i + y \sin \theta_i)} \quad (2.30)$$

per l'onda riflessa:

$$p_r = \hat{p}_r e^{-ik_0(-x \cos \theta_r + y \sin \theta_r)} \quad (2.31)$$

$$u_r = \frac{\hat{p}_r}{\rho_0 c_0} \cos \theta_r e^{-ik_0(-x \cos \theta_r + y \sin \theta_r)} \quad (2.32)$$

Per l'onda assorbita (dissipata e trasmessa):

$$p_a = \hat{p}_a e^{-ik_1(-x \cos \theta_\tau + y \sin \theta_\tau)} \quad (2.33)$$

$$u_a = \frac{\hat{p}_a}{\rho_0 c_0} \cos \theta_\tau e^{-ik_1(-x \cos \theta_\tau + y \sin \theta_\tau)} \quad (2.34)$$

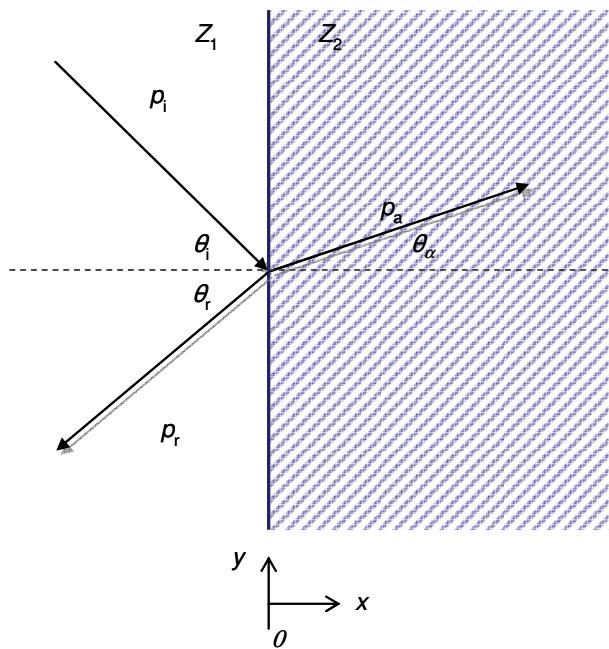


Figura 2-5 – riflessione di un'onda piana incidente su una superficie ad un dato angolo.

Queste equazioni sono legate tra loro mediante l'equazione di continuità per cui:

$$p_i + p_r = p_a \quad (2.35)$$

In prossimità dell'interfaccia la velocità di particelle è uguale a:

$$u_i \cos(\theta_i) + u_r \cos(\theta_r) = u_a \cos(\theta_a) \quad (2.36)$$

Ricordando la definizione di impedenza, come rapporto tra pressione e velocità di particella, è possibile riscrivere le precedenti due equazioni:

$$\frac{p_i}{Z_1} \cos(\theta_i) + \frac{p_r}{Z_1} \cos(\theta_r) = \frac{p_a}{Z_2} \cos(\theta_a) \quad (2.37)$$

Ipotizzando una riflessione di tipo speculare, per cui l'angolo d'incidenza  $\theta_i$  è uguale all'angolo di riflessione  $\theta_r$ , indicando entrambi gli angoli con il simbolo  $\theta$ , senza pedici, è possibile scrivere:

$$(p_i - p_r) \frac{\cos(\theta)}{Z_1} = (p_i + p_r) \frac{\cos(\theta_a)}{Z_2} \quad (2.38)$$

Da cui si ricava:

$$\frac{p_i}{p_r} = \frac{Z_2 \cos(\theta) - Z_1 \cos(\theta_a)}{Z_2 \cos(\theta) + Z_1 \cos(\theta_a)} \quad (2.39)$$

Dalla precedente equazione si possono quindi scrivere le equazioni del coefficiente di riflessione e del coefficiente di assorbimento per un generico angolo  $\theta$  formato tra la direzione di incidenza e la normale alla superficie:

$$R_p(\theta) = \left| \frac{Z_2 \cos(\theta) - Z_1 \cos(\theta_a)}{Z_2 \cos(\theta) + Z_1 \cos(\theta_a)} \right|^2 \quad (2.40)$$

$$\alpha(\theta) = 1 - \left| \frac{Z_2 \cos(\theta) - Z_1 \cos(\theta_a)}{Z_2 \cos(\theta) + Z_1 \cos(\theta_a)} \right|^2 \quad (2.41)$$

Le equazioni relative al coefficiente di riflessione e di assorbimento, possono essere riscritte per comodità, utilizzando una normalizzazione con l'impedenza dell'aria  $\rho_0 c_0$ , usando quindi l'impedenza specifica.

$$R_p(\theta) = \left| \frac{z_2 \cos(\theta) - \cos(\theta_a)}{z_2 \cos(\theta) + \cos(\theta_a)} \right|^2 \quad (2.42)$$

$$\alpha(\theta) = 1 - \left| \frac{z_2 \cos(\theta) - \cos(\theta_a)}{z_2 \cos(\theta) + \cos(\theta_a)} \right|^2 \quad (2.43)$$

Va inoltre ricordato che le precedenti equazioni possono essere scritte mediante la legge di Snell, quindi in funzione del solo angolo d'incidenza  $\theta$ .

Queste relazioni sono utilizzabili nel caso generico di materiali non localmente reagenti, dove l'angolo di diffrazione non è normale alla all'interfaccia aria-materiale.

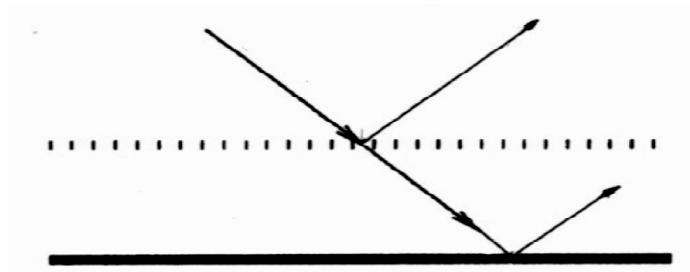


Figura 2-6 – Struttura non localmente reagente.

## 2.6 Materiali localmente reagenti

Nello studio dei materiali porosi, spesso si fa un'ipotesi di locale reagenza, escludendo la dipendenza dell'angolo  $\theta$  dell'impedenza, considerando, quindi la velocità di particelle forzata ad essere normale al materiale, nella propagazione all'interno di esso. L'angolo di diffrazione, quindi è nullo e le relazioni viste precedentemente si semplificano.

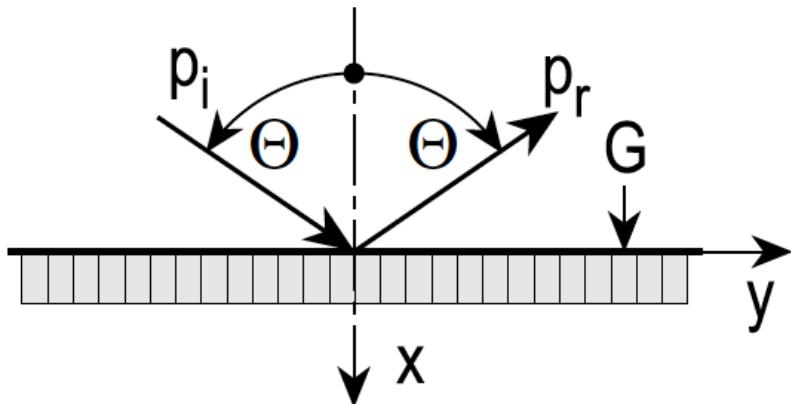


Figura 2-7 – Onda piana incidente sul piano ( $x,y$ ) di un assorbitore localmente reagente con un ammettenza  $G$ . L'onda sonora incide con un angolo solido formato con la normale alla superficie.

Considerando un materiale come localmente reagente si può stimare l'assorbimento al variare dell'angolo d'incidenza senza dover caratterizzare l'impedenza a ciascun angolo di incidenza oltre che per l'incidenza normale.

Nella formulazione dell'impedenza superficiale compare solamente un termine  $\theta$  legato all'angolo di incidenza, che si trova anche nel coefficiente di riflessione in pressione, l'angolo di diffrazione,  $\theta_a$ , invece non è influente:

$$Z_s = \frac{(1+R_p)}{(1-R_p)} \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta} \quad (2.44)$$

$$R_p = \frac{Z_s \cos \theta - \rho_0 c_0}{Z_s \cos \theta + \rho_0 c_0} = \frac{z_s \cos \theta - 1}{z_s \cos \theta + 1} \quad (2.45)$$

Con questa approssimazione si può scrivere l'equazione del coefficiente di assorbimento apparente in funzione dell'angolo d'incidenza.

$$\alpha = 1 - |R_p|^2 = 1 - \left| \frac{z_s \cos \theta - 1}{z_s \cos \theta + 1} \right|^2 = \frac{4 \operatorname{Re}(z_s) \cos \theta}{(\|z_s\|^2 \cos \theta)^2 + 2 \operatorname{Re}(z_s) \cos \theta + 1} \quad (2.46)$$

## 2.7 Campo acustico diffuso

In un contesto di tipo diffuso si perde la concezione di ampiezza, fase e direzione del suono in favore di un approccio di tipo statistico.

In campo perfettamente diffuso si assume che la direzione dei arrivo di un'onda acustica che va ad incidere su un pannello, sia equiparabile in ciascuna direzione, con la stessa intensità.

Mediante la formulazione di Paris, a partire dai suddetti presupposti, è possibile applicare la definizione di campo acustico diffuso andando a studiare la superficie infinitesima  $ds$  del materiale analizzato, la potenza incidente come integrando nei due angoli  $d\theta$  e  $d\phi$  che vanno ad individuare il semispazio che il materiale vede rispetto allo spazio che stiamo studiando.

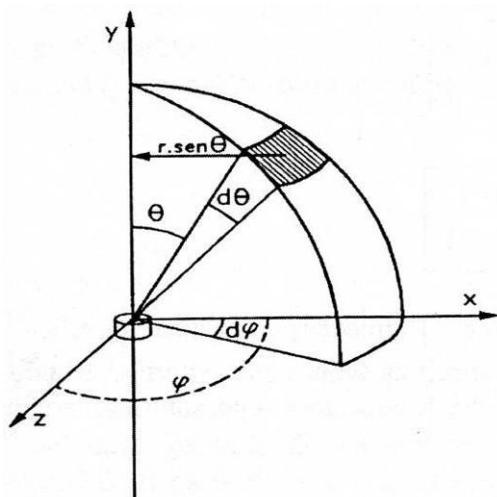


Figura 2-8 - Rappresentazione schematica del campo diffuso in prossimità di una parete.

La potenza sonora incidente, secondo questa formulazione è uguale a:

$$W_i = I \cdot dS \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta \cdot d\theta = \pi \cdot I \cdot dS \quad (2.47)$$

Mentre la frazione di potenza assorbita è data da:

$$W_a = 2\pi I \cdot dS \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha(\theta) \cos \theta \sin \theta \cdot d\theta \quad (2.48)$$

Dal rapporto tra energia assorbita e energia incidente si ottiene l'integrale di Paris, valido solo in condizione di locale reagenza:

$$\alpha_{rnd} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha(\theta) \sin 2\theta \cdot d\theta \quad (2.49)$$

L'integrale di Paris può essere calcolato anche analiticamente, mediante la seguente relazione:

$$\alpha_d = \frac{8r_i}{|z_i|^2} \left[ 1 - \frac{r_i}{|z_i|^2} \ln((1+r_i)^2 + x_i^2) + \frac{r_i^2 - x_i^2}{|z_i|^2} \frac{1}{x_i^2} \arctan\left(\frac{x_i^2}{1+r_i}\right) \right] \quad (2.50)$$

dove:

$z_i = r_i + x_i$  è l'impedenza acustica specifica normalizzata del materiale assorbente



### 3 Propagazione delle onde sonore nei materiali dissipativi

Differentemente da quanto avviene in un fluido ideale, durante la propagazione dell'onda sonora all'interno di mezzi dissipativi l'ampiezza della pressione non rimane costante, ma decresce seguendo una legge di tipo esponenziale.

Nella soluzione dell'equazione dell'onda piana progressiva, si può introdurre un termine esponenziale che descrive l'attenuazione della pressione con la distanza:  $e^{-\alpha'x}$ , con  $\alpha'$  detta costante di attenuazione [ $m^{-1}$ ].

Il termine ' $\alpha'$  viene per comodità accorpato con  $k_0$  all'interno della dipendenza da  $x$  nell'esponente; si introduce quindi, in analogia con il numero d'onda  $k_0$  in un fluido ideale, il numero d'onda complesso del materiale, ovvero  $k_c = k_0 - i\alpha'$ .

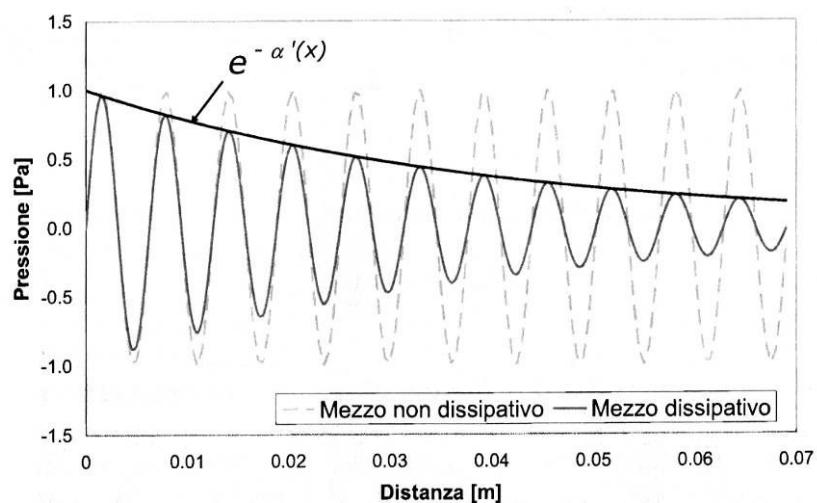


Figura 3-1 – Andamento dell'ampiezza di pressione in funzione della distanza in mezzi dissipativi ideali.

Si ricava quindi una formulazione molto simile a quella dell'onda piana in un fluido ideale, con la differenza che il numero d'onda è complesso e consente di conoscere la variazione della pressione all'interno del mezzo dissipativo.

$$p(x, t) = \hat{p} e^{-\alpha' x} e^{i(\omega t - k_0 x)} = \hat{p} e^{i(\omega t - k_c x)} \quad (3.1)$$

dove:

$\alpha'$  è la costante di attenuazione

$k_c = k_0 - i\alpha'$  è il numero d'onda complesso

La parte immaginaria del numero d'onda complesso è detta costante di propagazione ed è indicata con  $\gamma_c = ik_c$ .

Nella propagazione di un'onda sonora attraverso un mezzo dissipativo, si ha, oltre ad un'attenuazione della pressione, uno sfasamento rispetto alla propagazione nel caso reale; esiste quindi uno sfasamento  $\Delta\phi$  tra il picco massimo di pressione nel fluido ideale e nel mezzo dissipativo.

L'equazione della velocità di particelle si può scrivere in analogia con le onde piane nel fluido ideale, e dipende dall'ampiezza di velocità e dal numero d'onda complesso  $k_c$ :

$$v(x, t) = \hat{v} e^{i(\omega t - k_c x + \varphi)} \quad (3.2)$$

In un materiale dissipativo la pressione e la velocità sono sfasati del termine  $\varphi$ , cosa che non si verifica in un fluido ideale dove pressione e velocità sono in fase tra loro.

L'impedenza caratteristica del mezzo è data dal rapporto tra pressione e velocità in un punto  $x$  e in un istante  $t$ .

Andando a sostituire le precedenti espressioni di pressione velocità si ottiene il rapporto delle ampiezze, moltiplicata per un termine di sfasamento  $e^{i\varphi}$ .

L'impedenza quindi è in questo caso una quantità complessa la cui fase è lo sfasamento tra pressione e velocità, mentre il modulo è dato dal rapporto tra le ampiezze.

$$Z_c = \frac{p(x, t)}{v(x, t)} = \frac{\hat{p}}{\hat{v}} e^{i\varphi} \quad (3.3)$$

L'impedenza caratteristica consente di determinare in ogni punto del materiale il rapporto tra pressione velocità, e il loro sfasamento.

Mediante le grandezze  $k_c$  e  $Z_c$  è possibile determinare completamente il campo acustico nel mezzo dissipativo.

Esistono altre grandezze derivate dalla costante di propagazione complessa e dall'impedenza caratteristica:

velocità del suono nel mezzo:

$$c_c = \frac{\omega}{k_c} \quad (3.4)$$

densità del mezzo:

$$\rho_c = \frac{Z_c}{c_c} \quad (3.5)$$

modulo di comprimibilità:

$$K_c = \rho_0 c_c^2 \quad (3.6)$$

### 3.1 Calcolo delle impedenze superficiali

Mediante la conoscenza dell'impedenza caratteristica e della costante di propagazione complessa, è possibile determinare l'impedenza superficiale di un materiale.

La condizione necessaria è, oltre alla conoscenza di  $Z_c$  e  $k_c$ , lo spessore del materiale e la condizione al contorno, ovvero l'impedenza della seconda superficie.

Per ogni punto del materiale, (ad ogni valore di  $x$ ) è possibile scrivere le equazioni di pressione e velocità, come pressione incidente e pressione riflessa:

$$p(x) = p_i(l) e^{-ik_c(l-x)} + p_r(l) e^{ik_c(l-x)} \quad (3.7)$$

$$v(x) = \frac{p_i(l)}{Z_c} e^{-ik_c(l-x)} - \frac{p_r(l)}{Z_c} e^{ik_c(l-x)} \quad (3.8)$$

L'impedenza  $Z_1$  all'interfaccia  $x=0$  è calcolata considerando parte del suono incidente e riflessa dell'interfaccia  $Z_2$  cioè in  $x=l$ .

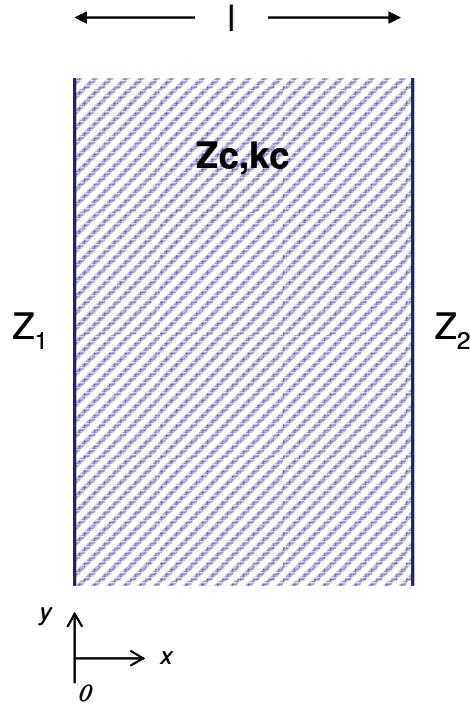


Figura 3-2 – Strato di materiale omogeneo.

La pressione e la velocità al generico punto  $x$  saranno determinate dalla sovrapposizione dell'onda incidente e riflessa.

Essendo:

$$Z_c = \frac{p(l)}{v(l)} \quad (3.9)$$

e:

$$\frac{p_r}{p_i} = \frac{Z_2 - Z_c}{Z_2 + Z_c} \quad (3.10)$$

in  $x=0$  è possibile determinare il valore di  $Z_1$  dato dalle caratteristiche intrinseche del materiale ottenuto dalle caratteristiche intrinseche del materiale e dalla condizione al contorno  $Z_2$ .

$$Z_1 = Z_c \frac{-iZ_2 \cot(k_c l) + Z_c}{Z_2 - iZ_c \cot(k_c l)} \quad (3.11)$$

La formulazione precedente si semplifica di molto se si considera l'applicazione più comune, cioè un materiale di spessore  $l$  posto su una superficie rigida.

In questo caso la condizione al contorno  $Z_2=\infty$  considerando una superficie perfettamente rigida.

Con queste condizioni l'equazione dell'impedenza superficiale si riduce a:

$$Z_1 = -iZ_c \cot(k_c l) \quad (3.12)$$

Per incidenza obliqua e considerando un materiale non localmente reagente nella formula precedente è necessario considerare anche la dipendenza all'angolo di rifrazione  $\theta_a$ . Quindi è possibile scrivere:

$$Z_1 = -i \frac{Z_c}{\cos(\theta_a)} \cot(k_c \cos(\theta_a) l) \quad (3.13)$$

### 3.2 Metodo delle impedenze in serie; incidenza normale

Conoscendo le caratteristiche intrinseche del mezzo e una condizione al contorno è possibile stimare l'impedenza superficiale all'interfaccia, e di conseguenza poter calcolare le grandezze acustiche tra cui appunto l'assorbimento acustico apparente.

Si può pensare di applicare lo stesso concetto a passi successivi, quindi, note le caratteristiche di ciascuno strato, calcolare l'impedenza superficiale all'ultimo strato e determinare l'assorbimento di un sistema multistrato utilizzando appunto il "metodo delle impedenze in serie".

Se si considera ad esempio un elemento composto da più strati addossato ad una parete completamente rigida, a partire dall'impedenza dell'ultimo strato, pari quindi a  $\infty$ , si può calcolare l'impedenza dello strato più interno, che diventa a sua volta la condizione al contorno per il calcolo dello strato successivo.

Per il calcolo dello strato  $i$ -esimo si può quindi utilizzare la seguente formula:

$$Z_i = Z_c \frac{-iZ_{i-1} \cot(k_c l_i) + Z_c}{Z_{i-1} - iZ_c \cot(k_c l_i)} \quad (3.14)$$

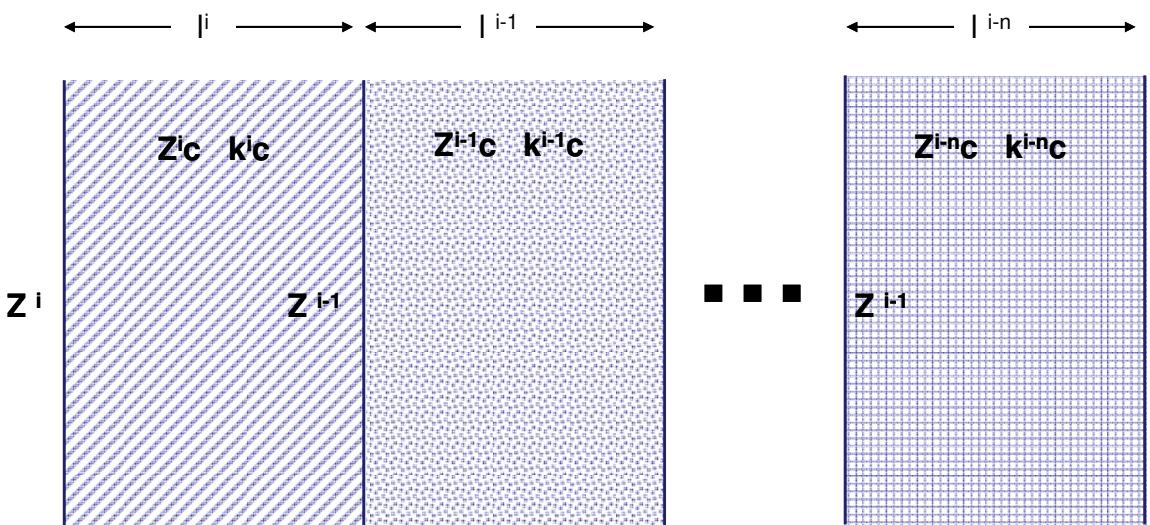


Figura 3-3 – Schematizzazione del metodo delle impedenze in serie.

- strato di materiale con intercedine d'aria e parete rigida

Nel caso di un materiale con un intercedine d'aria interposta ad un fondo rigido, si utilizza una procedura simile a quella del metodo delle impedenze in serie.

Partendo dal fondo rigido con impedenza pari a  $\infty$ , si determina l'impedenza dello strato 2. Essendo le grandezze caratterizzanti l'equazione di propagazione di un'onda piana all'interno di un gas ideale, tutte reali,  $(\rho_0 c_0, k_0)$  è possibile definire l'impedenza dello strato 2).

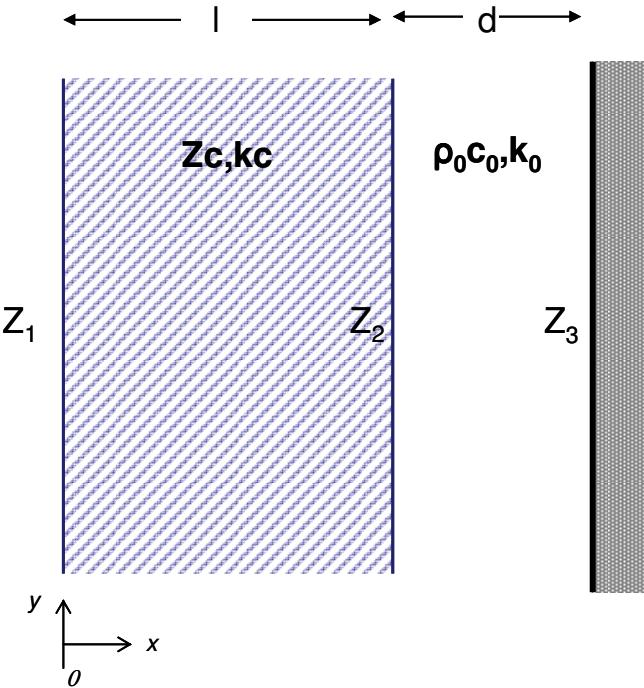


Figura 3-4 – Schematizzazione di uno strato di materiale con intercedine d'aria e parete rigida.

$$Z_2 = Z_c \frac{-iZ_3 \cot(k_c d) + Z_c}{Z_3 - iZ_c \cot(k_c d)} = -i\rho_0 c_0 \cot(k_0 d) \quad (3.15)$$

Dove, per l'aria:

$$\begin{aligned} Z_c &= \rho_0 c_0 \\ k_c &= k_0 \end{aligned}$$

L'impedenza così definita mostra che, per uno strato d'aria, è una quantità completamente immaginaria.

Utilizzando  $Z_2$  come condizione al contorno, è possibile determinare l'impedenza  $Z_1$  dell'intero sistema multistrato:

$$Z_1 = Z_c \frac{-i\rho_0 c_0 \cot(k_0 d) \cot(k_c l) + iZ_c}{-i\rho_0 c_0 \cot(k_0 d) - iZ_c \cot(k_c l)} \quad (3.16)$$

Nell'espressione dell'impedenza dello strato d'aria appare il termine cotangente, che è una funzione che varia da  $-\infty$  a  $+\infty$  passando per 0.

Quindi se  $Z_2$  è nullo, allora anche il rapporto tra pressione e velocità di particelle sarà nullo e di conseguenza la velocità di particelle è infinita. Al contrario se  $Z_2$  è infinito, allora il rapporto pressione e velocità sarà infinito e la velocità di particelle nulla.

Esiste quindi per ogni distanza  $d$  una o più frequenze per cui l'impedenza è nulla e la velocità di particelle è infinita, e impedenza infinita con velocità di particelle nulla. Si dimostra quindi che per un'intercapedine  $d$  pari a un quarto della lunghezza d'onda l'impedenza superficiale è nulla, mentre per  $d$  uguale a mezza lunghezza d'onda l'impedenza è infinita.

Posizionando a quella distanza un materiale che dissipava energia per attrito la velocità di particelle verrà attenuata in modo tanto efficace quanto più questa tende ad infinito. Dove invece la velocità di particella è nullo, il materiale fonoassorbente è poco influente.

In questo modo è possibile dimensionare il pacchetto ottimizzandolo per determinate frequenze.

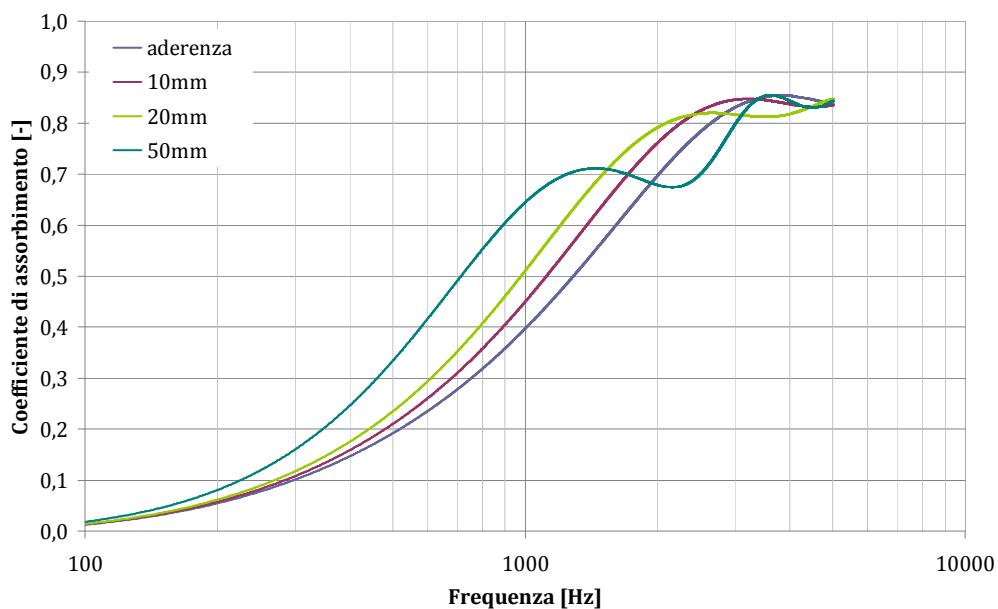


Figura 3-5 – Coefficiente di assorbimento al variare dell'intercapedine d'aria.

- **Tessuto poroso con intercapedine d'aria**

Se si considera un materiale poroso di piccolo spessore rispetto alla lunghezza d'onda del suono incidente, talmente pesante da non vibrare per effetto della propagazione sonora, si nota una caduta di pressione del suono trasmesso.

Si definisce resistenza specifica al flusso il rapporto tra la differenza di pressione tra l'onda incidente  $p$  e l'onda trasmessa  $p'$ , e la velocità dell'aria all'interno dei pori  $v_s$ .

$$R_s = \frac{p - p'}{v_s} \quad (3.17)$$

Il calcolo dell'impedenza superficiale viene effettuata analogamente al metodo descritto in precedenza.

In questo caso, essendo il materiale semplicemente resistivo è possibile mettere le resistenze in serie, quindi semplicemente sommarle tra loro; l'impedenza superficiale è quindi dato dalla somma tra l'impedenza dell'aria e dello strato resistivo del tessuto.

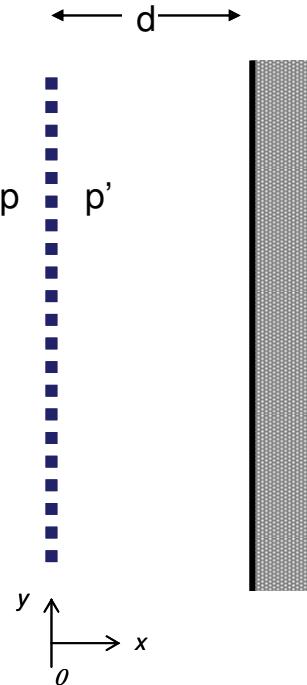


Figura 3-6 – Tessuto poroso con intercapedine d'aria.

$$Z_{x=0^+} = \left( \frac{p'}{V_s} \right)_{x=0^+} = -i\rho_0 c_0 \cot(k_c d) \quad (3.18)$$

$$Z_{x=0^-} = \left( \frac{p}{V_s} \right)_{x=0^-} = R_s + Z_{x=0^+} = R_s - i\rho_0 c_0 \cot(k_c d) \quad (3.19)$$

Dall'impedenza superficiale complessiva si può determinare l'assorbimento:

$$\alpha_n = \frac{\frac{4R_s}{\rho_0 c_0}}{\left( \frac{1+R_s}{\rho_0 c_0} \right)^2 + \cot^2(k_c d)} \quad (3.20)$$

#### • Pannello vibrante

Si consideri un pannello vibrante con massa  $M$  e spessore molto piccolo rispetto alla lunghezza d'onda del suono incidente, posto ad una distanza  $d$  da una parte completamente rigida. Addossato ad esso, dal lato dell'intercapedine, vi è uno strato poroso, senza alcun vincolo con il pannello vibrante, per cui si possono considerare gli effetti in serie.

Sul pannello vibrante si effettua il bilancio delle forze che agiscono; la differenza di pressione tra i due lati  $p$  e  $p'$  segue la legge di Newton, quindi è possibile scriverla in funzione della massa per l'accelerazione:

$$p - p' = M \frac{dv_s}{dt} = i\omega M v_s \quad (3.21)$$

Lo strato poroso è caratterizzato da una caduta di pressione che è in funzione della velocità dell'aria attraverso i pori, che è la medesima con cui vibra il pannello.

La caduta di pressione si può scrivere in funzione della parte resistiva:

$$p - p' = R_s v_s \quad (3.22)$$

L'intercapedine d'aria si può scrivere in forma semplificata, assumendo che lo spessore del pannello è molto più piccolo della lunghezza d'onda, quindi con  $kd \ll 1$ :

$$Z_{x=0^+} = \left( \frac{p'}{V_s} \right)_{x=0^+} = -i\rho_0 c_0 \cot(k_c d) \cong -\frac{i\rho_0 c_0^2}{\omega d} \quad (3.23)$$

L'impedenza del sistema è data dalla somma dell'impedenza dell'intercapedine d'aria, della parte resistita e della parte massiva:

$$Z_{x=0^-} = \left( \frac{p}{V_s} \right)_{x=0^-} = R_s + i\omega M + Z_{x=0^+} = R_s - i\left( \omega M - \frac{\rho_0 c_0^2}{\omega d} \right) \quad (3.24)$$

L'espressione dell'assorbimento è data da:

$$\alpha_n = \frac{4R_s \rho_0 c_0}{(\rho_0 c_0 + R_s)^2 + \left[ \left( \frac{M}{\omega} \right) (\omega^2 - \omega_0^2) \right]^2} \quad (3.25)$$

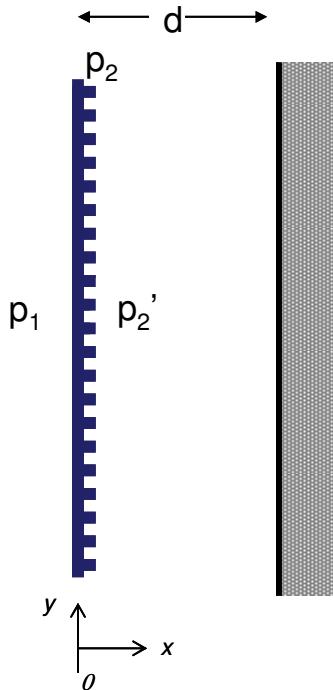


Figura 3-7 – Pannello vibrante con intercapedine d'aria.

Esiste una frequenza indicata con  $\omega=\omega_0$  in cui la parte immaginaria dell'impedenza si annulla, che corrisponde nella pratica alla frequenza di risonanza del sistema, in cui si ha il massimo dell'assorbimento.

$$\omega_0 = \left( \frac{\rho_0 c_0^2}{Md} \right)^{1/2} \quad (3.26)$$

Lo strato poroso è stato introdotto come termine dissipativo, senza il quale l'assorbimento sarebbe analiticamente nullo.

- **Pannello forato con intercedenze d'aria**

Si consideri una superficie forata, suddivisa in diverse celle, ognuna posta ad una distanza  $a$  da una parete completamente rigida. Si assume che ciascuna di queste celle si comporti in maniera indipendente, ovvero a ciascun foro corrisponde una cavità.

Considerando in serie gli effetti dovuti alle perdite nel condotto e alla propagazione in ognuna di queste cavità, è possibile rappresentare questo sistema come un sistema meccanico massa-molla smorzamento.

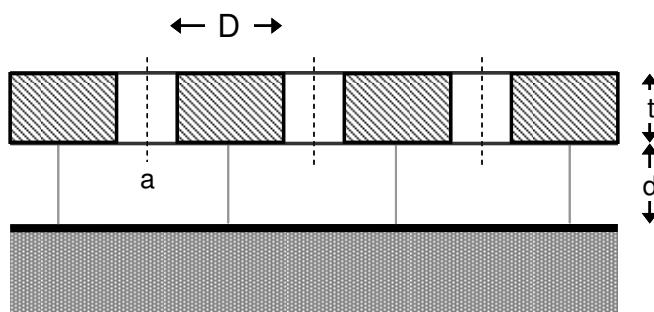


Figura 3-8 - Pannello forato con intercedenze d'aria.

L'impedenza superficiale è data ancora una volta dalla somma dell'impedenza dell'aria a una parte resistiva, che è dovuta alle perdite lungo il collo del pannello forato, e ad una parte massiva che è data dall'oscillazione della massa d'aria all'interno del foro.

$$Z_s = r_m + i\omega M - i\rho_0 c_0 \cot(k_0 d) \quad (3.27)$$

dove:

$r_m$  è il termine resistivo;

$i\omega M$  è la massa contenuta nei fori;

$i\rho_0 c_0 \cot(k_0 d)$  è l'impedenza acustica dello strato d'aria.

Esistono delle formulazioni per definire le parti resistiva e massiva.

Lo strato resistivo è dovuta alle perdite fluidodinamiche dell'imbocco e può essere determinata mediante:

$$r_m = \frac{\rho_0}{\epsilon} \sqrt{8\nu\omega} \left( 1 + \frac{t}{2a} \right) \quad (3.28)$$

dove:

- $\varepsilon$  è la frazione di area aperta (porosità)
- $t$  è la lunghezza dei fori
- $a$  è il raggio dei fori
- $\nu$  è la viscosità cinematica ( $15 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ )

La parte massiva, invece è data da:

$$M = \frac{\rho_0}{\varepsilon} \left[ t + 2\delta' a + \sqrt{\frac{8\nu}{\omega} \left( 1 + \frac{t}{2a} \right)} \right] \quad (3.29)$$

dove:

$\delta'$  è un fattore di correzione che considera le variazioni di sezione che incontra l'onda sonora incidente sulla superficie forata ed è uguale a:

$$\delta' = 0.8 (1 - 1.4\varepsilon^{1/2}) \text{ per } \varepsilon < 0.16$$

$$\delta' = 0.8 \text{ per un unico foro su un piano infinito}$$

$$\delta' = 0.8 (1 - 1.4\varepsilon^{1/2} + 0.47\varepsilon^{3/2}) \text{ per una porosità più elevata}$$

$$\delta' = 0.85 (1 - 1.25\varepsilon^{1/2}) \text{ per fori a sezione quadrata con } \varepsilon < 0.16$$

### 3.3 Metodo delle impedenze in serie; incidenza obliqua

Si consideri uno strato di materiale poroso di lunghezza  $l_a$ , impedenza acustica  $Z_a$ , e costante di propagazione  $\gamma_a$ .

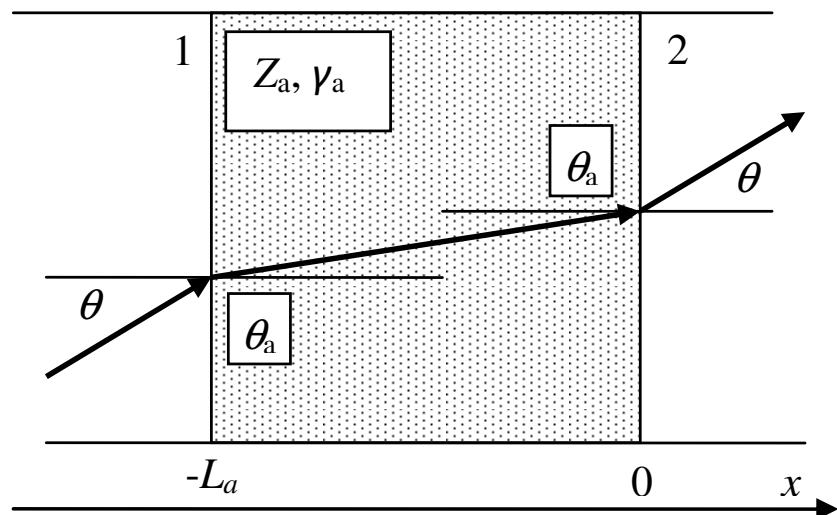


Figura 3-9 Strato di materiale poroso.

$$Z_1 = Z_a \frac{Z_2 \coth(\gamma_a L_a) + Z_a}{Z_2 + Z_a \coth(\gamma_a L_a)} \quad (3.30)$$

Nel caso di incidenza obliqua si sostituisce a  $\gamma_a$  la quantità  $\gamma_a \cos(\theta_a)$  e a  $Z_a$  la quantità  $Z_a / \cos(\theta_a)$  ottenendo:

$$Z_1 = \frac{Z_a}{\cos(\theta_a)} \frac{Z_2 \coth(\gamma_a \cos(\theta_a) L_a) + \frac{Z_a}{\cos(\theta_a)}}{Z_2 + \frac{Z_a}{\cos(\theta_a)} \coth(\gamma_a \cos(\theta_a) L_a)} \quad (3.31)$$

Per la legge di Snell vale inoltre la seguente relazione:

$$\cos(\theta_{a,i}) = \sqrt{1 + \frac{\sin^2(\theta)}{(\gamma_{a,i}/k_0)^2}} \quad (3.32)$$

dove con “*i*” si è indicato il generico strato *i*-esimo e con  $k_0$  il numero d’onda se il primo e l’ultimo strato sono a contatto con l’aria.

### 3.4 Metodo della matrice di trasferimento

Alternativamente al metodo delle impedenze in serie, è possibile ricavare il coefficiente di assorbimento di un sistema multistrato, mediante l’utilizzo di matrici di trasferimento.

Questa matrice consente di correlare ampiezze complesse della pressione sonora e della componente ortogonale delle velocità ai lati di ciascun elemento che compone la struttura multistrato. Considerando il sistema lineare, ogni variabile nella posizione 1 è una combinazione lineare delle variabili nello stato 2.

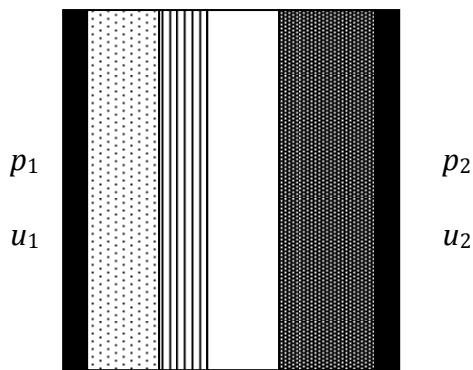


Figura 3-10 Struttura multistrato.

Considerando la struttura multistrato in Figura 3-10 è possibile esprimere le relazioni lineari come segue tra  $p_1$  e  $u_1$ , sulla parte frontale le corrispondenti quantità sulla parte opposta  $p_2$  e  $u_2$ .

$$\begin{cases} p_1 = T_{11}p_2 + T_{12}u_2 \\ u_1 = T_{21}p_2 + T_{22}u_2 \end{cases} \quad (3.33)$$

o in forma matriciale:

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ u_2 \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

Per uno strato di materiale poroso di spessore  $l_a$  valgono le seguenti relazioni:

$$\begin{cases} p_1 = \cosh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) p_2 + \sinh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) \frac{Z_a}{\cos(\theta_a)} u_2 = T_{11}p_2 + T_{12}u_2 \\ u_1 = \frac{\cos(\theta_a)}{Z_a} \sinh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) p_2 + \cosh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) u_2 = T_{21}p_2 + T_{22}u_2 \end{cases} \quad (3.35)$$

E in forma matriciale:

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} p_2 \\ u_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) & \frac{Z_a}{\cos(\theta_a)} \sinh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) \\ \frac{\cos(\theta_a)}{Z_a} \sinh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) & \cosh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ u_2 \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

La matrice di trasmissione per uno strato di materiale poroso di spessore  $l_a$  è:

$$[T] = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) & \frac{Z_a}{\cos(\theta_a)} \sinh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) \\ \frac{\cos(\theta_a)}{Z_a} \sinh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) & \cosh(\gamma_a \cos(\theta_a) l_a) \end{bmatrix} \quad (3.37)$$

La matrice di trasmissione per uno strato d'aria di spessore  $l$  è:

$$[T] = \begin{bmatrix} \cosh(i k_0 \cos(\theta) l) & \frac{Z_0}{\cos(\theta)} \sinh(i k_0 \cos(\theta) l) \\ \frac{\cos(\theta)}{Z_0} \sinh(i k_0 \cos(\theta) l) & \cosh(i k_0 \cos(\theta) l) \end{bmatrix} \quad (3.38)$$

Se si hanno più elementi in serie le matrici di trasmissione possono essere combinate ottenendo un'unica equazione con matrice di trasmissione data dal prodotto delle matrici.

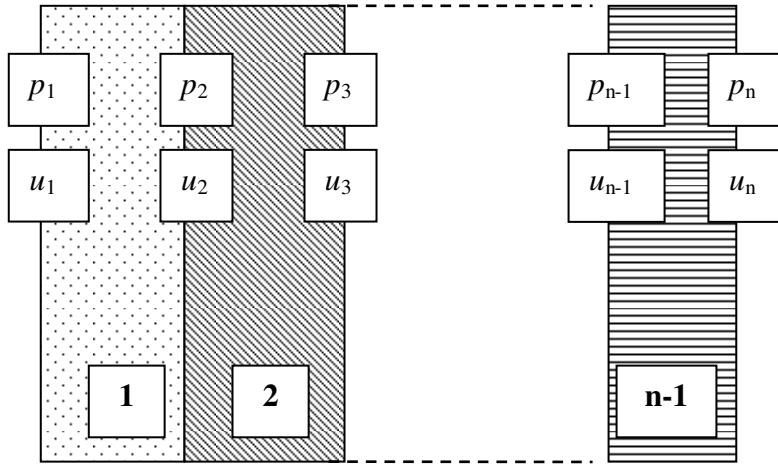


Figura 4.22 – Struttura multistrato

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} p_n \\ u_n \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

dove:

$$[T] = [T_1][T_2] \dots [T_{n-1}] \quad (3.40)$$

L'impedenza specifica superficiale viene determinata dalle matrice di trasferimento complessiva  $T$  mediante la seguente relazione:

$$Z_1 = \frac{p_1}{u_1} = \frac{T_{11}p_2 + T_{12}u_2}{T_{21}p_2 + T_{22}u_2} = \frac{T_{11} \frac{p_2}{u_2} + T_{12}}{T_{21} \frac{p_2}{u_2} + T_{22}} = \frac{T_{11}Z_2 + T_{12}}{T_{21}Z_2 + T_{22}} \quad (3.41)$$

Da cui il coefficiente di riflessione diventa:

$$r = \left| \frac{p_r}{p_i} \right|^2 = \left| \frac{(T_{11}Z_2 + T_{12})\cos\theta - Z_0(T_{21}Z_2 + T_{22})\cos\theta_a}{(T_{11}Z_2 + T_{12})\cos\theta + Z_0(T_{21}Z_2 + T_{22})\cos\theta_a} \right|^2 \quad (3.42)$$

Per uno strato seguito da una parete rigida,  $Z_2=\infty$  quindi le precedenti equazioni si semplificano ottenendo:

$$Z_1 = \frac{T_{11}}{T_{21}} \quad (3.43)$$

Da cui il coefficiente di riflessione diventa:

$$r = \left| \frac{p_r}{p_i} \right|^2 = \left| \frac{T_{11}\cos\theta - Z_0T_{21}\cos\theta_a}{T_{11}\cos\theta + Z_0T_{21}\cos\theta_a} \right|^2 \quad (3.44)$$



## 4 Materiali fonoassorbenti

I materiali fonoassorbenti possono essere classificati in funzione alla loro modalità di assorbimento.

Esistono due tipi fondamentali di assorbitori:

1. **Materiali Porosi:** materiali che assorbono il campo acustico mediante la porosità; l'energia acustica viene dissipata per attrito viscoso all'interno dei pori del materiale.
2. **Assorbimento per risonanza:** la risonanza può essere di cavità e di tipo meccanico, legato ad una membrana che vibra. In entrambi i casi il sistema meccanico equivalente a cui si può assimilare è il sistema massa molla: la forza è data dal campo acustico (pressione), la massa oscillante può essere la massa d'aria racchiusa in una cavità, oppure la massa di una membrana.  
La molla è costituita dall'aria racchiusa nella cavità. Alla frequenza di risonanza del sistema, abbiamo un massimo di oscillazione, quindi un massimo di dissipazione.

### 4.1 Materiali porosi

I materiali porosi possono essere fibre minerali, schiume a celle aperte, tappeti, ecc ovvero dei materiali dove l'onda sonora che si propaga al loro interno viene dissipata dentro ad una rete di pori interconnessi tra loro, tramite effetti viscosi e termici.

I materiali porosi e fibrosi differiscono tra loro i quanto i primi sono costituiti da fibre di diversa natura, che vengono compattati con resine, processi termici, ecc., mentre i secondi derivano da schiume o dall'aggregazione di inertii.

Queste tipologie di materiali fonoassorbenti sono descrivibili mediante una serie di parametri fisici quali la resistività al flusso, la porosità, la tortuosità, le grandezze caratteristiche viscose e termiche. Questi parametri consentono di descrivere la struttura del materiale poroso che ne caratterizzano le prestazioni in termini di fonoassorbimento.

#### 4.1.1 Resistività al flusso d'aria

La resistività al flusso d'aria è una proprietà intrinseca del materiale, e ci indica quanto questo sia resistivo al flusso d'aria che si propaga al suo interno.

Mediante tale parametro è possibile calcolare il coefficiente di assorbimento e le grandezze caratteristiche acustiche intrinseche di un materiale fibroso.

I materiali con bassa resistenza hanno condotti molto larghi al loro interno che generano poco attrito mentre, nei materiali ad alta resistenza, i pori o le fibre sono molto stretti determinano una grande dissipazione (Figura 4-1).

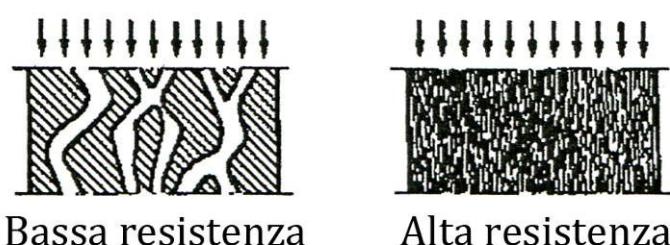


Figura 4-1 Schema di materiali con bassa ed alta resistenza al flusso.

Entro un certo limite, più il materiale è resistente, più è alta la dissipazione energetica, e di conseguenza più alto è l'assorbimento.

Questo parametro è definito come la differenza di pressione che si genera ai capi del materiale attraversato dal flusso d'aria, diviso per la velocità del flusso e lo spessore del materiale.

In Figura 4-2 sono indicati i valori di resistività al flusso per alcuni materiali fibrosi in funzione della loro densità.

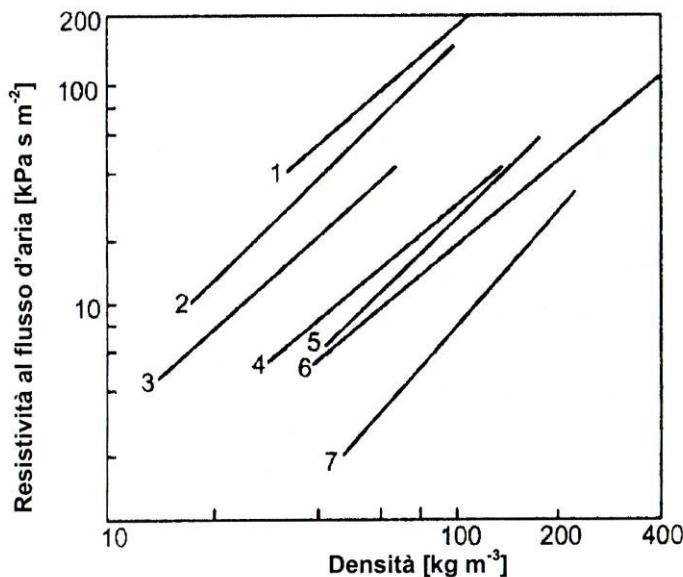


Figura 4-2: Resistività al flusso in funzione della densità per alcuni tipi di materiali: 1) lana di caolino, 2) fibra di vetro superfine, 3) fibra di vetro, 4) lana di basalto Isover, 5) lana di basalto, 6) lana minerale Sillan, 7) lana di vetro spessa.

#### 4.1.2 Porosità

La porosità è definita come il rapporto del volume d'aria contenuto all'interno del materiale e il volume apparente, che è la dimensione geometrica del materiale

$$\phi = \frac{V_{aria}}{V_{apparente}} \quad (4.1)$$

Si può scrivere anche come la differenza tra 1 e il volume della struttura del materiale, cioè il volume del materiale senza l'aria, diviso il volume apparente:

$$\phi = 1 - \frac{V_{struttura}}{V_{apparente}} \quad (4.2)$$

Quasi tutti i materiali fonoassorbenti hanno una porosità che è maggiore di 0,9 ovvero materiali dove il 90% è aria, e il rimanente 10% è struttura.

Mediante questa grande porosità, il campo acustico riesce a penetrare nel materiale, in quanto l'impedenza non è molto differente di quello dell'aria, riflettendo quindi una piccola percentuale dell'onda incidente. Una volta entrato l'energia viene dissipata per attrito.

In Tabella 4-1 sono riportati dei valori di porosità riferiti ad alcune categorie di materiale.

Tabella 4-1 Porosità di alcuni materiali

Materiale	Porosità
Gomma espansa	0,95 - 0,995
Materiali in fibre minerali	0,92 - 0,99
Feltri	0,83 - 0,95
Pannelli in fibra di legno	0,65 - 0,80
Pietra pomice	0,65 - 0,85
Intonaco poroso	0,60 - 0,65
Pannello in fibra di lana	0,50 - 0,65
Calcestruzzo alleggerito	0,25 - 0,50
Ghiaia	0,25 - 0,45
Filtri ceramici	0,33 - 0,42
Mattoni	0,25 - 0,30
Argilla	0,15 - 0,35
Metalli sinterizzati	0,10 - 0,25
Sabbia	0,02 - 0,06
Marmo	≈0,005

#### 4.1.3 Tortuosità

I materiali porosi sono costituiti da una struttura composta da celle cave e possono essere distinti in due categorie: schiume, e aggregati granulari

Data la complessità della loro struttura, si definiscono dei parametri aggiuntivi, oltre alla porosità e resistenza al flusso, ad esempio la tortuosità, per poterli caratterizzare.

Questa è definita come l'assorbimento  $\alpha$  valutato a frequenze tendenti ad infinito, o come limite per  $\omega \rightarrow 0$  del rapporto tra la velocità del suono all'interno del mezzo  $c$  e all'interno dell'aria  $c_0$ .

$$\alpha_{\infty} = \left\{ \lim_{\omega \rightarrow 0} \left( \frac{c}{c_0} \right) \right\}^{-2} \quad (4.3)$$

Dal rapporto si ottiene un numero che varia da 1 a valori maggiori, che si riferiscono alla lunghezza del cammino percorso dall'onda acustica all'interno del materiale.

Un condotto rettilineo, ad esempio ha tortuosità  $\alpha_{\infty}$  uguale a 1, in quanto ad altissima frequenza, il campo acustico si propaga all'interno del materiale con velocità  $c$  uguale a  $c_0$ .

Nel caso di un condotto più articolato, la distanza percorsa è maggiore dello spessore del materiale, quindi il rapporto è superiore a 1 (Figura 4-3).

Nei materiali fibrosi, questo parametro è poco rilevante, e varia generalmente per valori che si aggirano tra 1 e 1,5, in quanto la struttura del materiale fibroso consente una propagazione pressoché rettilinea, mentre è molto significativo nei materiali porosi.

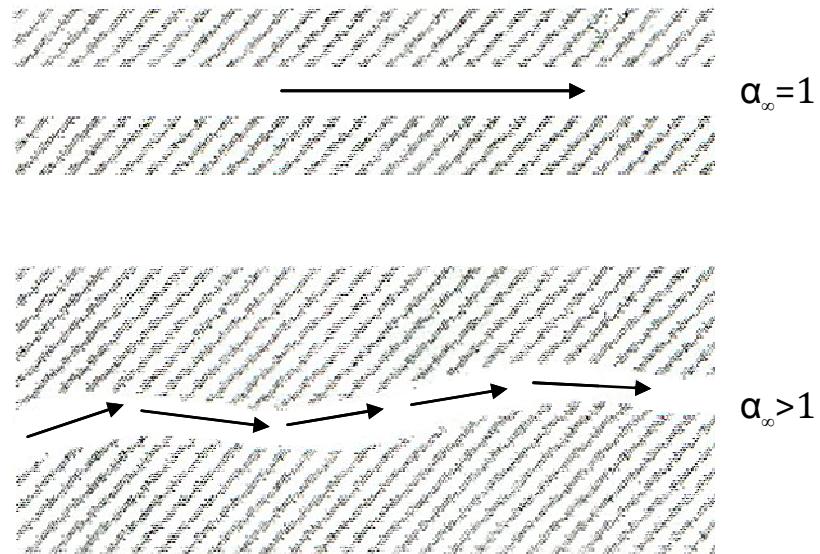


Figura 4-3 – Schematizzazione della tortuosità in un materiale.

#### 4.1.4 **Grandezza caratteristica termica e grandezza caratteristica viscosa**

Esistono altri parametri che consentono di descrivere la struttura di un materiale poroso a cella aperta, ovvero la grandezza caratteristica viscosa e la grandezza caratteristica termica.

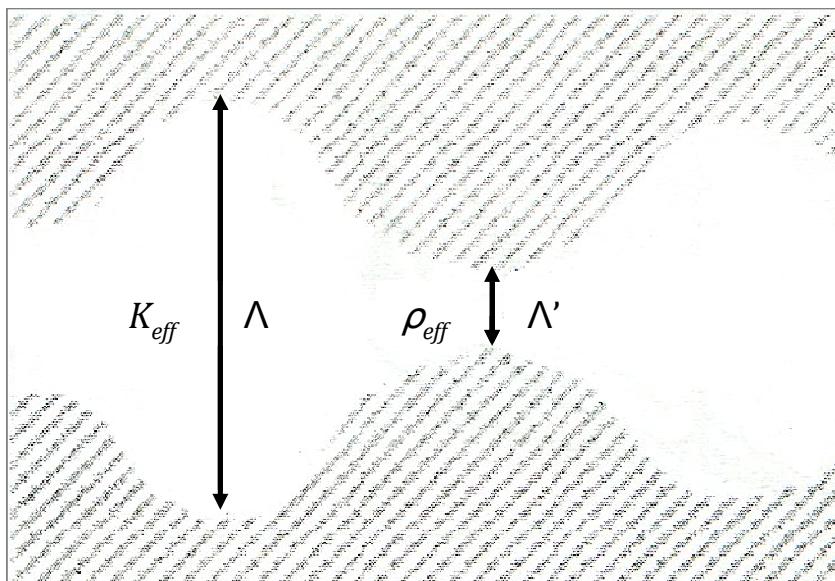


Figura 4-4 – Schematizzazione della relazione tra le lunghezze caratteristiche e la struttura del materiale poroso.

#### 4.1.5 **Grandezza caratteristica termica**

La grandezza caratteristica termica corrisponde al diametro medio della cella in micron. È chiamato in questo modo perché la teoria che modella il campo acustico, all'interno dei materiali porosi, presume che la maggior parte dello scambio termico avvenga dove c'è una maggiore superficie di scambio termico tra struttura e campo acustico, ovvero la superficie interna della cella.

La lunghezza caratteristica termica è indicata con la lettera  $\Lambda$  seguito da un apice e corrisponde al diametro medio della cella.

#### 4.1.6 Grandezza caratteristica viscosa

Questa grandezza è invece legata al diametro medio in micron del foro di connessione tra due celle adiacenti. Il campo acustico determina le maggiori dissipazioni per attrito sul collo della strettoia tra una cella e l'altra. Questa grandezza viene indicata con la lettera  $\Lambda$ . Le grandezze caratteristiche viscose e termiche sono fondamentali perché ci consentono di definire la capacità di dissipare energia nella struttura del materiale poroso. Nel caso di materiali fibrosi queste grandezze non sono rappresentative, in quanto non sono presenti delle celle, ma solamente delle fibre attaccate tra loro.

## 4.2 Risonatori

I risonatori sono delle tipologie di sistemi fonoassorbenti che differiscono dai materiali porosi e fibrosi a causa della differente modalità di assorbimento. Essi si distinguono in due categorie:

1. Risonatori a cavità
2. Risonatori a membrana

Entrambi possono essere ricondotti al modello massa-molla, oppure massa-molla-smorzatore (Figura 4-5).

Per tutti questi sistemi, per analogia meccanica si ha una frequenza di risonanza ( $f_0$ ) che è in funzione della rigidezza della molla  $K$  e dalla massa oscillante  $m$ .

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m}} \quad (4.4)$$

dove:

$k$  è la rigidezza della molla [N/m]

$m$  è la massa oscillante [kg]

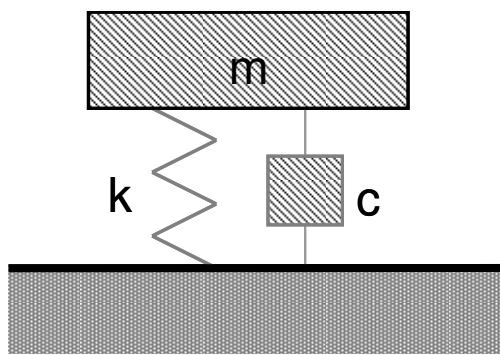


Figura 4-5: Schema del sistema meccanico massa ( $m$ ) molla ( $k$ ) e smorzatore ( $c$ ).

Quando la forza di eccitazione, ovvero la frequenza del campo acustico si aggira sulla frequenza di risonanza del sistema massa-molla, la massa oscilla al massimo determinando la maggiore dissipazione energetica.

Il risonatore ha quindi un assorbimento selettivo con una banda più o meno stretta a seconda della dissipazione più o meno elevata.

#### 4.2.1 Risonatori a cavità (risonatori di Helmholtz)

I risonatori a cavità sono costituiti da una massa d'aria oscillante che è presente nel collo del risonatore, cioè il foro che collega la zona dove incide il campo acustico, con la camera del risonatore.

La molla, ovvero la rigidezza, è data dal volume d'aria che è intrappolato all'interno della cavità. Noti la massa dell'aria e la rigidezza del volume d'aria, si può esprimere la frequenza di risonanza mediante la seguente espressione:

$$f_0 = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V \cdot l_{eq}}} \quad (4.5)$$

dove:

$c_0$  è la velocità del suono nell'aria

$S$  è la sezione del collo

$V$  è il volume della cavità

$l_{eq}$  è la lunghezza equivalente, ovvero la lunghezza del collo, più un fattore che dipende dal diametro del collo, che è una correlazione fluidodinamica che calcola le perdite di carico in un restringimento di sezione, quindi un effetto aggiuntivo che considera l'effetto dissipativo sulle pareti del collo.

$$l_{eq} = l + \frac{16d}{3\pi} \quad (4.6)$$

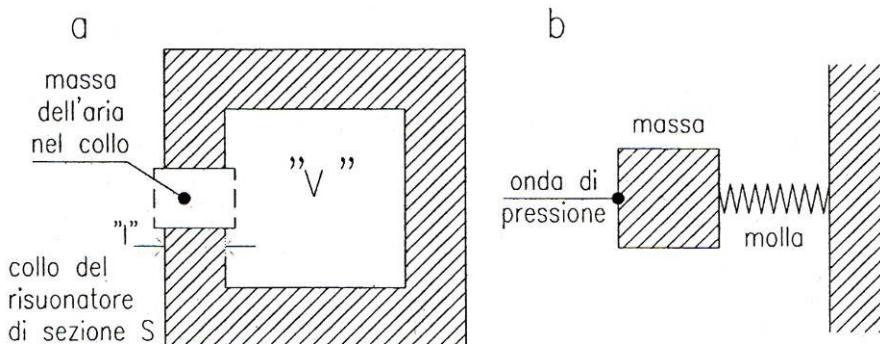


Figura 4-6 a) schema del risonatore b) analogia meccanica

#### 4.2.2 Pannello forato

Un esempio semplice da realizzare che deriva dallo stesso concetto di risonatore Helmholtz, è il pannello forato. Consiste in un pannello di spessore  $l$  posto ad una distanza  $L$  da una parete completamente rigida, che presenta dei fori regolari di diametro  $d$ .

Associato a questo foro c'è un volume equivalente che è il volume della cavità.

Si possono riscrivere le precedenti espressioni per ricavare la frequenza di risonanza del sistema, in funzione della percentuale di foratura, considerata come la percentuale di aperture rispetto alle chiusure nel pannello.

$$f_0 = \frac{C_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{L \cdot I_{eq}}} \quad (4.7)$$

dove:

$L$  è la distanza tra il pannello e la parete rigida

$I$  è lo spessore del pannello

$\epsilon$  è la percentuale di foratura

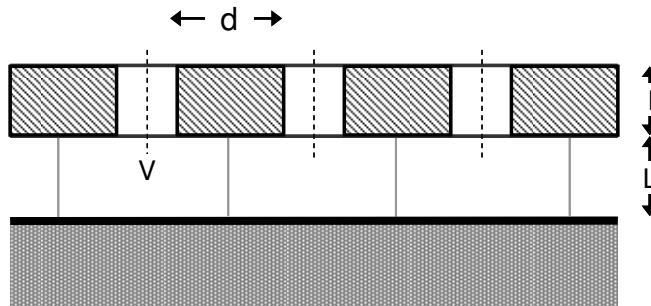


Figura 4-7 Schema del pannello forato.

#### 4.2.3 risonatori a membrana

I risonatori a membrana sono costituiti da una massa oscillante di materiale impervio posto ad una distanza  $L$  da una parete rigida. La camera d'aria che si crea nell'intercapedine funziona come una molla che smorza l'oscillazione del pannello.

La frequenza di risonanza del sistema è assimilabile al una massa-molla può essere descritta con la seguente equazione:

$$f_0 = \frac{C_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_0}{L \cdot m_s}} \quad (4.8)$$

dove:

$L$  è la distanza tra il pannello e la parete rigida

$\rho_0$  è la densità dell'aria

$m_s$  è la densità superficiale del pannello

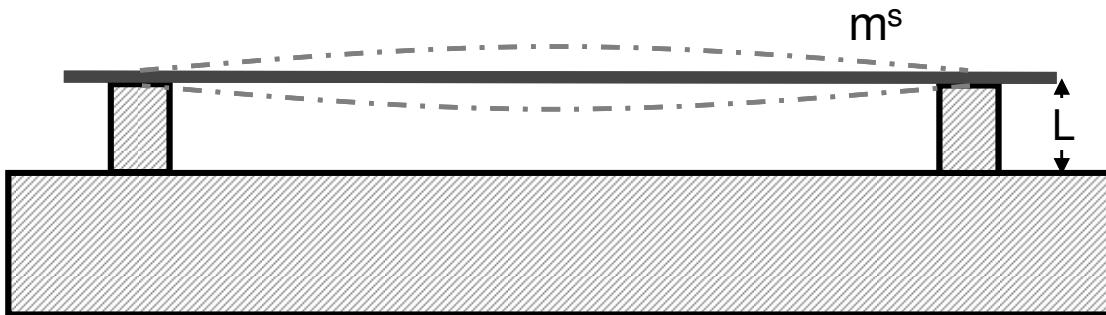


Figura 4-8: Schema di risonatore a membrana.

#### 4.2.4 pannelli microforati

Il funzionamento dei pannelli microforati è differente rispetto ai risonatori di Helmholtz. Sono composti da una membrana molto sottile costituita da fori del diametro inferiore al millimetro. Grazie alla presenza di fori così piccoli si riesce a dissipare grandi quantità di energia per attrito viscoso.

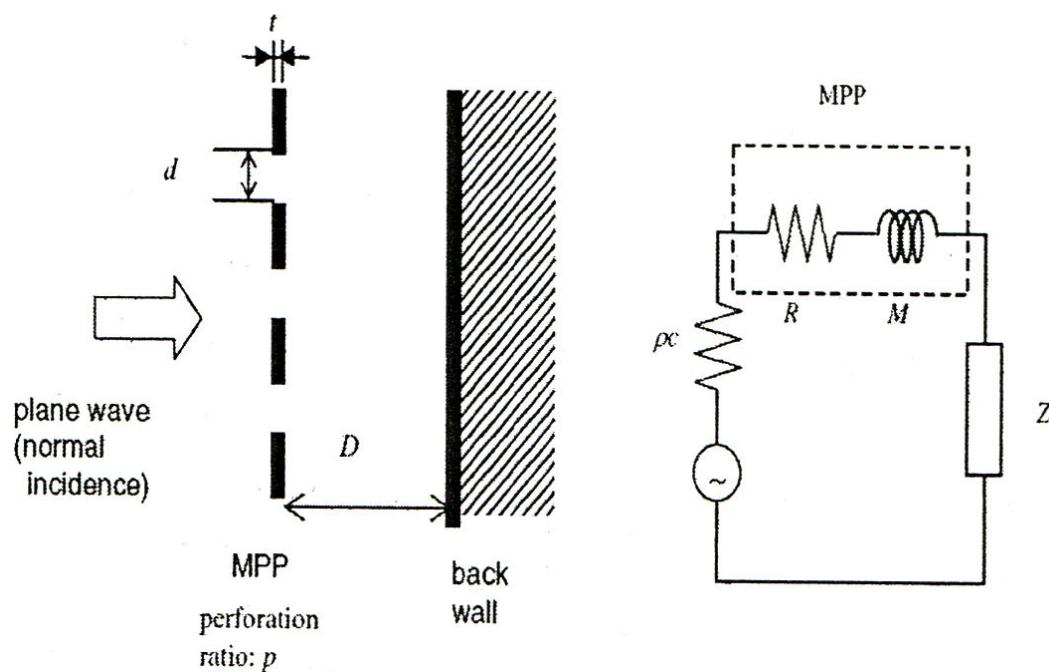


Figura 4-9 Schema di funzionamento dei pannelli microforati.

## 5 Modelli teorici

Noti i parametri fisici del materiale poroso, si può trovare un'espressione analitica, quindi un modello teorico che ci consente di prevedere i parametri acustici tipici della propagazione del suono nel mezzo.

Questo è molto utile perché consente di individuare, a partire dalla prestazione di un materiale, qual è l'influenza dei singoli parametri fisici sul risultato finale, quindi sapere se ci possono essere dei miglioramenti variando i parametri fisico meccanici, come resistenza al flusso, diametro delle fibre, porosità, tortuosità, ecc.

Inoltre mediante una formulazione analitica si può creare un modello di simulazione per modellare il materiale come un fluido equivalente che avrà delle caratteristiche che sono date dalle formule analitiche, come avviene, ad esempio nella modellazione ai modelli finiti (FEM).

In letteratura esistono molti modelli, sia universali, ovvero applicabili a tutte le tipologie di materiali, oppure specifici per ogni singola tipologia.

### 5.1 Modelli empirici

I modelli empirici derivano dalla correlazione di dati sperimentali. Uno dei modelli più noti è stato studiato per i materiali fibrosi, ed è stato ottenuto mediante una serie di misure su materiali porosi, ricavando delle leggi analitiche che prevedono le prestazioni acustiche del materiale.

Il limite di questo tipo di approccio è dovuto al fatto che le correlazioni funzionano solo per la categoria di materiale studiato, e non è applicabile per altre tipologie.

#### 5.1.1 Modelli empirici monoparametrici

Il primo modello che si trova in letteratura ed è spesso implementato in molti sistemi di calcolo è quello di Delany-Bazley, che è un modello empirico monoparametrico; le equazioni mediante le quali vengono ottenute l'impedenza caratteristica e la costante di propagazione complessa del materiale, dipendono da un unico parametro, ovvero la resistività al flusso d'aria.

Le grandezze caratteristiche  $Z_c$  e  $k_c$  sono quindi ottenute in frequenza mediante questo parametro, in funzione della densità dell'aria, della velocità del suono nell'aria e in funzione di otto coefficienti che sono stati ottenuti mediante la regressione da misure sperimentali su un grande numero di materiali fibrosi con porosità all'incirca uguale ad uno.

In Figura 5-1 e Figura 5-2 sono riportati i dati da cui è stata effettuata la normalizzazione. Gli otto coefficienti sono stati ottenuti mediante la misura di resistività al flusso di molti provini di materiali fibrosi, e di misure delle grandezze acustiche caratteristiche, all'interno di tubi ad onde piane, utilizzando il metodo della doppia cavità.

In particolare, in Figura 5-1 nelle ordinate sono indicati i valori di impedenza caratteristica specifica (parte reale e parte immaginaria), ovvero in termini adimensionali, dati dal rapporto con l'impedenza dell'aria  $\rho_0 c_0$ , mentre nelle ordinate sono riportati i valori delle frequenze, divise per la resistività al flusso.

In modo analogo, in Figura 5-2, nelle ordinate sono indicati i valori della costante di propagazione complessa, moltiplicato per il rapporto tra la pulsazione e la velocità del suono nell'aria, mentre nelle ascisse, sono riportati i valori del rapporto frequenza/resistività al flusso.

