



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης του ήχου και του
δείκτη ηχομείωσης αερόφερτου θορύβου με τη χρήση
των sound intensity probes**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Δημήτριος Ξ. Ζαβιτσάνος

Επιβλέπων : Γεώργιος Ε. Καμπουράκης
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Μάιος 2015



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης του ήχου και του
δείκτη ηχομείωσης αερόφερτου θορύβου με τη χρήση
των sound intensity probes**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Δημήτριος Ξ. Ζαβιτσάνος

Επιβλέπων : Γεώργιος Ε. Καμπουράκης
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Μάιος 2015



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης του ήχου και του
δείκτη ηχομείωσης αερόφερτου θορύβου με τη χρήση
των sound intensity probes**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Δημήτριος Ξ. Ζαβιτσάνος

Επιβλέπων : Γεώργιος Ε. Καμπουράκης
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την ^η Μαΐου 2015.

.....
Γ. Καμπουράκης
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

.....
Η. Κουκούτσης
Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ

.....
Β. Λούμος
Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Μάιος 2015

.....

Δημήτριος Ξ. Ζαβιτσάνος

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Δημήτριος Ξ. Ζαβιτσάνος 2015

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Περίληψη

Σκοπός αυτής της διπλωματικής εργασίας είναι η παρουσίαση και ανάδειξη των δυνατοτήτων που προσφέρει το μέγεθος της ακουστικής έντασης (sound intensity) στο πεδίο των ακουστικών μετρήσεων.

Ως διανυσματικό μέγεθος, η ακουστική ένταση προσφέρει πληροφορίες για την κατεύθυνση του ήχου και συνδέεται άμεσα με την ακουστική ισχύ. Αρχικά, περιγράφονται δύο μεθοδολογίες για τον προσδιορισμό της, επάνω στις οποίες στηρίζουν τη λειτουργία τους δύο διαφορετικά sound intensity probes. Περιορισμοί λόγω της φύσης του πεδίου αναλύονται διεξοδικά.

Στη συνέχεια, η εργασία επικεντρώνεται στο φαινόμενο της απορρόφησης του ήχου, και συγκεκριμένα σε σύγχρονες μεθόδους προσδιορισμού του συντελεστή απορρόφησης με τη χρήση των sound intensity probes είτε σε εργαστηριακό περιβάλλον είτε *in situ*. Αναδεικνύεται πως το βασικό ζητούμενο των *in situ* μετρήσεων είναι μία καλή περιγραφή του ηχητικού πεδίου πάνω από την επιφάνεια του απορροφητικού υλικού, καθώς τα σύγχρονα probes (τα Microflow n p-u sound intensity probes) είναι ικανά να μετρούν σε απόσταση μόλις λίγων χιλιοστών από την απορροφητική επιφάνεια.

Στο τελευταίο μέρος της εργασίας (κεφάλαιο 8), αναλύεται μία μεθοδολογία για τον προσδιορισμό της ηχομόνωσης του αερόφερτου θορύβου, βασισμένη σε *in situ* μετρήσεις ακουστικής έντασης. Για την πειραματική της αξιολόγηση, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις σε μία μεσοτοιχία δύο παρακείμενων δωματίων, τα αποτελέσματα των οποίων παρουσιάζονται αναλυτικά, απ' όπου διαφαίνονται σημαντικά πλεονεκτήματα συγκριτικά με παραδοσιακές μεθόδους βασισμένες σε μετρήσεις ακουστικής πίεσης με ένα απλό μικρόφωνο, καθώς μπορούν να εξαχθούν με μεγάλη ευκολία άμεσα συμπεράσματα για τη συνεισφορά ισχύος από διαφορετικά τοιχώματα και να εντοπιστούν τα μονοπάτια διάδοσης του ήχου.

Λέξεις κλειδιά

ακουστική ένταση, p-p sound intensity probe, microflow n sensor, ακουστική εμπέδηση, συντελεστής απορρόφησης, δείκτης ηχομείωσης αερόφερτου θορύβου

Abstract

The aim of this diploma thesis is to give an overview of sound intensity and its measurement and applications advantages on Acoustics.

As a vector, sound intensity provides information about the direction of sound and is connected directly with sound power. At first, two different sound intensity measurement principles are described. Sound field limitations are thoroughly analyzed.

Subsequently, the thesis focuses on sound absorption and specifically on recent techniques for estimation of sound absorption coefficient with the use of sound intensity probes either under laboratory conditions or in situ. The main desideratum of in situ measurements appears to be a good description of the sound field above the absorption material surface, as modern Microflown p-u sound intensity probes are capable to measure only a few millimeters above the absorption surface.

In the last part of the thesis (chapter 8), a methodology for airborne sound insulation determination, based on in situ measurements of sound intensity is analyzed. For experimental evaluation, the results of sound insulation measurements performed in two adjoining rooms separated by a party wall, are presented. From this presentation, many advantages rise, compared to single microphone methods, as contributions from various flanking paths can easily be quantified and sound leaks can be traced.

Key words

sound intensity, p-p sound intensity probe, microflown sensor, acoustic impedance, absorption coefficient, sound reduction index

Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Ακουστικής Επικοινωνίας και Τεχνολογίας Μέσων Μαζικής Επικοινωνίας του τμήματος Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Ηλεκτρονικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου και συγκεκριμένα στον τομέα Επικοινωνιών, Ηλεκτρονικής και Συστημάτων Πληροφορικής.

Καταρχήν θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Γεώργιο Καμπουράκη για τη δυνατότητα που μου έδωσε να ασχοληθώ με το συγκεκριμένο επιστημονικό αντικείμενο καθώς και για τις χρήσιμες συμβουλές. Ένα πολύ μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στον αγαπημένο φίλο και υποψήφιο διδάκτορα Κωνσταντίνο Μπακογιάννη που καθ' όλη τη διάρκεια αυτών των μηνών με βοήθησε ουσιαστικά τόσο με τις γνώσεις του και την καθοδήγησή του όσο και με την ηθική υποστήριξή του χωρίς την οποία η εργασία αυτή δεν θα είχε ολοκληρωθεί.

Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω τον πατέρα μου Φώντα, τη μητέρα μου Ανθή και την αδερφή μου Ιόλη που πάντα βρίσκονται κοντά μου και με στηρίζουν και περιμέναν με υπομονή την ολοκλήρωση των σπουδών μου. Ευχαριστώ επίσης την Ελισάβετ και τους φίλους μου με τους οποίους μοιραστήκαμε τις στιγμές εκείνες που κάνουν τα φοιτητικά μου χρόνια το πιο ξεχωριστό κομμάτι της ζωής μου.

Περιεχόμενα

1. Εισαγωγή στην Ακουστική	15
1.1 Η φύση του ήχου	15
1.2 Βασικά Ακουστικά μεγέθη	16
1.3 Επίπεδο και σφαιρικό ακουστικό κύμα	17
1.4 Ηχητικές στάθμες	19
1.4.1 Ζώνες συχνοτήτων.....	19
1.4.2 Η μονάδα Decibel	20
1.4.3 Λευκός και ροζ θόρυβος.....	22
1.4.4 Φίλτρα	24
2. Το μέγεθος της ακουστικής έντασης	27
2.1 Ακουστική ενέργεια και ακουστική ένταση	27
2.2 Ελεύθερο και διάχυτο πεδίο	30
2.3 Ανάλυση στο πεδίο της συχνότητας – Η συνάρτηση μεταφοράς.....	31
2.4 Ενεργά και αντενεργά ακουστικά πεδία.....	32
3. Η μέτρηση της ακουστικής έντασης: p-p και p-u probes	37
3.1 Η p-p μέθοδος	37
3.1.1 Περιορισμοί και σφάλματα.....	39
3.2 Η p-u μέθοδος	43
3.2.1 Το Microflown sound intensity probe	45
4. Το φαινόμενο της απορρόφησης του ήχου	47
4.1 Σκέδαση (scattering) και περίθλαση (diffraction).....	47
4.2 Ανάκλαση – διάδοση – απορρόφηση	48
4.3 Τοπικά αντιδρώντα υλικά (locally reacting materials).....	49
4.4 Βασικές κατηγορίες απορροφητικών υλικών	51
5. Βασικές μέθοδοι για τη μέτρηση του συντελεστή απορρόφησης με τη χρήση ενός απλού μικροφώνου	55
5.1 Προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης και της εμπέδησης σε σωλήνες εμπέδησης σύμφωνα με το ISO 10534	55
5.1.1 Το θεωρητικό υπόβαθρο του σωλήνα Kundt	56
5.1.2 Η μέθοδος στάσιμου κύματος: ISO 10534-1:1996 [20]	58
5.1.3 Η μέθοδος της συνάρτησης μεταφοράς: ISO 10534-2:1998 [22]	59
5.2 Μέτρηση ηχοαπορρόφησης σε θάλαμο αντήχησης.....	60
5.2.1 Ο χρόνος αντήχησης.....	60
5.2.2 Υπολογισμός του συντελεστή απορρόφησης σύμφωνα με το ISO 354.....	61

5.3	Η μέθοδος Tamura	63
6.	Μέτρηση του συντελεστή απορρόφησης με τη χρήση των sound intensity probes...	65
6.1	Προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης με τη βοήθεια μετρήσεων ακουστικής έντασης με p-p probe	65
6.1.1	Το πείραμα των Prascenic κ.ά.	65
6.1.2	Η μέθοδος των Farina και Torelli	67
6.2	Προσδιορισμός απορροφητικότητας υλικών με p-u probes	71
6.2.1	Η p-u μέθοδος σε σωλήνα Kundt	71
6.2.2	Το μοντέλο κατοπτρική πηγής (mirror source model).....	73
6.2.3	Προσδιορισμός συντελεστή απορρόφησης υλικών με έντονη ανακλαστική συμπεριφορά – τεχνική κατοπτρικής πηγής.....	77
6.2.4	Μοντέλα ακουστικών πεδίων πάνω από μία επιφάνεια εμπέδησης (απορροφητικού δείγματος).....	79
7.	Συμπεράσματα – Σύνοψη της ιστορικής ανασκόπησης	89
8.	Υπολογισμός ηχομείωσης αερόφερτου θορύβου με τη μέθοδο της ακουστικής έντασης	91
8.1	Ο αερόφερτος θόρυβος και ο δείκτης ηχομείωσης.....	91
8.2	Υπολογισμός αερόφερτου θορύβου με τη μέθοδο της ακουστικής πίεσης	92
8.2.1	Μετάδοση σε ανοικτό χώρο.....	92
8.2.2	Μετάδοση σε κλειστό χώρο	92
8.3	Υπολογισμός αερόφερτου θορύβου με τη μέθοδο της ακουστικής έντασης	94
8.4	Πλεονεκτήματα της μεθόδου ακουστικής έντασης.....	95
8.5	Εφαρμογή: Υπολογισμός δείκτη ηχομείωσης σε μεσοτοιχία με τη μέθοδο της ακουστικής έντασης.....	96
8.6	Συμπεράσματα	106
Παράρτημα	109
	Πίνακες τιμών για την εφαρμογή μετρήσεων ακουστικής έντασης.....	109
	Εξοπλισμός	111
Βιβλιογραφία - Αναφορές	113

1. Εισαγωγή στην Ακουστική

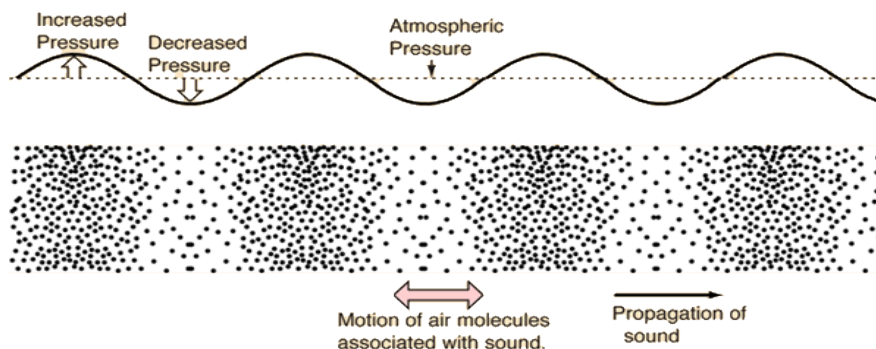
Η Ακουστική είναι η επιστήμη που μελετά τις ιδιότητες και τη συμπεριφορά των ηχητικών κυμάτων, καθώς και τις επιπτώσεις από τη μετάδοσή τους. Οι υποδιαιρέσεις της Ακουστικής είναι πολλές και περιλαμβάνει πεδία όπως αυτό της βιοακουστικής, της ψυχοακουστικής και της μουσικής μέχρι και αυτό της περιβαλλοντικής ακουστικής, της ηλεκτροακουστικής και της ακουστικής χώρων. Σκοπός του συνοπτικού αυτού κεφαλαίου είναι να παρουσιάσουμε τα βασικά μεγέθη και τις θεμελιώδεις αρχές που διέπουν τη μετάδοση του ήχου, καθώς και τη σημασία τους στις ακουστικές μετρήσεις.

1.1 Η φύση του ήχου

Ως ήχος ορίζεται μία μηχανική διαταραχή, που διαδίδεται σε ένα ελαστικό μέσο, την οποία μπορεί να ανιχνεύσει ο άνθρωπος, μέσω της διέγερσης που προκαλεί στο αισθητήριο όργανο της ακοής – το αυτί.

Τα ηχητικά κύματα προκαλούνται από μία διαταραχή που αρχίζει από κάποιο σημείο και διαδίδεται σε ένα άλλο. Όταν ένα σωματίδιο ενός ελαστικού μέσου μετακινείται από τη θέση στατικής ισορροπίας του, προκαλείται τοπική αύξηση της πίεσης, με συνέπεια αφενός την επαναφορά του σωματιδίου στην αρχική του θέση και αφετέρου τη μεταφορά της διαταραχής στο επόμενο σωματίδιο. Η συμπίεση του μέσου όλο και μεταφέρεται σε πιο απόμακρα τμήματά του και οι μεταβολές αυτές διαδίδονται με τη μορφή των ηχητικών κυμάτων.

Τα μόρια του ελαστικού μέσου ταλαντώνονται κατά τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Με άλλα λόγια, τα ηχητικά κύματα είναι διαμήκη. [1] [2].



ΕΙΚΟΝΑ 1.1 ΗΧΗΤΙΚΟ ΚΥΜΑ ΣΤΟΝ ΑΕΡΑ

1.2 Βασικά Ακουστικά μεγέθη

Η μαθηματική περιγραφή της κυματικής κίνησης σε ένα ελαστικό μέσο για ένα καρτεσιανό σύστημα αναφοράς είναι μία μερική διαφορική εξίσωση δεύτερης τάξης:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.1)$$

όπου t ο χρόνος, c η ταχύτητα του ήχου, η οποία είναι σταθερή για κάθε μέσο διάδοσης (για τον αέρα περίπου 340m/s) και p η **ακουστική πίεση**. Αυτό που ακούμε είναι η ακουστική πίεση και αποτελεί το βασικότερο μέγεθος της Ακουστικής. Ορίζεται ως η διαφορά μεταξύ της ολικής από τη στατική πίεση.

Ο αριθμός των κύκλων (κύκλο ονομάζουμε μία ολοκληρωμένη ταλάντωση) γύρω από την θέση ισορροπίας που ολοκληρώνονται μέσα σε ένα δευτερόλεπτο ονομάζεται **συχνότητα** f . Το ανθρώπινο αυτί μπορεί να διακρίνει ένα εύρος συχνοτήτων από 20Hz έως 20kHz περίπου.

Μήκος κύματος λ ονομάζουμε το λόγο μεταξύ της ταχύτητας του ήχου και της συχνότητας ταλάντωσης.

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (1.2)$$

Στον αέρα, το μήκος κύματος παίρνει τιμές από το διάστημα [17mm, 17m].

Να σημειωθεί πως η ταχύτητα του ήχου c δεν πρέπει να συγχέεται με τη **σωματιδιακή ταχύτητα** \vec{u} , που αφορά το ρυθμό μεταβολής της θέσης ενός συγκεκριμένου σωματιδίου του μέσου, και οφείλεται στη διάδοση του κύματος.

“Σε κάθε σύστημα, ως εμπέδηση ορίζεται το πηλίκο της διέγερσης που εφαρμόζεται σ’ αυτό, προς το αποτέλεσμα της διέγερσης” [3, p. 50]. Συγκεκριμένα, σε ένα ακουστικό σύστημα, η διέγερση είναι η ακουστική πίεση και το αποτέλεσμα η κίνηση των σωματιδίων του μέσου. Συνεπώς, ο λόγος της ακουστικής πίεσης σε ένα σημείο ενός ακουστικού πεδίου προς την αντίστοιχη σωματιδιακή ταχύτητα ονομάζεται **ειδική ακουστική εμπέδηση** [4, pp. 10, chapter 2]:

$$Z = \frac{p}{\vec{u}} \quad (1.3)$$

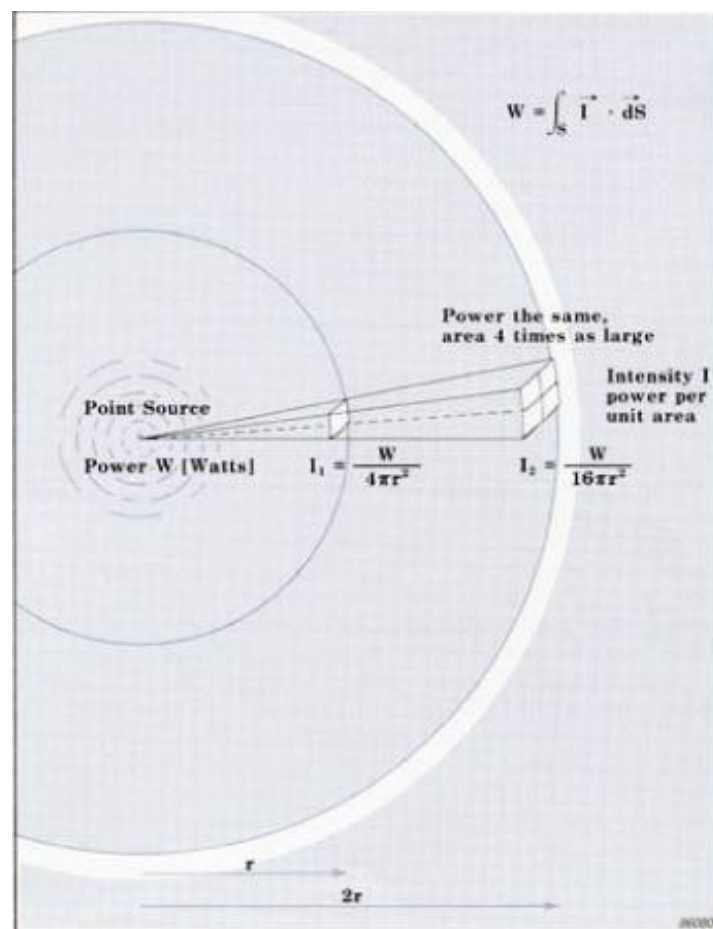
και το πραγματικό της μέρος ονομάζεται ακουστική αντίσταση, ενώ το φανταστικό ακουστική αντίδραση. Οι μετρήσεις της ακουστικής εμπέδησης χρησιμεύουν σε ένα μεγάλο εύρος εφαρμογών και θα μας απασχολήσουν στα επόμενα κεφάλαια, όπου θα ασχοληθούμε με τη μελέτη απορροφητικότητας υλικών.

Ένα από τα πιο χρήσιμα μεγέθη στην Ακουστική είναι η **ακουστική ένταση** \vec{I} . Ο ΕΛΟΤ δίνει τον εξής ορισμό για την ένταση του ήχου (κανονισμός 556.1):

“Ηχητική ένταση σε ένα σημείο του ηχητικού πεδίου και προς μια καθορισμένη διεύθυνση είναι το πηλίκο της μέσης ηχητικής ισχύος που διαπερνά κάθετα μία στοιχειώδη επιφάνεια δια του εμβαδού της επιφάνειας”.

$$W = \int_S \vec{I} d\vec{S} \quad (1.4)$$

όπου **W** η **ηχητική ισχύς** (η ισχύς συμβολίζεται συχνά και με το γράμμα P). Η ακουστική ένταση, ως διανυσματικό μέγεθος, εκφράζει, τη ροή της ηχητικής ενέργειας.



ΕΙΚΟΝΑ 1.1 ΑΚΤΙΝΙΚΗ ΔΙΑΔΟΣΗ ΗΧΟΥ ΑΠΟ ΣΗΜΕΙΑΚΗ ΠΗΓΗ [5]

1.3 Επίπεδο και σφαιρικό ακουστικό κύμα

Επίπεδο κύμα (plane wave) είναι το κύμα που οδεύει προς μία μόνο διεύθυνση π.χ. τη διεύθυνση των x. Θεωρούμε δηλαδή ότι η πίεση στο κάθετο στον άξονα x επίπεδο yz λαμβάνει την ίδια τιμή για την ίδια χρονική στιγμή. Οι επιφάνειες στις

οποίες το κύμα φτάνει σε χρόνο t (τα μέτωπα κύματος) είναι στην περίπτωση αυτή επίπεδα άπειρων διαστάσεων, παράλληλα μεταξύ τους για κάθε χρονική στιγμή και κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης.

Στην περίπτωση αυτή, η κυματική εξίσωση είναι μονοδιάστατη και η λύση της στη διεύθυνση των x είναι:

$$\begin{aligned} p(t) &= p_0 \cos(\omega t - kx) \\ u(t) &= u_0 \cos(\omega t - kx) \end{aligned} \quad (1.5)$$

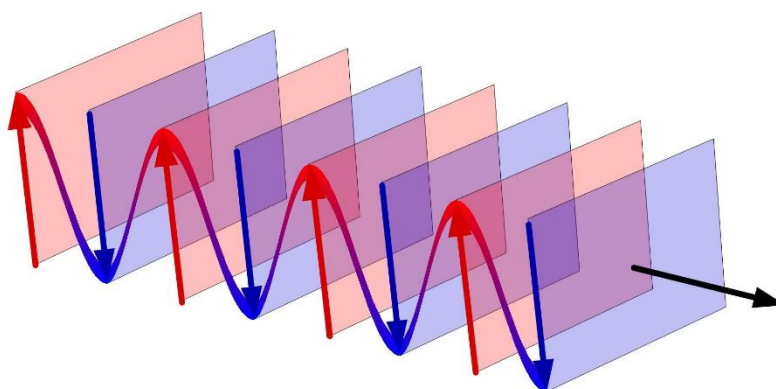
όπου $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ ο κυματάριθμος και ω η κυκλική συχνότητα.

Όπως φαίνεται από τις παραπάνω εξισώσεις, η ακουστική πίεση και η σωματιδιακή ταχύτητα δεν εξαρτώνται από την απόσταση x , αλλά μόνο από το χρόνο t (σε μέσο χωρίς απώλειες) και βρίσκονται σε φάση. Επίσης, ο ήχος έχει παντού την ίδια συχνότητα.

Αποδεικνύεται ότι για τα επίπεδα κύματα, η ειδική ακουστική εμπέδηση είναι πραγματικός αριθμός και δίνεται από τη σχέση:

$$Z = \rho c \quad (1.6)$$

όπου ρ η πυκνότητα του αέρα και c η ταχύτητα του ήχου.



ΕΙΚΟΝΑ 1.2 ΕΠΙΠΕΔΟ ΚΥΜΑ

Σφαιρικό κύμα είναι ένα κύμα το μέτωπο του οποίου είναι επιφάνεια σφαίρας και παράγεται από σημειακή πηγή, η οποία εκπέμπει σε όλες τις κατευθύνσεις του χώρου ομοιόμορφα. Η λύση της τρισδιάστατης κυματικής εξίσωσης είναι:

$$\begin{aligned} p(r, t) &= \frac{p_0}{r} \cos(\omega t - kr), \\ u(r, t) &= \left(\frac{1}{r} + jkr \right) \frac{p}{j\omega\rho} \end{aligned} \quad (1.7)$$

όπου r η απόσταση από την πηγή.

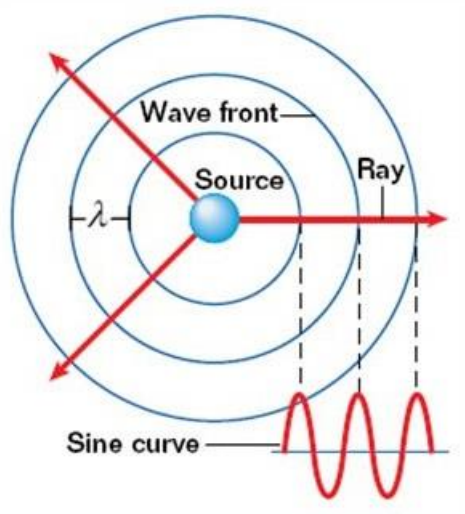
Στη σφαιρική διάδοση, το πλάτος της πίεσης μειώνεται αντιστρόφως ανάλογα με την απόσταση (σε μέσο χωρίς απώλειες). Η φάση είναι επίσης συνάρτηση της

απόστασης. Ακόμα, η ακουστική πίεση και η σωματιδιακή ταχύτητα βρίσκονται γενικά σε διαφορά φάσης. Τέλος, ο ήχος έχει την ίδια συχνότητα παντού.

Αποδεικνύεται ότι για τα σφαιρικά κύματα, η ειδική ακουστική εμπέδηση είναι μιγαδικός αριθμός και δίνεται από τη σχέση:

$$Z = \rho ckr \left(\frac{kr}{1 + k^2 r^2} + j \frac{1}{1 + k^2 r^2} \right) \quad (1.8)$$

Για μεγάλες αποστάσεις από την πηγή ισχύει ότι $k^2 r^2 \gg 1$, οπότε το πραγματικό μέρος τείνει προς την ποσότητα ρc , ενώ το φανταστικό προς το μηδέν. Δηλαδή, η ειδική ακουστική εμπέδηση ταυτίζεται με αυτήν των επίπεδων κυμάτων που αποτελεί μία ακόμα απόδειξη ότι τα σφαιρικά κύματα σε μεγάλες αποστάσεις από την πηγή εκφυλίζονται σε επίπεδα.



ΕΙΚΟΝΑ 1.3 ΣΦΑΙΡΙΚΟ ΗΧΗΤΙΚΟ ΚΥΜΑ

1.4 Ηχητικές στάθμες

1.4.1 Ζώνες συχνότητας

Όλα τα ηχητικά σήματα έχουν στην πραγματικότητα “ευρυζωνικά” χαρακτηριστικά, δηλαδή καλύπτουν ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων. Συνεπώς, όταν μελετάμε ένα ηχητικό σήμα, είναι προτιμότερο να το αναλύουμε στο πεδίο της συχνότητας [2]. Το σύνολο των συχνοτήτων διαχωρίζεται σε συγκεκριμένες διαδοχικές περιοχές, που ονομάζονται ζώνες συχνοτήτων (bands) και η μελέτη γίνεται αναφορικά με μία συχνότητα κάθε ζώνης που ονομάζεται κεντρική. Κάθε ζώνη αποτελεί ένα συνεχές, κλειστό διάστημα συχνοτήτων με άκρα τις πλευρικές f_1 , f_2 και περιγράφεται πλήρως από την κεντρική f_0 [3].

Στις ζώνες μεταβλητού εύρους, η f_0 ορίζεται ως ο γεωμετρικός μέσος των πλευρικών:

$$f_0 = \sqrt{f_1 f_2} \quad (1.9)$$

Οι βασικότερες ζώνες μεταβλητού εύρους είναι οι οκτάβες (octave), για τις οποίες

$$\frac{f_2}{f_1} = 2 \quad (1.10)$$

και οι τριτοοκτάβες (one-third octave), για τις οποίες

$$\frac{f_2}{f_1} = 2^{\frac{1}{3}} \quad (1.11)$$

Στην Εικόνα 1.4 φαίνεται η κατά ISO (Διεθνής Οργανισμός Τυποποίησης) τυποποίηση των πλευρικών και κεντρικών συχνοτήτων σε οκτάβες και τριτοοκτάβες.

Center, lower, and upper frequencies for standard set of octave and 1/3 octave bands covering the audible frequency range.

Octave Band			1/3 Octave Band		
Lower Frequency f_1 (Hz)	Center Frequency f_0 (Hz)	Upper Frequency f_2 (Hz)	Lower Frequency f_1 (Hz)	Center Frequency f_0 (Hz)	Upper Frequency f_2 (Hz)
22	31.5	44	22.4	25	28.2
			28.2	31.5	35.5
			35.5	40	44.7
44	63	88	44.7	50	56.2
			56.2	63	70.8
			70.8	80	89.1
88	125	177	89.1	100	112
			112	125	141
			141	160	178
177	250	355	178	200	224
			224	250	282
			282	315	355
355	500	710	355	400	447
			447	500	562
			562	630	708
710	1,000	1,420	708	800	891
			891	1,000	1,122
			1,122	1,250	1,413
1,420	2,000	2,840	1,413	1,600	1,778
			1,778	2,000	2,239
			2,239	2,500	2,818
2,840	4,000	5,680	2,818	3,150	3,548
			3,548	4,000	4,467
			4,467	5,000	5,623
5,680	8,000	11,360	5,623	6,300	7,079
			7,079	8,000	8,913
			8,913	10,000	11,220
11,360	16,000	22,720	11,220	12,500	14,130
			14,130	16,000	17,780
			17,780	20,000	22,390

ΕΙΚΟΝΑ 1.4 ΔΙΑΙΡΕΣΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ ΣΕ ΟΚΤΑΒΕΣ ΚΑΤΑ ISO [6] [7]

1.4.2 Η μονάδα Decibel

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, το φάσμα των ακουστικών συχνοτήτων είναι εξαιρετικά μεγάλο και συνεπώς τα μεγέθη της Ακουστικής καλύπτουν σημαντικά μεγάλα εύρη (πχ. ένας ήχος μπορεί να έχει ακουστική πίεση

από 20μPa έως 10⁸μPa και ακουστική ένταση από 10⁻¹² $\frac{W}{m^2}$ έως 10 $\frac{W}{m^2}$). Συνεπώς, η χρήση γραμμικής κλίμακας για την περιγραφή αυτών των μεγεθών συναντά πολλές δυσκολίες. Επίσης, όπως διατυπώθηκε από τους Weber και Fechner, η αντίληψη του ήχου από τον άνθρωπο είναι ανάλογη με το λογάριθμο του ερεθίσματος (ψυχοφυσικός νόμος Weber-Fechner). Τα παραπάνω οδήγησαν στην επιλογή λογαριθμικών μονάδων για τα ακουστικά μεγέθη.

Η μονάδα αυτή ονομάζεται *Decibel* (dB) και ορίζεται ως το ένα δέκατο του λογαρίθμου του λόγου δύο ομοειδών ποσοτήτων. Έτσι, για κάθε βασικό μέγεθος ορίζεται η αντίστοιχη *στάθμη*.

α) Στάθμη ακουστικής πίεσης (L_p ή SPL)

$$L_p(dB) = 10 \log \frac{p_{rms}^2}{p_{ref}^2} = 20 \log \frac{p_{rms}}{p_{ref}} \quad (1.12)$$

όπου p_{rms} η ακουστική πίεση σε κάποιο σημείο του μέσου, p_{ref} η ακουστική πίεση αναφοράς, η οποία ορίζεται ως το κατώφλι πίεσης κάτω από το οποίο δεν ακούει δεν ακούει ο άνθρωπος και είναι ίση με 20μPa.

Η rms τιμή είναι η τετραγωνική ρίζα του ολοκληρώματος του τετραγώνου της πίεσης πάνω σε χρονικό διάστημα μίας περιόδου T διαιρεμένου δια την περίοδο:

$p_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt}$. Να σημειωθεί ότι ένα ηχώμετρο μετρά την $p(t)$ με ένα μικρόφωνο, υπολογίζει την p_{rms} και τέλος εμφανίζει τη στάθμη L_p σε dB.

β) Στάθμη ακουστικής έντασης (L_I ή SIL)

$$L_I(dB) = 10 \log \frac{I_{rms}}{I_{ref}} \quad (1.13)$$

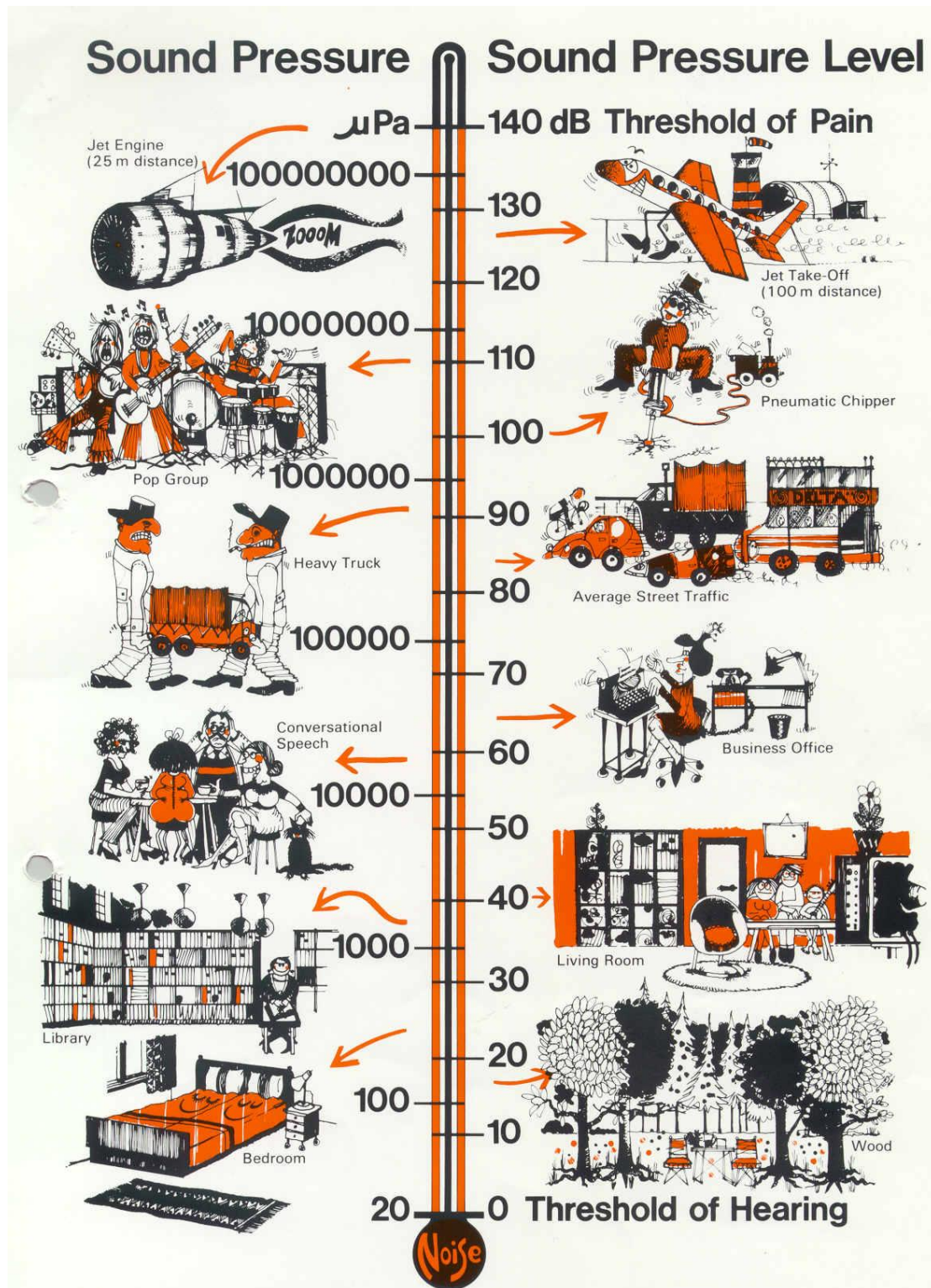
όπου I_{rms} το μέτρο της ακουστικής έντασης σε κάποιο σημείο του μέσου και I_{ref} η ένταση αναφοράς, η οποία προκύπτει από την πίεση αναφοράς και είναι ίση με $10^{-12} \frac{W}{m^2}$.

γ) Στάθμη ακουστικής ισχύος (L_W ή SWL)

$$L_W = 10 \log \frac{W_{rms}}{W_{ref}} \quad (1.14)$$

όπου W_{rms} η ακουστική ισχύς της πηγής, W_{ref} η ισχύς αναφοράς, η οποία προκύπτει από την ένταση αναφοράς (και την επιφάνεια αναφοράς $S_{ref}=1m^2$) και είναι ίση με $10^{-12}W$.

Παρακάτω φαίνονται ορισμένα τυπικά επίπεδα ακουστικής πίεσης σε Pascal και dB.