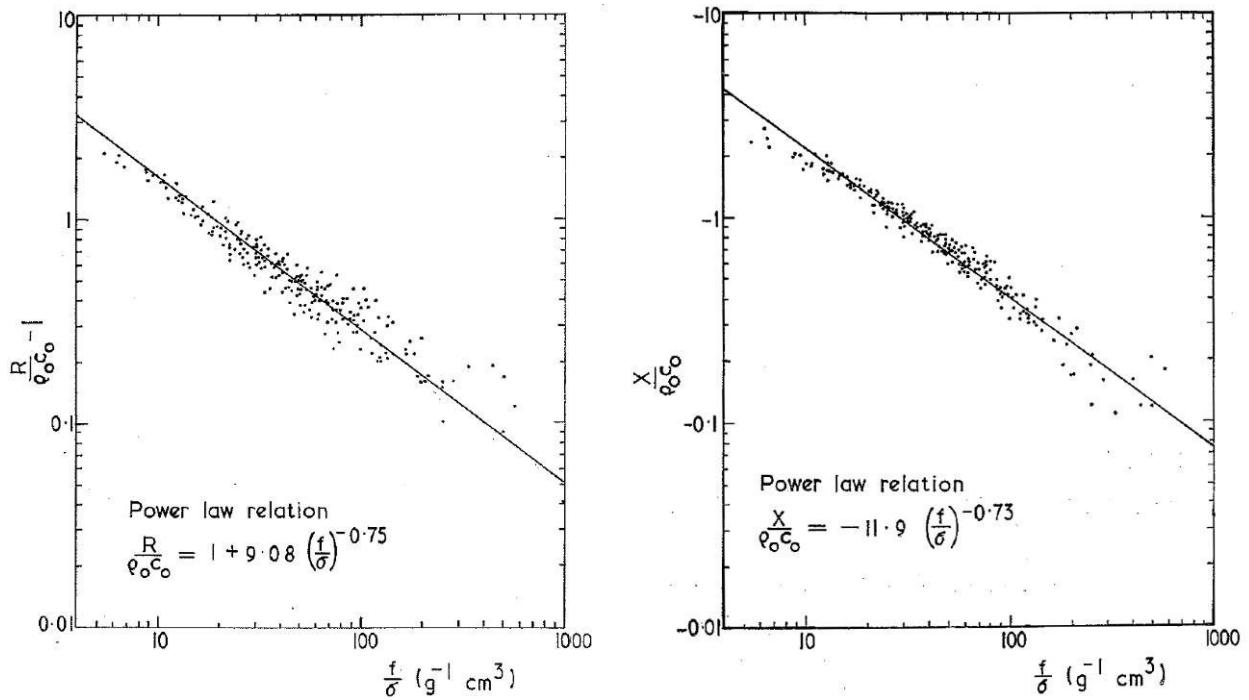


Figura 5-1 – Normalizzazione delle componenti reali e immaginarie dell'impedenza caratteristica, in funzione della resistività al flusso e della frequenza.

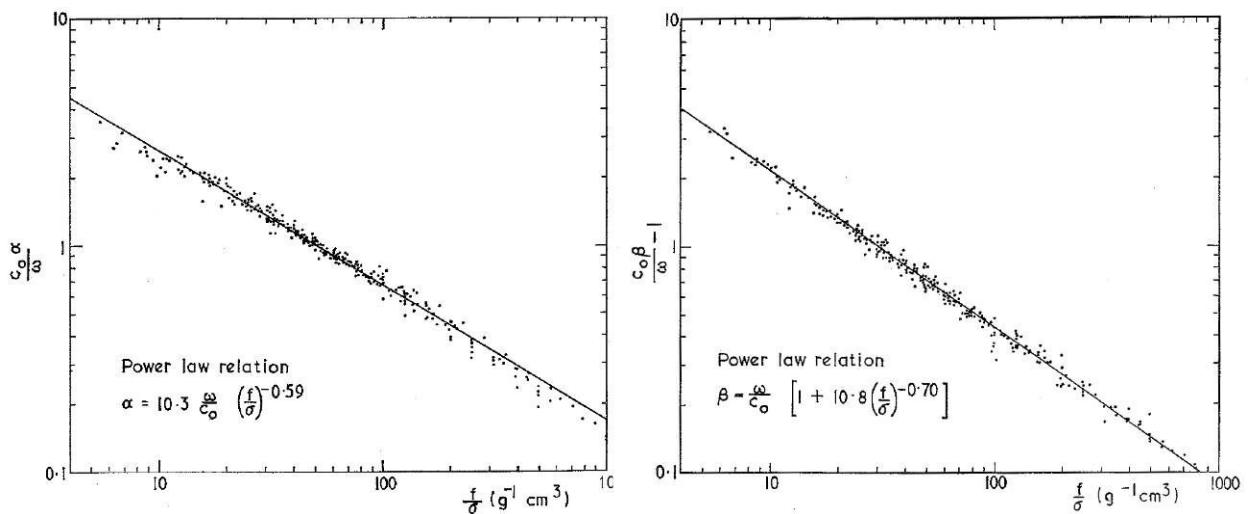


Figura 5-2 – Normalizzazione delle componenti reali e immaginarie del coefficiente di propagazione in funzione della resistività al flusso e della frequenza.

Dalla regressione di dati sperimentali indicati in Figura 5-1 e Figura 5-2 sono state possibili definire delle relazioni per:

- Impedenza caratteristica, parte reale e immaginaria:

$$\operatorname{Re}[Z_c] = \rho_0 c_0 \left[ 1 + C1 \left( \frac{\rho_0 f}{\sigma} \right)^{-C2} \right] [\text{Ns/m}^3] \quad (5.1)$$

$$\text{Im}[Z_c] = -\rho_0 c_0 \left[ C3 \left( \frac{\rho_0 f}{\sigma} \right)^{-C4} \right] [\text{Ns/m}^3] \quad (5.2)$$

- Costante di propagazione complessa, parte reale e parte immaginaria:

$$\text{Re}[\gamma_c] = \frac{2\pi f}{c_0} \left[ C5 + \left( \frac{\rho_0 f}{\sigma} \right)^{-C6} \right] [\text{m}^{-1}] \quad (5.3)$$

$$\text{Im}[\gamma_c] = \left( \frac{2\pi f}{c_0} \right) \left[ 1 + C7 + \left( \frac{\rho_0 f}{\sigma} \right)^{-C8} \right] [\text{m}^{-1}] \quad (5.4)$$

dove:

- $2\pi f$  frequenza angolare;  
 $c_0$  velocità del suono nell'aria;  
 $\rho_0$  densità dell'aria;  
 $\sigma$  resistività al flusso d'aria.

Delany e Bazley suggeriscono un intervallo di validità per il loro modello, considerando il termine adimensionale  $X$  dato dal rapporto tra il prodotto tra densità dell'aria e frequenza, e la resistività al flusso.

$$0.01 < X < 1.0 \quad (5.5)$$

dove:

$$X = \rho_0 f / \sigma \quad (5.6)$$

Si fa notare che la resistività al flusso, per i materiali anisotropi, cambia, nel caso in cui questa venga misurata in direzione normale o direzione planare, pertanto andrebbe misurata in entrambi i sensi.

Molti autori, hanno utilizzato il metodo di Delany Bazley, per caratterizzare materiali diversi dalle fibre minerali, ottenendo quindi dei coefficienti, ottenuti in modo empirico, riportati in Tabella 5-1.

**Tabella 5-1 – Coefficienti da utilizzare nel modello monoparametrico per diverse tipologie di materiali:**

Modello	Tipologia	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8
Delany Bazley	Fibre minerali	0.057	0.754	0.087	0.732	0.189	0.595	0.098	0.700
Dunn-Davern	Poliuretani a bassa resistività	0.114	0.369	0.098	0.758	0.168	0.715	0.136	0.491
Wu	Poliuretani	0.212	0.455	0.105	0.607	0.163	0.592	0.188	0.544
Garai-Pompoli	Fibre di poliestere	0.078	0.623	0.074	0.660	0.159	0.571	0.121	0.530
Pompoli	Fibre di roccia	0.064	0.703	0.085	0.695	0.213	0.577	0.114	0.683

### 5.1.2 Metodi empirici di previsione della resistività al flusso

Un altro tipo di correlazione presente in letteratura è stato studiato per consentire l'applicazione del modello di Delany-Bazley anche senza misura della resistività al flusso d'aria ( $\sigma$ ) con altri parametri quali il diametro delle fibre ( $d$ ) e la densità del materiale ( $\rho_m$ ).

Il modello di Bies-Hansen utilizza una correlazione tra i sopradetti parametri, ottenendo due coefficienti  $K_1$  e  $K_2$  come indicato nella seguente relazione:

$$\sigma \cdot d^2 \rho_m^{-K_1} = K_2 \quad (5.7)$$

dove:

$\sigma$ : resistività al flusso d'aria;

$d$ : diametro delle fibre;

$\rho_m$ : densità del materiale;

$K_1, K_2$ : Coefficienti ottenuti da regressione su misure sperimentali

Il limite di questo studio è dovuto all'inapplicabilità del modello su materiali differenti dalla lana di roccia.

È stato quindi sviluppato un modello (Mechel) che stima la resistività al flusso d'aria mediante solo la densità del materiale e due coefficienti (A e B):

$$\sigma \cdot \rho_m^{-B} = A \cdot 10^3 \quad (5.8)$$

dove:

$\sigma$ : resistività al flusso d'aria;

$\rho_m$ : densità del materiale;

$A, B$ : Coefficienti ottenuti da regressione su misure sperimentali.

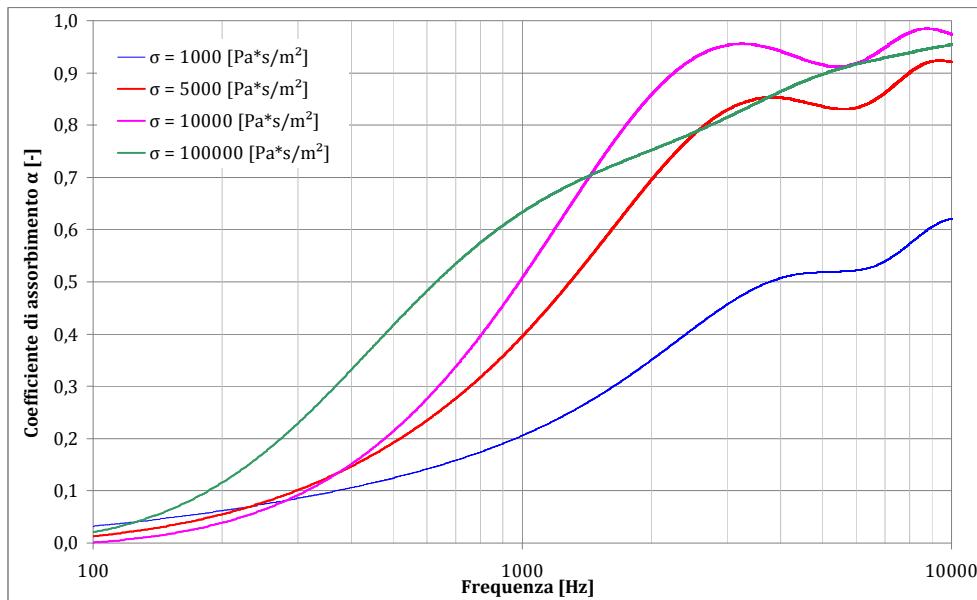


Figura 5-3 Coefficiente di assorbimento ottenute mediante il modello di Delany-Bazley, al variare della resistività al flusso.

### 5.1.3 **Modelli empirici a più parametri**

Esistono dei modelli empirici per la modellazione dei materiali porosi, che utilizzano più parametri per avere una stima più precisa, e per cercare di rendere il modello più universale.

Il modello proposto da Mechel introduce per una parte dello spettro in frequenza (basse frequenze) l'influenza di due parametri: la resistività al flusso d'aria e la porosità.

Alle alte frequenze, invece si mantiene l'approccio monoparametrico di Delany-Bazley. Il modello di Miki, si basa anch'esso su quello di Delany-Bazley, ma aggiunge un terzo parametro, ovvero la tortuosità, considerata in modo differente da come è stata definita nelle pagine precedenti, ovvero come parametro geometrico che indica l'incremento di cammino nel mezzo. Secondo il modello di Miki, infatti questo parametro è pari alla radice quadrata del valore di tortuosità ( $q^2 = \alpha_\infty$ ). Inoltre il metodo utilizza un parametro di resistività al flusso efficace  $\sigma^2$  che è una resistività corretta con i valori di porosità e tortuosità.

Il modello di Miki, consente di stimare in modo più approssimato, rispetto al modello di Delany-Bazley materiali con porosità ridotta e tortuosità superiore ad uno (Figura 5-4).

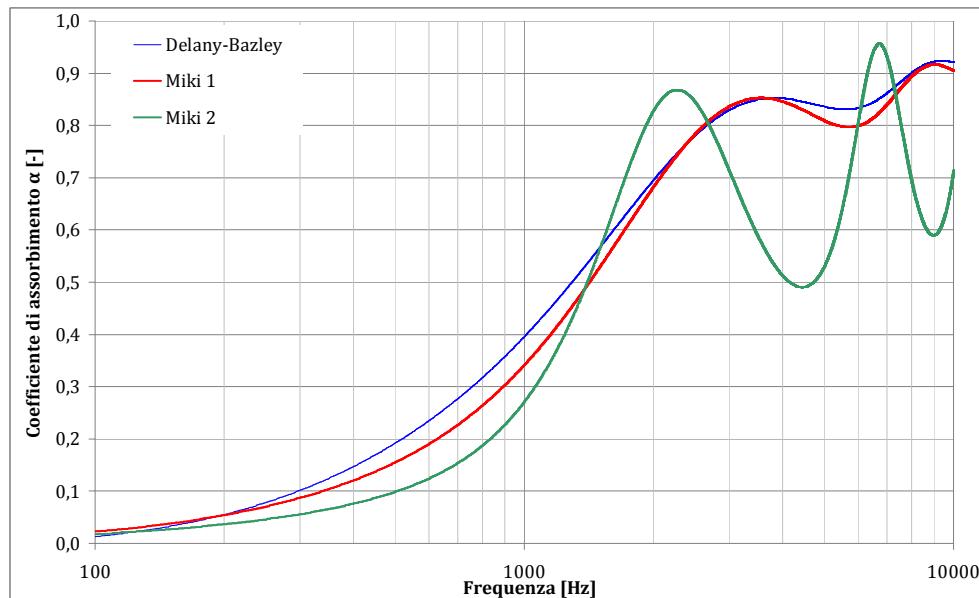


Figura 5-4 Confronto tra il modello di Delany Bazley e quello di Miki per materiali con resistività al flusso di  $5000 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ , e porosità e tortuosità pari a 1 (curva rossa "Miki 1") e porosità e tortuosità rispettivamente pari a 0,7 e 1,5 (curva verde "Miki 2").

- Impedenza caratteristica, parte reale e parte immaginaria:

$$\text{Re}[Z_c] = \rho_0 c_0 \cdot \frac{q}{\phi} \left[ 1 + 0.070 \cdot \left( \frac{f}{\sigma_e} \right)^{-0.632} \right] [\text{Ns}/\text{m}^3] \quad (5.9)$$

$$\text{Im}[Zc] = -\rho_0 c_0 \cdot \frac{q}{\phi} \left[ 0.107 \cdot \left( \frac{f}{\sigma_e} \right)^{-0.632} \right] [\text{Ns}/\text{m}^3] \quad (5.10)$$

- Costante di propagazione complessa, parte reale e parte immaginaria:

$$\text{Re}[\gamma] = \left( \frac{2\pi f}{c_0} \cdot q \right) \left[ 0.160 \cdot \left( \frac{f}{\sigma_e} \right)^{-0.618} \right] [\text{m}^{-1}] \quad (5.11)$$

$$\text{Im}[\gamma] = \left( \frac{2\pi f}{c_0} \cdot q \right) \left[ 1 + 0.109 \cdot \left( \frac{f}{\sigma_e} \right)^{-0.618} \right] [\text{m}^{-1}] \quad (5.12)$$

dove:

$\sigma_e$  resistività al flusso effettiva data da:  $\sigma_e = \frac{\phi}{q^2} \sigma$ ;

$q$  tortuosità (riformulata da Miki):  $q = \sqrt{\alpha_\infty}$ ;

$\alpha_\infty$  tortuosità classica;

$\Phi$  porosità.

Per determinare come i parametri fisici che sono parte della formulazione empirica di Miki influenzano l'andamento della curva di assorbimento, sono state messe a confronto alcune curve teoriche ottenute modificando i parametri fisici che le caratterizzano.

Partendo da un materiale di spessore 30 mm e con resistività al flusso di  $5000 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ , porosità di 0,4,5 e tortuosità di 1,5 sono stati confrontate le curve di assorbimento modificando di volta in volta un parametro, lasciando inalterati gli altri.

In Figura 5-5 sono riportate le curve di assorbimento per materiali con resistività al flusso di 1000, 5000 e  $10000 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ , in Figura 5-6 le curve con porosità di 0,4, 0,7 e 1, infine in Figura 5-7 curve con tortuosità di 1, 1,5 e 3.

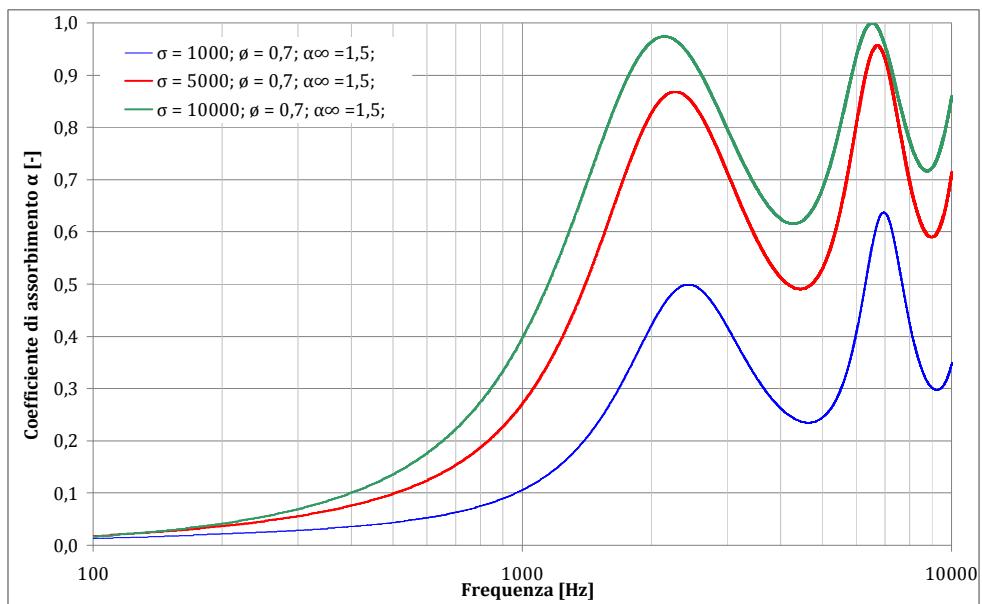


Figura 5-5 Curve di assorbimento ottenute mediante il modello di Miki variando la resistività al flusso

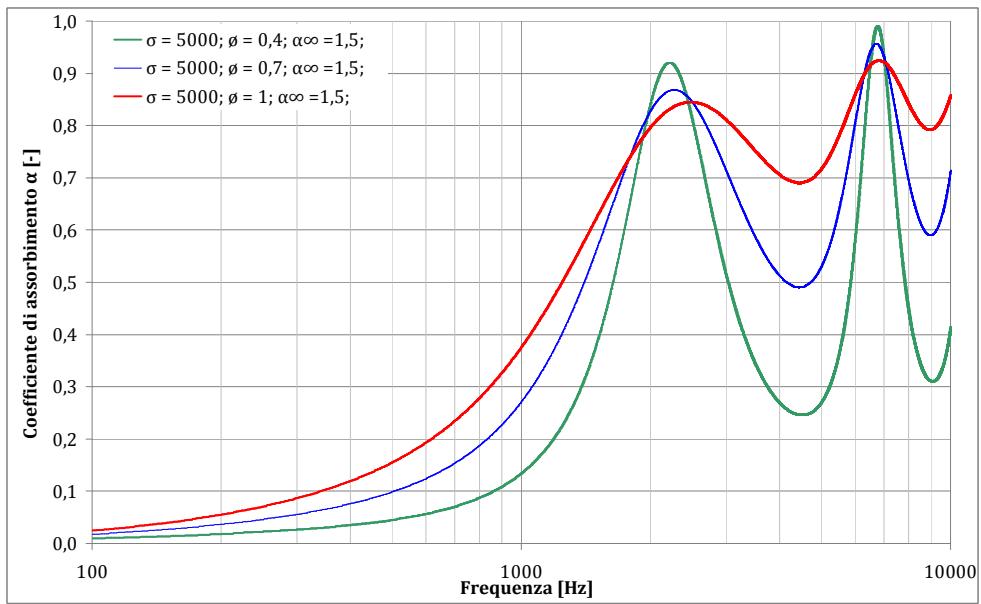


Figura 5-6 Curve di assorbimento ottenute mediante il modello di Miki variando la porosità.

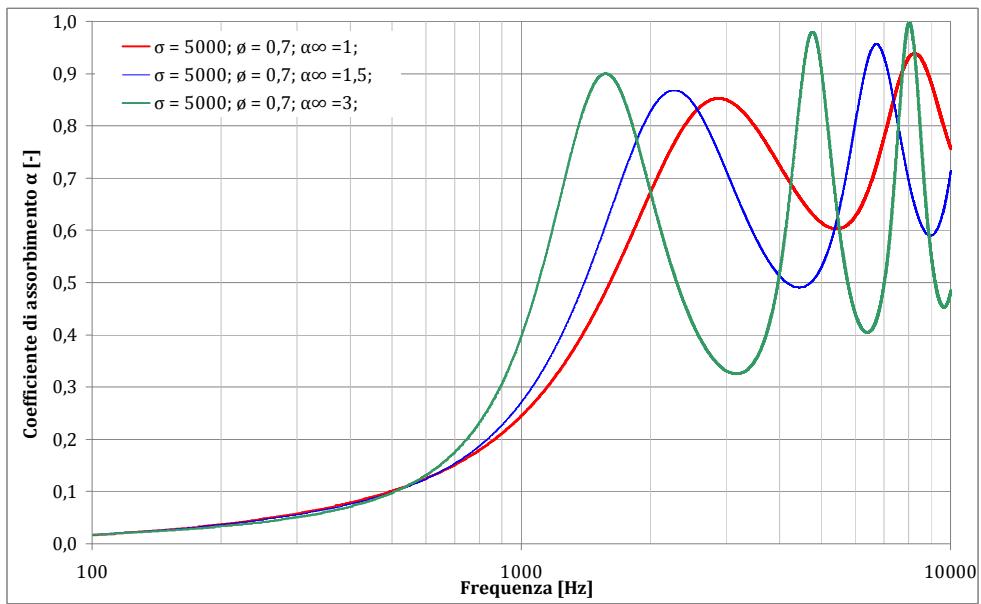


Figura 5-7 Curve di assorbimento ottenute mediante il modello di Miki variando la tortuosità.

## 5.2 Modelli fenomenologici

Il secondo tipo di modello è quello più utilizzato per un approccio macroscopico, per lo studio dell'iterazione tra materiale e onda acustica. Il modello considera il mezzo poroso come un fluido compressibile dissipativo equivalente, cioè un materiale omogeneo con proprietà dissipative e proprietà di compressibilità, e non più come un elemento bifase, costituito da una struttura con pori riempiti d'aria, all'interno dei quali si verificano dei meccanismi di dissipazione e di scambio termico.

Per poter effettuare queste considerazioni è necessario utilizzare dei parametri caratteristici, ovvero dei parametri "medi" che caratterizzano in modo complessivo un materiale.

Ad esempio la dimensione caratteristica termica o viscosa, non descrive ogni singolo collegamento tra celle o ogni dimensione dei pori, ma un valore efficace, che deve restituire globalmente le stesse prestazioni, in termine dissipativo, di un materiale.

Esiste una ulteriore distinzione all'interno dei modelli fenomenologici, ovvero tra quelli che rappresentano i materiali con struttura rigida, quindi trascurando la possibile iterazione con il campo acustico della vibrazione del materiale, e quelli che ne considerano anche la struttura elastica.

L'approssimazione che viene fatta comunemente, è la rappresentazione dei materiali come se fossero a struttura rigida, considerazione che presuppone il fatto che la struttura non venga eccitata dal campo acustico.

I modelli fenomenologici, a differenza di quelli empirici, non derivano più da una semplice ottimizzazione dei dati sperimentali, ma da una trattazione teorica che consente di descrivere i fenomeni di attrito viscoso, fenomeni di inerzia e fenomeni di scambio termico. Per questa formulazione vengono introdotte anche altre grandezze derivate da  $Z_c$  e  $k_c$  che sono la densità dinamica  $\rho_c$  e il modulo di comprimibilità dinamico  $K_c$ .

$$Z_c = \sqrt{\rho_c \cdot K_c} \text{ [Ns/m}^3\text{]} \quad (5.13)$$

$$k_c = \omega \sqrt{\frac{\rho_c}{K_c}} \text{ [m}^{-1}\text{]} \quad (5.14)$$

dove:

$Z_c$ : impedenza caratteristica del mezzo;

$k_c$ : numero d'onda complesso;

$\rho_c$ : densità dinamica;

$K_c$ : modulo di comprimibilità dinamico nel mezzo.

Qualitativamente questo modellazione indica che, a bassa frequenza sono particolarmente l'influenti le forze viscose, quindi la resistenza al flusso d'aria, mentre alle alte frequenze diventano più importanti i fenomeni inerziali, in quanto l'oscillazione della massa d'aria è più rapida.

Per calcolare lo scambio termico, si suppone una trasformazione del gas ideale (l'aria all'interno del materiale) ipotizzando un comportamento isotermico a bassa frequenza e adiabatico ad alta frequenza.

Sulla base di queste ipotesi si fonda il modello di riferimento per la modellazione fenomenologica, ovvero il modello di Johnson Champoux e Allard.

Questo modello dipende dalla densità dinamica e la compressibilità, legati all'impedenza caratteristica e alla costante di propagazione complessa, rapportati a cinque parametri fisici, considerando la struttura del materiale rigida.

Il modello quindi utilizza cinque parametri fisici che sono stati precedentemente definiti e che vengono elencati in seguito:

1. resistività al flusso d'aria;
2. porosità;
3. tortuosità;
4. lunghezza caratteristica viscosa;

## 5. lunghezza caratteristica termica.

Unitamente ai suddetti parametri fisici vengono utilizzati anche una serie di parametri e costanti dipendenti dal fluido che è contenuto all'interno del materiale.

Noti i cinque parametri fisici e le costanti del fluido è possibile definire la densità dinamica e la compressibilità, da cui è facilmente ricavabile l'impedenza caratteristica e la costante di propagazione complessa.

$$\rho_c = \frac{\alpha_\infty \rho_0}{\phi} + \frac{\sigma}{i\omega} \sqrt{1 + \frac{4i\alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2}} \quad (5.15)$$

$$Kc = \frac{k \cdot \frac{P_0}{\phi}}{k - (k-1) \left[ 1 + \frac{8\eta}{i\rho_0 \omega N_{pr} \Lambda'^2} \sqrt{1 + \frac{i\rho_0 \omega N_{pr} \Lambda'^2}{16\eta}} \right]^{-1}} \quad (5.16)$$

dove:

$P_0$ : pressione statica dell'aria;

$k$ : rapporto tra i calori specifici;

$N_{pr}$ : numero di Prandtl;

$\eta$ : viscosità dinamica dell'aria.

Il limite del modello di Johnson Champoux Allard si trova nella difficoltà di rappresentare i materiali aggregati, soprattutto a bassa densità oltre, ovviamente, alla difficoltà sperimentale di ottenere i cinque parametri.

Analogamente a quanto è stato fatto per il modello di Miki, partendo da un materiale di spessore 30 mm e con resistività al flusso di 5000 Pa•s/m<sup>2</sup>, porosità di 4,5 e tortuosità di 1,5 e grandezze caratteristiche viscose e termiche rispettivamente di 150 μm e 300 μm sono state confrontate le curve di assorbimento, modificando di volta in volta un parametro e lasciando inalterati gli altri.

In seguito sono riportate le curve di assorbimento per materiali con resistività al flusso di 1000, 5000 e 10000 Pa•s/m<sup>2</sup> (Figura 5-8) con porosità di 0,4, 0,7 e 1 (Figura 5-9) con tortuosità di 1, 1,5 e 3 (Figura 5-10), con la grandezza caratteristica viscosa pari a 100, 150, 200 μm (Figura 5-11), infine con la grandezza caratteristica termica pari a 200, 300, 400 μm (Figura 5-12).

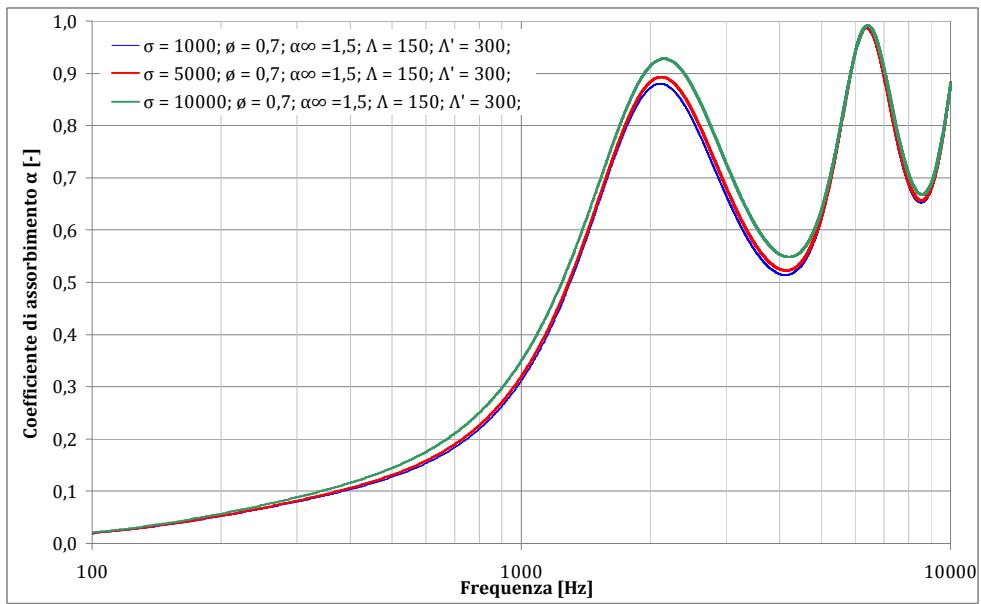


Figura 5-8: Curve di assorbimento ottenute mediante il modello di Johnson Champoux Allard variando la resistività al flusso.

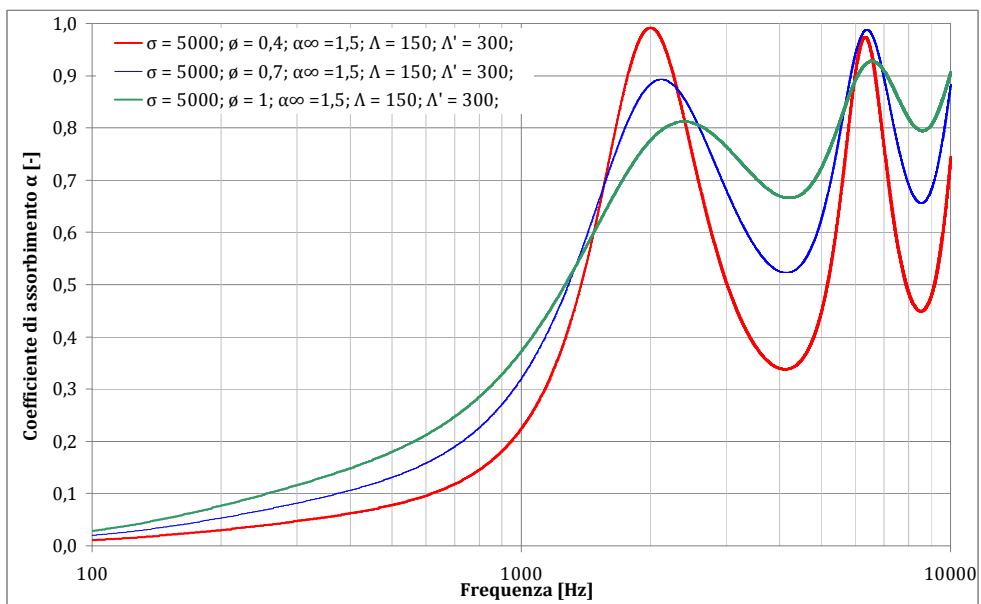


Figura 5-9: Curve di assorbimento ottenute mediante il modello di Johnson Champoux Allard variando la porosità.

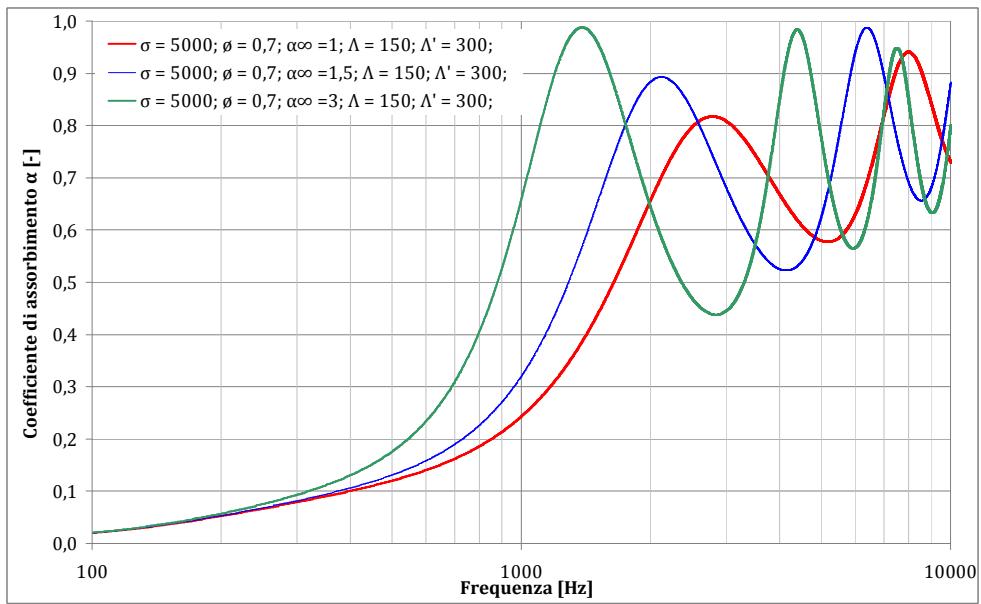


Figura 5-10: Curve di assorbimento ottenute mediante il modello di Johnson Champoux Allard variando la tortuosità.

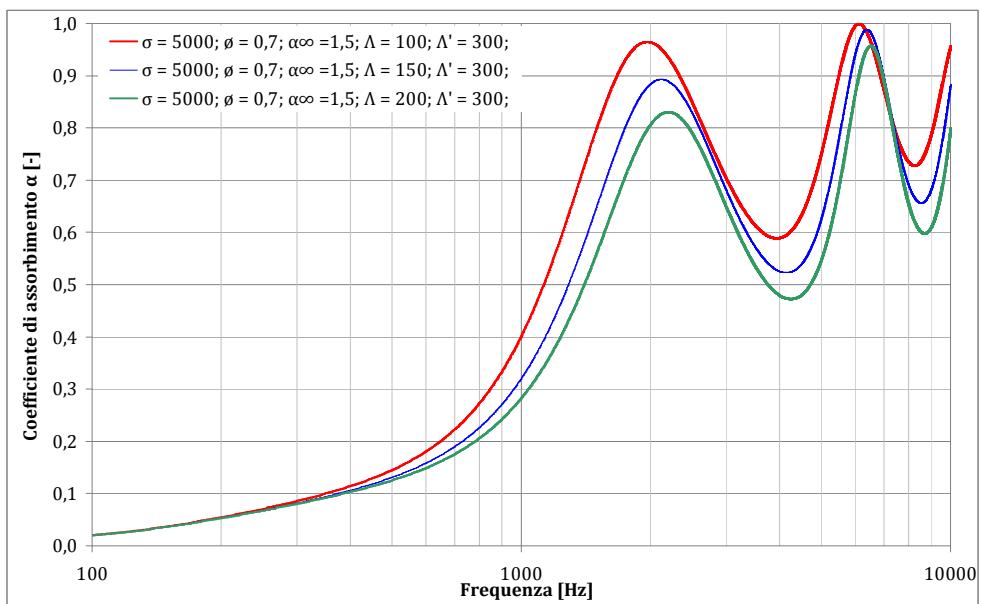


Figura 5-11: Curve di assorbimento ottenute mediante il modello di Johnson Champoux Allard variando la grandezza caratteristica viscosa.

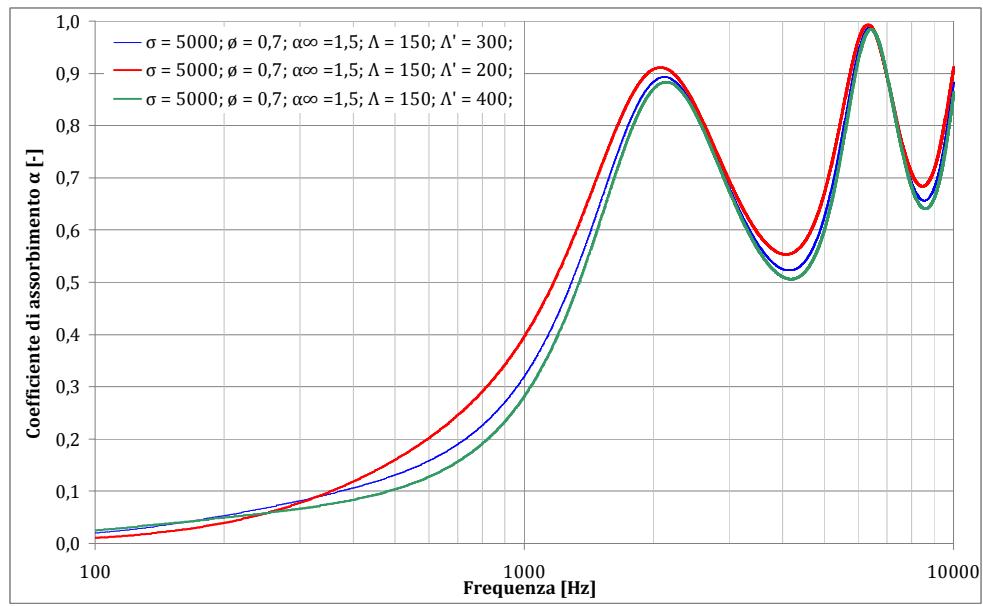


Figura 5-12: Curve di assorbimento ottenute mediante il modello di Johnson Champoux Allard variando la grandezza caratteristica termica.

## 6 Caratterizzazione acustica di materiali fonoassorbenti

La caratterizzazione acustica di un materiale si divide in due metodologie fondamentali:

La prima è la determinazione delle caratteristiche acustiche superficiali, ovvero le proprietà che derivano dalla trattazione aria-interfaccia-materiale, quindi si riferiscono principalmente al coefficiente di assorbimento acustico e al coefficiente di riflessione complesso.

La seconda è la misura delle caratteristiche acustiche interne al materiale, ovvero la determinazione dell'impedenza caratteristica e la costante di propagazione complessa da cui è possibile determinare le grandezze superficiali.

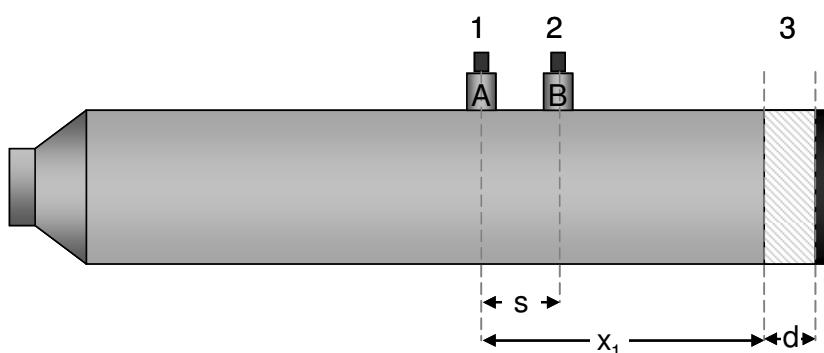
Gran parte delle tecniche di misura sono basate sull'utilizzo di onde piane, e l'apparato di misura che viene utilizzato per generare e far propagare al suo interno questo tipo di onde è il tubo di Kundt (o tubo ad impedenza o tubo ad onde piane). Esso consiste in un tubo alle cui estremità si trovano, un altoparlante da un lato e il materiale da testare dall'altro.

### 6.1 Tubo ad onde piane; metodo della funzione di trasferimento

Questa tecnica di misura è descritta nella norma UNI EN ISO10534-2 e si avvale di un tubo con un altoparlante ad un'estremità e il materiale da testare nell'altra e due microfoni fissi. In qualunque punto del tubo è possibile descrivere il contributo della pressione incidente e riflessa, mediante la notazione complessa. In corrispondenza dei microfoni, quindi, le pressioni acustiche sono date dai contributi incidenti e riflessi in quelle posizioni.

Vengono quindi introdotte le funzioni di trasferimento, che sono date dai rapporti tra le varie pressioni. Si dividono in funzione di trasferimento per l'onda incidente e per l'onda riflessa, che dipendono dalla distanza tra i due microfoni.

Durante a prova viene collocato su un fondello rigido il campione da misurare, in modo che la superficie rivolta verso ai microfoni sia alla distanza  $x_1$  dal microfono 1 (figura 6-1). I due microfoni misurano il rumore emesso dall'altoparlante, generalmente un rumore rosa, o bianco, oppure una sine-sweep o rumore pseudorandom.



1 - microfono A

2 - microfono B

3 - provino

figura 6-1 – Schema del tubo ad onde piane a due microfoni.

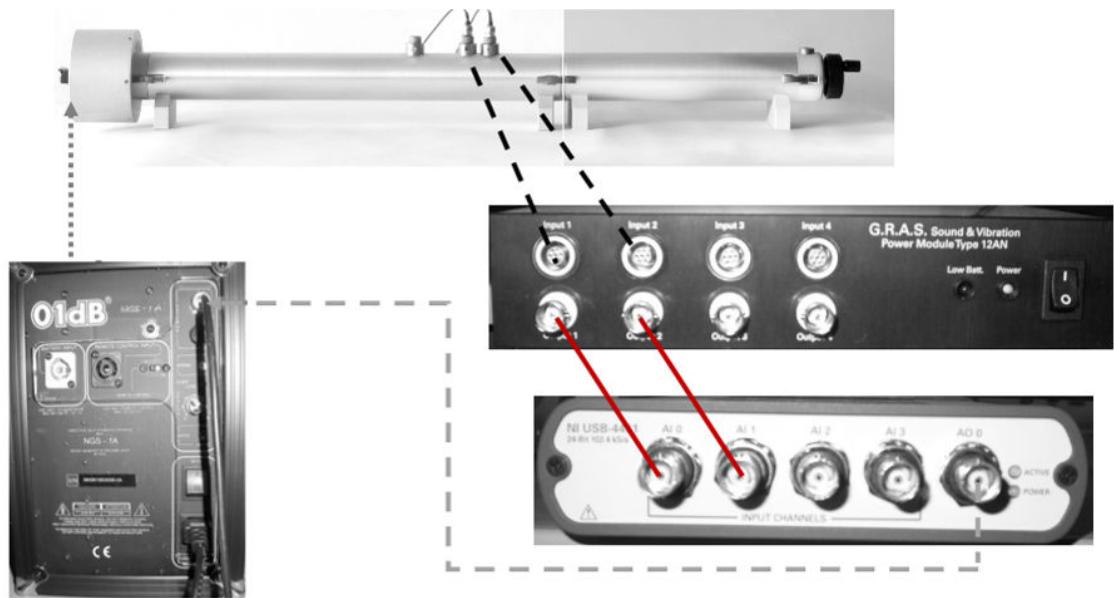


Figura 6-2: Apparato di misura; tubo di Kundt a due microfoni MAA, amplificatore, condizionatore di segnale, scheda d'acquisizione

Le pressioni incidenti e riflesse in corrispondenza del piano di riferimento sono date da:

$$p_{i(x)} = \hat{p}_i e^{ik_0 x} \quad (6.1)$$

$$p_{r(x)} = \hat{p}_r e^{-ik_0 x} \quad (6.2)$$

dove  $\hat{p}_i$  e  $\hat{p}_r$  sono rispettivamente le ampiezze della pressione incidente e riflessa in corrispondenza del piano di riferimento, in  $x=0$ .

Il numero d'onda complesso è dato invece da:

$$k_0 = k_0' - ik_0'' \quad (6.3)$$

La pressione misurata nelle due posizioni microfoniche è quindi data dalla somma dei contributi incidenti e riflessi espressi nelle seguenti relazioni:

Microfono 1:

$$p_1 = \hat{p}_i e^{ik_0 x_1} + \hat{p}_r e^{-ik_0 x_1} \quad (6.4)$$

Microfono 2:

$$p_2 = \hat{p}_i e^{ik_0 x_2} + \hat{p}_r e^{-ik_0 x_2} \quad (6.5)$$

Dalle pressioni sonore ottenute dalle due posizioni microfoniche si possono ottenere le funzioni di trasferimento per l'onda incidente e onda riflessa:

Onda incidente:

$$H_i = \frac{p_{2i}}{p_{1i}} = e^{-ik_0(x_1-x_2)} = e^{-ik_0 s} \quad (6.6)$$

Onda riflessa:

$$H_r = \frac{p_{2r}}{p_{1r}} = e^{ik_0(x_1-x_2)} = e^{ik_0 s} \quad (6.7)$$

dove:  $s$  è la distanza tra i due microfoni

La funzione di trasferimento che rappresenta l'intero campo acustico è data da:

$$H_{12} = \frac{p_{2i} + p_{2r}}{p_{1i} + p_{1r}} = \frac{\hat{p}_i e^{ik_0 x_2} + \hat{p}_r e^{-ik_0 x_2}}{\hat{p}_i e^{ik_0 x_1} + \hat{p}_r e^{-ik_0 x_1}} \quad (6.8)$$

la funzione di trasferimento è correlata al coefficiente di riflessione, che è la grandezza da cui è possibile ottenere il coefficiente di assorbimento acustico apparente.

Noto che il coefficiente di riflessione è dato dal rapporto tra le pressioni riflesse e incidente, è possibile riscrivere la funzione di trasferimento introducendo il coefficiente di riflessione  $r$

$$p_r(x) = r_p \cdot p_i(x) \quad (6.9)$$

$$H_{12} = \frac{p_{2i} + p_{2r}}{p_{1i} + p_{1r}} = \frac{e^{ik_0 x_2} + r \cdot e^{-ik_0 x_2}}{e^{ik_0 x_1} + r \cdot e^{-ik_0 x_1}} \quad (6.10)$$

da cui il coefficiente di riflessione:

$$r = \frac{H_{12} - H_r}{H_r - H_{12}} e^{2ik_0 x_1} \quad (6.11)$$

Il coefficiente di riflessione in corrispondenza del piano di riferimento ( $x=0$ ) è determinabile tramite la misura delle funzioni di trasferimento, della distanza  $x_1$ , e dal numero d'onda che può includere il termine  $k_0$  che considera le attenuazioni alle pareti del tubo.

Noto il coefficiente di riflessione è possibile determinare il coefficiente di assorbimento per incidenza normale mediante la seguente relazione:

$$\alpha = 1 - |r|^2 \quad (6.12)$$

### 6.1.1 Intervallo di misura

L'intervallo di misura di un tubo d'impedenza ( $f_l < f < f_u$ ) è determinato dalla sua lunghezza e dal suo diametro interno.

Considerando un tubo con una lunghezza  $l$  e un diametro  $d$ , la frequenza più bassa misurabile è data dalla dimensione del tubo secondo la seguente relazione:

$$l \geq 3\lambda_0/4 \quad (6.13)$$

$$l \geq 250/f + 3d \quad (6.14)$$

La frequenza superiore è invece determinabile mediante il diametro del tubo secondo:

$$d \leq 0.58\lambda_0 \quad (6.15)$$

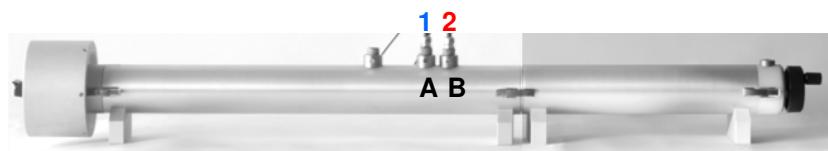
$$f_u \cdot d \leq 200 \quad (6.16)$$

È possibile estendere l'intervallo di misura a bassa frequenza distanziando i microfoni come indicato in Figura 6-3. Mantenendo i microfoni spaziati di 3 cm il tubo ad onde piane può essere utilizzato per effettuare misure delle proprietà acustiche superficiali nel intervallo compreso tra 250 Hz e 4300 Hz.

Posizionando i microfoni ad una distanza di 10 cm è possibile effettuare misure nel intervallo di frequenze compreso tra 50 Hz e 1300 Hz.

Dall'unione delle due curve si ottiene il coefficiente di assorbimento da 50 Hz a 4300 Hz.

Intervallo di misura 250-4300 Hz.



Estensione a 50-1300 Hz.

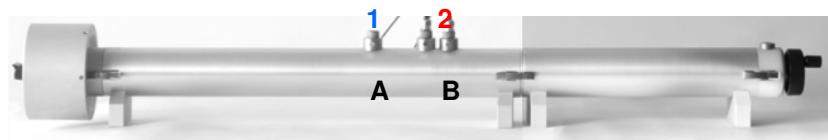


Figura 6-3: Estensione dell'intervallo di misura distanziando i microfoni

### 6.1.2 Calibrazione in ampiezza e fase dei microfoni

L'apparato di misura a due microfoni necessita di una procedura di calibrazione. Infatti la teoria che sta alla base del metodo si fonda sul concetto che i microfoni sono idealmente identici, pertanto alla medesima posizione dovrebbero misurare la stessa pressione in ampiezza e fase. Nella realtà le risposte dei microfoni non sono identiche, pertanto è necessario compensare le variazioni.

La procedura consiste in una prima misura della funzione di trasferimento in posizione standard con il microfono A nella posizione 1 e il microfono B nella posizione 2 ( $H'_{12}$ ).

Successivamente viene ripetuta la misura con i microfoni invertiti ( $H''_{12}$ ).

Dalle funzioni di trasferimento così ottenute, si calcola una funzione di calibrazione che riporta le risposte dei microfoni in modo tale da garantire che i microfoni nella stessa posizione misurino la stessa ampiezza e fase ( $H_C$ ).

$$H_c = \left( \frac{H_{12}^I}{H_{12}^H} \right)^{\frac{1}{2}} = |H_c| e^{i\varphi_c} \quad (6.17)$$

La funzione di trasferimento calibrata è quindi data dal rapporto tra la funzione di trasferimento e la funzione di calibrazione.

Funzione di trasferimento non corretta:

$$\hat{H}_{12} = |H_{12}| e^{i\hat{\varphi}} = \hat{H}_r + i\hat{H}_i \quad (6.18)$$

dove:

$\hat{H}_r$  è la parte reale di  $\hat{H}_{12}$

$\hat{H}_i$  è la parte immaginaria di  $\hat{H}_{12}$

$\varphi$  è la fase non corretta

Funzione di trasferimento corretta con la funzione di calibrazione:

$$H_{12} = |H_{12}| e^{i\varphi} = \frac{\hat{H}_{12}}{H_c} \quad (6.19)$$



## 7 Misura delle proprietà acustiche caratteristiche

Mediante le misure di impedenza caratteristica e numero d'onda complesso è possibile prevedere tutti gli altri parametri acustici, quali, per esempio impedenza superficiale e il coefficiente di riflessione complesso.

Le tecniche di misura dell'impedenza caratteristica e della costante di propagazione complessa si posso dividere in due gruppi:

**Metodi indiretti.** Con un apparato simile a quello utilizzato per la misura del coefficiente di assorbimento con funzione di trasferimento. I metodi indiretti si dividono in: metodo del doppio spessore e metodo della doppia cavità

**Metodi diretti** Tali metodi sono denominati della matrice di trasferimento e si avvalgono di un apparato di misura a quattro microfoni con entrambi del campione esposti al campo sonoro o a tre microfoni con il provino appoggiato su fondo rigido.

### 7.1 Metodo indiretto del doppio spessore

Il layout di misura è indicato nella UNI EN ISO 10534-2. Vengono fatte misure dell'impedenza superficiale nel tubo di Kundt con la metodologia della norma della funzione di trasferimento su due pannelli dello stesso materiale ma di diverso spessore.



Figura 7-1: Schema del metodo di misura a doppio spessore

Se un materiale ha uno spessore doppio dell'altro è possibile scrivere le espressioni di  $Z_c$  e  $k_c$  mediante le impedenze superficiali dei due materiali:

$$Z_c = \sqrt{Z_1(2Z'_1 - Z_1)} \quad (7.1)$$

$$k_c = \frac{-i}{2d'_1} \ln \left( \frac{1 + \sqrt{\frac{(2Z'_1 - Z_1)}{Z_1}}}{1 - \sqrt{\frac{(2Z'_1 - Z_1)}{Z_1}}} \right) \quad (7.2)$$

con  $d'_1 = 2d_1$

I limiti della tecnica si possono riassumere nella difficoltà di poter fare misure su due provini assolutamente identici e per materiali per struttura elastica, i vincoli su campioni di geometria diversa possono portare a risultati diversi.

## 7.2 Metodo indiretto della doppia cavità

Un altro metodo indiretto è quello denominato della “doppia cavità”: si effettuano misure di impedenza superficiale su un solo campione, con due cavità diverse.



Figura 7-2: Schema del metodo di misura a doppia cavità.

Combinando i valori di impedenza superficiale misurata nelle due configurazioni si ottiene  $k_c$  e  $Z_c$

$$Z_c = \pm \sqrt{\frac{Z_1 Z'_1 (Z_2 - Z'_2) - Z_2 Z'_2 (Z_1 - Z'_1)}{(Z_2 - Z'_2) - (Z_1 - Z'_1)}} \quad (7.3)$$

$$k_c = \frac{1}{2id} \ln \left( \frac{(Z_1 + Z_c)(Z_2 + Z_c)}{(Z_1 - Z_c)(Z_2 - Z_c)} \right) \quad (7.4)$$

dove:

$Z_2$  e  $Z'_2$  sono le impedenze superficiali dei due strati d'aria aventi spessore  $L$  e  $L'$

Tra i limiti della tecnica possiamo citare le caratteristiche del vincolo quando si hanno dei materiali a struttura elastica.

## 7.3 Metodo diretto a matrice di trasferimento

Un metodo diretto per la misura di impedenza caratteristica ( $Z_c$ ) e del numero d'onda complesso ( $k_c$ ) è il cosiddetto metodo della matrice di trasferimento con tecnica a quattro microfoni. Questo metodo si basa sul concetto della matrice di trasferimento, che consente di trasferire il campo di pressione e velocità da un capo all'altro del materiale.

L'apparato di misura è un tubo ad onde piane con il materiale posto tra due coppie microfoniche. Dalla misura di pressione in quattro punti è possibile determinare il contributo incidente e riflesso a monte e a valle, da cui possiamo determinare pressione e velocità a i capi del materiale.

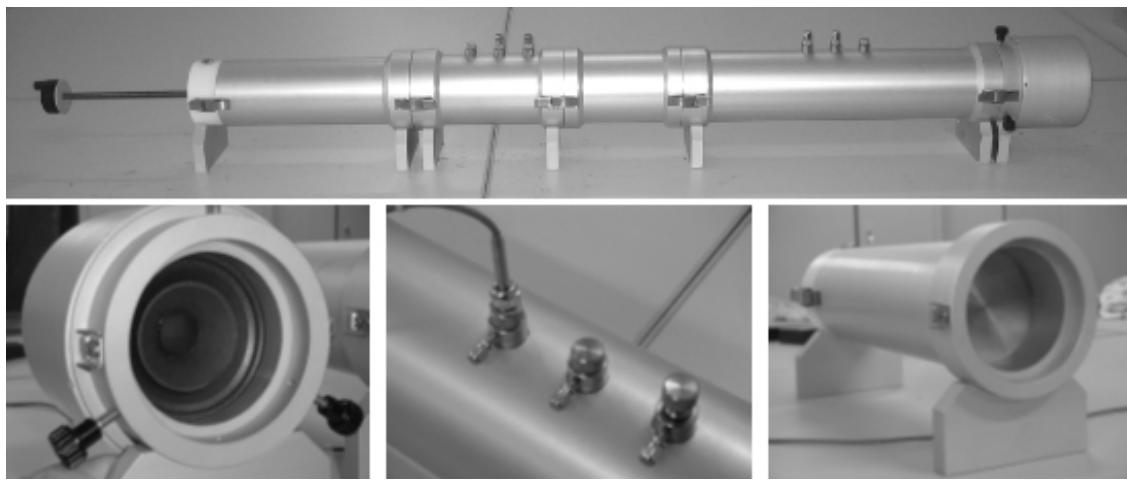


Figura 7-3: Apparato di misura a quattro microfoni.

Il metodo della matrice di trasferimento, si basa quindi sulla decomposizione delle onde acustiche incidenti e riflesse ai lati di un campione posto in un tubo ad onde piane. Considerando l'apparato di misura illustrato in Figura 7-4, è possibile mettere in relazione le pressioni acustiche  $p$  e le velocità delle particelle  $v$  ai due capi del provino per mezzo di una matrice detta appunto di "trasferimento", in quanto trasferisce il campo acustico da una estremità all'altra del campione.

Si può dimostrare che le pressioni e le velocità delle particelle ai due capi di un provino sono univocamente determinate dalla misura dei contributi delle onde incidente e riflessa a monte e a valle del materiale ( $A, B, C$  e  $D$  Figura 7-4). Tali contributi sono calcolati dalla misura delle pressioni complesse alle quattro posizioni microfoniche per mezzo della tecnica della decomposizione.

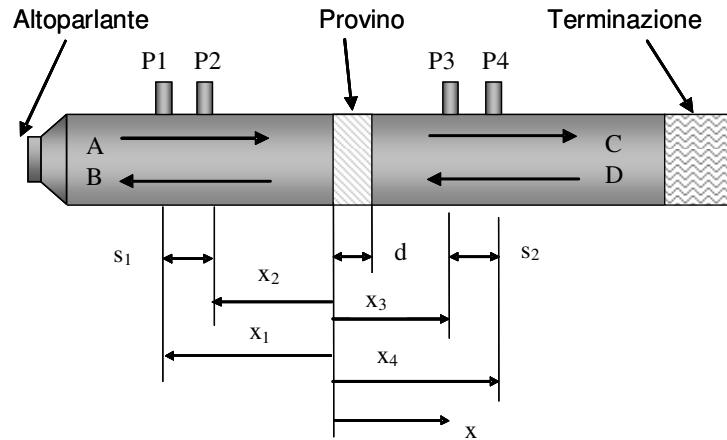


Figura 7-4: Schema del metodo di misura a 4 microfoni.

Dalla misura delle pressioni complesse alle quattro posizioni microfoniche, mediante la tecnica della decomposizione si possono calcolare i contributi delle pressioni incidenti e riflesse ai lati del campione:

$$A = \frac{i(p_1 e^{ik_0 x_2} - p_2 e^{ik_0 x_1})}{2 \sin k_0 (x_1 - x_2)} \quad (7.5)$$

$$B = \frac{i(p_2 e^{ik_0 x_2} - p_1 e^{ik_0 x_1})}{2 \sin k_0 (x_1 - x_2)} \quad (7.6)$$

$$C = \frac{i(p_3 e^{ik_0 x_4} - p_4 e^{ik_0 x_3})}{2 \sin k_0 (x_1 - x_2)} \quad (7.7)$$

$$D = \frac{i(p_4 e^{ik_0 x_3} - p_3 e^{ik_0 x_4})}{2 \sin k_0 (x_1 - x_2)} \quad (7.8)$$

Le pressioni e le velocità ai lati del provino possono essere quindi scritte come:

$$p|_{x=0} = A + B \quad (7.9)$$

$$v|_{x=0} = \frac{(A - B)}{\rho_0 c_0} \quad (7.10)$$

$$p|_{x=d} = C e^{-ik_0 d} + D e^{ik_0 d} \quad (7.11)$$

$$v|_{x=d} = \frac{(C e^{-ik_0 d} + D e^{ik_0 d})}{\rho_0 c_0} \quad (7.12)$$

È possibile utilizzare l'espressione della matrice di trasferimento, che corrisponde a un sistema di due equazioni e quattro incognite, che è risolvibile mediante le ipotesi valide per materiali omogenei e isotropi e localmente reagenti ovvero simmetria (coefficiente di riflessione è lo stesso se misurato in una direzione o nell'altra del materiale) e di reciprocità (il coefficiente di trasmissione è uguale per le due direzioni di incidenza) della propagazione di un'onda sonora.

La matrice di trasferimento può essere espressa, in funzione dell'impedenza acustica caratteristica  $Z_C$  e del numero d'onda complesso  $k_C$ .

Imponendo queste condizioni:

Simmetria:  $T_{11}=T_{22}$

Reciprocità:  $T_{11}T_{22}-T_{12}T_{21}=1$

$$\begin{pmatrix} p \\ v \end{pmatrix}_{x=0} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ v \end{pmatrix}_{x=d} \quad (7.13)$$

$$\begin{pmatrix} p \\ v \end{pmatrix}_{x=0} = \begin{pmatrix} \cos k_c d & iZ_c \sin k_c d \\ i \sin k_c d & \cos k_c d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ v \end{pmatrix}_{x=d} \quad (7.14)$$

essendo  $d$  lo spessore del campione.

Da cui si ricavano tramite opportuni passaggi le grandezze acustiche caratteristiche della propagazione del suono nel mezzo:

$$Z_c = \sqrt{\frac{T_{12}}{T_{21}}} \quad [\text{Ns/m}^3] \quad (7.15)$$

$$k_c = \frac{1}{d} \cos^{-1} T_{11} \quad [\text{m}^{-1}] \quad (7.16)$$

e da queste calcolare l'impedenza superficiale ed il coefficiente di assorbimento acustico per incidenza normale.

### 7.3.1 Calibrazione in ampiezza e fase dei microfoni

La procedura di calibrazione in modulo e fase dei 4 microfoni (indicati con 1, 2, 3 e 4) consiste in una serie di due misure incrociate, senza materiale, eseguite in due posizioni prefissate (ad esempio  $P_3$  e  $P_4$ ), utilizzando le coppie 1-2 e 3-4 separatamente. La posizione  $P_3$  sia indicata con  $L$ , mentre la  $P_4$  con  $R$ .

Si consideri la misura con il microfono 1 in  $L$  e il 2 in  $R$ . Le pressioni misurate sono indicate con  $P_{1L}$  e  $P_{2R}$  rispettivamente. Scambiando i microfoni si ripete la misura e si normalizza al valore dell'ampiezza della pressione  $P_{1L}$ . Le pressioni misurate sono indicate con  $P_{1R}$  e  $P_{2L}$  rispettivamente.

La stessa procedura applicata alla coppia microfonica 3-4, normalizzando al valore dell'ampiezza della pressione  $P_{1L}$ , porta alla determinazione delle pressioni  $P_{3L}$ ,  $P_{4R}$ ,  $P_{3R}$ , e  $P_{4L}$  rispettivamente. Si possono quindi definire quattro pressioni complesse di calibrazione come segue:

$$P_{ic} = \sqrt{P_{iL} \cdot P_{iR}} \quad (7.17)$$

con  $i=1,2,3$  e 4

Per determinare le pressioni microfoniche calibrate in modulo e fase è sufficiente dividere le pressioni misurate nelle 4 posizioni per la relativa pressione di calibrazione.

### 7.4 Metodo diretto a tre microfoni

L'impedenza caratteristica e il numero d'onda complesso, consentono la determinazione degli altri parametri acustici, come ad esempio l'assorbimento acustico

Mediante la misura di  $k_c$  e  $Z_c$  in un tubo a 4 microfoni è possibile stimare il coefficiente di assorbimento normale e confrontare il coefficiente di assorbimento misurato mediante il tubo a 2 microfoni.

L'andamento globale è corretto ma le risonanze possono essere differenti, in quanto quando si misura un materiale con struttura elastica, come già visto in precedenza, le gli effetti di vincolo possono generare risonanze diverse.

Per risolvere i problemi dovuti alla natura elastica del provino, è stato sviluppato un metodo diretto con tre microfoni che consente di posizionare il provino su fondo rigido.

Il tubo a tre microfoni costituisce in pratica una variante del classico tubo d'impedenza a 2 microfoni (UNI EN ISO 10534-2) nella quale sul fondo rigido del porta-campione viene inserito un terzo microfono di misura.



Figura 7-5: Foto apparecchiatura e schema misura.

Il principio di misura di tale sistema è invece completamente differente da quello della misura dell'impedenza superficiale descritto dalla norma (noto come metodo della funzione di trasferimento); esso si basa sulla teoria della matrice di trasferimento, sviluppata inizialmente per misure di Transmission Loss in tubi d'onde piane a 4 microfoni e modificata per lo schema di misura Figura 7-6 tramite la condizione al contorno determinata dalla superficie rigida (velocità delle particelle d'aria nulla).



Figura 7-6: Schema del metodo di misura a 3 microfoni.

Con riferimento alla Figura 7-6 si possono scrivere pressione e velocità di particelle sulle due superfici (in  $x=0$  e  $x=d$ ) del mezzo, si può infatti scrivere una matrice di trasferimento semplificata con velocità di particelle nulla in  $x=d$ :

$$\begin{pmatrix} p \\ v \end{pmatrix}_{x=0} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ 0 \end{pmatrix}_{x=d} \quad (7.18)$$

$$T_{11} = \frac{p|_{x=0}}{p|_{x=d}} \quad (7.19)$$

$$T_{12} = \frac{p^2|_{x=0} - p^2|_{x=d}}{v|_{x=0}} \quad (7.20)$$

$$T_{11} = \frac{v|_{x=0}}{p|_{x=0}} \quad (7.21)$$

$$T_{22} = \frac{p|_{x=0}}{p|_{x=d}} \quad (7.22)$$

Con :

$$p|_{x=0} = \frac{H_{12} \sin(k_0 x_1) - \sin(k_0 x_2)}{\sin(k_0(x_1 - x_2))} \quad (7.23)$$

$$p|_{x=0} = \frac{i}{\rho_0 c_0} \frac{\cos(k_0 x_2) - H_{12} \cos(k_0 x_1)}{\sin(k_0(x_1 - x_2))} \quad (7.24)$$

$$p|_{x=d} = H_{13} \quad (7.25)$$

$$v|_{x=0} = 0 \quad (7.26)$$

Con  $H_{12}$  e  $H_{13}$  rispettivamente le funzioni di trasferimento tra i microfoni 1 e 2, 1 e 3.  
La matrice di trasferimento diventa quindi:

$$\begin{pmatrix} p \\ v \end{pmatrix}_{x=0} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ 0 \end{pmatrix}_{x=d} = \begin{pmatrix} \cos k_c d & iZ_c \sin k_c d \\ \frac{i \sin k_c d}{Z_c} & \cos k_c d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ 0 \end{pmatrix}_{x=d} \quad (7.27)$$

da cui si ricavano le grandezze acustiche caratteristiche della propagazione del suono nel mezzo, e da queste calcolare l'impedenza superficiale ed il coefficiente di assorbimento acustico per incidenza normale

Queste grandezze definiscono completamente la propagazione acustica nel mezzo e consentono di calcolare i parametri acustici di qualsiasi spessore di materiale, anche in configurazione multistrato e con presenza di intercapedine d'aria.

E' importante notare che il sistema può essere utilizzato nella configurazione a due microfoni per la misura di impedenza superficiale secondo la norma.



## 8 Misura delle caratteristiche fisiche

### 8.1 Misura della resistenza al flusso d'aria

La resistenza al flusso d'aria è una grandezza fisica fondamentale per la descrizione di un materiale fibroso, è consente di stabilire una correlazione tra la struttura dei materiali ed alcune caratteristiche fisiche, quali appunto l'assorbimento.

Esiste una norma europea, la UNI EN 29053, all'interno della quale sono introdotte tre grandezze:

Resistenza al flusso d'aria  $R$  definita come:

$$R = \frac{\Delta p}{q_v} \text{ [Pa}\cdot\text{s/m}^3\text{]} \quad (8.1)$$

Resistenza specifica al flusso d'aria  $R_s$ , definita come:

$$R_s = R \cdot A = \frac{\Delta p}{q_v} A \text{ [Pa}\cdot\text{s/m}\text{]} \quad (8.2)$$

Resistività al flusso d'aria,  $\sigma$  definita come:

$$\sigma = \frac{R_s}{d} = \frac{\Delta p}{q_v \cdot d} \text{ [Pa}\cdot\text{s/m}^2\text{]} \quad (8.3)$$

dove :

$\Delta p$ : differenza di pressione d'aria fra le due facce del provino rispetto all'atmosfera [Pa];

$q_v$ : portata d'aria secondo, che attraversa il provino [ $\text{m}^3/\text{s}$ ];

$A$ : sezione del provino perpendicolare alla direzione del flusso [ $\text{m}^2$ ];

$d$ : spessore del provino nella direzione del flusso [m].

Quest'ultima è definita come la differenza di pressione che si genera ai capi di un materiale poroso, diviso la velocità del flusso d'aria che l'attraversa, e lo spessore del materiale ed è quindi una grandezza che qualifica effettivamente il materiale, indipendentemente dal suo spessore.

La norma definisce anche un altro parametro che è la velocità lineare del flusso d'aria che è dato da:

$$u = \frac{q_v}{A} \text{ [m/s]} \quad (8.4)$$

Esistono due metodi con due rispettivi apparati di misura, indicati nella norma UNI EN 29053 che si avvalgono rispettivamente di un metodo a flusso d'aria continuo e uno a flusso d'aria alternato.

### 8.1.1 Metodo del flusso alternato.

Il dispositivo di misura è costituito da un pistone oscillante che genera una portata d'aria che attraversa il campione in modo bidirezionale, generando ai capi del campione una differenza di pressione oscillante.

- L'apparato è costituito da:
  - una cella di misurazione all'interno della quale è posizionato il provino,
  - il dispositivo per la produzione del flusso alternato,
  - un dispositivo di misurazione della componente alternata della pressione sonora nel volume di prova racchiuso dal provino,
- un dispositivo di misurazione del provino dopo la sua installazione.

Per calcolare la resistenza al flusso il sistema rileva la caduta di pressione sui due lati del campione, considerando pari alla pressione atmosferica la pressione sul lato  $p_2$  nella figura sottostante; la velocità del flusso è molto ridotta (0.5 mm/s) ed è nota grazie alla corsa  $h$  effettuata dal pistone azionato da una camma eccentrica che ruota ad una frequenza di 2 Hz, azionata da un albero collegato ad un motoriduttore elettrico.

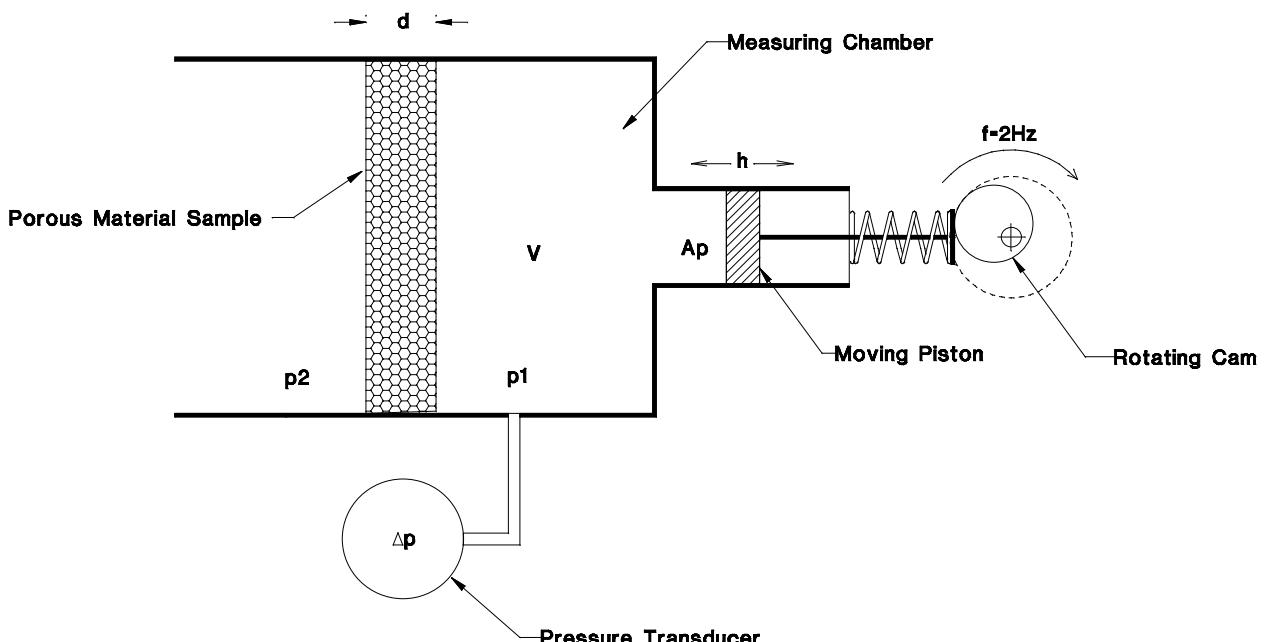


Figura 8-1 – Metodo con il flusso d'aria alternato – principio base.

Il flusso d'aria alternato è prodotto da un pistone con moto sinusoidali con frequenza pari a 2 Hz il cui valore efficace è dato dalla seguente relazione:

$$q_{v,eff} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} fhA_p \text{ [m}^3/\text{s]} \quad (8.5)$$

dove:

- $f$  è la frequenza del pistone [Hz];
- $h$  è la corsa del pistone [m];
- $A_p$  è la sezione del cilindro [ $\text{m}^2$ ].

Misurando il valore efficace, si ricava una differenza di pressione che è analoga a quella che si ottiene nel caso stazionario.