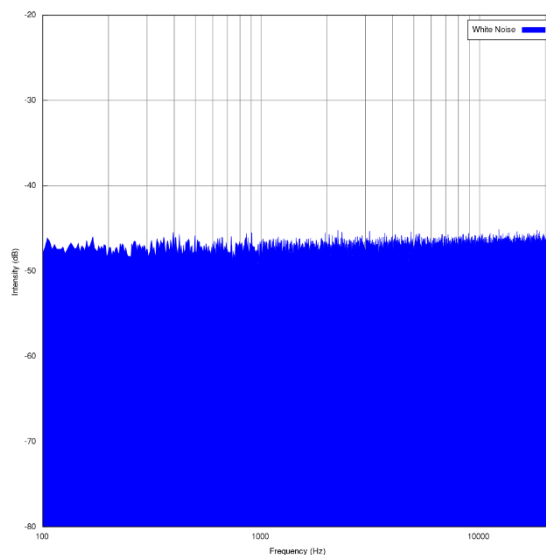
ΕΙΚΟΝΑ 1.5 ΣΧΕΣΗ PASCAL-DB [7]

1.4.3 Λευκός και ροζ θόρυβος

Θόρυβος ονομάζεται κάθε ανεπιθύμητος ήχος ή ακριβέστερα κάθε μη περιοδικός σύνθετος ήχος, η στιγμιαία τιμή του οποίου λαμβάνει τιμές με τυχαίο

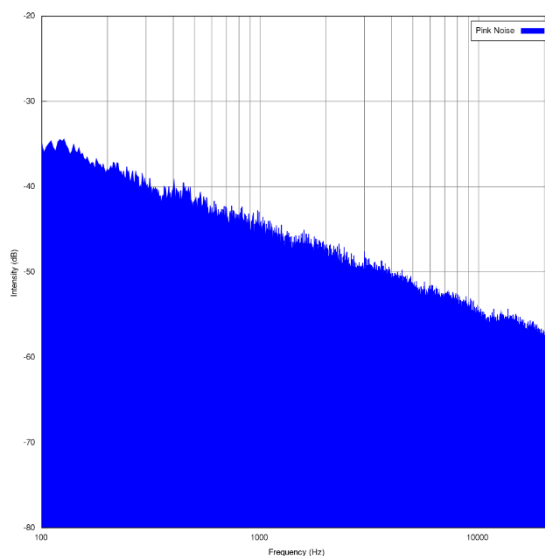
τρόπο. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν δύο συγκεκριμένοι τύποι θορύβου: ο λευκός και ο ροζ θόρυβος.

Λευκός θόρυβος (white noise) είναι ένα τυχαίο σήμα με σταθερή όμως φασματική πυκνότητα ισχύος. Δηλαδή, ανά 1Hz περιλαμβάνεται η ίδια ποσότητα ακουστικής ισχύος. Έτσι, το φάσμα του λευκού θορύβου είναι μία γραμμή παράλληλη στον άξονα των συχνοτήτων και η στάθμη ζώνης του παρουσιάζει μία αύξηση +3dB ανά οκτάβα.



ΕΙΚΟΝΑ 1.6 ΦΑΣΜΑ ΛΕΥΚΟΥ ΘΟΡΥΒΟΥ

Ροζ θόρυβος (pink noise) είναι ένα σήμα που έχει συνεχές φάσμα με σταθερή ακουστική ισχύ ανά ζώνη μεταβλητού εύρους (οκτάβα, τριτοοκτάβα κτλ.). Η φασματική πυκνότητα ισχύος του ροζ θορύβου είναι αντιστρόφως ανάλογη της συχνότητας του σήματος.



ΕΙΚΟΝΑ 1.7 ΦΑΣΜΑ ΡΟΖ ΘΟΡΥΒΟΥ

1.4.4 Φίλτρα

Για τη μέτρηση της στάθμης ενός ηχητικού σήματος συνήθως χρησιμοποιείται το ηχόμετρο (sound level meter). Το όργανο αυτό, το οποίο αποτελείται από ένα μικρόφωνο απ' όπου εισέρχεται το ηχητικό κύμα, μία μονάδα επεξεργασίας δεδομένων και μία μονάδα εξόδου (οθόνη), μετατρέπει το σήμα σε ηλεκτρικό ισodύναμο.

Σε πολλές εφαρμογές, η ηχοστάθμη που μας ενδιαφέρει δεν είναι η πραγματική, αλλά εκείνη που γίνεται αντιληπτή από το ανθρώπινο αυτί. Για αυτό το λόγο, έχουν οριστεί διεθνώς μία σειρά από φίλτρα - τα οποία συνήθως ενσωματώνονται στα ηχόμετρα - που προσομοιάζουν την υποκειμενική αντίληψη του ήχου, τα A, B, C, D.

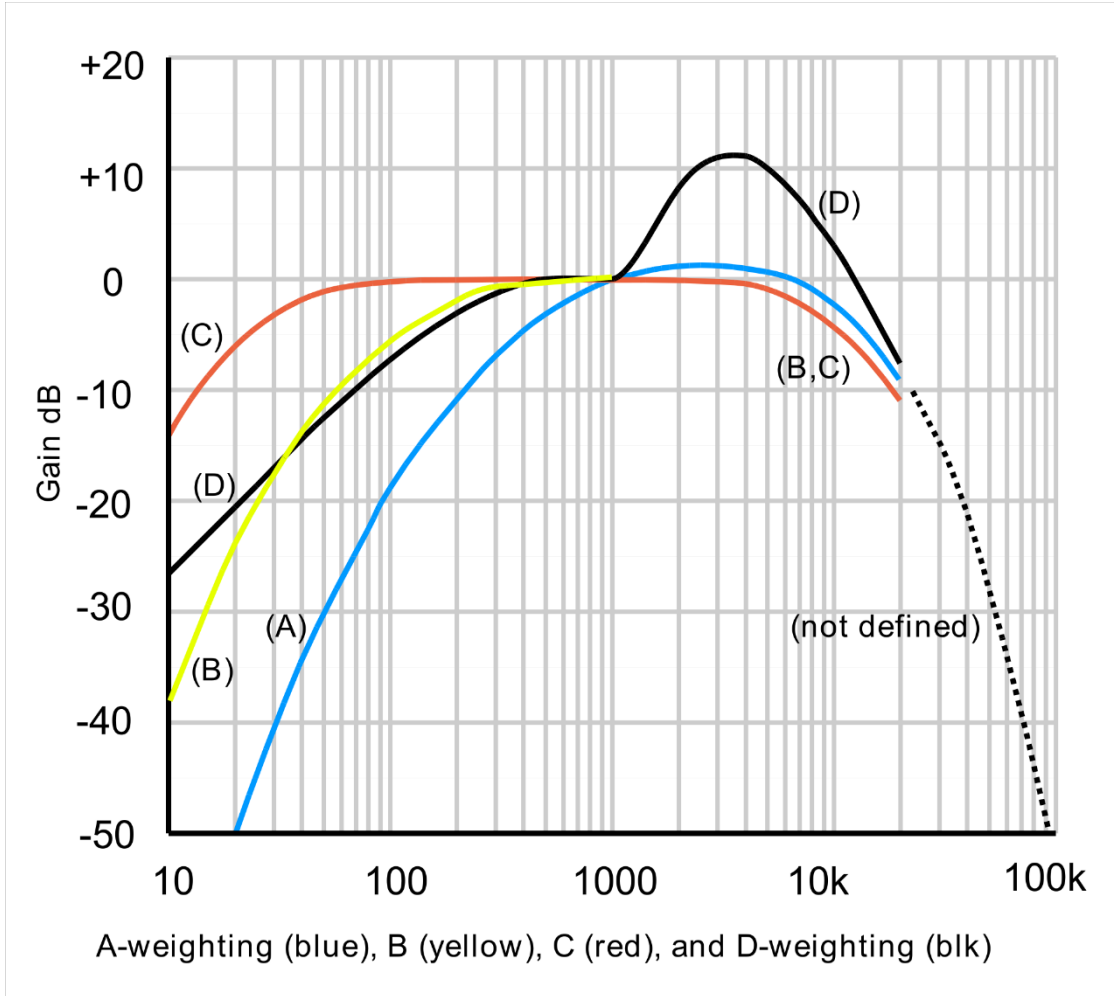
Φίλτρο τύπου A

Ο συγκεκριμένος τύπος φίλτρου προσεγγίζει την καμπύλη ευαισθησίας του ανθρώπινου αυτιού σε συνάρτηση με τη συχνότητα. Έτσι, επειδή ο άνθρωπος παρουσιάζει μία ευαισθησία στις μεσαίες συχνότητες του ακουστού φάσματος (1500Hz - 3500Hz), το φίλτρο A εξασθενεί εκείνες τις συχνότητες για τις οποίες δεν είναι αντίστοιχα ευαίσθητο το ανθρώπινο αυτί. Παρακάτω φαίνονται οι σχέσεις μεταξύ dB και dB(A).

Frequency (Hz)	A weighting Correction	Frequency (Hz)	A weighting Correction	Frequency (Hz)	A weighting Correction
10	-70.4	160	-13.4	2500	1.3
12.5	-63.4	200	-10.9	3150	1.2
16	-56.7	250	-8.6	4000	1.0
20	-50.5	315	-6.6	5000	0.5
25	-44.7	400	-4.2	6300	-0.1
31.5	-39.4	500	-3.2	8000	-1.1
40	-34.6	630	-1.9	10000	-2.5
50	-30.2	800	-0.8	12000	-4.3
63	-26.2	1000	0.0	16000	-6.6
80	-22.5	1250	0.6	20000	-9.3
100	-19.1	1600	1.0		
125	-16.1	2000	1.2		

ΕΙΚΟΝΑ 1.8 ΣΧΕΣΗ ΤΙΜΩΝ ΜΕΤΑΞΥ ΗΧΟΣΤΑΘΜΗΣ dB ΚΑΙ dB(A)

Τα φίλτρα B, C, D χρησιμοποιούνται σπάνια και μόνο σε ειδικές περιπτώσεις. Ο λόγος είναι πως δε συμβαδίζουν με τα υποκειμενικά τεστ, καθώς για την κατάστρωση των εξισώσεων χρησιμοποιούνται μονοσυχνωτικοί θόρυβοι, οι οποίοι δε συναντιούνται όμως στη φύση.



ΕΙΚΟΝΑ 1.9 ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙΣ ΒΑΡΟΥΣ A, B, C, D

2. Το μέγεθος της ακουστικής έντασης

Η ακουστική ένταση είναι το μέγεθος που μας δείχνει το μέτρο της ροής της ακουστικής ενέργειας σε ένα ηχητικό πεδίο. Ως διανυσματικό μέγεθος, έχει αποδειχθεί το κατάλληλο για πληθώρα ακουστικών μετρήσεων. Μετρήσεις της ακουστικής έντασης κάνουν δυνατό τον προσδιορισμό ακουστικής ισχύος μιας πηγής, χωρίς τη χρήση ακριβών ειδικών εγκαταστάσεων, όπως είναι ο ανηχοϊκός ή ο αντηχητικός θάλαμος, στο πεδίο όπου βρίσκεται η πηγή (in situ). Ο εντοπισμός, η αναγνώριση και η ιεράρχηση πηγών, η οπτική απεικόνιση ηχητικών πεδίων, ο προσδιορισμός των απωλειών διάδοσης διαχωρισμάτων για την εκτίμηση της ηχομόνωσης και η μέτρηση της απορρόφησης του ήχου είναι μερικές από τις εφαρμογές της μέτρησης της ακουστικής έντασης. Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μία σύντομη θεωρητική εισαγωγή στο μέγεθος της ακουστικής έντασης, καθώς και μία περιγραφή των βασικών ακουστικών πεδίων.

2.1 Ακουστική ενέργεια και ακουστική ένταση

Ως πυκνότητα δυναμικής ενέργειας w_{pot} ονομάζουμε τη δυναμική ενέργεια E_{pot} ενός στοιχείου όγκου V του μέσου διάδοσης που οφείλεται στη διέλευση του ηχητικού κύματος προς τον αντίστοιχο όγκο [3] και δίνεται από τον τύπο:

$$w_{pot}(t) = \frac{E_{pot}(t)}{V} = \frac{p(t)^2}{2\rho_0 c^2} \quad (2.1)$$

όπου $p(t)$ η ακουστική πίεση, ρ_0 η πυκνότητα του μέσου διάδοσης και c η ταχύτητα του ήχου.

Ως πυκνότητα κινητικής ενέργειας w_{kin} ονομάζουμε την κινητική ενέργεια E_{kin} ενός στοιχείου όγκου V του μέσου διάδοσης που οφείλεται στη διέλευση του ηχητικού κύματος προς τον αντίστοιχο όγκο [3] και δίνεται από τον τύπο:

$$w_{kin}(t) = \frac{E_{kin}(t)}{V} = \frac{\rho_0 u(t)^2}{2} \quad (2.2)$$

όπου $u(t)$ το μέτρο της σωματιδιακής ταχύτητας.

Το άθροισμα των δύο παραπάνω ποσοτήτων μας δίνει την πυκνότητα ηχητικής ενέργειας $D(t) = \frac{E(t)}{V}$.

Η στιγμιαία ακουστική ένταση σε ένα δοσμένο σημείο ορίζεται ως γινόμενο της στιγμιαίας ακουστικής πίεσης με τη στιγμιαία σωματιδιακή ταχύτητα

$$\vec{I}(t) = p(t)\vec{u}(t) \quad (2.3)$$

Θέλουμε τώρα να βρούμε τη σχέση της $\vec{I}(t)$ με την πυκνότητα της ακουστικής ενέργειας και με την ακουστική ισχύ. Ακολουθώντας τη μεθοδολογία

του Finn Jacobsen [8], ξεκινάμε με τον υπολογισμό της απόκλισης της στιγμιαίας ακουστικής έντασης:

$$\nabla \vec{I}(t) = \nabla(p(t)\vec{u}(t)) = p(t)\nabla\vec{u}(t) + \vec{u}(t)\nabla p(t) \quad (2.4)$$

Από την κυματική θεωρία είναι γνωστό πως η σχέση που συνδέει την ακουστική πίεση με την πυκνότητα του μέσου είναι:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.5)$$

Επίσης, η μαθηματική έκφραση της διατήρησης της μάζας είναι:

$$\rho_0 \nabla \vec{u} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.6)$$

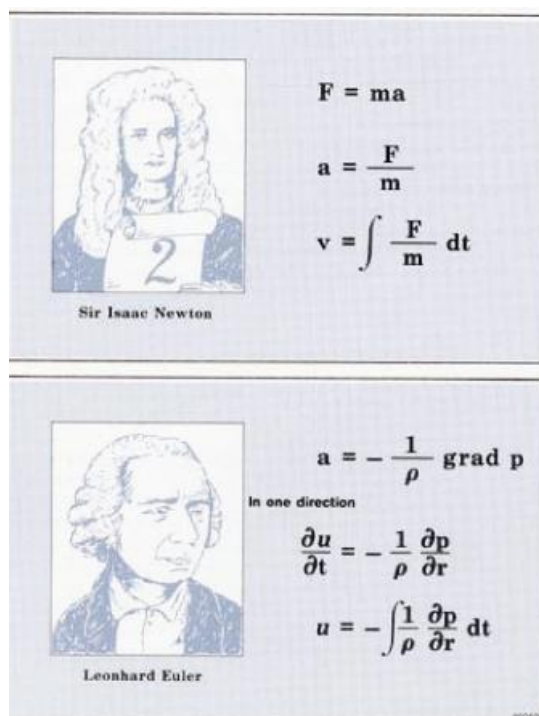
Συνδυάζοντας τις δύο παραπάνω εξισώσεις καταλήγουμε στην:

$$\nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.7)$$

Για τον υπολογισμό του δεύτερου όρου της (2.4) χρησιμοποιούμε την εξίσωση του Euler:

$$\nabla p = -\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \quad (2.8)$$

που είναι μία διαφορετική έκφραση του δεύτερου νόμου του Newton και εκφράζει τη διατήρηση της ορμής.



ΕΙΚΟΝΑ 2.1 Ο ΔΕΥΤΕΡΟΣ ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ NEWTON ΚΑΙ Η ΕΞΙΣΩΣΗ ΚΙΝΗΣΗΣ ΤΟΥ EULER [5]

Από τις (2.4), (2.7) και (2.8) καταλήγουμε στην:

$$\nabla \vec{I}(t) = -\left(\frac{\partial w_{kin}(t)}{\partial t} + \frac{\partial w_{pot}(t)}{\partial t}\right) = -\frac{\partial D(t)}{\partial t} \quad (2.9)$$

η οποία με τη βοήθεια του θεωρήματος του Gauss του απειροστικού λογισμού γράφεται:

$$\begin{aligned} \int_V \nabla \vec{I}(t) dV &= \int_S \vec{I}(t) d\vec{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\int_V D(t) dV \right) \\ &= -\frac{\partial E}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.10)$$

όπου S η κλειστή επιφάνεια γύρω από την πηγή και V ο όγκος της περιοχής που περικλείει η S . Η παραπάνω σχέση δείχνει πως η ολική εκροή της ακουστικής ενέργειας δια μέσου της S ισούται με τον αρνητικό ρυθμό μεταβολής της ολικής ακουστικής ενέργειας που περικλείει η S .

Στις εφαρμογές, συνήθως μας ενδιαφέρουν περισσότερο οι μέσες τιμές από τις στιγμιαίες οπότε οι πυκνότητες ενέργειας η ακουστική ένταση γράφονται :

$$w_{pot} = \frac{E_{pot}}{V} = \frac{p_{rms}^2}{2\rho_0 c^2} \quad (2.11)$$

$$w_{kin} = \frac{E_{kin}}{V} = \frac{\rho_0 v_{rms}^2}{2} \quad (2.12)$$

$$\vec{I} = \overline{\vec{I}(t)} = \overline{p(t)\vec{u}(t)} \quad (2.13)$$

(από εδώ και στο εξής όπου αναφέρουμε ακουστική ένταση θα εννοούμε μέση τιμή ακουστικής έντασης).

Συνεπώς, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι το ολοκλήρωμα της κάθετης συνιστώσας της ακουστικής έντασης ως προς μία κλειστή επιφάνεια S είναι ίσο με την ακουστική ισχύ της πηγής W_s που περιέχεται στην S :

$$\int_S \vec{I} d\vec{S} = W_s \quad (2.14)$$

Η εξαιρετικά σημαντική αυτή εξίσωση (που αποτελεί και τον ορισμό που δώσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο για την ένταση σύμφωνα με τον ΕΛΟΤ) δείχνει τη χρησιμότητα του μεγέθους της ακουστικής έντασης στον προσδιορισμό της ακουστικής ισχύος.

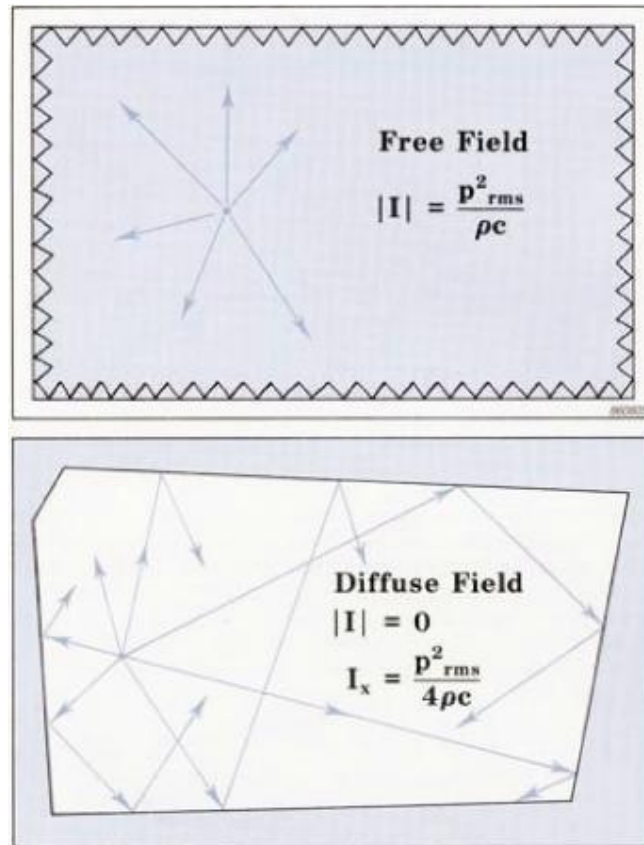
2.2 Ελεύθερο και διάχυτο πεδίο

Ο όρος ελεύθερο πεδίο (free field) περιγράφει τη διάδοση του ήχου σε έναν ιδανικά ελεύθερο χώρο όπου δεν υφίστανται ανακλάσεις. Ένα αέριο στρώμα αρκετά μακριά από το έδαφος θεωρείται ελεύθερο πεδίο, όπως επίσης και ένας ανηχοϊκός θάλαμος (anechoic chamber), στον οποίο όλα τα ηχητικά κύματα που προσκρούουν στους τοίχους απορροφώνται. Στα ελεύθερα πεδία διπλασιασμός της απόστασης από την πηγή συνεπάγεται και μείωση κατά 6dB στην πίεση και την ένταση του ήχου. Η σχέση μεταξύ του μέτρου της έντασης και της πίεσης είναι (βλέπε κεφάλαιο 2.4):

$$I = \frac{p_{rms}^2}{\rho c} = \bar{D}c \quad (2.15)$$

Στο διάχυτο πεδίο (diffuse field) τα ηχητικά κύματα ανακλώνται συνεχώς, ώστε μπορούμε να θεωρήσουμε πως ταξιδεύουν σε κάθε διεύθυνση με ίσο μέτρο και ίση πιθανότητα. Ένας αντηχητικός θάλαμος (reverberation chamber) προσεγγίζει τις παραπάνω συνθήκες. Προφανώς, σε ένα τέτοιο πεδίο η συνολική ένταση (net intensity) είναι μηδέν. Ωστόσο, μπορούμε να υπολογίσουμε μία συγκεκριμένη συνιστώσα της έντασης σε σχέση με την ακουστική πίεση αγνοώντας την ίση και αντίθετή της:

$$I = \frac{p_{rms}^2}{4\rho c} = \frac{\bar{D}c}{4} \quad (2.16)$$



ΕΙΚΟΝΑ 2.2 ΑΚΟΥΣΤΙΚΗ ΕΝΤΑΣΗ ΣΕ ΕΛΕΥΘΕΡΟ ΚΑΙ ΔΙΑΧΥΤΟ ΠΕΔΙΟ [5]

2.3 Ανάλυση στο πεδίο της συχνότητας – Η συνάρτηση μεταφοράς

Η ανάλυση ενός σήματος στο πεδίο της συχνότητας μπορεί να αποβεί σε αρκετές περιπτώσεις ακουστικών φαινομένων πολύ χρήσιμη. Η μετάβαση από το πεδίο του χρόνου στο πεδίο της συχνότητας γίνεται μέσω του μετασχηματισμού Fourier. Τα σύγχρονα ηχόμετρα περιλαμβάνουν υπολογιστικά προγράμματα, τα οποία για να υπολογίσουν το μετασχηματισμό χρησιμοποιούν τη μέθοδο του Fast Fourier Transformation (FFT).

Η συνάρτηση μεταφοράς H_{xy} (transfer function) είναι ίσως το πιο σημαντικό μέγεθος της θεωρίας συστημάτων, καθώς μας δείχνει τη σχέση εισόδου-εξόδου ενός συστήματος. Αποτελεί δηλαδή την αναπαράσταση στο πεδίο της συχνότητας αυτού που στο πεδίο του χρόνου θα ήταν ο λόγος των σημάτων “x” και “y”. Ορίζεται ως ο λόγος του διαφάσματος προς το αυτοφάσμα ενός εκ των δύο σημάτων:

$$H_{xy} = \frac{S_{xy}}{S_{xx}} \quad (2.17)$$

Το αυτοφάσμα S_{xx} (auto spectrum) είναι η αναπαράσταση του σήματος “x” στο πεδίο στο πεδίο της συχνότητας. Από τη θεωρία των στοχαστικών συστημάτων είναι γνωστό ότι αποτελεί το μετασχηματισμό Fourier της συνάρτησης αυτοσυσχέτισης

(auto correlation function). Η τελευταία μας δίνει την ομοιότητα μιας συνάρτησης με τον εαυτό της. Για συνεχή σήματα ορίζεται ως:

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t)x(t + \tau)dt \quad (2.18)$$

Το διάφασμα S_{xy} (cross spectrum) είναι η αναπαράσταση στο πεδίο της συχνότητας αυτού που στο πεδίο του χρόνου θα ήταν το γινόμενο των σημάτων “x” και “y”. Προκύπτει από το μετασχηματισμό Fourier της συνάρτησης ετεροσυσχέτισης (cross correlation function). Η χρονική συνάρτηση ετεροσυσχέτισης περιγράφει ποσοτικά την ομοιότητα δύο σημάτων και για συνεχή σήματα ορίζεται ως:

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t)y(t + \tau)dt \quad (2.19)$$

Από τα παραπάνω γίνεται εμφανής η σχέση της ακουστικής έντασης με τη συνάρτηση ετεροσυσχέτισης μεταξύ της πίεσης και της ταχύτητας:

$$I = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t)u(t)dt = R_{pu}(0) \quad (2.20)$$

Επίσης, ο μετασχηματισμός Fourier της συνάρτησης ετεροσυσχέτισης δίνει το διάφασμα:

$$S_{pu}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{pu}(\tau)e^{j\omega\tau}d\tau = \frac{1}{2}pu^* \quad (2.21)$$

όπου στο τελευταίο σκέλος της παραπάνω εξίσωσης τα p, u είναι υπολογισμένα στο πεδίο της συχνότητας.

Στο πεδίο της συχνότητας, η ένταση υπολογίζεται με ένα FFT analyzer μέσω του φανταστικού μέρους της ετεροφασματικής πυκνότητας ισχύος των σημάτων από τα δύο μικρόφωνα (cross power spectrum G_{AB}) [13]:

$$I_r(\omega) = -\frac{1}{\rho_0\omega\Delta r}ImG_{AB} \quad (2.22)$$

με Δr την απόσταση μεταξύ των δύο μικροφώνων (βλέπε κεφάλαιο 3.1)

2.4 Ενεργά και αντενεργά ακουστικά πεδία

Στα ημιτονοειδή πεδία αποδεικνύεται αρκετά βολική η χρήση της μιγαδικής αναπαράστασης (δηλ. αναπαράσταση στο πεδίο της συχνότητας). Έτσι, τα μεγέθη της ακουστικής πίεσης, της σωματιδιακής ταχύτητας γράφονται:

$$p(t) = \text{Re}\{\tilde{p}\} \quad u_r = \text{Re}\{\tilde{u}_r\} \quad (2.23)$$

όπου για ευκολία θεωρούμε μόνο τη συνιστώσα στην κατεύθυνση του r (για αποφυγή σύγχυσης, στις συγκεκριμένες εξισώσεις χρησιμοποιείται το σύμβολο \sim για να δηλώσει αναπαράσταση στο πεδίο της συχνότητας). Συνεπώς, η ακουστική ένταση γίνεται:

$$I_r = \frac{1}{2} \text{Re}\{\tilde{p}\tilde{u}_r^*\} = \frac{1}{2} |\tilde{p}| |\tilde{u}_r| \cos \varphi = \text{Re}\{S_{pu}\} \quad (2.24)$$

όπου φ η διαφορά φάσης μεταξύ της πίεσης και της σωματιδιακής ταχύτητας.

Σε ένα ελεύθερο πεδίο, η ακουστική πίεση και η σωματιδιακή ταχύτητα βρίσκονται σε φάση. Αντίθετα, σε ένα πεδίο κοντά στην πηγή (near field) βρίσκονται μερικώς σε διαφορά φάσης. Για να περιγράψουμε τέτοια φαινόμενα, είναι χρήσιμη η εισαγωγή των όρων ενεργό και αντενεργό ακουστικό πεδίο.

Για γίνει αυτή η διάκριση, η ταχύτητα u μπορεί να χωριστεί σε δύο συνιστώσες, την u^{active} και την u^{reactive} . Η πρώτη είναι σε φάση με την ακουστική πίεση ενώ η δεύτερη σε διαφορά φάσης 90° . Μόνο η u^{active} θα δώσει μη μηδενικό γινόμενο ολοκληρωμένο στο χρόνο (μέση τιμή) με την ακουστική πίεση, όπως φαίνεται και στην Εικόνα 2.3.

Ένα επίπεδο κύμα σε ένα ελεύθερο πεδίο αποτελεί ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα ενός καθαρά ενεργού ακουστικού πεδίου. Σε αυτήν την περίπτωση, η ειδική ακουστική εμπέδηση είναι πραγματικός αριθμός και δίνεται από τη σχέση:

$$Z = \rho c \quad (2.25)$$

και το μέτρο της έντασης είναι:

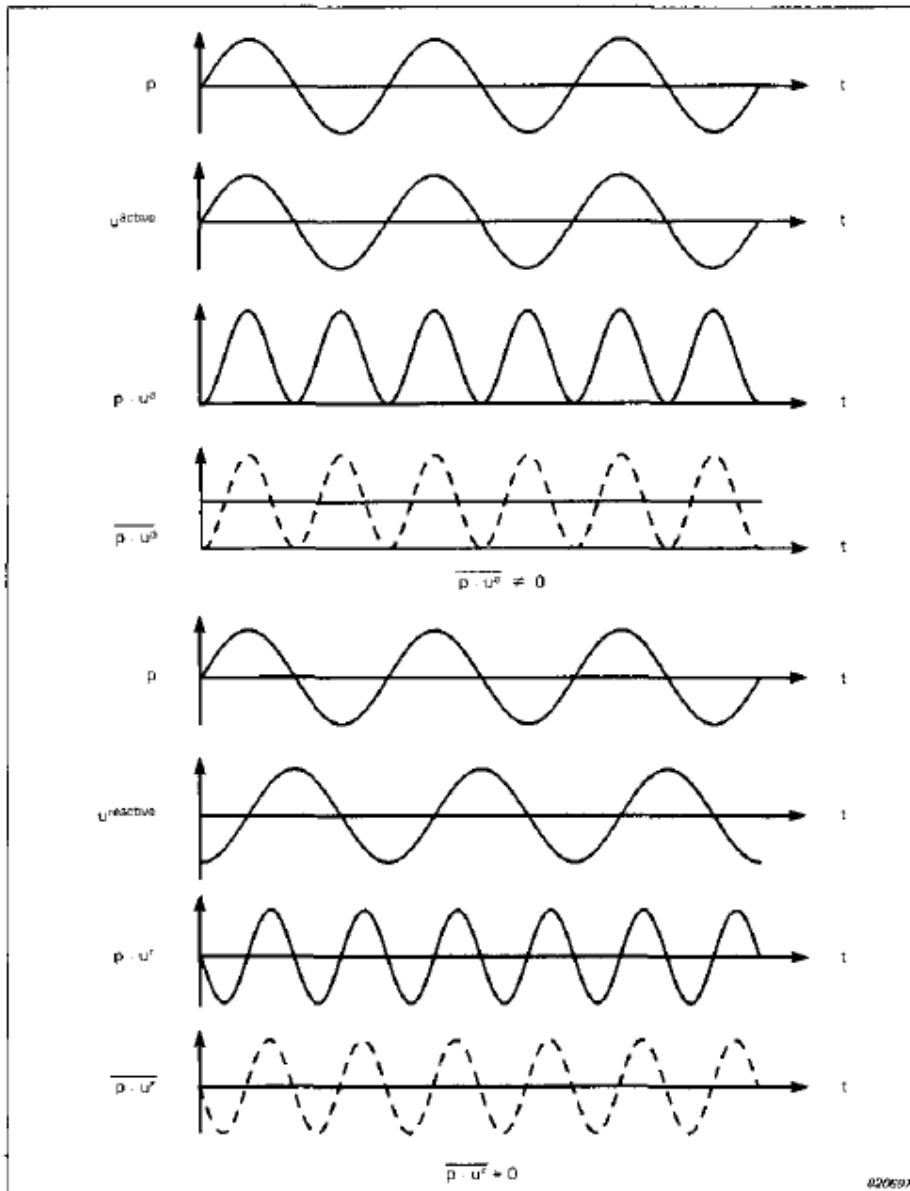
$$I = \overline{pu} = \left(\frac{p^2}{\rho c} \right) = \frac{p_{rms}^2}{\rho c} \quad (2.26)$$

Όπως παρατηρούμε, η ένταση εξαρτάται μόνο από την πίεση, η οποία και μπορεί να μετρηθεί με ένα απλό μικρόφωνο (στη γενική περίπτωση, η ένταση εξαρτάται από την ακουστική πίεση και από τη σωματιδιακή ταχύτητα, οι οποίες πρέπει να μετρηθούν στιγμιαία και έπειτα να ολοκληρωθεί το γινόμενό τους).

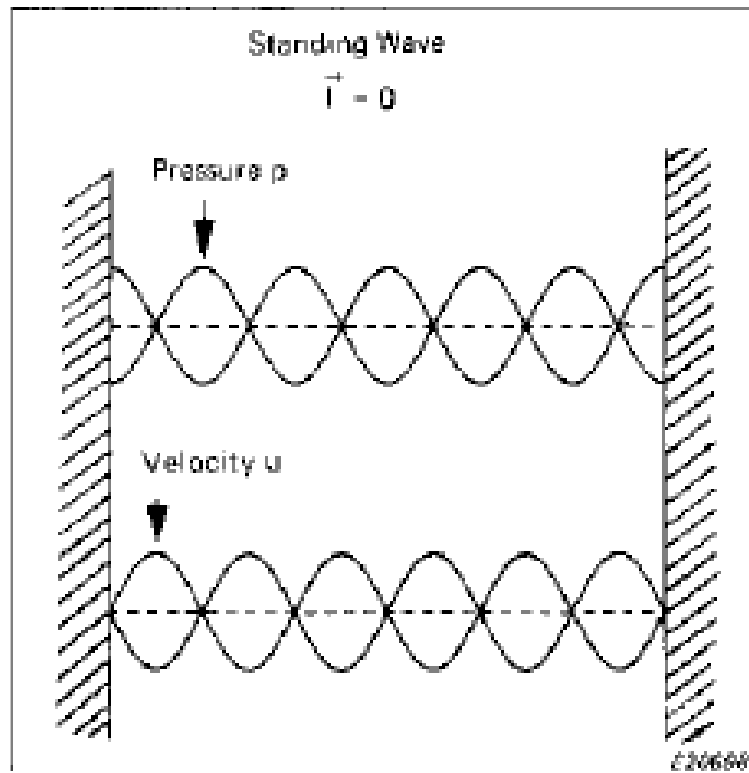
Σε ένα αντενεργό πεδίο, η ένταση είναι μηδέν, δηλαδή δεν υφίσταται μεταφορά ενέργειας. Ένα ιδανικό στάσιμο κύμα αποτελεί παράδειγμα αντενεργού πεδίου (Εικόνα 2.4). Η πίεση p είναι σε διαφορά φάσης 90° με την ταχύτητα u , δηλαδή παίρνει τις μέγιστες τιμές της στους τοίχους, όπου η ταχύτητα μηδενίζεται.

Ένα διάχυτο πεδίο επίσης είναι παράδειγμα αντενεργού πεδίου, αφού, από τον ορισμό του, σε κάθε σημείο η μεταφορά ενέργειας είναι ίση για κάθε διεύθυνση.

Η σημασία του αντενεργού μέρους της ακουστικής έντασης θα φανεί κυρίως στο κεφάλαιο 3.2, όπου θα περιγράψουμε μία μέθοδο για τη μέτρηση της έντασης (την p - u μέθοδο), η οποία επηρεάζεται σημαντικά από το βαθμό “αντενεργότητας” (ο λόγος της αντενεργού προς την ενεργό ένταση) του ηχητικού πεδίου.



ΕΙΚΟΝΑ 2.3 ΕΝΕΡΓΟ ΚΑΙ ΑΝΤΕΝΕΡΓΟ ΜΕΡΟΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΩΝ ΠΕΔΙΩΝ [9]



ΕΙΚΟΝΑ 2.4 ΤΟ ΣΤΑΣΙΜΟ ΚΥΜΑ ΑΠΟΤΕΛΕΙ ΕΝΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΟ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ ΑΝΤΕΝΕΡΓΟΥ ΠΕΔΙΟΥ [9]

3. Η μέτρηση της ακουστικής έντασης: p-p και p-u probes

Η μέτρηση της ακουστικής έντασης είναι σαφώς δυσκολότερη από τη μέτρηση της ακουστικής πίεσης που πραγματοποιείται εύκολα με ένα απλό μικρόφωνο. Σε κάθε περίπτωση, απαιτείται η χρήση τουλάχιστον δύο μετατροπέων. Όπως είδαμε προηγουμένως, για τον προσδιορισμό της έντασης, απαιτείται ο υπολογισμός της πίεσης και της σωματιδιακής ταχύτητας. Στη βάση αυτή, έχουν σχεδιαστεί λήπτες ακουστικής έντασης (sound intensity probes) που περιλαμβάνουν δύο μικρόφωνα τοποθετημένα αντικριστά και σε κοντινή απόσταση, ενώ μεταξύ τους παρεμβάλλεται ένας συμπαγής διαχωριστής, και οι οποίοι συνοπτικά αναφέρονται ως p-p probes. Η άλλη μεγάλη κατηγορία των sound intensity probes είναι τα p-u probes, τα οποία περιλαμβάνουν ένα μετατροπέα ακουστικής πίεσης (sound pressure transducer) και ένα μετατροπέα σωματιδιακής ταχύτητας (sound velocity transducer) που έκανε την εμφάνισή του στα μέσα της δεκαετίας του '90.

Στο κεφάλαιο αυτό, αναφέρονται συνοπτικά οι δύο μέθοδοι, καθώς και τα βασικά πλεονεκτήματα και μειονεκτήματά τους.

3.1 Η p-p μέθοδος

Όπως γίνεται αντιληπτό από την εισαγωγή, για την p-p μέθοδο απαιτείται μία έκφραση της σωματιδιακής ταχύτητας συναρτήσει της ακουστικής πίεσης. Αυτό μπορεί να γίνει εύκολα με τη βοήθεια της εξίσωσης του Euler που συναντήσαμε στο κεφάλαιο 2.1:

$$u_r = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial r} dt \quad (3.1)$$

Μπορούμε τώρα να εκτιμήσουμε την κλίση της p με τη μέθοδο πεπερασμένων διαφορών (finite difference approximation):

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{p_B - p_A}{\Delta r} \quad (3.2)$$

όπου p_A και p_B οι πιέσεις δύο πολύ κοντινών σημείων A και B (δηλ. οι πιέσεις που μετρούν τα δύο μικρόφωνα) και Δr η απόσταση των σημείων αυτών. Έτσι, η προσέγγιση της u_r γίνεται μέσω της σχέσης:

$$u_r = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{p_B - p_A}{\Delta r} dt \quad (3.3)$$

Όπως γίνεται φανερό, ο υπολογισμός της ταχύτητας u γίνεται στο ακουστικό κέντρο του probe. Το ίδιο συμβαίνει και με την πίεση p , αν θεωρήσουμε πως είναι ο μέσος όρος των p_A , p_B . Άρα, η ακουστική ένταση υπολογίζεται από τη σχέση:

$$I_r = \overline{pu_r} = -\frac{1}{2\rho_0\Delta r} \overline{(p_A + p_B) \int (p_B - p_A) dt} \quad (3.4)$$



ΕΙΚΟΝΑ 3.1 TO HAND-HELD SOUND INTENSITY SYSTEM - TYPE 2270 G ΤΗΣ BRÜEL&KJÆR

Time Domain Formulation

From Euler

$$u = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p}{\partial r} dt$$

The Finite Difference Approximation

$$u = -\frac{1}{\rho} \int \frac{p_B - p_A}{\Delta r} dt$$

Average pressure

$$p = \frac{p_A + p_B}{2}$$

$$I = \overline{p \cdot u}$$

$$I = -\frac{p_A + p_B}{2\rho\Delta r} \int (p_B - p_A) dt$$

Frequency Domain Formulation for FFT Analyzers

$$I = -\frac{1}{\rho\omega\Delta r} \text{Im } G_{AB}$$

ω is the angular frequency

$\text{Im } G_{AB}$ is the imaginary part of the cross spectrum

060794

ΕΙΚΟΝΑ 3.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΕΝΤΑΣΗΣ ΜΕΣΩ ΤΗΣ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗΣ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΔΙΑΦΟΡΩΝ [5]

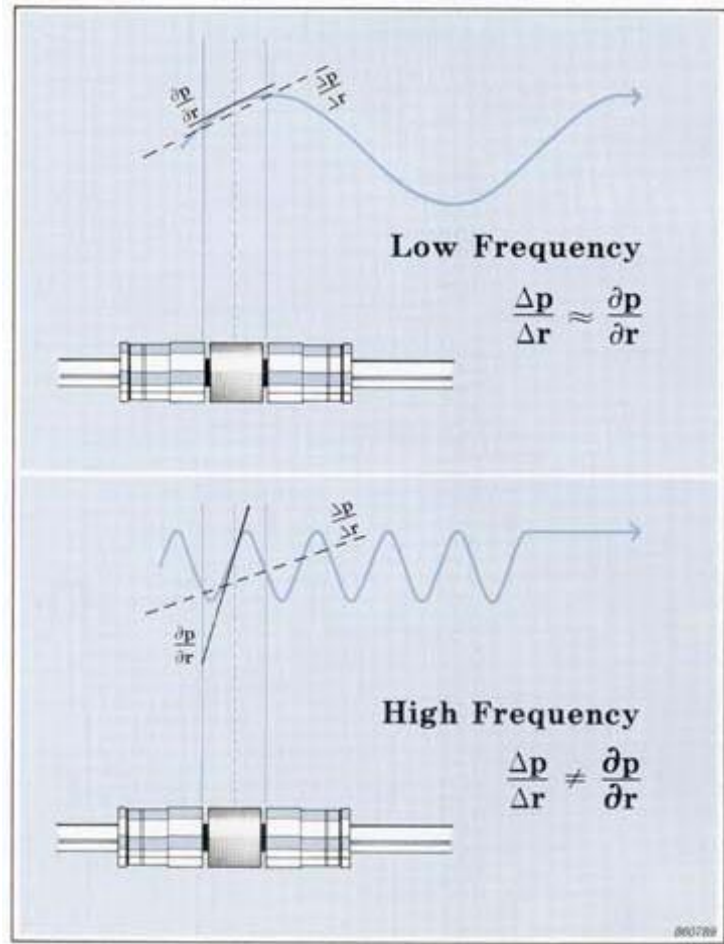
3.1.1 Περιορισμοί και σφάλματα

Η μέτρηση της ακουστικής έντασης με τη χρήση του sound intensity p-p probe, αν και αρκετά ακριβής, χαρακτηρίζεται από σημαντικούς περιορισμούς και σφάλματα, και οφείλονται είτε στην ίδια τη φύση του ακουστικού πεδίου είτε σε αστοχίες και ελλείψεις της διαδικασίας της μέτρησης. Παρακάτω αναφέρονται και αναλύονται συνοπτικά οι βασικότεροι από αυτούς.

Να σημειωθεί ότι η διαδικασία της μέτρησης για τον προσδιορισμό της ηχητικής ισχύος μίας πηγής και οι ακριβείς όροι που πρέπει να πληρούνται, ώστε η μελέτη να θεωρηθεί έγκυρη, έχουν τυποποιηθεί από το Διεθνή Οργανισμό Τυποποίησης (ISO) και παρουσιάζονται αναλυτικά στο ISO 9614 International Standard [10] [11] [12].

3.1.1.1 *Ανώτατο όριο συχνότητας (the high frequency limit)*

Ο βασικότερος περιορισμός κατά τη μέτρηση της έντασης βασίζεται στο γεγονός ότι, όπως είδαμε προηγουμένως, η κλίση της ακουστικής πίεσης υπολογίζεται με τη μέθοδο πεπερασμένων διαφορών. Για να γίνει η προσέγγιση αυτή ακριβής, το μήκος κύματος του πεδίου δεν πρέπει είναι πολύ μικρότερο της απόστασης των δύο μικροφώνων Δr ώστε η κλίση της καμπύλης του κύματος να προσεγγίζεται ικανοποιητικά με την αριθμητική μέθοδο, όπως φαίνεται παραστατικά στην παρακάτω εικόνα.



ΕΙΚΟΝΑ 3.3 ΤΟ ΑΝΩΤΑΤΟ ΟΡΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ [5]

Συγκεκριμένα, για ακρίβεια 1dB, το μήκος κύματος πρέπει να είναι μεγαλύτερο κατά 6 φορές τουλάχιστον της απόστασης Δr .

Δr (mm)	f_{\max} (kHz)
6	10
12	5
50	1,25

3.1.1.2 Κατώτατο όριο συχνότητας (the low frequency limit)

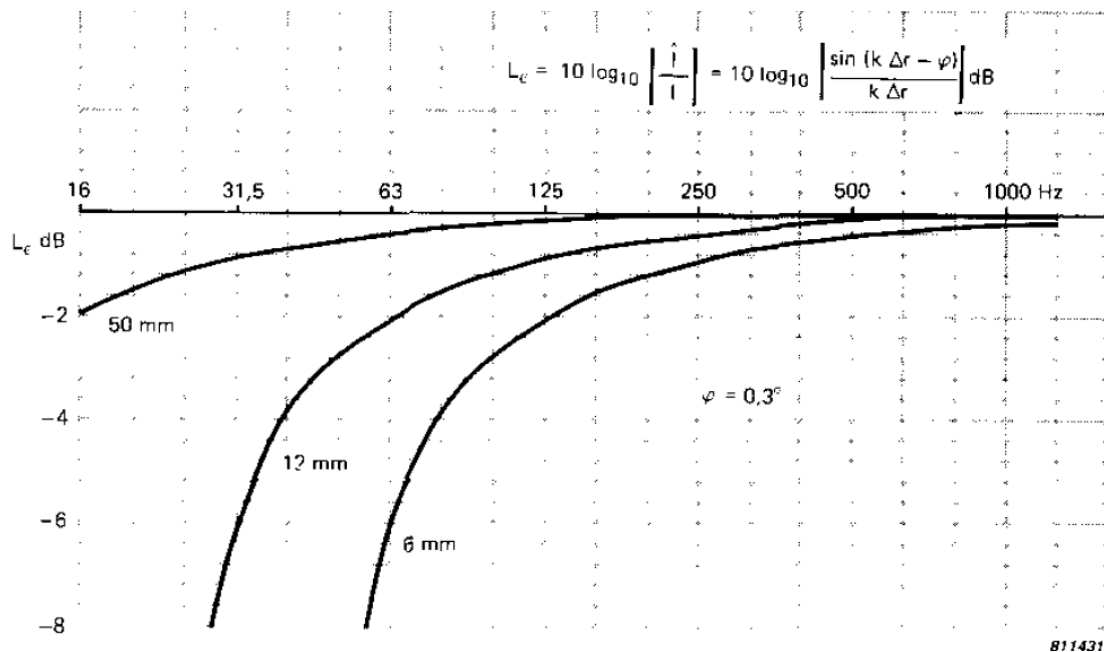
Μπορεί κανείς να αποδείξει με χρήση της εξίσωσης του Euler και τον ορισμό της ακουστικής εμπέδησης ότι η μέτρηση της σωματιδιακής ταχύτητας εξαρτάται κυρίως από την κλίση της φάσης (phase gradient) $\frac{\partial \varphi}{\partial r}$.

Γνωρίζουμε επίσης, πως η διαφορά φάσης μεταξύ των θέσεων των δύο μικροφώνων είναι $k\Delta r$ (όπου k ο κυματάριθμος). Ωστόσο, σε όλα τα συστήματα υφίσταται μία χρονική καθυστέρηση στις εισόδους των καναλιών, η οποία εισάγει ένα phase mismatch ϕ . Συνεπώς, θα ανιχνευθεί συνολική διαφορά φάσης $k\Delta r \pm \phi$.

Αποδεικνύεται ότι η μετρούμενη ποσότητα \hat{I} σε σχέση με την πραγματική ένταση I είναι:

$$\frac{\hat{I}}{I} = \frac{\sin(k\Delta r \pm \varphi)}{k\Delta r} \quad (3.5)$$

Από την παραπάνω σχέση γίνεται εμφανές ότι η ύπαρξη του phase mismatch αποκτά μεγάλη σημασία για μικρές τιμές της απόστασης των μικροφώνων Δr και χαμηλές συχνότητες [13]. Άρα, για χαμηλές συχνότητες, επιλέγουμε μεγαλύτερο spacer. Να σημειωθεί πως για τα συστήματα της Brüel&Kjær οι ακραίες τιμές του φ είναι $\pm 0,3^\circ$.

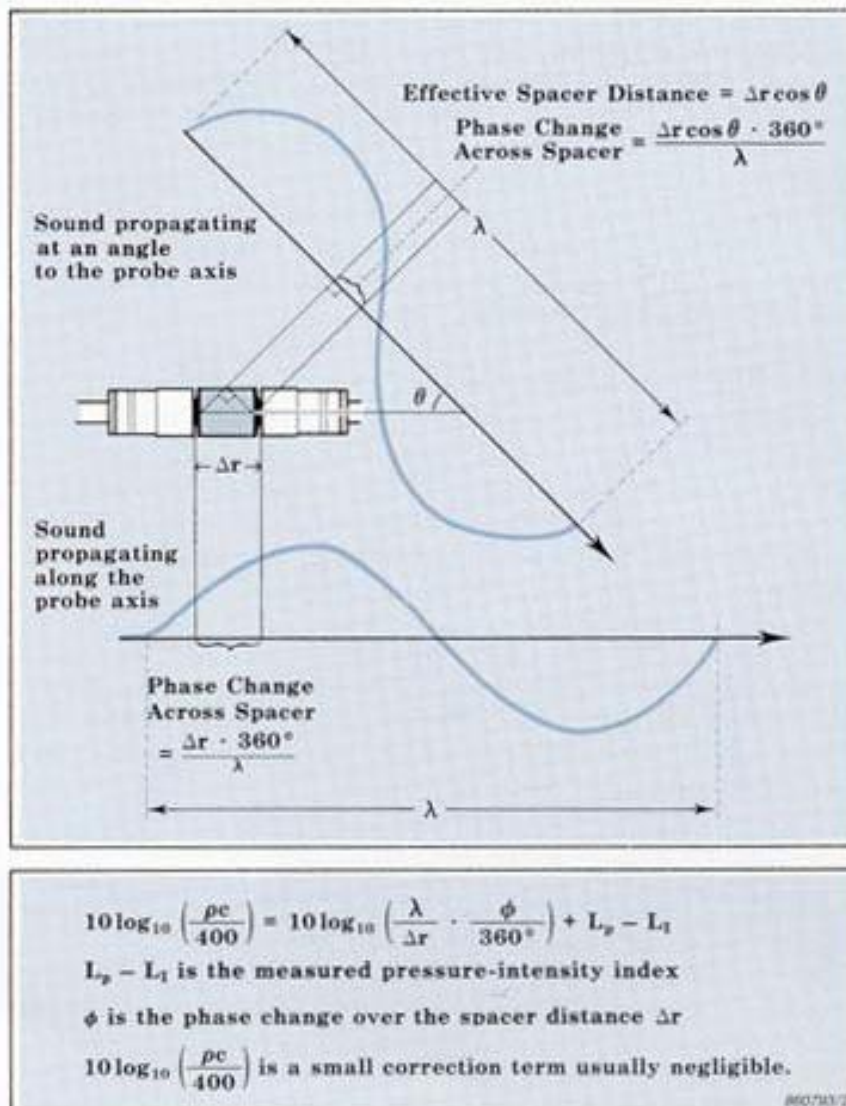


ΕΙΚΟΝΑ 3.4 ΜΕΓΙΣΤΟ ΣΦΑΛΜΑ L_e ΓΙΑ ΤΡΙΑ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΑ SPACERS ΣΤΙΣ ΧΑΜΗΛΕΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ BRÜEL&KJÆR SOUND INTENSITY ANALYZER TYPE 2134 [9]

3.1.1.3 Ο δείκτης πίεσης-έντασης (pressure-intensity index)

Εάν ένα ηχητικό κύμα προσπέσει υπό κάποια γωνία θ στον άξονα του probe, η διαφορά φάσης που θα ανιχνευθεί (απ' ότι εάν προσέπιπτε κατά τη διεύθυνση του άξονα του probe) θα είναι μικρότερη. Αυτό γίνεται αντιληπτό και σχηματικά στην Εικόνα 3.5. Η μείωση αυτή προκαλεί μία μείωση και στη μετρούμενη ένταση κατά $\cos\theta$, κάτι το οποίο βέβαια δε συμβαίνει και στη μετρούμενη πίεση, καθώς η τελευταία είναι μέγεθος βαθμωτό. Συνεπώς, υπάρχει μία διαφορά στη στάθμη της πίεσης από τη στάθμη της έντασης και η ποσότητα αυτή ονομάζεται δείκτης πίεσης-έντασης (pressure-intensity index): $\delta_{PI} = L_p - L_i$. Προφανώς, όσο μεγαλώνει η θ , τόσο μεγαλύτερη είναι η επίδραση του phase mismatch στην ακρίβεια της μέτρησης και το όριο της χαμηλής συχνότητας αυξάνει.

Γνωρίζοντας την τιμή του pressure-intensity index, μπορούμε να προσδιορίσουμε τη διαφορά φάσης στα άκρα του spacer και άρα να εκτιμήσουμε κατά πόσον το phase mismatch θα επηρεάσει σημαντικά την ακρίβεια. Τα παραπάνω φαίνονται παραστατικά στην επόμενη εικόνα.



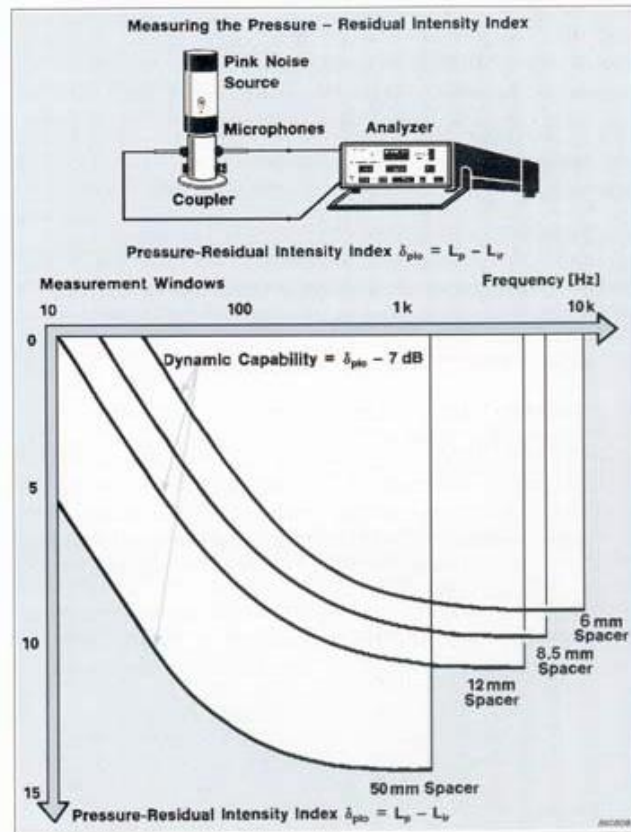
ΕΙΚΟΝΑ 3.5 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ PHASE CHANGE ΚΑΙ ΤΟ PRESSURE-INTENSITY INDEX [5]

Είδαμε ότι το pressure-intensity index περιγράφει τη διαφορά φάσης στα άκρα του spacer. Αντίστοιχα, το phase mismatch περιγράφεται από το δείκτη πίεσης-υπόλοιπο έντασης (pressure-residual intensity index).

Όταν τα δύο μικρόφωνα τροφοδοτούνται με δύο ίδια σήματα, τότε ιδανικά η μετρούμενη ένταση θα έπρεπε είναι μηδέν. Ωστόσο, το phase mismatch προκαλεί μία μικρή διαφορά μεταξύ των σημάτων, την οποία το σύστημα αντιλαμβάνεται ως ένταση κατά μήκος του spacer. Η διαφορά της στάθμης αυτής της έντασης από τη στάθμη της πίεσης είναι σταθερή για συγκεκριμένο σήμα και ονομάζεται pressure-residual intensity index: $\delta_{p_{rio}} = L_p - L_{i_0}$. Ο δείκτης αυτός μπορεί να μετρηθεί με ένα μικρό coupler που τροφοδοτεί με το ίδιο σήμα τα δύο μικρόφωνα. Γενικά, πρέπει:

$$\delta_{pI} < \delta_{pIo} - K \quad (3.6)$$

όπου K μία σταθερά που εξαρτάται από το επίπεδο της ακρίβειας που θέλουμε να πετύχουμε. Το δεύτερο μέλος της ανισότητας ονομάζεται δυναμική ικανότητα (dynamic capability) και αποτελεί το όριο του δ_{pI} που μπορεί να μετρηθεί με ακρίβεια. Για ακρίβεια 1dB και 0,5dB, το K είναι ίσο με 7dB και 10dB αντίστοιχα [13]. Παρακάτω φαίνεται η γραφική παράσταση του pressure-residual intensity index συναρτήσει της συχνότητας για κάθε spacer. Επίσης, αναγράφονται και τα κάτω όρια της συχνότητας για κάθε spacer.



ΕΙΚΟΝΑ 3.6 Η ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΤΟΥ PRESSURE-RESIDUAL INTENSITY INDEX ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙ ΤΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ ΓΙΑ ΚΑΘΕ SPACER [5]

3.2 Η p-u μέθοδος

Τα p-u probes συνδυάζουν ένα μικρόφωνο με ένα μετατροπέα σωματιδιακής ταχύτητας. Οπότε, η ένταση υπολογίζεται απευθείας από τα σήματα που λαμβάνουν οι δύο μετατροπείς. Ωστόσο, σε αυτή τη θεωρητικά απλή διαδικασία, υπάρχει ένα θεμελιώδες πρόβλημα: οι δύο μετατροπείς θα έχουν κατά κανόνα διαφορετικές αποκρίσεις φάσης (phase response). Συνεπώς, αυτό το *p-u phase mismatch* πρέπει να αντισταθμιστεί διότι διαφορετικά το αποτέλεσμα θα είναι άνευ σημασίας. Ακόμα και μία μικρή τιμή του phase mismatch μπορεί, υπό συνθήκες, να επηρεάσει

σημαντικά το μετρούμενο αποτέλεσμα. Αυτό μπορεί να φανεί με την εισαγωγή ενός μικρού σφάλματος φάσης φ_{ue} στη σχέση $I_r = \frac{1}{2} Re\{\tilde{p}\tilde{u}_r^*\}$:

$$\begin{aligned}\hat{I}_r &= \frac{1}{2} Re\{p\hat{u}_r^*\} = \frac{1}{2} Re\{pu_r^*e^{-j\varphi_{ue}}\} = Re\{(I_r + jJ_r)(\cos\varphi_{ue} - j\sin\varphi_{ue})\} \\ &\cong I_r + \varphi_{ue}J_r\end{aligned}\quad (3.7)$$

όπου

$$\hat{u}_r = u_r e^{j\varphi_{ue}} \quad (3.8)$$

η εκτίμηση της σωματιδιακής ταχύτητας και

$$J_r = \frac{1}{2} Im\{pu_r^*\} = Re\{I_r + jJ_r\} \quad (3.9)$$

η αντενεργός ένταση. Ενώ η (ενεργός) ένταση περιγράφει την καθαρή ροή της ακουστικής ενέργειας, η αντενεργός ένταση περιγράφει το μη διαδιδόμενο μέρος της ενέργειας, το οποίο ρέει συνεχώς ανάμεσα σε δύο σημεία και ως εκ τούτου εγκλωβίζεται εκεί, που αντιστοιχεί στη στιγμιαία σωματιδιακή ταχύτητα που βρίσκεται σε διαφορά φάση με την ακουστική πίεση. Πολλές πηγές έχουν ισχυρά αντενεργά κοντινά πεδία (near field) στις χαμηλές συχνότητες, όπου δημιουργούνται κυρίως παροδικά κύματα (evanescent waves). Κοντά σε τέτοιες πηγές, ο αέρας συμπεριφέρεται ουσιαστικά σαν να ήταν ασυμπίεστος, κινούμενος συνεχώς προς τα εμπρός και προς τα πίσω. Η εξίσωση (3.7) δείχνει ότι ακόμα και για ένα μικρό phase mismatch error που δεν αντισταθμίζεται αναλόγως, η μέτρηση υπόκειται σε σοβαρό (συστηματικό) σφάλμα, όταν $J_r \gg I_r$. Η ίδια εξίσωση όμως δείχνει επίσης ότι ένα αρκετά μεγάλο phase mismatch error δεν επηρεάζει σημαντικά τη μέτρηση, όταν $J_r \ll I_r$ (υπό συνθήκες, από ένα phase mismatch 35° μπορεί να προκύψει σφάλμα μικρότερο από 1dB). Από τα παραπάνω, προκύπτει ότι η βαθμονόμηση της φάσης (phase calibration) αποδεικνύεται εξαιρετικά κρίσιμη σε μετρήσεις που γίνονται σε συνθήκες κοντινού πεδίου (near field conditions), όπου η “αντενεργότητα” (reactivity) είναι μεγάλη, χωρίς να ισχύει το ίδιο για μετρήσεις που λαμβάνονται στο μακρινό πεδίο (far field) [14].

Τα ίδια συμπεράσματα μπορούν να φανούν και σε όρους ισχύος. Ολοκληρώνοντας την (3.7) πάνω σε μία επιφάνεια που περιλαμβάνει μία πηγή, έχουμε:

$$\begin{aligned}\hat{P}_a &= \int_S Re\{(\vec{I} + j\vec{J})(\cos\varphi_{ue} - j\sin\varphi_{ue})\}d\vec{S} \cong P_a + \varphi_{ue} \int_S \vec{J}d\vec{S} \\ &\cong P_a \left(1 + \varphi_{ue} \frac{\int_S \vec{J}d\vec{S}}{\int_S \vec{I}d\vec{S}}\right)\end{aligned}\quad (3.10)$$

όπου P_a η πραγματική ισχύς της πηγής που περιέχεται στην επιφάνεια και \hat{P}_a η μετρούμενη ισχύς. Έτσι, το phase mismatch error είναι δυνατόν να είναι πηγή

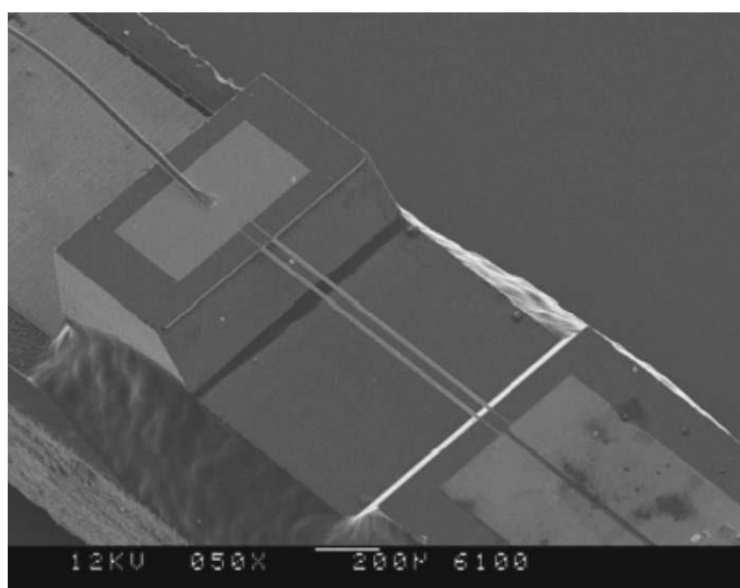
σφάλματος όταν η αντενεργότητα (σε ολοκληρωτική μορφή είναι ο λόγος του επιφανειακού ολοκληρώματος της αντενεργού έντασης προς το επιφανειακό ολοκλήρωμα της ενεργού έντασης) είναι μεγάλη. Ένα τυπικό παράδειγμα είναι η μέτρηση κοντά σε μία πηγή και συγκεκριμένα στις χαμηλές συχνότητες.

Το calibration των p-u probes περιλαμβάνει την έκθεση του probe σε ένα πεδίο με γνωστή σχέση ακουστικής πίεσης - σωματιδιακής ταχύτητας, όπως για παράδειγμα ένα διαδιδόμενο επίπεδο ή απλό σφαιρικό κύμα.

Είδαμε στα τελευταία κεφάλαια ότι σφάλματα στη συμφωνία φάσης προκαλούν σφάλματα στη μέτρηση. Η p-p μέθοδος από τη μία είναι ευαίσθητη σε μεγάλες τιμές του pressure-intensity index, αλλά όχι σε μεγάλες τιμές αντενεργότητας. Από την άλλη, η p-u μέθοδος επηρεάζεται πολύ λιγότερο από τον εξωτερικό θόρυβο (όπου το pressure-intensity index είναι μεγάλο), αλλά αρκετά περισσότερο σε αντενεργά πεδία. Και οι δύο περιορισμοί είναι σημαντικοί και συνεπώς δεν μπορεί να θεωρηθεί μία μέθοδος ανώτερη από την άλλη. Ωστόσο, δεν είναι τυχαίο το γεγονός ότι τα τελευταία χρόνια η χρήση των p-u probes γίνεται ευρέως διαδεδομένη. Πέρα από το μικρότερο μέγεθος έναντι των p-p probes, το οποίο τα καθιστά πιο βολικά για μετρήσεις, ισχυρώς αντενεργά πεδία συναντώνται μόνο σε πολύ χαμηλές συχνότητες, κάτι το οποίο επιλύεται με τη μικρή απομάκρυνση από την πηγή. Από την άλλη, υψηλές τιμές του pressure-intensity index μπορεί να προκύψουν σε όλο το συχνοτικό φάσμα· άρα p-p phase mismatch μπορεί να προκύψει και στις υψηλές συχνότητες.

3.2.1 Το Microflown sound intensity probe

Η λειτουργία του μετατροπέα σωματιδιακής ταχύτητας της Microflown βασίζεται στην απευθείας μέτρηση της ταχύτητας των σωματιδίων του αέρα, χωρίς τη χρήση της προσεγγιστικής σχέσης της κλίσης της πίεσης. Περιλαμβάνει δύο μικροσκοπικές αντιστάσεις από νιτρίδιο του πυριτίου επικαλυμμένες από λευκόχρυσο, οι οποίες θερμαίνονται μέχρι τους 200^o C περίπου (Εικόνα 3.7).



ΕΙΚΟΝΑ 3.7 ΟΙ ΔΥΟ ΑΝΤΙΣΤΑΣΕΙΣ ΤΟΥ MICROFLOWN SENSOR

Καθώς η ροή του αέρα περνά από τις αντιστάσεις, η θερμοκρασία της πρώτης που συναντά ο αέρας πέφτει κατά ένα μικρό ποσό και, λόγω μετάδοσης θερμότητας, τη θερμότητα αυτή απορροφά ο αέρας. Έτσι, η θερμοκρασία της δεύτερης αντίστασης είναι υψηλότερη από αυτήν της πρώτης. Η διαφορά θερμοκρασίας που διαμορφώνεται μεταξύ των δύο αντιστάσεων έχει ως αποτέλεσμα να διαφέρει και η ηλεκτρική τους αγωγιμότητα, δημιουργώντας έτσι μία διαφορά δυναμικού ανάλογη με την ταχύτητα των σωματιδίων του αέρα.

Όσον αφορά την ευαισθησία του μετατροπέα, στις χαμηλές συχνότητες αυξάνει κατά 6dB ανά οκτάβα. Στο διάστημα 100Hz – 1kHz η απόκριση συχνότητας είναι σχετικά επίπεδη, ενώ στο διάστημα 1kHz – 10kHz η ευαισθησία μειώνεται κατά 6dB ανά οκτάβα, λόγω του φαινομένου της διάχυσης που σχετίζεται με την απόσταση μεταξύ των αντιστάσεων. Για συχνότητες μεγαλύτερες των 10kHz η ευαισθησία μειώνεται κατά 6dB επιπλέον ανά οκτάβα, λόγω της θερμοχωρητικότητας των αντιστάσεων.

Ο συνδυασμός της παραπάνω διάταξης με ένα μικρόφωνο αποτελεί το Microflow[®] sound intensity probe. Συγκεκριμένα, ο μετατροπέας σωματιδιακής ταχύτητας είναι τοποθετημένος σε ένα μικρό και συμπαγή κύλινδρο, ενώ το μικρόφωνο σε έναν κύλινδρο κούφιο. Η γεωμετρία αυτής της διάταξης αυξάνει την ταχύτητα και συνεπώς την ευαισθησία του μετατροπέα ταχύτητας. Τέλος, να σημειωθεί ότι το Microflow[®] έχει προσδιορισμένη κατευθυντικότητα, δηλαδή μετράει τη σωματιδιακή ταχύτητα μόνο στην κατεύθυνση για την οποία είναι ευαίσθητο.



ΕΙΚΟΝΑ 3.8 Ένα ½-INCH SOUND INTENSITY PROBE ΤΗΣ MICROFLOW[®]

4. Το φαινόμενο της απορρόφησης του ήχου

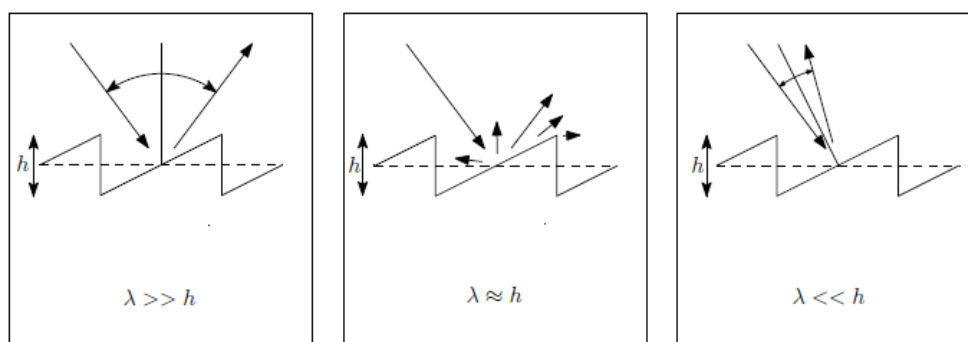
Ο σχεδιασμός ακουστικών χώρων συνίσταται στη δημιουργία βέλτιστων ακουστικών πεδίων ανάλογα με τη λειτουργία του κάθε χώρου και του ρόλου που αυτός επιτελεί. Ένα βασικό μέρος του σχεδιασμού αυτού είναι η κατασκευή απορροφητικών και ανακλαστικών επιφανειών με σκοπό τον έλεγχο της διάδοσης του ήχου καταλλήλως από την πηγή προς τα υπόλοιπα σημεία του χώρου.

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μία σύντομη εισαγωγή στο φαινόμενο της απορρόφησης του ήχου και στα πιο γνωστά ηχοαπορροφητικά υλικά.

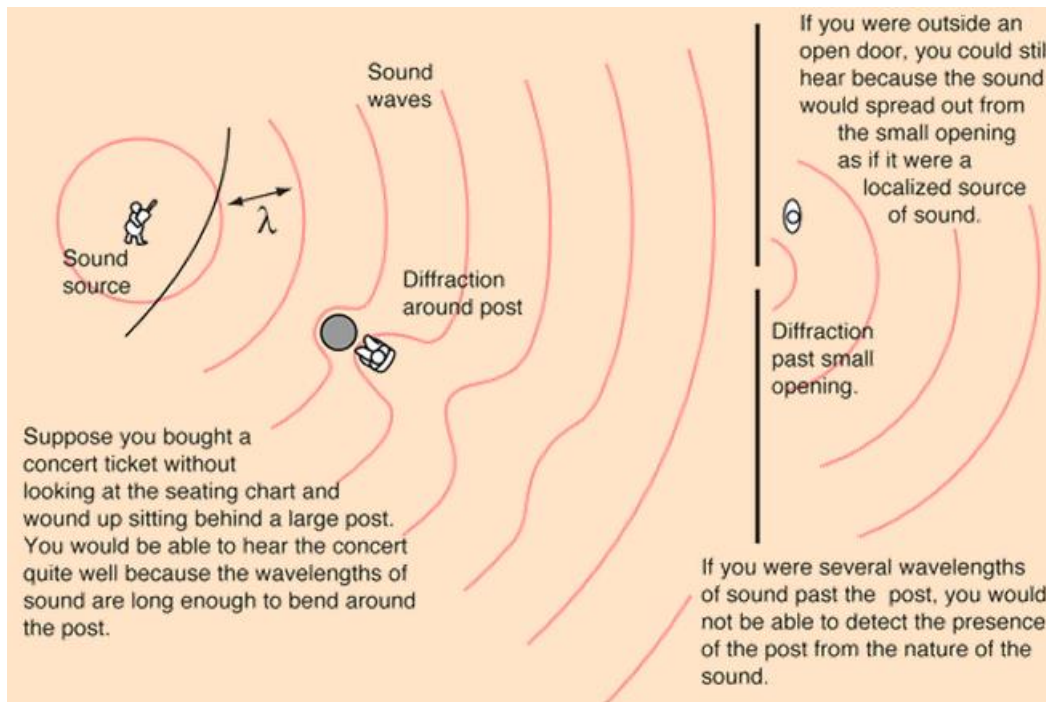
4.1 Σκέδαση (scattering) και περίθλαση (diffraction)

Ο τρόπος με τον οποίο τα ηχητικά κύματα ανακλώνται από μία μη επίπεδη ή τραχιά επιφάνεια εξαρτάται από τις χαρακτηριστικές διαστάσεις και τη μορφολογία της συγκεκριμένης επιφάνειας. Η Εικόνα 4.1 δείχνει αυτή την εξάρτηση. Για μεγάλα μήκη κύματος, έχουμε κατοπτρική ανάκλαση σε σχέση με την κύρια επιφάνεια. Για τιμές του μήκους κύματος αντίστοιχες με αυτές του μεγέθους της διαφοράς της γεωμετρίας της επιφάνειας, έχουμε σκέδαση (ή αλλιώς διάχυτη ανάκλαση). Τέλος, για μικρές τιμές του μήκους κύματος, κάθε μέρος της επιφάνειας οδηγεί σε αλλαγή της ανάκλασης [15]

Ο όρος περίθλαση αναφέρεται στο φαινόμενο της αλλαγής πορείας των κυμάτων, όταν τα τελευταία διέρχονται μέσω οπών ή προσκρούουν σε εμπόδια, οι διαστάσεις των οποίων είναι της τάξης του μήκους κύματος



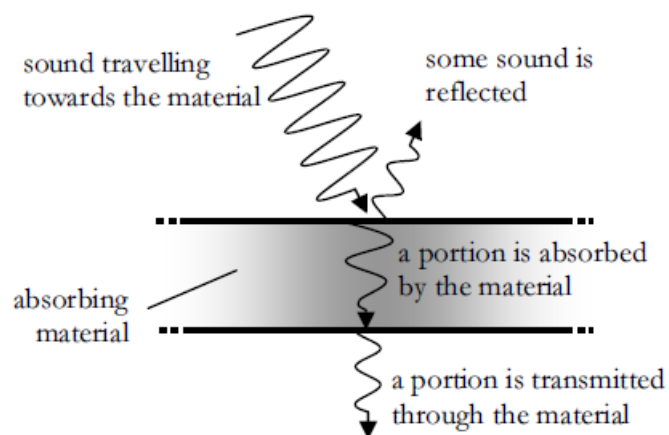
ΕΙΚΟΝΑ 4.1 Η ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΜΟΡΦΗΣ ΤΗΣ ΑΝΑΚΛΑΣΗΣ ΑΠΟ ΤΗ ΣΧΕΣΗ ΤΟΥ ΜΗΚΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΣ λ ΜΕ ΤΗ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΗ ΔΙΑΣΤΑΣΗ ΤΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ h [15]



ΕΙΚΟΝΑ 4.2 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ ΤΟΥ ΗΧΟΥ [16]

4.2 Ανάκλαση – διάδοση – απορρόφηση

Όταν ένα ηχητικό κύμα συναντήσει ένα ακουστικό εμπόδιο, για παράδειγμα έναν τοίχο, ένα μέρος από την ενέργεια που μεταφέρει ανακλάται, ενώ ένα άλλο μέρος απορροφάται ή διαδίδεται μέσω του τοίχου από την άλλη πλευρά.