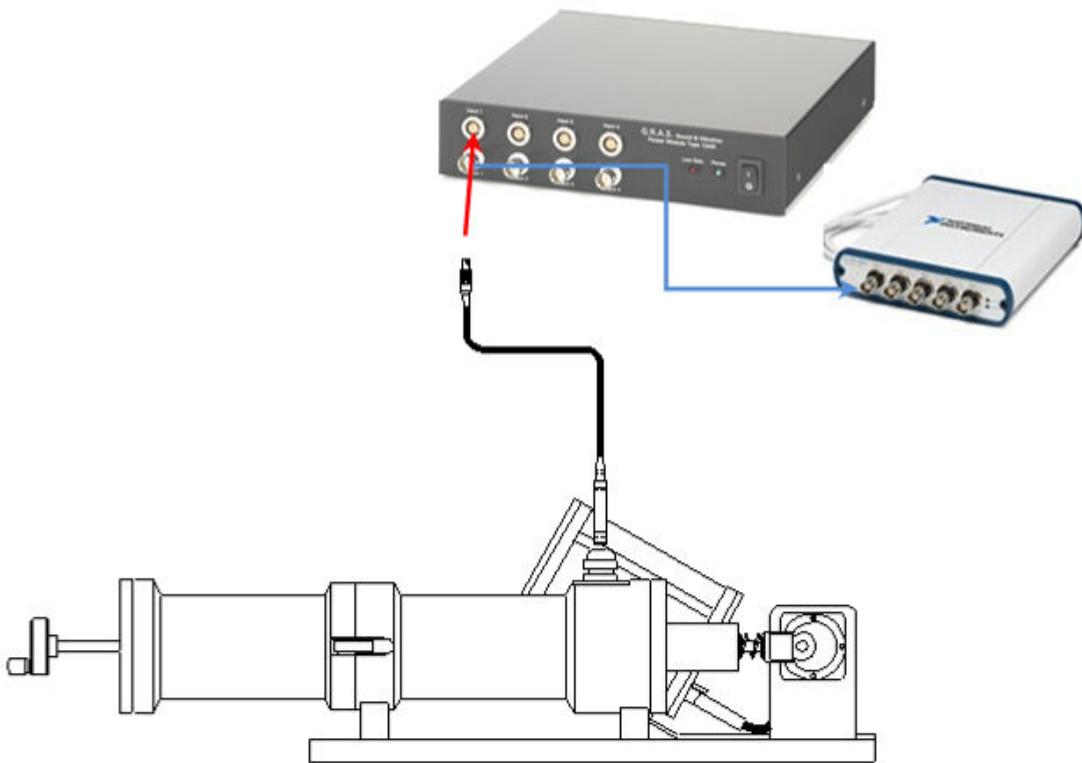


Figura 8-2: Apparato di misura della resistenza al flusso mediante metodo a flusso alternato.

Il metodo a flusso alternato utilizza una velocità di oscillazione con una frequenza così bassa che gli effetti inerziali indotti dall'aria che oscilla sono trascurabili e quindi il risultato è comparabile con quello ottenibile con il metodo a flusso continuo.  
Il valore efficace della velocità lineare del flusso  $u_{eff}$  dev'essere compreso tra 0,5 e 4 mm/s e viene calcolato mediante la seguente relazione:

$$u_{eff} = \frac{q_{v,eff}}{A} \text{ [m/s]} \quad (8.6)$$

dove:

$q_v$  è il valore efficace della portata d'aria alternata [ $\text{m}^3/\text{s}$ ];  
 $A$  è la superficie del provino [ $\text{m}^2$ ].

Il vantaggio di questo metodo è che i misuratori di pressione efficace, ovvero i microfoni, sono molto più sensibili dei trasduttori di pressione statica, per questo la misura di campioni con resistenza al flusso molto bassa è più precisa utilizzando il flusso alternato.



Figura 3 – Set-up di misura: il sistema è composto da diverse parti, di cui alcuni apparati elettronici ed altri meccanici: Si può notare il controllore di velocità del motoriduttore (1) il motoriduttore con albero a camma (2), il microfono con preamplificatore (4), l'alimentatore microfonico (8) ed il cavo LEMO microfonico (9), il sistema meccanico principale con la camera di misura (3), il porta-campione (5), tre camme sostitutive (7) (la quarta è montata sull'albero motore del sistema (2)), il tappo di calibrazione (6)

### **8.1.2 Procedura di calibrazione**

Il metodo di misura della resistenza a flusso con flusso alternato, prevede una procedura di calibrazione che si effettua mediante l'uso di un pistonofono. Viene quindi effettuata una misura di pressione, con il porta provini e la camera di prova chiusi ermeticamente. La pressione alternata del pistonofono è data da:

$$p_{eff} = 1,4 \frac{p_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{V_{pk}}{V} [\text{Pa}] \quad (8.7)$$

dove:

$p_0$  è la pressione atmosferica [Pa];

$V_{pk}$  è il prodotto della corsa per la sezione del pistone del pistonofono [ $\text{m}^3$ ];

$V$  è il volume della camera di prova [ $\text{m}^3$ ].

È possibile effettuare una calibrazione del sistema a flusso alternato mediante una misura di pressione sonora del pistone, chiudendo ermeticamente il porta provino.

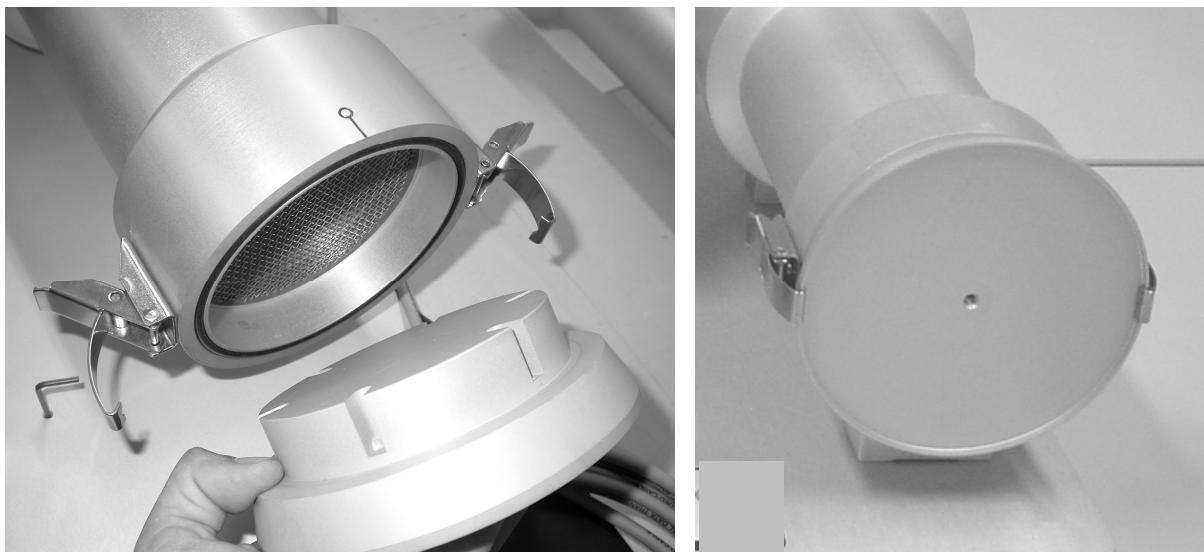


Figura 8-3: calibrazione mediante chiusura ermetica del porta provino.

La calibrazione viene effettuata montando il coperchio ermetico, isolando in questo modo un volume noto nel quale la variazione nota di volume generata dal pistone provoca una pressione efficace conosciuta calcolabile con la formula indicata dalla norma UNI EN 29053. Il valore di pressione efficace viene convertito in dB (re  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa).

### 8.1.3 **Metodo a flusso alternato con interpolazione**

Mediante il metodo di misura al flusso alternato, è possibile utilizzare diverse dimensioni delle camme che regolano della corsa del pistone dell'apparato di misura. Essendo le camme collegate ad un braccio rotante, con una velocità di due cicli al secondo, viene aumentata l'ampiezza oscillazione, rendendo inalterata, la frequenza.

In questo modo è possibile controllare il comportamento lineare del materiale in rapporto alla velocità del flusso d'aria e il livello di pressione sonora rilevato.

Il valore di resistività al flusso viene quindi calcolato dalla regressione lineare dei dati sperimentali di pressione ottenuti, valutato alla velocità di 0,5 mm/s, come indicato in figura 8-5.

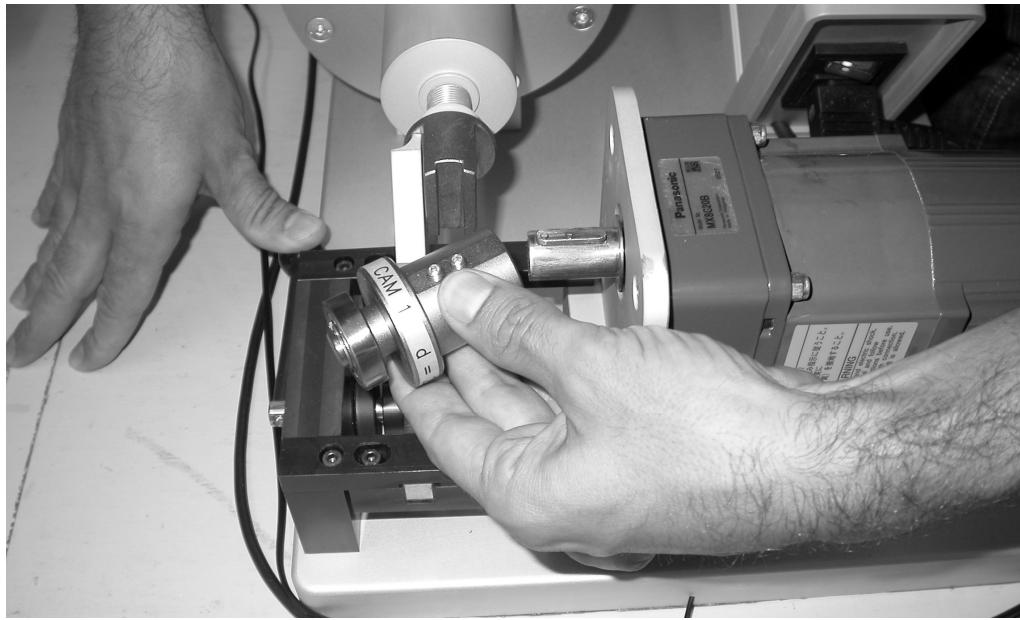


Figura 8-4: Sostituzione della camma.

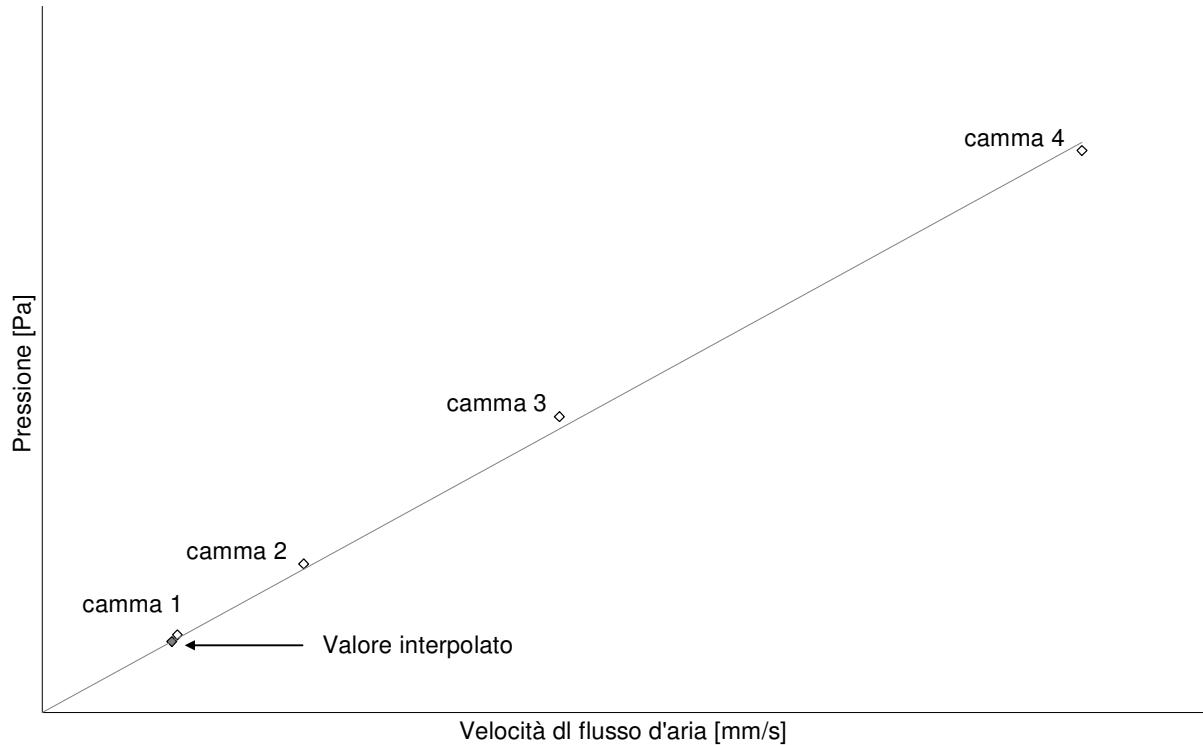


figura 8-5 -Iinterpolazione dei valori di pressione rilevati in funzione della velocità del flusso.

## 8.2 Misura della porosità

La porosità è un parametro che riguarda la quantità di aria contenuta all'interno di un materiale. Varia da 0 a 1 indicando con 0 un materiale completamente impervio, e con 1 un materiale completamente costituito da aria.

Esistono in letteratura vari metodi, più o meno efficaci, per la misura della porosità; in seguito viene descritto un metodo semplice e preciso che utilizza la compressione di un volume d'aria all'interno di una cella chiusa.

La misura viene effettuata posizionando un provino all'interno di un recipiente chiuso avente un volume d'aria  $V_0$  e una pressione interna di  $p_0$ . Successivamente viene generata una differenza di volume nota  $\Delta V$  e una corrispondente variazione della pressione  $p_1$ .

Assumendo che l'aria all'interno del recipiente si comporti come un gas perfetto, e che la compressione del volume sia stata apportata in modo adiabatico, misurando la pressione  $p_0$  e  $p_1$  per la legge dei gas perfetti, dove  $p \times v$  è costante si può ricavare il volume finale, quindi il volume del campione.

La porosità può essere descritta nel seguente modo:

$$\phi = 1 - \left[ \frac{V_{camera} - \frac{p_1}{p_1 - p_0} \Delta V}{V_{campione}} \right] \quad (8.8)$$

dove:

$V_{camera}$  è il volume del recipiente

$V_{campione}$  è il volume apparente del campione

$p_0$  è la condizione iniziale di pressione

$p_1$  è la condizione finale di pressione

$\Delta V$  è la variazione di volume

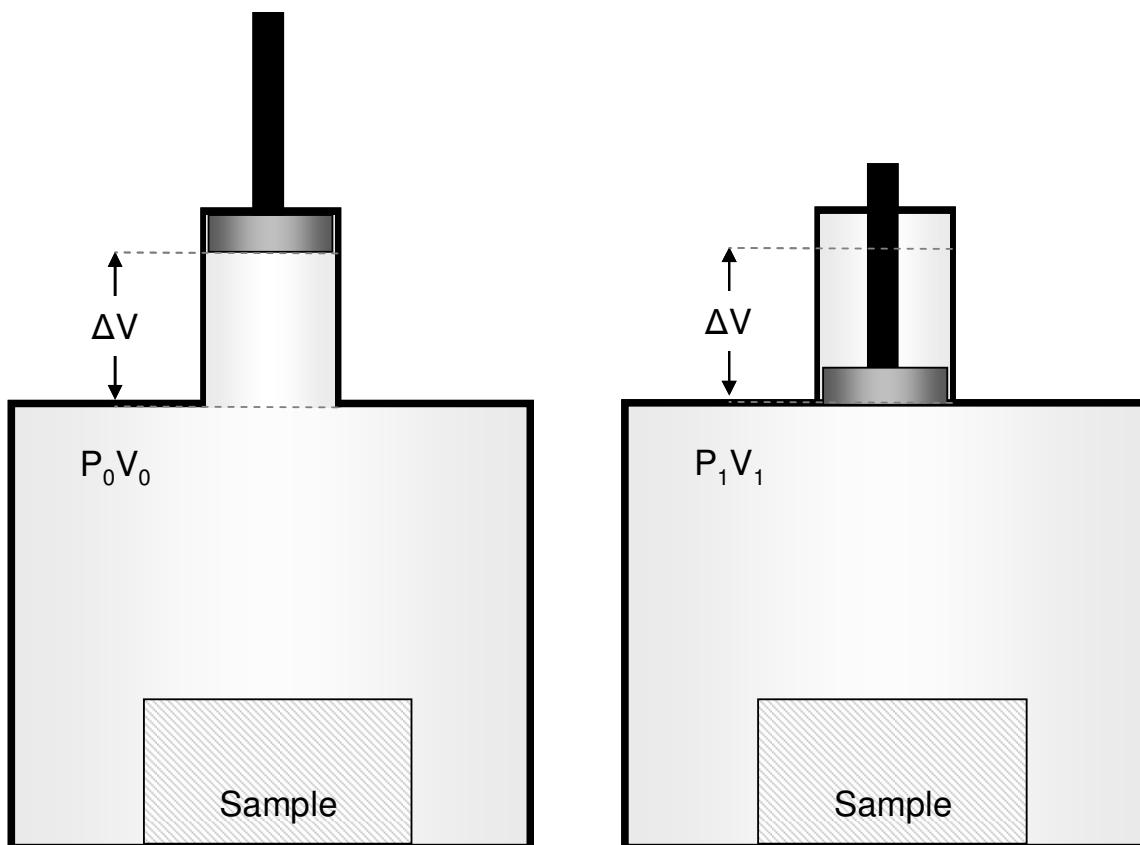


Figura 8-6: Schema dell'apparato di misura della porosità.

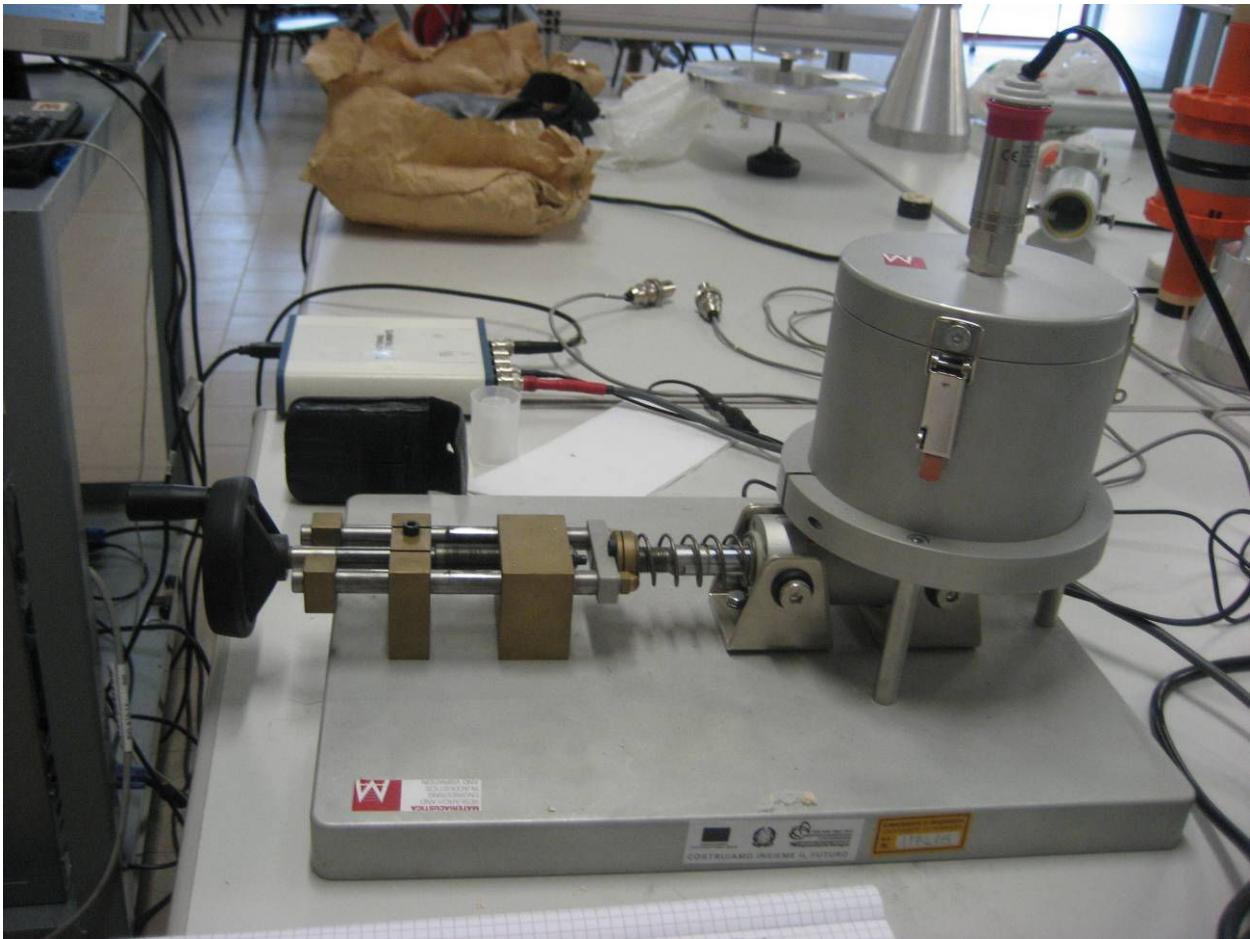


Figura 8-7: Apparato di misura della porosità

### 8.3 Misura della tortuosità

La tortuosità descrive la complessità del cammino dell'onda all'interno del materiale fonoassorbente.

Idealmente, per un condotto cilindrico la tortuosità è pari a 1, mentre per condotti con geometrie più complesse è maggiore di 1.

#### 8.3.1 Misura della tortuosità con metodo ultrasonico

Il metodo ultrasonico si basa sul limite ad alta frequenza, idealmente tendente ad infinito, della velocità del suono ad alta frequenza. All'interno di un materiale poroso la velocità si definisce mediante una quantità complessa che dipende dalla frequenza. Se si studia il comportamento della parte reale della velocità tendente ad infinito si può scrivere la seguente relazione:

Velocità complessa all'interno del materiale

$$c = \frac{c_0}{\sqrt{\alpha_\infty}} (1 - \varphi) \quad (8.9)$$

in cui l'angolo di attenuazione (loss angle) è dato da:

$$\varphi = \frac{\sqrt{\frac{2\eta}{\omega_0}}}{2} \left( \frac{1}{\Lambda} + \frac{k-1}{\sqrt{N_{pr}\Lambda'}} \right) \quad (8.10)$$

Partendo dall'equazione della velocità complessa è possibile determinare la tortuosità:

$$\alpha_\infty|_\omega = \left( \frac{c_0}{c} \right)^2 (1 - \varphi)^2 \quad (8.11)$$

La tortuosità si può quindi calcolare come limite di  $\omega^{1/2}$  tendente a zero, oppure in modo analogo, come limite di  $\omega^1$  tendente ad infinito, del rapporto tra la velocità del suono nell'aria e la velocità complessa del suono all'interno del materiale.

L'apparato di misura, rileva la velocità del suono nel materiale, calcolandone il limite ad alta frequenza; dall'intercetta della regressione lineare viene calcolato il rapporto, ovvero l'indice di rifrazione, quindi la tortuosità.

L'apparato di misura è costituito da un trasduttore sorgente e un trasduttore ricettore. La procedura consiste in una misura con e senza provino. Dallo sfasamento tra i due segnali è possibile capire il ritardo dell'onda in presenza del materiale poroso, correlata alla complessità del cammino dell'onda.



Figura 8-8 – Apparato di misura della tortuosità

## 8.4 Tecniche di misura delle grandezze viscose e termiche

Le grandezze caratteristiche viscose e termiche sono legate alla geometria dei pori e delle connessioni tra i pori del materiale poroso.

La lunghezza viscosa è legata all'interconnessione dei pori, mentre quella termica è legata alla dimensione del poro stesso.

Vengono esposti due metodi di misura per queste grandezze. Entrambi i metodi utilizzano un sistema ad ultrasuoni identico, con due post-elaborazioni differenti.

### 8.4.1 Metodo della pendenza

Il setup di misura consiste in una sorgente sonora ultrasonica e un trasduttore che rileva la risposta all'impulso. Vengono fatte due misurazioni con e senza provino, e dal quadrato del rapporto della velocità di riferimento (senza materiale) e dalla velocità di fase (con il materiale), in funzione di  $\omega^{-\frac{1}{2}}$ , ricavando un comportamento lineare alle alte frequenze

Dalla pendenza della retta di regressione, si ottiene il valore della lunghezza:

$$L = \left( \frac{1}{\Lambda} + \frac{k-1}{\sqrt{N_{pr}} \Lambda'} \right)^{-1} \quad (8.12)$$

Le misure vengono quindi ripetute in presenza di due gas con caratteristiche di densità e viscosità differenti, aria ed elio, ottenendo il seguente sistema:

$$\begin{cases} S_{aria} = \frac{\alpha_\infty (\sqrt{\eta_{aria}/\rho_{aria}\pi})}{L_{aria}} \\ S_{HE} = \frac{\alpha_\infty (\sqrt{\eta_{HE}/\rho_{HE}\pi})}{L_{HE}} \end{cases} \quad (8.13)$$

Si ottengono così due rette con due pendenze diverse ma con la stessa intercetta, che è data dalla tortuosità, che è la medesima a prescindere dal gas utilizzato.

Le pendenze, invece dipendono da i valori di  $\Lambda$  e  $\Lambda'$ , e dalle caratteristiche dei gas.

### 8.4.2 Metodo $Q\delta$

Il metodo  $Q\delta$  è una variante del metodo precedente: vengono effettuate due misure di risposta all'impulso in presenza di due gas differenti, ottenendo queste due grandezze: fattore qualità  $Q$ :

$$Q = \frac{\text{Re}\{Kc\}}{2 \text{Im}\{Kc\}} \quad (8.14)$$

Viscous Skin depth

$$\delta = \sqrt{2\eta/\omega\rho_0} \quad (8.15)$$

Le lunghezze caratteristiche viscose e termiche possono essere determinate per mezzo di:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} (Q\delta)_{aria} = L_{aria} \quad (8.16)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} (Q\delta)_{HE} = L_{HE} \quad (8.17)$$

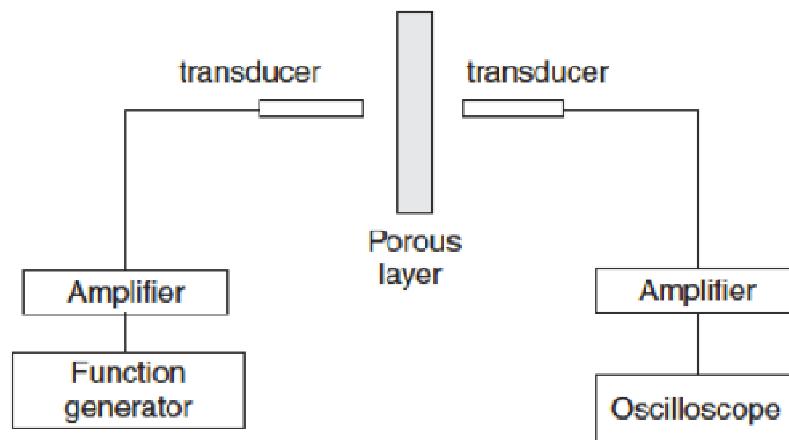


Figura 8-9 – Schema dell'apparato di misura dell'indice di rifrazione



## 9 Misura del coefficiente di assorbimento in campo diffuso

In molte applicazioni, il suono incide su un materiale assorbente contemporaneamente con molti angoli d'incidenza. Non essendo possibile misurare agevolmente il coefficiente di assorbimento per ognuno di questi angoli in campo libero, si utilizza un metodo statistico avvalendosi della definizione di campo diffuso, con misurazioni di pressione all'interno di camere riverberanti.

Quando una sorgente sonora è attiva all'interno di un ambiente chiuso, il livello del suono riverberato che si crea, e il decadimento del suono allo spegnimento della sorgente, dipende dalle caratteristiche di fonoassorbimento delle pareti, dall'aria, e dagli oggetti interni all'ambiente. Di conseguenza, misurando i tempi di riverberazione con e senza campioni di materiali all'interno di un ambiente riverberato, è possibile determinare il coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa.

Perché i risultati così ottenuti siano affidabili, è necessario che il campo sonoro che si crea all'interno della camera riverberante sia il più possibile approssimabile ad un campo diffuso. La camera deve quindi rispettare un volume minimo, e la forma dev'essere studiata in modo da ridurre l'influenza dei modi propri della stanza.

I requisiti minimi sono descritti all'interno della norma UNI EN ISO 354, dove sono indicati anche i metodi di misura.

Il volume della camera riverberante dev'essere di almeno  $150 \text{ m}^3$ , anche se è fortemente raccomandata una dimensione minima di  $200 \text{ m}^3$ . Il volume dev'essere inoltre inferiore a  $500 \text{ m}^3$  in quanto l'aria contenuta nella camera assorbirebbe le alte frequenze.

La forma della camera riverberante deve rispettare le seguenti condizioni:

$$I_{\max} < 1,9 \cdot V^{\frac{1}{3}} \quad (9.1)$$

dove:

$I_{\max}$  è la lunghezza massima della linea retta che congiunge le superfici della camera (per esempio in un ambiente rettangolare è la diagonale maggiore)

$V$  è il volume della camera

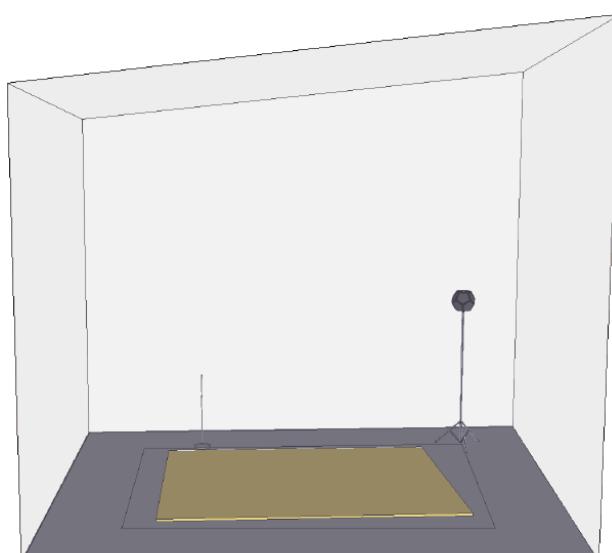


Figura 9-1: schema di una camera riverberante con posizionamento del provino, posizione microfonica e dodecaedro.

All'interno della camera i provini piani devono avere un'area compresa tra  $10 \text{ m}^2$  e  $12 \text{ m}^2$ . Se il volume della stanza è maggiore di  $200 \text{ m}^3$  il limite massimo dell'area del provino può essere aumentato di  $(V/200 \text{ m}^3)^{2/3}$ . L'area da scegliere dipende dal volume della stanza e dalla capacità di assorbire il suono del provino. Più grande è la stanza, maggiore dev'essere l'area del provino e per provini con coefficiente di assorbimento basso dev'essere scelto il limite più alto.

I provini devono avere forma rettangolare con un rapporto tra lati compreso tra 0,7 e 1 e devono essere collocati in modo che siano distanti di almeno 1 m da ogni parete della stanza e preferibilmente con i bordi non paralleli alle pareti.

La misura dei decadimenti è fatta mediante più posizioni di microfoni e altoparlante, per ridurre l'incertezza di misura.

### **Metodo indiretto:**

I tempi di riverberazione all'interno della camera riverberante possono essere valutate mediante la misura della risposta all'impulso, utilizzando dei segnali particolari come sine sweep, e segnali pseudo-random con un'ampiezza di spettro sufficiente esteso da consentire una misura accurata tra 100 Hz e 5000 Hz.

La risposta all'impulso viene integrata con l'integrale inverso di Schroeder nel seguente modo:

$$E(t) = \int_0^\infty p^2(\tau) d\tau - \int_0^t p^2(\tau) d\tau = \int_t^\infty p^2(\tau) d\tau = \int_0^\infty p^2(\tau) d(-\tau) \quad (9.2)$$

dove:

$E(t)$  è la risposta all'impulso con integrazione inversa  
 $p(\tau)$  è la pressione sonora della risposta all'impulso

Dall'integrazione inversa delle risposte all'impulso è possibile calcolare i tempi di riverberazione.

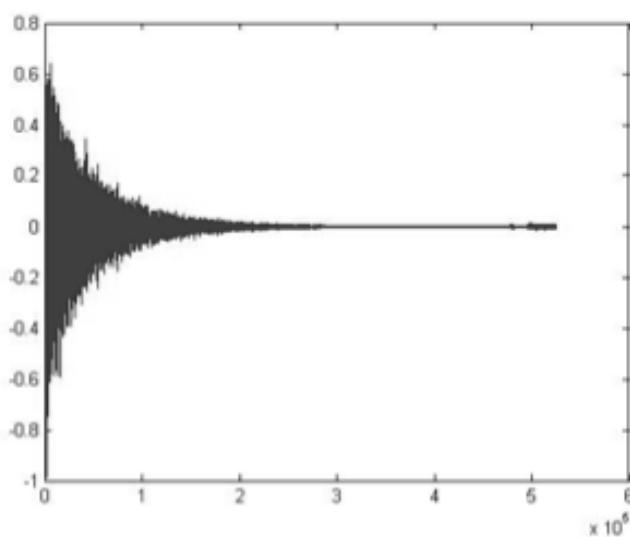


Figura 9-2: esempio di risposta all'impulso

La valutazione della curva di decadimento per ogni banda di frequenza deve iniziare 5 dB dal livello di pressione sonora iniziale. L'intervallo di valutazione deve essere di 20 dB (per il T20)

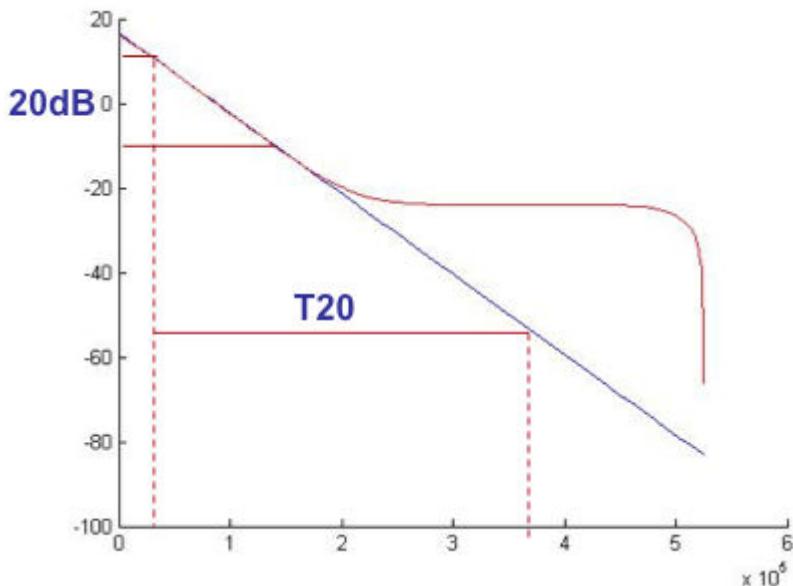


Figura 9-3: valutazione del tempo di riverberazione T20 da interpolazione lineare della risposta all'impulso con integrazione inversa

Il coefficiente di assorbimento è calcolato mediante la differenza tra l'area di assorbimento equivalente della camera con e senza il provino, utilizzando misurazioni di tempo di riverberazione.

$$\alpha_s = (A_2 - A_1) \frac{1}{S} = \left[ 55.3V \left( \frac{1}{c_2 T_2} - \frac{1}{c_1 T_1} \right) - 4V(m_2 - m_1) \right] \frac{1}{S} \quad (9.3)$$

dove:

$A_1 A_2$  è l'area di assorbimento equivalente riferita rispettivamente alla camera vuota e alla camera con provino [ $\text{m}^2$ ];

$c_1, c_2$  è la velocità del suono riferita rispettivamente alla camera vuota e alla camera con provino [ $\text{m/s}$ ];

$T_1 T_2$  è il tempo di riverberazione riferito rispettivamente alla camera vuota e alla camera con provino [ $\text{s}$ ];

$m_1, m_2$  è l'attenuazione dovuta dalle condizioni climatiche, valutato secondo i metodi descritti nella norma ISO 9613-1 riferiti rispettivamente alla camera vuota e alla camera con provino;

$S$  è superficie del provino [ $\text{m}^2$ ];

$V$  è il volume della camera riverberante [ $\text{m}^3$ ].



## 10 Misura del coefficiente di assorbimento in camera riverberante

L'attività sperimentale relativa alla misura del coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa è stata svolta all'interno della camera riverberante del laboratorio di acustica (LabAcus) del Dipartimento di Fisica Tecnica dell'Università di Padova.

La camera riverberante maggiore soddisfa i requisiti della norma UNI EN ISO 354: Acoustics – Measurements of sound absorption in a reverberant room. Il volume dell'ambiente di prova è pari a  $211,2 \text{ m}^3$ , con uno sviluppo superficiale di  $214,38 \text{ m}^2$ . L'intervallo di frequenze di misura è compreso fra 100 Hz e 5000 Hz.

La camera, realizzata mediante setti in cemento armato dello spessore di 30 cm, è appoggiata su un sistema di sospensioni pneumatiche costituito da 21 camere d'aria. Un'intercapedine, dello spessore minimo di 10 cm, separa la camera riverberante dall'involucro in laterizio e cemento armato che la contiene. La piattaforma di sostegno poggia su fondazioni indipendenti da quelle del resto dell'edificio. In Figura 10-2 sono riportate pianta e sezione.

Nella figura riportata in seguito sono indicati i tempi di riverberazione medi ottenuti mediante dodici decadimenti.

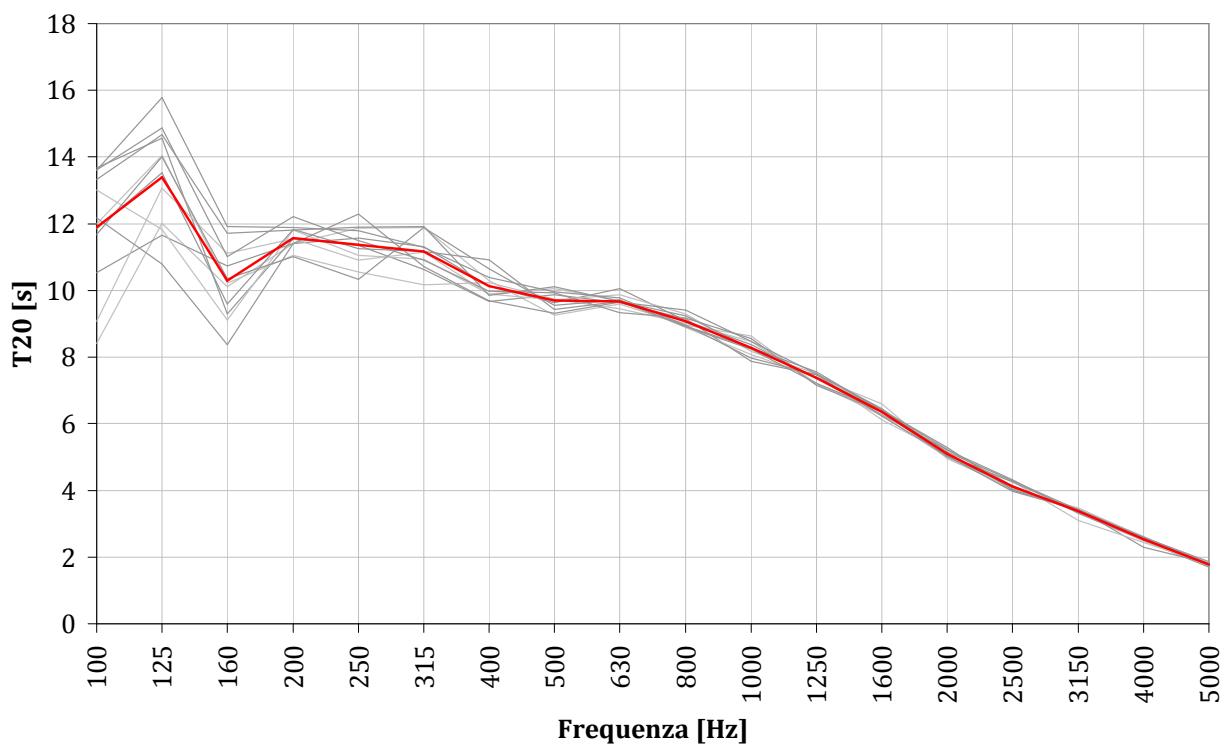
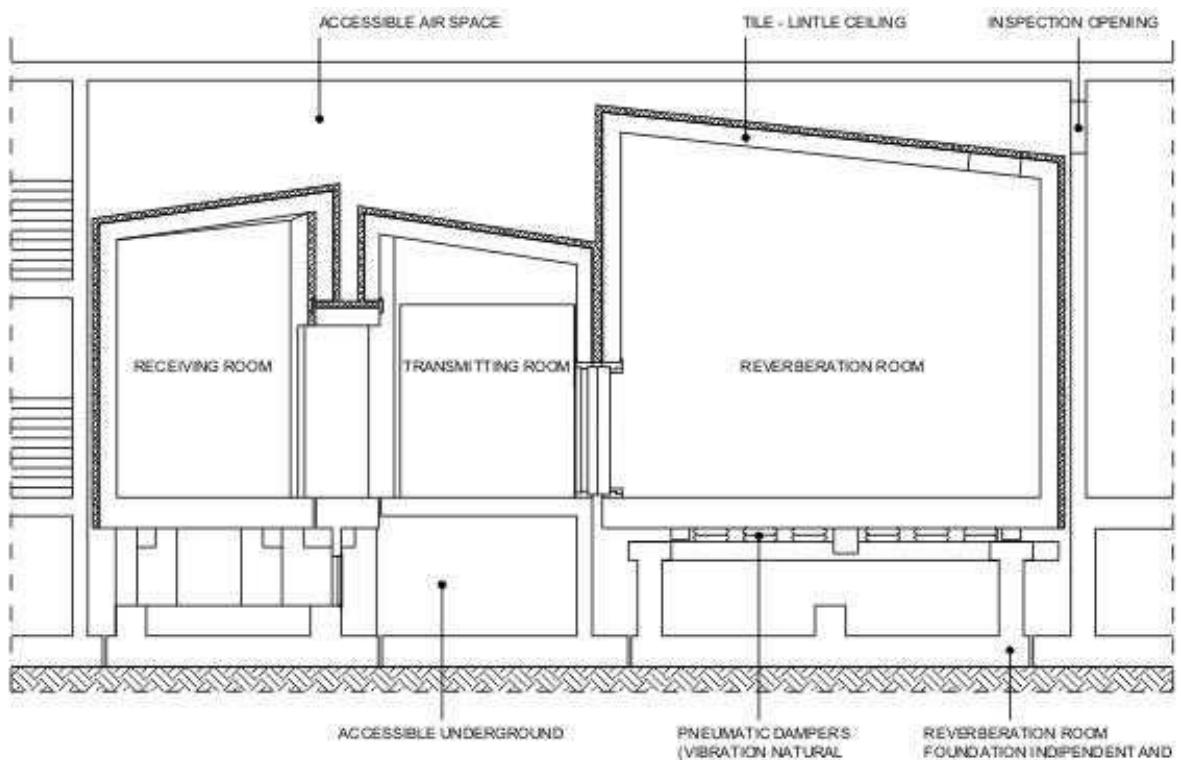
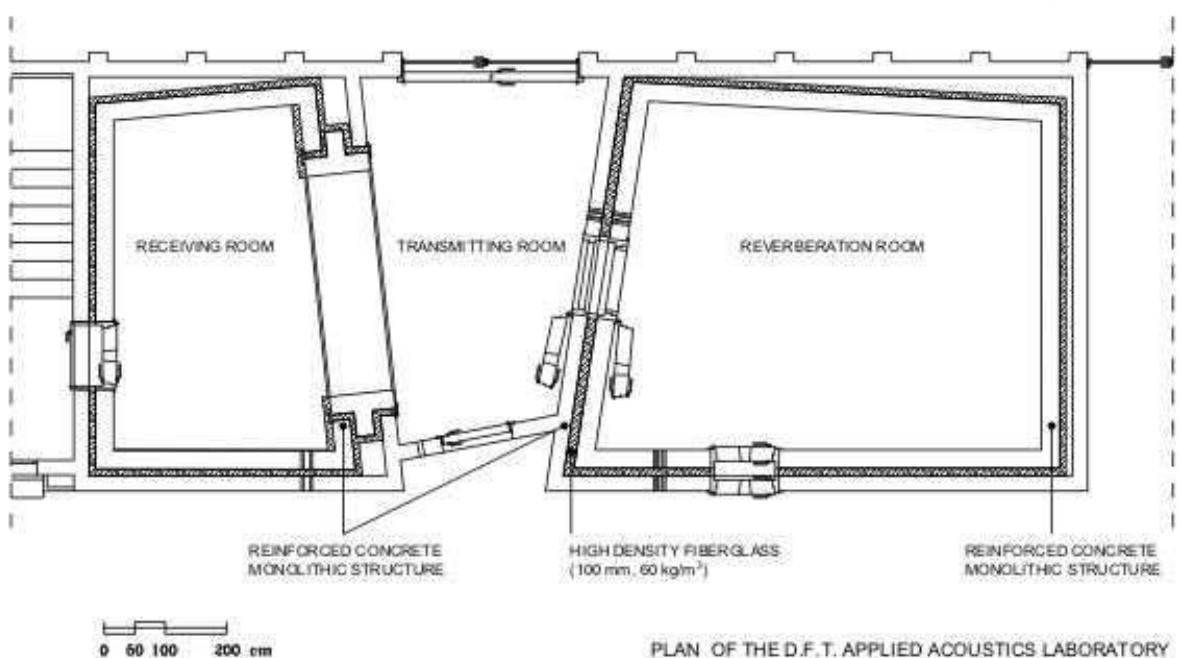


Figura 10-1: Tempo di riverberazione a camera vuota: in rosso la media di 12 rilievi di  $T_{20}$ .



VERTICAL SECTION OF THE D.F.T. APPLIED ACOUSTICS LABORATORY



PLAN OF THE D.F.T. APPLIED ACOUSTICS LABORATORY

Main reverberation room volume: 211,2 m<sup>3</sup>

Transmitting room net volume: 78,6 m<sup>3</sup>

Receiving room net volume: 78,2 m<sup>3</sup>

Test opening volume: 10,6 m<sup>3</sup>

Test opening size: 10,6 m<sup>2</sup> (3,6x2,8), depth ~ 1 m

Maximum achievable sound reduction index: R<sub>W,max</sub> = 69 dB

Figura 10-2: Pianta e sezione del laboratorio LabAcus del Dipartimento di Fisica Tecnica dell'Università di Padova

## 10.1 Ripetibilità delle misure

Per verificare l'accuratezza delle misure è stata effettuata la valutazione della ripetibilità in camera riverberante, con cinque misure consecutive di 12 m<sup>2</sup> di lana di vetro con spessore di 15 mm e densità di 70 kg/m<sup>3</sup>.

La ripetibilità  $r$  è il valore al di sotto del quale si può prevedere che la differenza assoluta tra due singoli risultati di prova ottenuti in condizioni di ripetibilità si troverà con una probabilità definita.

$$r = q_\alpha \sqrt{s_r^2} \quad (10.1)$$

dove:

$q_\alpha$  è quantile che dipende dal grado di significatività  $\alpha$ .

$s_r$  è lo scarto tipo dei risultati di ripetibilità, che è un parametro di dispersione della distribuzione dei risultati di prova in condizioni di ripetibilità ed è uguale a:

$$s_r = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}{n-1}} \quad (10.2)$$

con:

$y_i$  valore finale ottenuto in una singola banda di frequenza seguendo la serie completa di istruzioni indicate nel metodo di prova;

$\bar{y}$  media aritmetica dei risultati di prova;

$n$  il numero di risultati di prova  $y_i$ .

Analogamente si definisce la varianza di campionamento  $s^2$  che è la somma dei quadrati degli scarti della media aritmetica dei risultati di prova, divisa per il numero di gradi di libertà. Nel caso semplice di  $n$  risultati di prova consecutivi (non raggruppati) la varianza di campionamento è data dall'equazione:

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2 \quad (10.3)$$

Le condizioni di ripetibilità sono le condizioni in cui si ottengono risultati di prova indipendenti con lo stesso metodo su materiali di prova identici nello stesso laboratorio con lo stesso apparecchio e con lo stesso operatore in brevi intervalli di tempo.

Nel caso in esame sono state effettuate cinque prove consecutive di coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa, con misurazioni alternate di camera vuota e camera con provino.

Il numero di gradi di libertà è il numero di termini indipendenti contenuti nell'espressione della varianza di campionamento. Nel semplice caso di  $n$  risultati di prova consecutivi (non raggruppati)  $v=n-1$

Con cinque prove si hanno quindi quattro gradi di libertà.

In Figura 10-3 è riportata la tabella dei quantili in funzione del grado di libertà e del grado di significatività  $\alpha$ .

Gradi di libertà	$\alpha$								
	0,500	0,400	0,200	0,100	0,050	0,025	0,010	0,005	0,001
1	1.000	1.376	3.078	6.314	12.706	25.452	63.657		
2	.816	1.061	1.886	2.920	4.303	6.205	9.925	14.089	31.598
3	.765	0.978	1.638	2.353	3.182	4.176	5.841	7.453	12.941
4	.741	.941	1.533	2.132	2.776	3.495	4.604	5.598	8.610
5	.727	.920	1.476	2.015	2.571	3.163	4.032	4.773	6.859
6	.718	.906	1.440	1.943	2.447	2.969	3.707	4.317	5.959
7	.711	.896	1.415	1.895	2.365	2.841	3.499	4.029	5.405
8	.706	.889	1.397	1.860	2.306	2.752	3.355	3.832	5.041
9	.703	.883	1.383	1.833	2.262	2.685	3.250	3.690	4.781
10	.700	.879	1.372	1.812	2.228	2.634	3.169	3.581	4.587
11	.697	.876	1.363	1.796	2.201	2.593	3.106	3.497	4.437
12	.695	.873	1.356	1.782	2.179	2.560	3.055	3.428	4.318
13	.694	.870	1.350	1.771	2.160	2.533	3.012	3.372	4.221
14	.692	.868	1.345	1.761	2.145	2.510	2.977	3.326	4.140
15	.691	.866	1.341	1.753	2.131	2.490	2.947	3.286	4.073
16	.690	.865	1.337	1.746	2.120	2.473	2.921	3.252	4.015
17	.689	.863	1.333	1.740	2.110	2.458	2.898	3.222	3.965

Figura 10-3: Quantili per il calcolo della ripetibilità con una probabilità del 95% 99,5% e 99,9% con 4 gradi di libertà.

Nella tabella seguente sono riportati i risultati delle cinque misure con la media, lo scarto e la varianza di campionamento. Nelle ultime tre colonne sono riportati i risultati con un grado di significatività di 0,050 e di 0,005 e 0,001.

Tabella 10-1: risultati delle cinque ripetizioni della misura del coefficiente di assorbimento e relativo grado di confidenza del 95% 99,5% e 99,9% .

Freq.[Hz]	Ripetizioni								Grado di confidenza		
	1	2	3	4	5	media	dev. St.	varianza	0,95	0,995	0,999
100	0,01	0,01	0,00	0,00	0,01	0,01	0,005	3,0E-05	0,015	0,031	0,047
125	0,03	0,03	0,04	0,03	0,03	0,03	0,001	1,0E-06	0,003	0,006	0,009
160	0,04	0,03	0,03	0,04	0,04	0,04	0,002	5,5E-06	0,007	0,013	0,020
200	0,07	0,08	0,07	0,07	0,07	0,08	0,001	8,2E-07	0,003	0,005	0,008
250	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,001	9,5E-07	0,003	0,005	0,008
315	0,14	0,14	0,14	0,14	0,13	0,14	0,003	1,0E-05	0,009	0,018	0,027
400	0,19	0,19	0,19	0,18	0,19	0,19	0,004	1,6E-05	0,011	0,022	0,035
500	0,30	0,29	0,30	0,30	0,31	0,30	0,006	3,5E-05	0,016	0,033	0,051
630	0,41	0,41	0,42	0,42	0,42	0,42	0,005	2,7E-05	0,014	0,029	0,045
800	0,56	0,56	0,56	0,54	0,55	0,55	0,009	7,3E-05	0,024	0,048	0,073
1000	0,67	0,64	0,66	0,67	0,67	0,66	0,014	1,9E-04	0,038	0,077	0,118
1250	0,72	0,69	0,71	0,71	0,72	0,71	0,014	2,1E-04	0,040	0,081	0,124
1600	0,69	0,69	0,70	0,69	0,71	0,69	0,008	7,1E-05	0,023	0,047	0,073
2000	0,70	0,69	0,69	0,69	0,69	0,69	0,007	5,1E-05	0,020	0,040	0,062
2500	0,69	0,68	0,70	0,70	0,68	0,69	0,009	8,9E-05	0,026	0,053	0,081
3150	0,65	0,65	0,66	0,66	0,66	0,66	0,006	3,0E-05	0,015	0,031	0,047
4000	0,64	0,65	0,66	0,67	0,66	0,66	0,008	7,1E-05	0,023	0,047	0,072
5000	0,66	0,63	0,67	0,66	0,65	0,65	0,013	1,8E-04	0,037	0,075	0,116

Nella figura seguente sono riportati i risultati delle cinque ripetizioni e i limiti di variazione delle curve con una probabilità del 95%, 99,5% e 99,9%.

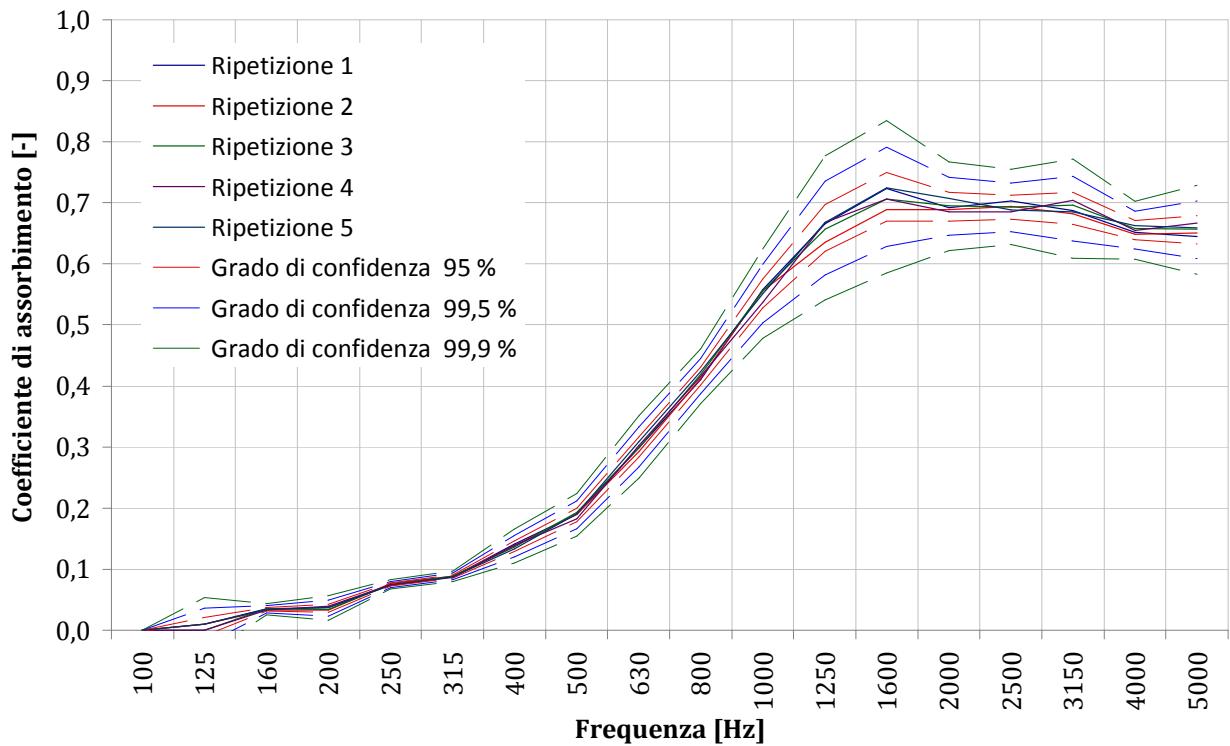


Figura 10-4: Ripetibilità della misura di coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa all'interno della camera riverberante. Con grado di confidenza al 99 %, 99,5 % e 99,9 %.

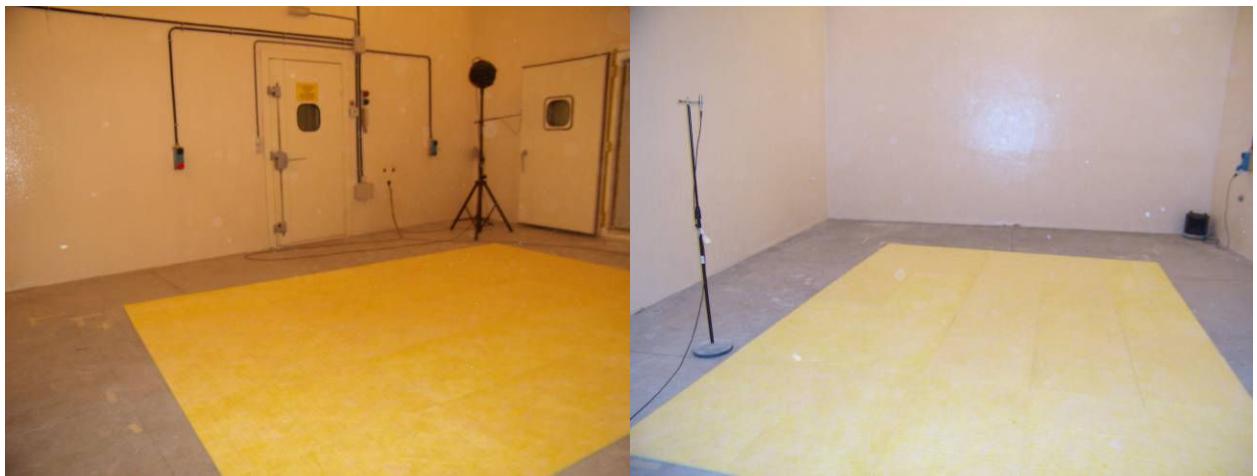


Figura 10-5: Misura del coefficiente di assorbimento di pannelli di lana di vetro.

## 10.2 Influenza della superficie del campione e del bordo esposto nella misura del coefficiente di assorbimento in camera riverberante

La misura del coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa all'interno della camera riverberante viene effettuata mediante la differenza delle aree di assorbimento equivalenti ottenute dai tempi di riverberazione della camera con e senza provino.

Nella misura di assorbitori piani la norma UNI EN ISO 354 pone come limiti delle dimensioni delle superfici dei campioni tra  $10 \text{ m}^2$  e  $12 \text{ m}^2$  con un rapporto tra lati compreso tra 0,7 e 1. Inoltre la norma indica l'utilizzo di confinamenti del provino mediante l'utilizzo di listelli di materiale riflettente con uno spessore minimo di 1,5 mm. Questo serve ad ovviare l'assorbimento del bordo del provino.

È stata effettuata una campagna sperimentale per la stima dell'influenza della superficie del provino e del bordo esposto nella misura del coefficiente di assorbimento.

È stato quindi misurato il coefficiente di assorbimento di  $12,14 \text{ m}^2$  di pannelli di fibra di poliestere con spessore 35 mm, con e senza un confinamento di listelli di legno con spessore di 18 mm.

La misura è stata ripetuta riducendo l'area del provino, facendo attenzione far rientrare il rapporto tra i lati nei limiti riportati nella norma. Ogni misura è stata effettuata due volte, con e senza il bordo di legno, come illustrato in Figura 10-7 e Figura 10-8.

Nel grafico in Figura 10-6 sono riportati i risultati del coefficiente di assorbimento per diverse superfici, applicando sempre il confinamento attorno al provino.

Si può dedurre che più si riduce l'area del campione di prova, più la curva dell'assorbimento si alza sulle alte frequenze. È interessante notare una differenza non trascurabile anche utilizzando delle superfici che rientrano all'interno dei limiti normativi.

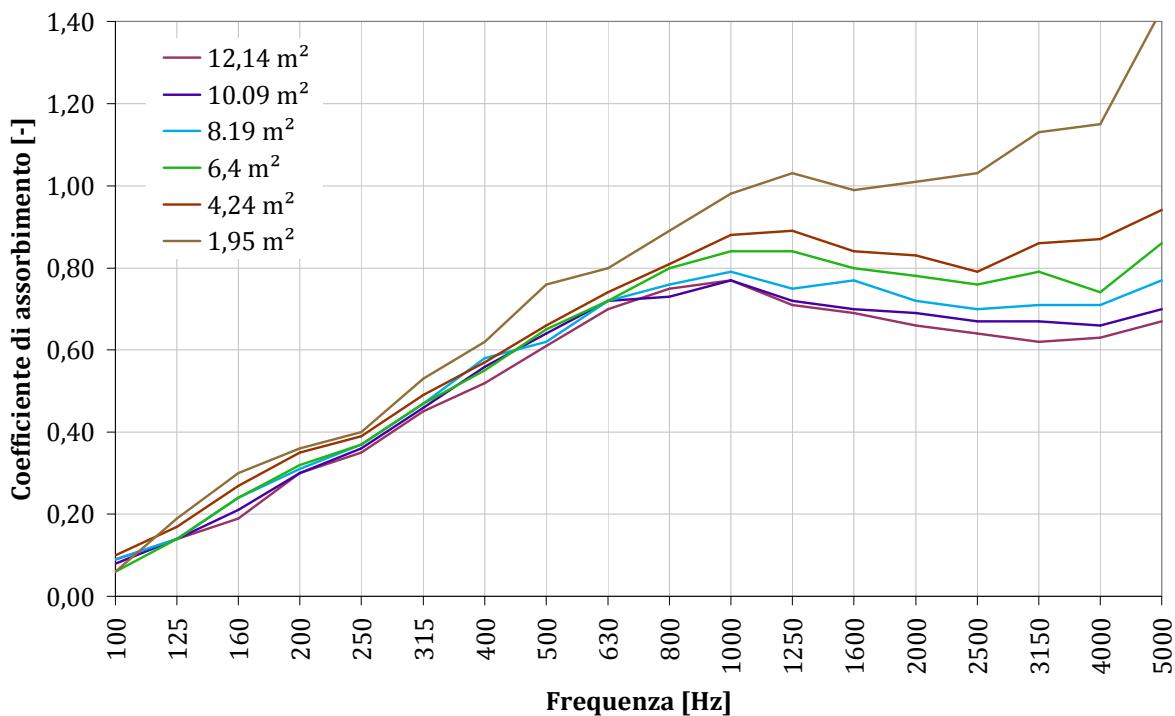


Figura 10-6: Coefficiente di assorbimento al variare della superficie del campione di prova.

Tabella 10-2: Coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa al variare della superficie del provino misurato.

<i>Freq.[Hz]</i>	<i>12,14 m<sup>2</sup></i>	<i>10.09 m<sup>2</sup></i>	<i>8.19 m<sup>2</sup></i>	<i>6,4 m<sup>2</sup></i>	<i>4,24 m<sup>2</sup></i>	<i>1,95 m<sup>2</sup></i>
100	0,09	0,08	0,09	0,06	0,10	0,06
125	0,14	0,14	0,14	0,14	0,17	0,19
160	0,19	0,21	0,24	0,24	0,27	0,30
200	0,30	0,30	0,31	0,32	0,35	0,36
250	0,35	0,36	0,37	0,37	0,39	0,40
315	0,45	0,46	0,47	0,47	0,49	0,53
400	0,52	0,56	0,58	0,55	0,57	0,62
500	0,61	0,64	0,62	0,65	0,66	0,76
630	0,70	0,72	0,72	0,72	0,74	0,80
800	0,75	0,73	0,76	0,80	0,81	0,89
1000	0,77	0,77	0,79	0,84	0,88	0,98
1250	0,71	0,72	0,75	0,84	0,89	1,03
1600	0,69	0,70	0,77	0,80	0,84	0,99
2000	0,66	0,69	0,72	0,78	0,83	1,01
2500	0,64	0,67	0,70	0,76	0,79	1,03
3150	0,62	0,67	0,71	0,79	0,86	1,13
4000	0,63	0,66	0,71	0,74	0,87	1,15
5000	0,67	0,70	0,77	0,86	0,94	1,43

Nella pagine seguenti sono riportati i risultati delle misure effettuate su  $1,95 \text{ m}^2$ ,  $4,24 \text{ m}^2$ ,  $6,4 \text{ m}^2$ ,  $8,19 \text{ m}^2$ ,  $10.09 \text{ m}^2$ ,  $12,14 \text{ m}^2$  con e senza confinamento laterale realizzato mediante listelli di legno con spessore 18 mm. Le curve sono confrontate con l'assorbimento misurato senza bordo di legno, ma applicando una correzione con la superficie del bordo esposto.

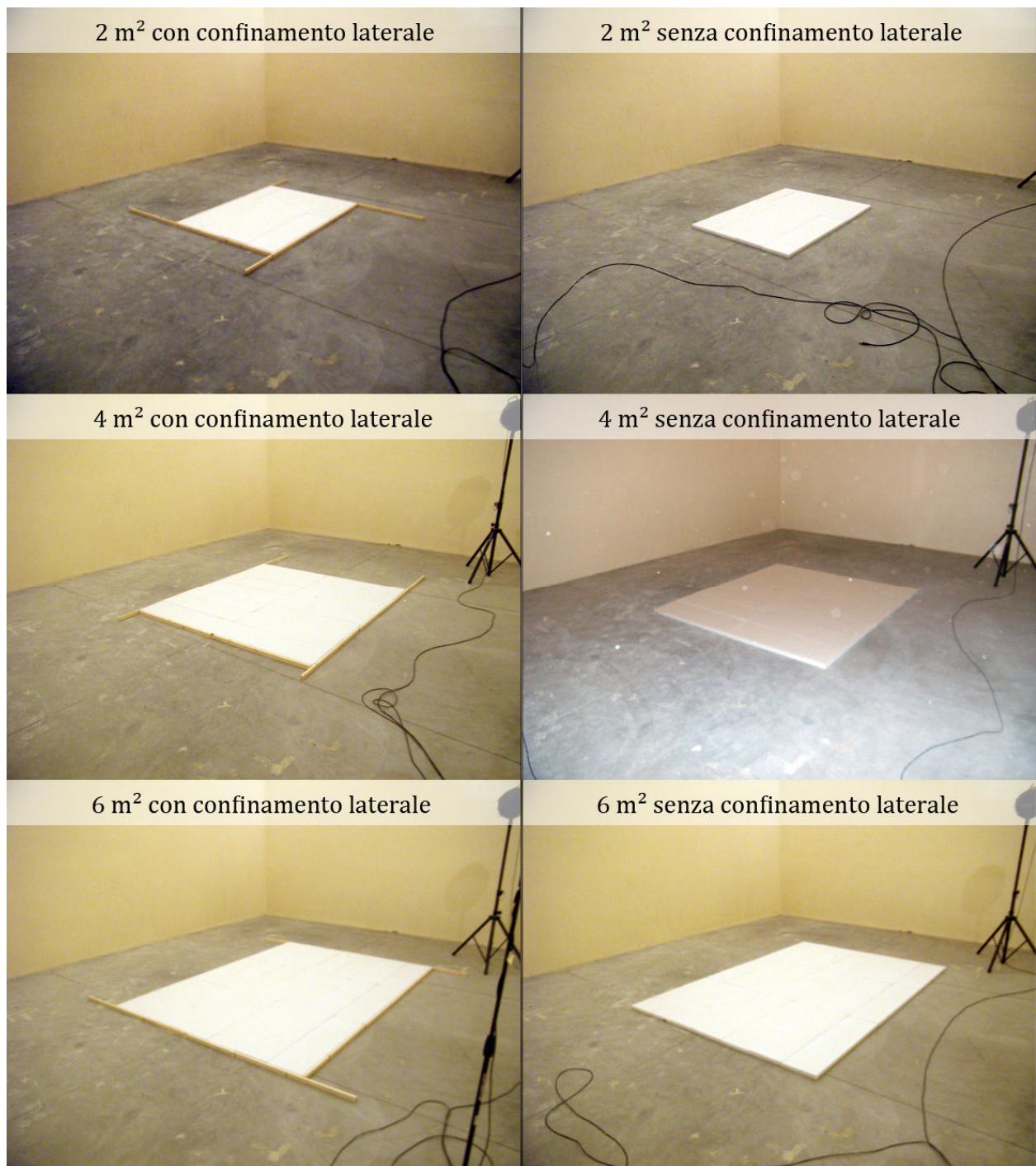


Figura 10-7: Misura di varie superfici ( $6,4 \text{ m}^2$   $4,24 \text{ m}^2$   $1,95 \text{ m}^2$ )di un provino di poliestere mediante confinamento laterale con listelli di legno di spessore 1,8 mm.

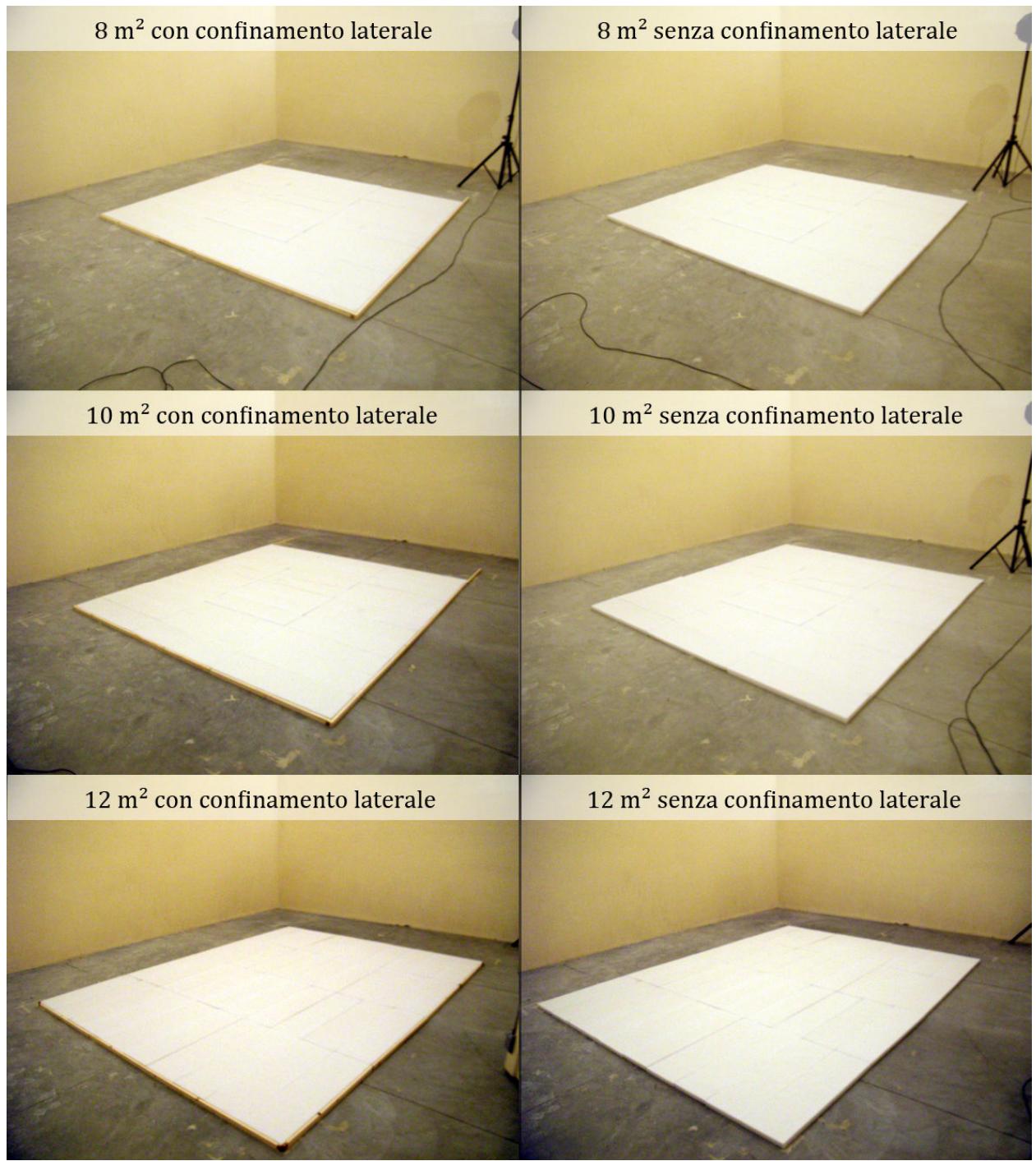


Figura 10-8: Misura di varie superfici ( $12,14 \text{ m}^2$   $10,09 \text{ m}^2$   $8,19 \text{ m}^2$ ) di un provino di poliestere mediante confinamento laterale con listelli di legno di spessore 1,8 mm.

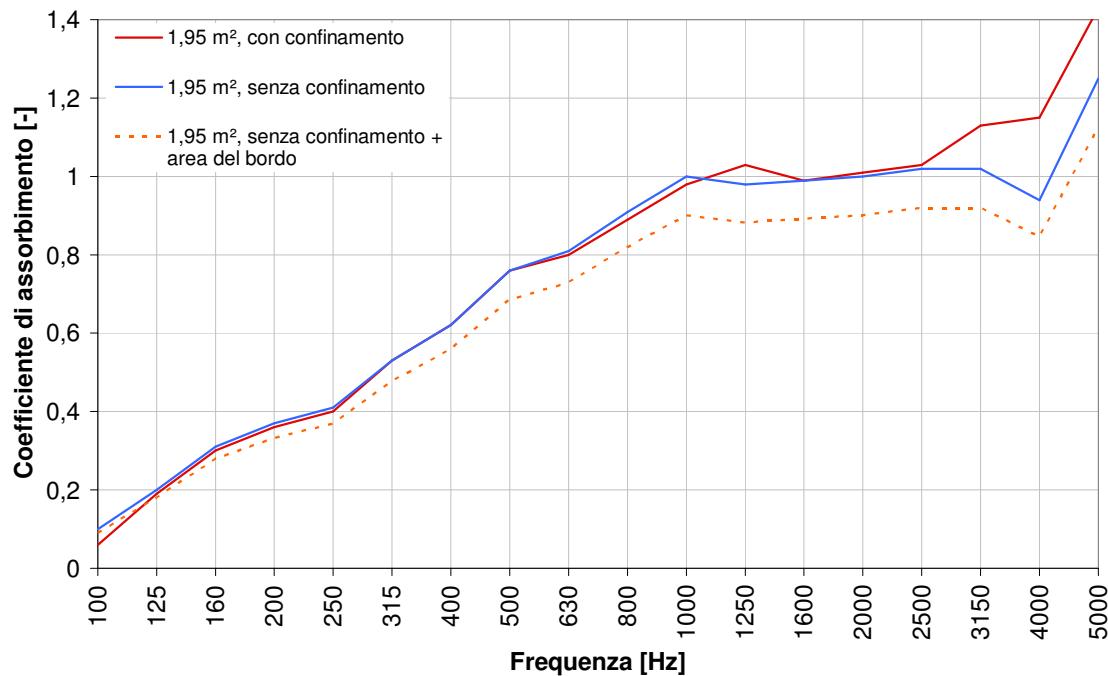


Figura 10-9: Assorbimento di  $1,95 \text{ m}^2$  di pannelli di fibra di poliestere, con e senza confinamento laterale e con una correzione con l'area del bordo esposto.

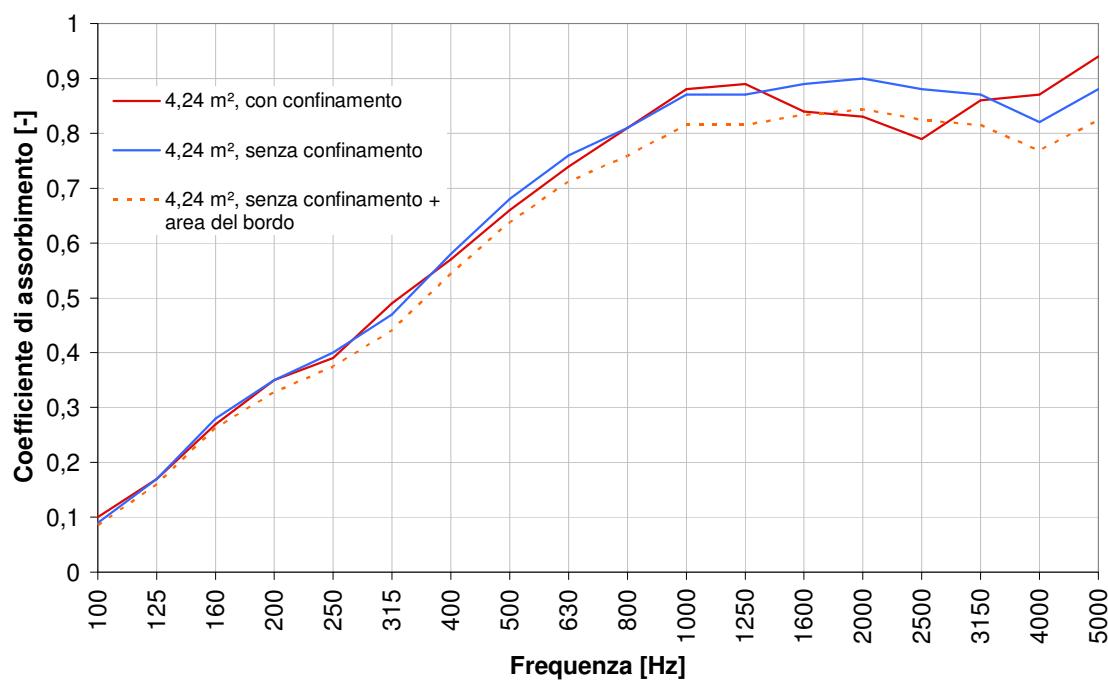


Figura 10-10: Assorbimento di  $4,24 \text{ m}^2$  di pannelli di fibra di poliestere, con e senza confinamento laterale e con una correzione con l'area del bordo esposto.

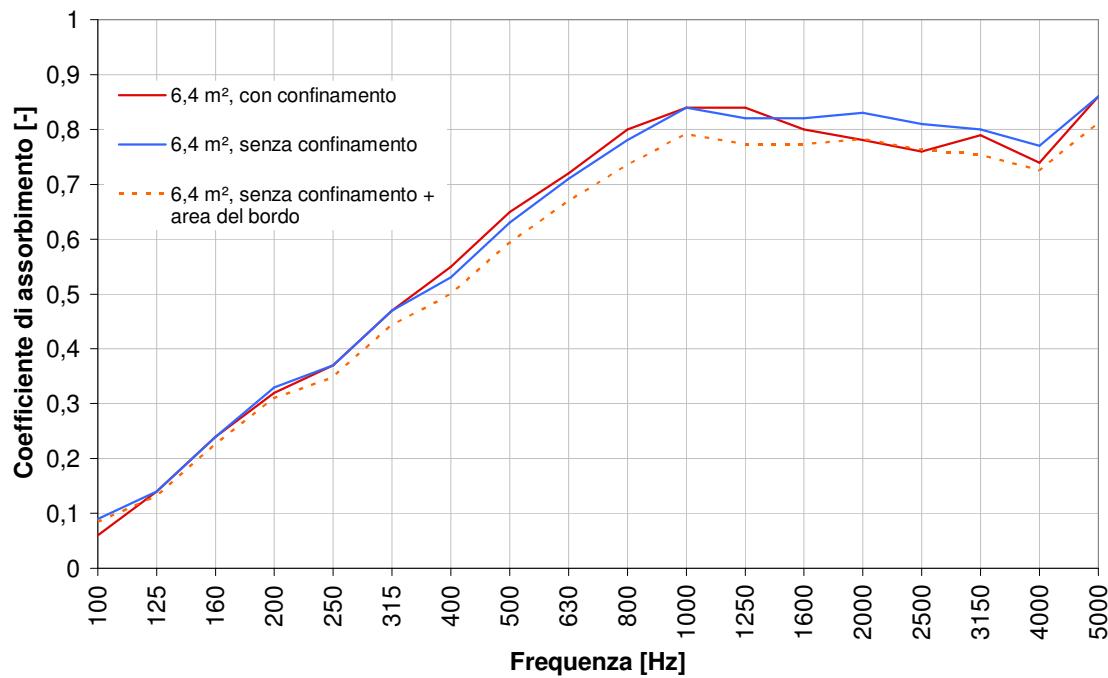


Figura 10-11 Assorbimento di  $6,4 \text{ m}^2$  di pannelli di fibra di poliestere, con e senza confinamento laterale e con una correzione con l'area del bordo esposto.

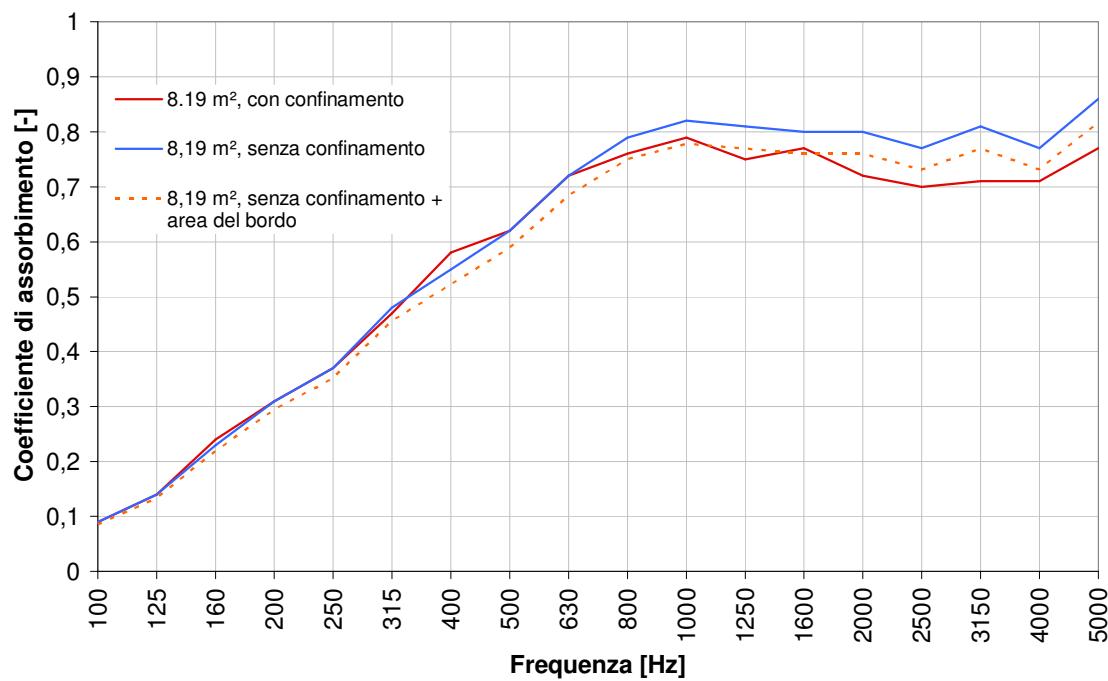


Figura 10-12 Assorbimento di  $8,19 \text{ m}^2$  di pannelli di fibra di poliestere, con e senza confinamento laterale e con una correzione con l'area del bordo esposto.

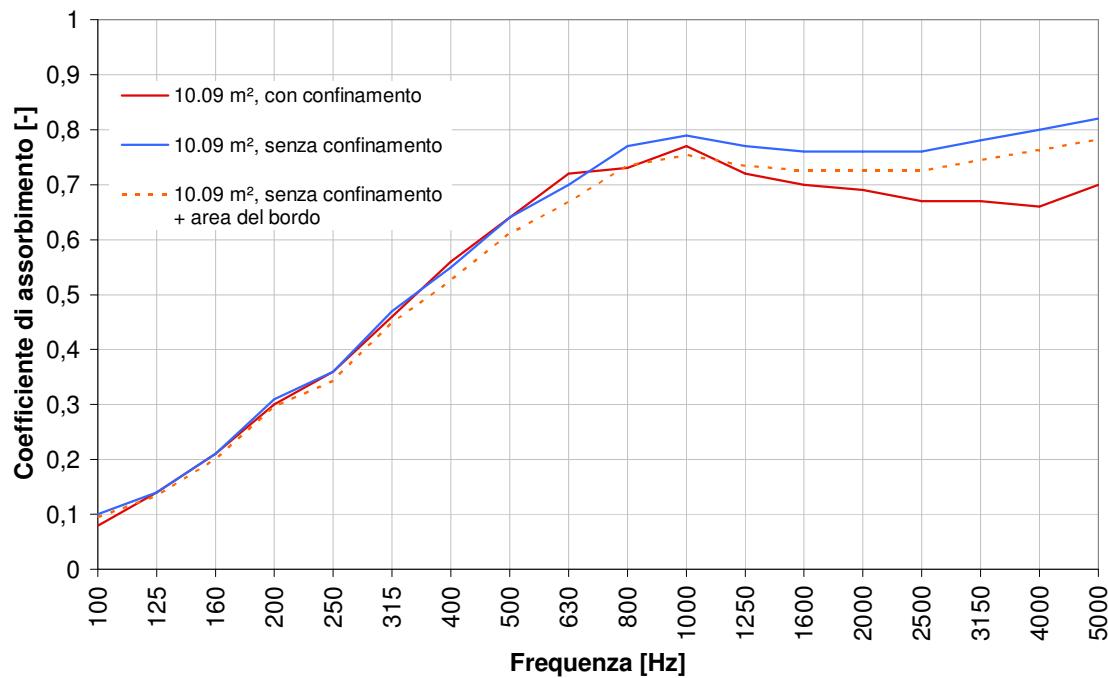


Figura 10-13 Assorbimento di 10,09 m<sup>2</sup> di pannelli di fibra di poliestere, con e senza confinamento laterale e con una correzione con l'area del bordo esposto.

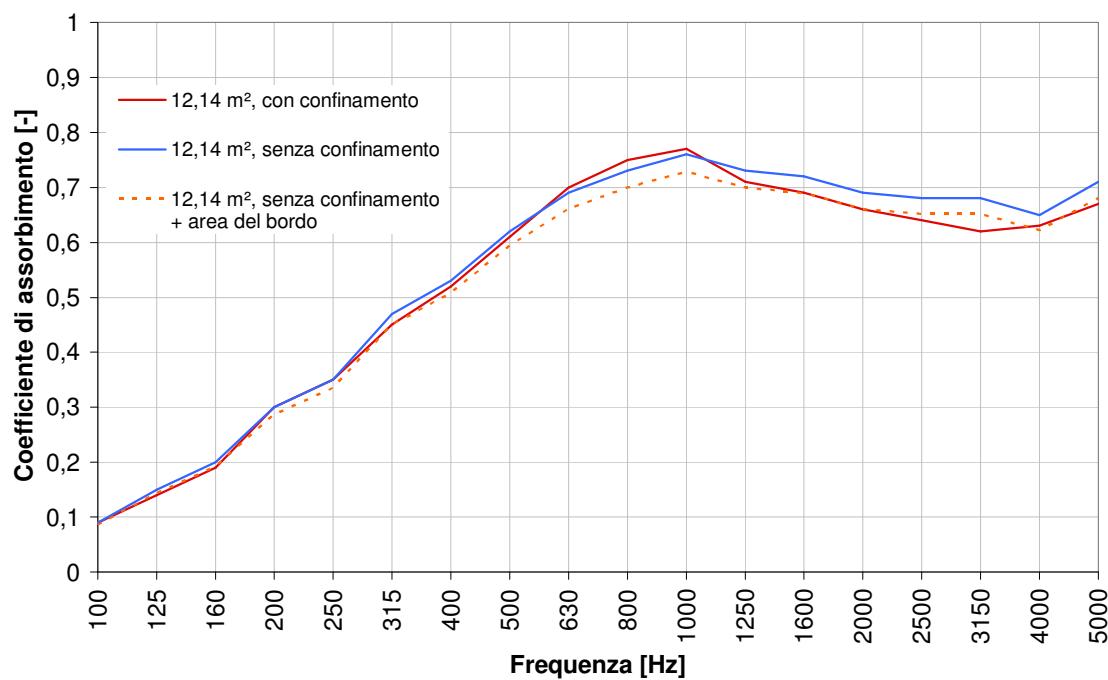


Figura 10-14: Assorbimento di 12,14 m<sup>2</sup> di pannelli di fibra di poliestere, con e senza confinamento laterale e con una correzione con l'area del bordo esposto.

L'influenza del confinamento del provino durante la misura in camera riverberante è stata valutata mediante la misura di  $12 \text{ m}^2$  di pannelli di lana di legno mineralizzata con diversi spessori nominali: 15 mm, 25 mm 35mm e 50 mm.

Le prove sono state ripetute con e senza l'utilizzo di listelli di legno di spessore 18 mm per coprire il bordo esposto.

Per ottenere spessori più elevati e di conseguenza delle aree del bordo più sviluppate sono state fatte delle misure sovrapponendo più strati di pannelli di lana di legno.

Nelle pagine seguenti sono riportati i risultati delle prove, confrontando l'assorbimento con e senza confinamento e con la correzione mediante l'area del bordo esposto.

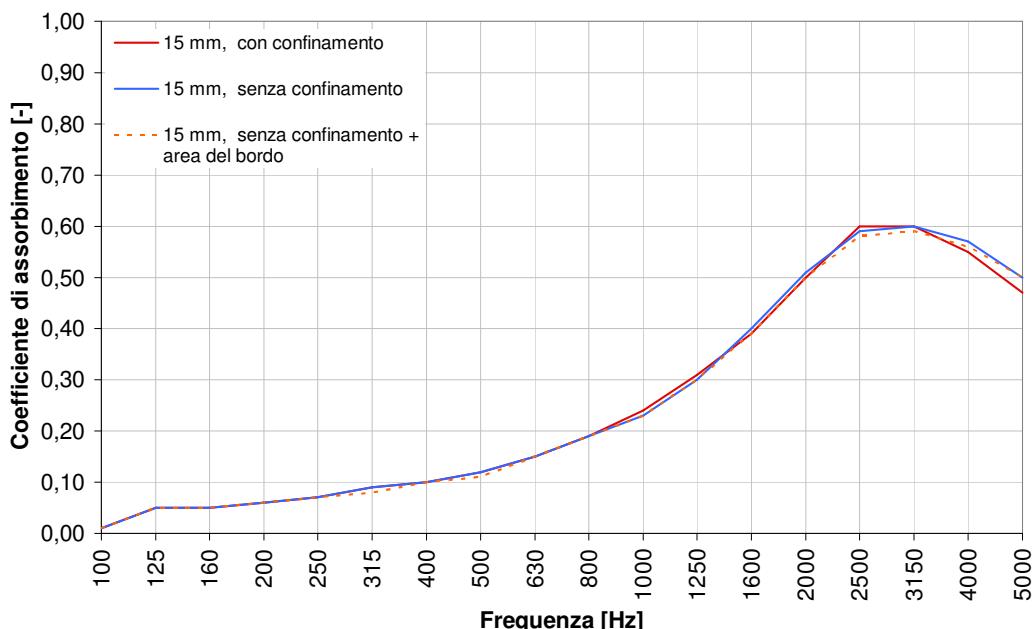


Figura 10-15: Assorbimento di  $12 \text{ m}^2$  di pannelli lana i legno mineralizzata, spessore 15 mm, con e senza confinamento laterale e con correzione con l'area del bordo esposto.

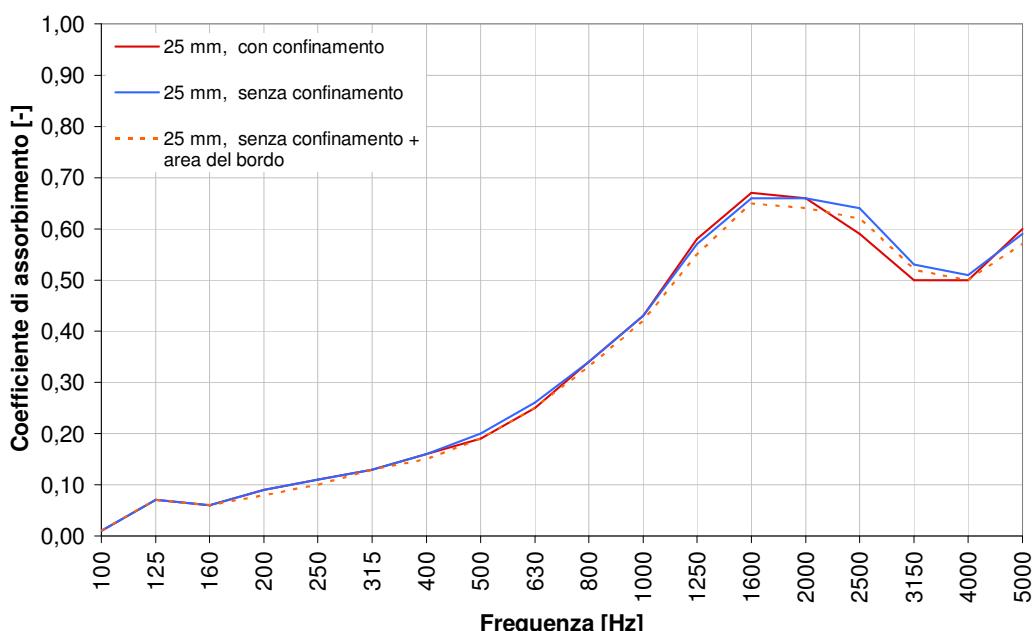


Figura 10-16: Assorbimento di  $12 \text{ m}^2$  di pannelli lana i legno mineralizzata, spessore 25 mm, con e senza confinamento laterale e con correzione con l'area del bordo esposto.

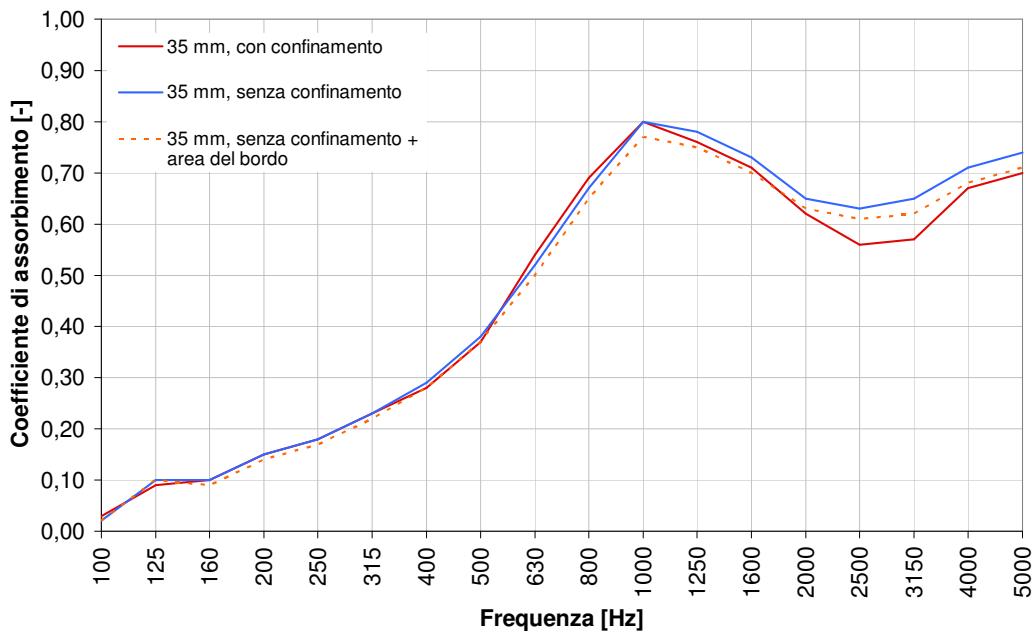


Figura 10-17: Assorbimento di  $12 \text{ m}^2$  di pannelli lana di legno mineralizzata, spessore 35 mm, con e senza confinamento laterale e con correzione con l'area del bordo esposto.

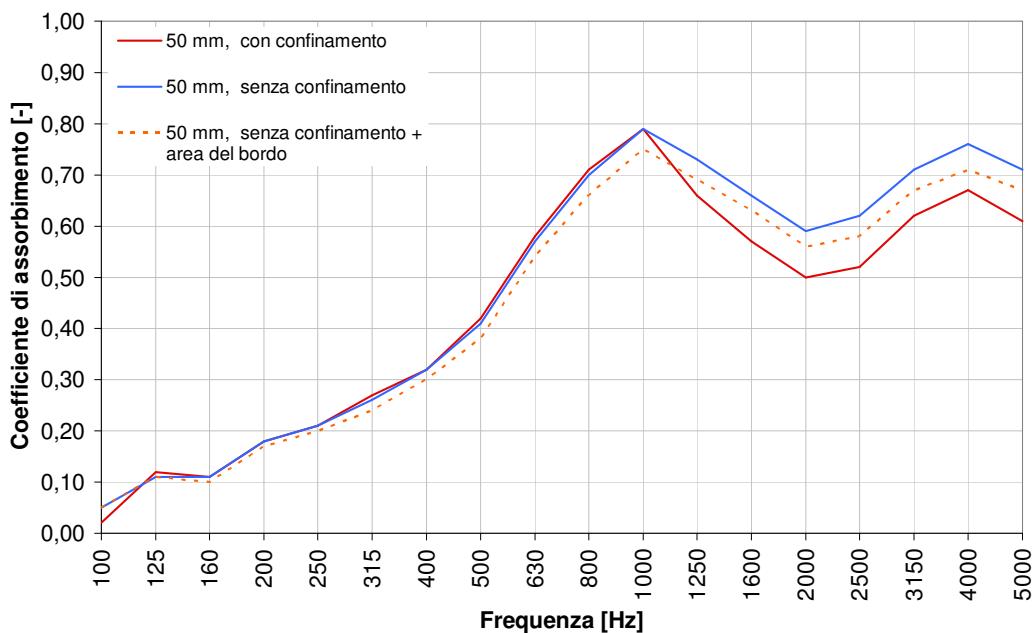


Figura 10-18: Assorbimento di  $12 \text{ m}^2$  di pannelli lana di legno mineralizzata, spessore 50 mm, con e senza confinamento laterale e con correzione con l'area del bordo esposto.

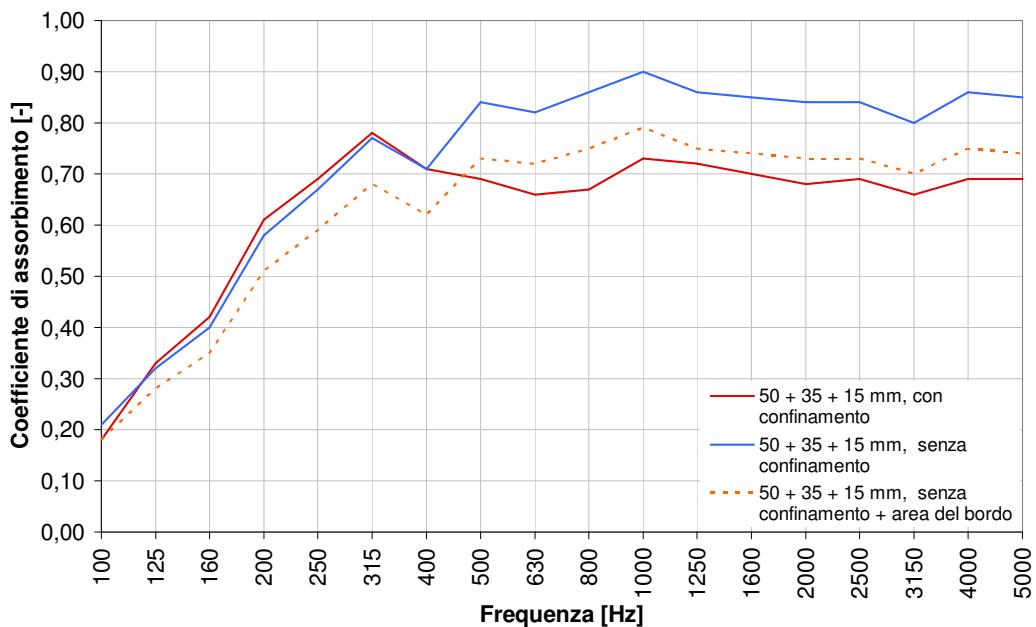


Figura 10-19: Assorbimento di  $12 \text{ m}^2$  di pannelli lana i legno mineralizzata, spessore  $50 + 35 + 15 \text{ mm}$ , con e senza confinamento laterale e con correzione con l'area del bordo esposto.

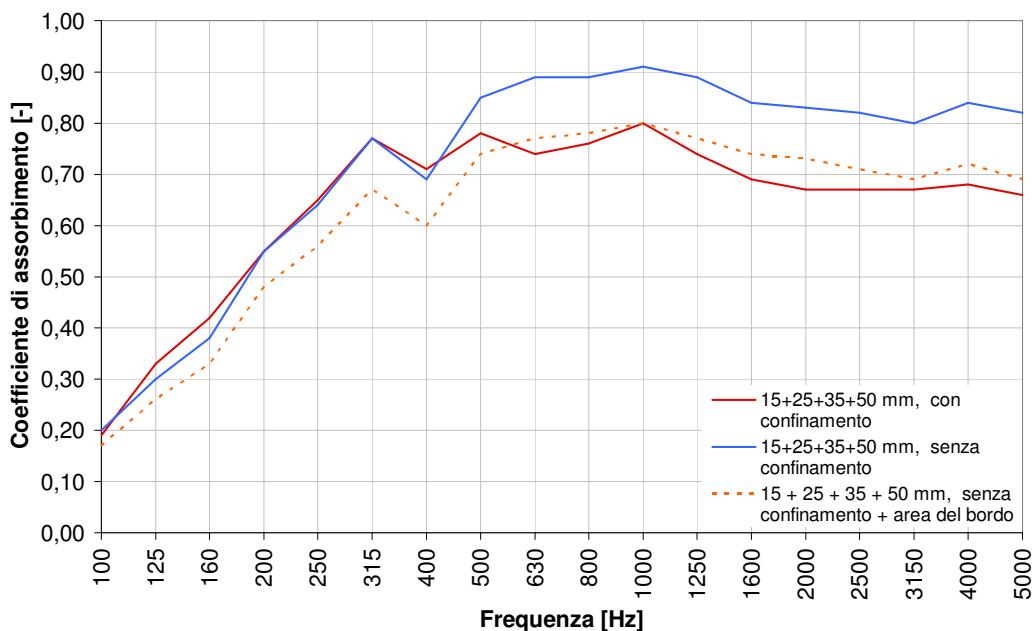


Figura 10-20: Assorbimento di  $12 \text{ m}^2$  di pannelli lana i legno mineralizzata, spessore  $15 + 25 + 35 + 50 \text{ mm}$ , con e senza confinamento laterale e con correzione con l'area del bordo esposto.

Dalle prove effettuate è emerso che l'utilizzo del confinamento laterale è molto influente nella misura del coefficiente di assorbimento alle alte frequenze. Per spessori ridotti la correzione con l'area del bordo riesce in modo sufficientemente accurato a compensare la mancanza della bordatura. Per spessori più ampi la correzione compensa l'eccessivo assorbimento che si verifica in assenza di confinamento, ma tende a sottostimare l'assorbimento alle basse frequenze.

### **10.3 Influenza della distribuzione dei provini nella misura del coefficiente di assorbimento in camera riverberante.**

Nella norma UNI EN ISO 354 sono descritti due metodi per il calcolo del coefficiente di assorbimento per campioni piani e per oggetti discreti. Sono state fatte delle sperimentazioni per poter valutare la variazione dell'area di assorbimento equivalente e di conseguenza il coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa cambiando la distribuzione dei provini.

La scelta dei provini è stata determinata dall'esigenza di una forma regolare e di piccole dimensioni per poterli facilmente combinare tra loro e creare diverse configurazioni. È stata anche valutata la loro leggerezza e maneggevolezza per poterli spostare comodamente e velocemente.

La sperimentazione è stata svolta utilizzando due tipologie di materiali fonoassorbenti con le caratteristiche sopradette: vassoi porta-uova e pannelli di lana di rocca mineralizzata con cemento Portland (Figura 10-21).

I vassoi porta-uova sono assorbiti di dimensione 31x31cm utilizzati per correzioni acustiche molto economiche. Il loro meccanismo di assorbimento è complicate ed è determinato dalla loro particolare forma e dalla loro leggerezza e porosità.

I pannelli di lana di legno mineralizzata sono stati tagliati in dimensioni di 30x30; la lana di legno è un materiale con caratteristiche fonoassorbenti date dalla sua porosità.

I coefficienti di assorbimento sono riportati in Figura 10-22; il coefficiente di assorbimento ponderato  $\alpha_w$  è uguale per entrambi (0,30), e sono classificabili come assorbiti di tipo "D" con fattore di forma H (alte frequenze).

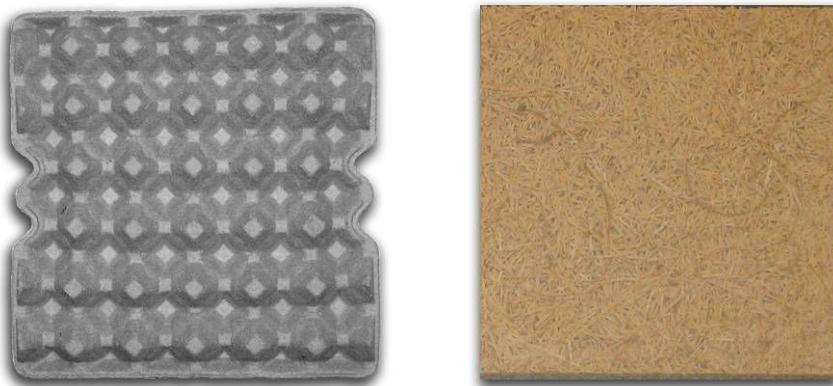


Figura 10-21: Provini fonoassorbenti: vassoio porta-uova, lana di legno mineralizzata con cemento Portland

Oltre alla configurazione descritta nella UNI EN ISO 354 sono state scelte quattro configurazioni alternative. Le misurazioni sono fatte su una superficie totale del provino inferiore al valore minimo indicato nella norma, costituito da 42 elementi (circa 3,8 m<sup>2</sup>).

Le distribuzioni sono indicate in Figura 10-23 e in Figura 10-24, e sono:

- a. Provini raggruppati su un lato della stanza
- b. Provini distribuiti su tre file
- c. Configurazione ad anello
- d. Configurazione a scacchiera

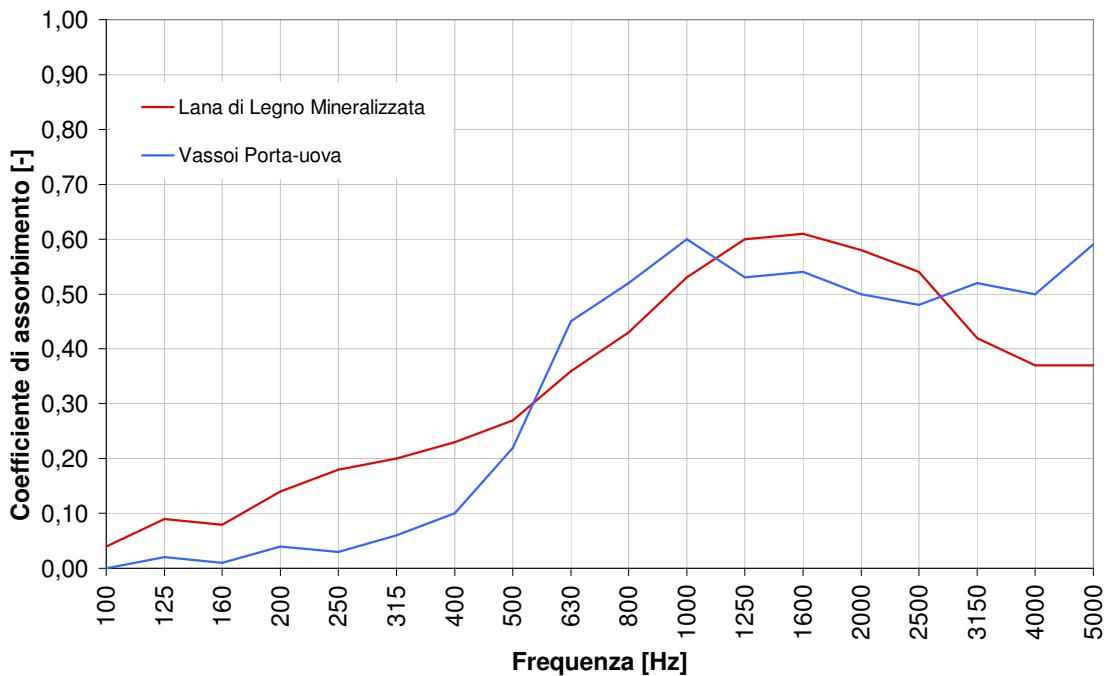


Figura 10-22: Coefficiente di assorbimento dei vassoi porta-uova e della lana di legno mineralizzata

Tabella 10-3: Coefficiente di assorbimento dei vassoi porta-uova e della lana di legno mineralizzata

Freq [Hz]	100	125	160	200	250	315	400	500	630	800	1000	1250	1600	2000	2500	3150	4000	5000
Lana di legno mineralizzata	0,04	0,09	0,08	0,14	0,18	0,20	0,23	0,27	0,36	0,43	0,53	0,60	0,61	0,58	0,54	0,42	0,37	0,37
Vassoi porta uova	0,00	0,02	0,01	0,04	0,03	0,06	0,1	0,22	0,45	0,52	0,6	0,53	0,54	0,5	0,48	0,52	0,5	0,59

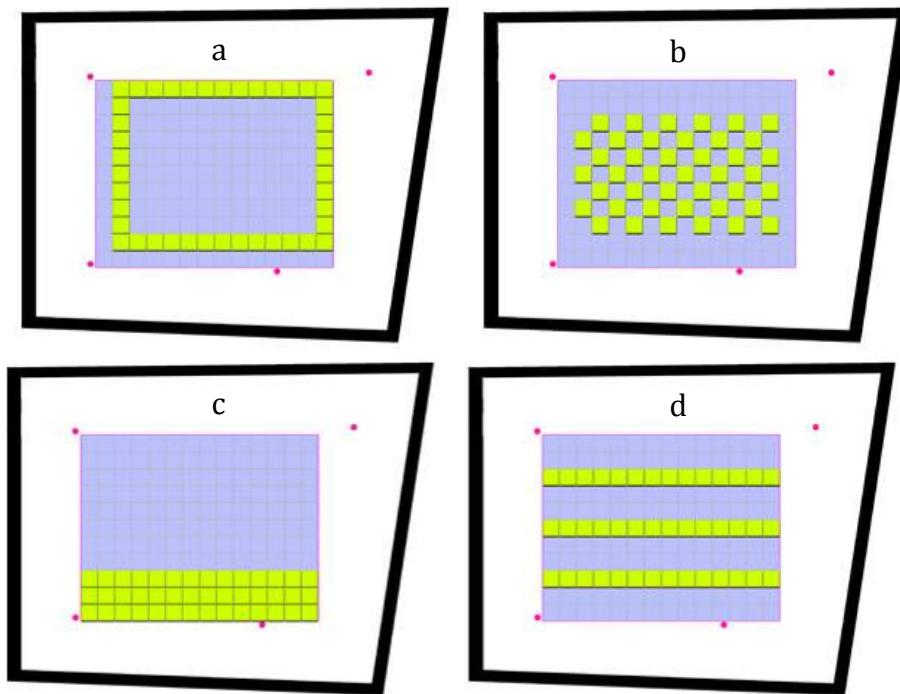
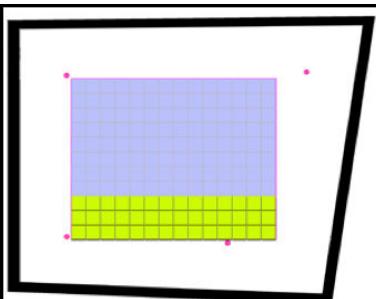


Figura 10-23 Schemi delle quattro configurazioni alternative

**Schema delle configurazioni**



**Vassoi Porta-Uova**



**Lana di Legno Mineralizzata**

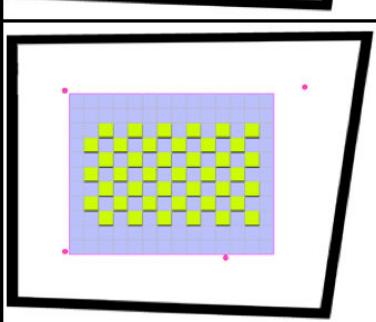
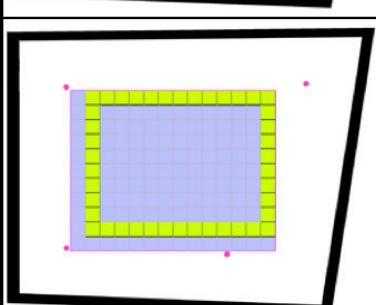
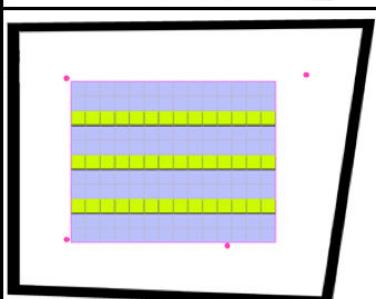


Figura 10-24: Schema delle configurazioni con relative distribuzioni dei provini in camera riverberante

Tabella 10-4: coefficienti di assorbimento di 42 vassoi porta-uova all'interno della camera riverberante in cinque configurazioni differenti

<i>Freq. [Hz]</i>	<i>Centro stanza</i>	<i>Raggruppato</i>	<i>Tre file</i>	<i>Anello</i>	<i>Scacchiera</i>
100	0,01	0,00	0,00	0,00	0,00
125	0,02	0,02	0,03	0,03	0,02
160	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
200	0,01	0,02	0,02	0,03	0,00
250	0,03	0,02	0,02	0,01	0,02
315	0,04	0,05	0,04	0,04	0,03
400	0,07	0,11	0,10	0,09	0,06
500	0,22	0,18	0,20	0,17	0,12
630	0,48	0,49	0,46	0,47	0,37
800	0,60	0,55	0,53	0,52	0,45
1000	0,65	0,67	0,71	0,71	0,60
1250	0,59	0,64	0,70	0,71	0,69
1600	0,61	0,63	0,75	0,73	0,78
2000	0,61	0,62	0,87	0,85	0,95
2500	0,55	0,60	0,89	0,87	0,96
3150	0,61	0,66	0,88	0,85	0,99
4000	0,69	0,64	0,83	0,83	0,98
5000	0,75	0,73	0,92	0,88	1,06

Tabella 10-5: coefficienti di assorbimento di 42 pannelli di lana di legno mineralizzata con cemento Portland all'interno della camera riverberante in cinque configurazioni differenti

<i>Freq. [Hz]</i>	<i>Centro stanza</i>	<i>Raggruppato</i>	<i>Tre file</i>	<i>Anello</i>	<i>Scacchiera</i>
100	0,04	0,02	0,03	0,04	0,04
125	0,09	0,07	0,08	0,09	0,10
160	0,14	0,06	0,10	0,09	0,14
200	0,15	0,13	0,15	0,15	0,15
250	0,12	0,13	0,15	0,15	0,13
315	0,18	0,18	0,19	0,20	0,19
400	0,22	0,21	0,24	0,23	0,24
500	0,26	0,26	0,28	0,28	0,28
630	0,34	0,35	0,36	0,36	0,35
800	0,44	0,44	0,45	0,46	0,41
1000	0,56	0,57	0,57	0,60	0,54
1250	0,78	0,82	0,87	0,86	0,79
1600	0,91	0,96	1,08	1,08	1,02
2000	0,92	0,98	1,16	1,16	1,14
2500	0,78	0,83	1,07	1,05	1,09
3150	0,69	0,67	0,95	0,93	1,03
4000	0,70	0,77	0,99	0,98	1,03
5000	0,97	1,02	1,25	1,21	1,25

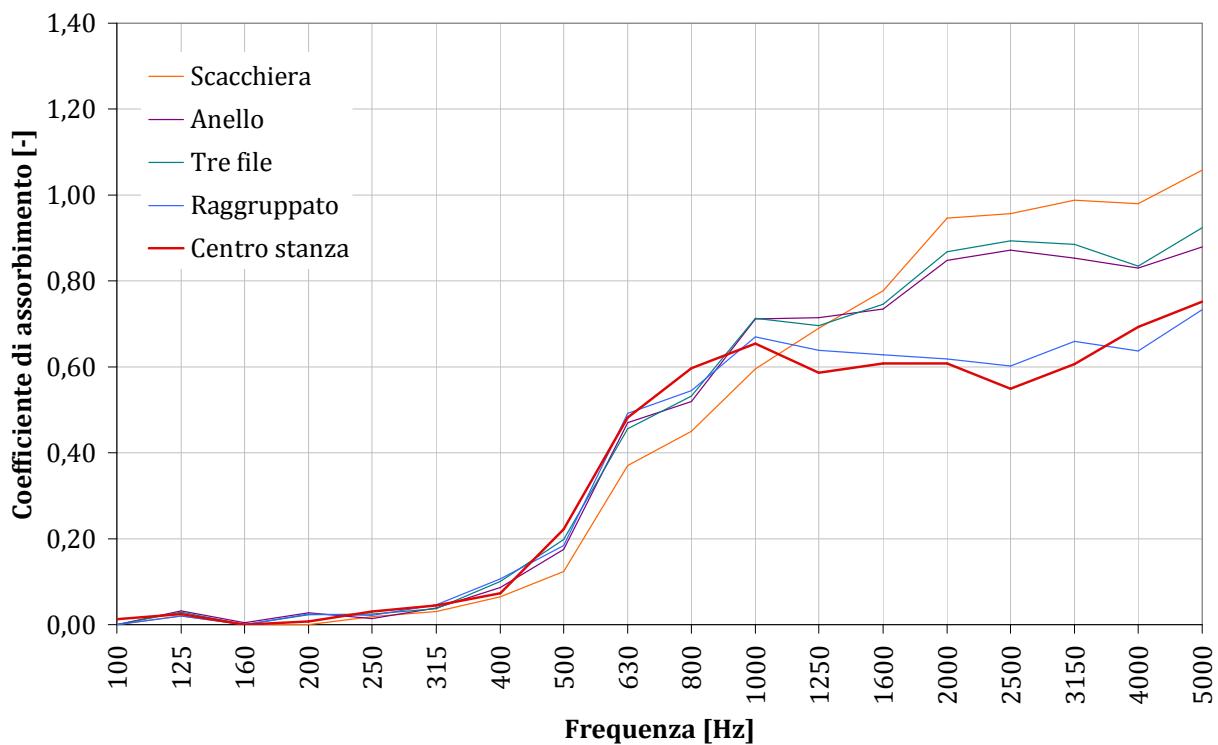


Figura 10-25: Coefficiente di assorbimento di cinque configurazioni di vassoi porta-uova

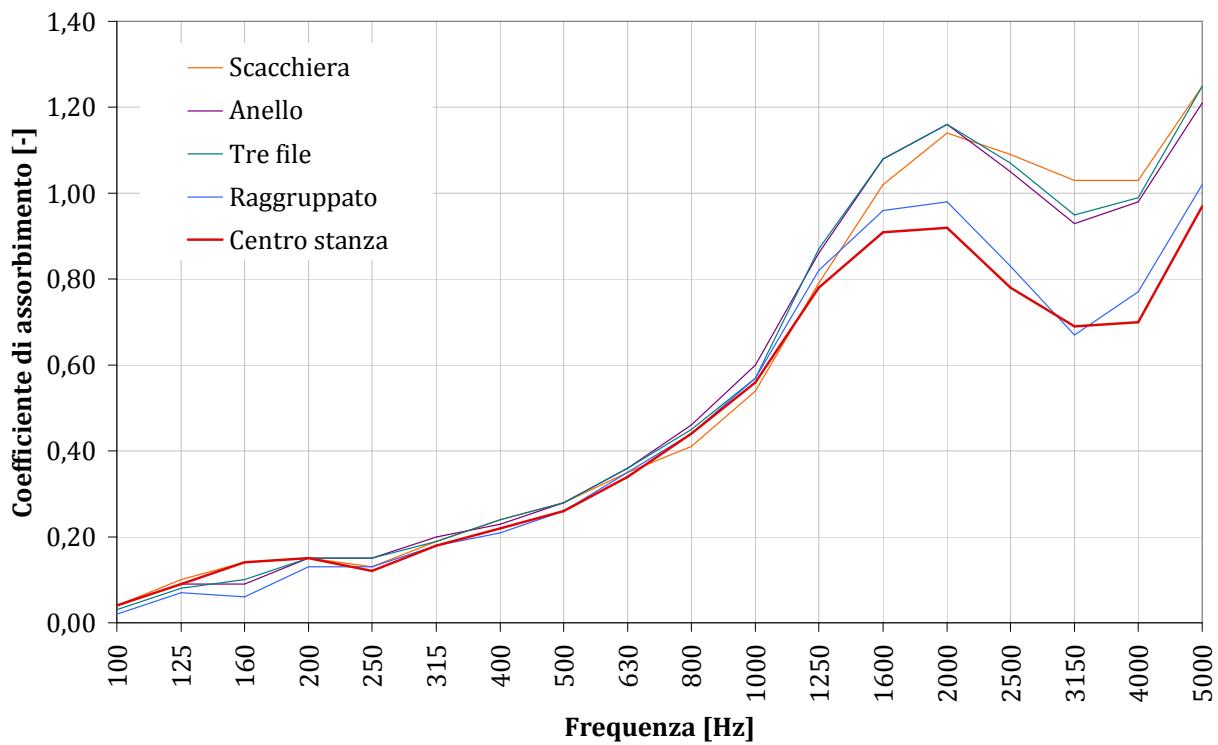


Figura 10-26: Coefficiente di assorbimento di cinque configurazioni di pannelli di lana di legno mineralizzata

Dai risultati ottenuti si nota che la distribuzione di un sistema fonoassorbente può modificare sensibilmente le caratteristiche di assorbimento acustico di un sistema.

In particolare con configurazioni più distribuite si hanno incrementi evidenti di assorbimento alle alte frequenze, che dipendono dall'aumento del bordo esposto e dalla distribuzione dei campioni all'interno della camera: più compatta è la configurazione, più si abbassa la curva di assorbimento.

Per poter definire in modo più accurato la variazione del coefficiente di assorbimento nella camera riverberante in base alla distribuzione dei provini, sono state effettuate delle sperimentazioni utilizzando settanta pannelli di lana di legno mineralizzata con cemento Portland di dimensioni 30 x 30 cm per una superficie complessiva di 6,3 m<sup>2</sup>, aumentando ad ogni prova lo spazio tra i provini.

Le spaziature scelte sono di 1 cm, 2cm, 4cm, 8 cm, e 16 cm, come indicato in Figura 10-28 e in Figura 10-29.

In Tabella 10-6 e Figura 10-30 e sono riportati i valori delle aree di assorbimento equivalenti della camera riverberante al variare della spaziatura. Si nota un costante aumento alle alte frequenze con l'incremento della distanza tra provini.

Dalle aree di assorbimento equivalenti sono stati calcolati i coefficienti di assorbimento considerando in un primo momento l'area effettiva dei provini (6,30 m<sup>2</sup>), e in seguito un'area fittizia costruita circoscivendo i campioni (Figura 10-27). Nel secondo caso la superficie aumenta con l'incremento della spaziatura: 1 cm = 6,67 m<sup>2</sup>, 2 cm = 7,06 m<sup>2</sup>, 4 cm = 7,86 m<sup>2</sup>, 8 cm = 9,60 m<sup>2</sup>, 16 cm = 12,52 m<sup>2</sup>. I risultati sono riportati nei grafici di Figura 10-31, Figura 10-32 e nella Tabella 10-7 e Tabella 10-8. Considerando l'area circoscritta le curve di assorbimento sono molto simili tra loro, quindi si può considerare una buona approssimazione per normalizzare il coefficiente di assorbimento al variare della spaziatura tra i campioni.

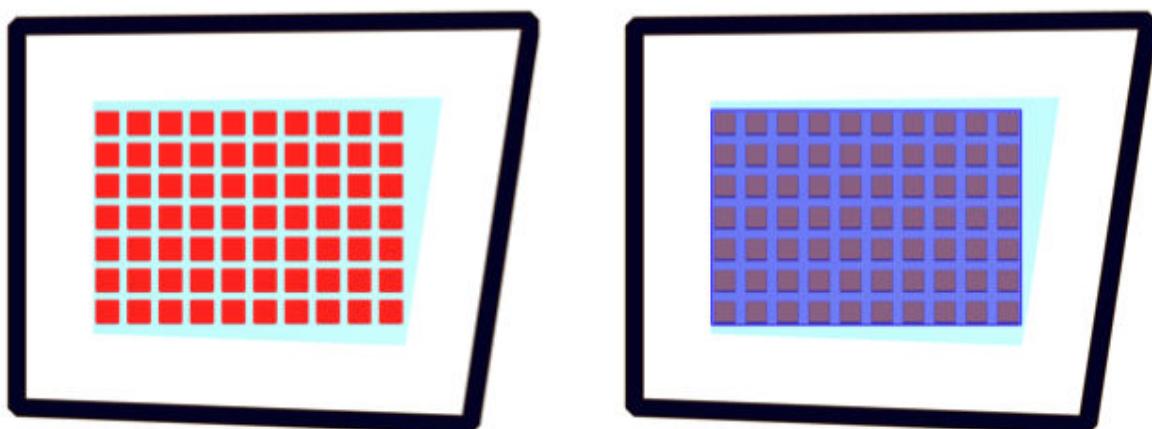
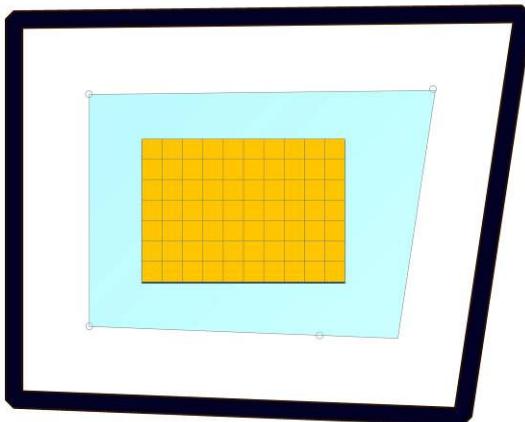
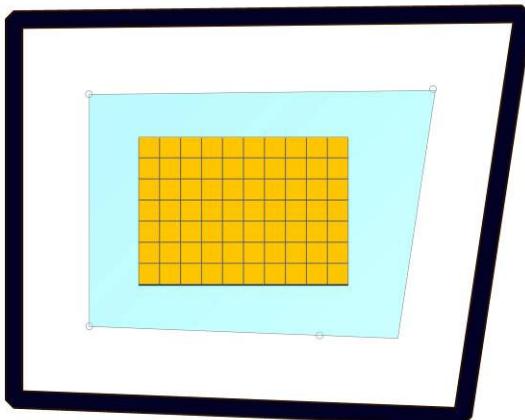


Figura 10-27: Area effettiva e area circoscritta attorno alla superficie coperta per il calcolo del coefficiente di assorbimento

**Uniti**



**Spaziatura 1 cm (area circoscritta: 6,67 m<sup>2</sup>)**



**Spaziatura 2 cm (area circoscritta: 7,06 m<sup>2</sup>)**

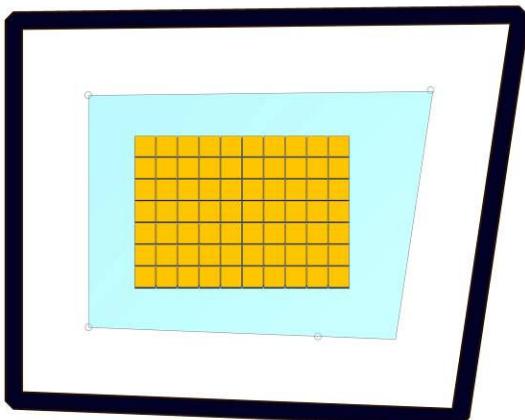
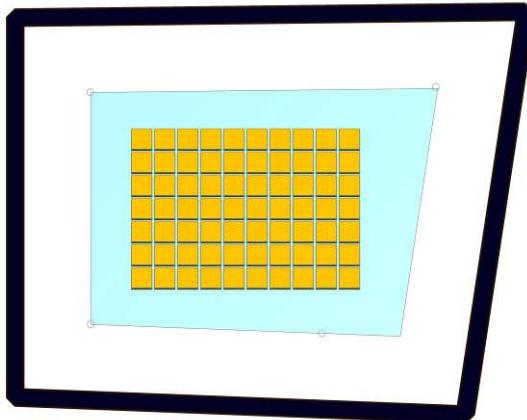
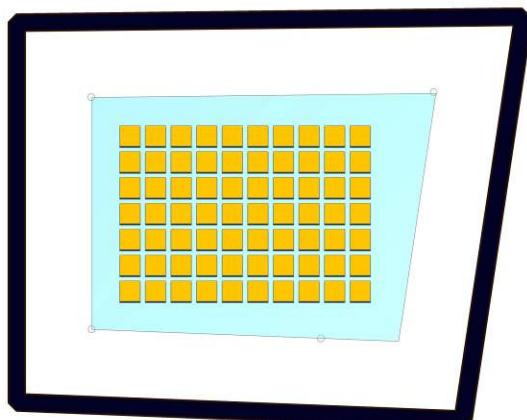


Figura 10-28: spaziatura tra pannelli di lana di legno mineralizzata: uniti, 1 cm, 2 cm.

**Spaziatura 4 cm (area circoscritta: 7,86 m<sup>2</sup>)**



**Spaziatura 8 cm (area circoscritta: 9,60 m<sup>2</sup>)**



**Spaziatura 16 cm (area circoscritta: 12,52 m<sup>2</sup>)**

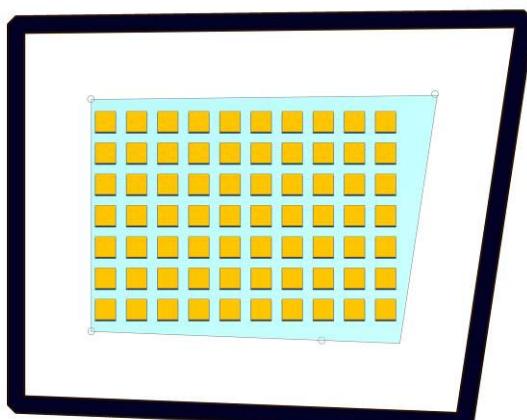


Figura 10-29: spaziatura tra pannelli di lana di legno mineralizzata: 4 cm, 8 cm, 16 cm.

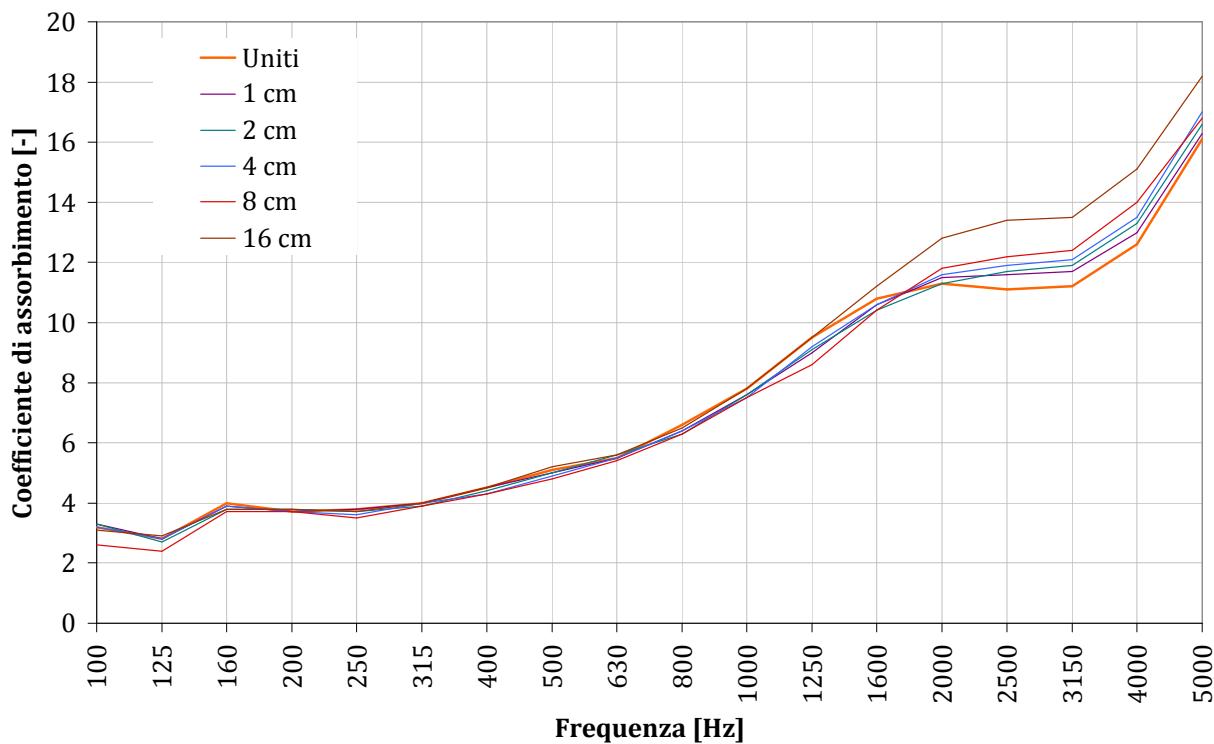


Figura 10-30: Area di assorbimento equivalente al variare della spaziatura tra campioni

Tabella 10-6 Area di assorbimento equivalente al variare della spaziatura tra campioni

Freq. [Hz]	uniti	1 cm	2 cm	4 cm	8 cm	16 cm
100	3,2	3,3	3,3	3,2	2,6	3,1
125	2,8	2,8	2,7	2,8	2,4	2,9
160	4,0	3,9	3,8	3,9	3,7	3,8
200	3,7	3,7	3,8	3,7	3,7	3,8
250	3,8	3,8	3,7	3,6	3,5	3,7
315	4,0	4,0	3,9	4,0	3,9	4,0
400	4,5	4,5	4,4	4,3	4,3	4,5
500	5,1	5,0	5,0	4,9	4,8	5,2
630	5,5	5,5	5,6	5,5	5,4	5,6
800	6,6	6,4	6,3	6,4	6,3	6,5
1000	7,8	7,6	7,6	7,5	7,5	7,8
1250	9,5	9,0	9,1	9,2	8,6	9,5
1600	10,8	10,6	10,4	10,6	10,4	11,2
2000	11,3	11,5	11,3	11,6	11,8	12,8
2500	11,1	11,6	11,7	11,9	12,2	13,4
3150	11,2	11,7	11,9	12,1	12,4	13,5
4000	12,6	13,0	13,3	13,5	14,0	15,1
5000	16,1	16,3	16,6	17,0	16,8	18,2

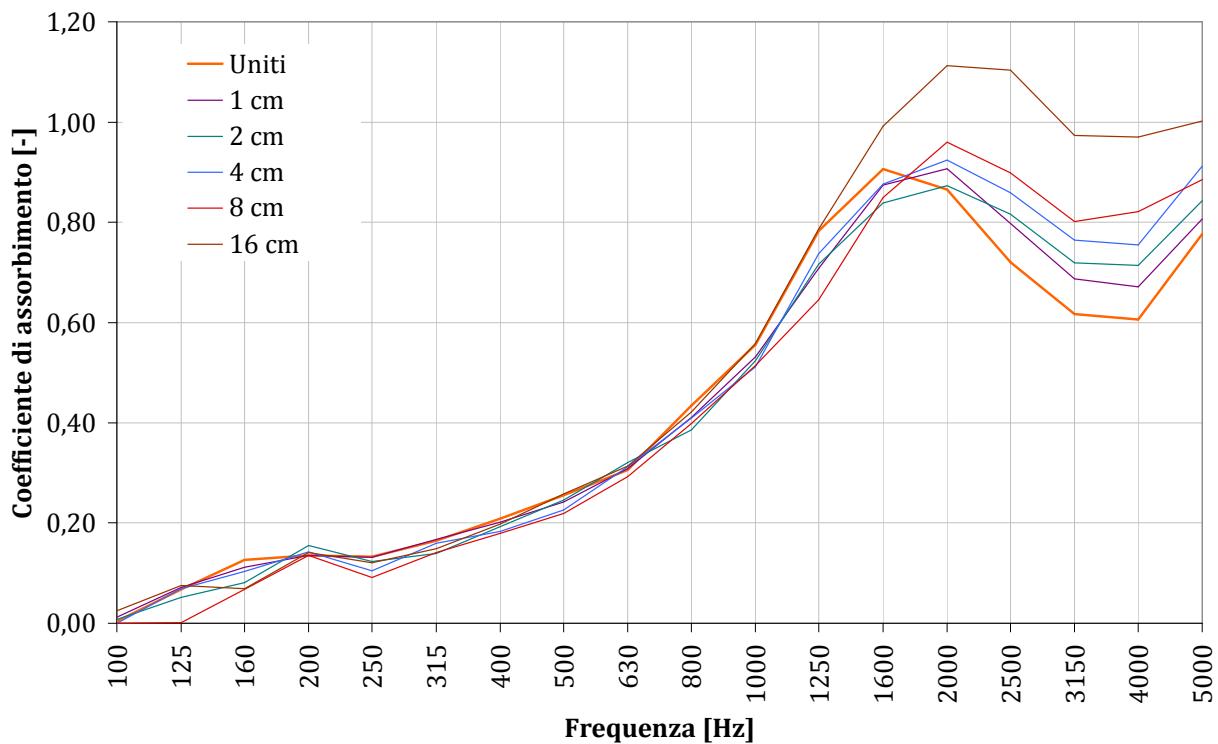


Figura 10-31: Coefficienti di assorbimento ottenuti considerando l'area effettiva coperta dai provini ( $6,3 \text{ m}^2$ )

Tabella 10-7: Coefficienti di assorbimento ottenuti considerando l'area effettiva coperta dai provini ( $6,3 \text{ m}^2$ )

Freq. [Hz]	Uniti	1 cm	2 cm	4 cm	8 cm	16 cm
100	0,00	0,01	0,01	0,00	0,00	0,02
125	0,07	0,07	0,05	0,07	0,00	0,07
160	0,13	0,11	0,08	0,10	0,07	0,07
200	0,14	0,14	0,15	0,14	0,13	0,14
250	0,13	0,13	0,12	0,10	0,09	0,12
315	0,17	0,17	0,14	0,16	0,14	0,15
400	0,21	0,20	0,19	0,18	0,18	0,20
500	0,26	0,24	0,25	0,23	0,22	0,26
630	0,31	0,31	0,32	0,31	0,29	0,31
800	0,43	0,41	0,39	0,41	0,40	0,42
1000	0,56	0,53	0,52	0,51	0,51	0,56
1250	0,78	0,71	0,72	0,74	0,65	0,79
1600	0,91	0,87	0,84	0,88	0,85	0,99
2000	0,87	0,91	0,87	0,93	0,96	1,11
2500	0,72	0,80	0,82	0,86	0,90	1,10
3150	0,62	0,69	0,72	0,77	0,80	0,97
4000	0,61	0,67	0,71	0,76	0,82	0,97
5000	0,78	0,81	0,84	0,91	0,89	1,00

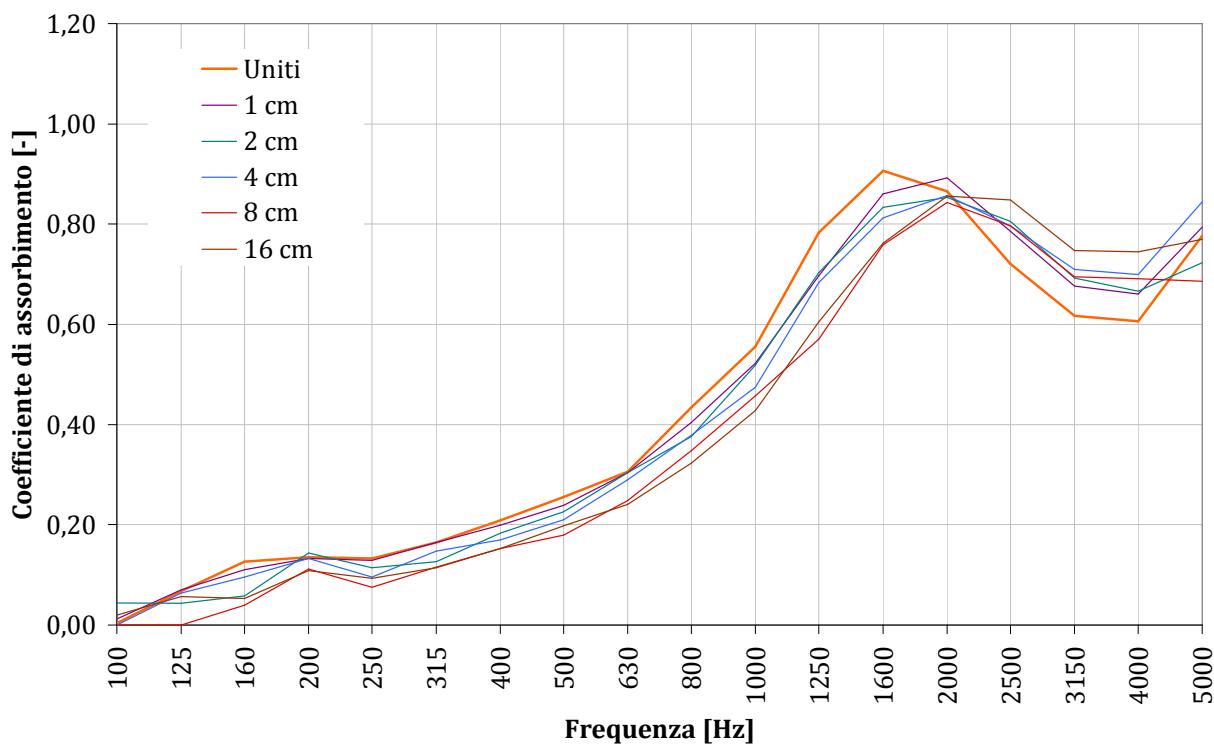


Figura 10-32: Coefficienti di assorbimento ottenuti considerando l'area circoscritta dai provini.

Tabella 10-8: Coefficienti di assorbimento ottenuti considerando l'area circoscritta dai provini.

Freq. [Hz]	Uniti	1 cm	2 cm	4 cm	8 cm	16 cm
100	0,00	0,01	0,04	0,00	0,00	0,02
125	0,07	0,07	0,04	0,06	0,00	0,06
160	0,13	0,11	0,06	0,10	0,04	0,05
200	0,14	0,13	0,14	0,13	0,11	0,11
250	0,13	0,13	0,11	0,10	0,07	0,09
315	0,17	0,17	0,13	0,15	0,12	0,11
400	0,21	0,20	0,18	0,17	0,15	0,15
500	0,26	0,24	0,23	0,21	0,18	0,20
630	0,31	0,30	0,30	0,29	0,25	0,24
800	0,43	0,40	0,38	0,38	0,35	0,32
1000	0,56	0,52	0,52	0,47	0,46	0,43
1250	0,78	0,70	0,70	0,68	0,57	0,61
1600	0,91	0,86	0,83	0,81	0,76	0,76
2000	0,87	0,89	0,85	0,86	0,84	0,86
2500	0,72	0,79	0,81	0,80	0,80	0,85
3150	0,62	0,68	0,69	0,71	0,69	0,75
4000	0,61	0,66	0,67	0,70	0,69	0,75
5000	0,78	0,79	0,72	0,84	0,69	0,77

## 11 Caratterizzazione acustica della lana di legno mineralizzata con cemento Portland.

Nelle pagine successive sono riportati i risultati di prove condotte presso il Laboratorio di Fisica Tecnica FISTEC dell'Università IUAV di Venezia e il Dipartimento di Ingegneria ENDIF dell'Università di Ferrara.

Sono state valutate le grandezze acustiche superficiali e intrinseche, e le grandezze fisiche di campioni di lana di legno mineralizzata con cemento Portland.

I provini sono nominalmente uguali con tre spessori differenti: 15 mm, 25 mm e 35 mm.

La sperimentazione ha consentito lo studio di un modello previsionale che riuscisse a caratterizzare con buona approssimazione la lana di legno mineralizzata.

Il modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard, come si vedrà nei prossimi capitoli, riesce ad approssimare l'andamento delle curve di assorbimento per incidenza normale.

Mediante una campagna sperimentale si sono ottenuti tre parametri fisici di porosità, tortuosità e resistività al flusso che sono stati utilizzati come coefficienti di partenza per una procedura di minimizzazione dei cinque parametri del modello

### 11.1 Ripetibilità nelle misure con tubo ad onde piane

Per verificare l'accuratezza delle misure mediante il tubo ad onde piane, è stata effettuata la valutazione della ripetibilità con cinque misure consecutive di un provino di lana di vetro con spessore di 15 mm e densità di  $70 \text{ kg/m}^3$  in modo analogo a quanto descritto nel capitolo 11.1.

Le cinque ripetizioni sono state eseguite senza mai togliere il campione dall'alloggiamento, alternando misure con intervallo compreso tra 250 Hz, e 4300 Hz a quelle effettuate con estensione a 50 Hz. Le curve sono quindi determinate dall'unione tra quella effettuata con i microfoni ravvicinati e quella con i microfoni distanziati, ponendo come frequenza di taglio 800 Hz.



Figura 11-1: Misura del coefficiente di assorbimento di un provino di lana di vetro con densità  $70 \text{ kg/m}^3$ , di diametro 45 mm e spessore 15 mm.

Nella figura seguente sono riportati i risultati delle cinque misure con la media e la varianza con un grado di confidenza dl 95 %, 99,5 % e del 99,9 %.