ΕΙΚΟΝΑ 4.3 ΠΡΟΣΠΤΩΣΗ ΗΧΟΥ ΠΑΝΩ ΣΕ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΙΚΟ ΥΛΙΚΟ [17]

Για την ανάλυση των φαινομένων της ανάκλασης, της διάδοσης και της απορρόφησης του ήχου, ορίζονται οι παρακάτω συντελεστές:

α) Συντελεστής ανάκλασης R (Reflection factor)

Ορίζεται ως ο λόγος της ανακλώμενης από την επιφάνεια ακουστικής πίεσης p_r προς την προσπίπτουσα p_i .

$$R = \frac{p_r}{p_i} \quad (4.1)$$

β) Συντελεστής διάδοσης τ (transmission coefficient)

Ορίζεται ως ο λόγος της ηχητικής ενέργειας που διαδίδεται από τη διαχωριστική επιφάνεια των δύο μέσων W_t προς την προσπίπτουσα W_i

$$\tau = \frac{W_t}{W_i} \quad (4.2)$$

γ) Συντελεστής απορρόφησης α (absorption coefficient)

Ορίζεται ως ο λόγος της απορροφούμενης από μία επιφάνεια ηχητική ενέργεια W_a προς την προσπίπτουσα W_i

$$\alpha = \frac{W_a}{W_i} \quad (4.3)$$

Ισχύει ότι: $\alpha = 1 - |R|^2$ [3].

Επειδή πολλά απορροφητικά υλικά έχουν μεγάλη επιφάνεια S σε σχέση με το μήκος κύματος, όπως το αντηχείο Helmholtz, εισάγεται ο όρος **απορρόφηση της επιφάνειας A**, που ορίζεται ως το γινόμενο: $A = S\alpha$ και μετριέται σε **Sabine**.

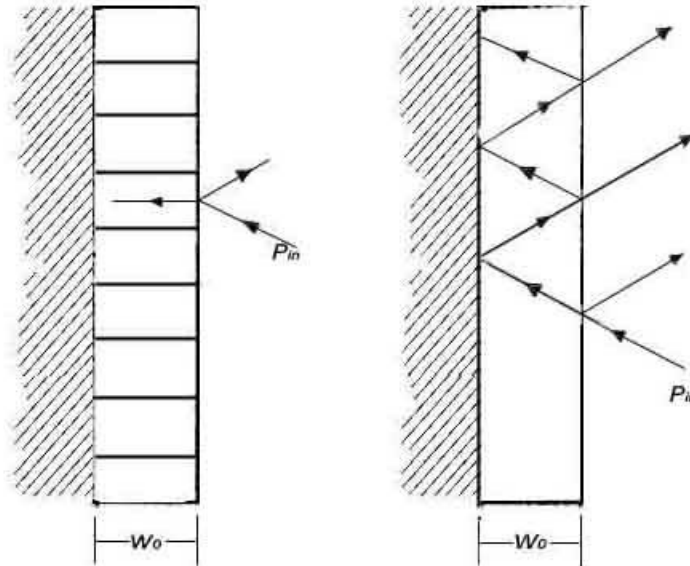
4.3 Τοπικά αντιδρώντα υλικά (locally reacting materials)

Ένας απορροφητής που αποτελείται από ένα λεπτό υλικό με κάποια αντίσταση ροής μπροστά από ένα συμπαγή τοίχο με ένα ενδιάμεσο στρώμα αέρα είναι ένα σύστημα του οποίου η απορρόφηση είναι εύκολο να προβλεφθεί.

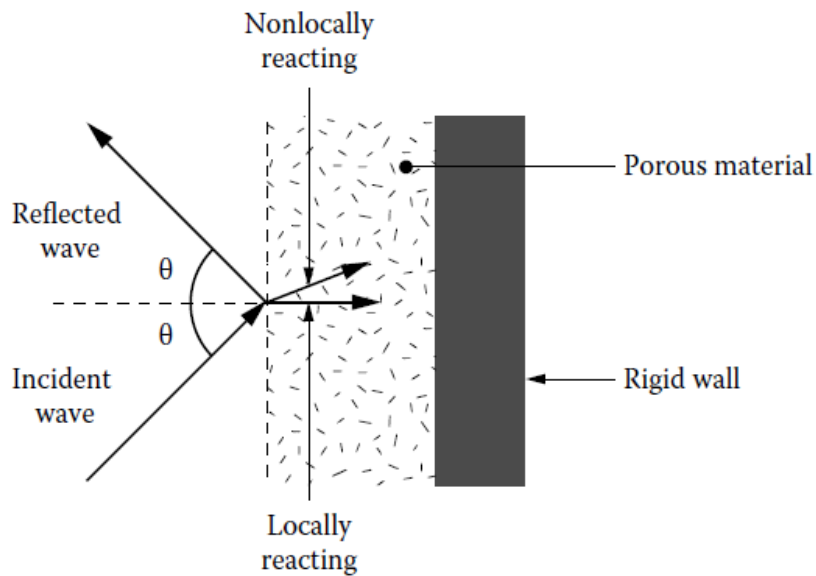
Στο αριστερό σχήμα της Εικόνας 4.4 φαίνεται ένα λεπτό πορώδες υλικό, το εσωτερικό του οποίου έχει υποδιαιρεθεί σε λεπτούς τοίχους, κάθετους στην επιφάνεια ώστε να αποφευχθεί η διάδοση του ήχου παράλληλα με την απορροφητική επιφάνεια. Το συγκεκριμένο σύστημα ονομάζεται τοπικά αντιδρών (locally reacting), καθώς το ακουστικό πεδίο του απορροφητή εξαρτάται αποκλειστικά από την ακουστική πίεση στο εσωτερικό του συγκεκριμένου χωρίσματος. Άρα, επειδή δεν υπάρχει εφαιπόμενη συνιστώσα, ένα κύμα που προσπίπτει υπό γωνία θ στον απορροφητή συνεχίζει τη διάδοσή του στην κατεύθυνση της κάθετης πρόσπτωσης.

Στο σύστημα που φαίνεται δεξιά στην Εικόνα 4.4 δεν υπάρχει υποδιαίρεση του υλικού σε λεπτά μέρη. Έτσι, η ακουστική πίεση σε κάθε σημείο εξαρτάται από την πίεση που ασκείται σε όλα τα σημεία της εκτιθέμενης στον ήχο επιφάνειας του

απορροφητή. Ένα τέτοιο σύστημα ονομάζεται μη τοπικά αντιδρών (non locally reacting). Στα non locally reacting υλικά, το προσπίπτον κύμα συνεχίζει να ταξιδεύει στο υλικό υπό γωνία διαφορετική της θ , η οποία εξαρτάται από την ταχύτητα του ήχου στο υλικό αυτό [18].



ΕΙΚΟΝΑ 4.4 ΑΡΙΣΤΕΡΑ: ΤΟΠΙΚΑ ΑΝΤΙΔΡΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑ. ΔΕΞΙΑ: ΜΗ ΤΟΠΙΚΑ ΑΝΤΙΔΡΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑ (Η ΠΙΕΣΗ ΣΕ ΟΠΟΙΟΔΗΠΟΤΕ ΣΗΜΕΙΟ ΤΟΥ ΕΣΩΚΛΕΙΣΤΟΥ ΑΕΡΑ ΕΠΗΡΕΑΖΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗ ΠΙΕΣΗ ΠΟΥ ΑΣΚΕΙΤΑΙ ΣΕ ΟΠΟΙΟΔΗΠΟΤΕ ΣΗΜΕΙΟ ΤΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ)



ΕΙΚΟΝΑ 4.5 ΔΙΑΔΟΣΗ ΚΥΜΑΤΟΣ ΣΕ LOCALLY REACTING ΚΑΙ NON LOCALLY REACTING ΠΟΡΩΔΕΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΙΚΟ ΥΛΙΚΟ [18]

4.4 Βασικές κατηγορίες απορροφητικών υλικών

A) Πορώδη υλικά (porous materials)

Στα πορώδη υλικά ανήκουν συγκεκριμένα ακουστικά υφάσματα, όπως οι κουρτίνες, τα χαλιά, οι ταπετσαρίες, οι υαλοβάμβακες, καθώς επίσης και τα ακουστικά πλακάκια, και όλα τους χαρακτηρίζονται από ένα δίκτυο διασυνδεδεμένων πόρων [19]. Η απορρόφηση οφείλεται στην απώλεια ενέργειας λόγω τριβών και μετατροπής της σε θερμότητα καθώς ο αέρας κινείται στους πόρους. Επειδή η δυναμική πίεση του κινούμενου αέρα και η τριβή είναι ποσά ανάλογα, έχουμε μεγαλύτερη απορρόφηση όταν το υλικό βρίσκεται σε θέσεις για τις οποίες η ταχύτητα σωματιδίων του κύματος είναι μέγιστη.

Εάν ένα πορώδες υλικό τοποθετηθεί σε επαφή με μία άκαμπτη επιφάνεια και προσπέσει πάνω του ηχητικό κύμα, θα δημιουργηθεί στάσιμο κύμα. Για να είναι ικανοποιητική η απορρόφηση (στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης), το πάχος του πορώδους υλικού πρέπει να είναι τουλάχιστον $\frac{\lambda}{4}$, έτσι ώστε η τριβή να πραγματοποιηθεί εκεί όπου η ταχύτητα ταλάντωσης παίρνει τη μέγιστη τιμή της (ή αλλιώς εκεί όπου η ενέργεια είναι μόνο κινητική). Με διαφορετικά λόγια, δεδομένου του πάχους του υλικού, υπάρχει ένα όριο συχνότητας, κάτω από το οποίο η απορρόφηση μειώνεται σημαντικά, επειδή το υλικό δεν μπορεί πλέον να “φτάσει” την περιοχή της μεγάλης κινητικής ενέργειας. Επιπλέον, είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί ένα λεπτότερο υλικό (για λόγους οικονομίας) με επίσης μεγάλη αντίσταση ροής, όχι σε επαφή, αλλά σε ορισμένη απόσταση από την επιφάνεια, έτσι ώστε η πρόσπτωση να λάβει χώρα σε απόσταση όχι μικρότερη από $\frac{\lambda}{4}$ από την επιφάνεια.

Για τυχαίες προσπτώσεις (διάχυτο πεδίο), το υλικό μπορεί να είναι ικανοποιητικό ($\alpha > 0.8$) ακόμα και εάν ο λόγος απόσταση/πάχος είναι $\frac{\lambda}{4}$ [2].

Η τιμή του συντελεστή απορρόφησης για ένα πορώδες υλικό σε απόσταση d από μία άκαμπτη επιφάνεια είναι:

$$\alpha(f) = \frac{4R_f}{\left(\frac{R_f}{\rho c} + 1\right)^2 + \cot^2\left(\frac{2\pi f d}{c}\right)^2} \quad (4.4)$$

όπου R_f η αντίσταση ροής που είναι ίση με:

$$R_f = \frac{\Delta p}{u} \quad (4.5)$$

με Δp τη διαφορά πίεσης στις δύο επιφάνειες του υλικού και u τη σωματιδιακή ταχύτητα.

B) Απορροφητικά μεμβράνης (membrane/panel absorbers)

Τα υλικά αυτά, τα οποία τοποθετούνται σε κάποια απόσταση από σκληρό υλικό, αποτελούνται από μία μη πορώδη μεμβράνη-πλαίσιο (non porous panel), μέσω της οποίας σχηματίζεται μία κοιλότητα με αέρα. Όταν ο ήχος πέσει στη μεμβράνη, τη διεγείρει σε ταλαντώσεις και μέρος της ηχητικής ενέργειας μετατρέπεται σε θερμότητα, λόγω εσωτερικής τριβής του υλικού.

Το σύστημα συντονίζεται σε συχνότητα που προσδιορίζεται από τη μάζα ανά μονάδα επιφάνειας m και από την απόσταση από το σκληρό υλικό L :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho c^2}{mL}} \quad (4.6)$$

Η παραπάνω εξίσωση δεν ισχύει για ελαστικά υλικά, τα οποία επιτρέπουν τη διάδοση καμπτικών κυμάτων. Για ένα ελαστικό υλικό που καταλαμβάνει ορθογώνια επιφάνεια, η συχνότητα συντονισμού δίνεται από τη σχέση:

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho c^2}{mL} + \frac{\pi^4}{m} \left[\left(\frac{p}{a}\right)^2 + \left(\frac{q}{b}\right)^2 \right]^2 \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}} \quad (4.7)$$

όπου a , b οι διαστάσεις της επιφάνειας, h το πάχος, E το μέτρο του Young της μεμβράνης, ν ο λόγος του Poisson και p , q ακέραιοι αριθμοί που προσδιορίζουν το σχήμα της επιφάνειας.

Τα απορροφητικά τύπου μεμβράνης εμφανίζονται συχνά με τη μορφή της γυψοσανίδας είτε ξύλινων πλαισίων σε τοίχους. Οι συχνότητες στις οποίες απορροφούν, είναι μεταξύ 50Hz και 500 Hz. Να σημειωθεί πως, εάν τοποθετηθεί και ένα πορώδες υλικό στο χώρο ανάμεσα στα απορροφητικά αυτά και στη σκληρή επιφάνεια, η αποτελεσματικότητα της απορρόφησης στις χαμηλές συχνότητες αυξάνεται.



ΕΙΚΟΝΑ 4.6 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΩΝ ΤΥΠΟΥ ΜΕΜΒΡΑΝΗΣ ΠΟΥ ΤΟΠΟΘΕΤΟΥΝΤΑΙ ΣΕ ΣΥΜΠΑΓΗ ΠΛΕΥΡΙΚΟ ΤΟΙΧΟ ΣΕ ΜΙΑ ΑΙΘΟΥΣΑ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΧΡΗΣΕΩΝ (KOLDING TEATER)

Γ) Συντονιστές ή αντηχεία (resonators)

Οι συντονιστές αποτελούνται από μία κοιλότητα αέρα που συνδέεται με τον υπόλοιπο χώρο με ένα στενό στόμιο. Όταν ο ήχος πέσει στο στόμιο, διεγείρει τον αέρα που βρίσκεται στη κοιλότητα, και οι απώλειες ηχητικής ενέργειας οφείλονται στις αποσβέσεις των ταλαντώσεων λόγω τριβών. Η απορρόφηση της ακουστικής ενέργειας γίνεται αποτελεσματικότερη σε μία στενή ζώνη συχνοτήτων γύρω από τη συχνότητα συντονισμού, η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V(l + \delta)}} \quad (4.8)$$

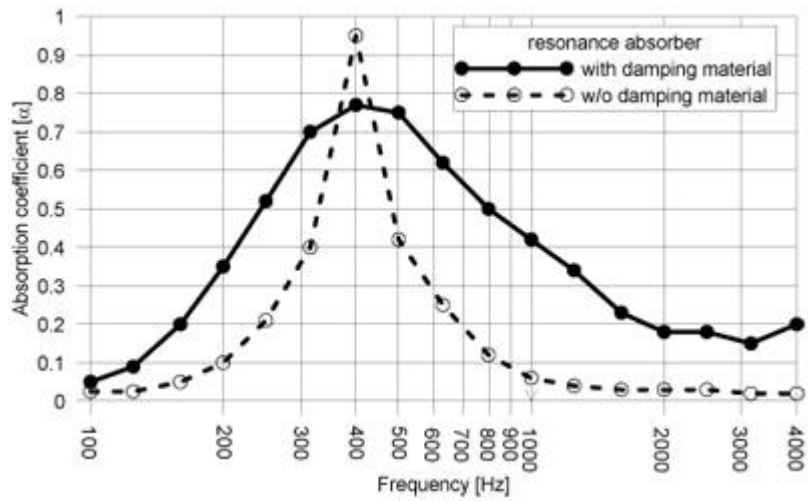
όπου S το εμβαδόν του στομίου, V ο όγκος της κοιλότητας, l το μήκος της κοιλότητας και δ μία διόρθωση στο μήκος του στομίου, που οφείλεται στο γεγονός ότι ο ταλαντούμενος αέρας δεν περιορίζεται στο φυσικό μήκος του στομίου, αλλά μέρος του αέρα που βρίσκεται έξω από αυτό κινείται επίσης.

Παράδειγμα ενός απλού συντονιστή είναι το αντηχείο Helmholtz, το οποίο φαίνεται στην παρακάτω εικόνα.

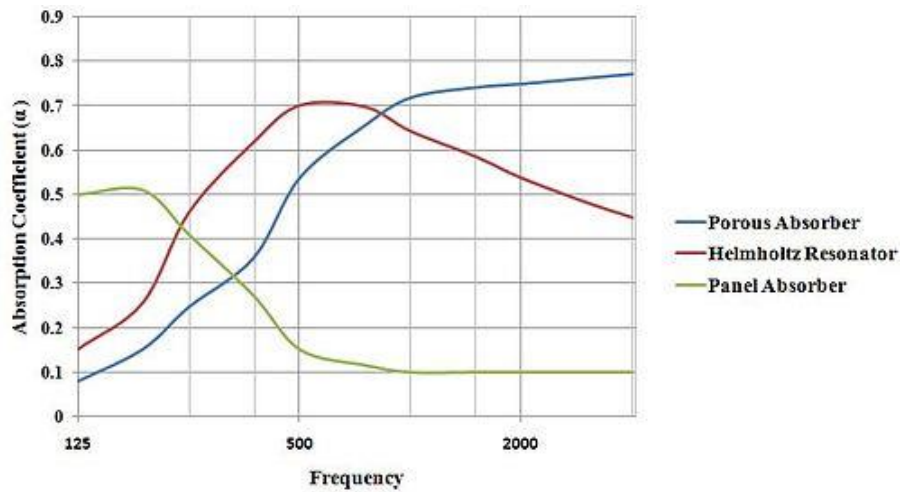


ΕΙΚΟΝΑ 4.7 ΑΝΤΗΧΕΙΟ HELMHOLTZ

Να σημειωθεί πως, εάν στο εσωτερικό της κοιλότητας εισαχθεί απορροφητικό υλικό, η καμπύλη συντονισμού πλαταίνει, ενώ παράλληλα μειώνεται η μέγιστη τιμή του συντελεστή απορρόφησης, όπως φαίνεται στην παρακάτω καμπύλη.



ΕΙΚΟΝΑ 4.8 ΣΧΕΣΗ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ - ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ ΜΕ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΙΚΟ ΥΛΙΚΟ ΚΑΙ ΧΩΡΙΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΙΚΟ ΥΛΙΚΟ



ΕΙΚΟΝΑ 4.9 ΤΥΠΙΚΟΣ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΓΙΑ ΤΙΣ ΠΑΡΑΠΑΝΩ ΚΑΤΗΓΟΡΙΕΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΩΝ

5. Βασικές μέθοδοι για τη μέτρηση του συντελεστή απορρόφησης με τη χρήση ενός απλού μικροφώνου

Ο προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης ήταν ανέκαθεν ένας από τους βασικότερους στόχους της σχεδίασης ακουστικών χώρων. Στο πέρασμα των χρόνων, θεμελιώθηκαν πολλές μέθοδοι για τη μέτρηση του συντελεστή απορρόφησης. Όλες έχουν τα πλεονεκτήματα και τις αδυναμίες τους. Για αυτό το λόγο, συχνά συνδυάζονται αποτελέσματα από διαφορετικές τεχνικές. Ωστόσο, η ερμηνεία αυτών των αποτελεσμάτων δεν είναι μία απλή διαδικασία, καθώς διάφορες μέθοδοι καταλήγουν σε διαφορετικά συμπεράσματα.

Στο κεφάλαιο αυτό, περιγράφονται οι βασικές μέθοδοι προσδιορισμού του συντελεστή απορρόφησης με τη χρήση απλού μικροφώνου, οι περισσότερες εκ των οποίων έχουν τυποποιηθεί κατά ISO.

5.1 Προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης και της εμπέδησης σε σωλήνες εμπέδησης σύμφωνα με το ISO 10534

Ο σωλήνας στάσιμων κυμάτων (standing wave tube), ή σωλήνας εμπέδησης (impedance tube), ή σωλήνας Kundt (Kundt's tube) είναι μία από τις παλαιότερες και πιο γνωστές διατάξεις για τη μέτρηση της εμπέδησης και των συντελεστών ανάκλασης, απορρόφησης και διάδοσης σε συνθήκες κάθετης πρόσπτωσης. Σε αυτούς τους σωλήνες διαδίδονται μόνο επίπεδα κύματα προς μια συγκεκριμένη κατεύθυνση. Η μέγιστη συχνότητα ηχητικής διάδοσης για έναν κυλινδρικό σωλήνα εξαρτάται από την εσωτερική του διάμετρο d και την ταχύτητα του ήχου c : $f_{max} = 0.586 \frac{c}{d}$.

Το προς εξέταση δείγμα προσδένεται στη μία άκρη του σωλήνα, ενώ στην άλλη τοποθετείται ένα μεγάφωνο. Τα μικρόφωνα και τα probes μπορούν να κινηθούν κατά μήκος και εντός του σωλήνα. Το μεγάφωνο παράγει σταθερό ακουστικό πεδίο εντός του σωλήνα, το οποίο μετριέται και αναλύεται.



ΕΙΚΟΝΑ 5.1 ΣΩΛΗΝΑΣ KUNDT

5.1.1 Το θεωρητικό υπόβαθρο του σωλήνα Kundt

Όπως αναφέρθηκε, στο σωλήνα Kundt ένα μονοδιάστατο ακουστικό πεδίο παράγεται από ένα ηχείο που τοποθετείται στο ένα άκρο του. Έτσι, ένα επίπεδο κύμα διαδίδεται από την πηγή προς το απορροφητικό υλικό, το οποίο είναι πακτωμένο στην άλλη άκρη του σωλήνα. Η εξίσωση του κύματος είναι:

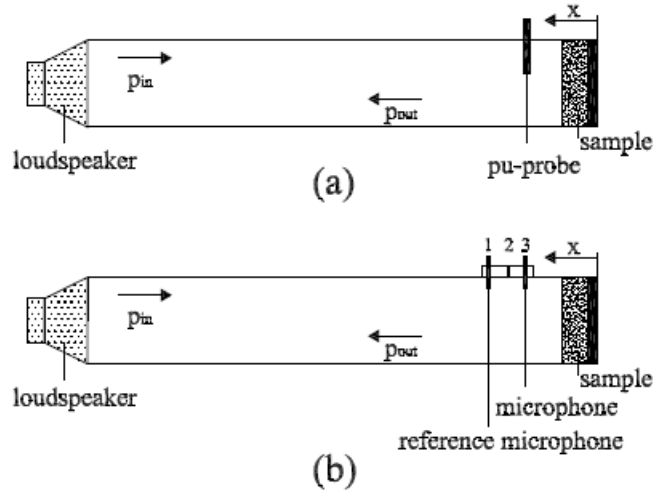
$$p_{in}(x, t, \omega) = p_0 e^{i(\omega t + kx)} \quad (5.1)$$

όπου x η απόσταση από το δείγμα.

Ένα δεύτερο κύμα ταξιδεύει προς την αντίθετη κατεύθυνση, δηλαδή από το δείγμα προς την πηγή, με εξίσωση:

$$p_{out}(x, t, \omega) = R(\omega) p_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (5.2)$$

όπου $R(\omega)$ ο εξαρτώμενος από τη συχνότητα συντελεστής ανάκλασης. Το δεύτερο κύμα είναι το αποτέλεσμα της στροφής φάσης και της απόσβεσης του προσπίπτοντος κύματος. Η μετρητική διάταξη του σωλήνα φαίνεται στην παρακάτω εικόνα.



ΕΙΚΟΝΑ 5.2 Η ΜΕΤΡΗΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΤΟΥ ΣΩΛΗΝΑ KUNDT

Συνεπώς, δημιουργείται ένα στάσιμο κύμα και η πίεση του πεδίου σαν αποτέλεσμα των δύο κυμάτων είναι:

$$\begin{aligned}
 p_{tot}(x, t, \omega) &= p_{in}(x, t, \omega) + p_{out}(x, t, \omega) \\
 &= p_0(e^{i(\omega t + kx)} + R(\omega)e^{i(\omega t - kx)})
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Από την εξίσωση του Euler, μπορούμε να εξαγάγουμε τη σωματιδιακή ταχύτητα εντός του σωλήνα:

$$\begin{aligned}
 u_{tot}(x, t, \omega) &= \frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p_{tot}(x, t, \omega)}{\partial x} dt \\
 &= \frac{p_0}{\rho_0 c} (e^{i(\omega t + kx)} - R(\omega)e^{i(\omega t - kx)})
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Από τις δύο παραπάνω εξισώσεις, η εμπέδηση σε απόσταση x από το σωλήνα είναι:

$$Z(x, \omega) = \frac{p_{tot}(x, \omega)}{u_{tot}(x, \omega)} = \rho_0 c \frac{e^{ikx} + R(\omega)e^{-ikx}}{e^{ikx} - R(\omega)e^{-ikx}} \tag{5.5}$$

Επομένως, εάν η ακουστική πίεση και η σωματιδιακή ταχύτητα σε απόσταση x από το δείγμα μετρηθούν, ο συντελεστής ανάκλασης, η εμπέδηση στην επιφάνεια του δείγματος και ο συντελεστής απορρόφησης εξαγονται άμεσα από τις παρακάτω σχέσεις:

$$R(\omega) = e^{2ikx} \frac{Z(x, \omega) - \rho_0 c}{Z(x, \omega) + \rho_0 c} \tag{5.6}$$

$$Z(0, \omega) = \rho_0 c \frac{1 + R(\omega)}{1 - R(\omega)} \tag{5.7}$$

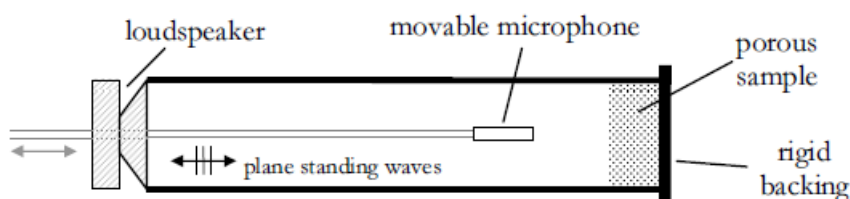
$$\alpha(\omega) = 1 - |R(\omega)|^2 \quad (5.8)$$

όπου προφανώς $\rho_{0c} = Z_0$ η εμπέδηση του αέρα.

Υπάρχουν δύο τυποποιημένες μέθοδοι προσδιορισμού του συντελεστή απορρόφησης σε συνθήκες κάθετης πρόσπτωσης μέσα σε σωλήνα εμπέδησης, οι οποίες περιγράφονται στο ISO 10534: η μέθοδος του λόγου στάσιμου κύματος και η μέθοδος συνάρτησης μεταφοράς. Και οι δύο παρουσιάζονται συνοπτικά παρακάτω.

5.1.2 Η μέθοδος στάσιμου κύματος: ISO 10534-1:1996 [20]

Στη μία άκρη ενός σωλήνα Kundt τοποθετείται το δείγμα και στην άλλη άκρη ένα μεγάφωνο εκπέμπει ήχο μίας συχνότητας. Εντός του σωλήνα παράγεται συνεπώς στάσιμο κύμα.

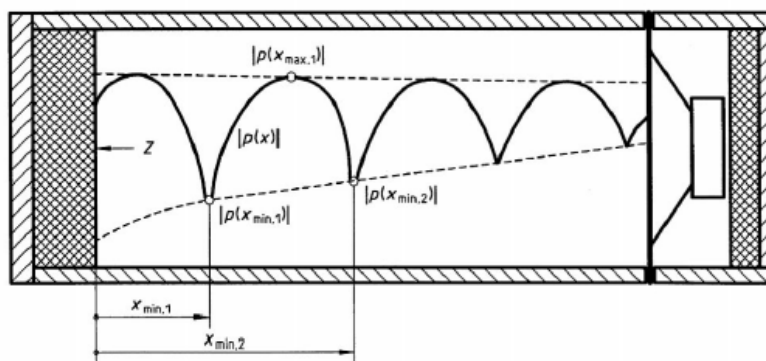


ΕΙΚΟΝΑ 5.3 Η ΔΙΑΤΑΞΗ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΣΤΑΣΙΜΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ

Η βασική αρχή αυτής της μεθόδου είναι η μέτρηση μεγίστων και ελαχίστων της ακουστικής πίεσης με ένα απλό μικρόφωνο. Εφόσον λόγω της απορρόφησης το πλάτος του ανακλώμενου ηχητικού κύματος p_r είναι μικρότερο από αυτό που προσπίπτει p_i , στα σημεία που υπάρχουν δεσμοί το συνιστάμενο πλάτος θα είναι $-p_r$, ενώ στα σημεία που αντιστοιχεί το μέγιστο $p_i + p_r$, δηλαδή:

$$\frac{p_{max}}{p_{min}} = \left| \frac{p_i + p_r}{p_i - p_r} \right| = s \quad (5.9)$$

Η ποσότητα s ονομάζεται λόγος στάσιμου κύματος (standing wave ratio). Μετακινώντας το μικρόφωνο, μπορούμε να βρούμε τις θέσεις όπου υπάρχουν τα μέγιστα και τα ελάχιστα της ακουστικής πίεσης και να εξάγουμε το λόγο s .



ΕΙΚΟΝΑ 5.4 Η ΜΕΘΟΔΟΣ ΣΤΑΣΙΜΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ [21]

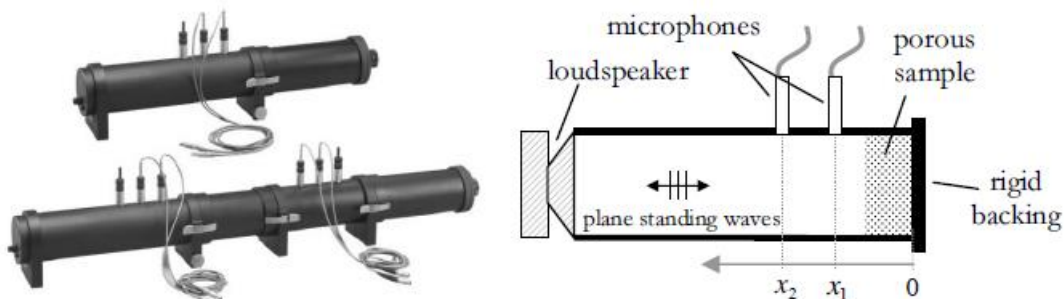
Τέλος, ο συντελεστής ανάκλασης και ο συντελεστής απορρόφησης για μία συγκεκριμένη συχνότητα προκύπτουν από τις παρακάτω σχέσεις:

$$R = \frac{s - 1}{s + 1} \quad (5.10)$$

$$\alpha = 1 - \left(\frac{s - 1}{s + 1} \right)^2 \quad (5.11)$$

5.1.3 Η μέθοδος της συνάρτησης μεταφοράς: ISO 10534-2:1998 [22]

Το 1980 οι Chung και Blaser [23] θεμελίωσαν μία μέθοδο για τον προσδιορισμό του συντελεστή απορρόφησης σε ένα σωλήνα Kundt που βασίζεται στη συνάρτηση μεταφοράς δύο μικροφώνων, τα οποία βρίσκονται στις θέσεις x_1 και x_2 αντίστοιχα. Σε αντίθεση με τη μέθοδο στάσιμου κύματος, με τη μέθοδο των Chung και Blaser ο συντελεστής ανάκλασης και ο συντελεστής απορρόφησης μπορούν να υπολογιστούν για ένα εύρος συχνοτήτων ταυτόχρονα. Η μέθοδος αυτή, που είναι γνωστή ως μέθοδος συνάρτησης της μεταφοράς (transfer function method) ή μέθοδος 2p, τυποποιήθηκε το 1998 στο ISO 10534-2:1998. Η μετρητική διάταξη της, η οποία φαίνεται στην παρακάτω εικόνα, είναι αντίστοιχη με αυτήν της μεθόδου στάσιμου κύματος, με τη διαφορά όμως πως εδώ χρησιμοποιούνται δύο μικρόφωνα.



ΕΙΚΟΝΑ 5.5 Η ΜΕΤΡΗΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ

Μετρώντας την ακουστική πίεση σε αποστάσεις $x_1 = L$ και $x_2 = L - s$ από το δείγμα (όπου s η απόσταση μεταξύ των δύο μικροφώνων), μπορούμε να βρούμε τη συνάρτηση μεταφοράς μεταξύ των μικροφώνων:

$$H_{2p} = \frac{S_{21}}{S_{11}} \quad (5.12)$$

όπου $S_{21} = p_2 \cdot p_1^*$ είναι το διάφασμα μεταξύ των δύο μικροφώνων και $S_{11} = p_1 \cdot p_1^*$ αυτοφάσμα του πρώτου μικροφώνου. Άρα, η συνάρτηση μεταφοράς γράφεται:

$$H_{2p} = \frac{e^{ikx_2} + R e^{-ikx_2}}{e^{ikx_1} + R e^{-ikx_1}} \quad (5.13)$$

Από την παραπάνω εξίσωση, ο συντελεστής ανάκλασης προκύπτει:

$$R = \frac{H_{12}e^{ikx_2} - e^{ikx_1}}{H_{12}e^{-ikx_2} - e^{-ikx_1}} \quad (5.14)$$

και άμεσα εξάγεται και ο συντελεστής απορρόφησης από τη γνωστή σχέση:

$$\alpha = 1 - RR^* \quad (5.15)$$

Το συχνοτικό εύρος εξαρτάται κυρίως από την απόσταση μεταξύ των μικροφώνων s και από την εσωτερική διάμετρο του σωλήνα. Η ακρίβεια μειώνεται εάν η τιμή του s είναι κοντά στο μισό του μήκος κύματος $\lambda/2$ ή εάν η απόσταση μεταξύ του ενός μικροφώνου και του δείγματος βρίσκεται κοντά στο $\lambda/4$.