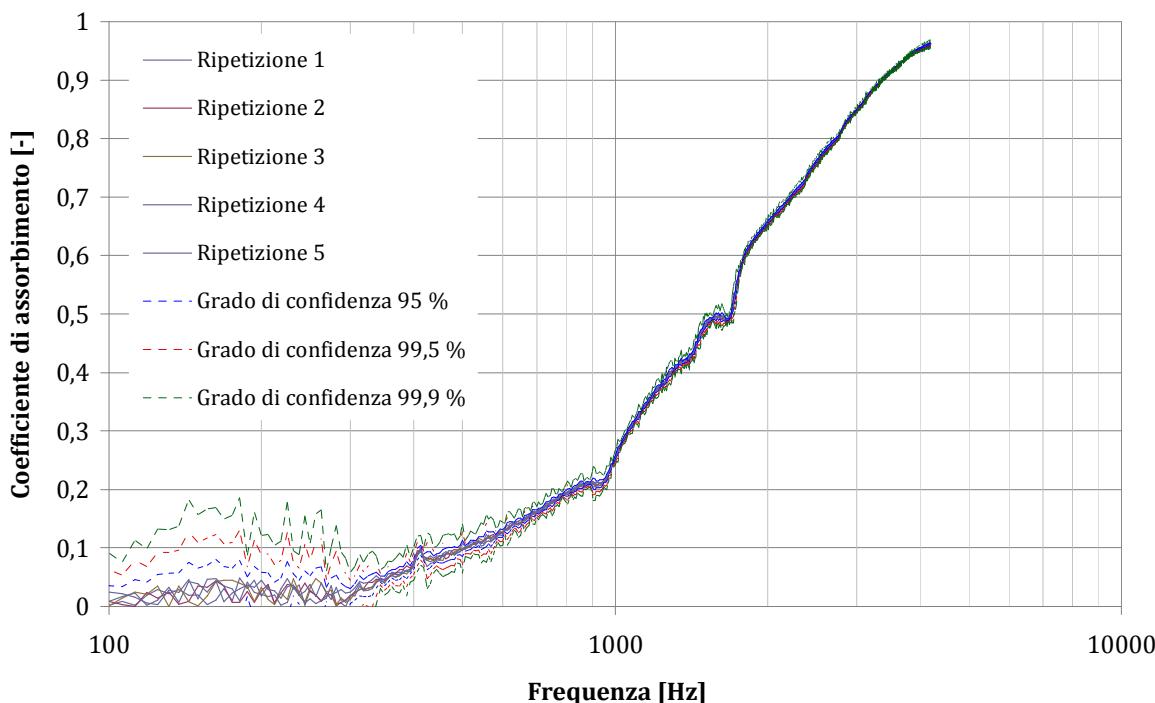


Figura 11-2: Ripetibilità della misura di coefficiente di assorbimento per incidenza normale mediante tubo ad onde piane con grado di confidenza al 90%, 95% e 99,9%.

## 11.2 Misura delle grandezze acustiche superficiali

Le grandezze superficiali sono state ottenute mediante misure di impedenza superficiale con il tubo ad onde piane di diametro 45 mm.

Le misurazioni del coefficiente di assorbimento per incidenza normale è stata fatta in un primo momento presso il Laboratorio di Fisica Tecnica dell'Università IUAV mediante il tubo a due microfoni, e successivamente presso il Dipartimento di Ingegneria di Ferrara con tubo a tre microfoni. Infatti con l'utilizzo di un terzo microfono sono state rilevate anche le grandezze intrinseche di impedenza caratteristica e numero d'onda complesso che sono utili per validare le grandezze ottenute mediante il modello Johnson Champoux Allard.

Con il tubo a due microfoni le misure sono state ripetute due volte per estendere l'intervallo di misura; una prima misura con distanza tra i microfoni di 3 cm e una seconda con una distanza di 10 cm. In questo modo l'intervallo di misura è esteso da 50 a 4200 Hz. Mediante il tubo a tre microfoni, invece è stata effettuata un'unica misura con un intervallo di misura compreso tra 250 e 4300 Hz.

Come si vedrà nelle pagine seguenti, un intervallo di misura esteso non è necessario per poter caratterizzare accuratamente la lana di legno mineralizzata, in quanto il picco di assorbimento, essendo riconducibile ad un materiale poroso, e alle medio-alte frequenze.

Nella pagina seguente sono riportati i risultati della campagna di misura. In ogni grafico sono indicati in blu le misure effettuate con il tubo a due microfoni e in rosso quelle con il tubo a tre microfoni.

I campioni provati sono 24 di cui 9 con spessore 15 mm, 8 con spessore 25 mm, e 7 di spessore 35mm. Le misure sono state effettuate su tubi identici per dimensioni e software di acquisizione e dal medesimo operatore. I risultati hanno mostrato una buona corrispondenza tra i due tubi se non in pochi casi. La diseguaglianza è riconducibile alla grande eterogeneità del materiale e alla relativa problematicità nella preparazione del provino e alla difficoltà riscontrata nel posizionamento dello stesso nel tubo.

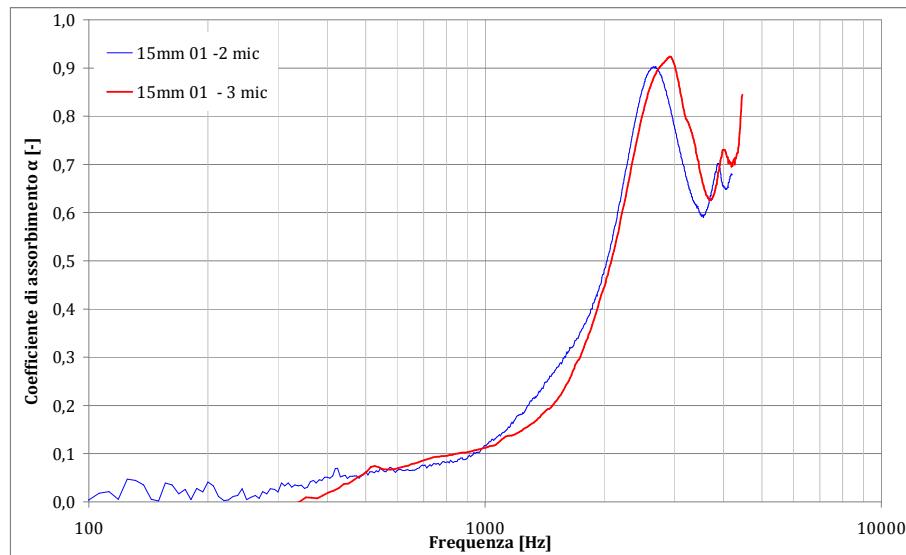


Figura 11-3 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 1; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

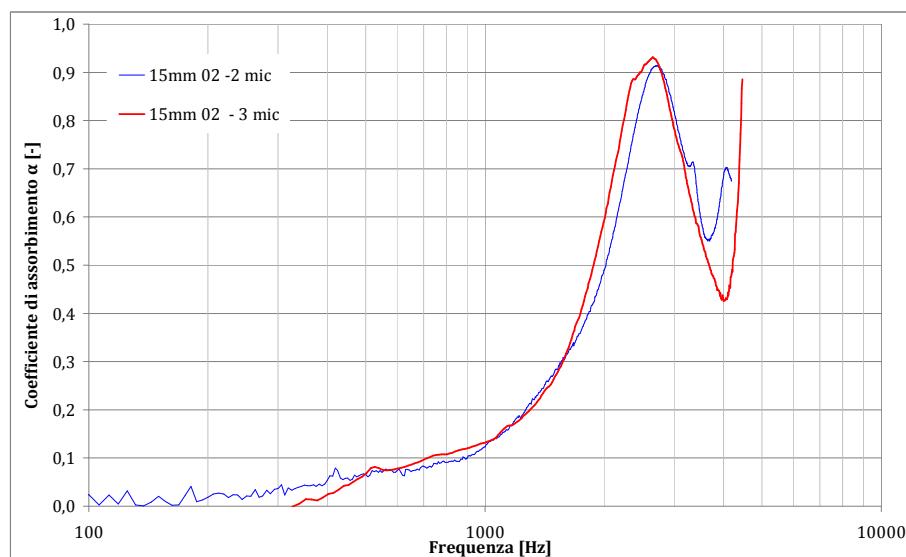


Figura 11-4 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 2; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

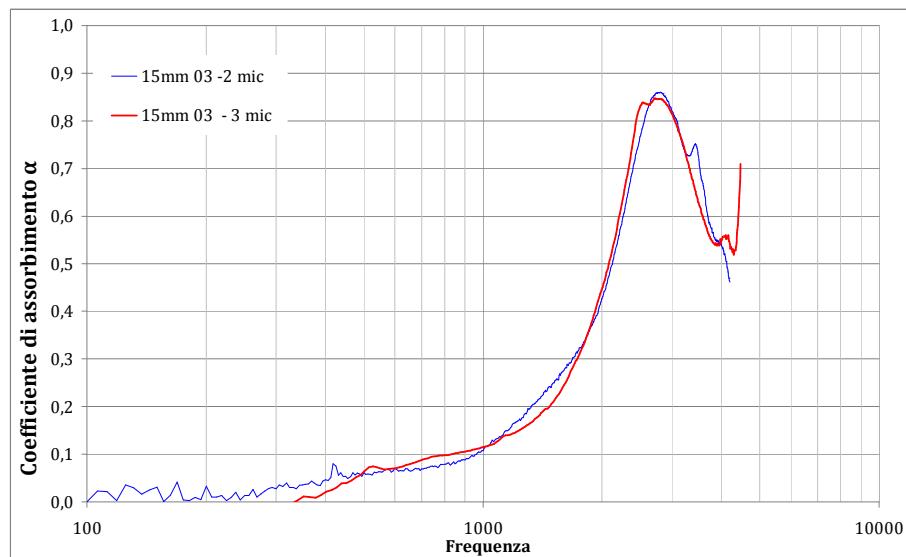


Figura 11-5 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 3; ; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

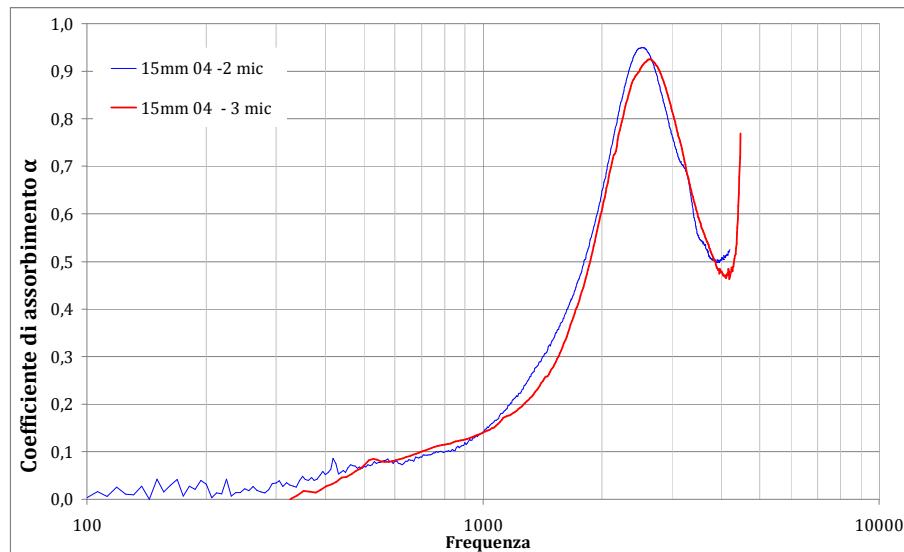


Figura 11-6 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 4; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

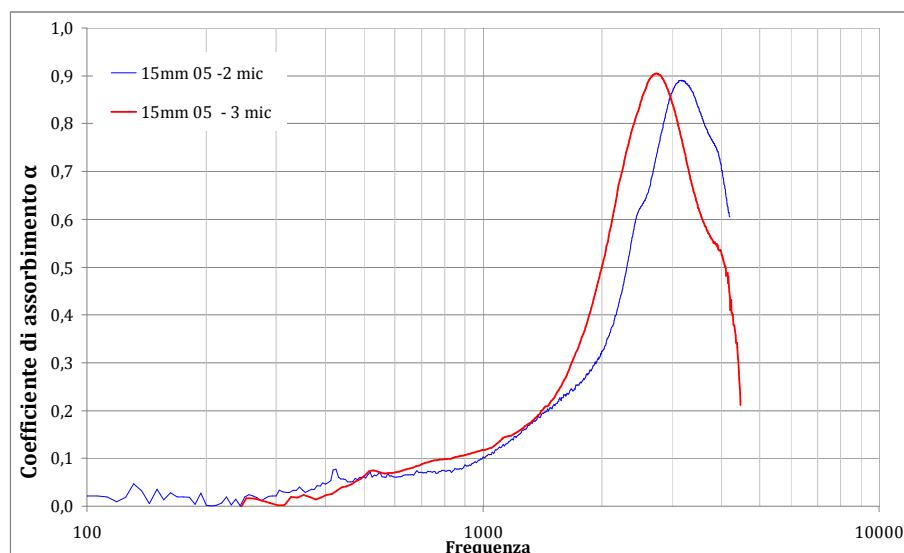


Figura 11-7 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 5; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

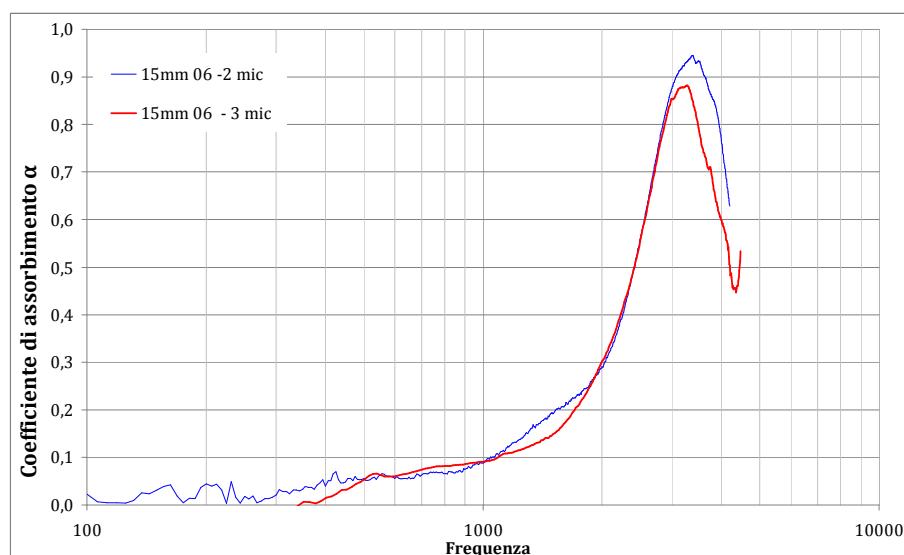


Figura 11-8 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 6; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

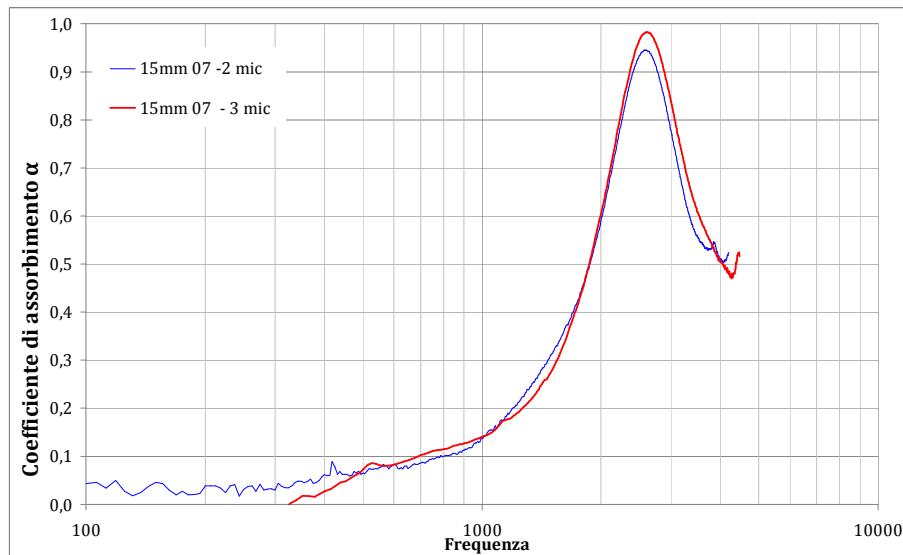


Figura 11-9 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 7; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

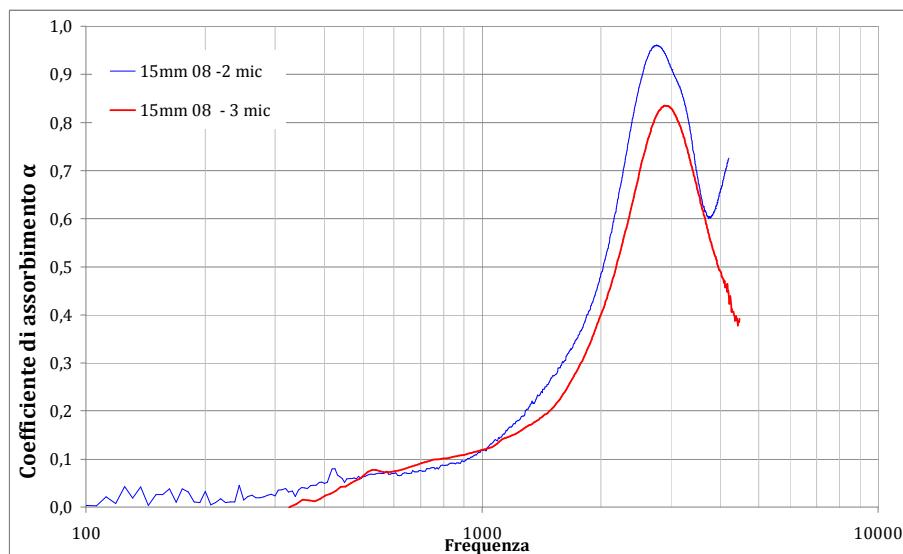


Figura 11-10 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 8; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

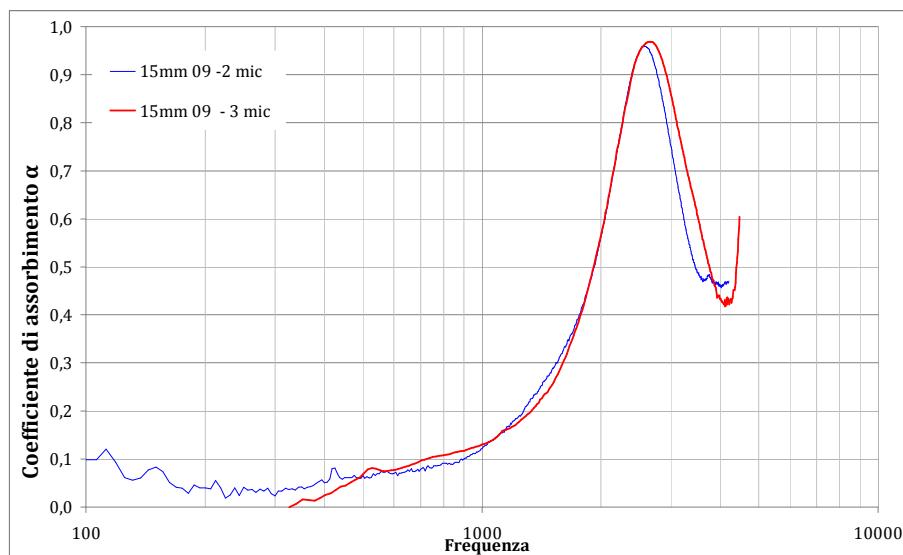


Figura 11-11 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm – campione 9; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

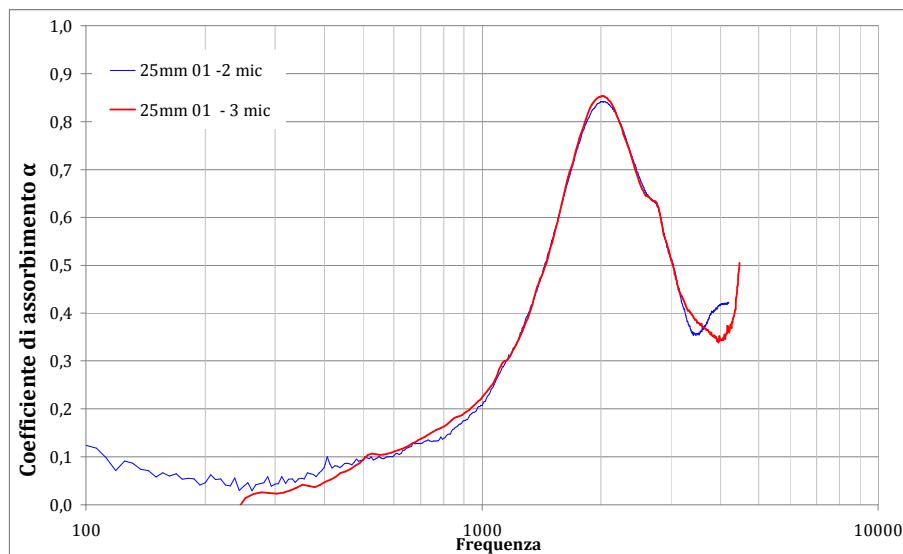


Figura 11-12 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm – campione 1; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

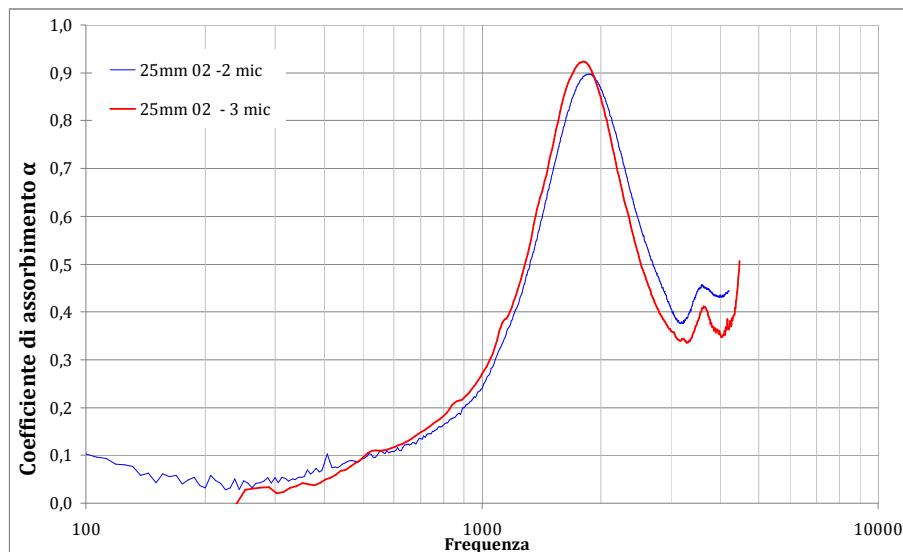


Figura 11-13 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm – campione 2; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

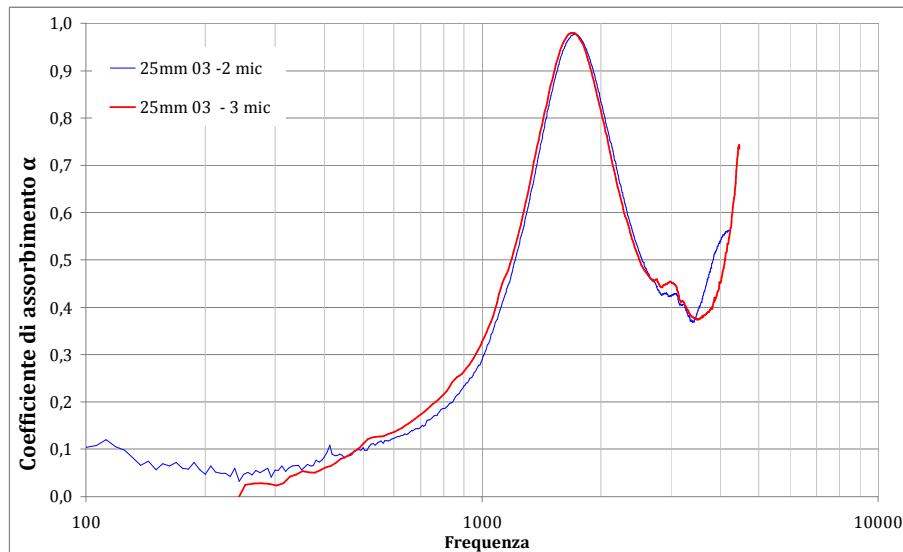


Figura 11-14 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm – campione 3; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

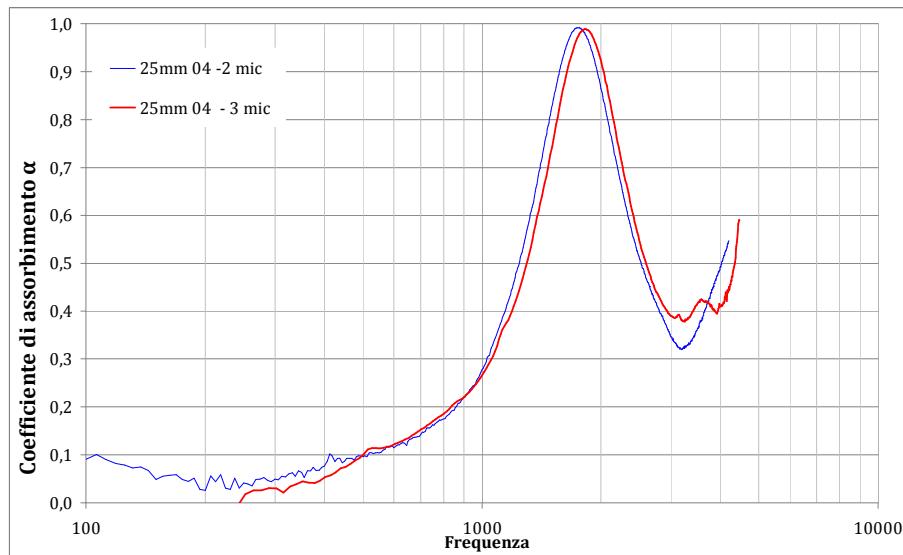


Figura 11-15 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm – campione 4; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

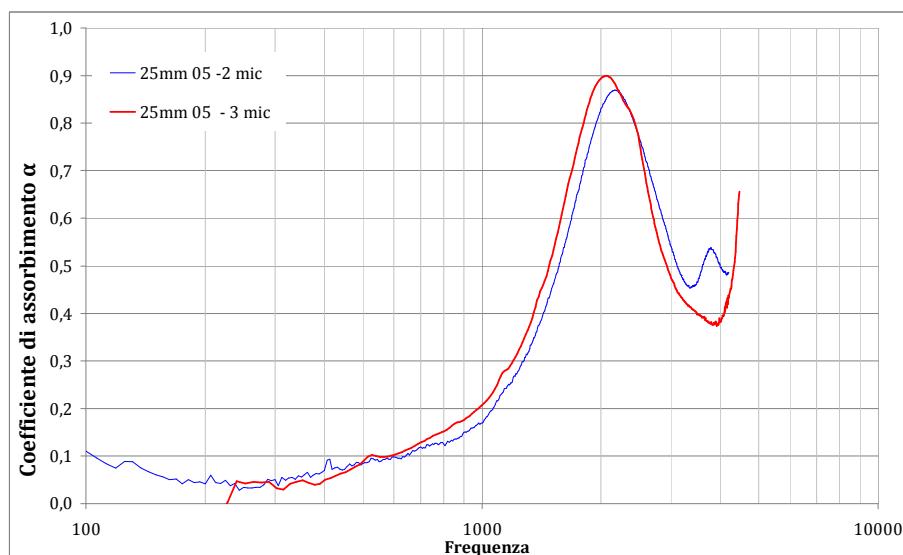


Figura 11-16 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm – campione 5; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

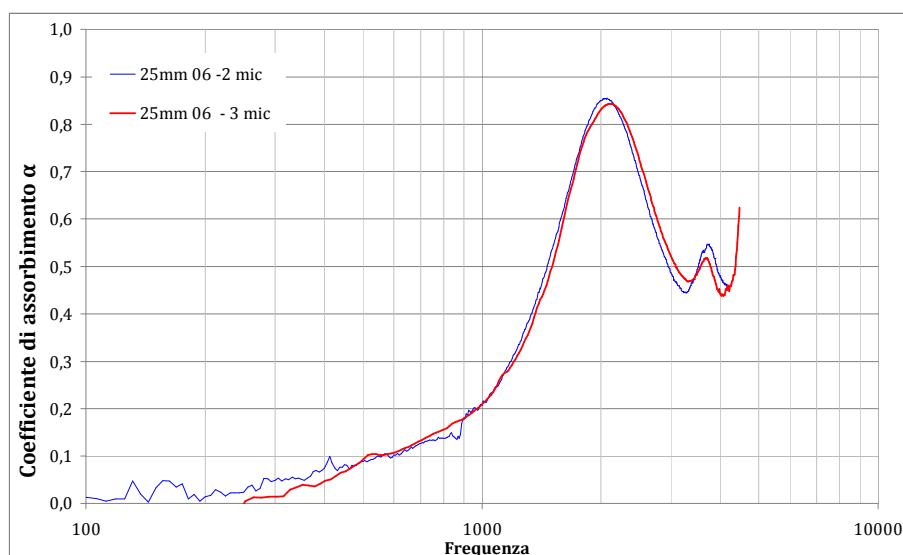


Figura 11-17 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm – campione 6; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

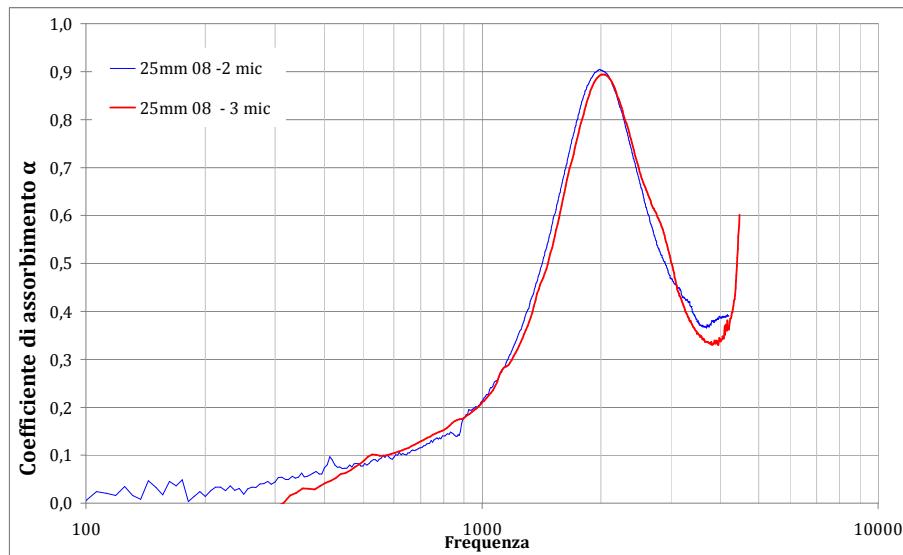


Figura 11-18 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm – campione 8; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

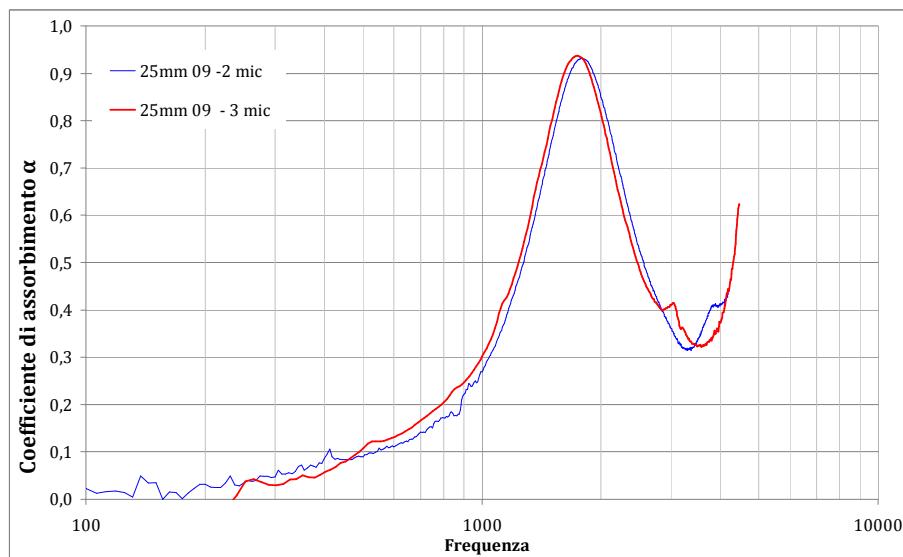


Figura 11-19 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm – campione 9; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

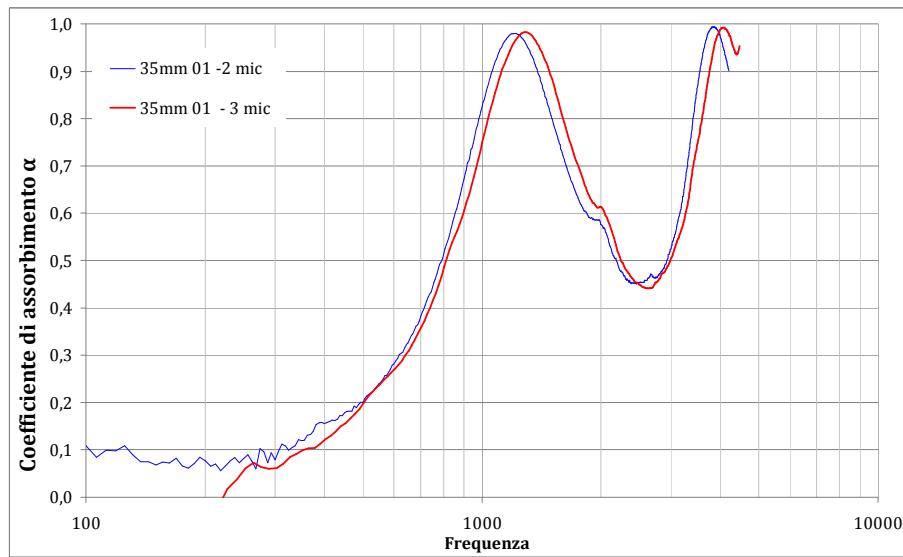


Figura 11-20 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm – campione 1; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

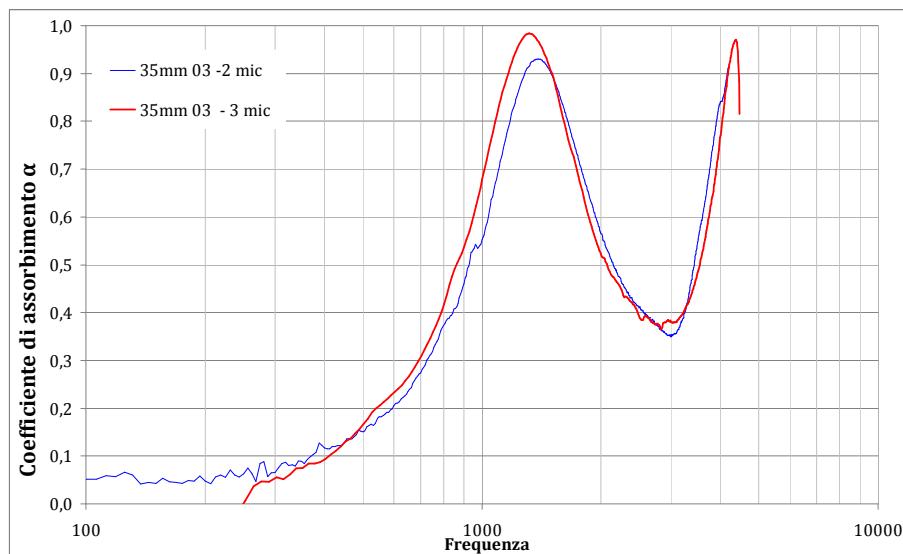


Figura 11-21 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm – campione 3; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

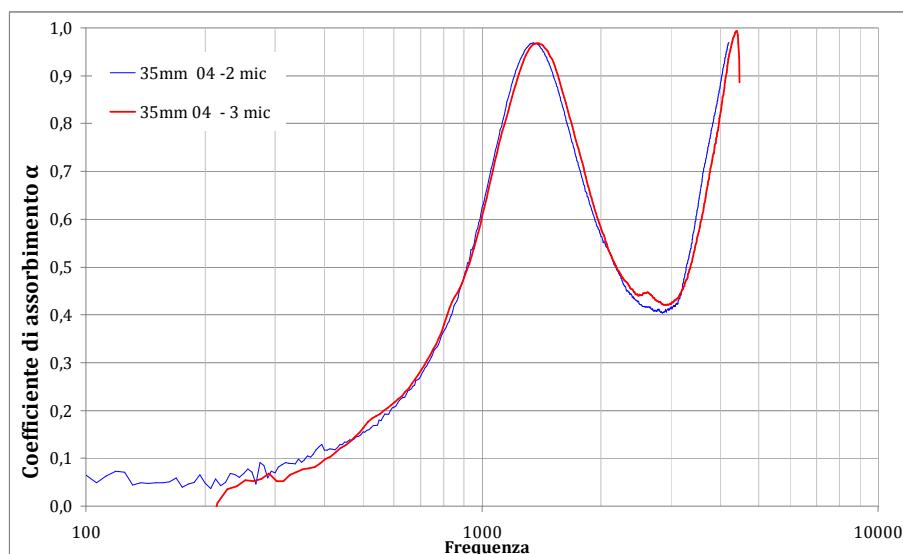


Figura 11-22 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm – campione 4; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

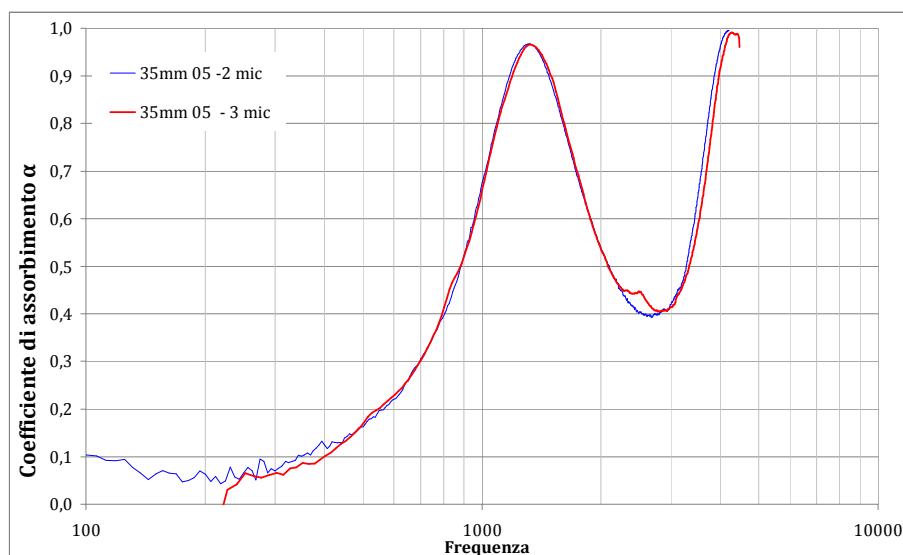


Figura 11-23 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm – campione 5; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

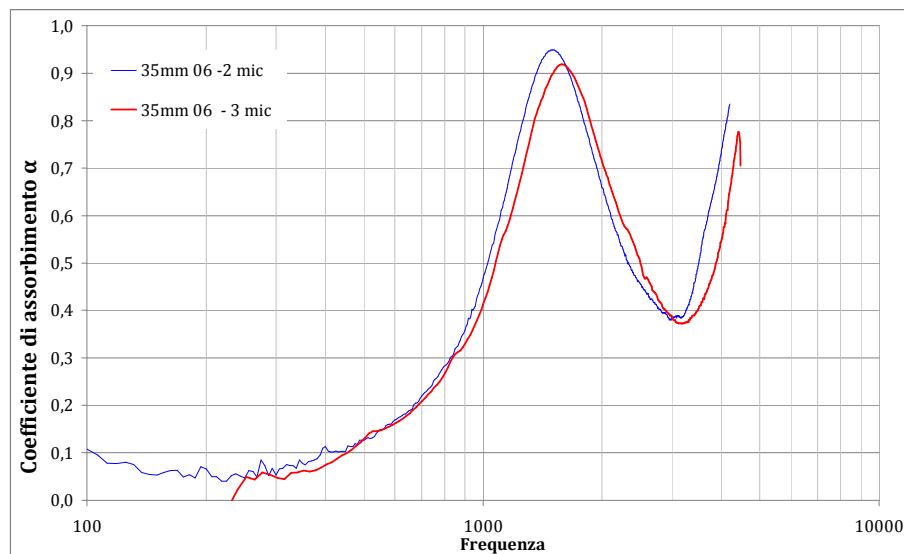


Figura 11-24 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm – campione 6; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

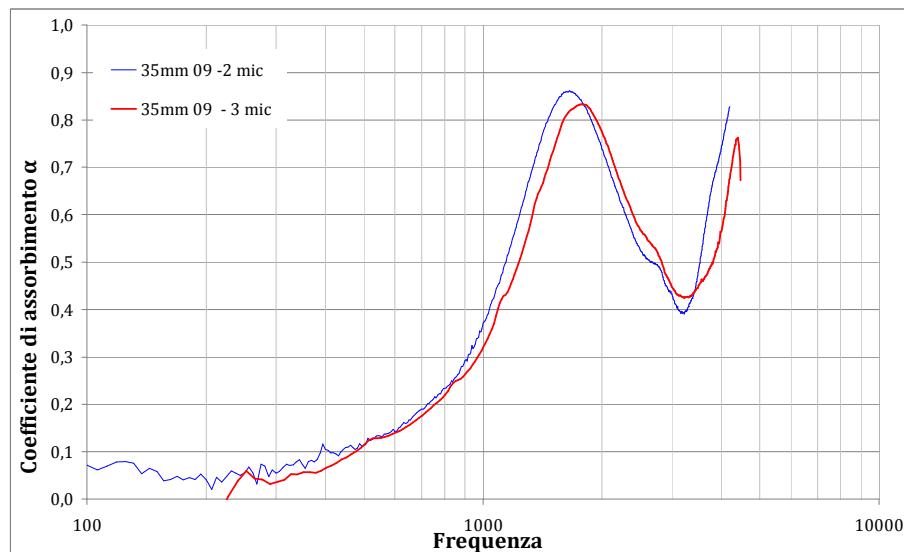


Figura 11-25 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm – campione 9; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

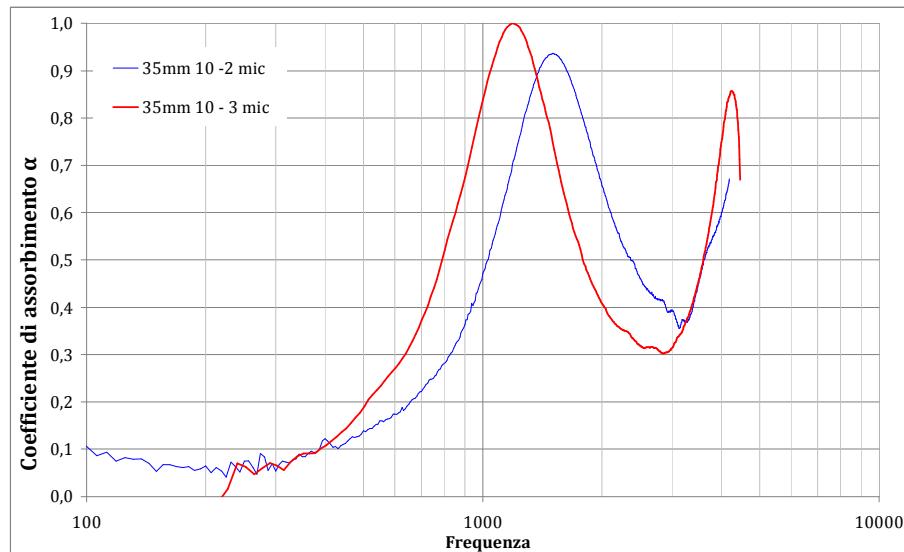


Figura 11-26 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm – campione 10; confronto tra tubo a 2 e a 3 microfoni.

### 11.3 Misura delle grandezze caratteristiche

Mediante l'utilizzo del tubo ad onde piane con tre microfoni, sono stati rilevati, assieme alle grandezze superficiali (Impedenza superficiale in parte reale e immaginaria) le grandezze acustiche intrinseche di impedenza caratteristica ( $z_c$ ) e numero d'onda complesso ( $k_c$ ).

Si ricorda che le misure effettuate con il tubo a tre microfoni sono state eseguite con una distanza di 3 cm tra i microfoni, senza estendere l'intervallo di misura alle basse frequenze. I valori di  $z_c$  e  $k_c$  sono quindi da valutare per frequenze comprese tra i 250 Hz e 43 00 Hz. Le grandezze caratteristiche rilevate, che dovrebbero essere le stesse per materiali uguali, mostrano una grande discrepanza tra le curve. Questo indica l'elevata eterogeneità della lana di legno e l'implicita difficoltà nel trovare un modello previsionale che consenta di descrivere completamente il comportamento acustico del materiale.

Nelle pagine seguenti sono riportati i risultati delle misure delle grandezze caratteristiche  $z_c$  e  $k_c$ , distinguendo con il colore rosso le parti immaginarie e in blu le parti reali.

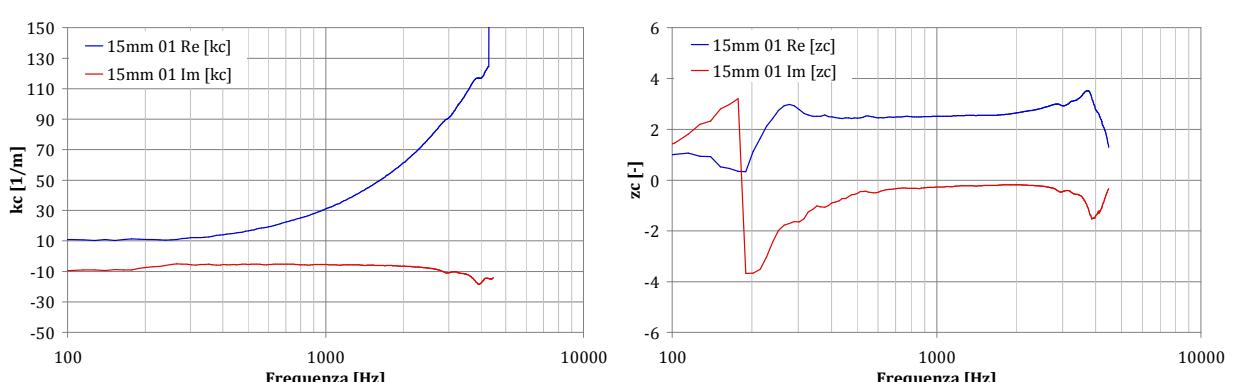


Figura 11-27 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 1; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra)

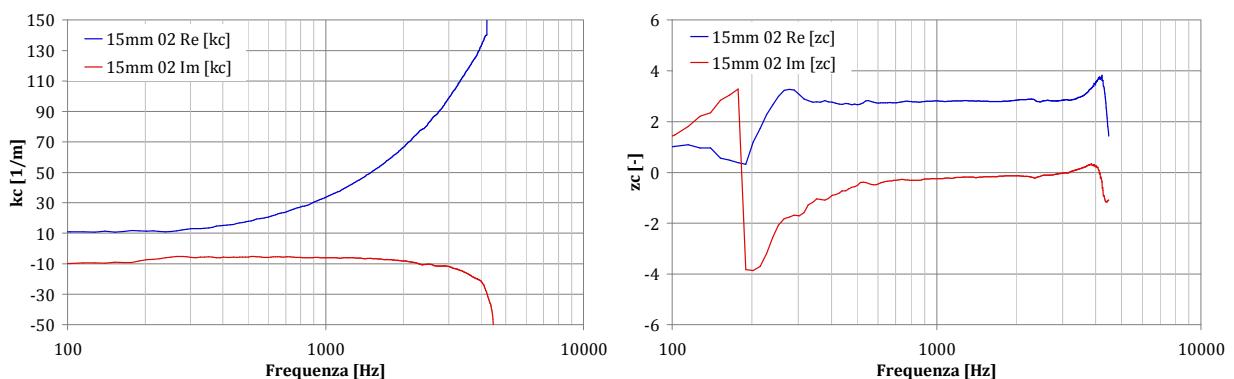


Figura 11-28 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 2; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra)

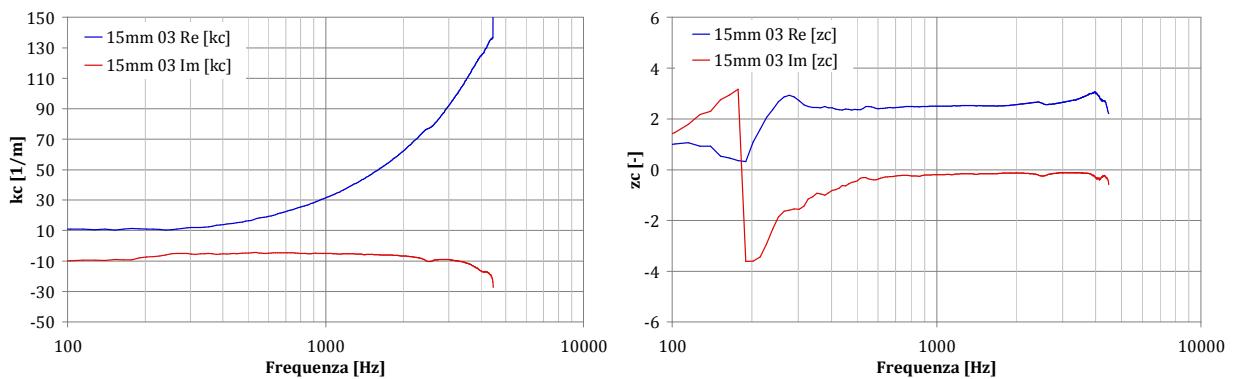


Figura 11-29 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 3; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra)

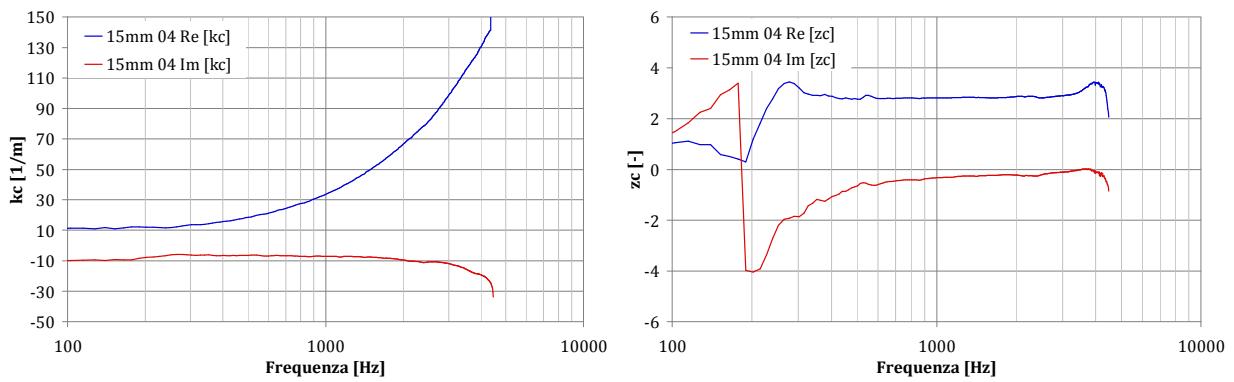


Figura 11-30 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 4; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra)

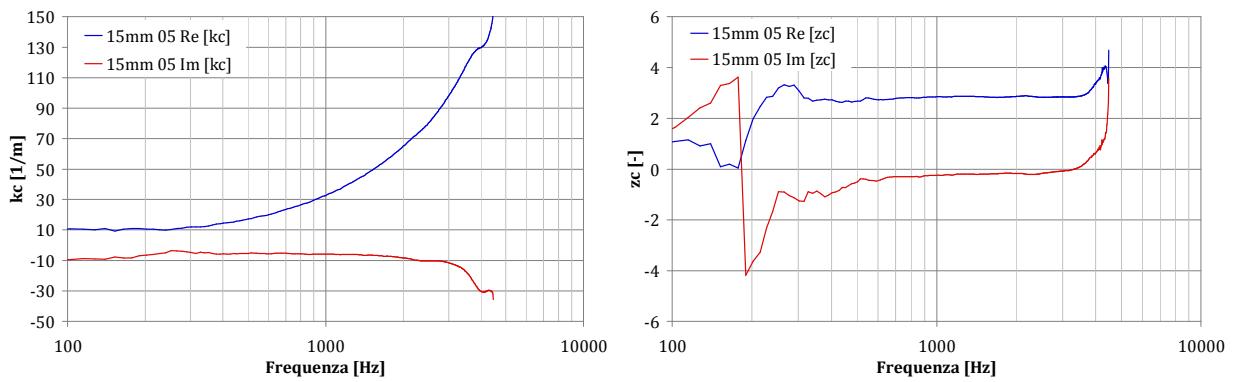


Figura 11-31 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 5; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

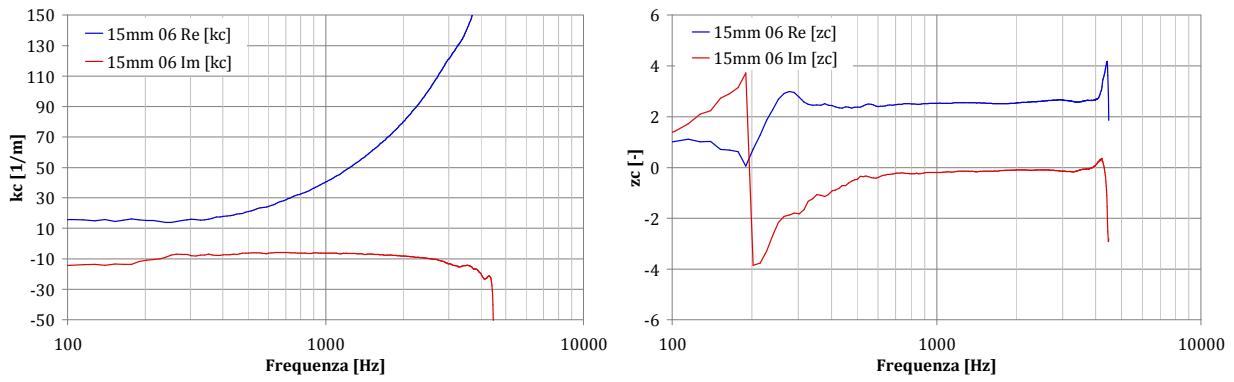


Figura 11-32 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 6; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

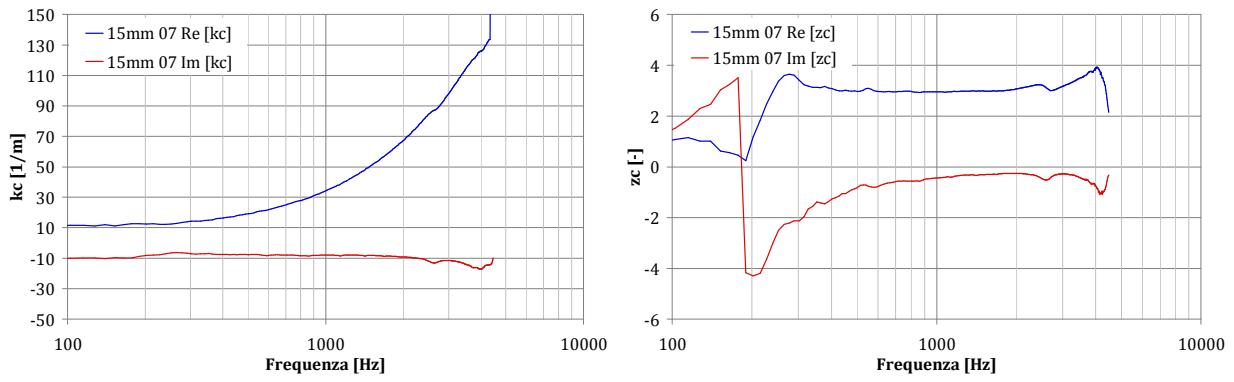


Figura 11-33 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 7; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

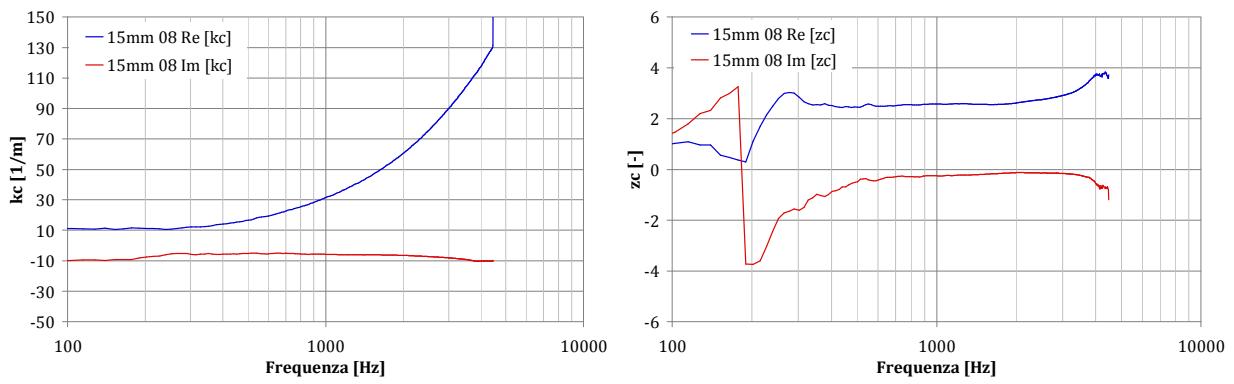


Figura 11-34 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 8; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

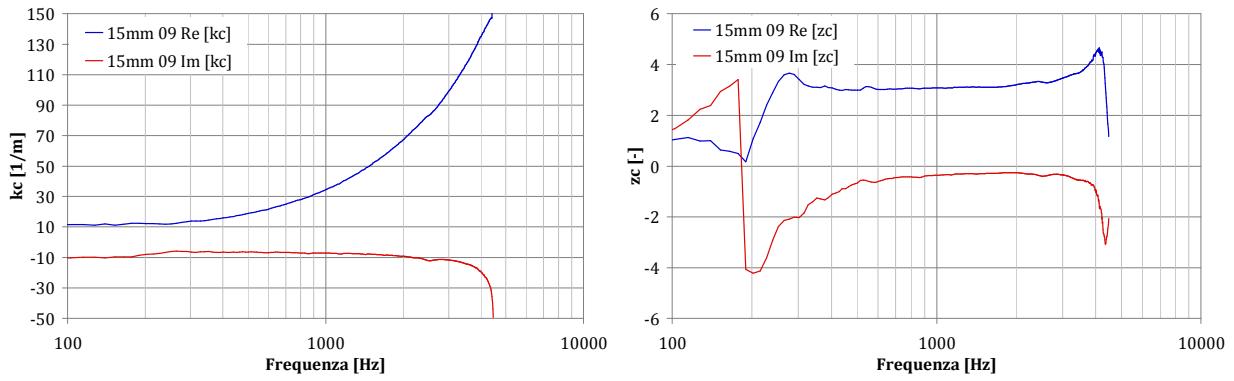


Figura 11-35 Lana di Legno Mineralizzata 15 mm - Campione 9; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

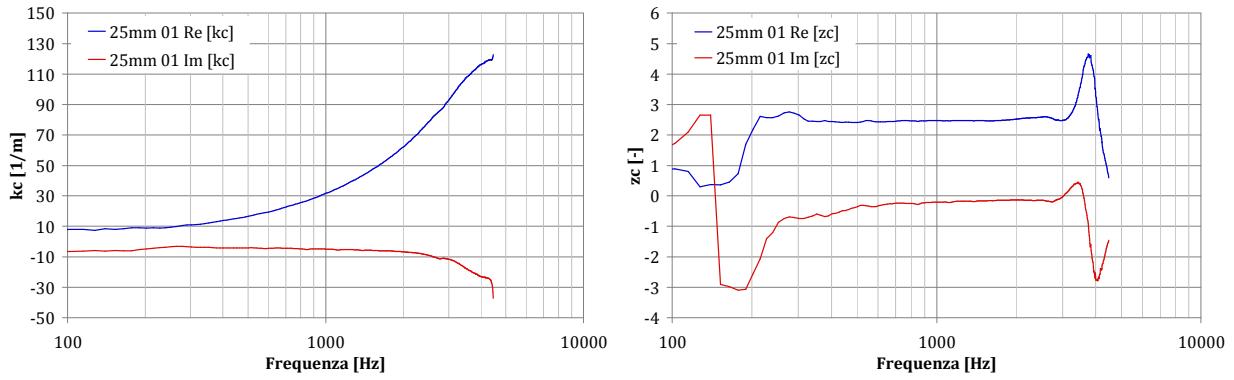


Figura 11-36 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm - Campione 1; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

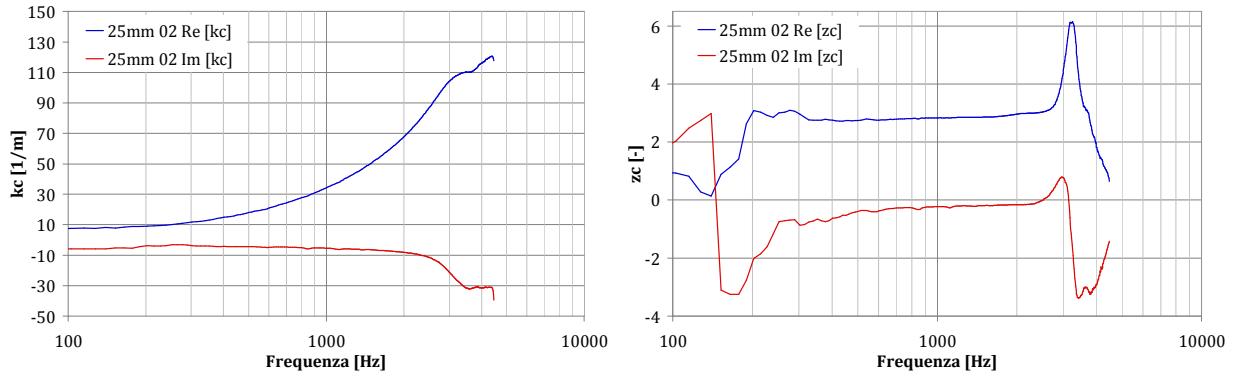


Figura 11-37 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm - Campione 2; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

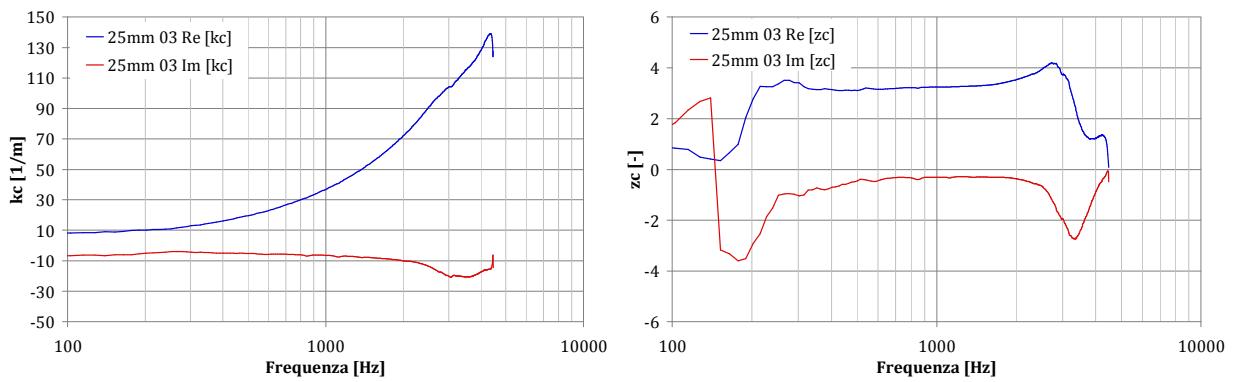


Figura 11-38 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm - Campione 3; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

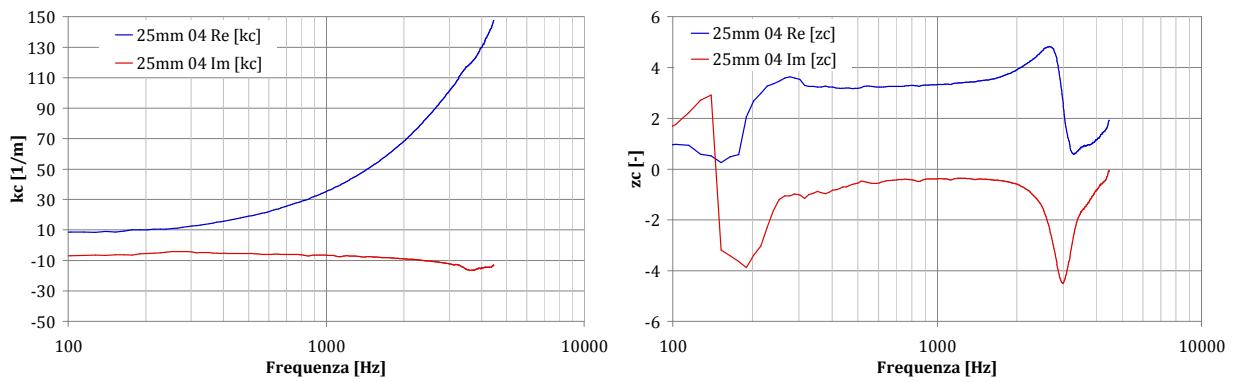


Figura 11-39 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm - Campione 4; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

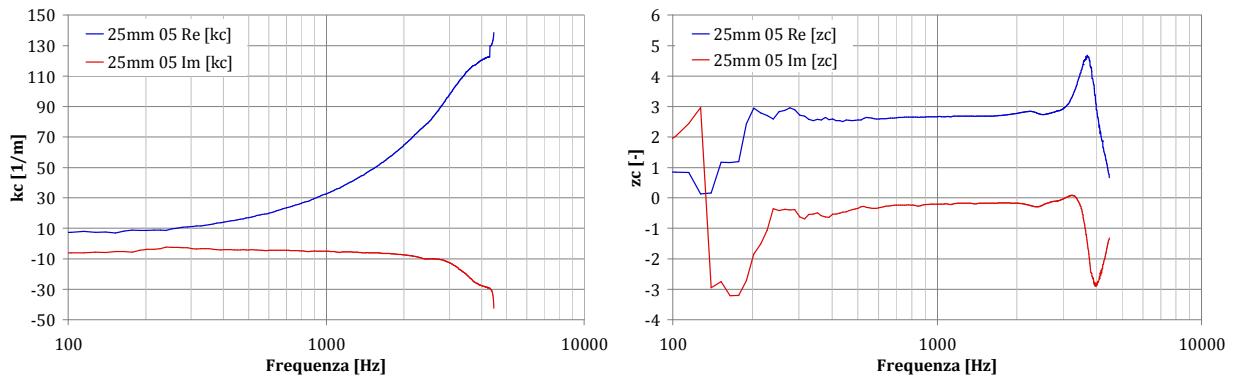


Figura 11-40 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm - Campione 5; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

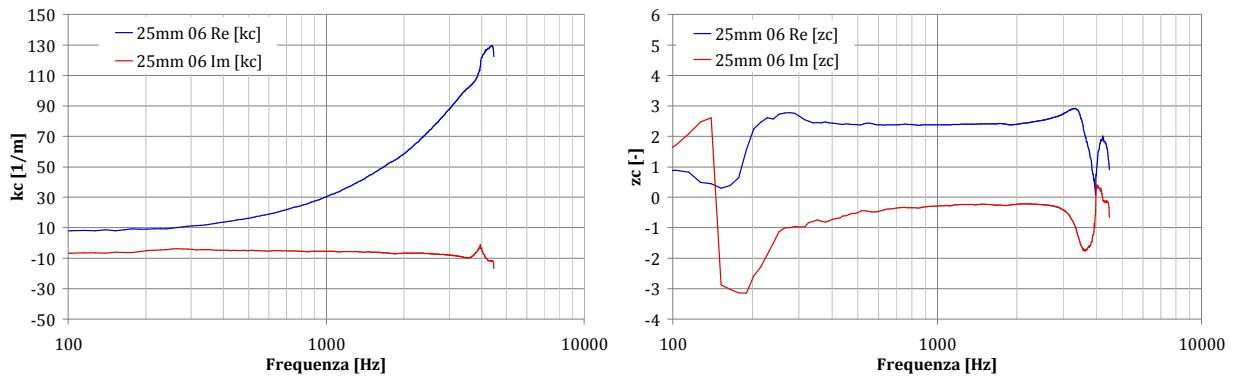


Figura 11-41 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm - Campione 6; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

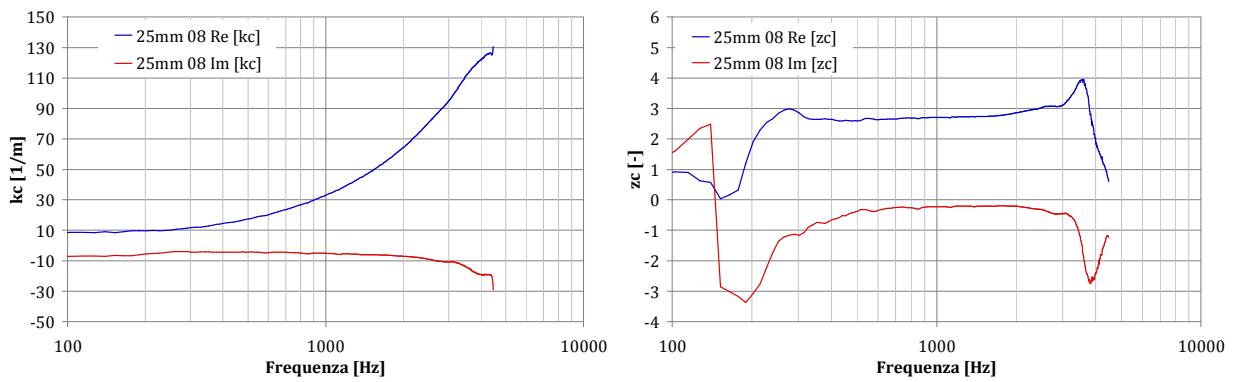


Figura 11-42 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm - Campione 8; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

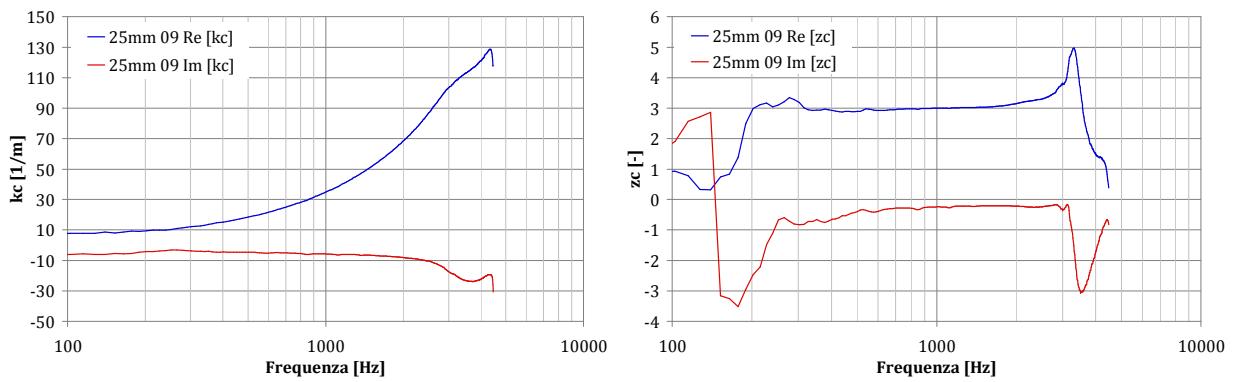


Figura 11-43 Lana di Legno Mineralizzata 25 mm - Campione 9; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

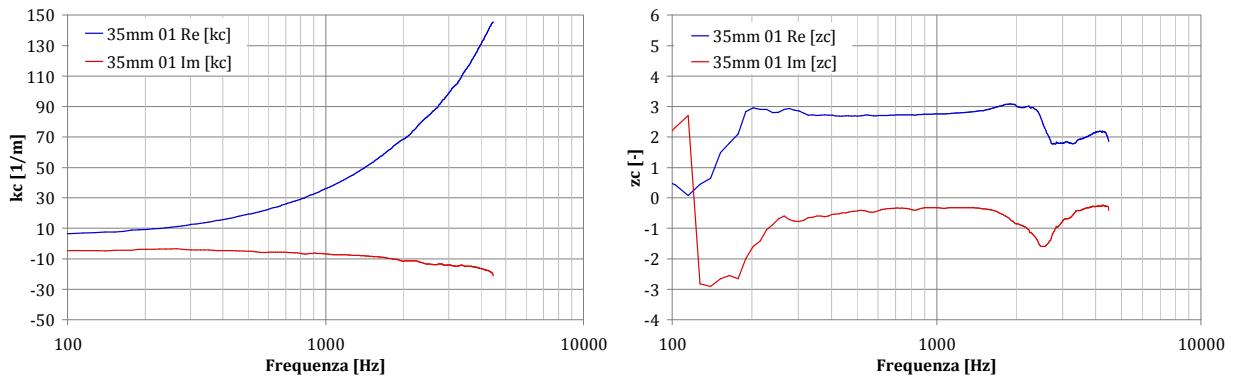


Figura 11-44 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm - Campione 1; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

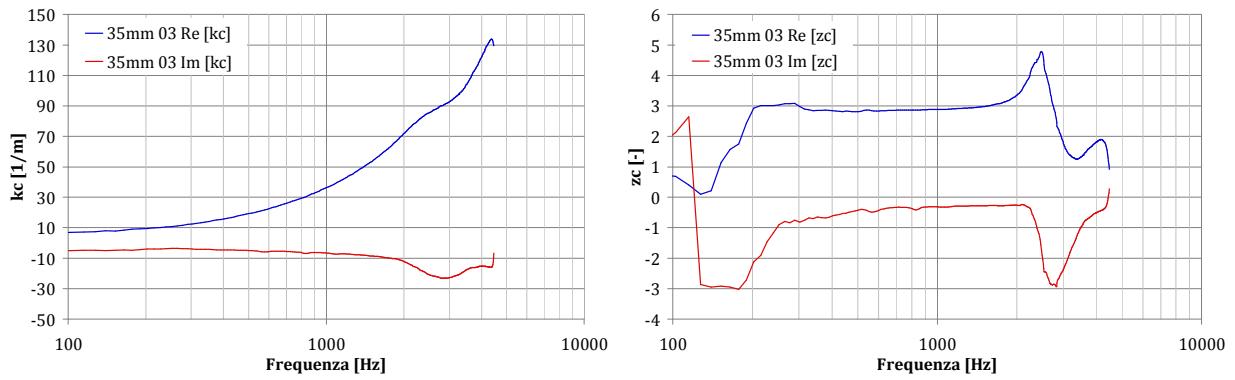


Figura 11-45 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm - Campione 3; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

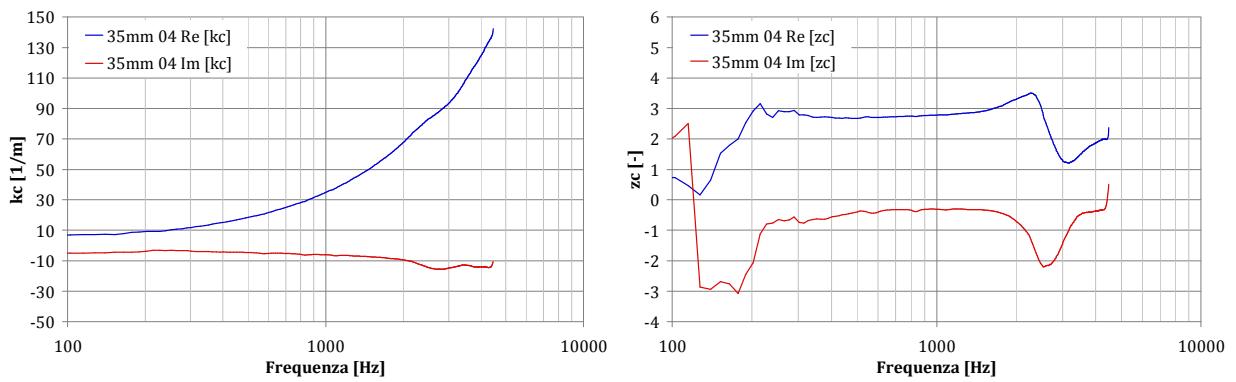


Figura 11-46 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm - Campione 4; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

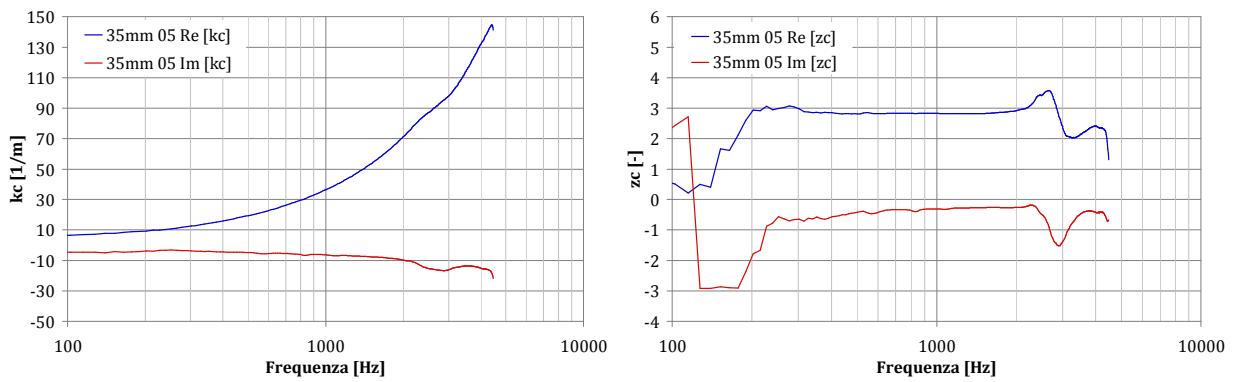


Figura 11-47 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm - Campione 5; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

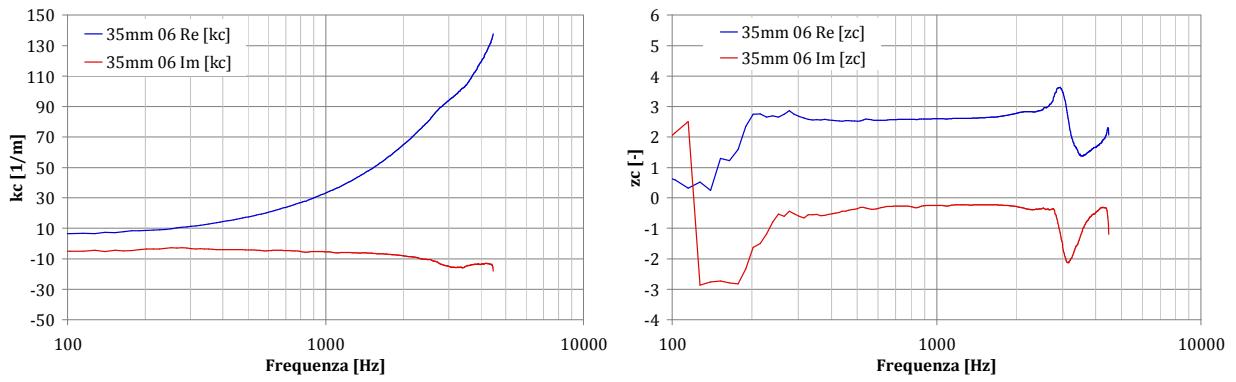


Figura 11-48 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm - Campione 6; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

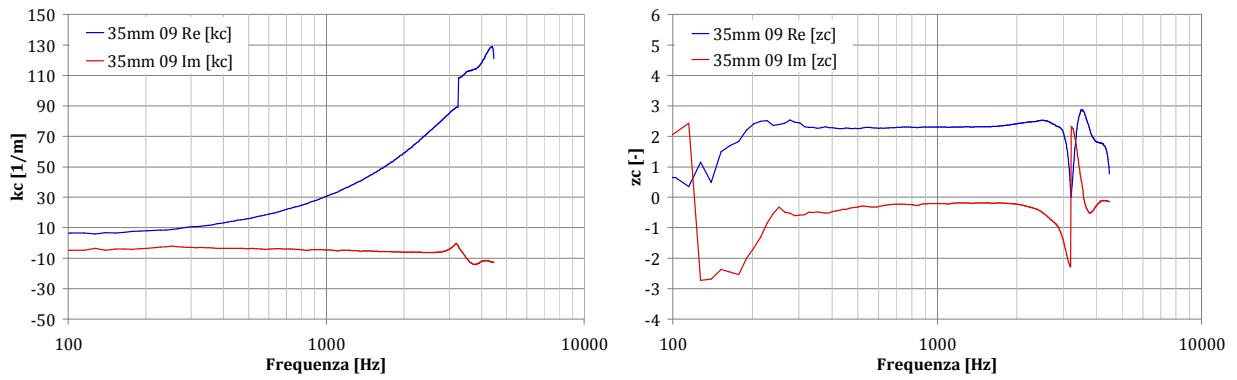


Figura 11-49 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm - Campione 9; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

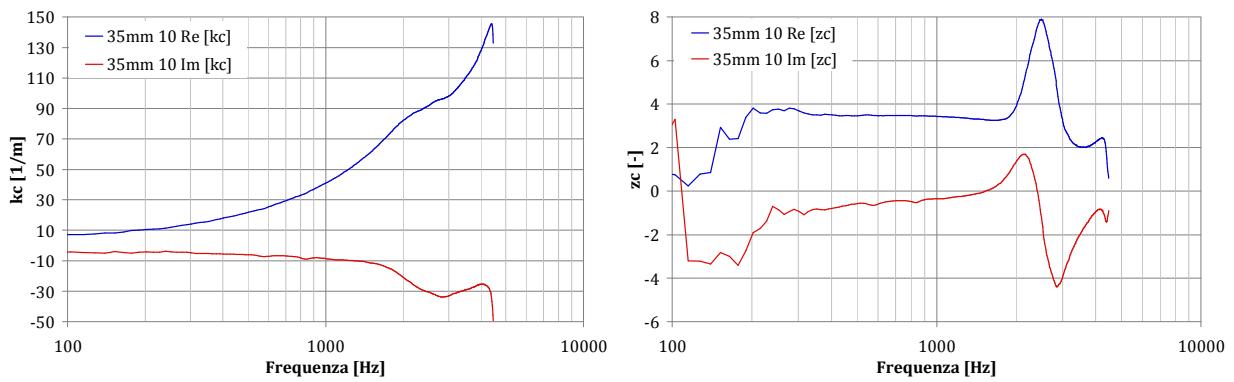


Figura 11-50 Lana di Legno Mineralizzata 35 mm - Campione 10; valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra).

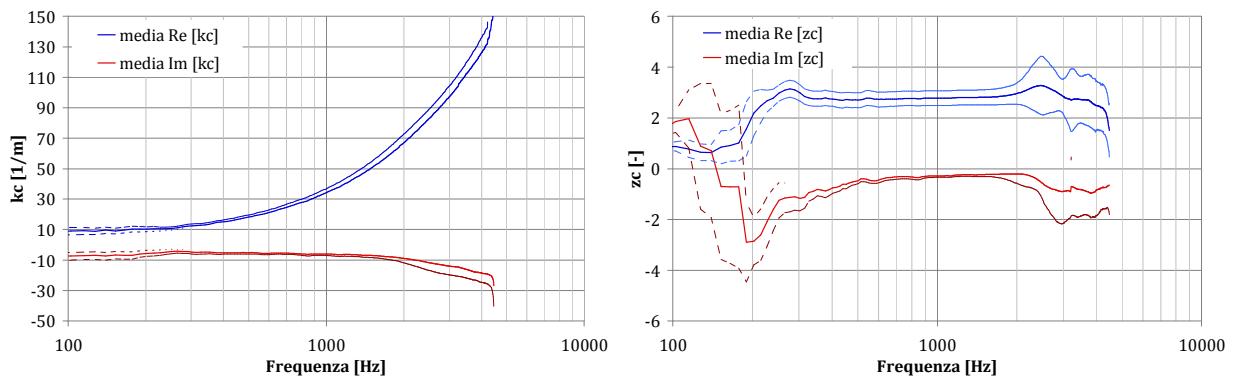


Figura 11-51 Media dei valori di  $k_c$  (sinistra) e  $z_c$  (destra) di tutti i campioni di lana di legno mineralizzata. Le linee tratteggiate indicano la deviazione standard rispetto alle medie.



## 12 Caratterizzazione fisica della lana di legno mineralizzata

Parallelamente alle misure di assorbimento acustico per incidenza normale e delle grandezze caratteristiche, sono state effettuate delle sperimentazioni sui parametri fisici necessari per la modellazione fenomenologica di Johnson Champoux Allard.

Sugli stessi campioni su cui sono state misurate le grandezze superficiali e intrinseche, sono state anche rilevate densità, resistività al flusso, porosità e tortuosità.

Da pannelli di lana di legno mineralizzata nominalmente uguali, con tre spessori differenti (15 mm, 25 mm, 35 mm) sono stati carotati trenta provini con un diametro 100 mm per la misura della resistività al flusso. Presso il laboratorio FISTEC dell'Università IUAV di Venezia sono state effettuate misure di densità con bilancia di precisione, e di resistività al flusso con il metodo del flusso alternato. I risultati sono riportati in Figura 12-3 e Figura 12-5 e nella tabella riassuntiva.

Si nota che i valori di densità e resistività sono molto variabili, nonostante siano provini ottenuti dalla medesima fornitura di lana di legno mineralizzata e siano nominalmente identici.

Presso i laboratori di acustica del Dipartimento di Ingegneria dell'Università di Ferrara, ENDIF, è stata svolta una campagna sperimentale relativa all'indagine di altri parametri fisici quali porosità (Figura 12-6) e tortuosità (Figura 12-8).

I campioni utilizzati per le misure sono stati ricavati da quelli adoperati per la misura della resistività al flusso, fustellando all'interno dei cilindri di diametro 100 mm degli altri di diametro inferiore (45 mm). Durante tale operazione, alcuni campioni sono stati resi inutilizzabili, pertanto il numero totale di provini è risultato di 24.



Figura 12-1: Preparazione dei provini di lana di legno mineralizzata;

La variabilità dei risultati riscontrata per la densità e la resistività al flusso, è stata trovata anche nella misura degli altri parametri come si può vedere in Figura 12-7 e Figura 12-9.

In Tabella 12-1 sono riportati tutti i risultati della campagna sperimentale svolta a Venezia e a Ferrara. I valori ottenuti sono stati confrontati graficamente tra loro per poter appurare l'esistenza di qualche correlazione tra le grandezze fisiche. Sono stati confrontati tra loro quindi:

- valori della resistività al flusso in funzione della densità (Figura 12-10),
- valori della porosità in funzione della densità (Figura 12-11),
- valori della porosità in funzione della resistività al flusso (Figura 12-12),
- valori della tortuosità in funzione della resistività al flusso (Figura 12-13),
- valori della tortuosità in funzione della porosità (Figura 12-14),
- valori della tortuosità in funzione della densità (Figura 12-15).

In nessuno di questi casi è apparsa una certa correlazione tra le caratteristiche rilevate della lana di legno mineralizzata, e i risultati appaiono sempre molto dispersi.

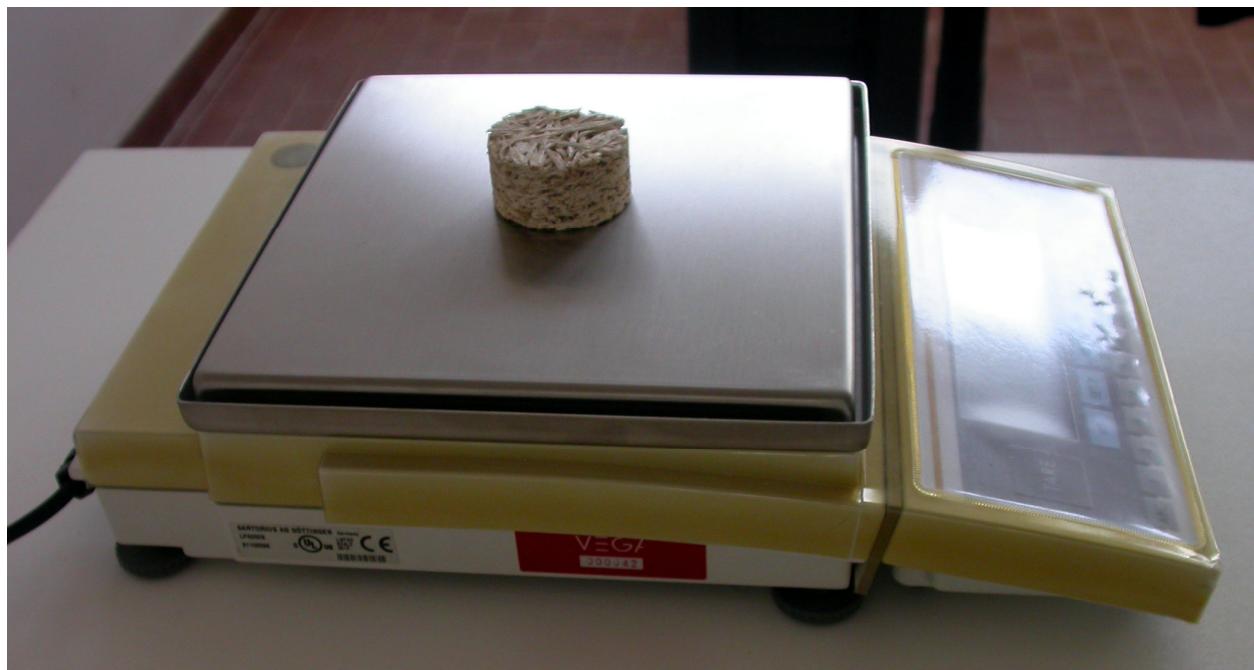


Figura 12-2: Misura della densità della lana di legno mineralizzata

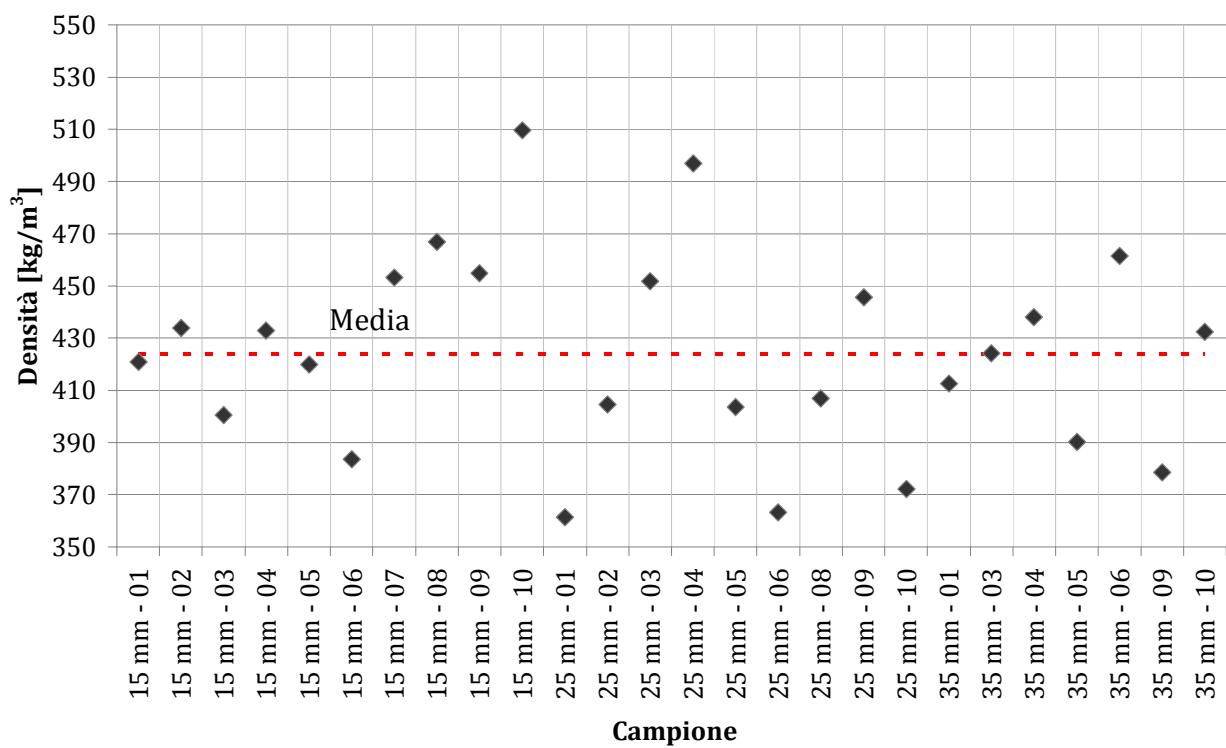


Figura 12-3 Densità dei campioni di lana di legno mineralizzata [kg/m<sup>3</sup>]

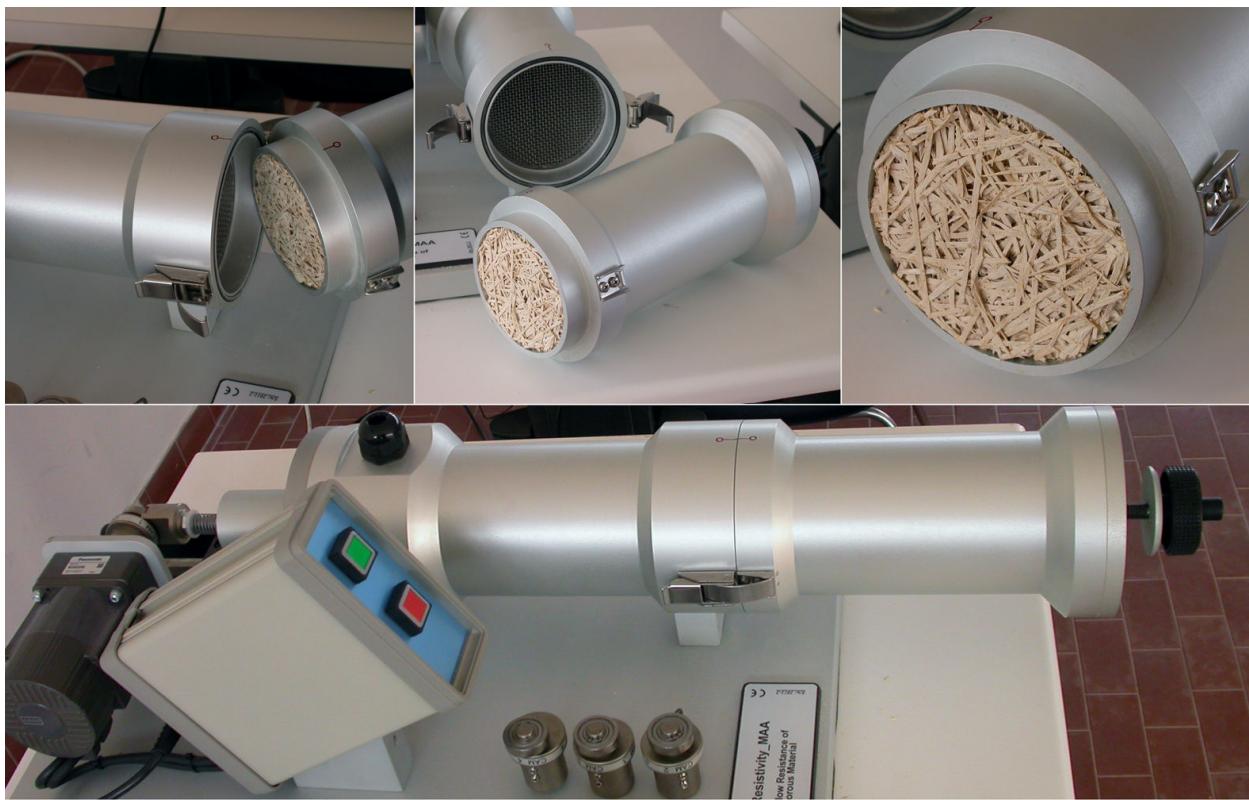


Figura 12-4: Misura della resistività al flusso di campioni di lana di legno mineralizzata

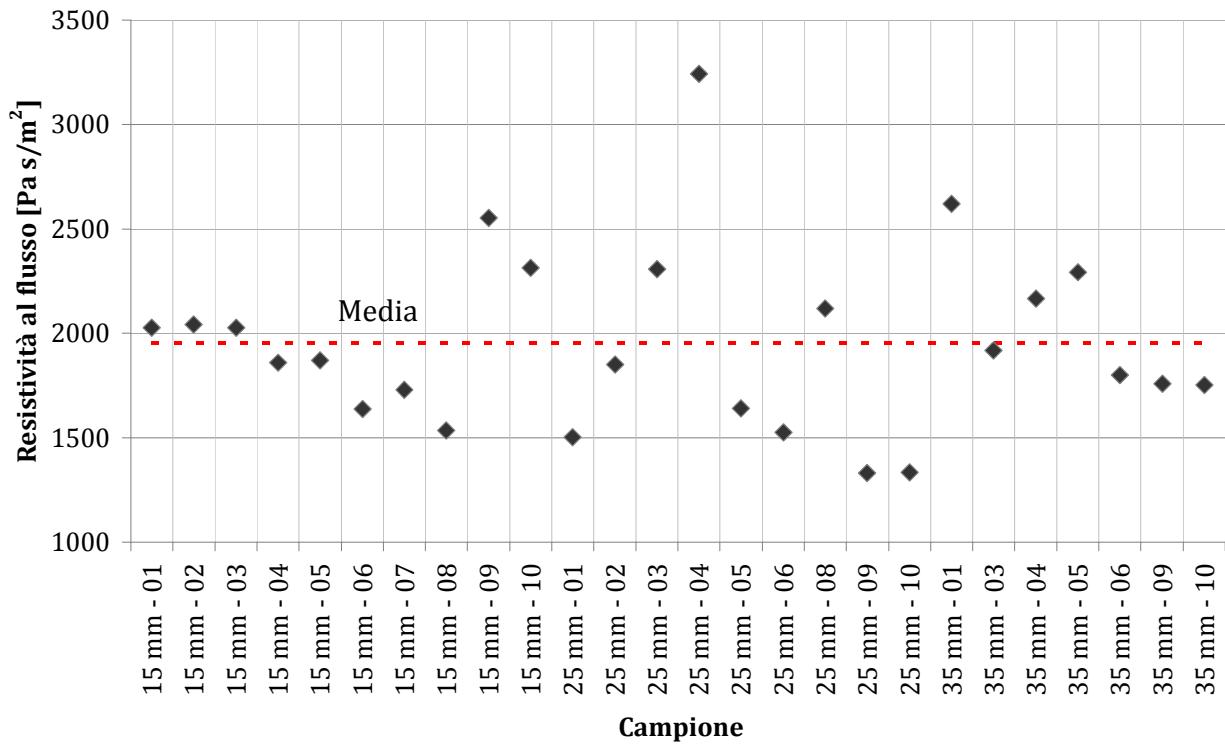


Figura 12-5 Resistività al flusso dei campioni di lana di legno mineralizzata [Pa•s/m<sup>2</sup>]

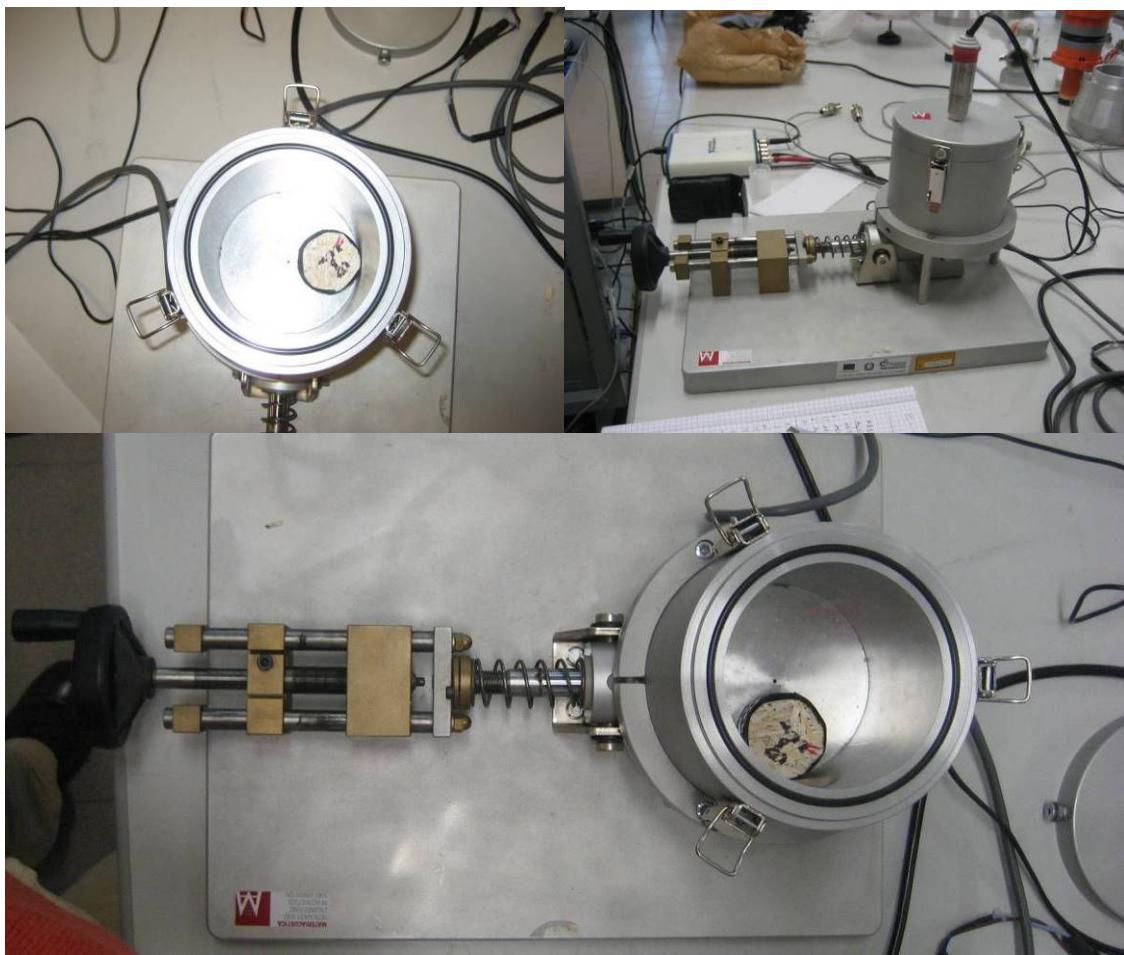


Figura 12-6 Misura della porosità dei campioni di lana di legno mineralizzata

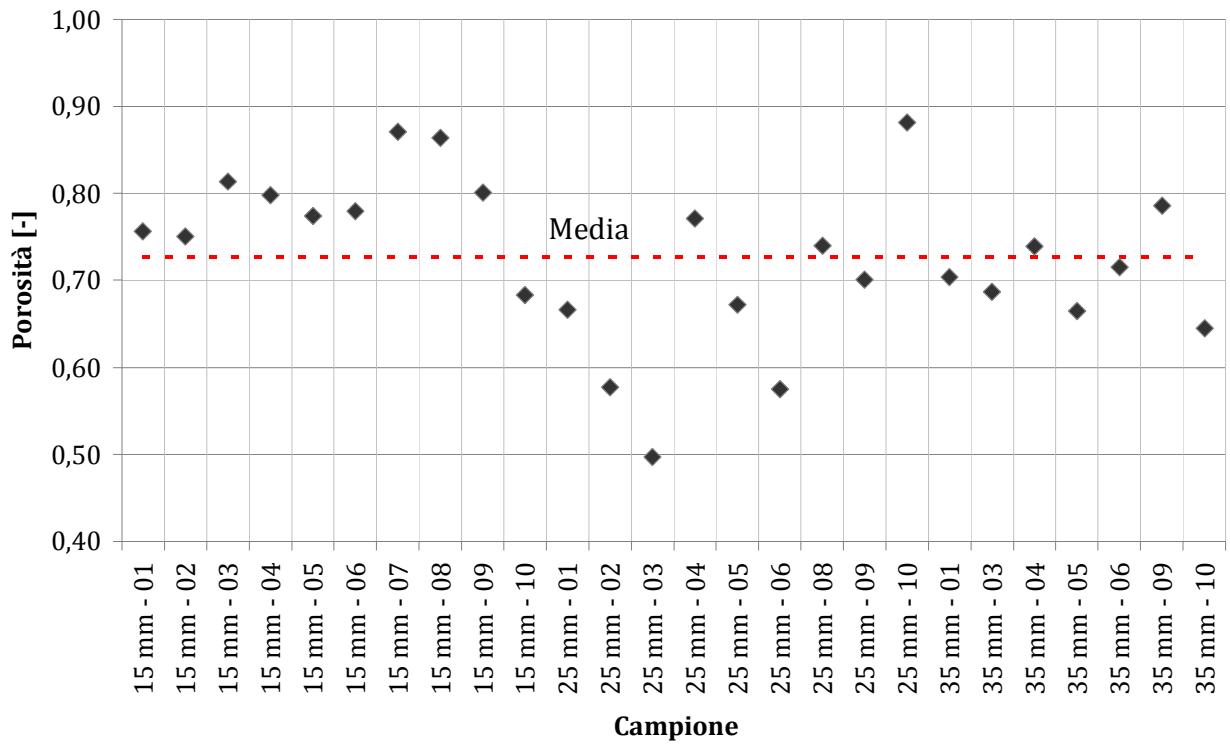


Figura 12-7 Porosità dei campioni di lana di legno mineralizzata

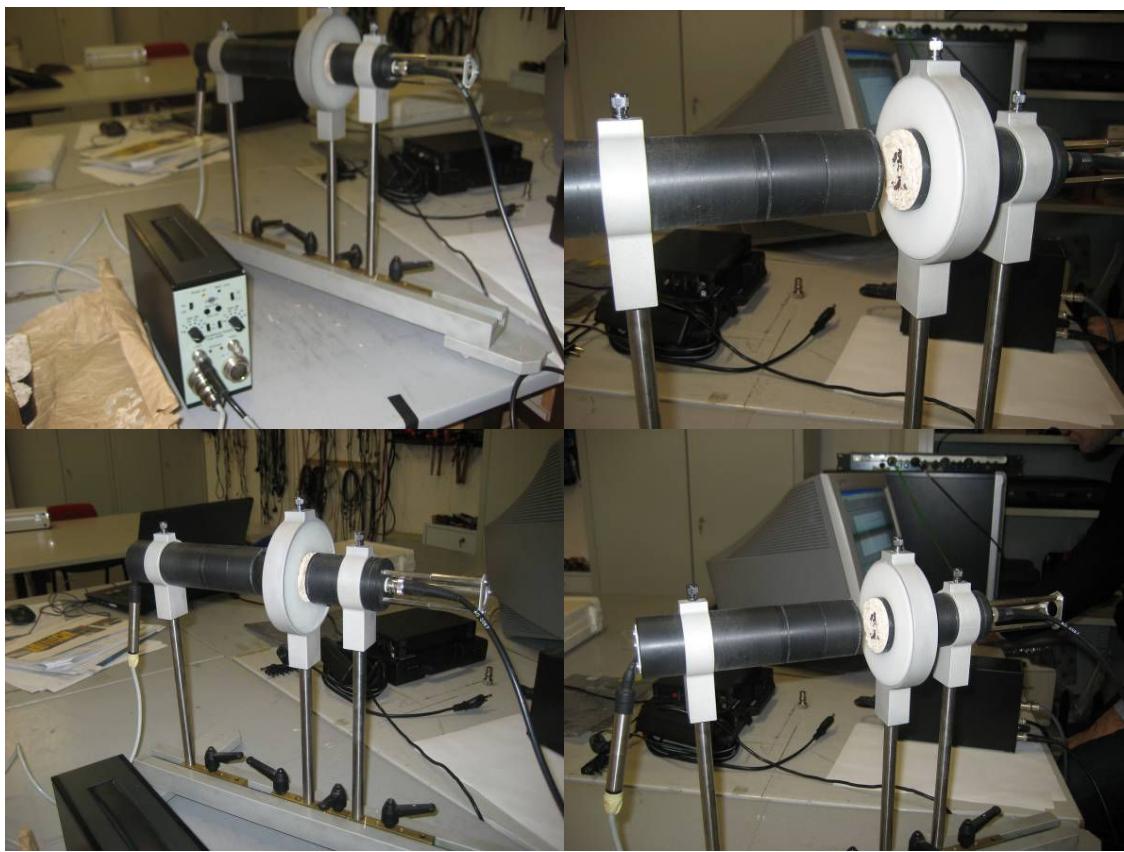


Figura 12-8 Misura della tortuosità dei campioni di lana di legno mineralizzata

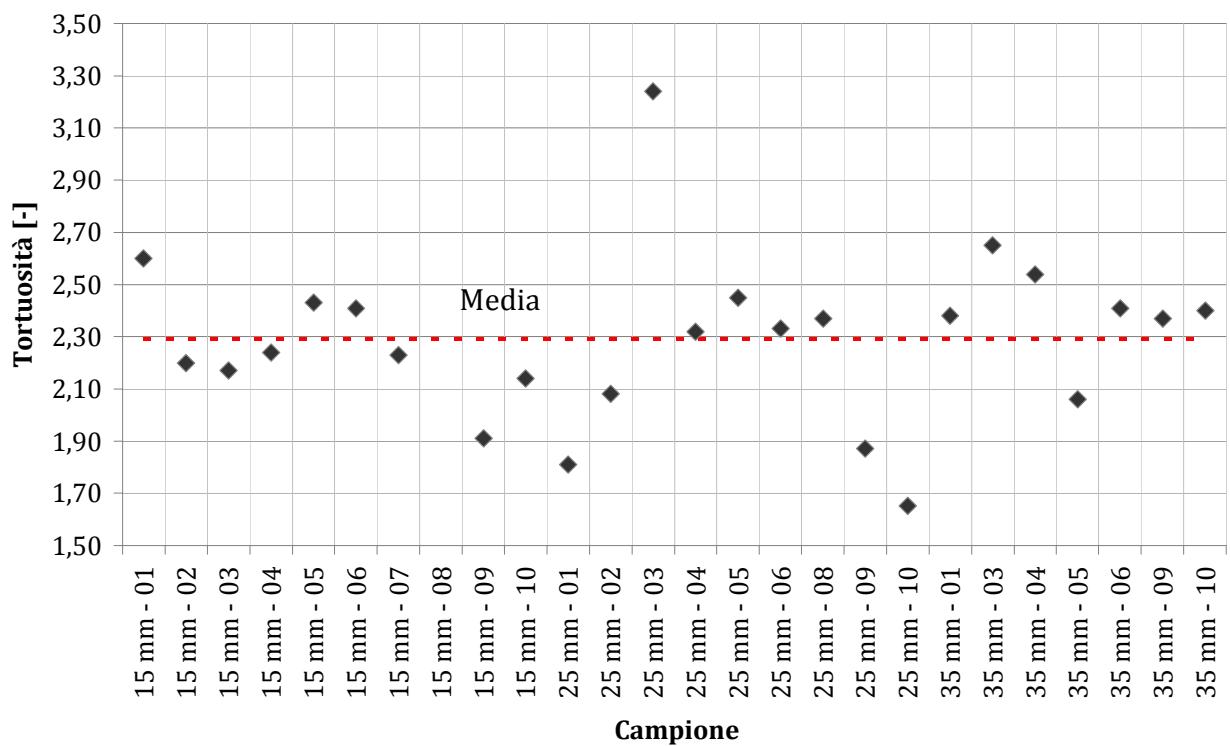


Figura 12-9 Tortuosità dei campioni di lana di legno mineralizzata



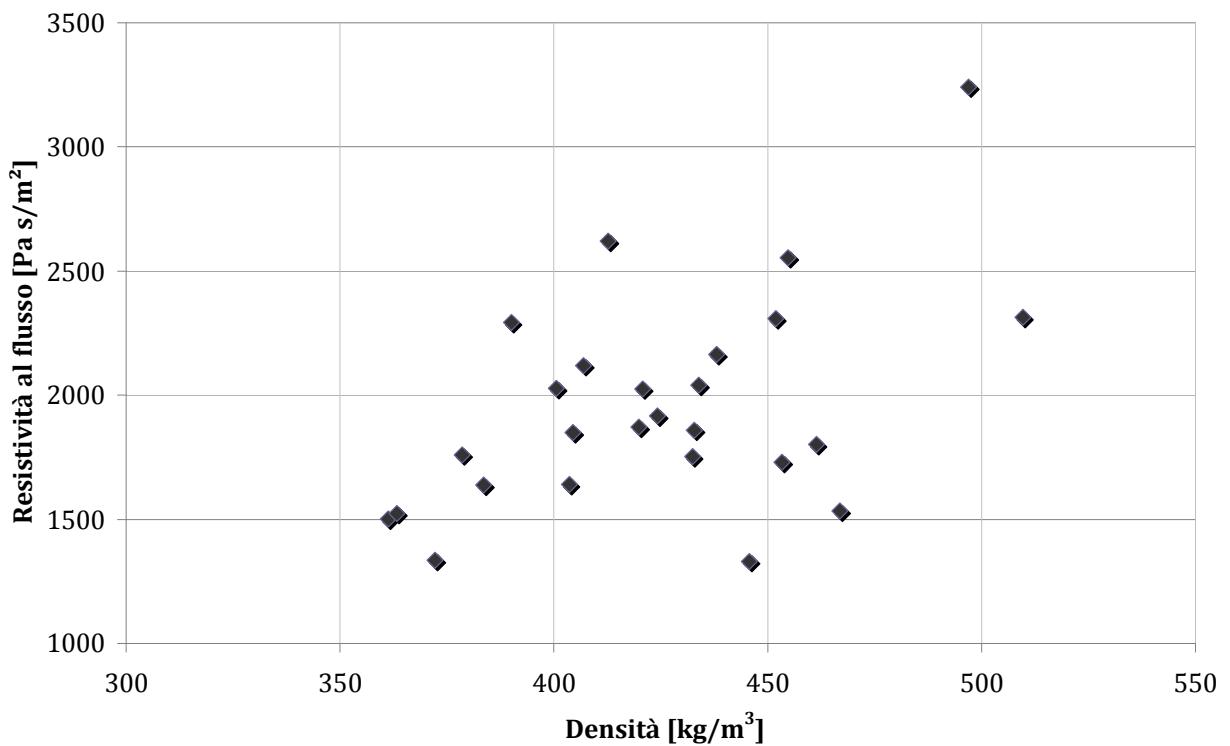


Figura 12-10 Valori della resistività al flusso in funzione della densità

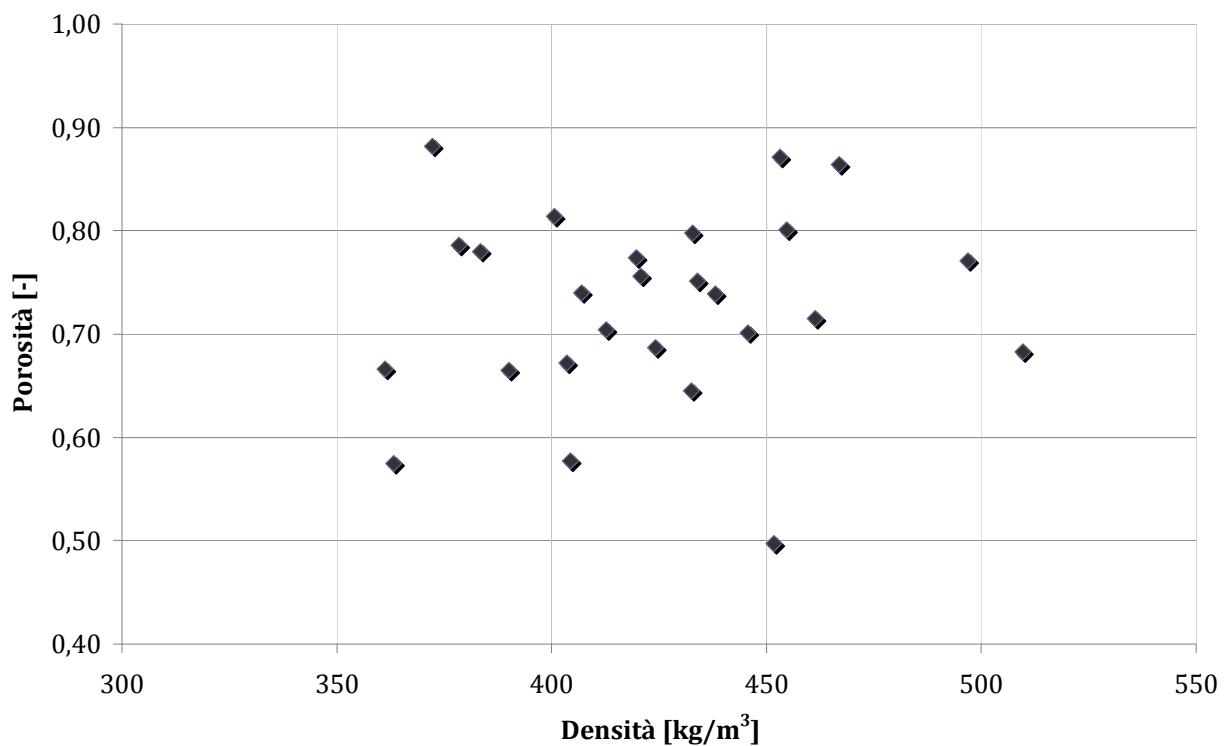


Figura 12-11 Valori della porosità in funzione della densità

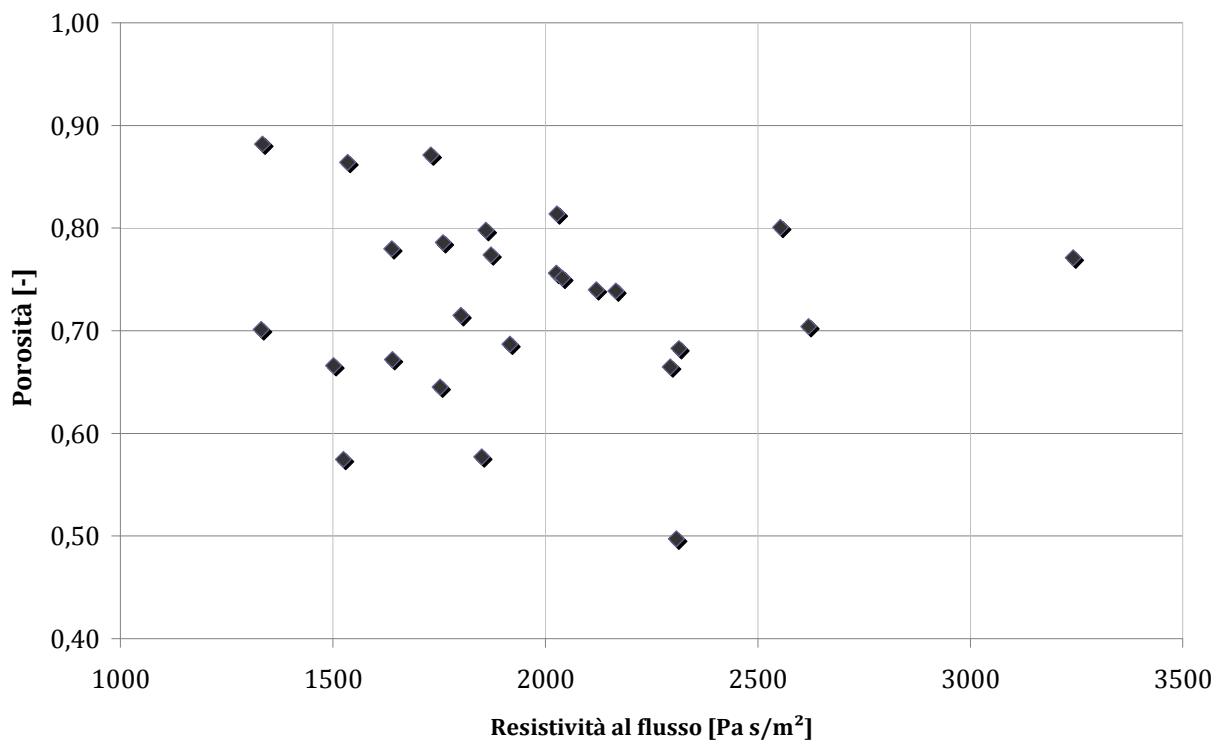


Figura 12-12 Valori della porosità in funzione della resistività al flusso

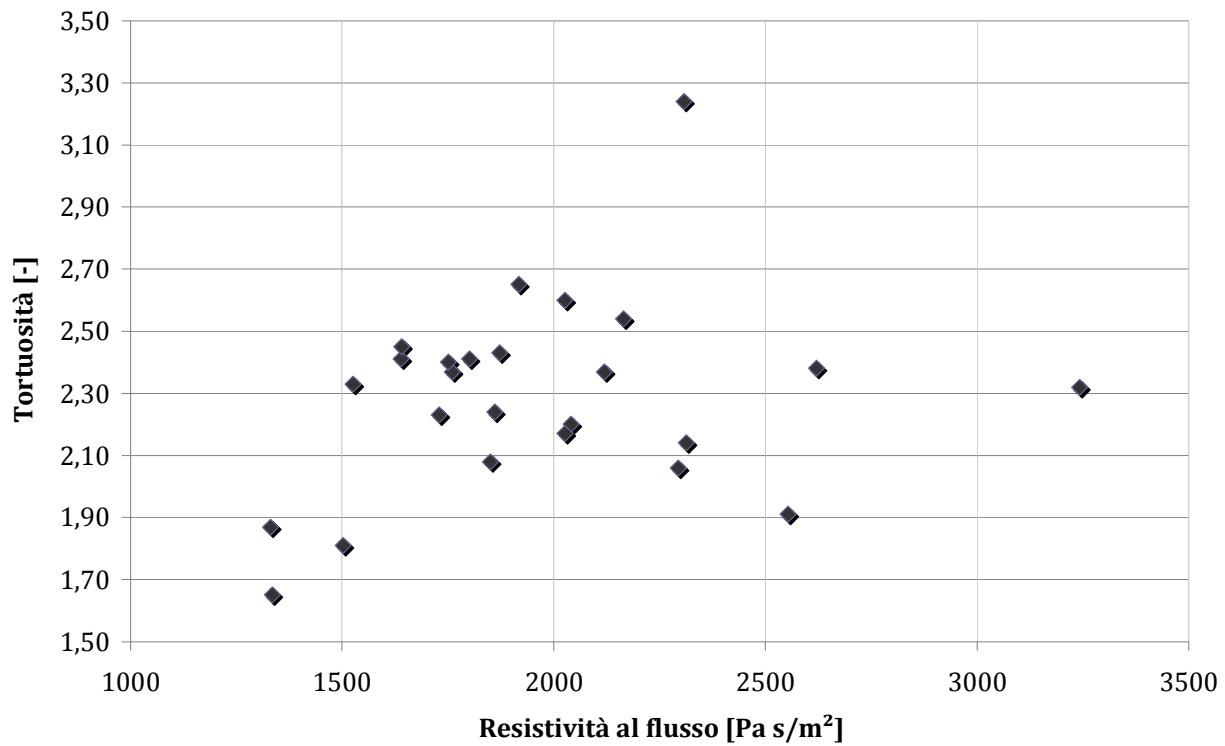


Figura 12-13 Valori della tortuosità in funzione della resistività al flusso

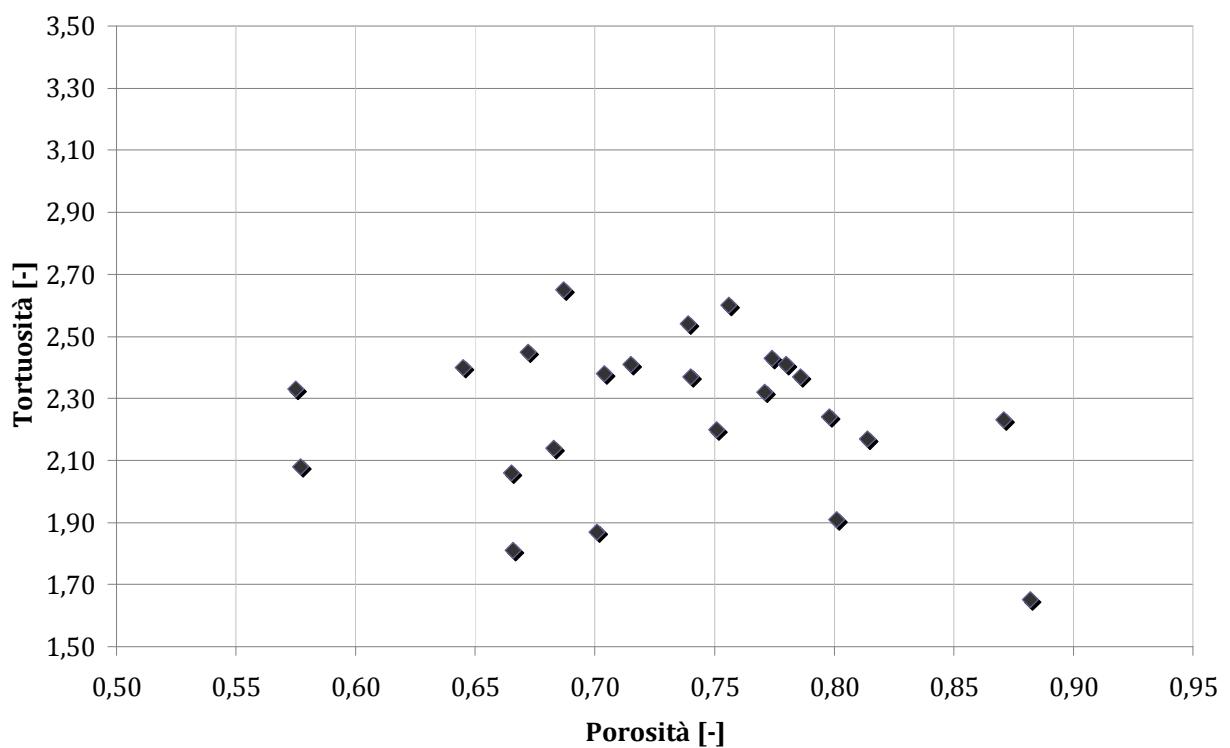


Figura 12-14 Valori della tortuosità in funzione della porosità

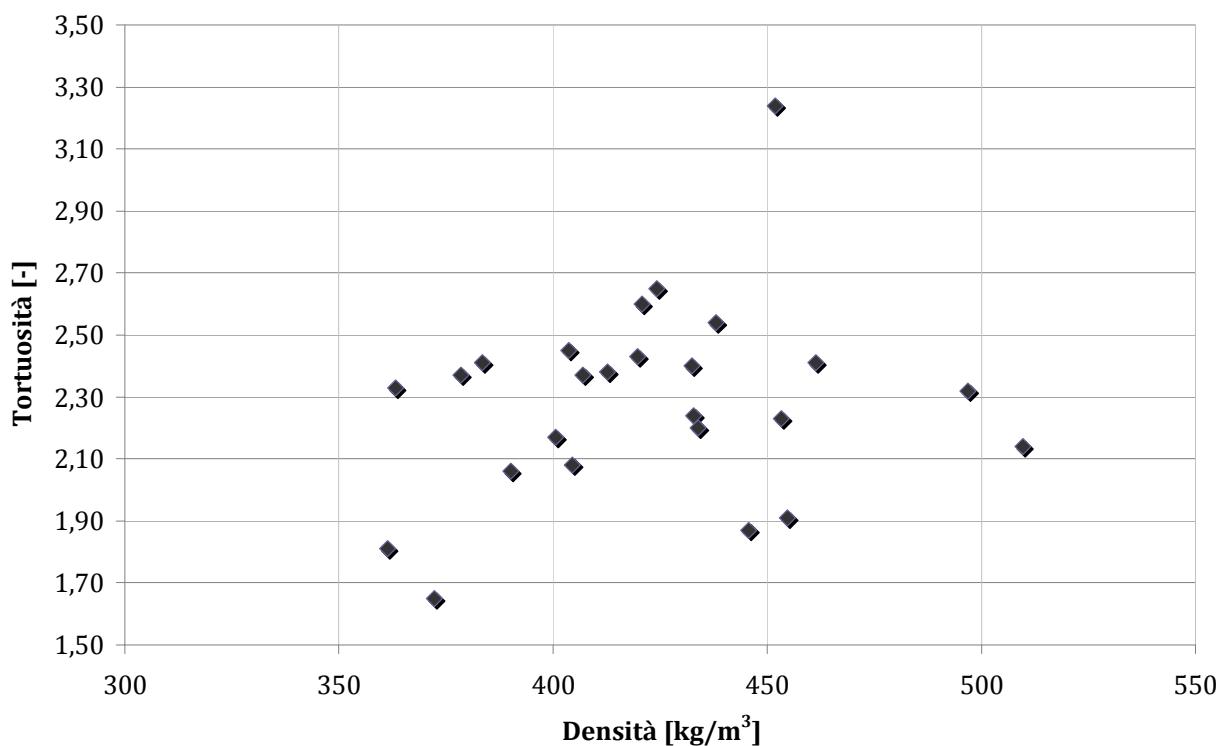


Figura 12-15 Valori della tortuosità in funzione della densità



## 13 Modello previsionale dell'assorbimento della lana di legno mineralizzata con cemento Portland

La campagna sperimentale descritta nelle pagine precedenti ha consentito lo studio di un modello che descrivesse in modo accurato l'andamento tipico delle curve del coefficiente di assorbimento della lana di legno mineralizzata.

I modelli studiati sono quello empirico monoparametrico di Delany-Bazley, empirico a più parametri di Miki, e il modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard.

In Figura 13-1 sono confrontate tre curve teoriche relative ai suddetti modelli, confrontate con la curva sperimentale, utilizzando le caratteristiche fisiche del provino.

Da queste prove è emerso che i modelli empirici che utilizzano come parametro fondamentale per descrivere l'assorbimento di un materiale poroso la resistività al flusso, non riescono a descrivere in modo accurato l'andamento della curva del coefficiente di assorbimento della lana di legno mineralizzata, infatti, un primo aspetto emerso dalla dall'analisi effettuata è che la resistività al flusso non è un parametro che influenza sensibilmente la curva di assorbimento, come lo è per esempio per altri materiali fibrosi quali poliestere, lana di vetro, ecc.

Il modello di Delany-Bazley, che utilizza solamente questa grandezza fisica, non riesce a descrivere la curva di assorbimento del provino misurato. Il modello di Miki, invece utilizza oltre alla resistività al flusso, anche la porosità e la tortuosità, e riesce riprodurre l'andamento della curva ma non riesce ad individuare in modo accurato il picco di assorbimento.

Il modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard, invece si è dimostrato il più adatto alla modellazione di questa tipologia di materiale; il modello descrive le grandezze intrinseche, da cui si calcolano quelle superficiali, mediante l'utilizzo di cinque parametri fisici quali: resistività al flusso d'aria, porosità, tortuosità, grandezza caratteristica viscosa e grandezza caratteristica termica.

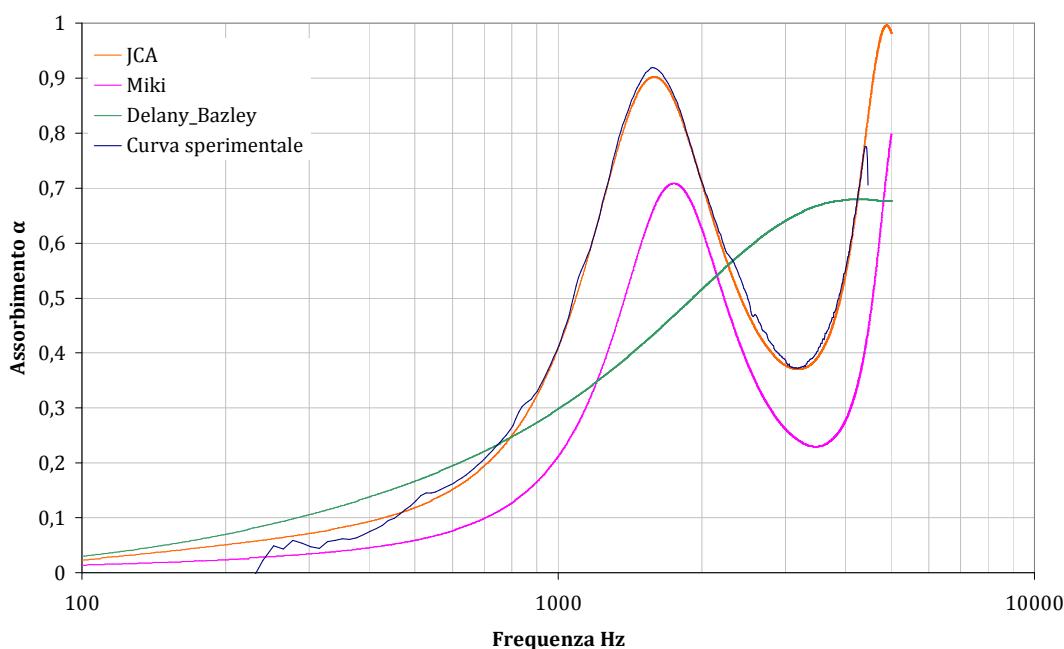


Figura 13-1 Confronto tra una curva sperimentale e le curve teoriche ottenute mediante i modelli di Delany Bazley, Miki e Johnson Champoux Allard con resistività al flusso di  $1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ , porosità di 0,65, tortuosità di 2,33, grandezza caratteristica viscosa  $220 \mu\text{m}$  grandezza caratteristica termica  $370 \mu\text{m}$ , di un provino di lana di legno mineralizzata di spessore 31,8 mm.

### 13.1 Sviluppo di parametri medi mediante procedura di inversione.

Per ottenere cinque parametri del modello di Johnson Champoux Allard che fossero rappresentativi per la lana di legno mineralizzata, è stato scritto un programma in Matlab che minimizzasse le curve teoriche su quelle sperimentali, modificando cinque coefficienti che rappresentano i cinque parametri fisici del modello teorico. (resistività al flusso, porosità, tortuosità, grandezze caratteristiche viscose e termiche).

Il programma si avvale dell'Optimization Toolbox che consente in modo agevole la minimizzazione di una funzione di costo, modificando i parametri che la determinano.

In questo caso la funzione di costo da minimizzare è data dalla differenza in modulo delle curve di coefficiente di assorbimento rilevate mediante misure sperimentali e quelle teoriche date dal modello di Johnson Champoux Allard. I risultati così ottenuti sono sommati tra loro ricavando una serie di valori che variano in frequenza. Il valore che viene minimizzato tramite il toolbox è calcolato dalla somma in frequenza del risultato della precedente sommatoria.

La seguente equazione sintetizza la procedura per lo sviluppo della funzione di costo:

$$F_{\text{costo}} = \sum_{f=f_{\text{inf}}}^{f_{\text{sup}}} \sum_{n=1}^m |s_{f,n} - t_{f,n}| \quad (13.1)$$

dove:

$s_{f,n}$  è l' $n$ -simo valore della curva sperimentale alla frequenza  $f$ -sima compresa tra  $f_{\text{inf}}$  e  $f_{\text{sup}}$ ;

$t_{f,n}$  è l' $n$ -simo valore della curva teorica alla frequenza  $f$ -sima compresa tra  $f_{\text{inf}}$  e  $f_{\text{sup}}$ .

Le curve teoriche sono modellate in un primo momento imponendo quattro parametri medi ottenuti da misure sperimentali, che sono modificati tramite il software, all'interno di un intervallo delimitato da limiti inferiori e superiori di variabilità ottenuti anch'essi da misure sperimentali dei parametri fisici della lana di legno.

I parametri di partenza e i limiti imposti sono i seguenti:

porosità: 0,74 (limite inferiore: 0,45; limite superiore: 0,9);

tortuosità: 3 (limite inferiore: 1,5; limite superiore: 5);

grandezza caratteristica viscosa: 200  $\mu\text{m}$  (limite inferiore: 150; limite superiore: 250);

grandezza caratteristica termica: 350  $\mu\text{m}$  (limite inferiore: 200; limite superiore: 600).

La resistività al flusso, essendo un parametro poco influente per questa tipologia di materiale è stata esclusa dalla procedura di minimizzazione e impostata con un valore fisso di 1952Pa s/m<sup>2</sup>.

Nella Tabella 13-1 sono riportati tutti i parametri ottenuti dalla procedura di minimizzazione per ogni provino. La quartultima riga della tabella mostra i valori medi utilizzati per la stima del coefficiente di assorbimento della lana di legno mineralizzata.

Dal confronto con la Tabella 12-1 si nota una buona corrispondenza tra i valori di porosità e tortuosità misurati, rispetto a quelli minimizzati il che dimostra l'efficacia del metodo di inversione adottato.

Da Figura 13-6 a Figura 13-29, sono mostrati i grafici prodotti dal software scritto in Matlab con indicate in blu le curve sperimentali e in tratteggio rosso le curve teoriche minimizzate su di esse. Nelle didascalie sono descritti i parametri ottenuti con la minimizzazione.