Πολλές σύγχρονες τεχνικές πραγματοποιούνται μέσα σε σωλήνα Kundt (κυρίως με τη χρήση του p - u probe), καθώς είναι εύκολα πραγματοποιήσιμες, το κόστος τους είναι μικρό και η επίδραση του θορύβου βάθους είναι μικρή. Παρόλα αυτά, όλες τους υπόκεινται σε σημαντικούς περιορισμούς:

- Η όλη διαδικασία λαμβάνει χώρα μόνο υπό συνθήκες κάθετης πρόσπτωσης, άρα non-locally reacting απορροφητικά υλικά δεν μπορούν να εξεταστούν
- Ο τεμαχισμός του υλικού που απαιτείται για την εισαγωγή του στο σωλήνα είναι μία προβληματική διαδικασία κυρίως για εύθραυστα και σκληρά υλικά, όπως για παράδειγμα το σκυρόδεμα
- Το μέγεθος του δείγματος περιορίζεται από την εσωτερική διάμετρο του σωλήνα, η οποία ορίζει και ένα ανώτατο όριο συχνότητας. Ανάλογα με τις ιδιότητες του υλικού, η μετρούμενη απορρόφηση μπορεί να διαφέρει από αυτήν ενός πολύ μεγάλου δείγματος
- Υπάρχουν σοβαρά προβλήματα εγκατάστασης του δείγματος, η οποία σε πολλές περιπτώσεις οδηγεί σε μερική αλλοίωση των ιδιοτήτων του υλικού

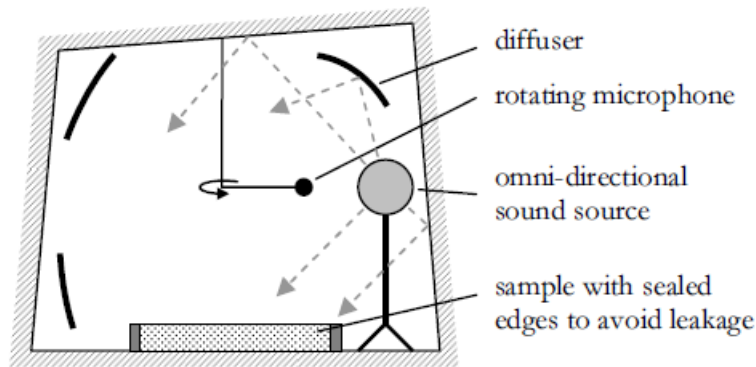
5.2 Μέτρηση ηχοαπορρόφησης σε θάλαμο αντήχησης

5.2.1 Ο χρόνος αντήχησης

Σε ένα δωμάτιο ή σε έναν χώρο που κλείνει σε κάποιες διαστάσεις, όταν μια πηγή παράγει έναν ήχο, ο ήχος αυτός ταξιδεύει στον χώρο. Όταν προσκρούσει σε κάποια επιφάνεια ένα μέρος του ήχου ανακλάται, ένα άλλο απορροφάται και ένα άλλο διαχέεται. Λόγω του όγκου του χώρου, ο ήχος έχει χώρο να ταξιδέψει και λόγω της ανάκλασης, συνεχίζει να υπάρχει στον κλειστό αυτό χώρο. Όμως, επειδή μέρος του απορροφάται, σταδιακά ο ήχος “σβήνει”. Με άλλα λόγια, σε έναν κλειστό χώρο η στάθμη της πίεσης μετά το μηδενισμό της πηγής δε μηδενίζεται ακαριαία, αλλά λόγω των διαφορετικών ανακλάσεων στα τοιχώματα του χώρου φθίνει γραμμικά με το χρόνο. Στην ιδανική περίπτωση που το ακουστικό πεδίο είναι τελείως διάχυτο, με

ομοιόμορφη κατανομή του ήχου μέσα στο χώρο, η μείωση της στάθμης της πίεσης είναι μηδενική. Στην πράξη βέβαια, όπου δεν υφίστανται τέτοια πεδία, υπάρχουν αποκλίσεις από αυτήν την ιδανική συμπεριφορά. Για αυτό το λόγο εισάγεται το μέγεθος του χρόνου αντήχησης, το οποίο δείχνει πόσο διάχυτο είναι ένα πεδίο.

Ως χρόνος αντήχησης T_{60} (reverberation time) ορίζεται ο χρόνος που απαιτείται ώστε η στάθμη της πίεσης ενός ακουστικού πεδίου σε έναν κλειστό χώρο να περιοριστεί κατά 60dB έπειτα από τον τερματισμό της ηχητικής πηγής.



ΕΙΚΟΝΑ 5.6 ΑΝΤΗΧΗΤΙΚΟΣ ΘΑΛΑΜΟΣ ΜΕ ΕΝΑ ΠΕΡΙΣΤΡΕΦΟΜΕΝΟ ΜΙΚΡΟΦΩΝΟ

5.2.2 Υπολογισμός του συντελεστή απορρόφησης σύμφωνα με το ISO 354

Ο πρώτος που ασχολήθηκε με την πρόβλεψη του χρόνου αντήχησης ήταν ο W.C Sabine στις αρχές του 20^{ου} αιώνα. Ο Sabine θεμελίωσε μία σχετικά απλή μέθοδο που βασίζεται στο λόγο του όγκου του δωματίου προς την ποσότητα του απορροφητικού υλικού που είναι τοποθετημένο στο δωμάτιο αυτό. Η εξίσωση στην οποία κατέληξε συσχετίζει το χρόνο αντήχησης ενός δωματίου με τον όγκο του δωματίου V και τη ολική απορρόφηση του δωματίου A_s :

$$T_{60} = \ln(10^6) \frac{4V}{cA_s} \approx C \frac{V}{A_s} \quad (5.16)$$

όπου η C σταθερά με $C = 0.163 \text{ s/m}$. Η ολική απορρόφηση A_s μπορεί να ιδωθεί ως εκείνη η υποθετική επιφάνεια που απορροφά όλη την ποσότητα του ήχου που απορροφά συνολικά το δωμάτιο για τη συγκεκριμένη συχνότητα. Ο χρόνος αντήχησης μετριέται παρουσία και απουσία δείγματος. Έτσι, ορίζεται ο συντελεστής απορρόφησης κατά Sabine a_s :

$$a_s = \frac{A_{s,1} - A_{s,0}}{S_{test}} + \frac{A_{s,0}}{S_{tot}} \quad (5.17)$$

όπου $A_{s,1}$ και $A_{s,0}$ η ολική απορρόφηση παρουσία και απουσία δείγματος αντίστοιχα και S_{test} και S_{tot} η επιφάνεια του δείγματος και του δωματίου αντίστοιχα.

Η μέθοδος του αντηχητικού θαλάμου έχει τυποποιηθεί στο ISO 354 [24]. Συγκεκριμένα, το ISO 354 χρησιμοποιεί το χρόνο αντήχησης, ο οποίος μπορεί να υπολογιστεί και από την ολοκλήρωση της κρουστικής απόκρισης του μικροφώνου. Ορίζεται επίσης η απορρόφηση του ήχου A_{ISO} από την παρακάτω εξίσωση:

$$A_{ISO} = \frac{55.3V}{cT_{60}} - 4Vm \quad (5.18)$$

όπου c η ταχύτητα του ήχου και m ο συντελεστής απόσβεσης ισχύος που υπολογίζεται σύμφωνα με το ISO 9613-1. Κατ' αναλογία με τη μέθοδο Sabine, η απορρόφηση του ήχου υπολογίζεται παρουσία ($A_{ISO,1}$) και απουσία δείγματος ($A_{ISO,0}$) στο δωμάτιο και ο συντελεστής απορρόφησης a_{ISO} προκύπτει από:

$$a_{ISO} = \frac{A_{ISO,1} - A_{ISO,0}}{S_{test}} \quad (5.19)$$

Για τη διεξαγωγή πειράματος σύμφωνα με το ISO 354 απαιτείται μεγάλος και ακριβός εργαστηριακός εξοπλισμός. Συγκεκριμένα, το μέγεθος του δείγματος πρέπει να είναι 10 - 12m². Οι τιμές του συντελεστή απορρόφησης υπολογίζονται συνήθως για ένα εύρος συχνοτήτων 100Hz – 5kHz χρησιμοποιώντας τριτοοκταβική ανάλυση.

Για τους σκοπούς της αυτοκινητοβιομηχανίας, δημιουργήθηκε ένας αρκετά μικρότερος αντηχητικός θάλαμος, γνωστός ως θάλαμος alpha (alpha cabin, Εικόνα 5.7). Έτσι, ο όγκος του δωματίου μειώθηκε στα 6.44m³ και η επιφάνεια του δείγματος στα 1.2m². Ωστόσο, για την επίτευξη αντηχητικών συνθηκών στις χαμηλές συχνότητες, τέτοιοι θάλαμοι δεν είναι επαρκείς και απαιτούνται τα γνωστά μεγάλα αντηχητικά δωμάτια.



ΕΙΚΟΝΑ 5.7 ΔΥΟ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΑΝΤΗΧΗΤΙΚΩΝ ΘΑΛΑΜΩΝ. ΑΡΙΣΤΕΡΑ: ΜΕΓΑΛΟ ΔΩΜΑΤΙΟ ΜΕ ΠΑΝΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΗ ΠΗΓΗ ΚΑΙ ΑΝΑΚΛΑΣΤΗΡΕΣ. ΔΕΞΙΑ: ΘΑΛΑΜΟΣ ALPHA

Γενικά, όλες οι μέθοδοι που πραγματοποιούνται σε αντηχητικούς θαλάμους έχουν σοβαρά μειονεκτήματα όπως τα παρακάτω:

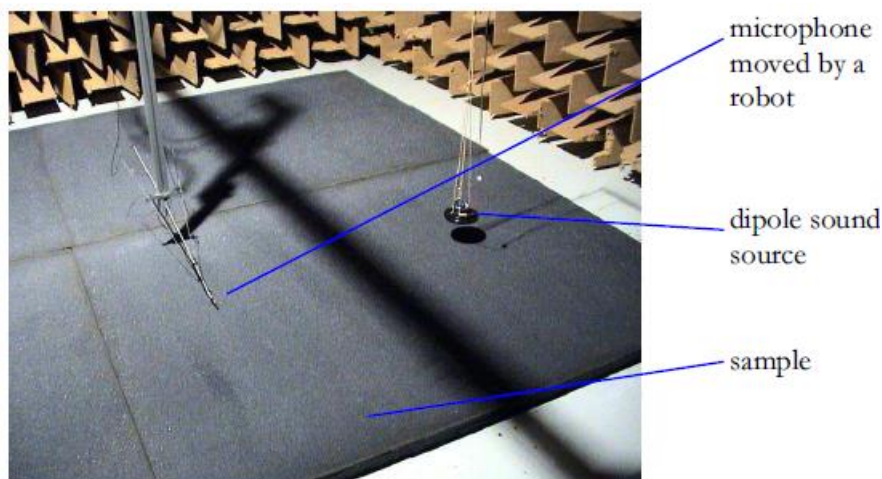
- Μεγάλα δείγματα είναι συχνά δύσκολο να παραχθούν και να εγκατασταθούν
- Η τοποθέτηση του δείγματος στο θάλαμο μπορεί να επηρεάσει τα αποτελέσματα
- Παρατηρούνται σοβαρές αποκλίσεις μεταξύ διαφορετικών θαλάμων

- Υπολογίζεται μόνο ο συντελεστής απορρόφησης και όχι η μιγαδική εμπέδηση της επιφάνειας του δείγματος
- Ο συντελεστής απορρόφησης συχνά υπερτιμάται: δεν είναι ασυνήθιστες τιμές μεγαλύτερες του 1 που θεωρητικά είναι αδύνατο. Αυτές οι αποκλίσεις οφείλονται στο πεπερασμένο μέγεθος του δείγματος και στο φαινόμενο της περίθλασης στις άκρες του
- Το πεδίο στο θάλαμο παύει να είναι τέλεια διάχυτο έπειτα από την εισαγωγή του δείγματος

5.3 Η μέθοδος Tamura

Η μέθοδος Tamura [25] υπολογίζει, όπως και η μέθοδος αντηχητικού θαλάμου, το συντελεστή απορρόφησης για τυχαία πρόσπτωση. Βασική ιδέα αυτής της μεθόδου αποτελεί η ανάλυση του πεδίου κοντά στην επιφάνεια του δείγματος σε συνιστώσες επίπεδων κυμάτων και η μέτρηση της ακουστικής πίεσης σε δύο επίπεδα πάνω από την επιφάνεια του δείγματος.

Συγκεκριμένα, με τη χρήση ενός δισδιάστατου μετασχηματισμού Fourier, η κατανομή της πίεσης αναλύεται σε συνιστώσες επίπεδων κυμάτων του προσπίπτοντος και του ανακλώμενου ήχου [26]. Με αυτήν τη διαδικασία, υπολογίζεται ο συντελεστής ανάκλασης και ο συντελεστής απορρόφησης για τυχαία πρόσπτωση. Οι μετρήσεις με τη μέθοδο Tamura δίνουν αρκετά καλά αποτελέσματα, όμως για τη διεξαγωγή τους απαιτείται ένας ανηχοϊκός θάλαμος και ένα μεγάλο μέγεθος δείγματος ($\sim 10\text{m}^2$) και τέλος είναι αρκετά χρονοβόρες.



ΕΙΚΟΝΑ 5.8 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΓΙΑ ΤΗ ΔΙΕΞΑΓΩΓΗ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ TAMURA

6. Μέτρηση του συντελεστή απορρόφησης με τη χρήση των sound intensity probes

Η εξάπλωση και η χρήση των sound intensity probes έδωσε νέα ώθηση στον κλάδο της ακουστικής χώρων και ειδικά στον προσδιορισμό της απορροφητικότητας των υλικών. Μετρήσεις in situ έγιναν δυνατές, γεγονός το οποίο επέτρεψε τη μελέτη της συμπεριφοράς των υλικών στο μέρος που είναι εγκατεστημένα, χωρίς να απαιτείται η εισαγωγή δειγμάτων σε ειδικά σχεδιασμένα εργαστηριακά περιβάλλοντα, κάτι το οποίο πέρα από πρακτικές και οικονομικές δυσκολίες οδηγεί και σε αλλοίωση των χαρακτηριστικών των υλικών.

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται ορισμένες σύγχρονες τεχνικές που επιδιώκουν να προσδιορίσουν το συντελεστή απορρόφησης ακουστικών υλικών με τη χρήση των sound intensity probes είτε σε εργαστηριακό περιβάλλον είτε in situ.

6.1 Προσδιορισμός του συντελεστή απορρόφησης με τη βοήθεια μετρήσεων ακουστικής έντασης με p-p probe

6.1.1 Το πείραμα των Prascevic κ.ά.

Το 1994, οι Prascevic, Milosevic και Cvetkovic σύγκριναν το συντελεστή απορρόφησης του υαλοβάμβακα που προέκυψε από μετρήσεις σε αντηχητικό θάλαμο σύμφωνα με το πρότυπο DIN 52212 (αντίστοιχο με το ISO 354) με αυτόν που υπολόγισαν με μία απλή μέθοδο βασισμένη σε μετρήσεις με ένα p-p probe [27].

Η βασική ιδέα της μεθόδου αυτής βασίζεται στη μεταφορά της ακουστικής ενέργειας. Καθώς η ακουστική ενέργεια διαπερνά την επιφάνεια πάνω από το υλικό, προσπίπτει στο υλικό και ένα μέρος της απορροφάται από αυτό και το υπόλοιπο ανακλάται. Το ανακλώμενο μέρος της ενέργειας ξαναπερνά μέσα από την επιφάνεια με αντίθετη κατεύθυνση. Συνεπώς, το probe, το οποίο είναι τοποθετημένο κάθετα προς την επιφάνεια, καταγράφει τη διαφορά της προσπίπτουσας με την ανακλώμενη ενέργεια. Έτσι, η διαφορά αυτή, που αποτελεί την απορροφούμενη από το υλικό ενέργεια, μπορεί να υπολογιστεί με μετρήσεις έντασης σε μία επιφάνεια ακριβώς πάνω από το υλικό.

Η επιφάνεια αυτή διαιρείται σε τμήματα (κελιά) και η ένταση μετριέται σε καθένα από τα τμήματα αυτά. Με αυτόν τον τρόπο, υπολογίζεται η κατανομή της συνολικής έντασης πάνω στην επιφάνεια. Έπειτα, προσδιορίζεται η απορροφούμενη ενέργεια:

$$W_a = \sum_{k=1}^m I_k \Delta S_k \quad (6.1)$$

όπου I_k η ένταση που μετρήθηκε στο k-οστό τμήμα της επιφάνειας S , ΔS_k η επιφάνεια του k-οστού τμήματος και m ο αριθμός των τμημάτων.

Υποθέτοντας ότι οι τοπικές διαφορές της ακουστικής έντασης για το ομογενές δείγμα είναι αμελητέες και ότι η επιφάνεια διαιρείται σε m ίσα τμήματα, η παραπάνω εξίσωση γράφεται:

$$W_a = \bar{I}S \quad (6.2)$$

όπου \bar{I} η μέση ακουστική ένταση στη μετρούμενη επιφάνεια S .

Για τον υπολογισμό της προσπίπτουσας ενέργειας, υποθέτουμε ότι το πεδίο είναι σχετικά διάχυτο ώστε να ισχύει η σχέση του διάχυτου πεδίου:

$$W_i = \frac{\bar{p}_{rms}^2 S}{4\rho c} \quad (6.3)$$

όπου \bar{p}_{rms} η μέση τιμή της rms τιμής της ακουστικής πίεσης στην επιφάνεια S απουσία δείγματος.

Εισάγοντας τις δύο παραπάνω εξισώσεις στον ορισμό του συντελεστή απορρόφησης:

$$\alpha = \frac{W_a}{W_i} = \frac{W_i - W_r}{W_i} \quad (6.4)$$

όπου W_a , W_i , και W_r η απορροφούμενη, η προσπίπτουσα και η ανακλώμενη από μία επιφάνεια S ηχητική ενέργεια αντίστοιχα, καταλήγουμε στην:

$$\alpha = \frac{\bar{I}4\rho c}{\bar{p}_{rms}^2} \quad (6.5)$$

Τέλος, εάν η πίεση και η ένταση εκφραστούν σε όρους στάθμης και λαμβάνοντας υπόψιν ότι στον αέρα $\rho c \approx 400 \text{Rayls}$, ο συντελεστής απορρόφησης υπολογίζεται από την:

$$\alpha = 10^{\frac{\bar{L}_I - (\bar{L}_p - 6)}{10}} \quad (6.6)$$

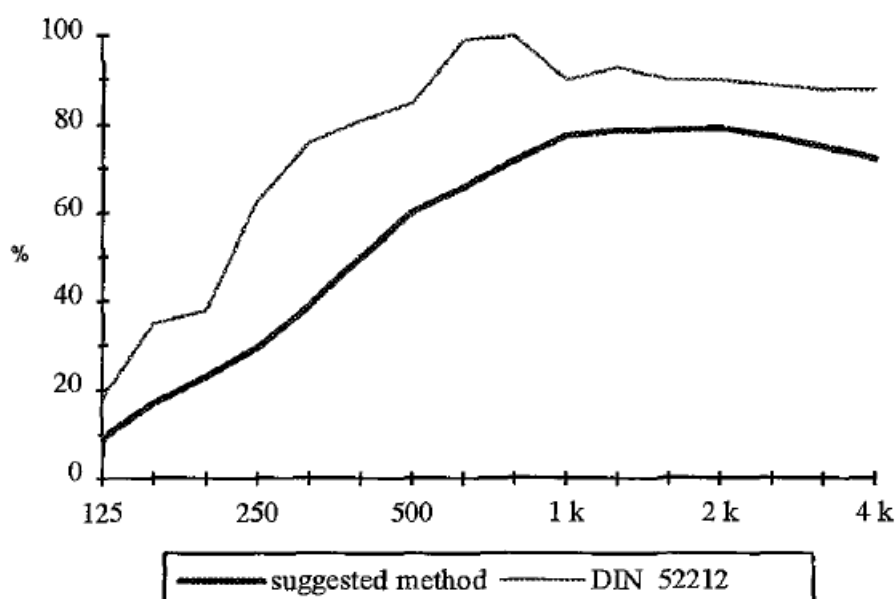
όπου \bar{L}_I και \bar{L}_p η μέση στάθμη ακουστικής έντασης και πίεσης αντίστοιχα στην επιφάνεια S .

Από τα παραπάνω γίνεται σαφές ότι απαιτούνται και μετρήσεις ακουστικής πίεσης στα ίδια σημεία που μετρήθηκε η ακουστική ένταση απουσία δείγματος.

Οι μετρήσεις έλαβαν χώρα σε ένα σχετικά μεγάλο ορθογώνιο δωμάτιο, ο χρόνος αντήχησης του οποίου έπεφτε από 3s για 125Hz στο 1s για 4kHz. Η μετρούμενη επιφάνεια που ταυτίζεται με την επιφάνεια του δείγματος ήταν 1m^2 και διαιρέθηκε σε 16 ίσα τμήματα και το probe βρισκόταν σε απόσταση 10cm από αυτήν.

Τα αποτελέσματα (Εικόνα 6.1) έδειξαν αρκετά καλή ομοιότητα με αυτά του προτύπου, ωστόσο αρκετές σημαντικές αποκλίσεις παρατηρήθηκαν, που έχουν να κάνουν με το ότι ο εκτελεστής του πειράματος βρισκόταν στο δωμάτιο, γεγονός το οποίο επηρεάζει την ομοιογένεια του πεδίου, ότι η υποτιθέμενη ομοιομορφία της έντασης πάνω στην επιφάνεια δεν ισχύει απόλυτα στην πραγματικότητα με

αποτέλεσμα η ένταση να μην είναι πάντα κάθετη στην επιφάνεια και τέλος ότι το μέγεθος του δείγματος δεν ήταν τόσο μεγάλο ώστε να αποφευχθούν προβλήματα που αφορούν τη διαφοροποίηση του πεδίου στα οριακά σημεία του δείγματος.



ΕΙΚΟΝΑ 6.1 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΤΟΥ ΥΑΛΟΒΑΜΒΑΚΑ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΕΝΟΣ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΟ DIN 52212 ΚΑΙ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ PRASCEVIC Κ.Α.

6.1.2 Η μέθοδος των Farina και Torelli

Οι Farina και Torelli παρουσίασαν το 1997 μία καινοτόμα μέθοδο για τον υπολογισμό του συντελεστή απορρόφησης, βασισμένη σε μετρήσεις ενεργού ακουστικής έντασης και πυκνότητας ακουστικής ενέργειας [28]. Η μέθοδος αυτή μπορεί να εφαρμοστεί *in situ* και δεν απαιτεί καμία γνώση για την προσπίπτουσα ένταση υπολογισμένη από μετρήσεις αναφοράς της ίδιας πηγής σε ελεύθερο πεδίο: απαιτείται μόνο μία μέτρηση κοντά στην επιφάνεια του απορροφητικού δείγματος.

Η ακουστική ένταση μετριέται και στις τρεις διαστάσεις του χώρου με ένα 3-D *p-p* probe, η λειτουργία του οποίου δε διαφέρει από τα απλά *p-p* probes παρά μόνο στο ότι χρησιμοποιεί τρία αντί για ένα ζεύγη μικροφώνων. Το probe μας δίνει πληροφορίες επίσης για την ακουστική πίεση και για τη σωματιδιακή ταχύτητα (δια της μεθόδου πεπερασμένων διαφορών). Άρα, μπορούμε να υπολογίσουμε τη μέση τιμή της πυκνότητας ακουστικής ενέργειας από τη γνωστή σχέση:

$$\bar{D} = \frac{1}{2} \left(\rho \bar{u}_{rms}^2 + \frac{p_{rms}^2}{\rho c^2} \right) \quad (6.7)$$

Για την εκτέλεση του πειράματος, μερικές υποθέσεις είναι απαραίτητες:

- Οι διαστάσεις του δείγματος πρέπει να είναι αρκετά μεγάλες για την αποφυγή ανεπιθύμητων φαινομένων διάχυσης ενέργειας στα οριακά του σημεία

- Η πηγή πρέπει να τοποθετηθεί με τέτοιο τρόπο ώστε η γωνία πρόσπτωσης να είναι γνωστή και σε συγκεκριμένη απόσταση από την επιφάνεια του δείγματος ώστε στα σημεία μέτρησης το προσπίπτον κύμα να μπορεί να θεωρηθεί επίπεδο

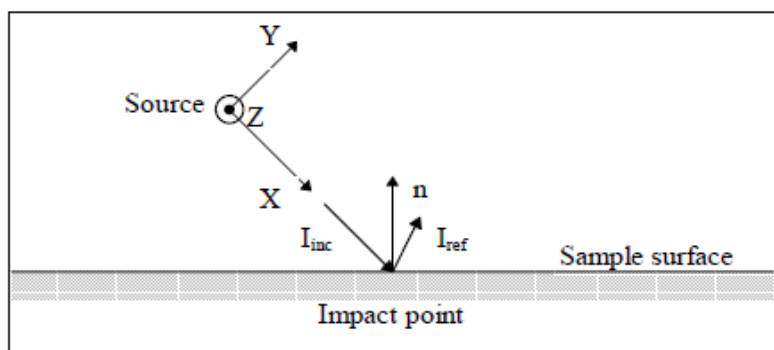
Χωρίς να απαιτείται κάποια θεώρηση για την επιφάνεια του δείγματος (η οποία μπορεί να είναι εντελώς επίπεδη που να προκαλεί κατοπτρική ανάκλαση, ή τραχιά ώστε να προκαλεί διάχυση του ανακλώμενου ήχου), ο συντελεστής απορρόφησης θα είναι συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης θ :

$$a = a(\theta) = 1 - \frac{|I_r|}{|I_i|} \quad (6.8)$$

όπου $|I_i|$ και $|I_r|$ το μέτρο της προσπίπτουσας και της ανακλώμενης έντασης αντίστοιχα.

Σε κάθε περίπτωση, το ανακλώμενο κύμα επίσης θεωρείται επίπεδο, παρόλο που είναι σαφές πως στην περίπτωση της τραχιάς επιφάνειας, η ανακλώμενη ένταση μπορεί να έχει διαφορετικό μέτρο και κατεύθυνση εάν η μέτρηση επαναληφθεί σε ένα γειτονικό σημείο.

Το σύστημα αναφοράς επιλέγεται έτσι ώστε το xy επίπεδο να περιλαμβάνει την πηγή, το σημείο της πρόσπτωσης, καθώς και το κάθετο στην επιφάνεια διάνυσμα στο σημείο πρόσπτωσης. Ο άξονας x αντιστοιχεί στη γραμμή που ενώνει την πηγή με το σημείο πρόσπτωσης και ο άξονας y ο κάθετος σε αυτόν (Εικόνα 6.2)



ΕΙΚΟΝΑ 6.2 ΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΑΝΑΦΟΡΑΣ ΓΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ FARINA ΚΑΙ TORELLI

Λόγω της γραμμικότητας του συστήματος, θεωρούμε ότι η πυκνότητα ακουστικής ενέργειας προκύπτει από το άθροισμα των πυκνοτήτων που παράγουν τα δύο επίπεδα κύματα του προσπίπτοντος και του ανακλώμενου πεδίου:

$$\bar{D} = \frac{|I_i|}{c} + \frac{|I_r|}{c} \quad (6.9)$$

όπου c η ταχύτητα του ήχου.

Η πυκνότητα αυτή αναφέρεται σε ένα μικρό όγκο γύρω από το σημείο μέτρησης, μέσα από τον οποίο διέρχονται τα προσπίπτοντα και τα ανακλώμενα

κύματα. Στο σημείο μέτρησης, το οποίο περιλαμβάνεται σε αυτόν τον όγκο, υπολογίζονται μέσω του 3-D probe οι τρεις συνιστώσες της ακουστικής έντασης I_x , I_y και I_z .

Η συγκεκριμένη επιλογή του συστήματος αναφοράς εξασφαλίζει ότι η προσπίπτουσα ένταση έχει μόνο x συνιστώσα ($I_i = I_{ix}$), ούτως ώστε οι μετρούμενες I_y και I_z να ταυτίζονται με τις αντίστοιχες συνιστώσες της ανακλώμενης έντασης. Από την άλλη, η μετρούμενη I_x είναι η αλγεβρική διαφορά μεταξύ της x συνιστώσας της προσπίπτουσας με τη x συνιστώσα της ανακλώμενης έντασης:

$$|I_x| = |I_{ix}| - |I_{rx}| \quad (6.10)$$

Οι τρεις συνιστώσες της σωματιδιακής ταχύτητας (u_x , u_y και u_z) και η ακουστική πίεση p μετρούνται επίσης με το probe, οπότε η μέση πυκνότητα ακουστικής ενέργειας είναι γνωστή μέσω της εξίσωσης (6.7).

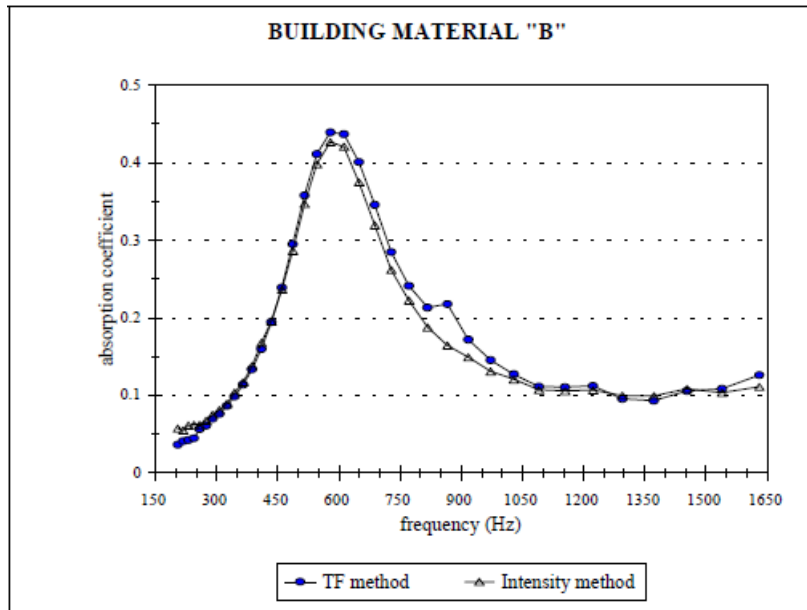
Συνεπώς, το ζητούμενο εντοπίζεται στον υπολογισμό των δύο άγνωστων ποσοτήτων I_{ix} και I_{rx} . Δηλαδή, με την επίλυση του συστήματος των δύο ανεξάρτητων εξισώσεων (6.9) και (6.10), το πρόβλημα επιλύεται και ο συντελεστής απορρόφησης υπολογίζεται από τον ορισμό του:

$$a = 1 - \frac{|I_r|}{|I_i|} = 1 - \frac{\sqrt{I_{rx}^2 + I_{ry}^2 + I_{rz}^2}}{I_{ix}} \quad (6.11)$$

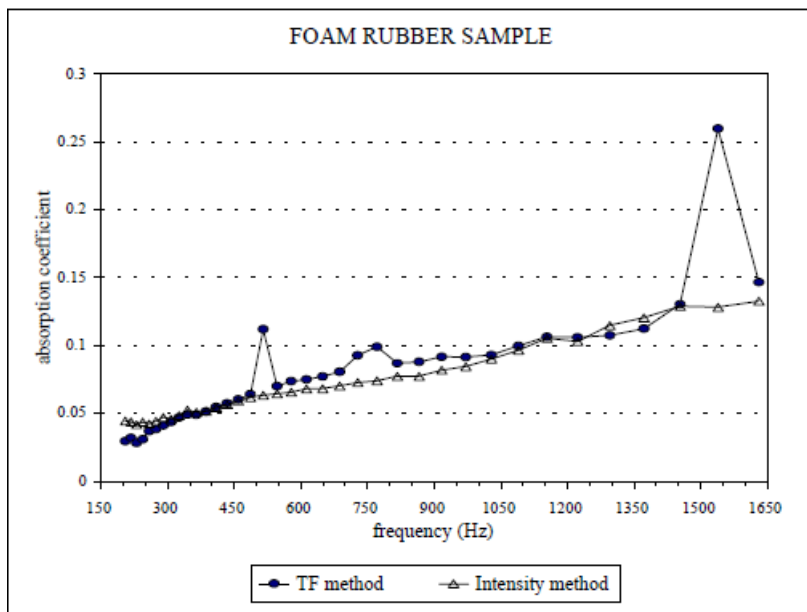
Ο συντελεστής αυτός εξαρτάται από τη γωνία πρόσπτωσης θ . Άρα, για να έχουμε μία μέση τιμή, είναι απαραίτητο να πραγματοποιηθούν μετρήσεις υπό αρκετές γωνίες πρόσπτωσης και έπειτα να γίνει υπολογισμός του μέσου όρου.

Τέλος, εάν το υλικό είναι τέτοιο ώστε να προκαλεί διάχυση, θα πρέπει να πραγματοποιηθούν μετρήσεις σε διαφορετικά σημεία ακόμα και για συγκεκριμένη γωνία θ (καθώς για κάθε σημείο μέτρησης θα έχουμε και διαφορετικό αποτέλεσμα) και στη συνέχεια να υπολογισθεί ο μέσος όρος του μέτρου της ανακλώμενης και της προσπίπτουσας έντασης για τη συγκεκριμένη γωνία πρόσπτωσης θ .

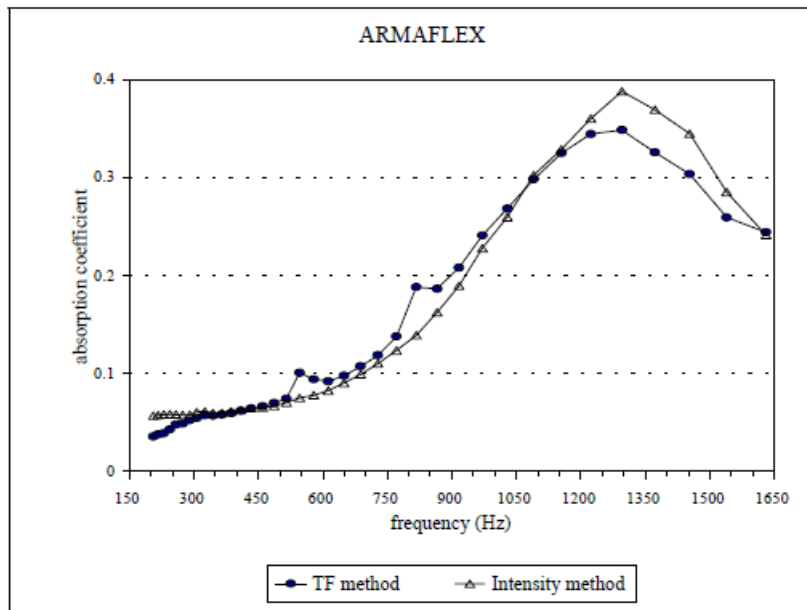
Οι Farina και Torelli προέβησαν σε πειραματική σύγκριση της προτεινόμενης μεθόδου τους με τη μέθοδο της συνάρτησης μεταφοράς, όπως περιγράφεται στο πρότυπο ASTM E-1050 (αντίστοιχο του ISO 10534-2:1998), καθώς κατά ISO η τυποποίηση έγινε ένα χρόνο αργότερα. Η νέα μέθοδος δοκιμάστηκε με δείγματα πολλών διαφορετικών υλικών, όπως αφρώδες ελαστικό, οικοδομικός γύψος, πετροβάμβακας, υαλοβάμβακας, Armaflex κ.α. Στις παρακάτω εικόνες, φαίνονται μερικά πειραματικά αποτελέσματα.



ΕΙΚΟΝΑ 6.3 ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΔΕΙΓΜΑΤΟΣ ΟΙΚΟΔΟΜΙΚΟΥ ΓΥΦΟΥ ΤΥΠΟΥ "B", ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ (TF ΜΕΘΟΔΟ) ΚΑΙ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ FARINA ΚΑΙ TORELLI (INTENSITY METHOD)



ΕΙΚΟΝΑ 6.4 ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΔΕΙΓΜΑΤΟΣ ΑΦΡΩΔΟΥΣ ΕΛΑΣΤΙΚΟΥ, ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ (TF ΜΕΘΟΔΟ) ΚΑΙ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ FARINA ΚΑΙ TORELLI (INTENSITY METHOD)



ΕΙΚΟΝΑ 6.5 ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΔΕΙΓΜΑΤΟΣ ARMAFLEX, ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ (TF METHOD) ΚΑΙ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ FARINA ΚΑΙ TORELLI (INTENSITY METHOD)

Όπως φαίνεται και από τα παραπάνω αποτελέσματα, σε μερικά δείγματα η μέθοδος της συνάρτησης μεταφοράς εμφανίζει κάποιες ανώμαλες αιχμές, για τις οποίες δεν υπάρχει κάποια λογική εξήγηση. Παρατηρήθηκε επίσης, ότι η συχνότητες στις οποίες εμφανίζονται αυτές οι ανωμαλίες εξαρτώνται από τις θέσεις του μικροφώνου. Από την άλλη, τα αποτελέσματα της μεθόδου ακουστικής έντασης είναι πιο ομαλά, ακόμα και για δείγματα με μικρή απορροφητικότητα. Το μόνο πρόβλημα που προκύπτει έχει να κάνει με το phase mismatch error εισάγουν τα δύο μικρόφωνα του κάθε ζεύγους του intensity probe. Λόγω αυτού, εισάγεται ένα υπόλοιπο έντασης (residual intensity). Όπως έχει αναφερθεί στο κεφάλαιο 3.1.1, το υπόλοιπο έντασης αυξάνεται συνήθως στις χαμηλές συχνότητες, με αποτέλεσμα να υφίσταται σοβαρός περιορισμός όταν γίνονται μετρήσεις κάτω από το όριο των 200Hz για spacer 50mm. Στην πραγματικότητα, κάτω από αυτό το όριο, το residual intensity, που παράγεται από το phase mismatch, μεταφράζεται σε μία “μη πραγματική απορρόφηση” που συστηματικά προστίθεται στην πραγματική απορρόφηση του δείγματος. Το γεγονός αυτό μπορεί εύκολα να φανεί στις εικόνες 6-3, 6-4 και 6-5, όπου στις πολύ χαμηλές συχνότητες, ο συντελεστής απορρόφησης υπολογισμένος με τη μέθοδο ακουστικής έντασης είναι λίγο μεγαλύτερος από αυτόν υπολογισμένο με τη μέθοδο συνάρτησης μεταφοράς.