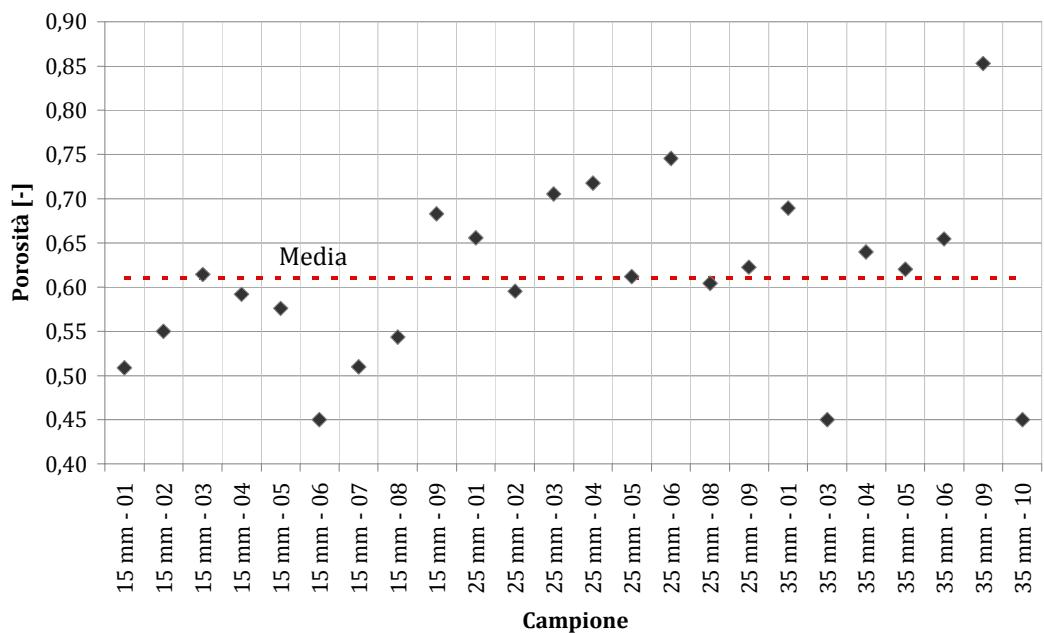


Figura 13-2 Porosità media ottenuta mediante minimizzazione

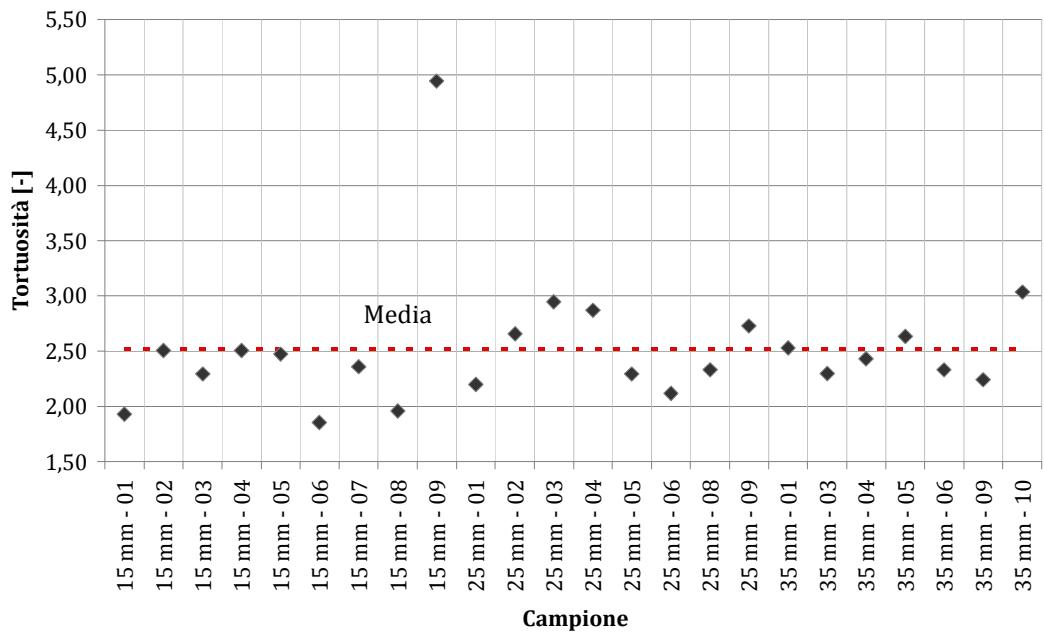


Figura 13-3 Tortuosità media ottenuta mediante minimizzazione

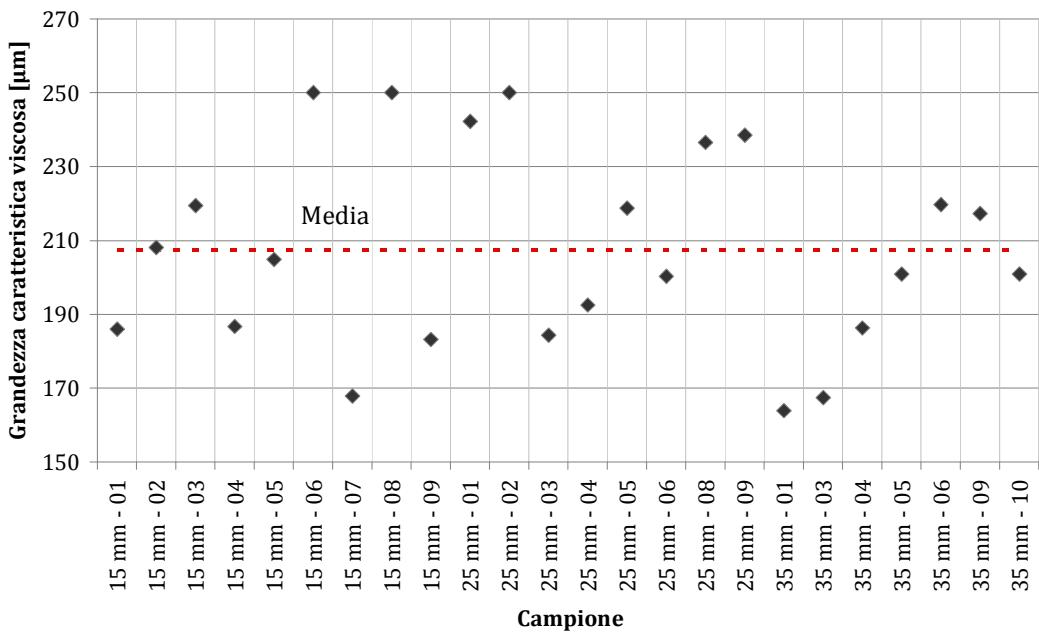


Figura 13-4 Grandezza caratteristica viscosa media ottenuta mediante minimizzazione

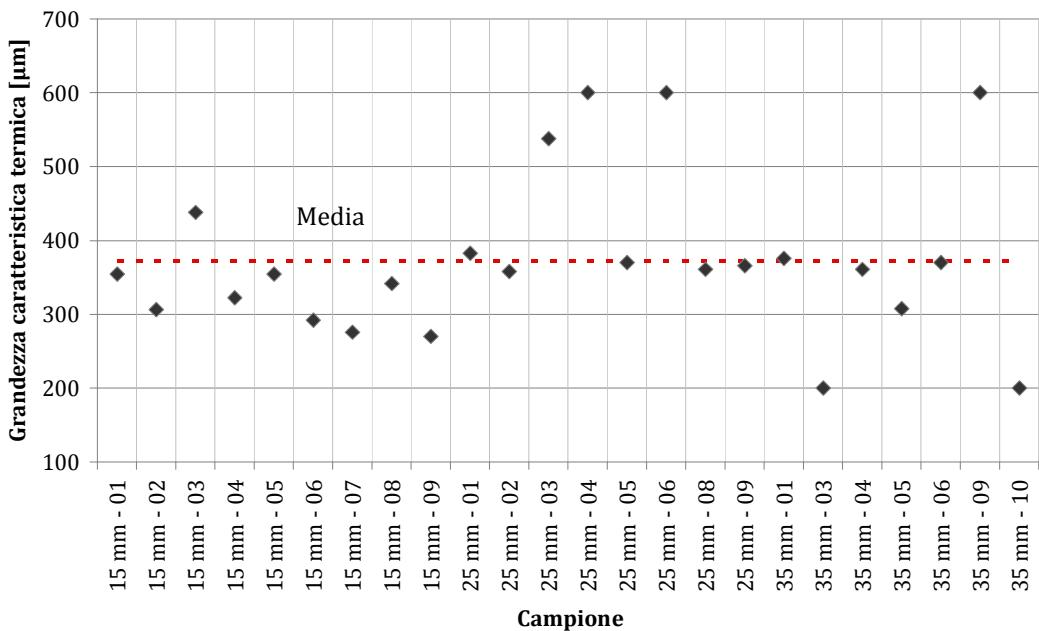


Figura 13-5 Grandezza caratteristica termica media ottenuta mediante minimizzazione

Tabella 13-1 Parametri fisici ottenuti mediante procedura di minimizzazione delle curve teoriche su quelle sperimentali

<i>Campione</i>	<i>Porosità [-]</i>	<i>Tortuosità [-]</i>	<i>Grandezza caratteristica viscosa [μm]</i>	<i>Grandezza caratteristica termica [μm]</i>
15 mm - 01	0,51	1,93	186,0	354,3
15 mm - 02	0,55	2,50	208,0	306,3
15 mm - 03	0,61	2,29	219,4	437,5
15 mm - 04	0,59	2,50	186,7	322,5
15 mm - 05	0,58	2,47	204,9	354,1
15 mm - 06	0,45	1,86	250,0	291,7
15 mm - 07	0,51	2,36	167,9	275,7
15 mm - 08	0,54	1,96	250,0	341,3
15 mm - 09	0,68	4,94	183,1	269,7
<i>Media</i>	0,56	2,54	206	328,11
<i>Dev.Stand.</i>	0,07	0,94	29	51,86
<i>Min</i>	0,45	1,86	168	269,67
<i>Max</i>	0,68	4,94	250	437,55
25 mm - 01	0,66	2,20	242,3	382,6
25 mm - 02	0,60	2,66	250,0	358,2
25 mm - 03	0,71	2,95	184,3	537,8
25 mm - 04	0,72	2,87	192,5	600,0
25 mm - 05	0,61	2,29	218,7	369,7
25 mm - 06	0,75	2,12	200,3	600,0
25 mm - 08	0,60	2,33	236,6	360,7
25 mm - 09	0,62	2,73	238,6	365,6
<i>Media</i>	0,66	2,52	220	446,82
<i>Dev.Stand.</i>	0,06	0,32	25	111,57
<i>Min</i>	0,60	2,12	184	358,17
<i>Max</i>	0,75	2,95	250	600,00
35 mm - 01	0,69	2,53	163,8	375,8
35 mm - 03	0,45	2,30	167,5	200,0
35 mm - 04	0,64	2,43	186,3	360,6
35 mm - 05	0,62	2,64	200,8	307,4
35 mm - 06	0,65	2,33	219,7	370,2
35 mm - 09	0,85	2,24	217,3	600,0
35 mm - 10	0,45	3,04	200,9	200,1
<i>Media</i>	0,62	2,50	194	344,86
<i>Dev.Stand.</i>	0,14	0,27	22	135,58
<i>Min</i>	0,45	2,24	164	200,00
<i>Max</i>	0,85	3,04	220	600,00
<b><i>Media totale</i></b>	<b>0,61</b>	<b>2,52</b>	<b>207</b>	<b>373</b>
<i>Dev.Stand. totale</i>	0,10	0,60	27	111,6
<i>Min Totale</i>	0,45	1,86	164	200,0
<i>Max Totale</i>	0,85	4,94	250	600,0

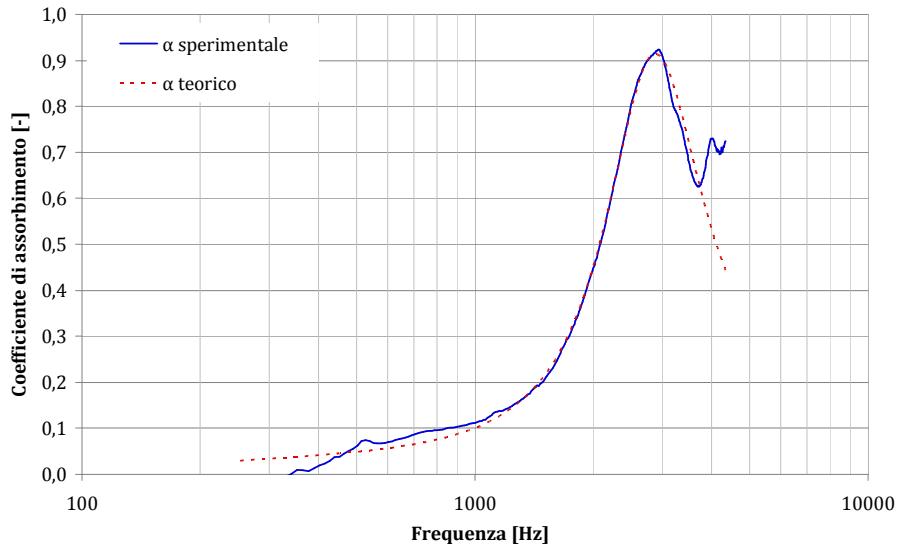


Figura 13-6 campione 1, 15 mm ( $s = 19,5 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,51$ ;  $\alpha_\infty = 1,93$ ;  $\Lambda = 186 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 354 \mu\text{m}$ )

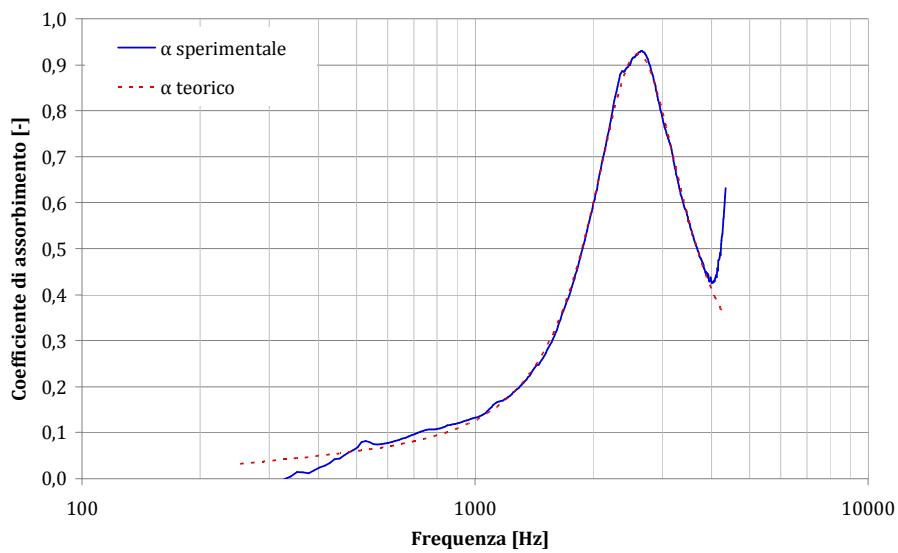


Figura 13-7 campione 2, 15 mm ( $s = 18,5 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,55$ ;  $\alpha_\infty = 2,5$ ;  $\Lambda = 208 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 306 \mu\text{m}$ )

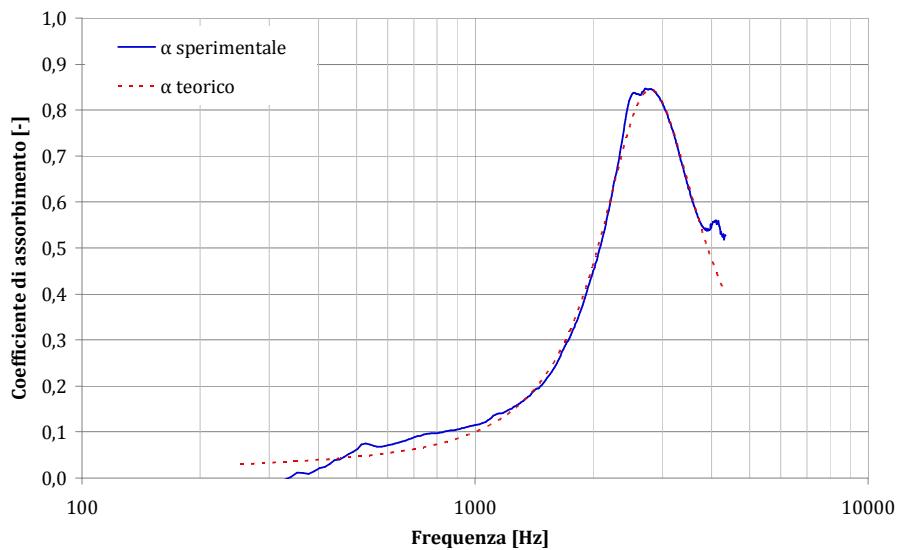


Figura 13-8 campione 3, 15 mm ( $s = 18,9 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,61$ ;  $\alpha_\infty = 2,29$ ;  $\Lambda = 219 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 438 \mu\text{m}$ )

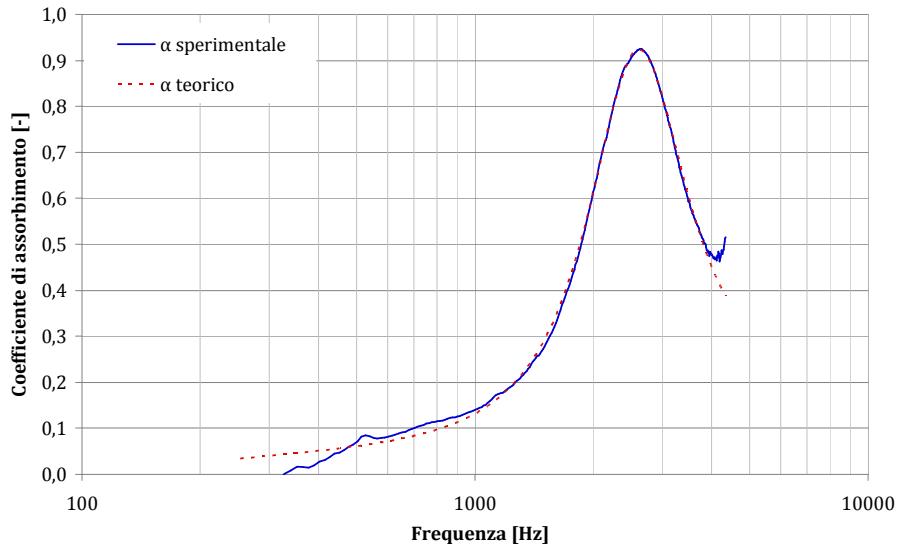


Figura 13-9 campione 4, 15 mm ( $s = 18,7 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,59$ ;  $\alpha_\infty = 2,5$ ;  $\Lambda = 187 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 322 \mu\text{m}$ )

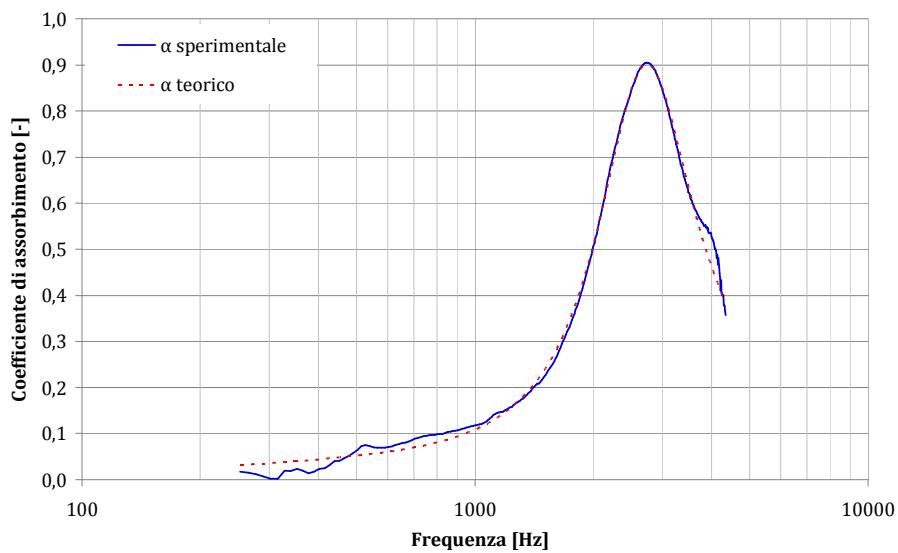


Figura 13-10 campione 5, 15 mm ( $s = 18,2 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,58$ ;  $\alpha_\infty = 2,47$ ;  $\Lambda = 205 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 354 \mu\text{m}$ )

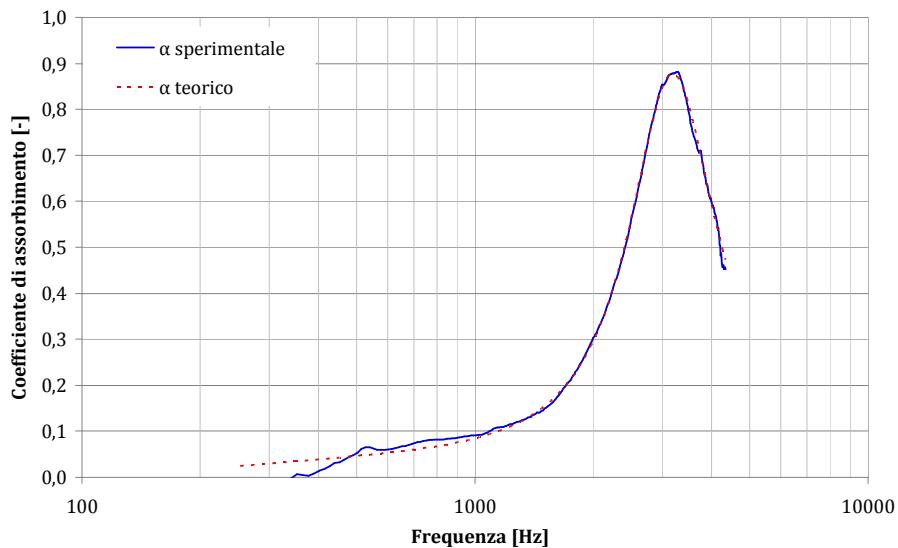


Figura 13-11 campione 6, 15 mm ( $s = 18,3 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,45$ ;  $\alpha_\infty = 1,86$ ;  $\Lambda = 250 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 292 \mu\text{m}$ )

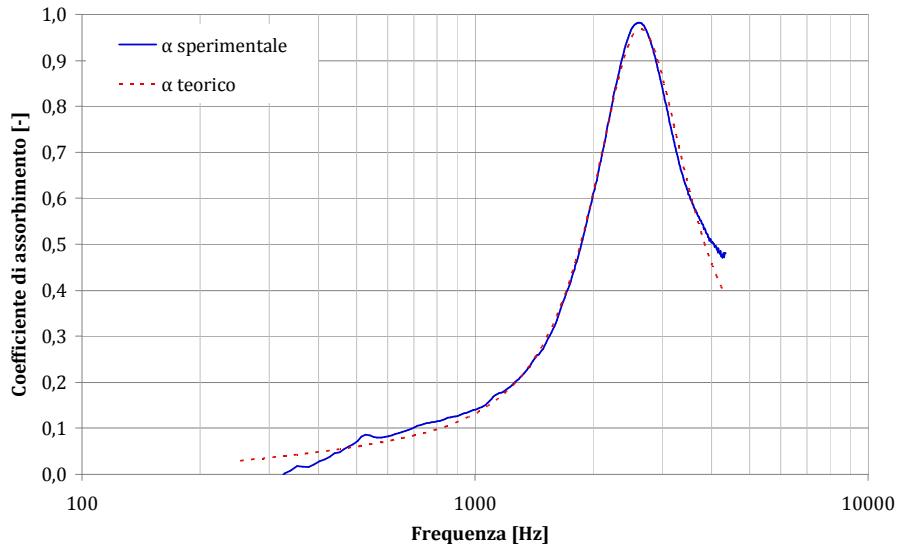


Figura 13-12 campione 7, 15 mm ( $s = 18,7 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,51$ ;  $\alpha_\infty = 2,36$ ;  $\Lambda = 168 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 276 \mu\text{m}$ )

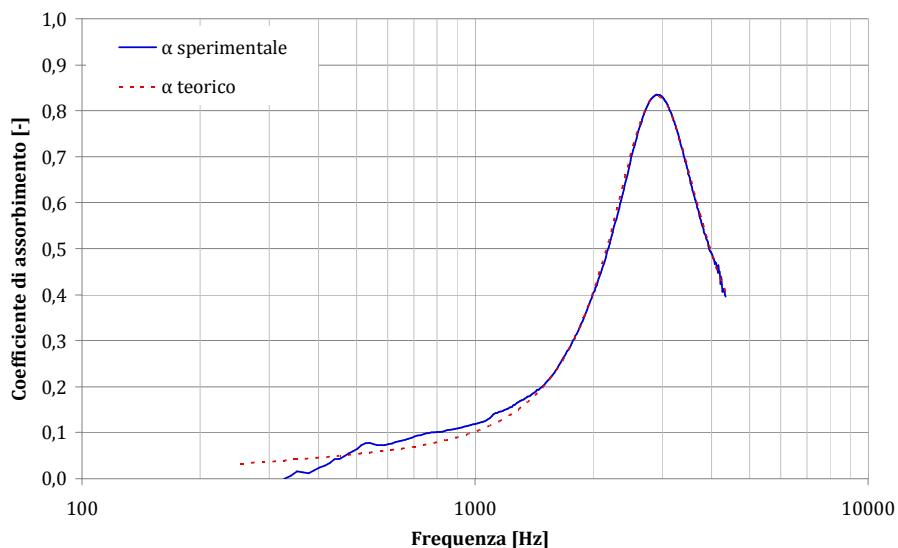


Figura 13-13 campione 8, 15 mm ( $s = 19,7 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,54$ ;  $\alpha_\infty = 1,96$ ;  $\Lambda = 250 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 341 \mu\text{m}$ )

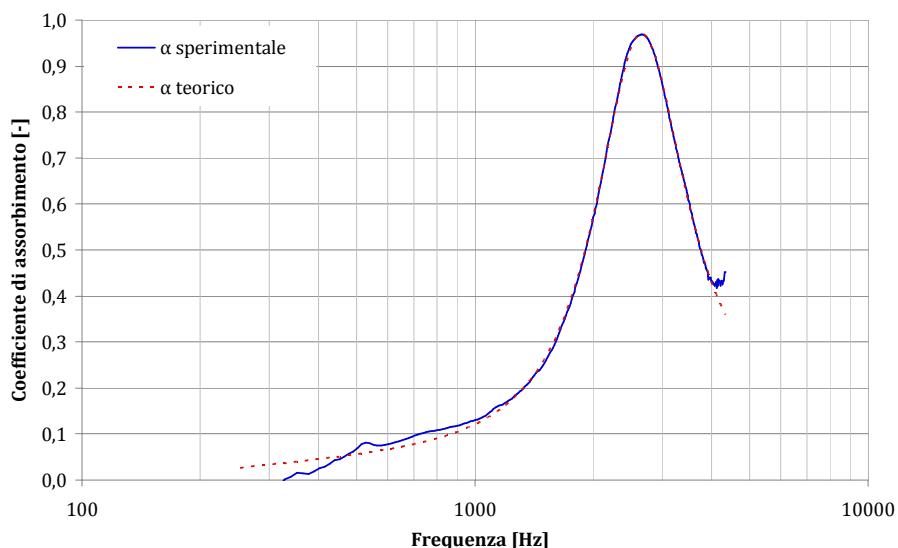


Figura 13-14 campione 9, 15 mm ( $s = 12,9 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,68$ ;  $\alpha_\infty = 4,94$ ;  $\Lambda = 183 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 270 \mu\text{m}$ )

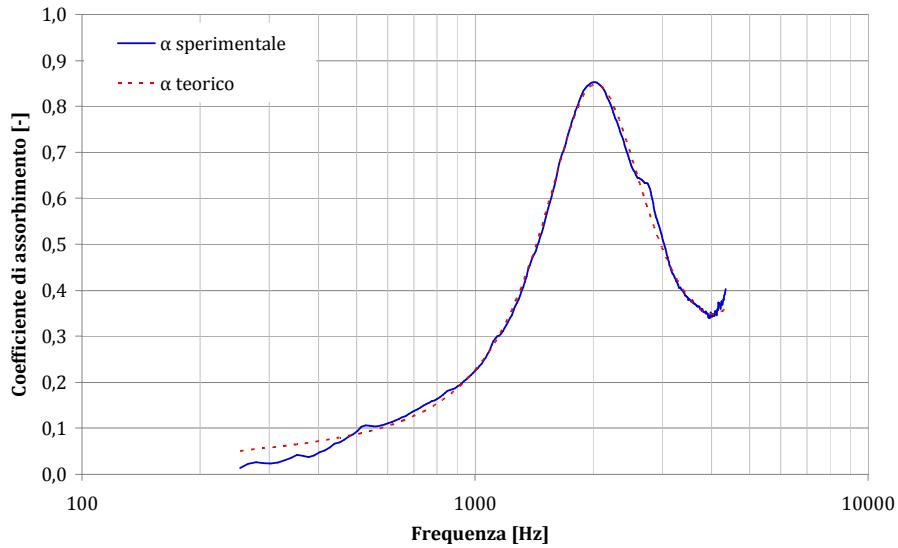


Figura 13-15 campione 1, 25 mm ( $s = 26,4 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,66$ ;  $\alpha_\infty = 2,20$ ;  $\Lambda = 242 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 383 \mu\text{m}$ )

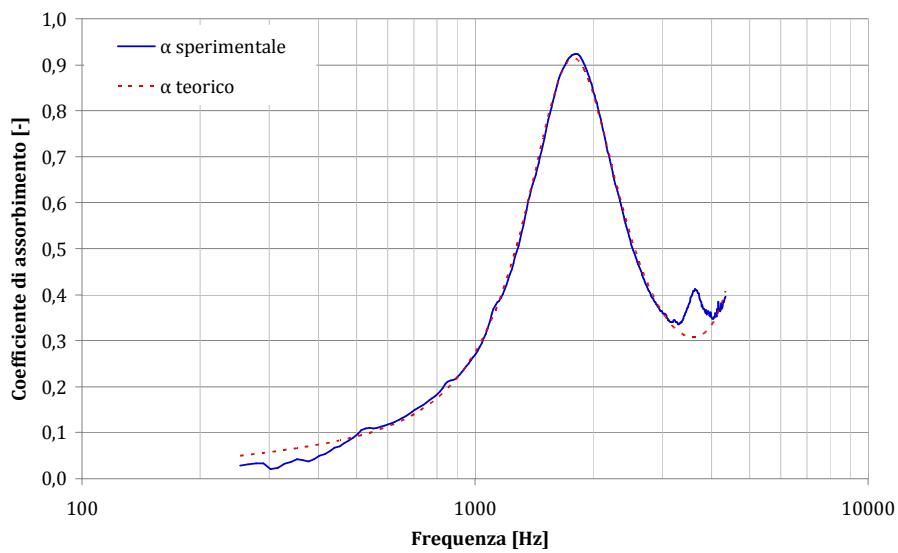


Figura 13-16 campione 2, 25 mm ( $s = 26,8 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,60$ ;  $\alpha_\infty = 2,66$ ;  $\Lambda = 250 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 358 \mu\text{m}$ )

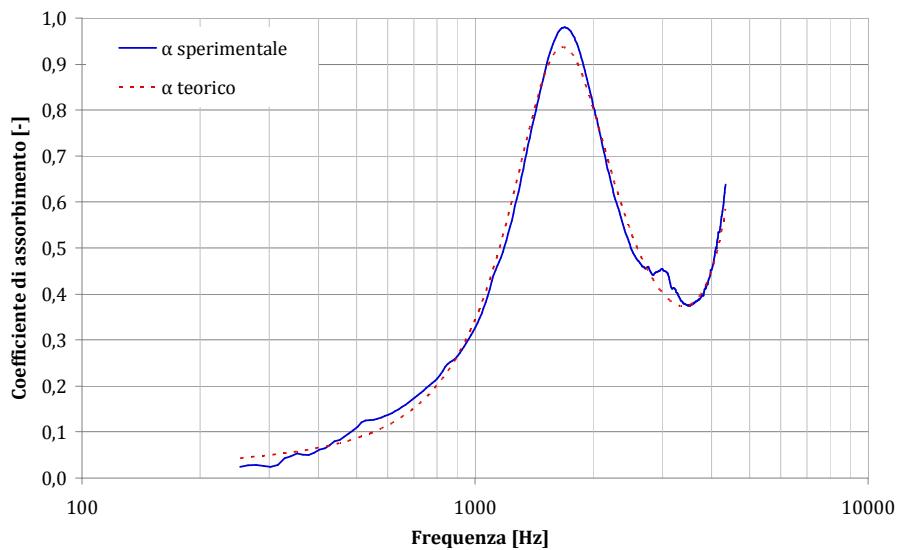


Figura 13-17 campione 3, 25 mm ( $s = 26,6 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,71$ ;  $\alpha_\infty = 2,95$ ;  $\Lambda = 184 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 538 \mu\text{m}$ )

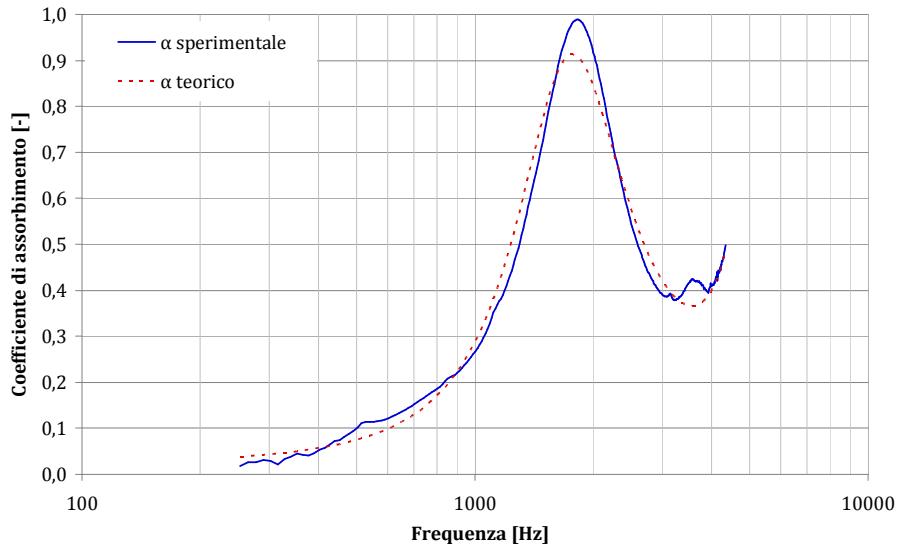


Figura 13-18 campione 4, 25 mm ( $s = 25,9 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$ ;  $\phi = 0,72$ ;  $\alpha_\infty = 2,87$ ;  $\Lambda = 193 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 600 \mu\text{m}$ )

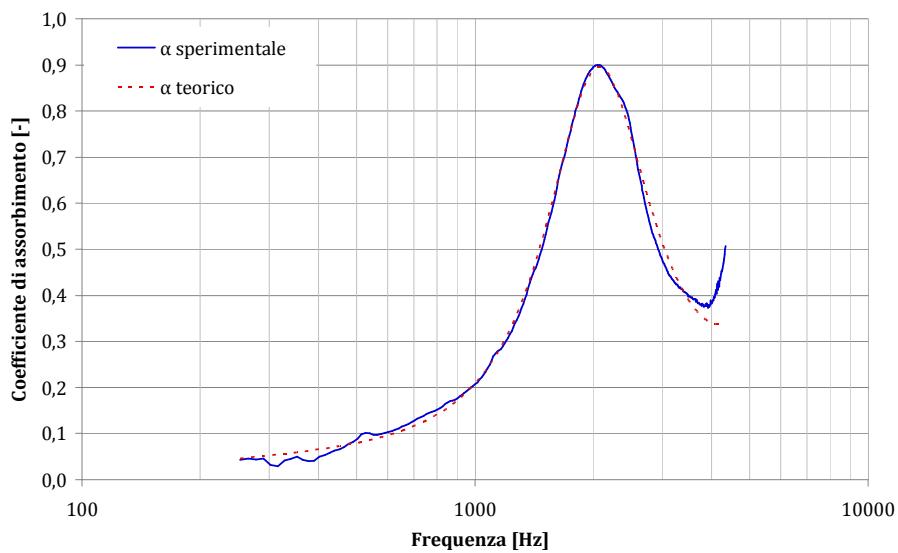


Figura 13-19 campione 5, 25 mm ( $s = 24,9 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$ ;  $\phi = 0,61$ ;  $\alpha_\infty = 2,29$ ;  $\Lambda = 219 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 370 \mu\text{m}$ )

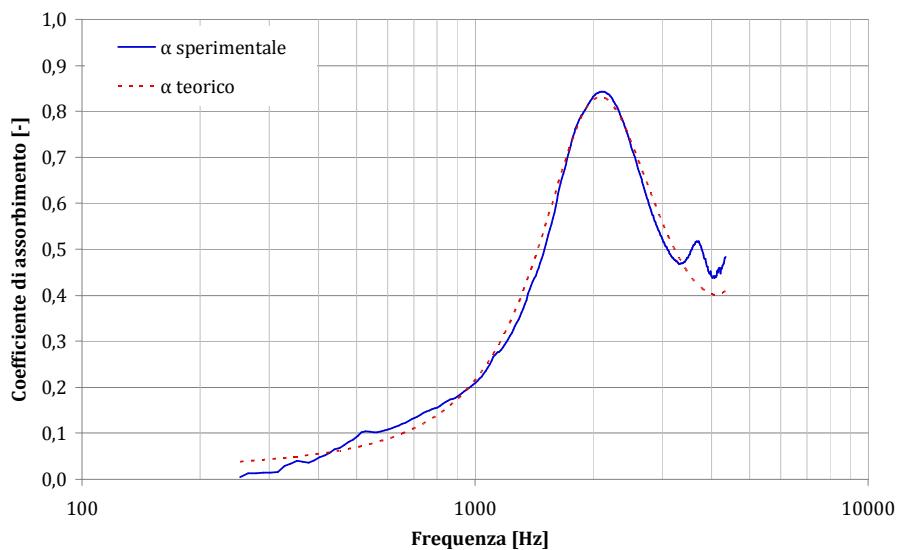


Figura 13-20 campione 6, 25 mm ( $s = 26,5 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}^2$ ;  $\phi = 0,75$ ;  $\alpha_\infty = 2,12$ ;  $\Lambda = 200 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 600 \mu\text{m}$ )

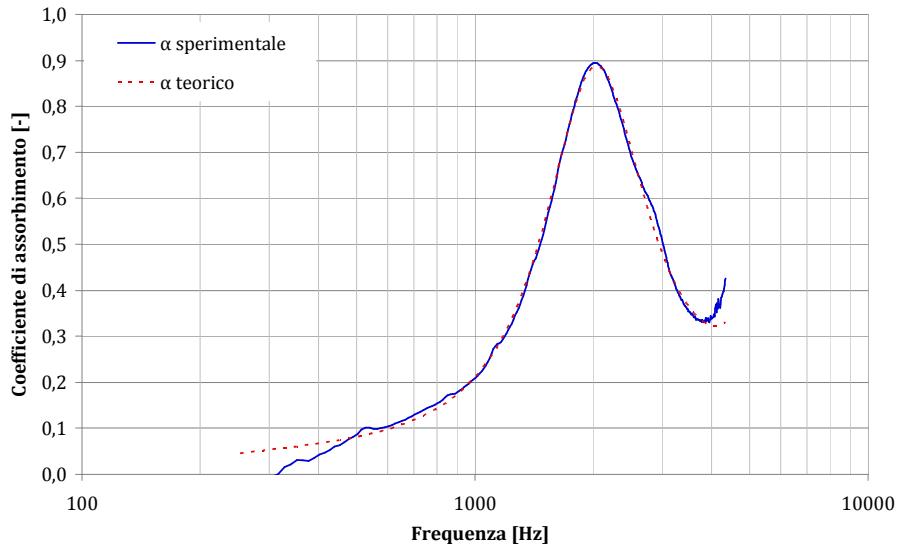


Figura 13-21 campione 8, 25 mm ( $s = 25,2 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,60$ ;  $\alpha_\infty = 2,33$ ;  $\Lambda = 237 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 361 \mu\text{m}$ )

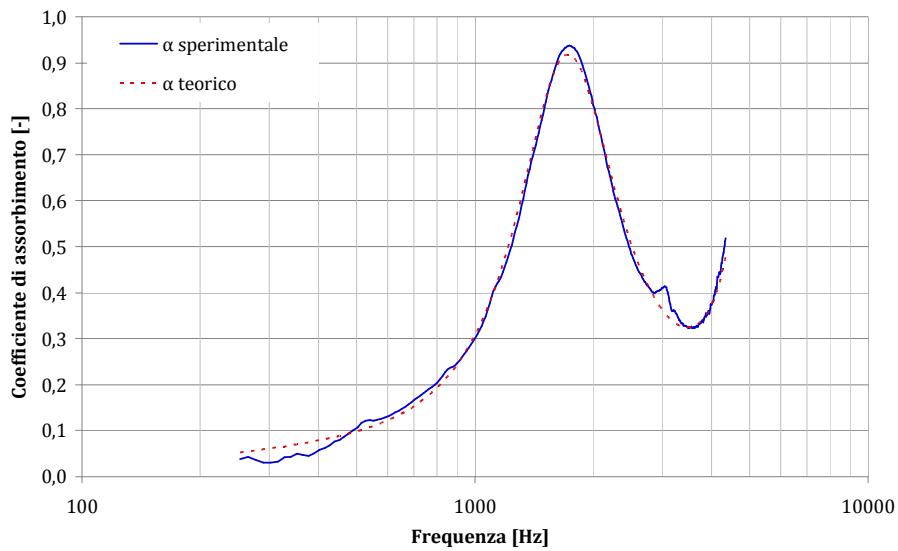


Figura 13-22 campione 9, 25 mm ( $s = 27,2 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,62$ ;  $\alpha_\infty = 2,73$ ;  $\Lambda = 239 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 366 \mu\text{m}$ )

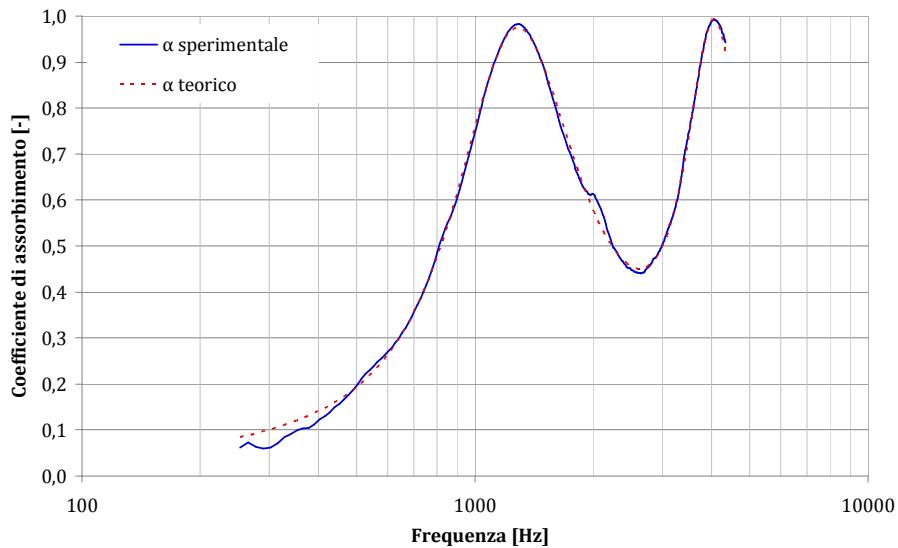


Figura 13-23 campione 1, 35 mm ( $s = 35,8 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,69$ ;  $\alpha_\infty = 2,53$ ;  $\Lambda = 164 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 376 \mu\text{m}$ )

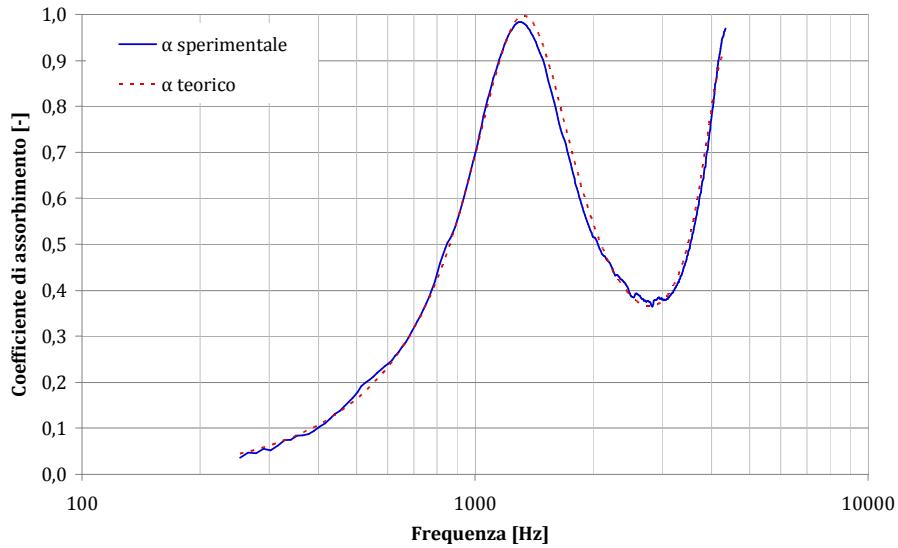


Figura 13-24 campione 3, 35 mm ( $s = 34,6 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,45$ ;  $\alpha_\infty = 2,30$ ;  $\Lambda = 167 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 200 \mu\text{m}$ )

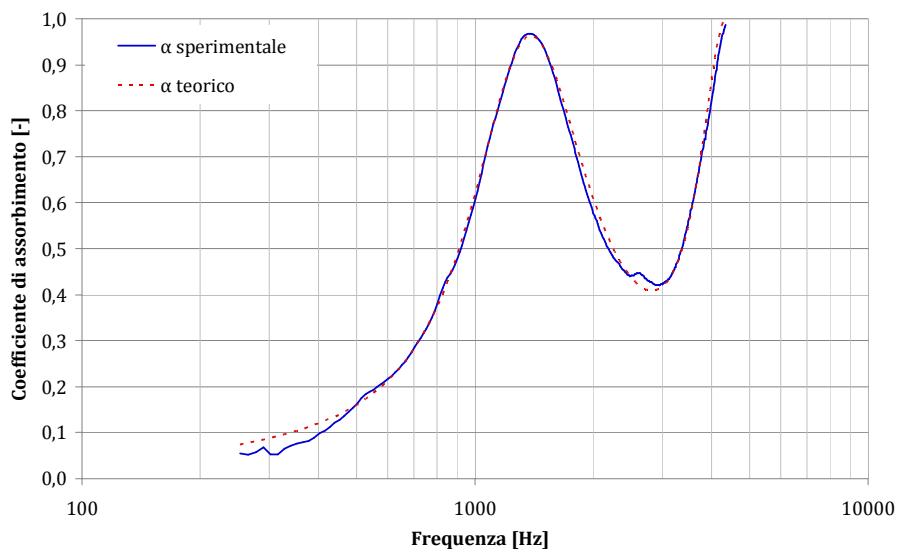


Figura 13-25 campione 4, 35 mm ( $s = 34,5 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,64$ ;  $\alpha_\infty = 2,43$ ;  $\Lambda = 186 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 361 \mu\text{m}$ )

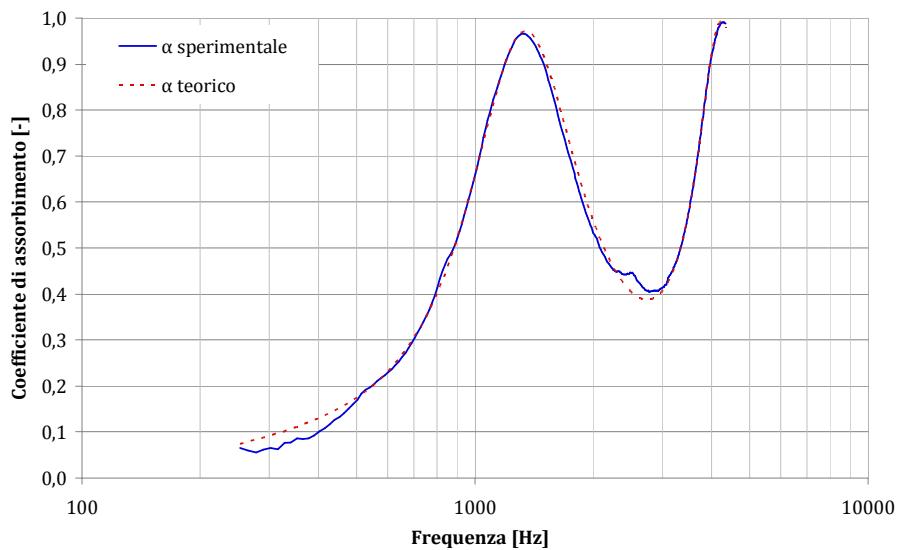


Figura 13-26 campione 5, 35 mm ( $s = 34,0 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,62$ ;  $\alpha_\infty = 2,64$ ;  $\Lambda = 201 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 307 \mu\text{m}$ )

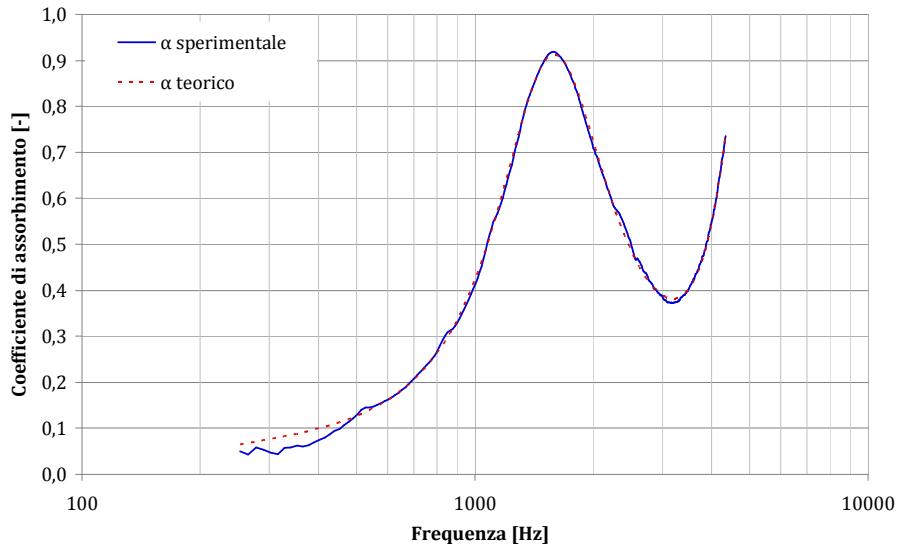


Figura 13-27 campione 6, 35 mm ( $s = 31,8 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,65$ ;  $\alpha_\infty = 2,33$ ;  $\Lambda = 220 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 370 \mu\text{m}$ )

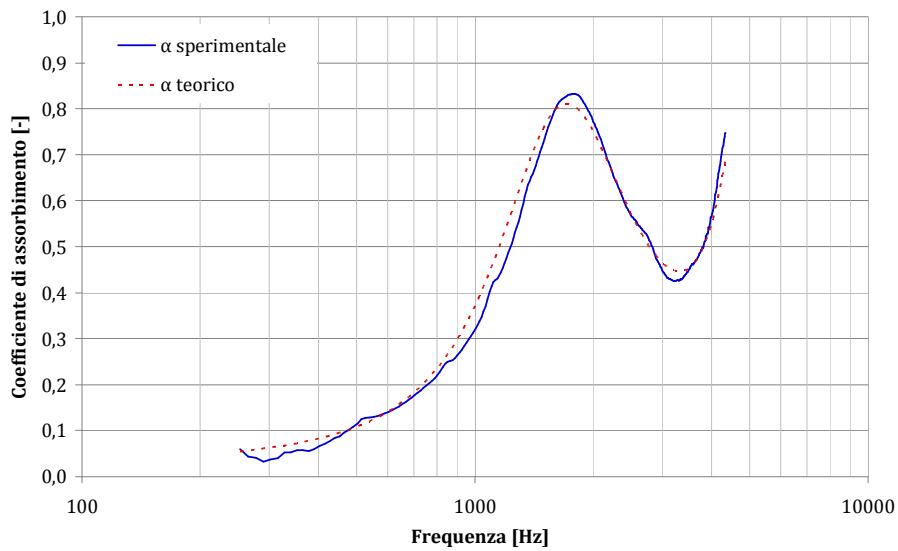


Figura 13-28 campione 9, 35 mm ( $s = 31,8 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,85$ ;  $\alpha_\infty = 2,24$ ;  $\Lambda = 217 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 600 \mu\text{m}$ )

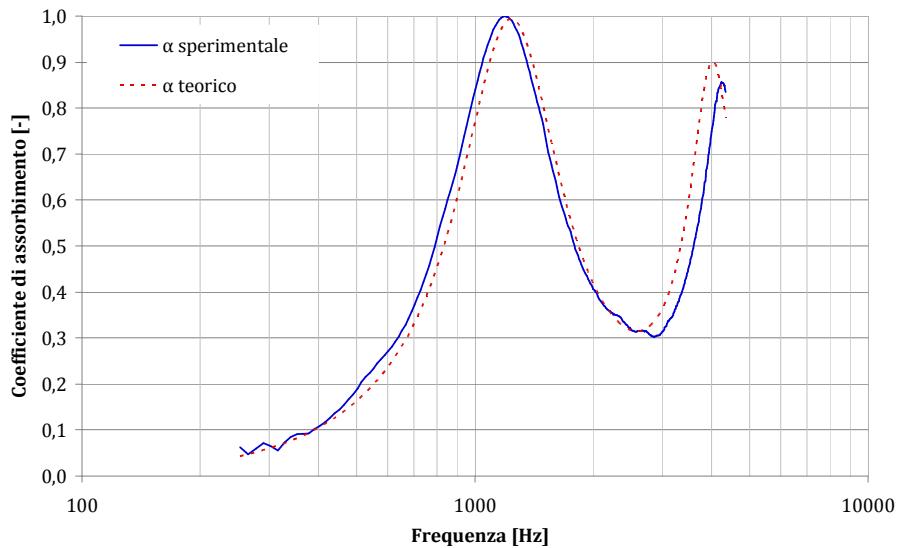


Figura 13-29 campione 10, 35mm ( $s = 32,8 \text{ mm}$ ;  $\sigma = 1952 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ ;  $\phi = 0,45$ ;  $\alpha_\infty = 3,04$ ;  $\Lambda = 201 \mu\text{m}$ ;  $\Lambda' = 200 \mu\text{m}$ )



### 13.2 Stima dell'assorbimento della lana di legno mineralizzata, mediante cinque parametri medi

La procedura di minimizzazione ha consentito la stima di cinque parametri medi per caratterizzazione della curva di assorbimento della lana di legno mineralizzata, a partire dal solo spessore:

- resistività al flusso,  $\sigma$ : 1952 [Pa•s/m<sup>2</sup>]
- porosità,  $\phi$ : 0,61 [-]
- tortuosità,  $\alpha_\infty$ : 2,52 [-]
- grandezza caratteristica viscosa,  $\Lambda$ : 207 [μm]
- grandezza caratteristica termica,  $\Lambda'$ : 373 [μm]

In Figura 13-30, Figura 13-31 sono indicati i valori medi del numero d'onda complesso ( $k_c$ ) e dell'impedenza caratteristica specifica ( $z_c$ ) confrontati con quelli ottenuti con i parametri medi e il modello di Johnson Champoux Allard.

L'impedenza caratteristica teorica individua correttamente quella sperimentale in parte immaginaria nelle frequenze che caratterizzano il picco di assorbimento, mentre nella parte reale viene solamente modellato l'andamento della curva.

Il numero d'onda complesso invece viene accuratamente descritto dalla curva teorica, sia nella parte immaginaria che in quella reale.

Essendo le grandezze caratteristiche modellate in modo sufficientemente accurato sono state confrontate tutte le curve sperimentali con quelle teoriche utilizzando gli stessi parametri medi e variando semplicemente gli spessori dei provini.

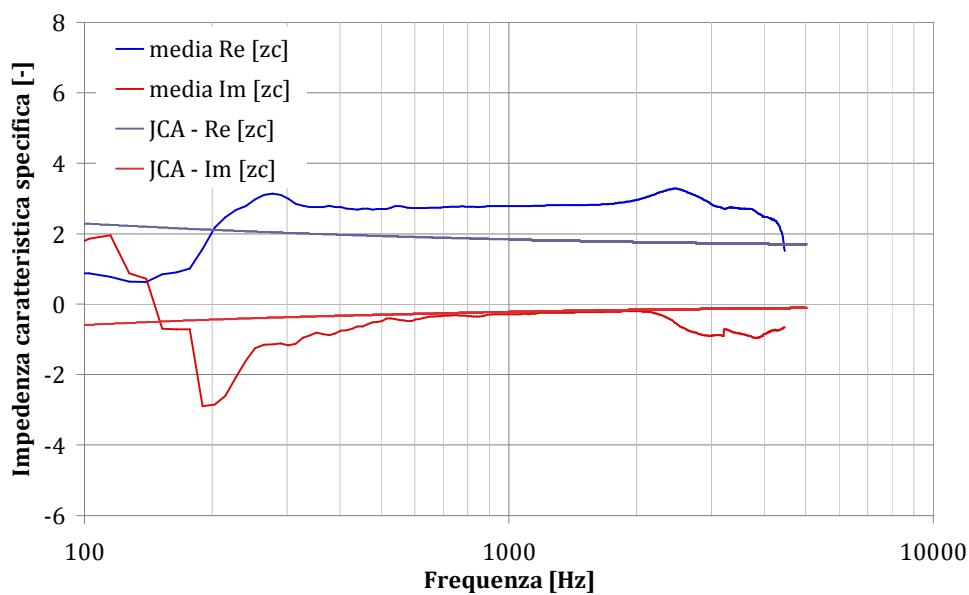


Figura 13-30 confronto tra l'impedenza caratteristica specifica media ottenuta sperimentalmente e ottenuta mediante i parametri medi e il modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard.

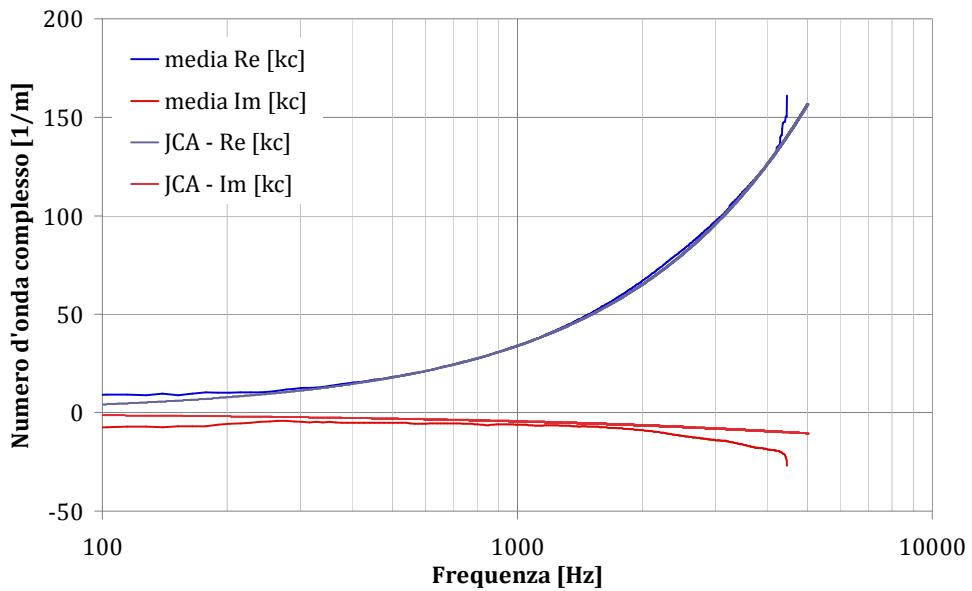


Figura 13-31 confronto tra numero d'onda complesso medio ottenuto sperimentalmente e ottenuto mediante i parametri medi e il modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard.

In Figura 13-32 è riportato il grafico della media degli scarti tra misura sperimentale e la curva teorica ottenuta mediante i parametri medi. Nel grafico sono indicati anche la deviazione standard e l'intervallo di confidenza al 95,5%. Si può notare che la massima incertezza si trova in corrispondenza del picco di assorbimento caratteristico di spessori ridotti (15 mm), spessori in cui si riscontra la maggiore deviazione tra dati teorici e sperimentali.

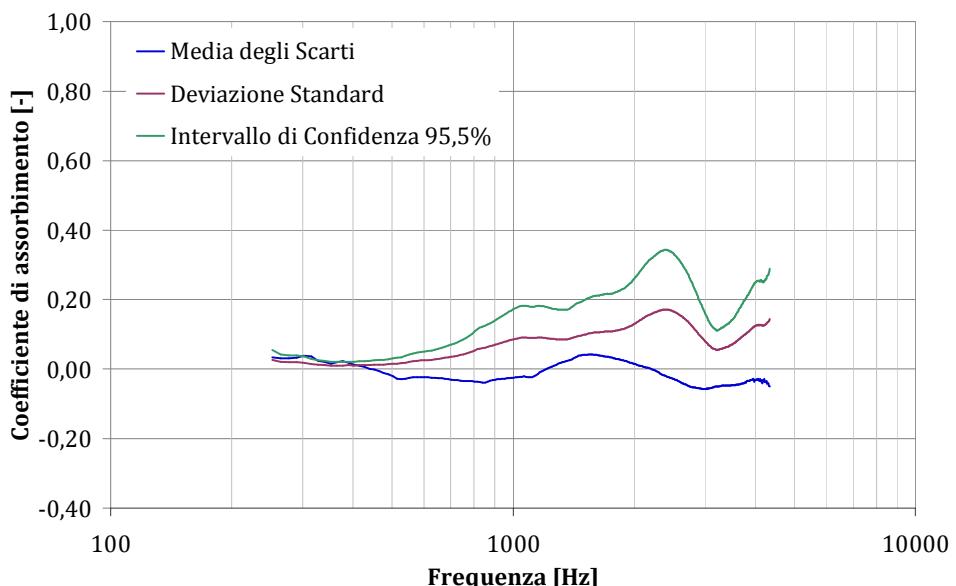


Figura 13-32: Media, deviazione standard e intervallo di confidenza al 95,5% degli scarti tra misura sperimentale e curva teorica ottenuta mediante il modello di Johnson Champoux Allard e cinque parametri fisici medi.

Nelle pagine seguenti sono riportati tutti i grafici di confronto: in blu la curva sperimentale, in rosso quella teorica e in verde la differenza tra le due.

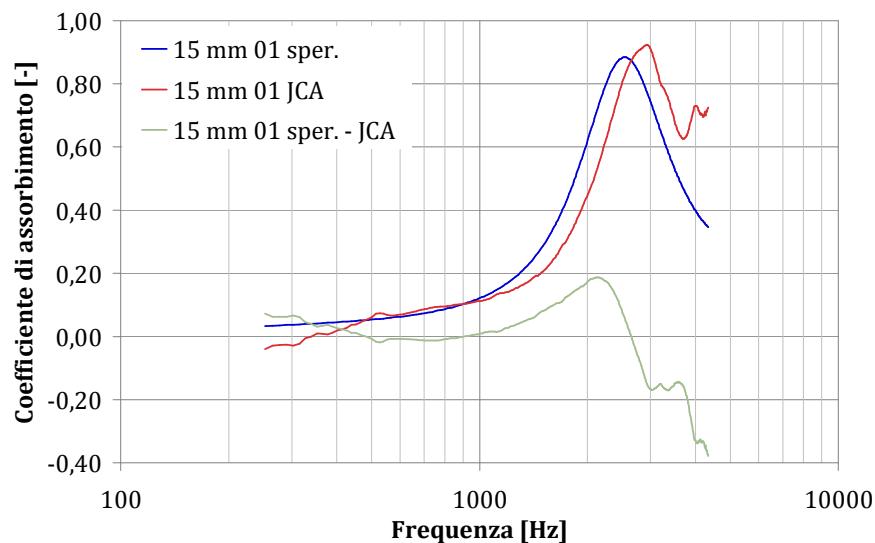


Figura 13-33 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 1; confronto tra curva sperimentale e teorica.

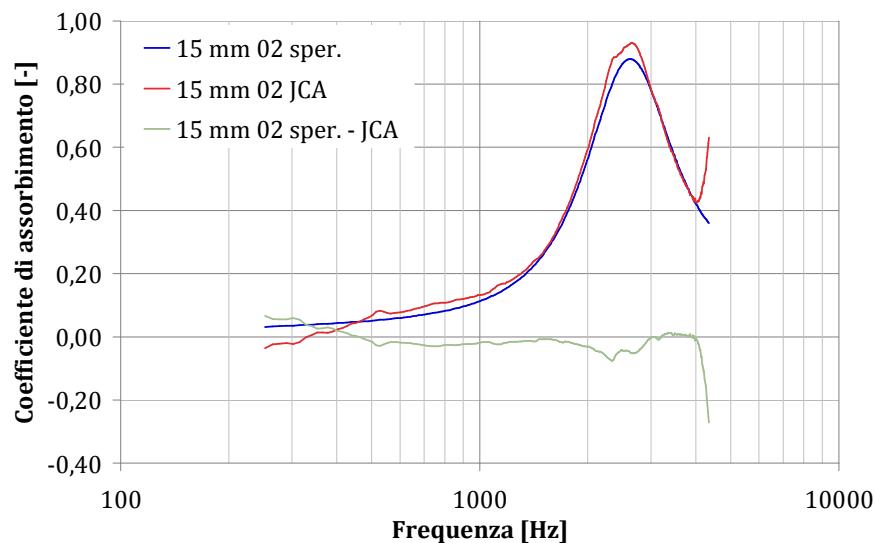


Figura 13-34 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 2; confronto tra curva sperimentale e teorica.

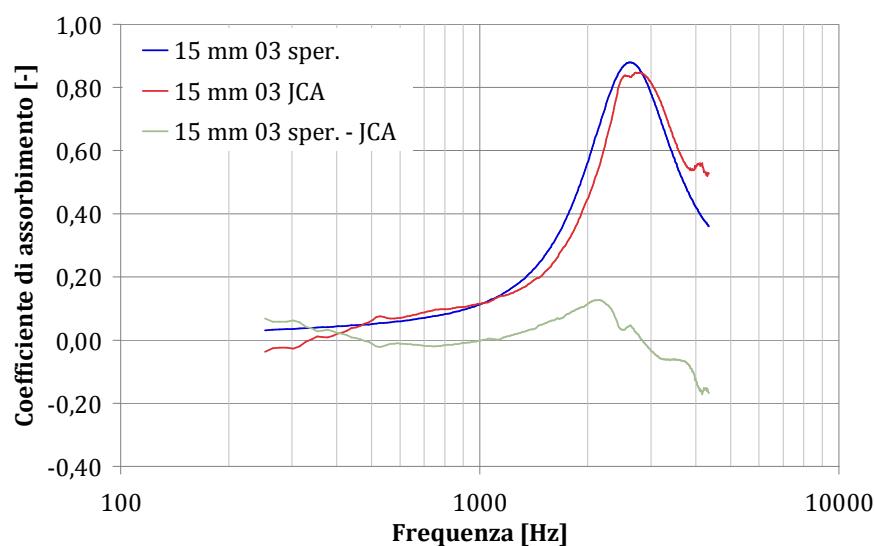


Figura 13-35 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 3; confronto tra curva sperimentale e teorica.

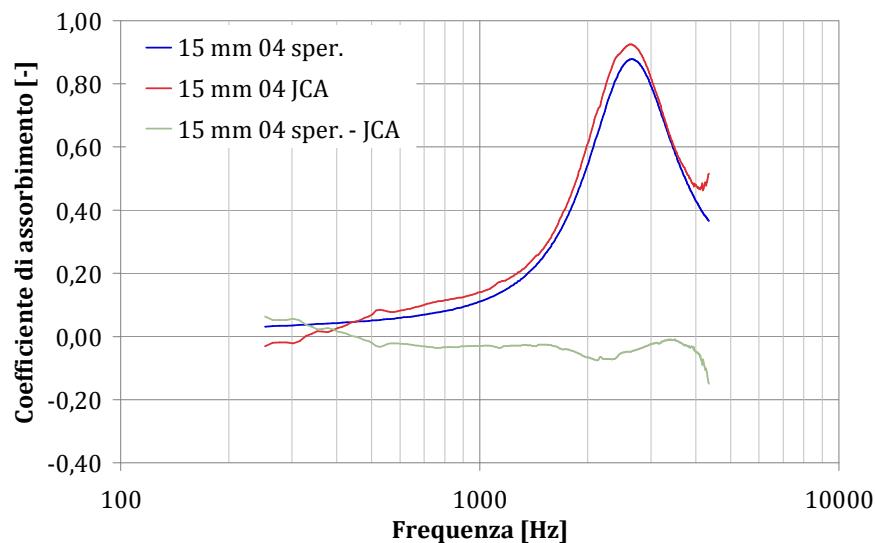


Figura 13-36 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 4; confronto tra curva sperimentale e teorica.

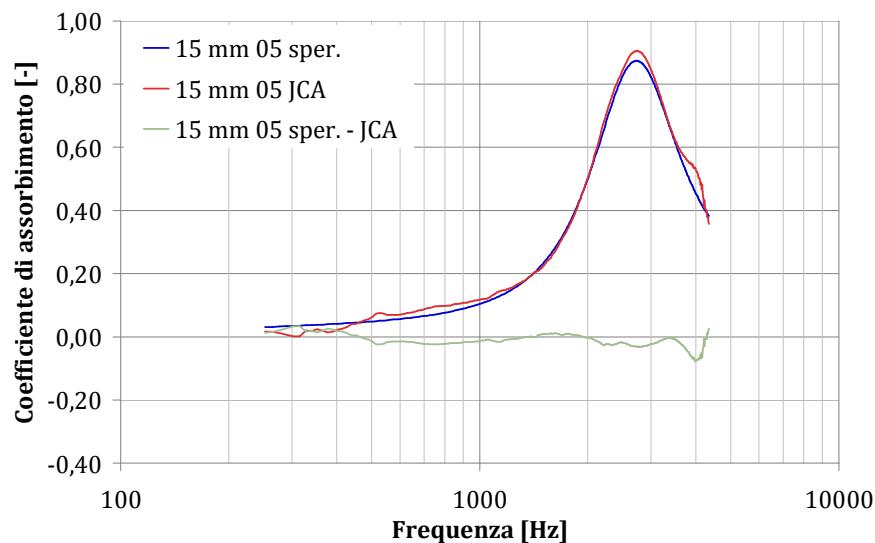


Figura 13-37 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 5; confronto tra curva sperimentale e teorica.

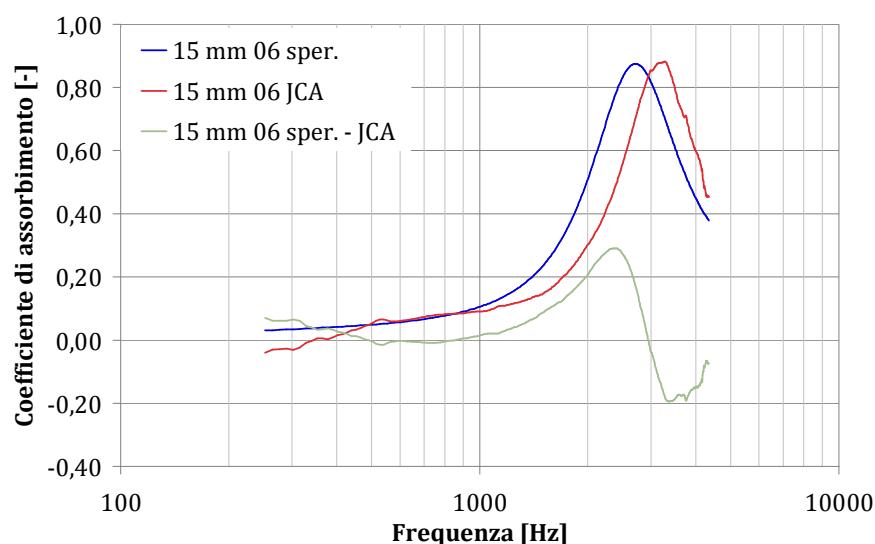


Figura 13-38 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 6; confronto tra curva sperimentale e teorica.

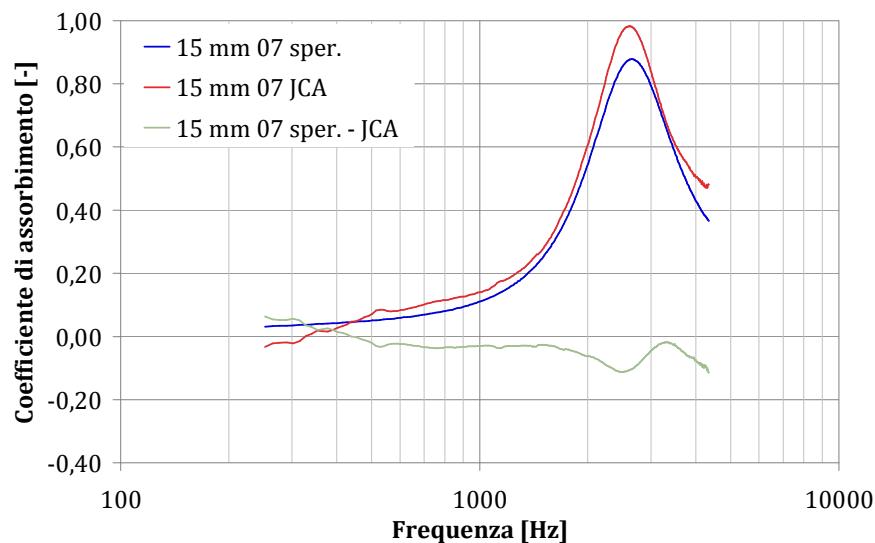


Figura 13-39 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 7; confronto tra curva sperimentale e teorica.

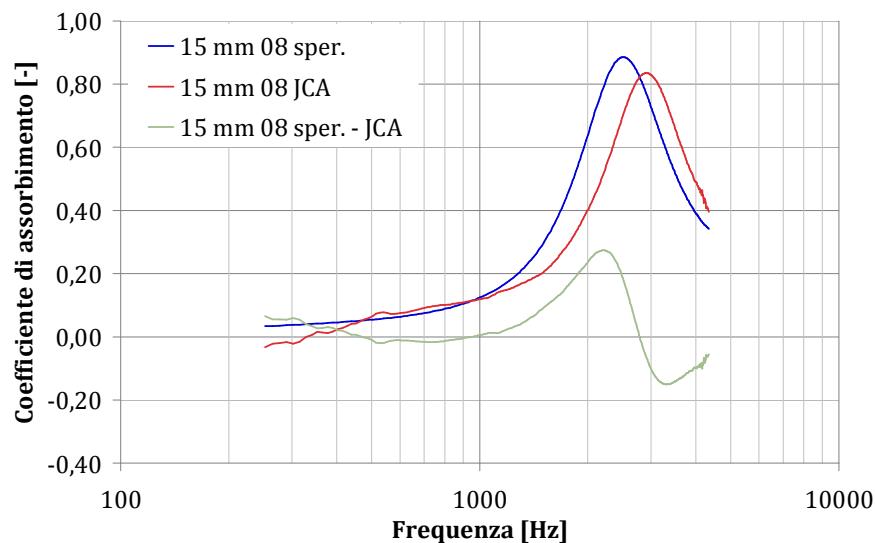


Figura 13-40 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 8; confronto tra curva sperimentale e teorica.

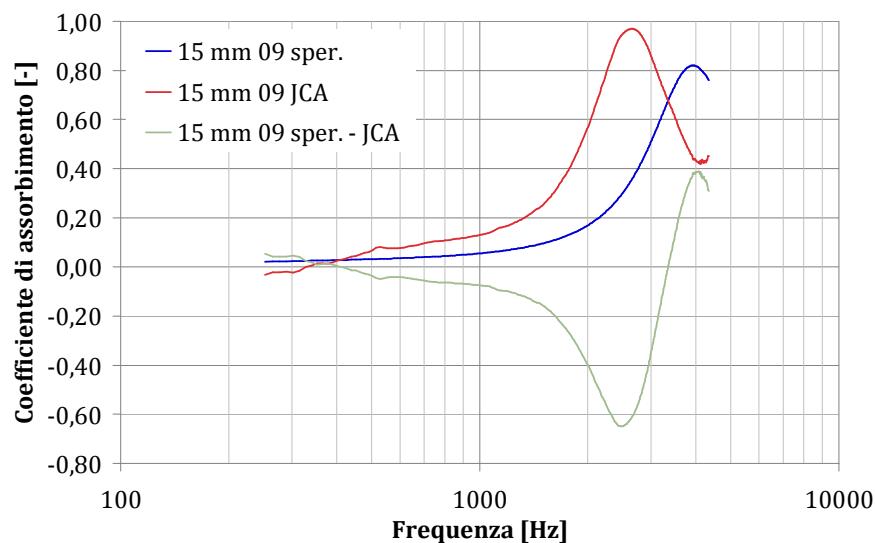


Figura 13-41 Lana di legno mineralizzata s: 15 mm campione 9; confronto tra curva sperimentale e teorica.

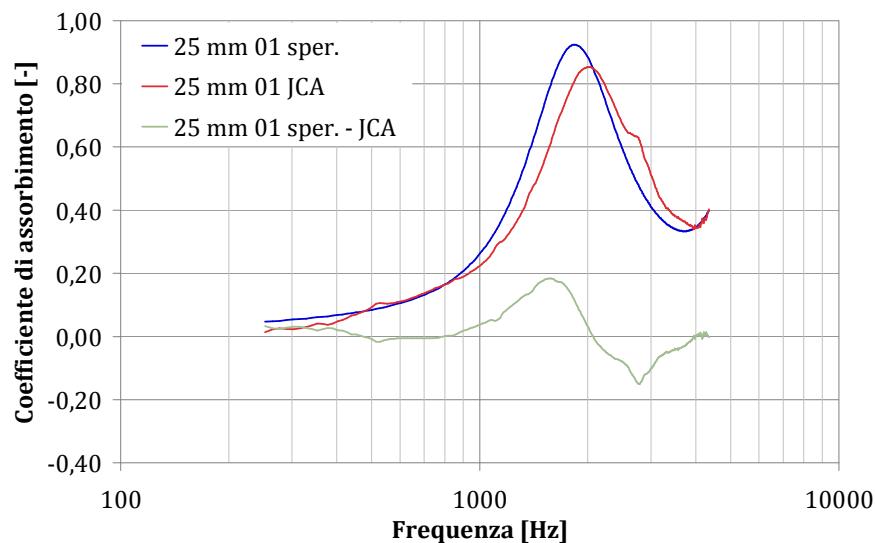


Figura 13-42 Lana di legno mineralizzata s: 25 mm campione 1; confronto tra curva sperimentale e teorica.

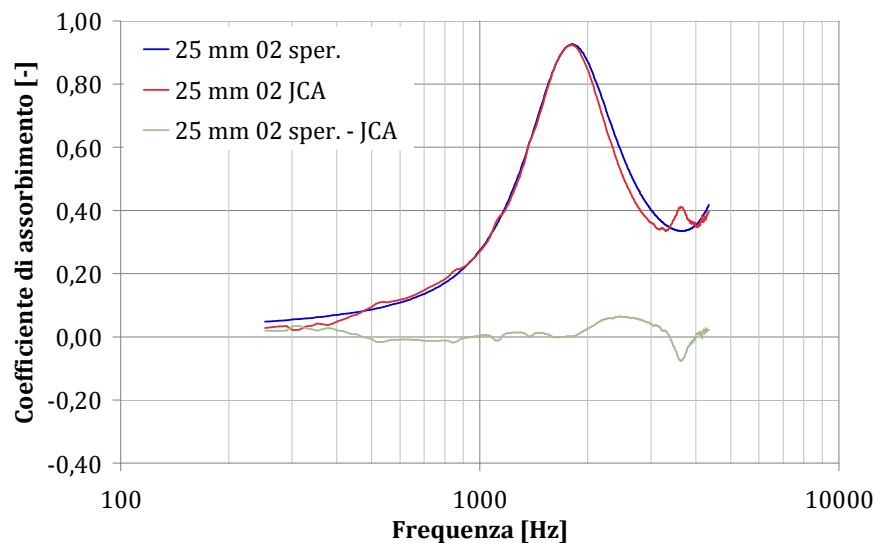


Figura 13-43 Lana di legno mineralizzata s: 25 mm campione 2; confronto tra curva sperimentale e teorica.

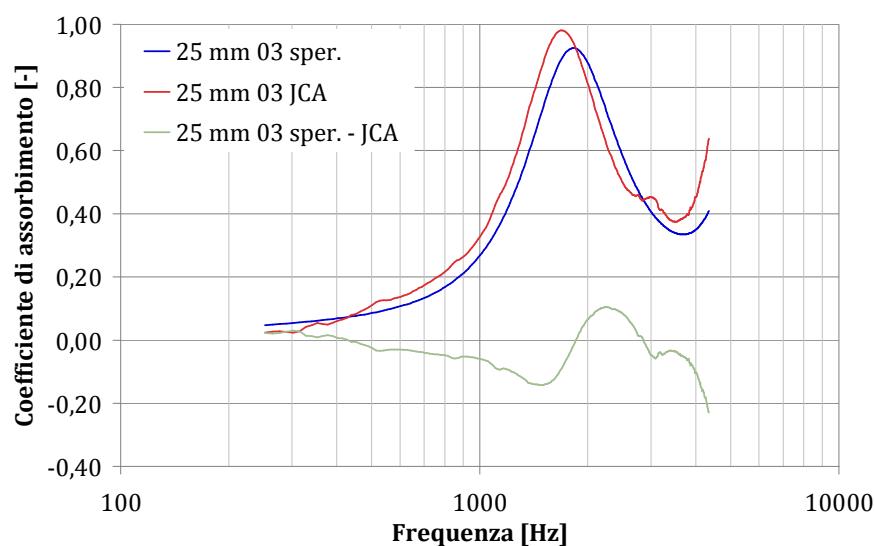


Figura 13-44 Lana di legno mineralizzata s: 25 mm campione 3; confronto tra curva sperimentale e teorica.

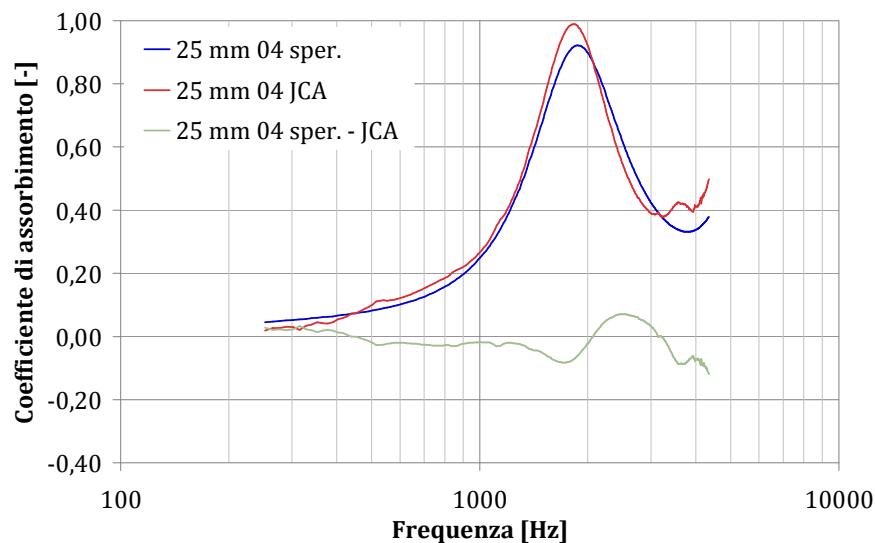


Figura 13-45 Lana di legno mineralizzata s: 25 mm campione 4; confronto tra curva sperimentale e teorica.