6.2 Προσδιορισμός απορροφητικότητας υλικών με p-u probes

6.2.1 Η p-u μέθοδος σε σωλήνα Kundt

Το 2000, ο de Bree κ.ά. παρουσίασαν μία νέα μέθοδο για την εξέταση της ακουστικής συμπεριφοράς απορροφητικών υλικών σε ένα σωλήνα εμπέδησης με τη χρήση p-u probe, τη γνωστή ως p-u μέθοδο [29].

Σύμφωνα με την $p \cdot u$ μέθοδο, πραγματοποιούνται μετρήσεις στο σημείο $x = 0$ όπου βρίσκεται η πηγή. Στη συνέχεια, εφαρμόζοντας τη σχέση που συνδέει τη μέση ακουστική ένταση με τη μέση πυκνότητα ακουστικής ενέργειας μέσα σε ένα σωλήνα εμπέδησης [30]:

$$\frac{\bar{I}}{\bar{E}} = c_0 \frac{1 - |R|^2}{1 + |R|^2} \quad (6.12)$$

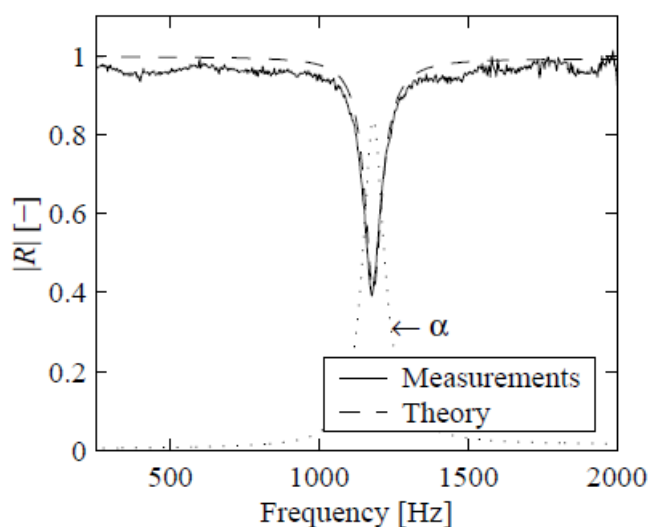
σε συνδυασμό με τις γνωστές σχέσεις:

$$\bar{E} = \frac{1}{4} \rho_0 u u^* + \frac{p p^*}{4 \rho_0 c_0^2} = \frac{1}{2} \rho_0 S_{uu} + \frac{S_{pp}}{2 \rho_0 c_0^2} \quad (6.13)$$

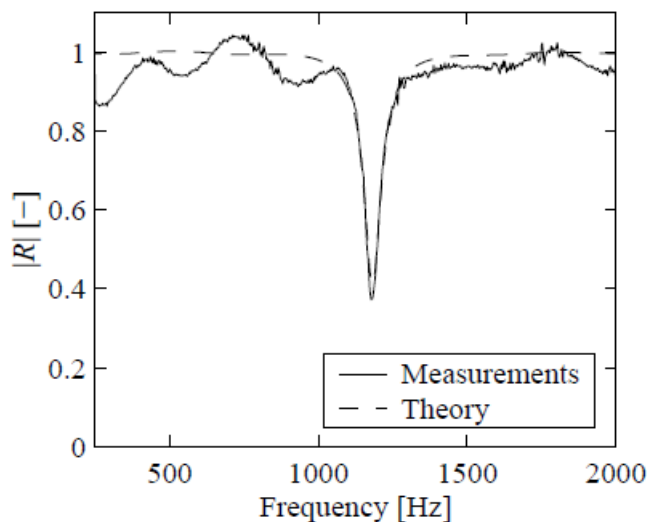
$$\bar{I} = \frac{1}{2} \text{Re}\{p u^*\} = \text{Re}\{S_{pu}\} \quad (6.14)$$

προκύπτει εύκολα ο συντελεστής ανάκλασης R .

Οι de Bree κ.ά. ενδιαφέρθηκαν για τον υπολογισμό μόνο του συντελεστή ανάκλασης δείγματος που περιλαμβάνει συντονιστή $\lambda/4$, παρόλο που μέσω αυτού μπορεί εύκολα να εξαχθεί και ο συντελεστής απορρόφησης. Η μέθοδος αυτή συγκρίθηκε με τη γνωστή $2p$ μέθοδο (μέθοδος συνάρτησης μεταφοράς) και τα αποτελέσματα παρουσιάζονται παρακάτω.



ΕΙΚΟΝΑ 6.6 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΝΑΚΛΑΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΗΝ $2p$ ΜΕΘΟΔΟ



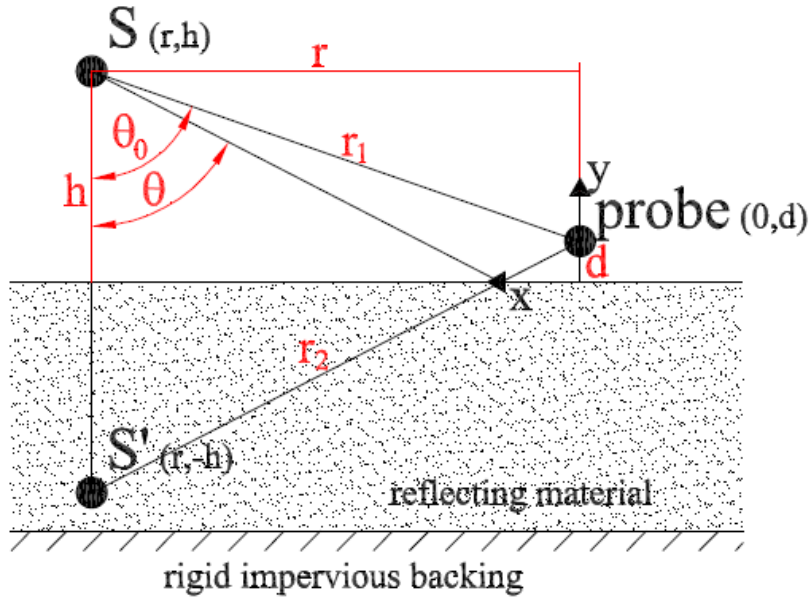
ΕΙΚΟΝΑ 6.7 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΝΑΚΛΑΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΗΝ Ρ·U ΜΕΘΟΔΟ

Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι η νέα μέθοδος έχει την ίδια ακρίβεια με την 2 ρ για το συχνοτικό εύρος στο οποίο ο συντονιστής $\lambda/4$ είναι αποτελεσματικός, δηλαδή στο διάστημα [1000Hz, 1400Hz]. Στις χαμηλότερες συχνότητες, η ρ·u μέθοδος δεν είναι τόσο ακριβής, κάτι το οποίο μπορεί να βελτιωθεί με ακριβέστερη και προσεκτικότερη βαθμονόμηση του probe, που πραγματοποιείται στο σωλήνα απουσία δείγματος.

6.2.2 Το μοντέλο κατοπτρική πηγής (mirror source model)

Η πρώτη απόπειρα υπολογισμού του συντελεστή απορρόφησης με ρ·u probe σε μεγάλο συχνοτικό εύρος, υπό τυχαία πρόσπτωση και χωρίς τη χρήση σωλήνα εμπέδησης έγινε το 2004 από τους Lanoye κ.ά. [31].

Το προτεινόμενο μοντέλο υποθέτει πως ένα σφαιρικό κύμα που παράγεται από μία πηγή ανακλάται όπως ένα επίπεδο. Δηλαδή, το ανακλώμενο κύμα διαφέρει από το προσπίπτον κατά ένα συντελεστή ανάκλασης “επίπεδου κύματος”. Η Εικόνα 6.8 δείχνει το σχεδιάγραμμα της μεθόδου.



ΕΙΚΟΝΑ 6.8 Η ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΗ ΠΗΓΗ S ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΜΙΑ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΕΜΠΕΔΗΣΗΣ ΚΑΙ Η ΚΑΤΟΠΤΡΙΚΗ ΤΗΣ S'

Έστω $\theta = \tan^{-1} \frac{r}{h+d}$ η (κατοπτρική) γωνία πρόσπτωσης. Το προσπίπτον (σφαιρικό) κύμα, το οποίο ταξιδεύει από την πηγή S στο δείγμα δίνεται από τη σχέση:

$$p_{in}(0, d, t, \omega) = \frac{p_0}{r_1} e^{i(\omega t + kr_1)} \quad (6.15)$$

όπου r_1 η απόσταση μεταξύ της πηγής και του probe και d η κάθετη απόσταση του probe από το δείγμα.

Το ανακλώμενο κύμα θεωρείται ότι παράγεται από μία κατοπτρική πηγή S' που τοποθετείται πίσω από το δείγμα και σε απόσταση h , ίση με αυτήν της πηγής S από το δείγμα. Αποδεικνύεται ότι η υπόθεση αυτή είναι έγκυρη μόνο στο βαθμό που η ποσότητα kr_1 είναι αρκετά μεγάλη. Το κύμα αυτό, το οποίο διαδίδεται από την S' προς το probe δίνεται από τη σχέση:

$$p_{out}(0, d, t, \omega) = R(\omega, \theta) \frac{p_0}{r_2} e^{i(\omega t + kr_2)} \quad (6.16)$$

όπου r_2 η απόσταση μεταξύ της κατοπτρικής πηγής και του probe.

Συνεπώς, η ολική ακουστική πίεση στο σημείο $(0, d)$ είναι:

$$\begin{aligned} p_{tot}(0, d, t, \omega) &= p_{in}(0, d, t, \omega) + p_{out}(0, d, t, \omega) \\ &= p_0 \left(\frac{e^{j(\omega t + kr_1)}}{r_1} + R(\omega, \theta) \frac{e^{i(\omega t + kr_2)}}{r_2} \right) \\ &= p_0 \left(\frac{e^{jkr_1}}{r_1} + R(\omega, \theta) \frac{e^{jkr_2}}{r_2} \right) e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (6.17)$$

Επίσης, η κάθετη στην επιφάνεια σωματιδιακή ταχύτητα μπορεί να εξαχθεί από την εξίσωση του Euler:

$$\begin{aligned}
u_{n,tot}(0, d, t, \omega) &= u_{n,in}(0, d, t, \omega) - u_{n,out}(0, d, t, \omega) \\
&= \frac{p_0}{\rho_0 c} \left[\left(\frac{1 - jkr_1}{-jkr_1} \right) \frac{e^{jkr_1}}{r_1} \cos \theta_0 - \right. \\
&\quad \left. - R(\omega, \theta) \left(\frac{1 - jkr_2}{-jkr_2} \right) \frac{e^{jkr_2}}{r_2} \cos \theta \right] e^{j\omega t}
\end{aligned} \tag{6.18}$$

Διαιρώντας τώρα την ολική πίεση προς την ολική ταχύτητα προκύπτει η εμπέδηση στο σημείο που βρίσκεται το probe:

$$\begin{aligned}
Z(0, d, \omega) &= \frac{p_{tot}(0, d, \omega)}{u_{n,tot}(0, d, \omega)} \\
&= \rho_0 c \frac{\frac{e^{jkr_1}}{r_1} + R(\omega, \theta) \frac{e^{jkr_2}}{r_2}}{\left(\frac{1 - jkr_1}{-jkr_1} \right) \frac{e^{jkr_1}}{r_1} \cos \theta_0 - R(\omega, \theta) \left(\frac{1 - jkr_2}{-jkr_2} \right) \frac{e^{jkr_2}}{r_2} \cos \theta}
\end{aligned} \tag{6.19}$$

Από την τελευταία εξίσωση εξάγεται ο εξαρτώμενος από τη γωνία πρόσπτωσης και τη συχνότητα συντελεστής ανάκλασης της απορροφητικής επιφάνειας:

$$R(\omega, \theta) = e^{jk(r_1 - r_2)} \frac{r_2}{r_1} \frac{Z(0, d, \omega) \left(\frac{1 - jkr_1}{-jkr_1} \right) \cos \theta - \rho_0 c}{Z(0, d, \omega) \left(\frac{1 - jkr_2}{-jkr_2} \right) \cos \theta + \rho_0 c} \tag{6.20}$$

Στην περίπτωση που το probe τοποθετηθεί πολύ κοντά στην επιφάνεια (δηλ. το d να είναι πολύ μικρό), θα ισχύει $\theta \approx \theta_0$ και $r_1 \approx r_2$. Οπότε, η εξίσωση (6.20) γράφεται:

$$R(\omega, \theta) \approx \frac{Z(0, d, \omega) \left(\frac{1 - jkr_1}{-jkr_1} \right) \cos \theta - \rho_0 c}{Z(0, d, \omega) \left(\frac{1 - jkr_1}{-jkr_1} \right) \cos \theta + \rho_0 c} \tag{6.21}$$

Τέλος, εάν για λόγους απλούστευσης υποθέσουμε ότι η ποσότητα kr_1 είναι αρκετά μεγάλη, καταλήγουμε στην:

$$R(\omega, \theta) \approx \frac{Z(0, d, \omega) \cos \theta - \rho_0 c}{Z(0, d, \omega) \cos \theta + \rho_0 c} \tag{6.22}$$

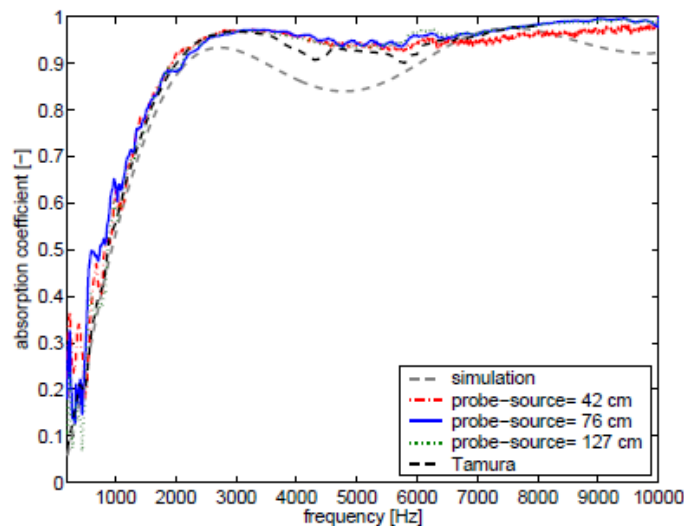
και ο συντελεστής απορρόφησης του δείγματος υπολογίζεται από τη γνωστή σχέση:

$$a(\omega, \theta) = 1 - |R(\omega, \theta)|^2 \quad (6.23)$$

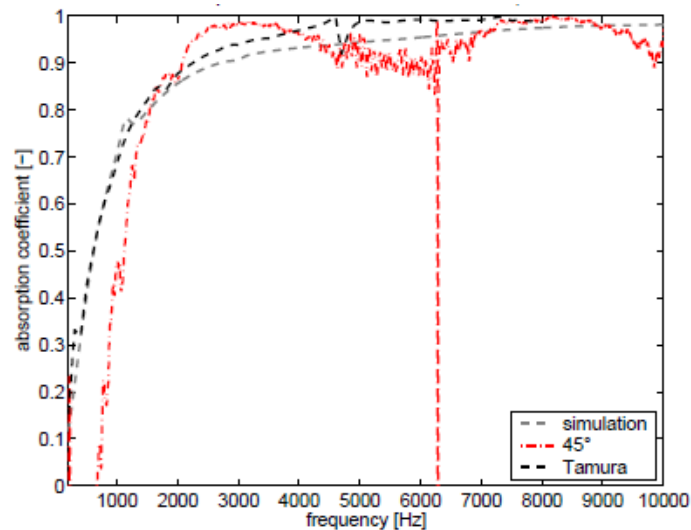
Οι Lapoye κ.ά. πραγματοποίησαν μετρήσεις με το παραπάνω μοντέλο σε ανηχοϊκό θάλαμο πάνω σε πορώδες απορροφητικό επιφάνειας 2.2m². Για το εύρος συχνοτήτων (200Hz, 8kHz), υπό συγκεκριμένη γωνία πρόσπτωσης, οι μετρήσεις για την εύρεση του συντελεστή απορρόφησης διήρκησαν λιγότερο από 10min.

Αρχικά, λήφθηκε μία μέτρηση για κάθετη πρόσπτωση, με την πηγή τοποθετημένη σε διαφορετικά ύψη (42cm και 76cm) πάνω από το probe, το οποίο βρισκόταν ακριβώς πάνω στην επιφάνεια. Έτσι, η απόσταση μεταξύ του probe και τα δείγματος ήταν περίπου 6mm. Έπειτα, εξήχθησαν αποτελέσματα και για γωνίες πρόσπτωσης 45^ο και 60^ο. Η μέθοδος συγκρίθηκε με τη μέθοδο Tamura (για την οποία χρησιμοποιήθηκε δείγμα επιφάνειας 10m²) και με μία προσομοίωση βασισμένη σε ένα θεωρητικό μοντέλο (μοντέλο Biot-Johnson-Allard [32] [33]). Ο Εικόνες 6-9, 6-10, 6-11 δείχνουν πως και οι τρεις τεχνικές παρέχουν αντίστοιχα αποτελέσματα.

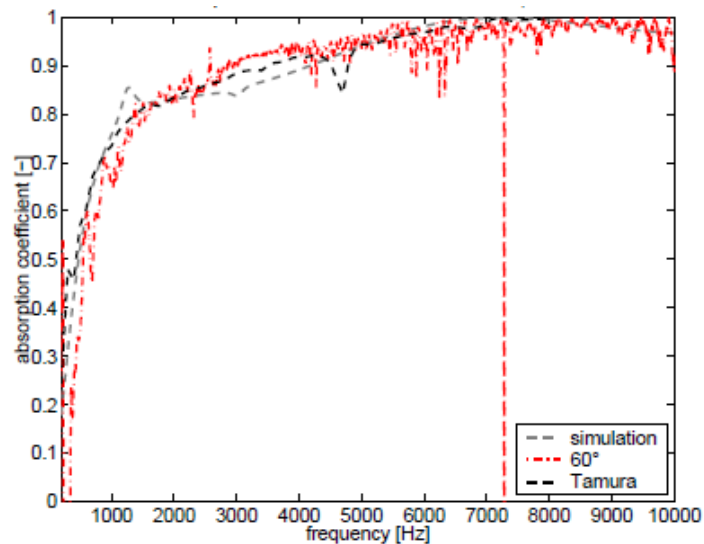
Παρά τη συμφωνία των μεθόδων, αυτή των Lapoye κ.ά. με το p-u probe έχει αρκετά πλεονεκτήματα, όπως το μικρό μέγεθος δείγματος, τη μικρή διάρκεια των μετρήσεων και το γεγονός ότι δεν απαιτούνται σύνθετα και πολύπλοκα μαθηματικά εργαλεία. Τέλος, ένα ακόμα βασικό πλεονέκτημα αποτελεί το γεγονός ότι από τη μέτρηση σε ένα σημείο, ο συντελεστής απορρόφησης για τη συγκεκριμένη γωνία πρόσπτωσης μπορεί να εξαχθεί. Αυτό δεν μπορεί να συμβεί με τη μέθοδο Tamura, καθώς απαιτούνται πρώτα μετρήσεις για κάθε γωνία πριν εξαχθεί ο συντελεστής απορρόφησης για οποιαδήποτε γωνία.



ΕΙΚΟΝΑ 6.9 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΙΣ ΤΡΕΙΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ ΓΙΑ ΚΑΘΕΤΗ ΠΡΟΣΠΤΩΣΗ



ΕΙΚΟΝΑ 6.10 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΙΣ ΤΡΕΙΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ ΓΙΑ ΓΩΝΙΑ ΠΡΟΣΠΤΩΣΗΣ 45⁰



ΕΙΚΟΝΑ 6.11 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΙΣ ΤΡΕΙΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ ΓΙΑ ΓΩΝΙΑ ΠΡΟΣΠΤΩΣΗΣ 60⁰

6.2.3 Προσδιορισμός συντελεστή απορρόφησης υλικών με έντονη ανακλαστική συμπεριφορά – τεχνική κατοπτρικής πηγής

Οι μέθοδοι που προσεγγίζουν τον υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης (και απορρόφησης) δια της εύρεσης της εμπέδησης της επιφάνειας του δείγματος αποτυγχάνουν για πολύ ανακλαστικά υλικά. Μία βασική αιτία αυτού αποτελεί το γεγονός ότι για 100% ανακλαστικό υλικό, η ταχύτητα στην επιφάνεια μηδενίζεται προκαλώντας μικρό σηματοθορυβικό λόγο (signal to noise ratio).

Λόγω αυτού του περιορισμού, οι de Bree κ.ά. [34] θεμελίωσαν μία νέα μέθοδο προσδιορισμού του συντελεστή απορρόφησης για πολύ ανακλαστικά υλικά.

Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιείται μία μονοπολική πηγή τοποθετημένη κοντά σε μία ανακλαστική επιφάνεια. Ένα Microflow'n p-u probe τοποθετείται κοντά στην πηγή με τέτοιο τρόπο ώστε η μη ευαίσθητη κατεύθυνσή του να στοχεύει προς αυτήν. Με αυτόν τον τρόπο εξασφαλίζεται ότι η ευαίσθητη πλευρά θα "βλέπει" την κατοπτρική εικόνα της πηγής (the mirror source method).

Η ακουστική πίεση της πηγής δίνεται από:

$$p(r) = \frac{p_0}{r} e^{-jkr} \quad (6.24)$$

Από την εξίσωση του Euler εξάγεται η σωματιδιακή ταχύτητα που μετρείται από το probe:

$$u(r) = R \frac{p_0}{\rho c r} \frac{1 + jkr}{jkr} e^{-jkr} \quad (6.25)$$

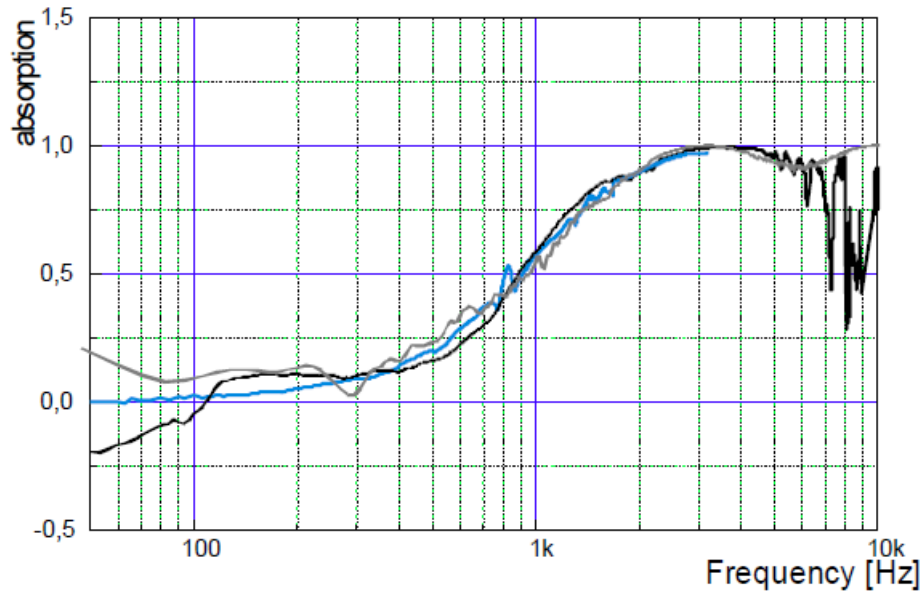
όπου R ο συντελεστής ανάκλασης του δείγματος.

Η σωματιδιακή ταχύτητα μετρείται και σε συγκεκριμένη απόσταση r_1 από μία εντελώς ανακλαστική επιφάνεια και αυτή θεωρείται μέτρηση αναφοράς. Ο λόγος της μέτρησης που πραγματοποιείται κοντά στην επιφάνεια του δείγματος (απόσταση r_2) προς τη μέτρηση αναφοράς είναι:

$$\left| \frac{u(r_2)}{u(r_1)|_{R=1}} \right| = |R| \frac{r_1^2}{r_2^2} \sqrt{\frac{k^2 r_2^2 + 1}{k^2 r_1^2 + 1}} \quad (6.26)$$

Συνεπώς, εάν απόσταση μεταξύ των δύο μετρήσεων είναι μικρή ($r_1 = r_2$), ο λόγος των δύο μετρήσεων δίνει απευθείας το συντελεστή ανάκλασης R. Να σημειωθεί ότι στις παραπάνω εξισώσεις ο παράγοντας χρόνου $e^{-j\omega t}$ παραλήφθηκε για λόγους απλούστευσης.

Οι de Bree κ.ά. χρησιμοποίησαν την παραπάνω μεθοδολογία και διεξήγαγαν μετρήσεις αρχικά σε απόσταση 50mm από μία εντελώς ανακλαστική επιφάνεια και στη συνέχεια στην ίδια απόσταση από ένα απορροφητικό υλικό επιφάνειας 1m^2 . Από το λόγο των δύο μετρήσεων, υπολογίστηκε ο συντελεστής ανάκλασης και ο συντελεστής απορρόφησης του δείγματος. Η μέθοδος αυτή συγκρίθηκε με το μοντέλο κατοπτρικής πηγής και με τη μέθοδο του σωλήνα Kundt με χρήση p-u probe (Εικόνα 6.12). Όπως φαίνεται, οι τρεις μέθοδοι βρίσκονται σε αρκετά καλή συμφωνία για εύρος ζώνης (100Hz, 7kHz).



ΕΙΚΟΝΑ 6.12 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΟΣ ΜΕ ΤΗΝ ΤΕΧΝΙΚΗ ΚΑΤΟΠΤΡΙΚΗΣ ΠΗΓΗΣ (ΜΠΛΕ ΓΡΑΜΜΗ), ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΟΥ KUNDT (ΓΚΡΙ ΓΡΑΜΜΗ) ΚΑΙ ΜΕ ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΑΤΟΠΤΡΙΚΗΣ ΠΗΓΗΣ (ΜΑΥΡΗ ΓΡΑΜΜΗ)

6.2.4 Μοντέλα ακουστικών πεδίων πάνω από μία επιφάνεια εμπέδησης (απορροφητικού δείγματος)

Το βασικό μειονέκτημα των παραπάνω μεθόδων είναι η απουσία μίας καλής περιγραφής του ακουστικού πεδίου πάνω από την επιφάνεια του απορροφητικού δείγματος. Η υπόθεση ότι το πεδίο κοντά στην επιφάνεια είναι επίπεδο δεν ισχύει στην περίπτωση που η πηγή τοποθετηθεί κοντά στο probe. Επιπλέον, η υπόθεση ότι ένα σφαιρικό κύμα ανακλάται όπως ένα επίπεδο με ένα συντελεστή ανάκλασης επίπεδου κύματος R_p δεν είναι ακριβής.

Πολλές μελέτες [35] [36] [37] [38] [39] [40] έχουν δείξει ότι μετρήσεις εμπέδησης κοντά στην επιφάνεια του δείγματος δίνουν αποτελέσματα που διαφέρουν σημαντικά από την πραγματική εμπέδηση της επιφάνειας, ακόμα και σε απόσταση 5mm από την επιφάνεια. Επομένως, απευθείας μετρήσεις δεν μπορούν να δώσουν ακριβή αποτελέσματα ούτε στη θεωρία ούτε υπό ιδανικές συνθήκες. Όταν η πηγή βρίσκεται κοντά στο δείγμα, αναμένονται σφαιρικά κύματα. Εάν μάλιστα επιλεγθεί μονοπολική πηγή, τα κύματα θα είναι “τέλεια” σφαιρικά (exact spherical). Με άλλα λόγια, απαιτείται η θεμελίωση ενός μοντέλου του ακουστικού πεδίου.

Τα μοντέλα επίπεδων ακουστικών κυμάτων (plane wave models) είναι σαφώς πιο κατανοητά και εφαρμόσιμα σε μία σειρά εφαρμογών, ωστόσο έχουν σαφείς περιορισμούς λόγω της σφαιρικής γεωμετρίας των ακουστικών πεδίων. Ειδικά στις χαμηλές συχνότητες, τα φαινόμενα κοντινού πεδίου (near field effects) είναι ισχυρά και εισάγουν σημαντικά σφάλματα. Αυτό γίνεται σαφές εάν εξάγουμε την εμπέδηση για ένα σφαιρικό κύμα σε απόσταση r από την πηγή. Στο σημείο r , η πίεση και η ταχύτητα είναι αντίστοιχα:

$$p(r, t) = \frac{p_0}{r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (6.27)$$

$$u(r, t) = \frac{p_0}{j\omega\rho} \left(\frac{1}{r} + jk \right) \frac{e^{i(\omega t - kr)}}{r} \quad (6.28)$$

και άρα η εμπέδηση:

$$Z(r) = \frac{p(r, t)}{u(r, t)} = \rho c \left(\frac{jk r}{jkr + 1} \right) \quad (6.29)$$

Η εξίσωση (6.29) δείχνει ότι, εάν η απόσταση από την πηγή είναι μικρή, η ακουστική εμπέδηση είναι ανάλογη του k και άρα με τη συχνότητα. Στην πράξη, αυτό σημαίνει ότι κοντά στην πηγή η εμπέδηση είναι μικρότερη από το ρc και εξαρτώμενη από τη συχνότητα. Στις χαμηλές συχνότητες, η στάθμη της σωματιδιακής ταχύτητας θα είναι μεγαλύτερη από τη στάθμη της ακουστικής πίεσης. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται φαινόμενο κοντινού πεδίου (near field effect).

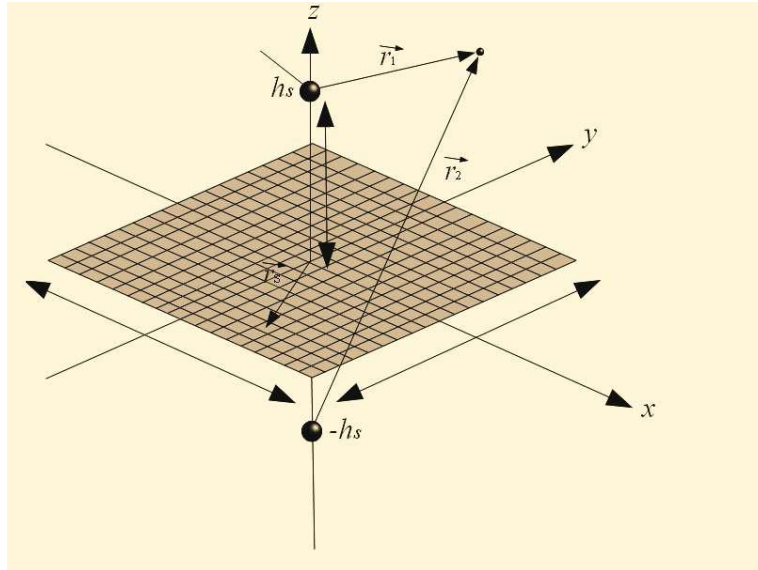
Συνεχίζοντας αναφορικά με τα plane wave models, όταν η πηγή είναι μακριά ($kr \gg 1$), η σφαιρική συμπεριφορά είναι αμελητέα, και τα μοντέλα αυτά αποτελούν μία καλή προσέγγιση.

Τα περισσότερα μοντέλα υποθέτουν ότι το απορροφητικό δείγμα είναι άπειρο και είναι συνδεδεμένο σε μία άκαμπτη πλάκα (rigid backplate). Επίσης, υποτίθεται ότι το υλικό είναι locally reacting. Με αυτή την υπόθεση, είναι γνωστό ότι η εμπέδηση της επιφάνειας του υλικού είναι ανεξάρτητη από τη γωνία πρόσπτωσης και οι υπολογιστικές τεχνικές εξετάζονται μόνο υπό συνθήκες κάθετης πρόσπτωσης.

Παρακάτω, αναφέρονται ορισμένα μοντέλα, η εφαρμογή των οποίων είναι αρκετά διευρυμένη. Οι μέθοδοι αυτές προσδιορίζουν την εμπέδηση της επιφάνειας (Z) αναφορικά με την εμπέδηση που μετρείται στο σημείο του probe (Z_m). Ο συντελεστής απορρόφησης υπολογίζεται έπειτα σε αναφορά με την κανονικοποιημένη εμπέδηση της επιφάνειας (όπου στη συνέχεια θα εργαστούμε μόνο σε όρους κανονικοποιημένης εμπέδησης, δηλαδή το λόγο της εμπέδησης ενός σημείου του ακουστικού μέσου προς την εμπέδηση του αέρα: $Z = \frac{Z}{\rho c}$) από τη σχέση:

$$a = 1 - \left| \frac{Z - 1}{Z + 1} \right|^2 \quad (6.30)$$

Καθώς οι μέθοδοι εξετάζονται μόνο για κάθετη πρόσπτωση (η πηγή και το probe βρίσκονται στην ίδια γραμμή, κάθετη στην επιφάνεια του δείγματος), σύμφωνα με την Εικόνα 6.13 οι συντεταγμένες του probe θα είναι $(0, 0, z)$ και $\vec{r} = z\hat{z}$, $|\vec{r}_1| = h_s - z$, $|\vec{r}_2| = h_s + z$. Τέλος, να σημειωθεί ότι ο παράγοντας χρόνου $e^{-j\omega t}$ παραλείπεται για λόγους απλούστευσης.



ΕΙΚΟΝΑ 6.13 ΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΣΥΝΤΕΤΑΓΜΕΝΩΝ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΕΙΤΑΙ ΑΠΟ ΤΙΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ [41]

6.2.4.1 Μοντέλο επίπεδου κύματος (plane wave model)

Το απλούστερο δυνατό μοντέλο υποθέτει πως στο υπό εξέταση υλικό προσπίπτει υπό κάθετη πρόσπτωση επίπεδο κύμα, γεγονός το οποίο προκαλεί επίπεδο ανακλώμενο κύμα. Η κανονικοποιημένη εμπέδηση στο σημείο του probe προκύπτει εύκολα από τις υποθέσεις και είναι:

$$Z_m = \frac{e^{-jkz} + Re^{jkz}}{e^{-jkz} - Re^{jkz}} \quad (6.31)$$

Λύνοντας ως προς το συντελεστή ανάκλασης R έχουμε:

$$R = \frac{Z_m - 1}{Z_m + 1} e^{-2jkz} \quad (6.32)$$

Έτσι, εάν η εμπέδηση μετρηθεί με ένα intensity probe σε μία απόσταση z από την επιφάνεια και υπολογιστεί ο συντελεστής ανάκλασης από την εξίσωση (6.32), η άγνωστη εμπέδηση της επιφάνειας Z υπολογίζεται από την εξίσωση (6.31) με z = 0:

$$Z = \frac{1 + R}{1 - R} \quad (6.33)$$

Η μέθοδος προσδιορισμού της εμπέδησης σε ένα σωλήνα Kundt βασίζεται σε αυτό το μοντέλο [42].

6.2.4.2 Μοντέλο κατοπτρικής πηγής με επίπεδο συντελεστή ανάκλασης (mirror source model with plane wave reflection coefficient – plane wave approximation model (PWA))

Ένα ελαφρώς πιο σύνθετο μοντέλο εισάγεται για να συμπεριλάβει την ανύψωση της στάθμης της σωματιδιακής ταχύτητας σε σχέση με τη στάθμη της ακουστικής πίεσης στο κοντινό πεδίο, καθώς και τη διαφορά φάσης μεταξύ τους, η οποία από 0° στο μακρινό πεδίο αυξάνει προς τις 90° στο κοντινό πεδίο. Το μοντέλο αυτό υποθέτει ότι το μέτρο και η φάση της ανακλώμενης πίεσης αλλάζουν κατά έναν επίπεδο συντελεστή ανάκλασης (planar reflection coefficient). Στην περίπτωση αυτή, η πίεση οφείλεται στην πραγματική πηγή καθώς και στην κατοπτρική της με ισχύ και φάση αλλαγμένη μόνο κατά έναν επίπεδο συντελεστή ανάκλασης. Αυτό είναι και το μοντέλο που χρησιμοποίησαν οι Lanoye κ.ά. το 2004 όπως είδαμε στο κεφάλαιο 6.2.2.

Για κάθετη πρόσπτωση, ο συντελεστής ανάκλασης προκύπτει από την κανονικοποιημένη εμπέδηση στο σημείο του probe Z_m μέσω της εξίσωση (6.20) για $r_1 = h_s - z$, $r_2 = h_s + z$, και $\theta = 0^\circ$:

$$R = \frac{Z_m \left(\frac{1}{jk(h_s - z)} - 1 \right) - 1}{Z_m \left(\frac{1}{jk(h_s + z)} - 1 \right) + 1} \left(\frac{h_s + z}{h_s - z} \right) e^{-2jkz} \quad (6.34)$$

Άρα, για $z = 0$ η εμπέδηση της επιφάνειας είναι:

$$Z = \frac{1 + R}{1 - R} \left(\frac{jk h_s}{1 - jk h_s} \right) \quad (6.35)$$

6.2.4.3 Το μοντέλο F-term (F-term model)

Το μοντέλο αυτό λαμβάνει υπόψιν ότι ένα σφαιρικό κύμα ανακλάται διαφορετικά από ότι ένα επίπεδο. Υποθέτει ότι το ανακλώμενο κύμα μπορεί να μελετηθεί ως παραγόμενο από μία κατοπτρική πηγή πολλαπλασιασμένο με ένα συντελεστή φάσης και μέτρου. Ο συντελεστής αυτός εκφράζεται με βάση τον επίπεδο συντελεστή ανάκλασης R και έναν όρο “F”, ο οποίος είναι συνάρτηση της εμπέδησης της επιφάνειας και της θέσης του probe. Οι Nobile και Hayek [43] συμπέραναν πως μία ακριβής λύση αυτού του υπολογιστικού προβλήματος είναι εξαιρετικά δύσκολο να εξαχθεί. Οπότε, παρουσίασαν μία ασυμπτωτική λύση που μετασχηματίζει το σφαιρικό συντελεστή ανάκλασης Q σε επίπεδο R :

$$Q = R + (1 - R)F \quad (6.36)$$

Ο όρος F εξαρτάται από τη γεωμετρία του προβλήματος και από τον επίπεδο συντελεστή ανάκλασης R και δε γίνεται να υπολογιστεί απευθείας, διότι το R δεν

είναι γνωστό εκ των προτέρων. Έτσι, ο συντελεστής ανάκλασης πρέπει να υπολογιστεί με επαναληπτική μέθοδο. Εάν $kr_2 \gg 1$, ισχύει ότι:

$$F = 1 + j\sqrt{\pi}\lambda e^{-\lambda^2} \operatorname{erfc}(-j\lambda) \quad (6.37)$$

όπου erfc είναι η συμπληρωματική συνάρτηση σφάλματος (complementary error function) και το λ για κάθετη πρόσπτωση:

$$\lambda = \sqrt{jk|\vec{r}_2|} \sqrt{1 + \frac{1}{Z}} \quad (6.38)$$

Οι Nobile και Hayek κατέληξαν στην παρακάτω εξίσωση:

$$\Phi(z) = \frac{e^{jk|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{jk|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} Q \quad (6.39)$$

$$p = -j\omega\rho\Phi \quad (6.40)$$

$$u = -\nabla\Phi \quad (6.41)$$

$$Z = \frac{p}{u} \quad (6.42)$$

όπου Φ η συνάρτηση δυναμικού σωματιδιακής ταχύτητας που ορίζεται από την εξίσωση (6.41).

Εάν, τέλος, βρεθεί η εμπέδηση επιφάνειας εκείνη που ελαχιστοποιεί τη διαφορά μεταξύ της μετρούμενης εμπέδησης και της εμπέδησης που προβλέπεται από το μοντέλο, μπορούμε να υπολογίσουμε τον επίπεδο συντελεστή απορρόφησης του υλικού.

6.2.4.4 Μοντέλο κατοπτρικής πηγής με σφαιρικό συντελεστή ανάκλασης (mirror source model with spherical wave reflection coefficient – q-term model)

Αυτή η προσέγγιση λαμβάνει υπόψιν ότι το ανακλώμενο κύμα περιλαμβάνει ένα σφαιρικό συντελεστή ανάκλασης Q , διαφορετικό από τον επίπεδο R . Οι Di και Gilbert [44] παρουσίασαν μία μέθοδο στην οποία ο συντελεστής ανάκλασης αναπαρίσταται ως ο μετασχηματισμός Laplace μίας κατανομής εικονικών ηχητικών πηγών. Ο αντίστροφος μετασχηματισμός Laplace εφαρμόζεται ώστε να ευρεθεί αυτή η κατανομή. Τέλος, η κατανομή εισάγεται στον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier, απ' όπου υπολογίζεται η ακουστική πίεση. Συγκεκριμένα, για κάθετη πρόσπτωση είναι:

$$p(z) = \frac{e^{jk(h_s-z)}}{(h_s-z)} + \frac{e^{jk(h_s+z)}}{(h_s+z)} - \frac{2k}{Z} \int_0^\infty e^{-qz} \frac{e^{jk(h_s+z+jq)}}{(h_s+z+jq)} dq \quad (6.43)$$

$$u(z) = \frac{e^{jk(h_s-z)}}{(h_s-z)} \left[\frac{1}{jk(h_s-z)} - 1 \right] - \frac{e^{jk(h_s+z)}}{(h_s+z)} \left[\frac{1}{jk(h_s+z)} - 1 \right] + \frac{2k}{Z} \int_0^\infty e^{-q\frac{k}{Z}} \frac{e^{jk(h_s+z+jq)}}{(h_s+z+jq)} \left[\frac{1}{jk(h_s+z+jq)} - 1 \right] dq \quad (6.44)$$

Το πλεονέκτημα αυτής της διατύπωσης είναι ότι το ολοκλήρωμα των παραπάνω εξισώσεων μπορεί να υπολογιστεί αριθμητικά χωρίς καμία προσέγγιση. Οι Alvarez και Jacobsen [40] πρότειναν μία επαναληπτική μέθοδο για τον υπολογισμό της εμπέδησης της επιφάνειας, η οποία περιγράφεται στα επόμενα βήματα: 1) Μία αρχική εκτίμηση της εμπέδησης της επιφάνειας υπολογίζεται από ένα από τα προηγούμενα απλούστερα μοντέλα (η μαθηματική απλότητα του PWA το καθιστά καλό υποψήφιο). 2) Η εκτίμηση αυτή εισάγεται στις εξισώσεις (6.43) και (6.44) και υπολογίζεται εκ νέου μία εμπέδηση στο σημείο μέτρησης Z_{mc} . 3) Γίνεται σύγκριση μεταξύ της μετρούμενης Z_m και της Z_{mc} . Εάν η διαφορά τους είναι ικανοποιητικά μικρή σημαίνει ότι η εκτιμώμενη Z πράγματι είναι η εμπέδηση της επιφάνειας και επαναληπτική διαδικασία σταματά. 4) Εάν η διαφορά είναι μεγαλύτερη του καθιερωμένου κριτηρίου σύγκλισης (0.000001), μία άλλη εκτίμηση για τη Z υπολογίζεται από τη μέθοδο Secant (αντίστοιχη της Newton – Raphson) και το βήμα 3) επαναλαμβάνεται. Η διαδικασία σταματά όταν ικανοποιηθεί το κριτήριο σύγκλισης.

Η συνάρτηση στην οποία εφαρμόζεται η επαναληπτική μέθοδος είναι άρα η:

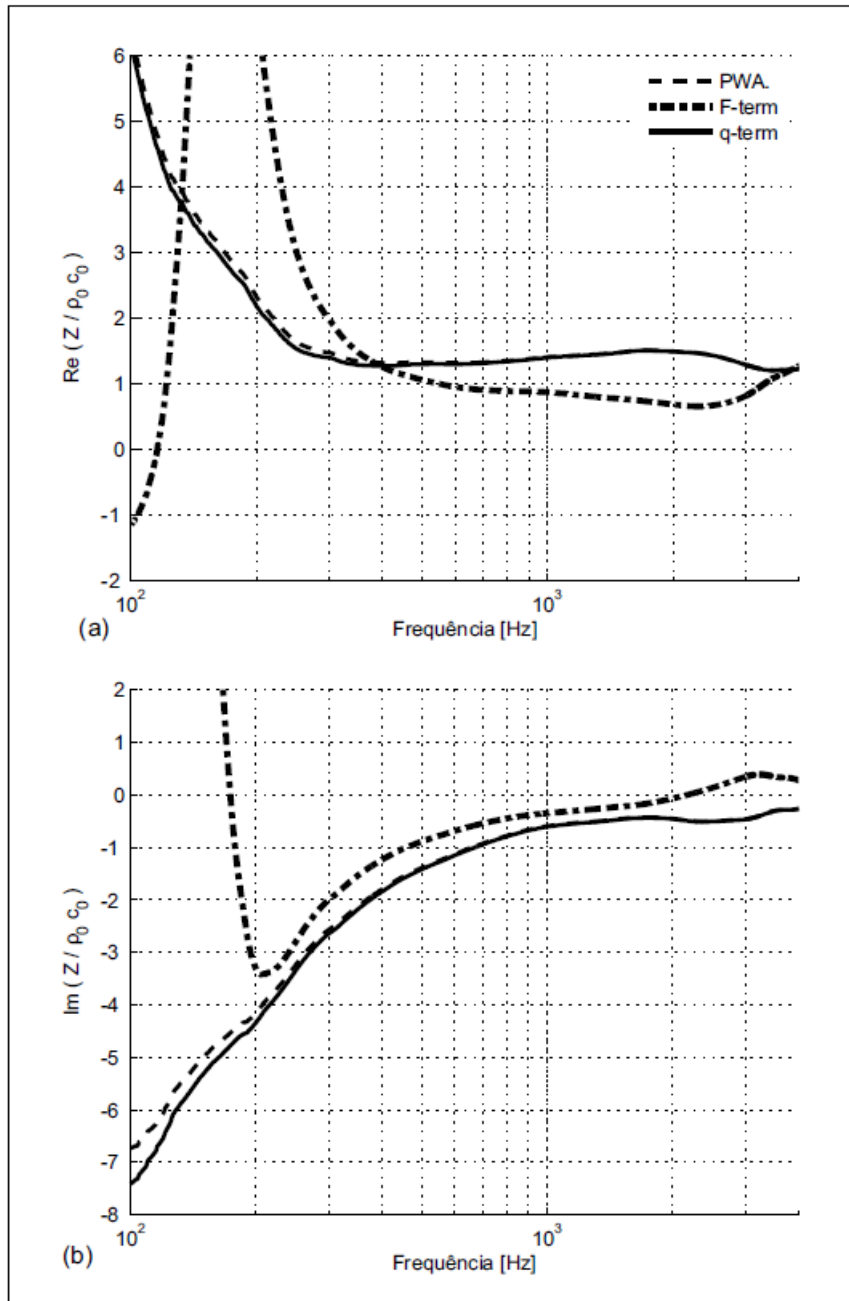
$$f(Z') = Z_m - Z_{mc}(Z') \quad (6.45)$$

όπου Z' είναι η αρχική εκτίμηση της εμπέδησης της επιφάνειας. Η μέθοδος Secant βρίσκει τη ρίζα της εξίσωσης (6.45) από δύο τιμές που βρίσκονται κοντά στην αρχική εκτίμηση από την αναδρομική σχέση:

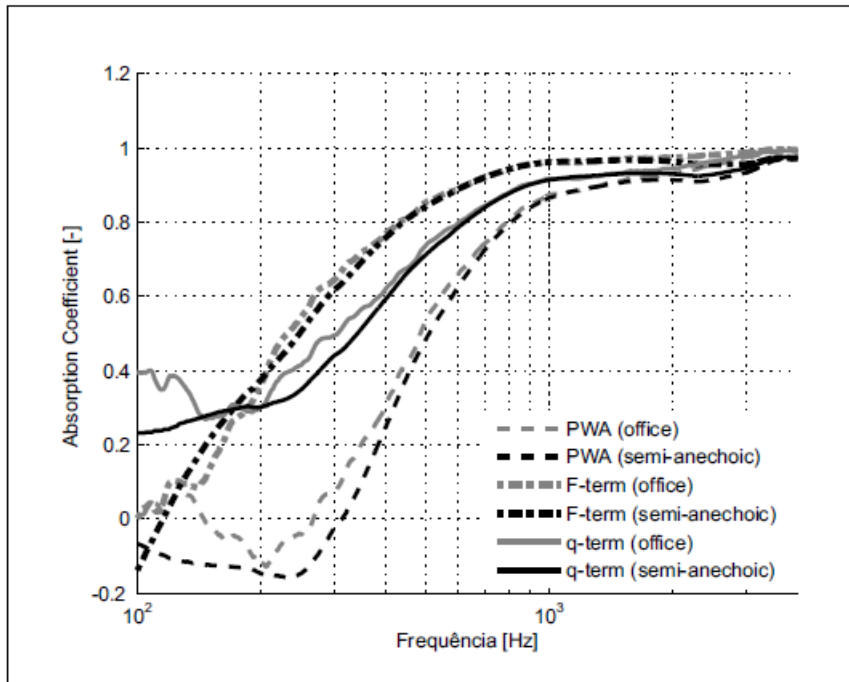
$$Z_{k+1} = Z_k - \frac{Z_k - Z_{k-1}}{f(Z_k) - f(Z_{k-1})} f(Z_k), k = 0,1,2 \quad (6.46)$$

6.2.4.5 Σύγκριση των μοντέλων βάσει πειραματικής ανάλυσης

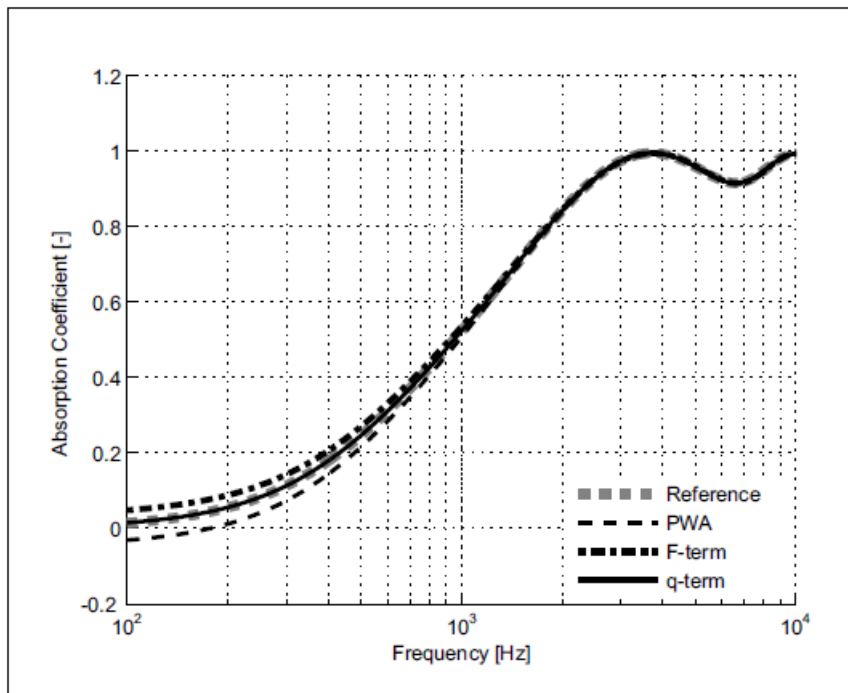
Οι Brandão κ.ά. [41] διεξήγαγαν μετρήσεις με p-u probe σε έναν ανηχοϊκό θάλαμο (συνθήκες ελεύθερου πεδίου) 100m^3 και στο εσωτερικό ενός γραφείου 46.96m^3 με χρόνο αντήχησης 0.8s. Ο ήχος εκπεμόταν από ένα ηχείο σε όλο το συχνοτικό φάσμα. Το απορροφητικό υλικό που χρησιμοποιήθηκε ήταν πετροβάμβακας με διαστάσεις $1.2\text{m} \times 0.6\text{m} \times 0.05\text{m}$ και πυκνότητας 80kg/m^3 . Το ύψος της πηγής ήταν $h_s = 0.3\text{m}$ και το ύψος του probe $z = 0.015\text{m}$. Μία σύγκριση των μοντέλων PWA, F-term και q-term για τον υπολογισμό της εμπέδησης επιφάνειας του δείγματος και του συντελεστή απορρόφησης που έλαβαν χώρα στους δύο προαναφερθέντες θαλάμους φαίνεται στις παρακάτω εικόνες.



ΕΙΚΟΝΑ 6.14 Η ΕΜΠΕΔΩΣΗ ΤΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΤΟΥ ΔΕΙΓΜΑΤΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΗ ΜΕ ΤΑ ΤΡΙΑ ΜΟΝΤΕΛΑ



ΕΙΚΟΝΑ 6.15 Ο ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΤΟΥ ΔΕΙΓΜΑΤΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΗ ΜΕ ΤΑ ΤΡΙΑ ΜΟΝΤΕΛΑ



ΕΙΚΟΝΑ 6.16 ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΔΕΙΓΜΑΤΟΣ ΜΕ $45000\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ΚΑΙ 50mm ΠΑΧΟΣ ΜΕΣΩ ΤΩΝ ΤΡΙΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΓΙΑ $H_s = 3\text{M}$

Όπως φαίνεται, για την εμπέδηση υπάρχει μεγάλη ομοιότητα των αποτελεσμάτων που εξάγει το q-term με το PWA στις υψηλές συχνότητες και παρατηρείται διαφορά στις χαμηλές. Από την άλλη, το F-term αποκλίνει σημαντικά.

Για το συντελεστή απορρόφησης, το PWA συμφωνεί με το q-term μετά τα 2kHz. Επίσης, το PWA εμφανίζει αρνητικές τιμές στις χαμηλές συχνότητες, κάτι το οποίο δεν έχει φυσική ερμηνεία. Ακόμα, ο συντελεστής απορρόφησης υπολογισμένος με το F-term είναι σε όλο το φάσμα μεγαλύτερος. Η ερμηνεία αυτής της απόκλισης έγκειται στο ότι η διαφορά του υπολογισμού του συντελεστή ανάκλασης μεταξύ του PWA και του F-term εκφράζεται στον όρο $(1 - R_p)F$. Ο όρος αυτός που εισέρχεται στην εξίσωση (6.39) οδηγεί σε αποκλίσεις που εκφράζονται τόσο στο πλάτος όσο και στη φάση του συντελεστή ανάκλασης, με αποτέλεσμα την υπερτίμησή του μέσω του αλγορίθμου F-term. Η απουσία αυτού του όρου στο PWA εκφράζεται σε αποκλίσεις μόνο του πλάτους του συντελεστή ανάκλασης, το οποίο οδηγεί σε αρνητικές τιμές του συντελεστή απορρόφησης.

Σε γενικές γραμμές, συμπεραίνουμε ότι τα τρία μοντέλα συγκλίνουν για μεγάλες τιμές του kr_2 . Το q-term είναι το πιο ακριβές, καθώς μπορεί να εκτιμήσει σωστά την εμπέδηση επιφάνειας και το συντελεστή απορρόφησης. Στην Εικόνα 6.16, παρουσιάζεται μία προσομοίωση υπολογισμού του συντελεστή απορρόφησης ενός δείγματος, με το ύψος της πηγής να είναι $h_s = 3\text{m}$. Στην περίπτωση αυτή, η τιμή της ποσότητας kr_2 κυμαίνεται μεταξύ 5.51 και 220.55. Η ακουστική πίεση και η σωματιδιακή ταχύτητα πάνω από το άπειρο locally reactive δείγμα υπολογίστηκαν με το μοντέλο q-term. Συνεπώς, η Εικόνα 6.16 δείχνει τη συμπεριφορά των μοντέλων για μία μεγάλη επιφάνεια όταν το h_s αυξάνει. Έτσι, οι τρεις υπολογιστικές τεχνικές χρησιμοποιήθηκαν για να εξάγουν την εμπέδηση επιφάνειας από την εμπέδηση στο υποτιθέμενο σημείο μέτρησης υπολογισμένη μέσω των εξισώσεων (6.43) και (6.44). Τα αποτελέσματα, όπως φαίνεται, έδειξαν πολύ καλή συμφωνία των τριών μοντέλων καθώς η απόσταση της πηγής από την επιφάνεια αυξάνεται. Αυτό επιβεβαιώνει το γεγονός ότι το F-term είναι κατάλληλο για μεγάλες τιμές του kr_2 . Επίσης, το ίδιο συμβαίνει και για το PWA, αφού, όταν το h_s αυξάνεται, τα σφαιρικά κύματα του ακουστικού πεδίου μπορούν να προσεγγιστούν ικανοποιητικά με επίπεδα.

Τέλος, να σημειωθεί ότι η συμπεριφορά όλων των μοντέλων είναι αρκετά καλή και για in situ μετρήσεις, καθώς, όπως φαίνεται στις Εικόνες 6-14 και 6-15, δεν εμφανίζονται αποκλίσεις μεταξύ των δύο θαλάμων.

7. Συμπεράσματα – Σύνοψη της ιστορικής ανασκόπησης

Στην πρώτο μέρος της παρούσας διπλωματικής εργασίας παρουσιάστηκαν οι βασικές μέθοδοι προσδιορισμού ηχητικής απορροφητικότητας υλικών, καθώς και σύγχρονες τεχνικές που βασίζονται στη χρήση των sound intensity probes.

Αρχικά, έγινε μία συνοπτική ανάλυση της χρησιμότητας του μεγέθους της ακουστικής έντασης και παρουσιάστηκαν οι δύο διαφορετικοί τρόποι μέτρησής της. Είδαμε ότι ο θόρυβος βάθους από πηγές που βρίσκονται έξω από την επιφάνεια μέτρησης αυξάνει την επίδραση του phase mismatch στις διατάξεις p-p, αλλά όχι στις p-u. Υψηλός θόρυβος βάθους αντανακλάται σε μεγάλες τιμές του pressure-intensity index. Με άλλα λόγια, σε πεδία όπου η ακουστική πίεση είναι μεγάλη ενώ η ακουστική ένταση μικρή, όπως ένα διάχυτο πεδίο, η p-p μέθοδος υπόκειται σε σοβαρούς περιορισμούς. Από την άλλη, ισχυρά αντενεργά πεδία αυξάνουν την επίδραση του p-u phase mismatch, αλλά όχι του p-p. Σε τέτοια ηχητικά πεδία είναι υψηλός ο δείκτης αντενεργότητας, δηλαδή ο λόγος της αντενεργού προς την ενεργό ακουστική ένταση.

Στη συνέχεια, έγινε μία σύντομη εισαγωγή στα απορροφητικά υλικά και στις επικρατέστερες μεθόδους υπολογισμού του συντελεστή απορρόφησης. Όπως επισημάνθηκε, οι τυποποιημένες τεχνικές έχουν σημαντικά μειονεκτήματα. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων σε σωλήνες εμπέδησης περιορίζονται από ανώτατα όρια συχνότητας (που προσδιορίζονται από τη διάμετρο του σωλήνα), από προβλήματα εγκατάστασης του υλικού και από το γεγονός ότι οι ιδιότητες του υλικού είναι πιθανό να αλλάξουν μετά την εγκατάσταση. Επίσης, ο συντελεστής απορρόφησης εξετάζεται μόνο σε συνθήκες κάθετης πρόσπτωσης. Από την άλλη, η μέθοδος του θαλάμου αντήχησης, όπως παρουσιάζεται στο ISO 354, απαιτεί δείγματα πολύ μεγάλης επιφάνειας, η τοποθέτηση των οποίων στο θάλαμο μεταβάλλει τη φύση του πεδίου, αφού αυτό παύει να είναι τέλεια διάχυτο. Ακόμα, είναι αρκετά σύνηθες να εμφανίζονται τιμές του συντελεστή απορρόφησης μεγαλύτερες της μονάδας.

Λαμβάνοντας υπόψιν το γεγονός ότι ο συντελεστής απορρόφησης ορίζεται ως ο λόγος της απορροφούμενης από μία επιφάνεια ηχητική ενέργεια προς την προσπίπτουσα, τις τελευταίες δεκαετίες εμφανίστηκαν νέες μελέτες προσδιορισμού του συντελεστή αυτού, που υιοθέτησαν τη χρήση sound intensity probes, βασιζόμενες στο ότι η ένταση περιγράφει τόσο το μέτρο όσο και την κατεύθυνση της ηχητικής ενέργειας. Η μεγάλη τομή πραγματοποιήθηκε το 1994 με την εφεύρεση του Microflown transducer, το οποίο κατέστησε δυνατή την άμεση μέτρηση παράλληλα της ακουστικής πίεσης και της σωματιδιακής ταχύτητας. Λόγω του πολύ μικρού του μεγέθους, του γεγονότος ότι η απόκρισή του σε πολύ μεγάλο συχνοτικό εύρος είναι εξαιρετικά καλή και ότι είναι ικανό να μετράει σε πεδία με υψηλές στάθμες θορύβου βάθους και ανακλάσεις, εκτόπισε γρήγορα το p-p probe από το χώρο των πειραματικών μετρήσεων εμπέδησης και απορρόφησης.

Οι πρώτες εφαρμογές πραγματοποιήθηκαν σε σωλήνες εμπέδησης. Τα αποτελέσματα ήταν πολύ ικανοποιητικά και η ακρίβειά τους ήταν συγκρίσιμη με αυτή των τυποποιημένων στο ISO 10534. Σαφώς βέβαια, οι p-u μέθοδοι πλεονεκτούν όσον αφορά το χρόνο και την πολυπλοκότητα των μετρήσεων.

Στις αρχές του 20^{ου} αιώνα έγιναν και οι πρώτες προσπάθειες για *in situ* μετρήσεις. Στο τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάστηκαν μερικές μεθοδολογίες που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό του συντελεστή απορρόφησης με *p-u probes*. Είδαμε πως το βασικό ζητούμενο των *in situ* μετρήσεων είναι μία καλή περιγραφή του ηχητικού πεδίου πάνω από την επιφάνεια του απορροφητικού υλικού, καθώς το *p-u probe* είναι ικανό να μετράει σε απόσταση μόλις λίγων χιλιοστών από την επιφάνεια. Το μοντέλο PWA δουλεύει πολύ καλά στις ψηλές συχνότητες. Καθώς, όμως, τα απορροφητικά υλικά απόσβεσης απορροφούν λιγότερο στις χαμηλές συχνότητες, το PWA αποκλίνει σημαντικά από την πραγματικότητα σε αυτές τις συνθήκες. Αυτό οφείλεται στο ότι στις χαμηλές συχνότητες η στάθμη της ταχύτητας είναι χαμηλή λόγω μεγάλης ανακλαστικότητας, η στάθμη της πίεσης επίσης χαμηλή επειδή μία σημειακή πηγή εκπέμπει μικρότερη ισχύ στις χαμηλές συχνότητες και συνήθως η στάθμη του θορύβου βάθους είναι χαμηλή. Τα παραπάνω προκαλούν χαμηλό σηματοθορυβικό λόγο (SNR) με αποτέλεσμα τον περιορισμό της ακρίβειας του PWA μοντέλου στις χαμηλές συχνότητες. Αυτό το πρόβλημα επιδίωξε να λύσει η τεχνική κατοπτρικής πηγής (*mirror source method*, κεφάλαιο 6.2.3), όμως μόνο για κάθετη πρόσπτωση. Μόνο με τη υιοθέτηση μοντέλων σφαιρικών ακουστικών κυμάτων και ιδιαίτερα με το *q-term model*, έγινε δυνατός ο υπολογισμός του συντελεστή απορρόφησης στο μεγαλύτερο μέρος του συχνοτικού φάσματος και ιδιαίτερα για περιπτώσεις στις οποίες η απόσταση πηγής-δείγματος είναι μικρή.

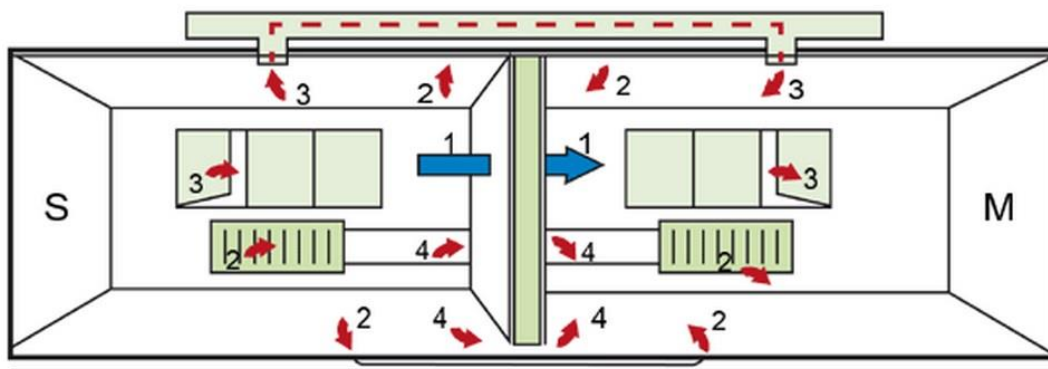
Όσον αφορά τέλος τη συνέχιση της παρούσας εργασίας, θα μπορούσαμε να προτείνουμε τη μελέτη και διερεύνηση μεθόδων βαθμονόμησης των *p-u probes*, οι οποίες μπορούν να αποτελέσουν σημείο κλειδί για τη βελτίωση της ακρίβειας των μετρήσεων, καθώς και τη θεμελίωση μοντέλων προσομοίωσης ώστε να ικανοποιείται η υπόθεση ενός άπειρου δείγματος για να χρησιμοποιηθούν έπειτα ως μετρήσεις αναφοράς.

8. Υπολογισμός ηχομείωσης αερόφερτου θορύβου με τη μέθοδο της ακουστικής έντασης

Στο κεφάλαιο αυτό, γίνεται αρχικά μία σύντομη εισαγωγή στην έννοια της ηχομόνωσης του αερόφερτου θορύβου και στην κλασική μέθοδο προσδιορισμού της. Στη συνέχεια, εισάγεται μία εναλλακτική μεθοδολογία βασισμένη σε μετρήσεις ακουστικής έντασης, τα πλεονεκτήματα της οποίας εξετάζονται αναλυτικά, και παρουσιάζεται μία εφαρμογή της σε ένα δωμάτιο ενός διαμερίσματος.

8.1 Ο αερόφερτος θόρυβος και ο δείκτης ηχομείωσης

Με τον όρο αερόφερτο (airborne) εννοούμε το ήχο που διαδίδεται μέσω του αέρα, σε αντιπαράθεση με το στερεόφερτο που διαδίδεται μέσω στερεών. Στην παρακάτω εικόνα, φαίνονται οι διαφορετικοί τρόποι διάδοσης του ήχου/θορύβου σε κλειστούς χώρους.



ΕΙΚΟΝΑ 8.1 ΤΡΟΠΟΙ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΧΟΥ ΣΕ ΚΛΕΙΣΤΟΥΣ ΧΩΡΟΥΣ [45]

Αυτοί είναι:

1. Μέσω των τοιχωμάτων με απευθείας διάδοση (direct sound transmission)
2. Με δευτερογενείς πηγές εκπομπής θορύβου, λόγω ταλάντωσης των τοιχωμάτων (flanking transmission)
3. Μέσω αεραγωγών ή παραθύρων
4. Μέσω διαρροής από ανοίγματα, σχισμές κτλ. Η διάδοση αυτή είναι σχετικά εύκολη, λόγω του φαινομένου της περίθλασης που είναι ιδιαίτερα έντονη στον ήχο.

Για τον υπολογισμό της διάδοσης του αερόφερτου θορύβου, χρησιμοποιείται ο όρος φαινόμενος δείκτης ηχομείωσης R (apparent sound reduction index), που εκφράζει τη διαφορά μεταξύ της προσπίπτουσας στα τοιχώματα ηχητικής ενέργειας και της διερχόμενης μέσω αυτών. Συγκεκριμένα, είναι:

$$R = 10 \log \frac{W_i}{W_t} = 10 \log \frac{1}{\tau} \quad (8.1)$$

όπου W_i και W_t η προσπίπτουσα στο τοίχωμα και η διερχόμενη μέσω αυτού ηχητική ενέργεια αντίστοιχα και τ ο μέσος συντελεστής διάδοσης για όλες τις δυνατές γωνίες πρόσπτωσης.

8.2 Υπολογισμός αερόφερτου θορύβου με τη μέθοδο της ακουστικής πίεσης

8.2.1 Μετάδοση σε ανοικτό χώρο

Στην περίπτωση αυτή, θεωρείται ότι το ηχητικό πεδίο όπου βρίσκεται η πηγή είναι διάχυτο, ενώ ο θόρυβος διαδίδεται προς χώρο όπου το πεδίο είναι ελεύθερο. Έτσι, για το χώρο που βρίσκεται η πηγή θα είναι: $I_S = \frac{Dc}{4}$. Επίσης, από τον ορισμό του συντελεστή διάδοσης, η ένταση στο ελεύθερο πεδίο θα είναι: $I_R = I_S \tau$. Από την τελευταία σχέση, προκύπτει λοιπόν ότι η στάθμη της πίεσης στον ανοικτό χώρο L_{PS} είναι ίση με αυτήν στον κλειστό χώρο της πηγής L_{PR} μειωμένη κατά το δείκτη ηχομείωσης R :

$$L_{PR} = L_{PS} - R \quad (8.2)$$

8.2.2 Μετάδοση σε κλειστό χώρο

Στη δεύτερη αυτή περίπτωση, ο θόρυβος από τον κλειστό χώρο της πηγής (source room) διαδίδεται προς έναν άλλο κλειστό χώρο, ο οποίος λέγεται χώρος λήψης (receiver room), με αποτέλεσμα και το πεδίο στο δεύτερο χώρο να είναι διάχυτο.

Έτσι, κατά τα γνωστά, η προσπίπτουσα ακουστική ισχύς W_S μπορεί να προσδιοριστεί από τη μέση ακουστική πίεση p_S του χώρου της πηγής:

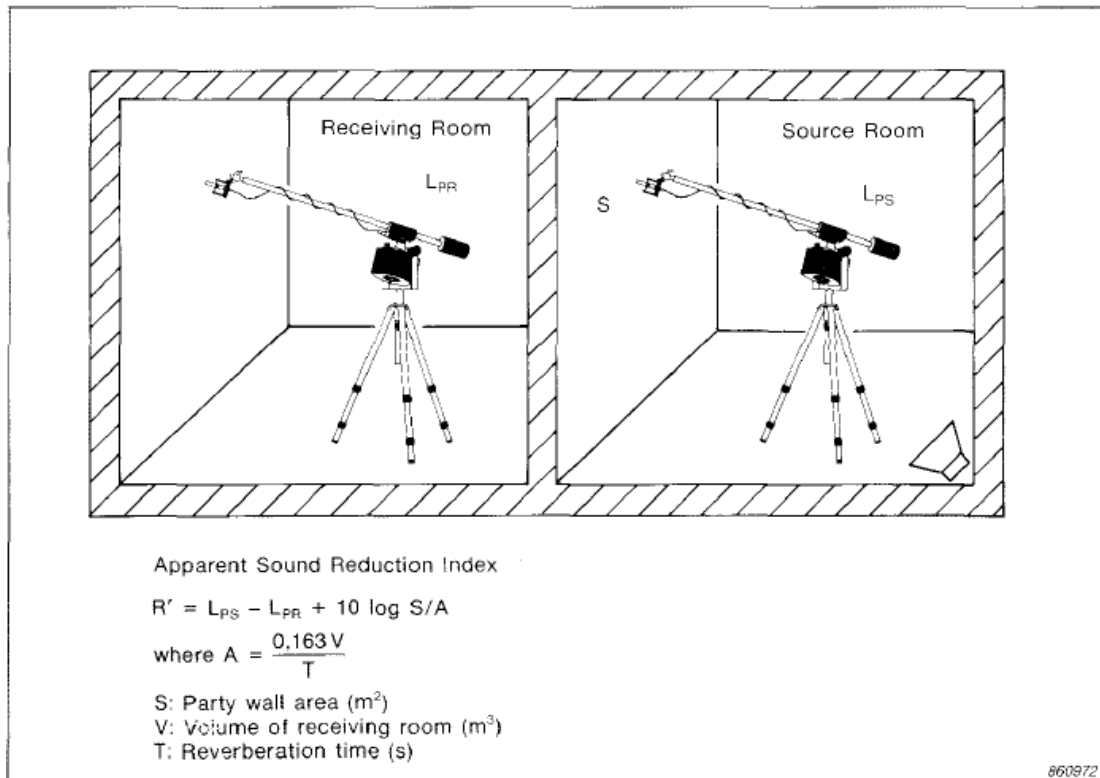
$$W_S = W_i = \frac{p_S^2}{4\rho c} S \quad (8.3)$$

όπου S η επιφάνεια της μεσοτοιχίας. Αντίστοιχα, προκύπτει και η διαδιδόμενη ακουστική ισχύς W_R :

$$W_R = W_t = \frac{p_R^2}{4\rho c} A \quad (8.4)$$

όπου p_R η μέση ακουστική πίεση του χώρου λήψης και A η ολική απορρόφηση του χώρου λήψης που συναντήσαμε στο κεφάλαιο 5.2.2, η οποία σύμφωνα με την εξίσωση (5.16) είναι: $A \approx 0.163 \frac{V_R}{T_R}$, με V_R και T_R τον όγκο και το χρόνο αντήχησης του χώρου λήψης αντίστοιχα. Συνεπώς, από τις εξισώσεις (8.3) και (8.4) προκύπτει ο δείκτης ηχομείωσης:

$$R = L_{PS} - L_{PR} + 10 \log \frac{S}{A} \quad (8.5)$$



ΕΙΚΟΝΑ 8.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΗΧΟΜΕΙΩΣΗΣ ΑΕΡΟΦΕΡΤΟΥ ΘΟΡΥΒΟΥ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΗΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΠΙΕΣΗΣ [46]

Να σημειωθεί ότι ο δείκτης ηχομείωσης συνήθως προσδιορίζεται ανά τριτοοκτάβα στο εύρος (100Hz, 3150Hz).