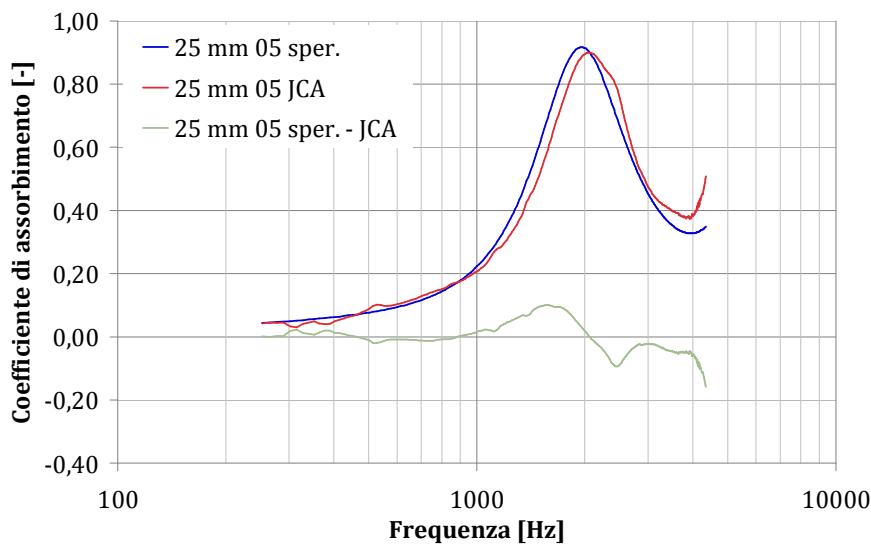


Figura 13-46 Lana di legno mineralizzata s: 25 mm campione 5; confronto tra curva sperimentale e teorica.

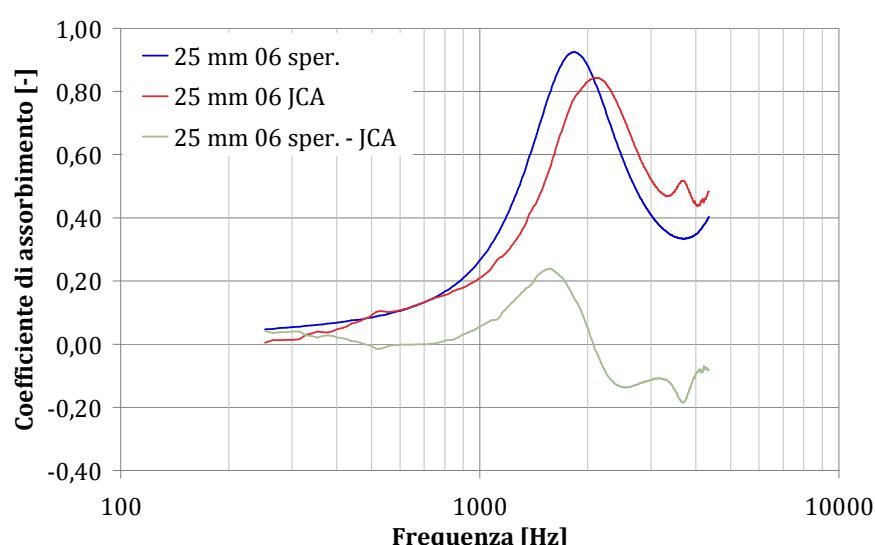


Figura 13-47 Lana di legno mineralizzata s: 25 mm campione 6; confronto tra curva sperimentale e teorica.

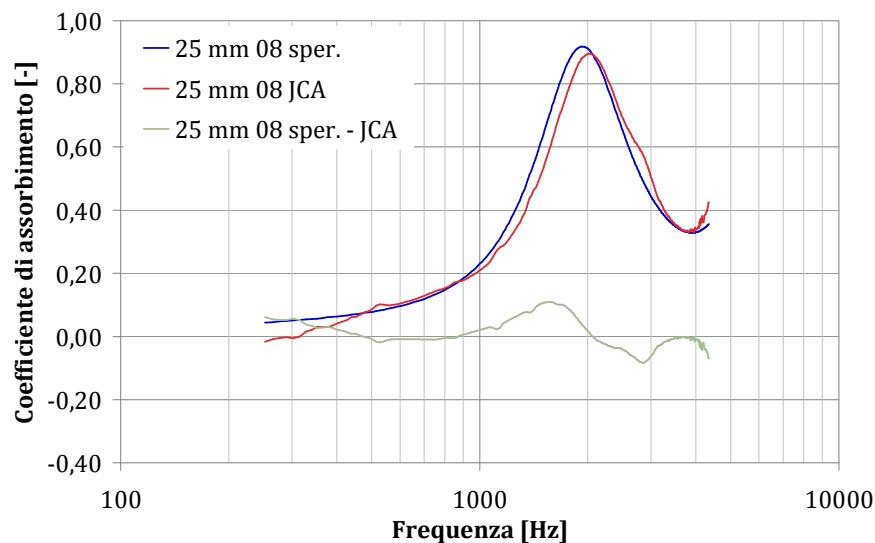


Figura 13-48 Lana di legno mineralizzata s: 25 mm campione 8; confronto tra curva sperimentale e teorica.

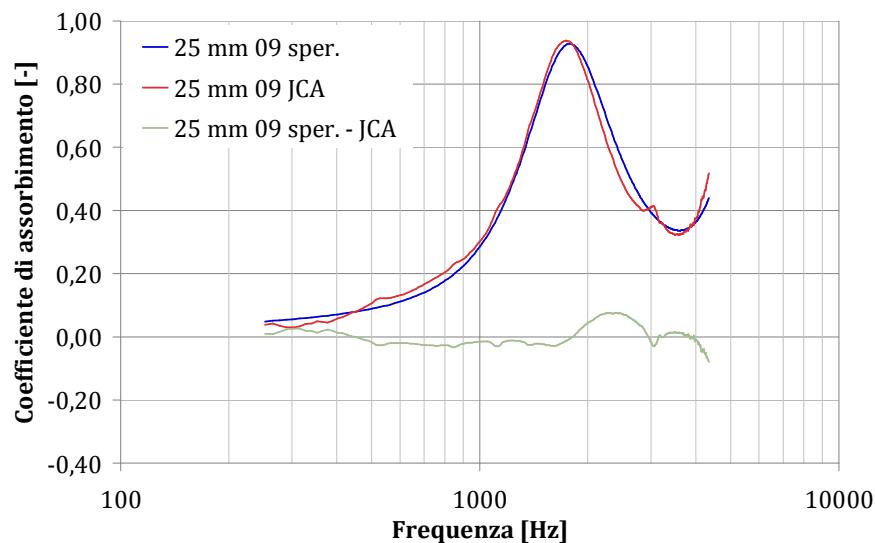


Figura 13-49 Lana di legno mineralizzata s: 25 mm campione 9; confronto tra curva sperimentale e teorica.

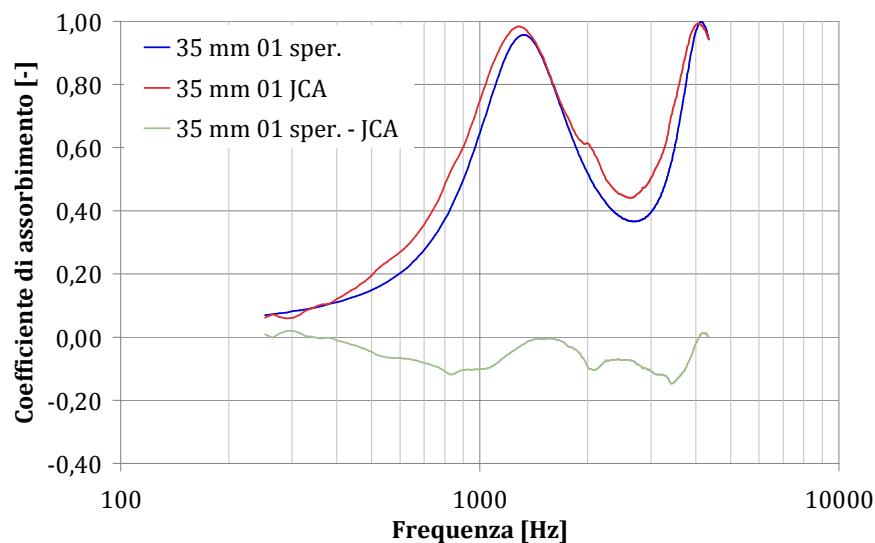


Figura 13-50 Lana di legno mineralizzata s: 35 mm campione 1; confronto tra curva sperimentale e teorica.

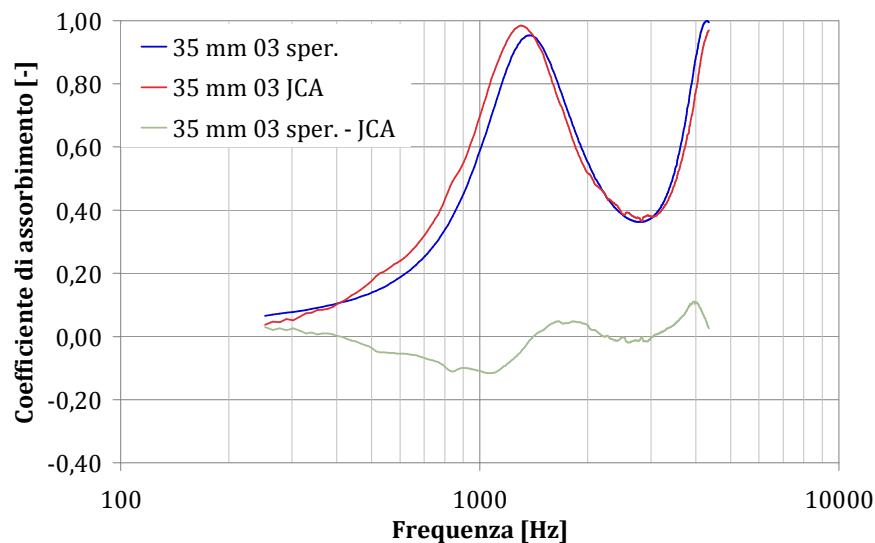


Figura 13-51 Lana di legno mineralizzata s: 35 mm campione 3; confronto tra curva sperimentale e teorica.

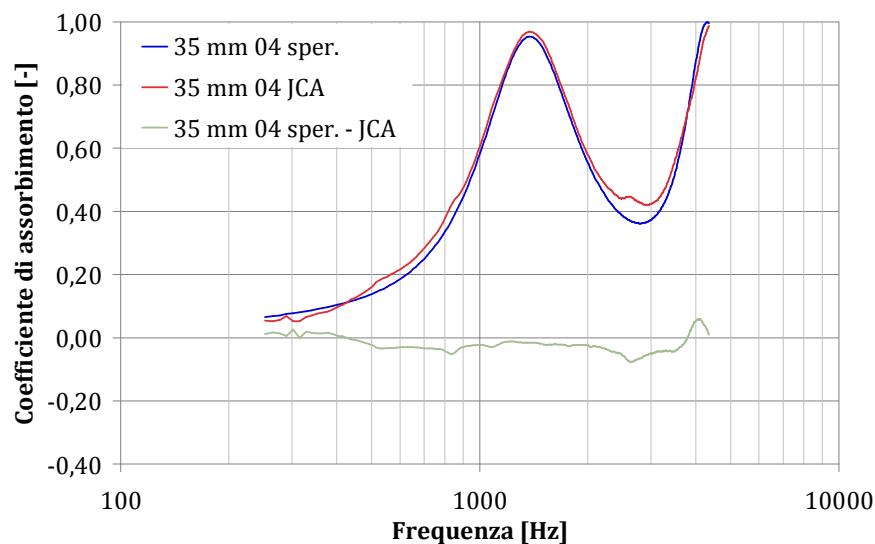


Figura 13-52 Lana di legno mineralizzata s: 35 mm campione 4; confronto tra curva sperimentale e teorica.

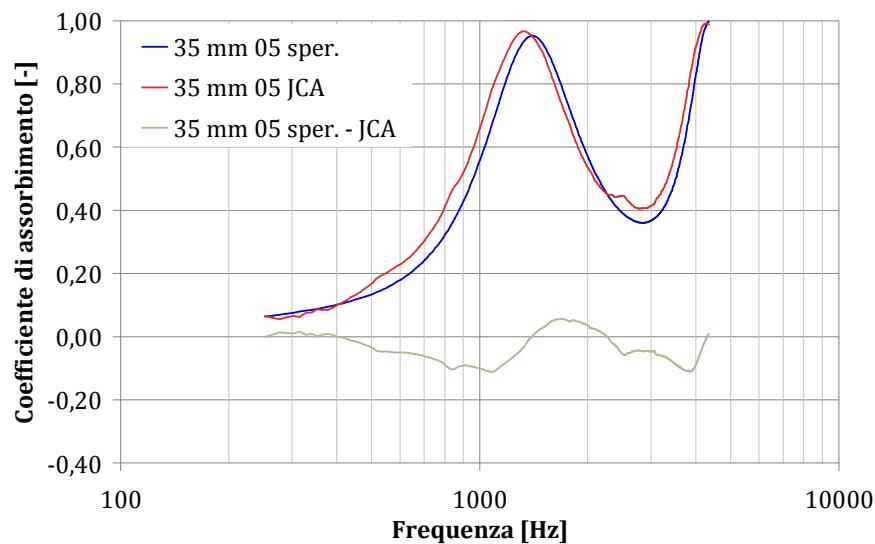


Figura 13-53 Lana di legno mineralizzata s: 35 mm campione 15; confronto tra curva sperimentale e teorica.

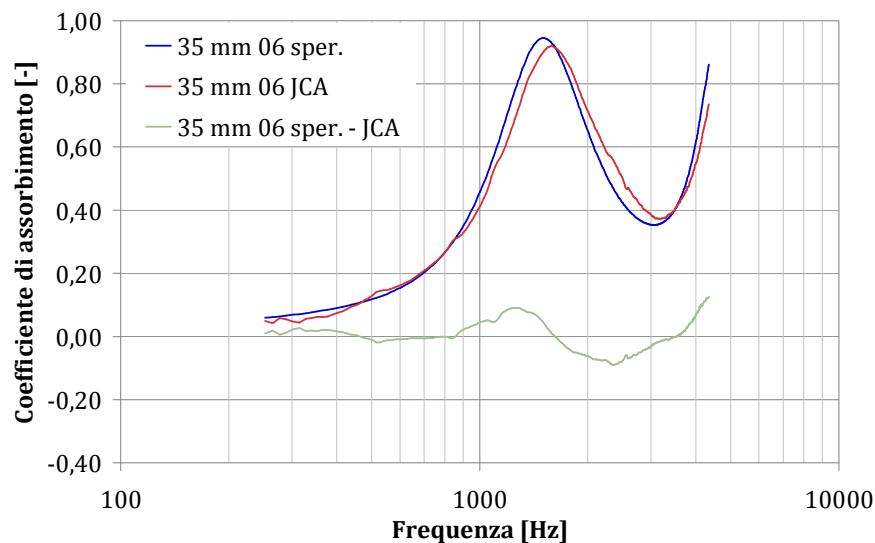


Figura 13-54 Lana di legno mineralizzata s: 35 mm campione 6; confronto tra curva sperimentale e teorica.

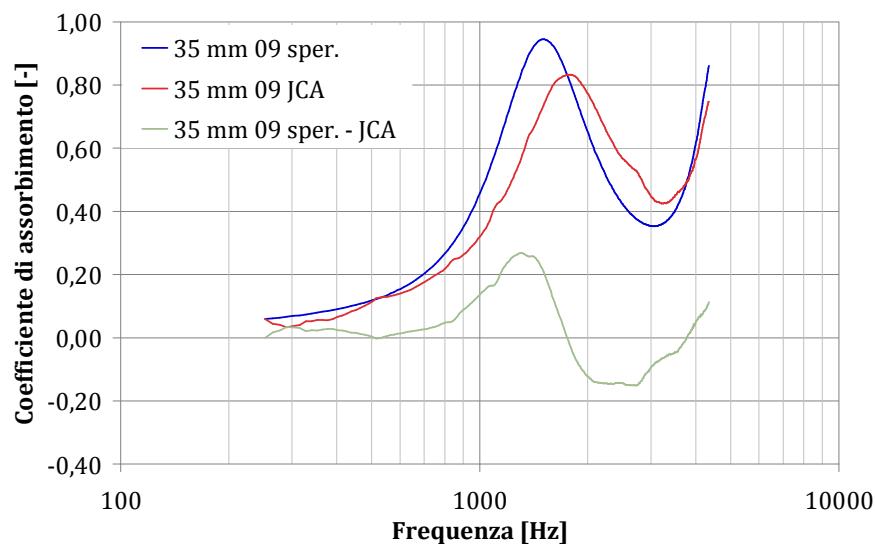


Figura 13-55 Lana di legno mineralizzata s: 35 mm campione 9; confronto tra curva sperimentale e teorica.

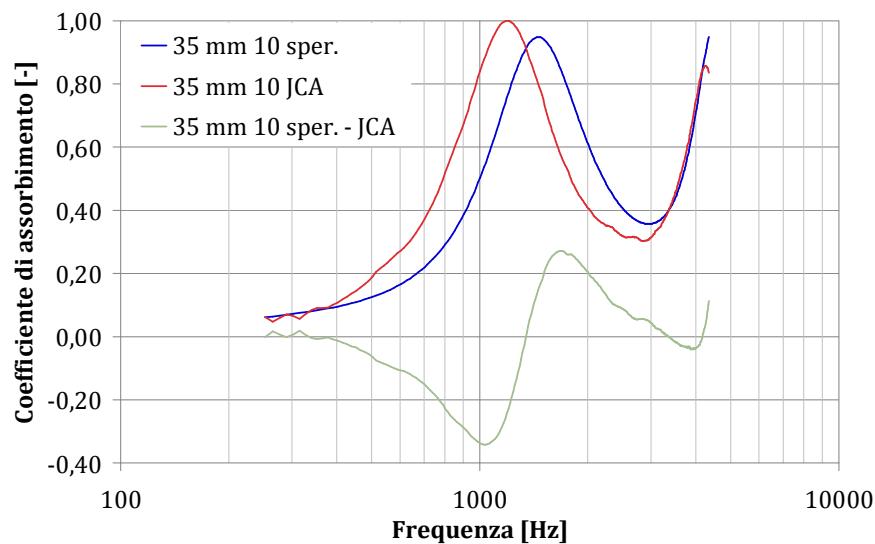


Figura 13-56 Lana di legno mineralizzata s: 35 mm campione 10; confronto tra curva sperimentale e teorica.

## **14 Analisi teorico-sperimentale dell'assorbimento per incidenza diffusa**

Nelle pagine precedenti è stata descritta una procedura di analisi delle proprietà fonoassorbenti della lana di legno mineralizzata, basata su un'ampia campagna di misura del coefficiente di assorbimento per incidenza normale su diversi provini con vari spessori. Alle misure delle caratteristiche acustiche sono state anche affiancate delle misure delle caratteristiche fisiche, ottenendo dei risultati molto differenti da provino e provino a causa della grande eterogeneità di questa tipologia di materiale. Questa dispersione dei dati rende non univoco il confronto tra le curve di assorbimento ottenute con il tubo di kundt e la camera riverberante, pertanto si è preferito utilizzare i dati teorici ottenuti mediante il modello fenomenologico di Johnson Champoux Allard, con cinque parametri medi ricavati da misure di parametri fisici e procedure di minimizzazione.

I cinque parametri che consentono la stima della curva di assorbimento della lana di legno mineralizzata, a partire dal solo spessore sono:

- resistività al flusso,  $\sigma$ : 1952 [Pa•s/m<sup>2</sup>]
- porosità,  $\phi$ : 0,61 [-]
- tortuosità,  $\alpha_\infty$ : 2,52 [-]
- grandezza caratteristica viscosa,  $\Lambda$ : 207 [ $\mu\text{m}$ ]
- grandezza caratteristica termica,  $\Lambda'$ : 373 [ $\mu\text{m}$ ]

Mediante la formulazione di Johnson Champoux Allard sono state calcolate le grandezze intrinseche di impedenza caratteristica e numero d'onda complesso, da cui si è calcolato il coefficiente di assorbimento per incidenza normale e, mediante l'integrale di Paris, è stato stimato l'assorbimento per incidenza diffusa considerando il materiale come localmente reagente. È stato anche calcolato il coefficiente di assorbimento considerando i materiali come non localmente reagenti, utilizzando la formula di Snell, introducendo l'angolo di diffrazione che si forma all'interno del materiale poroso.

L'assorbimento per incidenza diffusa con ipotesi di non locale reagenza (vedi capitolo 3) è stato confrontato con dei dati sperimentali ottenuti mediante misure di coefficiente di assorbimento all'interno della camera riverberante con 12 m<sup>2</sup> di pannelli lana di legno mineralizzata, appartenente alla stessa fornitura da cui sono stati carotati i provini per le misure delle grandezze acustiche e fisiche.

La campagna di misura ha coinvolto quattro differenti spessori nominali: 15 mm, 25 mm, 35 mm e 50 mm che sono stati poi combinati tra loro per ottenere diversi spessori.

In seguito sono riportate le configurazioni di cui si è misurato il coefficiente di assorbimento con indicato lo spessore nominale e lo spessore reale misurato:

- a. 18,2 mm (spessore nominale 15 mm)
- b. 26,2 mm (spessore nominale 25 mm)
- c. 31,6 mm (spessore nominale 50 mm)
- d. 50 mm
- e. 49,8 mm (18,2 mm + 31,6 mm)
- f. 81,6 mm (50 mm + 31,6 mm)

- g. 107,8 mm (50 mm + 31,6 mm + 26,2 mm)
- h. 99,8 mm (50 mm + 31,6 mm + 18,2 mm)
- i. 76 mm (18,2 mm + 26,2 mm + 31,6 mm)
- j. 127 mm (18,2 mm + 26,2 mm + 31,6 mm + 50 mm)

Nelle pagine successive sono messi a confronto le tre curve teoriche di coefficienti di assorbimento per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), con quelle sperimentali ottenute in camera riverberante ( $\alpha_s$ ).

Dal confronto tra i coefficienti di assorbimento per incidenza diffusa non localmente reagente e le curve sperimentali, si sono trovati in molti casi delle buone corrispondenze per frequenze inferiori ai 1000 Hz. Il picco di assorbimento viene quasi sempre individuato, ma nella curva teorica viene sempre sovrastimato.

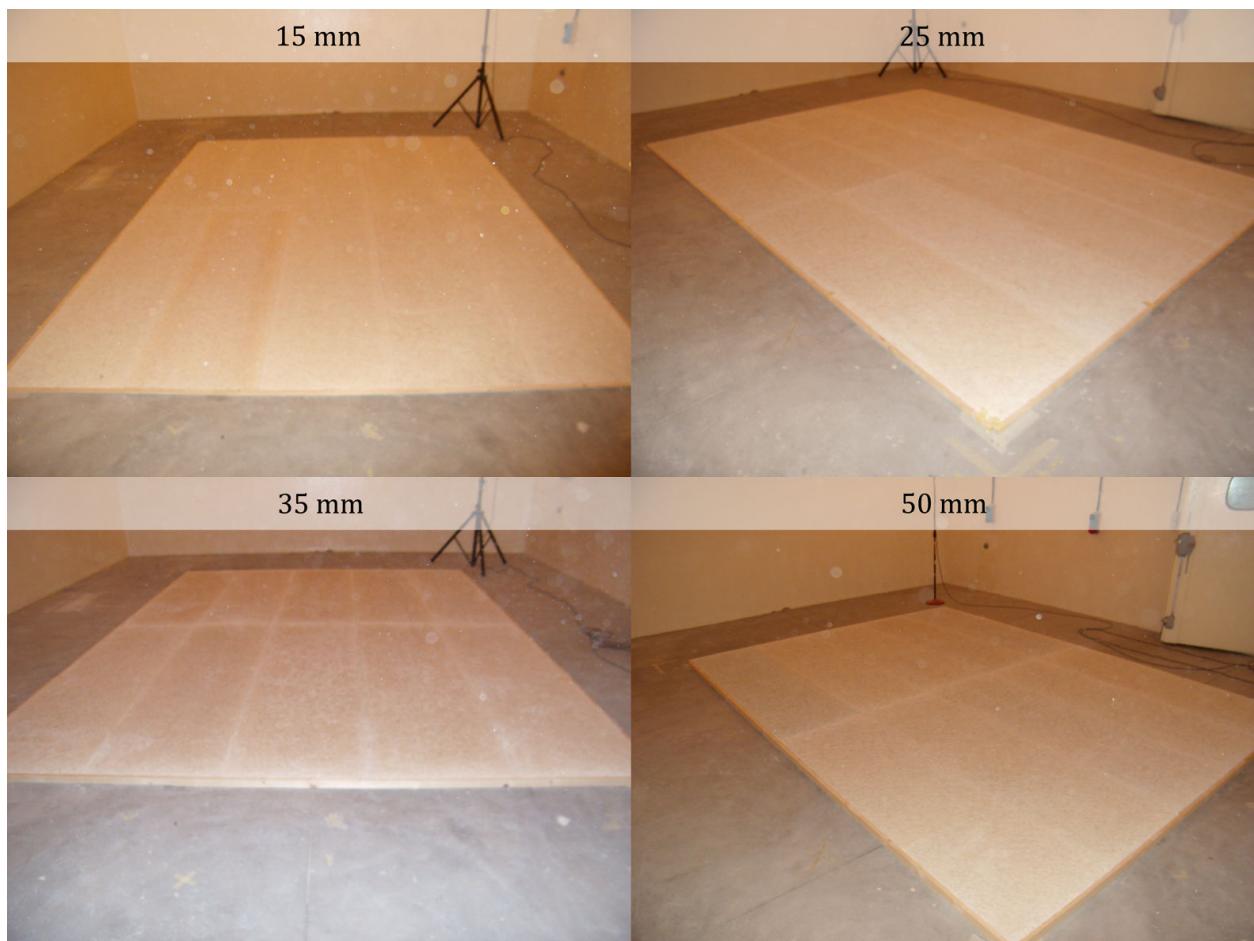


Figura 14-1: Misura del coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa di pannelli di lana di legno mineralizzata con cemento Portland.

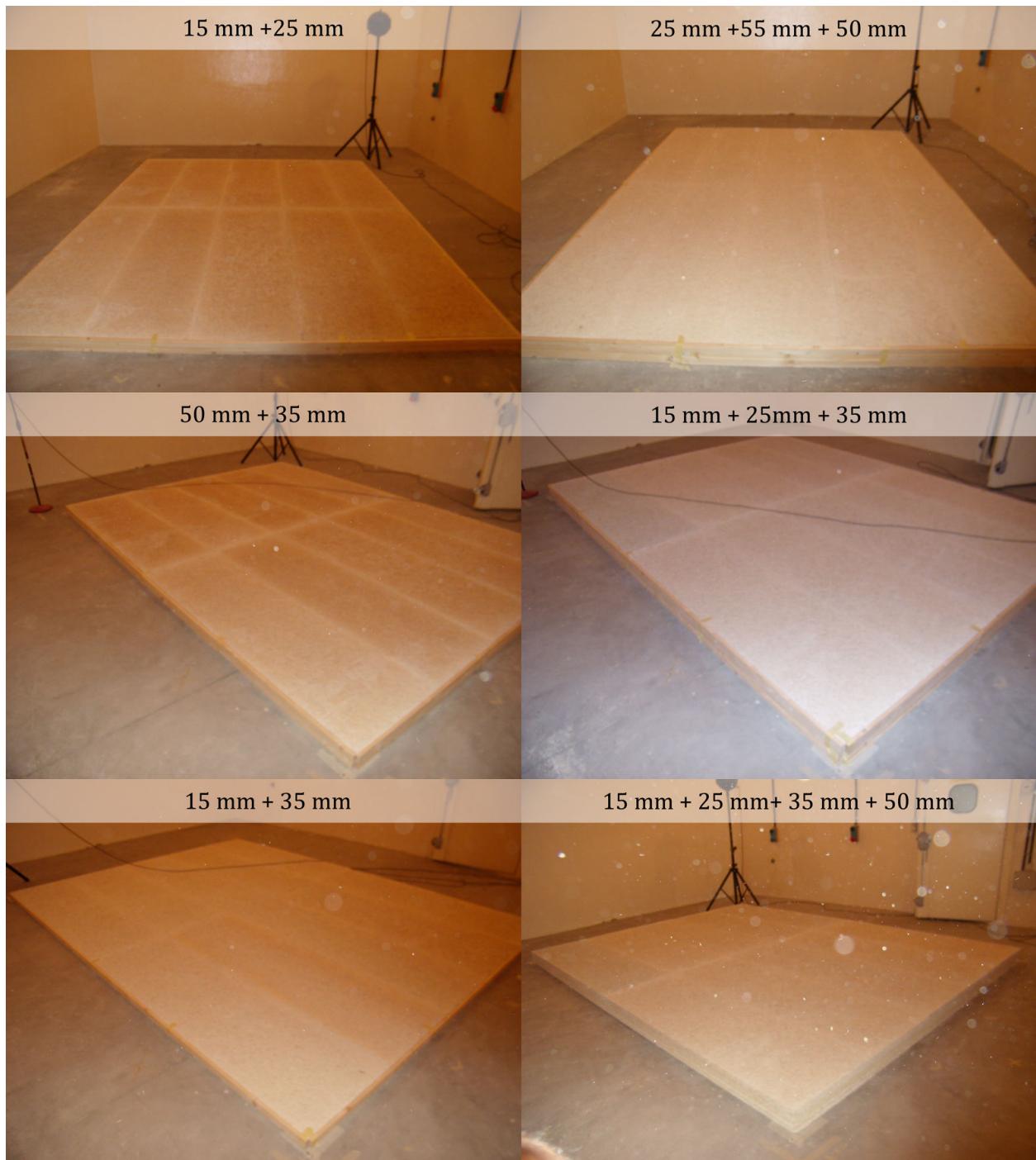


Figura 14-2: Misura del coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa di pannelli di lana di legno mineralizzata con cemento Portland in strati sovrapposti.

a. Lana di legno mineralizzata spessore 18,2 mm (spessore nominale 15 mm)

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 15 mm.

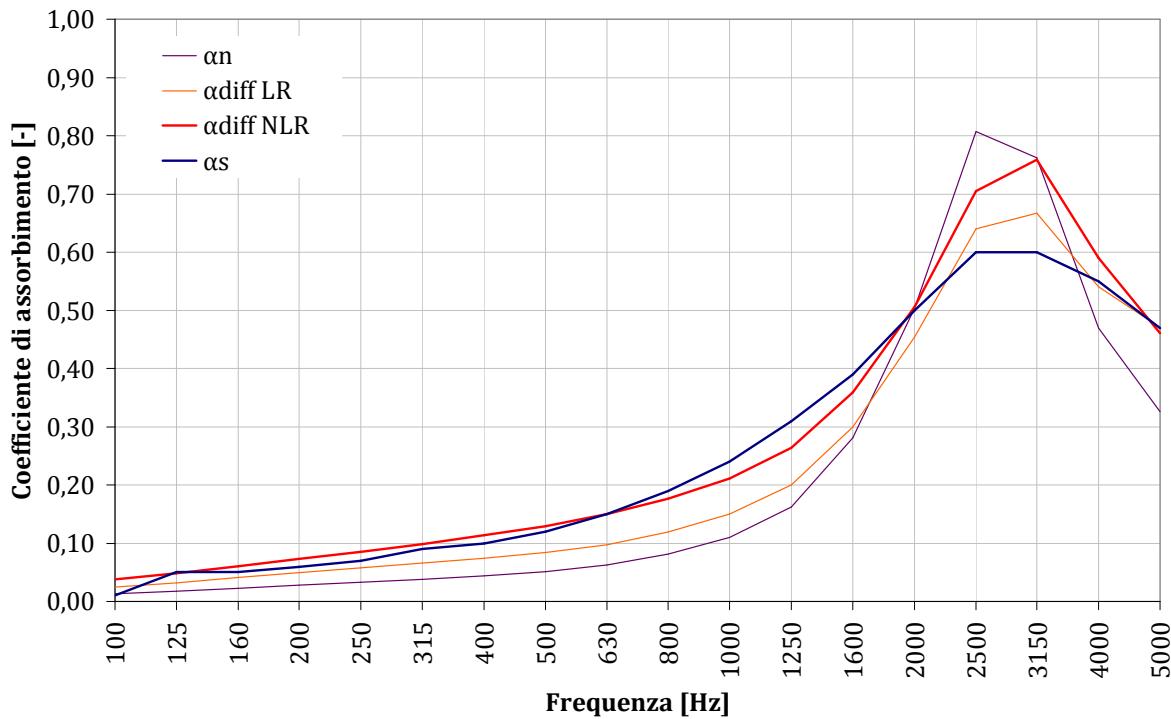


Figura 14-3 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-1 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,01	0,02	0,04	0,01
125	0,02	0,03	0,05	0,05
160	0,02	0,04	0,06	0,05
200	0,03	0,05	0,07	0,06
250	0,03	0,06	0,09	0,07
315	0,04	0,07	0,10	0,09
400	0,04	0,07	0,11	0,10
500	0,05	0,08	0,13	0,12
630	0,06	0,10	0,15	0,15
800	0,08	0,12	0,18	0,19
1000	0,11	0,15	0,21	0,24
1250	0,16	0,20	0,26	0,31
1600	0,28	0,30	0,36	0,39
2000	0,50	0,45	0,51	0,50
2500	0,81	0,64	0,70	0,60
3150	0,76	0,67	0,76	0,60
4000	0,47	0,54	0,59	0,55
5000	0,33	0,47	0,46	0,47

b. Lana di legno mineralizzata spessore 26,2 mm (spessore nominale 25 mm)

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 25 mm.

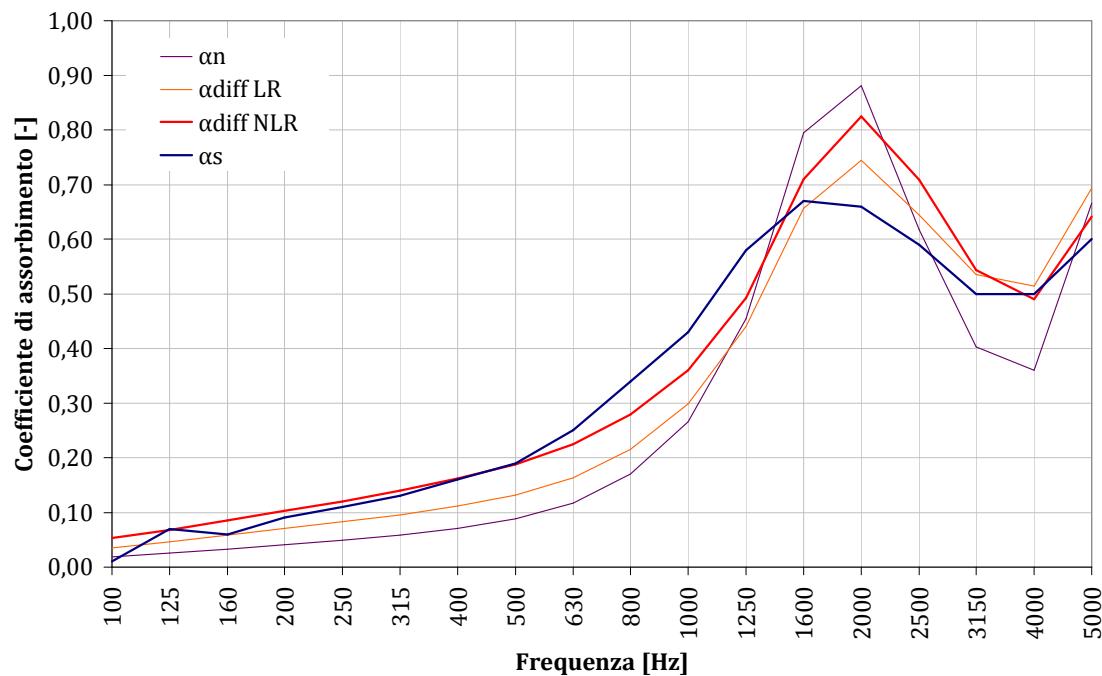


Figura 14-4 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-2 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,02	0,04	0,05	0,01
125	0,03	0,05	0,07	0,07
160	0,03	0,06	0,09	0,06
200	0,04	0,07	0,10	0,09
250	0,05	0,08	0,12	0,11
315	0,06	0,10	0,14	0,13
400	0,07	0,11	0,16	0,16
500	0,09	0,13	0,19	0,19
630	0,12	0,16	0,22	0,25
800	0,17	0,22	0,28	0,34
1000	0,27	0,30	0,36	0,43
1250	0,45	0,44	0,49	0,58
1600	0,79	0,66	0,71	0,67
2000	0,88	0,74	0,82	0,66
2500	0,62	0,64	0,71	0,59
3150	0,40	0,54	0,54	0,50
4000	0,36	0,51	0,49	0,50
5000	0,67	0,69	0,64	0,60

c. Lana di legno mineralizzata spessore 31,6 mm (spessore nominale 35 mm)

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 35 mm.

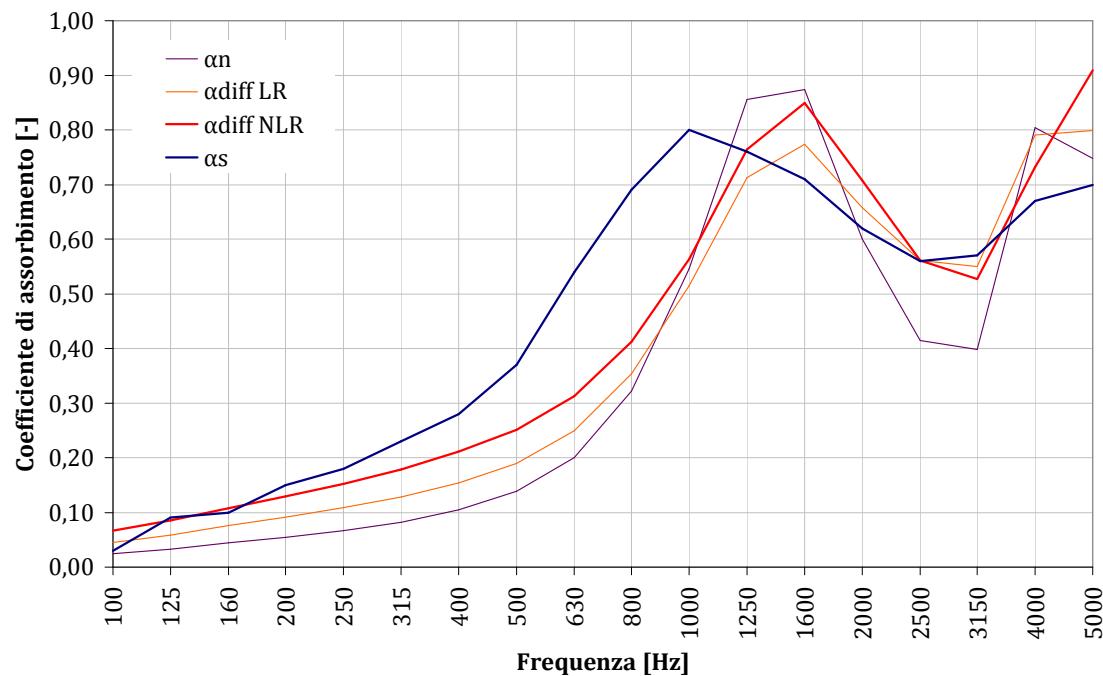


Figura 14-5 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-3 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,02	0,04	0,07	0,03
125	0,03	0,06	0,09	0,09
160	0,04	0,08	0,11	0,10
200	0,05	0,09	0,13	0,15
250	0,07	0,11	0,15	0,18
315	0,08	0,13	0,18	0,23
400	0,10	0,15	0,21	0,28
500	0,14	0,19	0,25	0,37
630	0,20	0,25	0,31	0,54
800	0,32	0,35	0,41	0,69
1000	0,55	0,51	0,56	0,80
1250	0,86	0,71	0,76	0,76
1600	0,87	0,77	0,85	0,71
2000	0,60	0,66	0,71	0,62
2500	0,41	0,56	0,56	0,56
3150	0,40	0,55	0,53	0,57
4000	0,80	0,79	0,73	0,67
5000	0,75	0,80	0,91	0,70

#### d. Lana di legno mineralizzata spessore nominale 50 mm

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 50 mm.

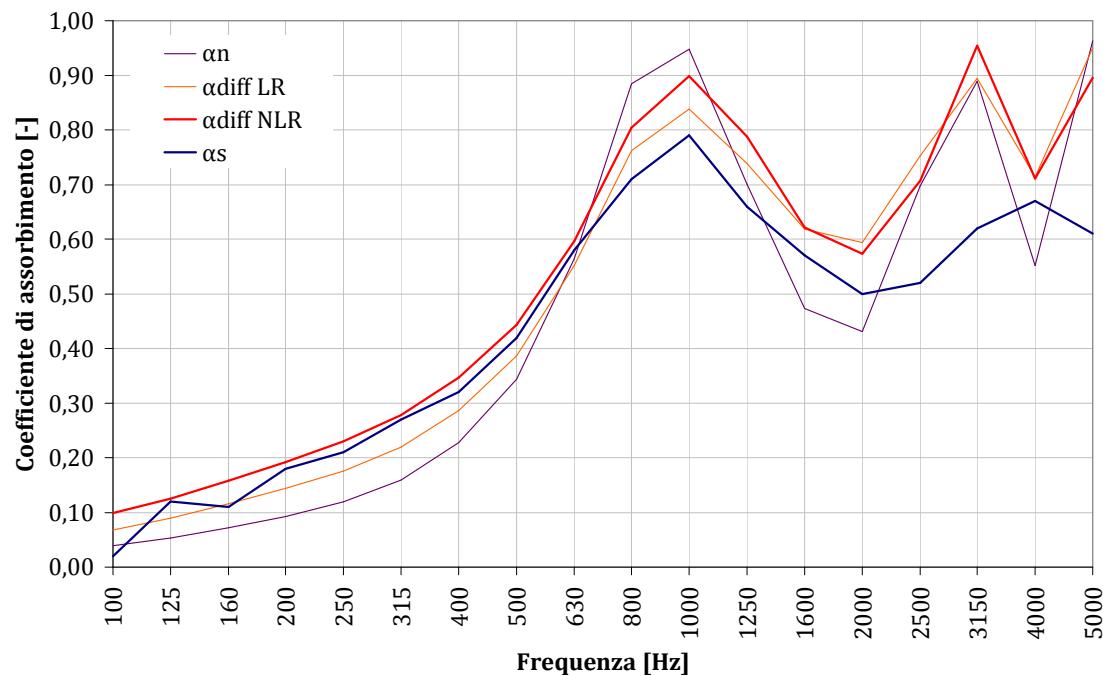


Figura 14-6 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-4 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,04	0,07	0,10	0,02
125	0,05	0,09	0,13	0,12
160	0,07	0,12	0,16	0,11
200	0,09	0,14	0,19	0,18
250	0,12	0,18	0,23	0,21
315	0,16	0,22	0,28	0,27
400	0,23	0,29	0,35	0,32
500	0,34	0,39	0,44	0,42
630	0,56	0,55	0,60	0,58
800	0,88	0,76	0,80	0,71
1000	0,95	0,84	0,90	0,79
1250	0,70	0,74	0,79	0,66
1600	0,47	0,62	0,62	0,57
2000	0,43	0,59	0,57	0,50
2500	0,70	0,75	0,71	0,52
3150	0,89	0,89	0,95	0,62
4000	0,55	0,71	0,71	0,67
5000	0,96	0,95	0,89	0,61

e. Lana di legno mineralizzata spessore 49,8 mm (spessore nominale 15 mm + 35 mm)

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di due strati sovrapposti di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 15 mm e 35 mm

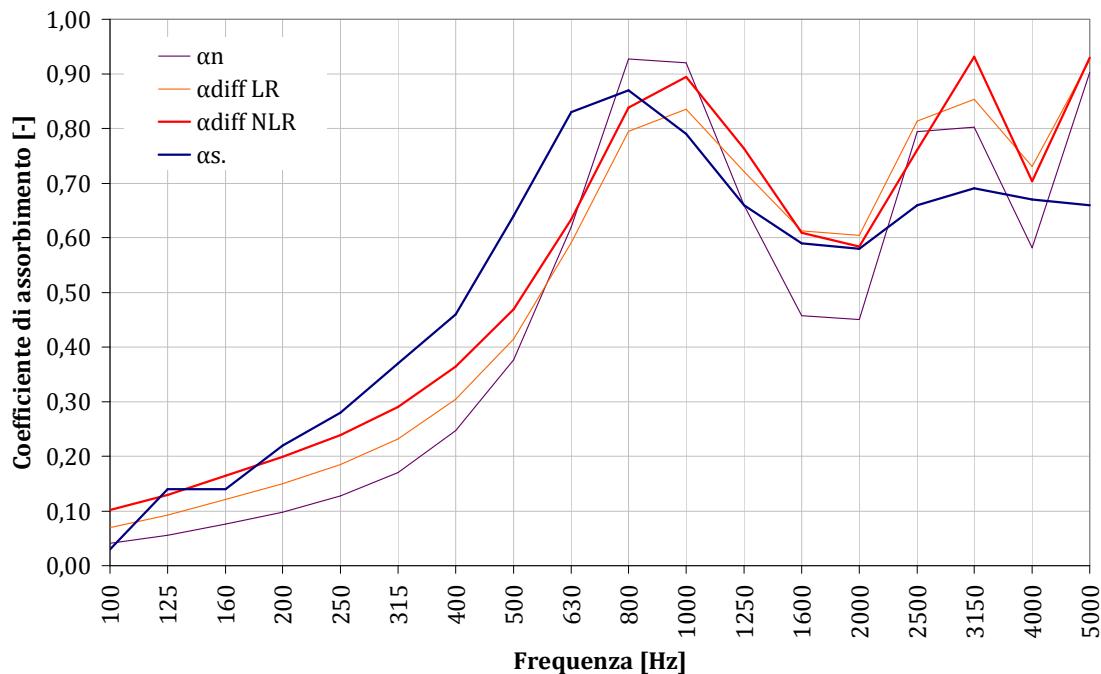


Figura 14-7 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-5 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. Hz	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,04	0,07	0,10	0,03
125	0,06	0,09	0,13	0,14
160	0,08	0,12	0,16	0,14
200	0,10	0,15	0,20	0,22
250	0,13	0,18	0,24	0,28
315	0,17	0,23	0,29	0,37
400	0,25	0,30	0,36	0,46
500	0,38	0,41	0,47	0,64
630	0,62	0,59	0,63	0,83
800	0,93	0,79	0,84	0,87
1000	0,92	0,83	0,89	0,79
1250	0,66	0,72	0,76	0,66
1600	0,46	0,61	0,61	0,59
2000	0,45	0,60	0,58	0,58
2500	0,79	0,81	0,76	0,66
3150	0,80	0,85	0,93	0,69
4000	0,58	0,73	0,70	0,67
5000	0,90	0,93	0,93	0,66

f. Lana di legno mineralizzata spessore 81,6 mm (spessore nominale 50 mm + 35 mm)

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di due strati sovrapposti di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 50 mm e 35 mm

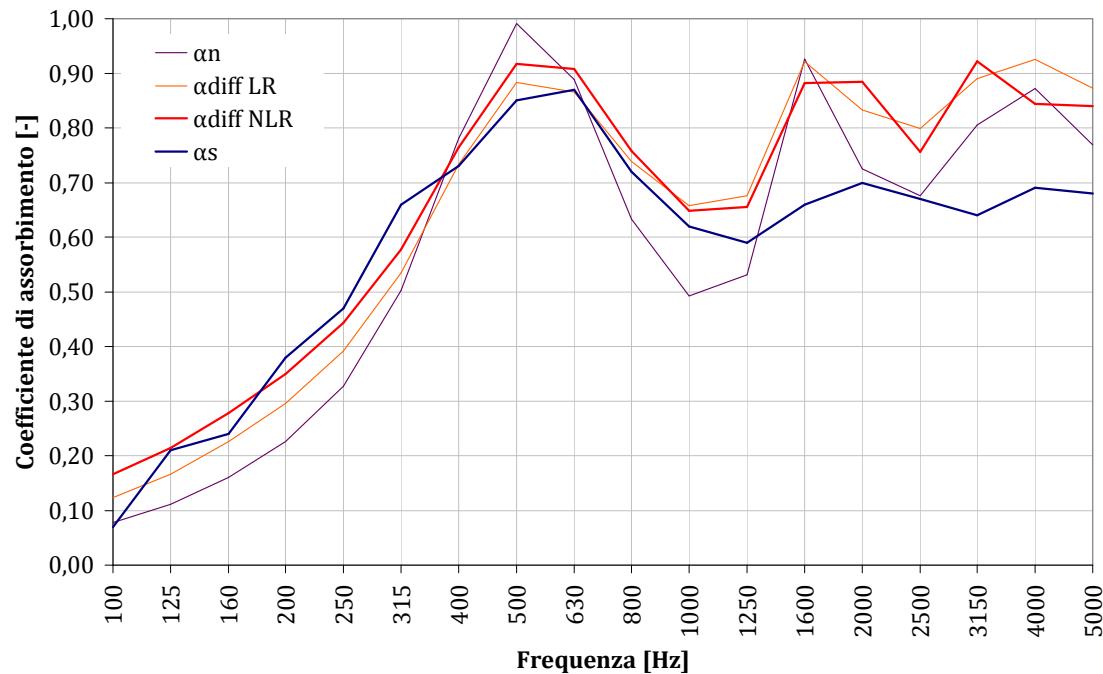


Figura 14-8 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-6 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,08	0,12	0,17	0,07
125	0,11	0,17	0,21	0,21
160	0,16	0,23	0,28	0,24
200	0,23	0,30	0,35	0,38
250	0,33	0,39	0,44	0,47
315	0,50	0,53	0,58	0,66
400	0,78	0,73	0,76	0,73
500	0,99	0,88	0,92	0,85
630	0,89	0,87	0,91	0,87
800	0,63	0,74	0,76	0,72
1000	0,49	0,66	0,65	0,62
1250	0,53	0,68	0,65	0,59
1600	0,93	0,92	0,88	0,66
2000	0,72	0,83	0,88	0,70
2500	0,68	0,80	0,76	0,67
3150	0,81	0,89	0,92	0,64
4000	0,87	0,93	0,84	0,69
5000	0,77	0,87	0,84	0,68

- g. Lana di legno mineralizzata spessore 197,8mm (spessore nominale 50 mm + 35 mm + 25 mm)

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di tre strati sovrapposti di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 50 mm, 35 mm e 25 mm.

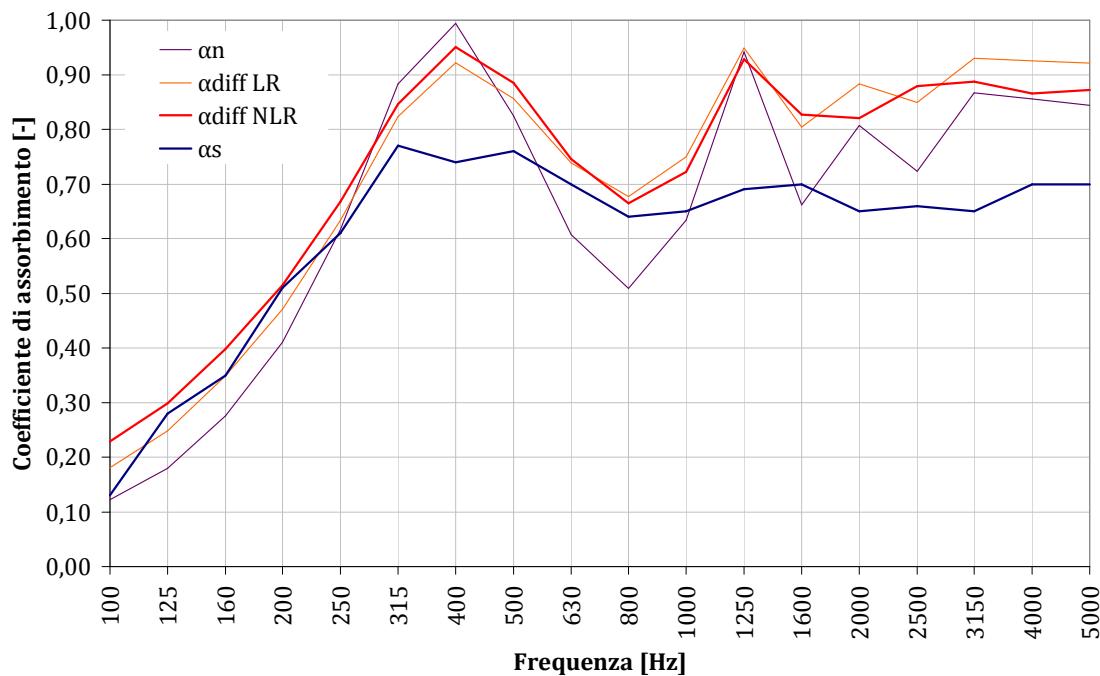


Figura 14-9 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-7 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,12	0,18	0,23	0,13
125	0,18	0,25	0,30	0,28
160	0,28	0,35	0,40	0,35
200	0,41	0,47	0,52	0,51
250	0,62	0,63	0,67	0,61
315	0,88	0,82	0,85	0,77
400	0,99	0,92	0,95	0,74
500	0,82	0,86	0,89	0,76
630	0,61	0,74	0,75	0,70
800	0,51	0,68	0,66	0,64
1000	0,63	0,75	0,72	0,65
1250	0,94	0,95	0,93	0,69
1600	0,66	0,80	0,83	0,70
2000	0,81	0,88	0,82	0,65
2500	0,72	0,85	0,88	0,66
3150	0,87	0,93	0,89	0,65
4000	0,86	0,92	0,87	0,70
5000	0,84	0,92	0,87	0,70

h. Lana di legno mineralizzata spessore 99,8 mm (spessore nominale 50 mm + 35 mm + 15 mm)

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di tre strati sovrapposti di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 50 mm, 35 mm e 15 mm.

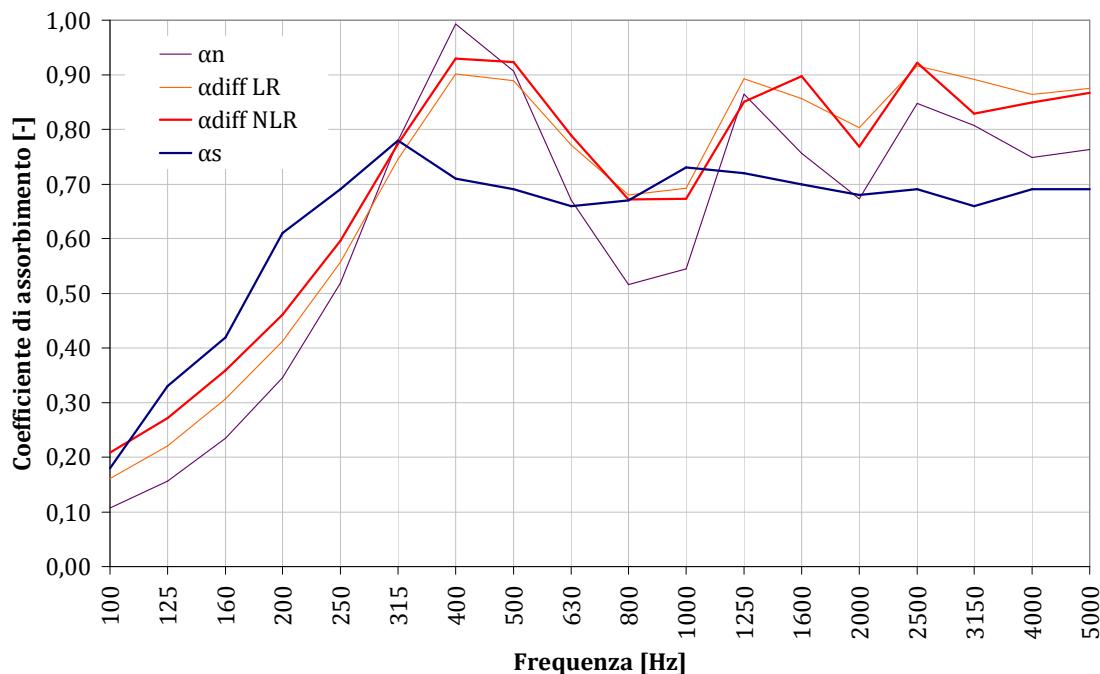


Figura 14-10 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-8 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,11	0,16	0,21	0,18
125	0,16	0,22	0,27	0,33
160	0,23	0,31	0,36	0,42
200	0,35	0,41	0,46	0,61
250	0,52	0,56	0,60	0,69
315	0,78	0,75	0,77	0,78
400	0,99	0,90	0,93	0,71
500	0,91	0,89	0,92	0,69
630	0,67	0,77	0,79	0,66
800	0,52	0,68	0,67	0,67
1000	0,54	0,69	0,67	0,73
1250	0,87	0,89	0,85	0,72
1600	0,76	0,86	0,90	0,70
2000	0,67	0,80	0,77	0,68
2500	0,85	0,92	0,92	0,69
3150	0,81	0,89	0,83	0,66
4000	0,75	0,86	0,85	0,69
5000	0,76	0,87	0,87	0,69

- i. Lana di legno mineralizzata spessore 76,0 mm (spessore nominale 15 mm + 25 mm + 35 mm )

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di tre strati sovrapposti di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 15 mm, 25 mm e 35 mm.

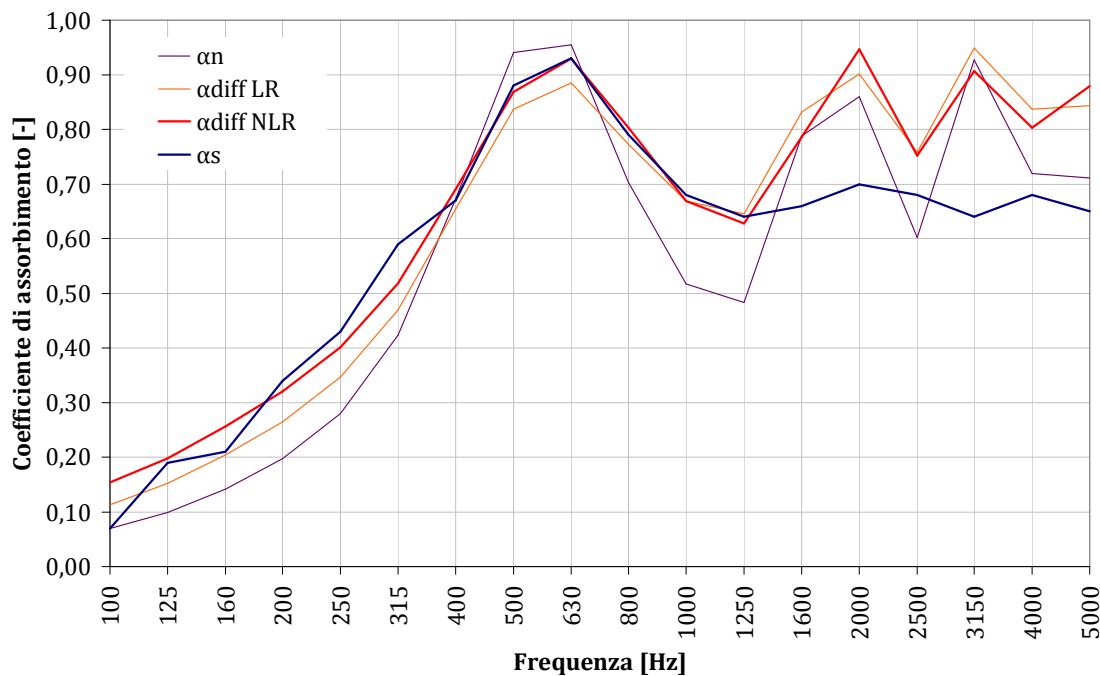


Figura 14-11 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-9 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,07	0,11	0,15	0,07
125	0,10	0,15	0,20	0,19
160	0,14	0,20	0,26	0,21
200	0,20	0,26	0,32	0,34
250	0,28	0,35	0,40	0,43
315	0,42	0,47	0,52	0,59
400	0,67	0,65	0,69	0,67
500	0,94	0,84	0,87	0,88
630	0,95	0,89	0,93	0,93
800	0,70	0,77	0,80	0,79
1000	0,52	0,67	0,67	0,68
1250	0,48	0,65	0,63	0,64
1600	0,79	0,83	0,79	0,66
2000	0,86	0,90	0,95	0,70
2500	0,60	0,76	0,75	0,68
3150	0,93	0,95	0,91	0,64
4000	0,72	0,84	0,80	0,68
5000	0,71	0,84	0,88	0,65

- j. Lana di legno mineralizzata spessore 127,0 mm (spessore nominale 15 mm + 25 mm + 35 mm + 50 mm)

Coefficienti di assorbimento teorici per incidenza normale ( $\alpha_n$ ), incidenza diffusa localmente reagente ( $\alpha_{diff\ LR}$ ), incidenza diffusa non localmente reagente ( $\alpha_{diff\ NLR}$ ), e ottenuti sperimentalmente in camera riverberante ( $\alpha_s$ ) su 12 m<sup>2</sup> di quattro strati sovrapposti di pannelli di lana di legno mineralizzata di spessore 15 mm, 25 mm, 35 mm e 50 mm.

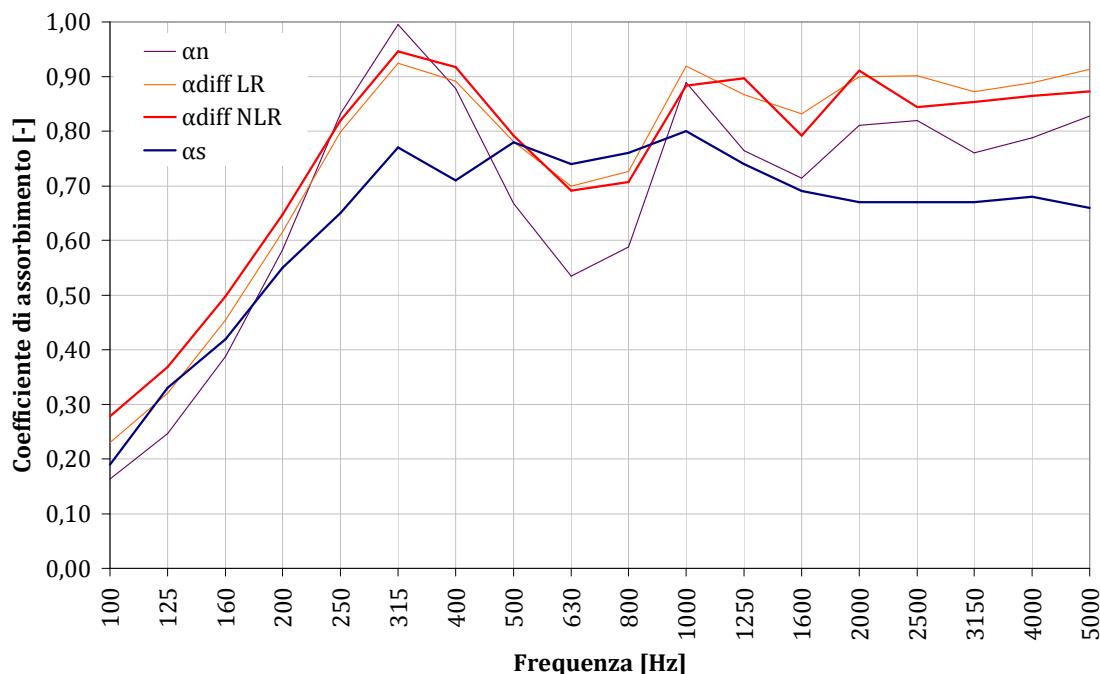


Figura 14-12 Confronto tra curve teoriche (modello JCA) e curva sperimentale (camera riverberante)

Tabella 14-10 Valori in terzi d'ottava ottenuti con il modello di JCA e sperimentalmente in camera riverberante

Freq. [Hz]	$\alpha_n$	$\alpha_{diff\ LR}$	$\alpha_{diff\ NLR}$	$\alpha_s$
100	0,16	0,23	0,28	0,19
125	0,25	0,32	0,37	0,33
160	0,39	0,45	0,50	0,42
200	0,58	0,61	0,65	0,55
250	0,83	0,80	0,82	0,65
315	0,99	0,92	0,95	0,77
400	0,88	0,89	0,92	0,71
500	0,67	0,78	0,79	0,78
630	0,53	0,70	0,69	0,74
800	0,59	0,73	0,71	0,76
1000	0,89	0,92	0,88	0,80
1250	0,76	0,87	0,90	0,74
1600	0,71	0,83	0,79	0,69
2000	0,81	0,90	0,91	0,67
2500	0,82	0,90	0,84	0,67
3150	0,76	0,87	0,85	0,67
4000	0,79	0,89	0,86	0,68
5000	0,83	0,91	0,87	0,66



## 15 Conclusioni

In questo lavoro è stata svolta un'analisi teorico-sperimentale su materiali con proprietà fonoassorbenti, affiancando due metodi di misura che si basano su principi teorici differenti: Il tubo ad impedenza, che sfrutta la teoria ondulatoria e la misura della variazione di ampiezza e fase tra onde piane incidenti e riflesse, e la camera riverberante, che ha un approccio energetico-statistico, basato sulla misura dei tempi di riverberazione. La sperimentazione è stata svolta in tre fasi:

1. la prima parte è relativa alle metodologie di misura del coefficiente di assorbimento per incidenza diffusa in camera riverberante, che ha portato a interessanti risultati dimostrando la grande variabilità delle curve di assorbimento, al mutare della disposizione e della quantità di provini all'interno della camera.

La misura di assorbitori piani secondo la norma UNI EN ISO 354 viene calcolata dalla differenza delle aree di assorbimento equivalenti tra camera con e senza provino, normalizzata con la superficie del campione. Questa influenza significativamente l'assorbimento, incrementando la curva del coefficiente d'assorbimento alle alte frequenze in modo inversamente proporzionale alla quantità di materiale assorbente utilizzato. È interessante notare che si possono ottenere risultati differenti anche utilizzando dei valori in mq compresi entro i limiti riportati nella norma.

Utilizzando dei pannelli di piccole dimensioni è stata valutata la variabilità del coefficiente di assorbimento mantenendo lo stesso numero di assorbitori piani, ma cambiandone la distribuzione all'interno della camera. Da queste prove è emerso che l'assorbimento è fortemente influenzato non solo dalla quantità di materiale presente, ma dall'aumento dell'area che circoscrive le varie configurazioni. Più le distribuzioni sono disperse, più l'area che li circoscrive è ampia, più si ottengono assorbimenti maggiori alle alte frequenze. Viceversa, mantenendo i provini più compatti, fino a renderli contigui, senza interporre spaziature, l'assorbimento è inferiore.

Un altro aspetto rilevante è l'incremento di assorbimento dovuto alla presenza dei bordi del materiale, qualora non si utilizzasse il confinamento previsto nella norma, che è evidente per spessori superiori a 35 mm. Per spessori inferiori a 25 mm, invece includendo l'area del bordo all'interno del calcolo del coefficiente di assorbimento si riesce a compensare in modo sufficientemente accurato l'incremento di assorbimento dovuto dal bordo esposto, facendo rientrare i risultati all'interno dell'incertezza di ripetibilità.

2. La seconda parte riguarda un'analisi teorico-sperimentale approfondita su campioni di lana di legno mineralizzata con cemento Portland, un materiale poroso caratterizzato da una grande eterogeneità che ha portato a risultati sperimentali molto dispersi sia per quanto riguarda le caratteristiche fisiche, che quelle acustiche superficiali ed intrinseche.

Si è riuscito comunque, mediante delle tecniche di minimizzazione affiancate ad una ampia campagna di misure sperimentali a ottimizzare dei parametri che consentissero di valutare con buona approssimazione il coefficiente di assorbimento della lana di legno mineralizzata partendo solamente dallo spessore effettivo.

3. L'ultima parte di questo lavoro ha riguardato il confronto tra curve di assorbimento della lana di legno mineralizzata con cemento Portland, ricavate analiticamente mediante modelli teorici e parametri fisici ottimizzati, e curve sperimentali eseguite all'interno della camera riverberante seguendo la norma UNI EN ISO 354. Nonostante si tratti di due metodi basati su principi teorici diversi e siano soggetti entrambi ad ampi errori di riproducibilità, si riscontrano delle buone corrispondenze in bassa frequenza, e si riesce ad individuare in modo abbastanza accurato l'andamento della curva e il picco di assorbimento. Le curve teoriche hanno però sistematicamente sovrastimato l'assorbimento alle alte frequenze.

## Bibliografia

1. Allard J.F., "Propagation of Sound in Porous Media", Elsevier, Applied Science, London and New York (1993)
2. Beranek L.L., Vér I.L., "Noise and Vibration Control Engineering", (1992)
3. Cox T.J., D'Antonio, "Acoustic Absorbers and Diffusers", Spon Press (2004)
4. Granzotto N., "Analisi Teorico-Sperimentale del potere fonoisolante di strutture edilizie", Tesi di dottorato di ricerca (2006)
5. Kuttruff H., "Room Acoustics" Fourth Edition, Spon Press, London (2000)
6. Mechel F. P., "Formulas of Acoustics", Springer-Verlag, ( 2002)
7. Pompoli F., Bonfiglio P., "Assorbimento acustico"
8. Pompoli F., Bonfiglio P., "Assorbimento acustico" dispensa del corso di formazione avanzato (2009)
9. Spagnolo R., "Manuale di Acustica applicata", Cittàstudi (2008)

## ARTICOLI

10. Bies D.A., Hansen C.H., "Flown resistance information for acoustical design", App.Acoustic. 13, pp.357-391 (1980)
11. Bonfiglio P., Pompoli F., "Misura sperimentale della tortuosità di materiali a cella aperta con tecnica ad ultrasuoni". Atti del 34° convegno AIA - Firenze (2007)
12. Delany M.E., Bazley E.N., "Acoustic properties of fibrous absorbent materials" Applied acoustic 3 pp. 105-116 (1971)
13. Dunn I.P., Davern W.A., "Calculation of acoustic impedance of multilayer absorber", App.Acoustic., 19, pp.321-334 (1986)
14. Garai M.,Pompoli F., "A simple empirical model of polyester fibre materials for acoustic applications" App.Acoustic, 66 pp.1383-1398 (2005)
15. Granzotto N., Ruggeri P. , Di Bella A., "Analisi teorico sperimentale sull'assorbimento acustico in campo diffuso di strutture multistrato", Atti del 38° convegno AIA - Rimini (2011)
16. Miki Y., "Acoustical properties of porous material - generalizations and empirical models" Journal of Acoustic Society of Japan 11(1) (1990)
17. Pompoli F. Bonfiglio P., "Proprietà acustiche di materiali poliuretanici a cella aperta: indagine sperimentale e modelli di previsione", Rivista Italiana di Acustica, Vol 30 n. 1-2 (2006)
18. Pompoli F., Bonfiglio P., "Apparecchiatura per la misura della porosità di materiali a cella aperta". Atti del 34° Convegno AIA - Firenze (2007)
19. Pompoli F., Bonfiglio P., "Tecniche avanzate di caratterizzazione fisico-acustica di materiali porosi". Atti del 35° Convegno AIA - Milano (2008)
20. Ruggeri P., "Influenza della disposizione dei campioni nella misura del coefficiente di assorbimento in camera riverberante", Atti del 37° Convegno AIA - Siracusa (2010)
21. Ruggeri P., Granzotto N., Luison L., Pontarollo C. M., "The influence of the specimen set-up in the measurement of sound absorption in a reverberant room", Proceedings Euroregio - Ljubljana (2010)
22. Song B. H , Bolton J. S., "A transfer matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials", J. Acoust. Soc. Am., 107 (3), 1131-1152 (2000)

## **NORMATIVA TECNICA**

23. UNI EN ISO 354:2003 Acustica. Misura dell'assorbimento acustico in camera riverberante.
24. UNI EN ISO 3382:2001 Acustica. Misurazione del tempo di riverberazione di ambienti con riferimento ad altri parametri acustici.
25. UNI EN ISO 10534-2:2001 Acustica. Determinazione del coefficiente di assorbimento acustico e dell'impedenza acustica in tubi di impedenza. Metodo della funzione di trasferimento.
26. UNI EN ISO 10534-1:2001 Acustica. Determinazione del coefficiente di assorbimento acustico e dell'impedenza acustica in tubi di impedenza. Metodo con le onde stazionarie.
27. UNI EN 29053:1994 Acustica. Materiali per applicazioni acustiche. Determinazione della resistenza al flusso d'aria.

## **MANUALI TECNICI**

28. Materia Acustica s.r.l., "*Sistema di misura della Resistenza al Flusso d'aria*", Manuale Utente
29. Materia Acustica s.r.l., "*Sistema di misura delle proprietà acustiche complesse e della transmission loss di materiali porosi*", Manuale Utente
30. Materia Acustica s.r.l., "*Sistema di misura delle proprietà acustiche superficiali di materiali porosi*", Manuale Utente

## **Ringraziamenti**

A questo punto sento doveroso poter esternare la mia più sincera gratitudine a tutti coloro mi sono stati vicini in questo percorso di dottorato.

Il primo pensiero va ai miei genitori e a mio fratello, per la loro costante presenza e il loro affetto.

Ringrazio tutte le persone che ho avuto la fortuna di conoscere in questi tre anni, dotate di grande professionalità, competenza, dedizione per il loro lavoro e che hanno saputo pazientemente consigliarmi e indirizzarmi. Tra questi un ringraziamento particolare va all'Ing. Nicola Granzotto dell'Università degli Studi di Padova, il Prof. Fabio Peron dell'Università IUAV di Venezia e il Dott. Paolo Bonfiglio dell'Università degli Studi di Ferrara, per il loro incondizionato supporto e per aver saputo trasmettermi parte della loro conoscenza e soprattutto passione per la ricerca.

L'ultimo ringraziamento ma non certo per importanza è rivolto ad Elisa, la mia gioia, la mia ispirazione.