Ο προσδιορισμός του δείκτη ηχομείωσης με τη μέθοδο της ακουστικής πίεσης περιγράφεται αναλυτικά στο ISO 140 [47]. Αρχικά, πραγματοποιούνται μετρήσεις πίεσης στα δύο δωμάτια, χρησιμοποιώντας για παράδειγμα ένα περιστρεφόμενο μικρόφωνο (rotating microphone boom) για την εξαγωγή μέσω των τιμών. Έπειτα, η επιφάνεια απορρόφησης υπολογίζεται μέσω του προσδιορισμού του χρόνου αντήχησης T του δωματίου λήψης. Τέλος, ο δείκτης ηχομείωσης προσδιορίζεται μέσω της εξίσωσης (8.5), η οποία βέβαια προϋποθέτει πως όλη η ακουστική ενέργεια διαδίδεται μέσω της μεσοτοιχίας. Στην πραγματικότητα όμως, η μεσοτοιχία δεν αποτελεί τον αποκλειστικό μέσο διάδοσης της ακουστικής ενέργειας όπως αναφέραμε και στο κεφάλαιο 8.1. Ωστόσο, με τη μέθοδο της ακουστικής πίεσης, ο προσδιορισμός των δευτερογενών πηγών θορύβου είναι μία αρκετά δύσκολη διαδικασία.

8.3 Υπολογισμός αερόφερτου θορύβου με τη μέθοδο της ακουστικής έντασης

Η πρώτη εφαρμογή μετρήσεων ακουστικής έντασης για τον προσδιορισμό του δείκτη ηχομείωσης έγινε το 1980 από τους Crocker κ.ά. [48] [49].

Στην προσέγγιση αυτή, η προσπίπτουσα στα τοιχώματα ηχητική ισχύς υπολογίζεται με τον ίδιο τρόπο, όπως και στη μέθοδο της πίεσης, δηλαδή με μετρήσεις της μέσης πίεσης του δωματίου της πηγής. Ωστόσο, η διαδιδόμενη στο δωμάτιο λήψης ισχύς υπολογίζεται απευθείας με ένα p-p sound intensity probe: $W_R = I_R S$. Συνεπώς, ο δείκτης ηχομείωσης προκύπτει από τη σχέση:

$$R = L_{PS} - 6 - L_{IR} \quad (8.6)$$

Είναι σαφές από την παραπάνω σχέση ότι η μέθοδος της ακουστικής έντασης είναι σαφώς απλούστερη, αφού δεν απαιτείται η γνώση του χρόνου αντήχησης και το πεδίο στο δωμάτιο λήψης δεν πρέπει να είναι υποχρεωτικά διάχυτο [50].

Το intensity analyzer υπολογίζει την εκροή της ακουστικής ισχύος. Έτσι, η ισχύς που διαπερνά μία επιφάνεια είναι ίση με τη μέση ένταση υπολογισμένη πάνω στην επιφάνεια επί την επιφάνεια αυτή. Με αυτόν τον τρόπο λοιπόν, είναι δυνατόν να προσδιοριστούν οι μερικές συνεισφορές της ισχύος που μεταφέρεται προς το δωμάτιο λήψης από διαφορετικά σύνορα του δωματίου, όπως τοίχους, ταβάνι, δάπεδο, παράθυρα, πόρτες κτλ. Οι διαρροές ήχου εντοπίζονται λόγω υψηλής στάθμης της ακουστικής έντασης στα συγκεκριμένα σημεία. Όλες οι συνεισφορές μπορούν έπειτα να προστεθούν για να εξαχθεί ο φαινόμενος δείκτης ηχομείωσης.

Για τον υπολογισμό της μέσης έντασης, αρχικά υποδιαιρείται η επιφάνεια μέτρησης σε έναν αριθμό κελιών και στη συνέχεια μετρείται η κάθετη στην επιφάνεια ένταση στο μέσο του κάθε κελιού με το probe. Μία ικανοποιητική απόσταση μεταξύ του probe και της μεσοτοιχίας είναι 10 – 20cm. Η επιλογή της επιφάνειας εξαρτάται από την διακύμανση του πεδίου και από το πόσο λεπτομερείς πληροφορίες απαιτούνται.

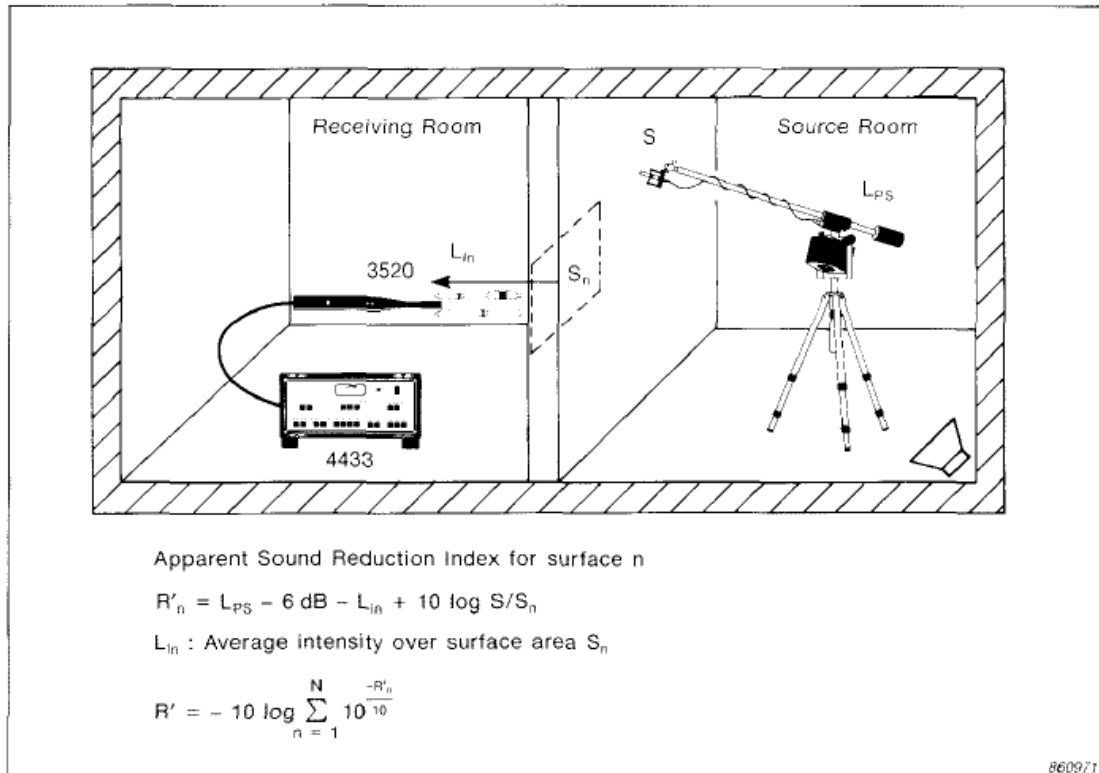
Εάν η επιφάνεια του κάθε κελιού είναι S_n , από την εξίσωση (8.6) προκύπτει ο δείκτης ηχομείωσης για κάθε κελί R_n :

$$R_n = L_{PS} - 6 - L_{In} + 10 \log \frac{S}{S_n} \quad (8.7)$$

όπου L_{In} η μέση ένταση πάνω στην επιφάνεια S_n . Τέλος, ο δείκτης ηχομείωσης για όλη την επιφάνεια S προκύπτει από πρόσθεση όλων των επιμέρους R_n :

$$R = -10 \log \sum_{n=1}^N 10^{\frac{-R_n}{10}} \quad (8.8)$$

Προφανώς, εάν η διάδοση του ήχου γίνεται μόνο μέσω της επιφάνειας S , ο δείκτης ηχομείωσης για την επιφάνεια ισούται με το συνολικό δείκτη και υπολογίζεται απευθείας από την εξίσωση (8.6).



ΕΙΚΟΝΑ 8.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΗΧΟΜΕΙΩΣΗΣ ΑΕΡΟΦΕΡΤΟΥ ΘΟΥΡΥΒΟΥ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΗΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΕΝΤΑΣΗΣ [46]

Για να επιτευχθεί καλή ακρίβεια στις μετρήσεις, πρέπει κανείς να προσέχει τα παρακάτω:

- Ο χρόνος μέτρησης της έντασης για κάθε κελί πρέπει να είναι τουλάχιστον 8sec
- Με την επανάληψη κάθε μέτρησης μπορεί να ελαττωθούν σφάλματα λόγω χειρισμού
- Πρέπει να πληρείται το κριτήριο της δυναμικής ικανότητας (βλέπε κεφάλαιο 3.1.1.3) που πρακτικά μεταφράζεται σε χαμηλό χρόνο αντήχησης του δωματίου λήψης
- Πρέπει να χρησιμοποιηθούν δύο διαφορετικού μήκους spacer λόγω του ανώτατου και κατώτατου ορίου συχνότητας που συναντήσαμε στο κεφάλαιο 3.1.1.

8.4 Πλεονεκτήματα της μεθόδου ακουστικής έντασης

Όπως φάνηκε στα παραπάνω, η μέθοδος της ακουστικής έντασης έχει σημαντικά πλεονεκτήματα έναντι της μεθόδου της ακουστικής πίεσης. Παρακάτω αναφέρονται τα βασικά:

- Δεν απαιτείται διάχυτο πεδίο στο δωμάτιο λήψης
- Αποφεύγεται ο υπολογισμός της απορρόφησης στο δωμάτιο λήψης

- Προσδιορίζονται συνεισφορές ισχύος από διαφορετικά τοιχώματα
- Εντοπίζονται πιθανές διαρροές ήχου

8.5 Εφαρμογή: Υπολογισμός δείκτη ηχομείωσης σε μεσοτοιχία με τη μέθοδο της ακουστικής έντασης

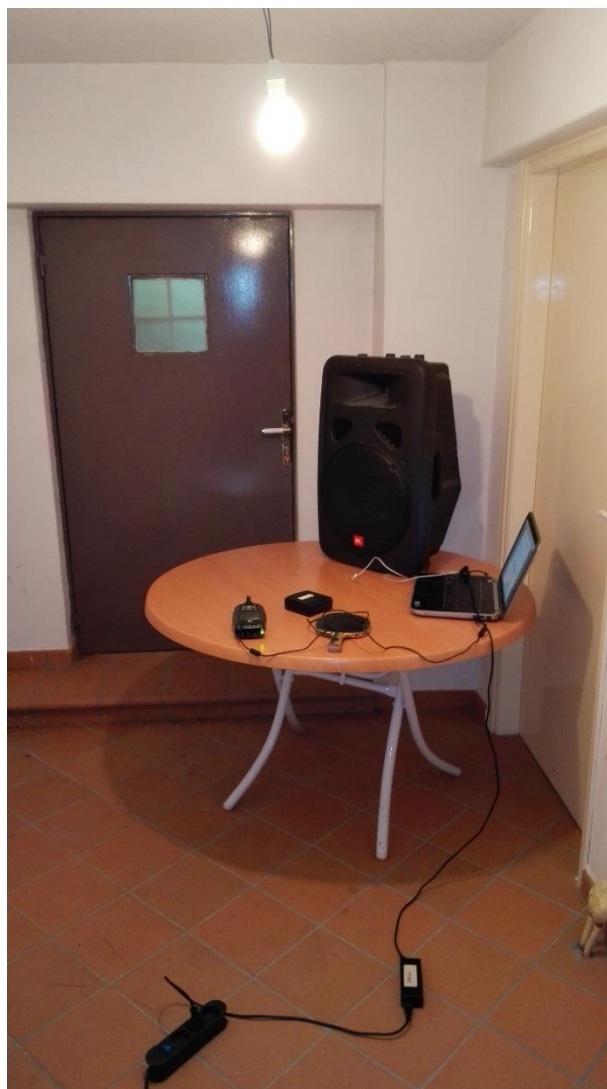
Οι μετρήσεις ηχομείωσης πραγματοποιήθηκαν σε δύο παρακείμενα δωμάτια. Η μεσοτοιχία που διαχωρίζει τα δύο δωμάτια έχει διαστάσεις 2.2m ύψος x 3.3m πλάτος x 5cm πάχος (προς τα αριστερά του τοίχου όπως αυτός φαίνεται από το δωμάτιο λήψης το πάχος φτάνει τα 7cm) . Στο μέσο του πλάτους του τοίχου υπάρχει μία πόρτα διαστάσεων 1.9m ύψος x 0.85m πλάτος x 5cm πάχος. Στο μέσο του πλάτους της και 45cm κάτω από το μέγιστο ύψος της υπάρχει ένα άνοιγμα διαστάσεων 45cm ύψος x 5cm πλάτος x 5cm πάχος (Εικόνα 8.4).



ΕΙΚΟΝΑ 8.4 Η ΠΟΡΤΑ ΤΗΣ ΜΕΣΟΤΟΙΧΙΑΣ ΤΩΝ ΔΥΟ ΔΩΜΑΤΙΩΝ ΜΕ ΕΝΑ ΑΝΟΙΓΜΑ ΣΤΟ ΚΕΝΤΡΟ ΤΗΣ, ΟΠΩΣ ΑΥΤΗ ΦΑΙΝΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΔΩΜΑΤΙΟ ΛΗΨΗΣ

Επειδή το δωμάτιο λήψης έχει μικρό όγκο και λόγω κλειστότητας του χώρου οι διαρροές του ήχου είναι σχετικά μικρές, τοποθετήθηκαν δύο κουρτίνες και μία στοίβα από κουβέρτες για να μειωθεί ο χρόνος αντήχησης. Μετά την εισαγωγή των

απορροφητικών υλικών, ο χρόνος αντήχησης στο δωμάτιο λήψης υπολογίστηκε στα 1.2sec στις χαμηλές συχνότητες και στα 0.8sec στις ψηλές. Με τον τρόπο αυτό, μειώθηκε ο δείκτης πίεσης-έντασης (pressure-intensity index) και αυξήθηκε η ακρίβεια των μετρήσεων έντασης με το probe.



ΕΙΚΟΝΑ 8.5 Ο ΠΑΡΑΚΕΙΜΕΝΟΣ ΣΤΟ ΔΩΜΑΤΙΟ ΛΗΨΗΣ ΧΩΡΟΣ ΟΠΟΥ ΤΟΠΟΘΕΤΗΘΗΚΕ Η ΠΗΓΗ ΛΕΥΚΟΥ ΘΟΡΥΒΟΥ

Οι μετρήσεις ακουστικής έντασης πραγματοποιήθηκαν με τη μέθοδο των διακριτών σημείων. Συγκεκριμένα, η επιφάνεια του τοίχου και της πόρτας υποδιαιρέθηκε σε 12 ίσα “κελιά” (3 γραμμές x 4 στήλες) και η ένταση μετρήθηκε στο κέντρο κάθε κελιού με το probe κάθετο στην επιφάνεια. Ο χρόνος μέτρησης σε κάθε κελί ήταν περίπου 15sec. Η διαδικασία πραγματοποιήθηκε με ένα spacer μήκους 12mm για τις ψηλές συχνότητες και ένα spacer μήκους 50mm για τις χαμηλές.



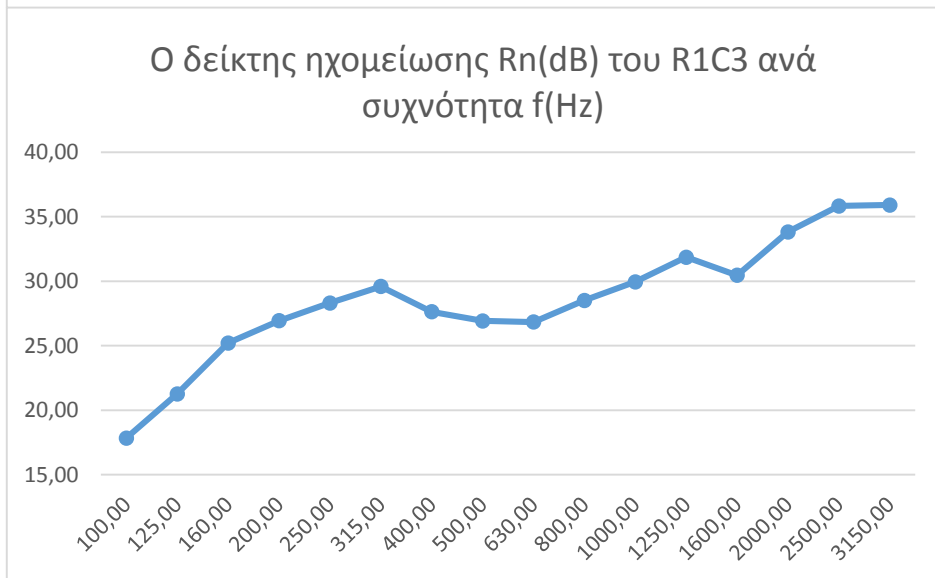
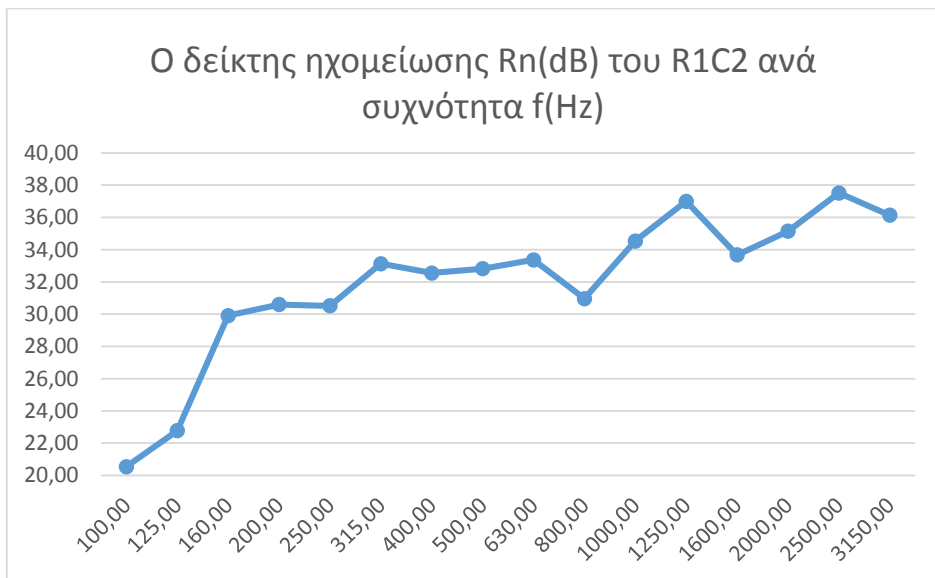
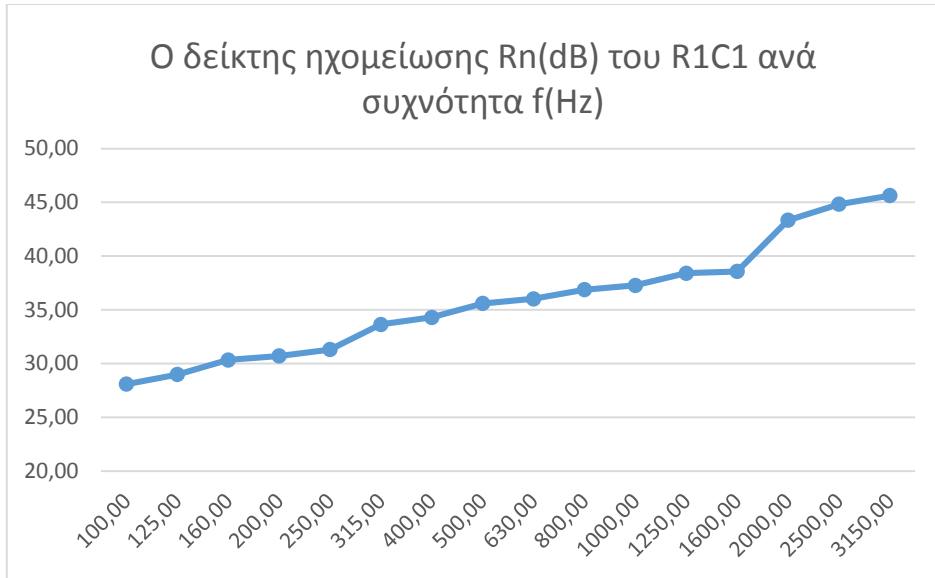
ΕΙΚΟΝΑ 8.6 Η ΜΕΣΟΤΟΙΧΙΑ ΤΩΝ ΔΩΜΑΤΙΩΝ, ΟΠΩΣ ΑΥΤΗ ΦΑΙΝΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΟ ΔΩΜΑΤΙΟ ΛΗΨΗΣ

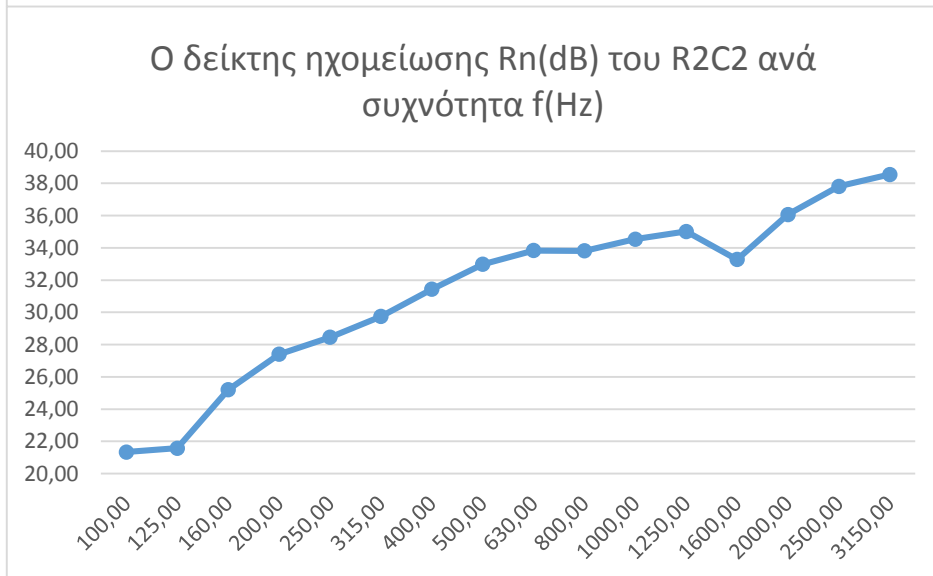
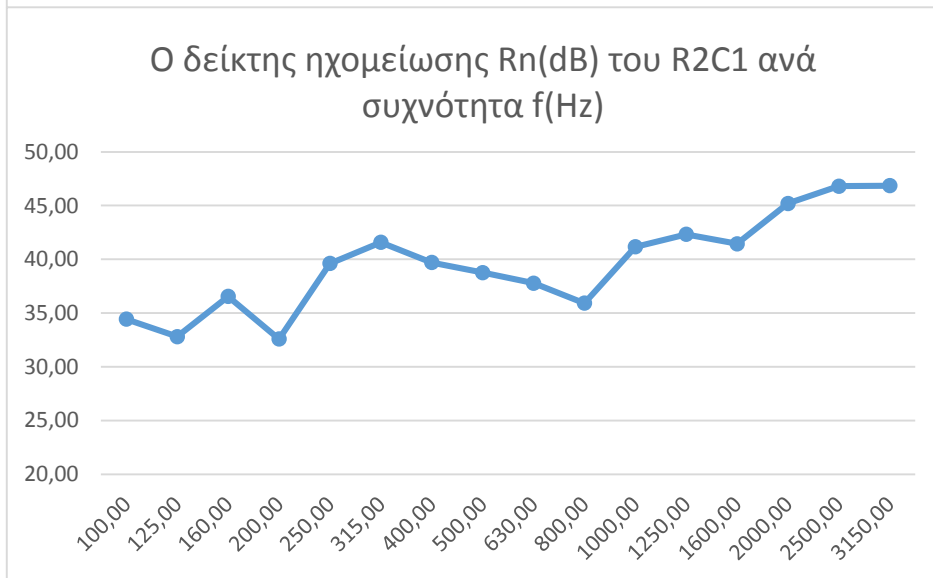
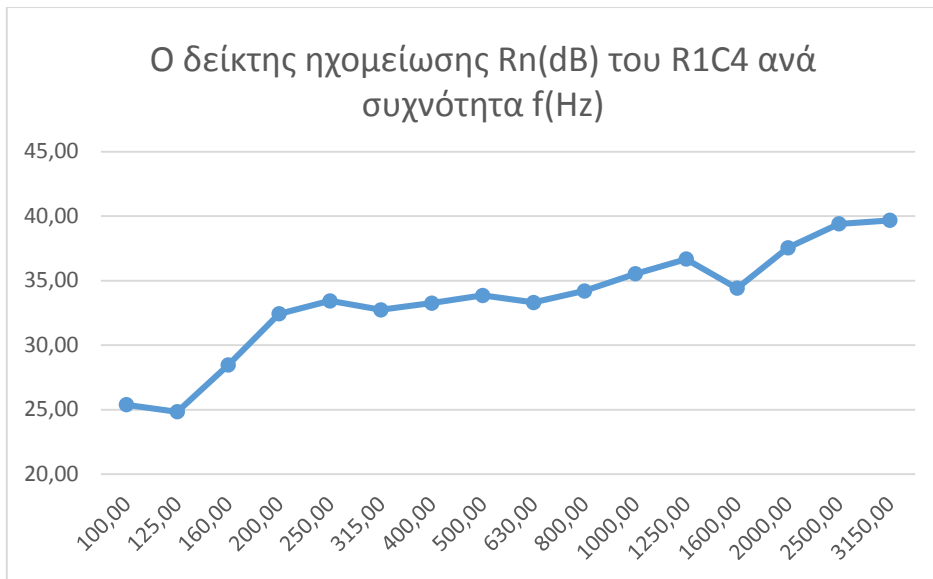
Στο δωμάτιο της πηγής, τοποθετήθηκε ένα ηχείο που εξέπεμπε λευκό θόρυβο (Πίνακας 1). Έπειτα από κατάλληλες διαρρυθμίσεις στο δωμάτιο, επιβεβαιώθηκε με ένα απλό μικρόφωνο ότι το πεδίο είναι ικανοποιητικό.

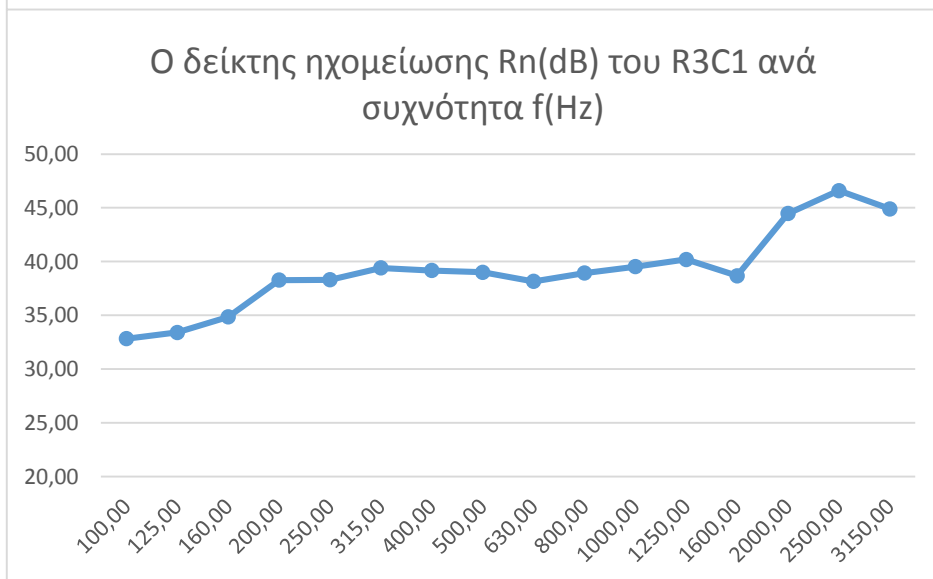
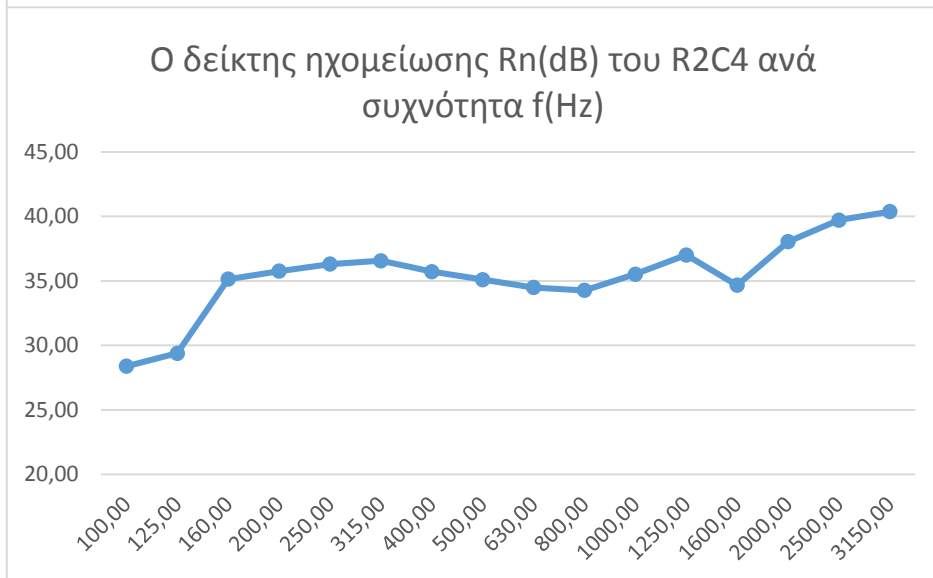
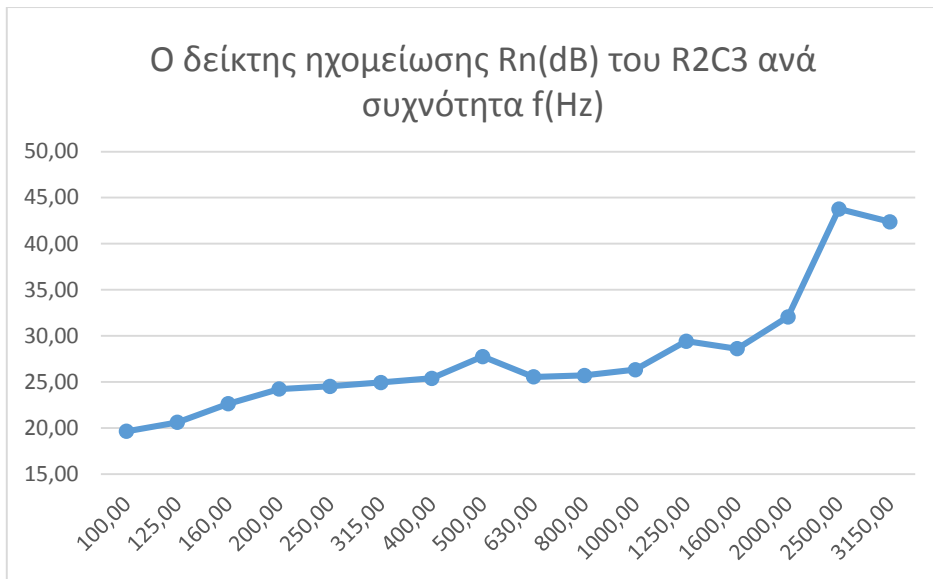
Η ανάλυση έγινε ανά τριτοοκτάβα στο συχνοτικό εύρος (100Hz, 3150Hz).

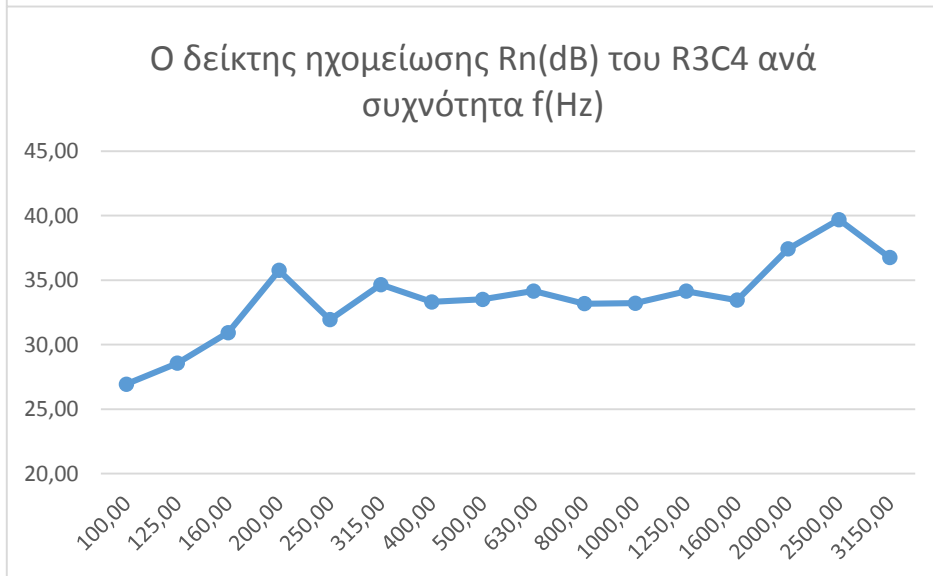
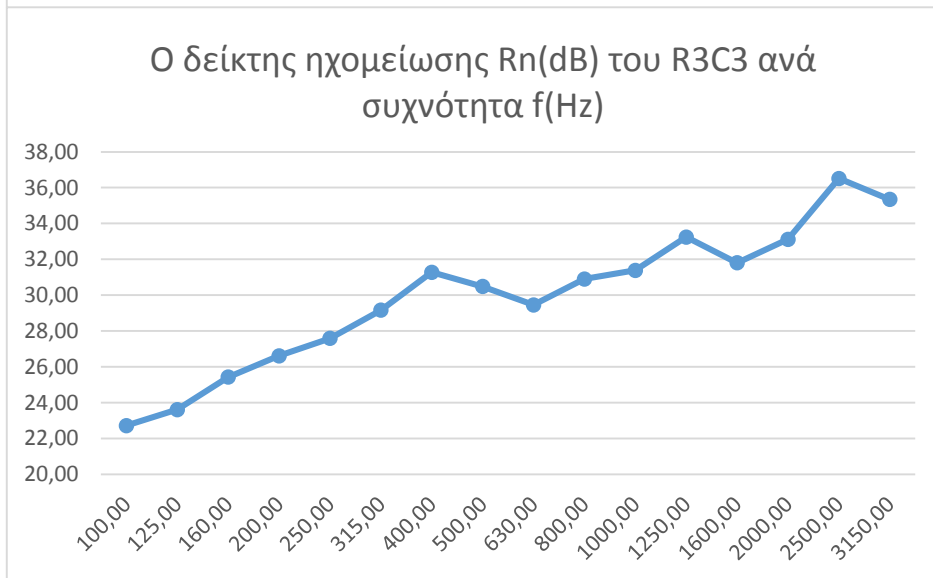
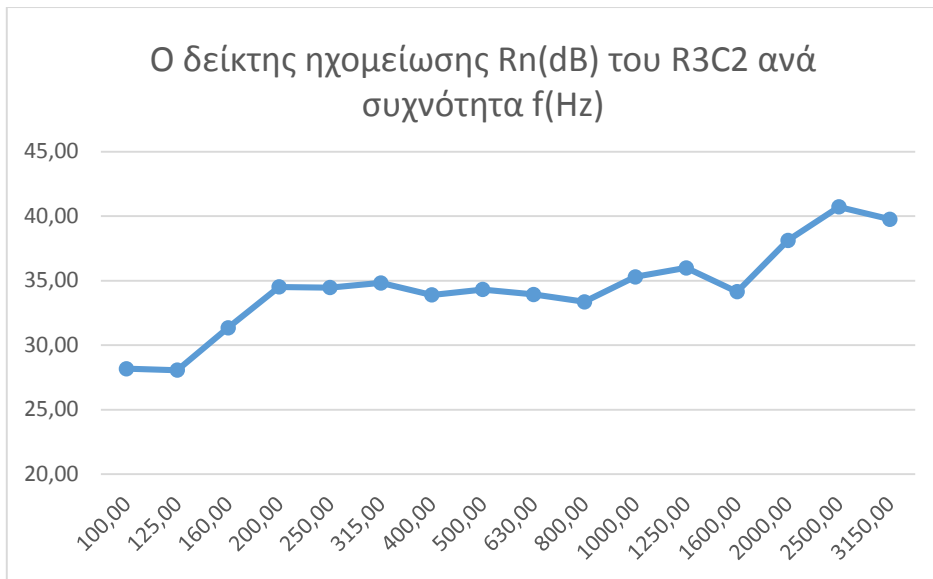
Συχνότητα (Hz)	Πίεση (dB)
100	76,64
125	75,82
160	78,56
200	80,96
250	80,73
315	80,92
400	79,03
500	78,06
630	76,69
800	75,11
1000	74,74
1250	75,39
1600	73,00
2000	75,55
2500	77,03
3150	76,95

ΠΙΝΑΚΑΣ 1 Η ΣΤΑΘΜΗ ΤΗΣ ΑΚΟΥΣΤΙΚΗΣ ΠΙΕΣΗΣ ΣΤΟ ΔΩΜΑΤΙΟ ΤΗΣ ΠΗΓΗΣ









Η θέση του κάθε κελιού στην επιφάνεια της μεσοτοιχίας της Εικόνας 8.6 φαίνεται στον παρακάτω πίνακα:



Για να γίνει εμφανής η ηχομείωση σε κάθε κελί της επιφάνειας, στους παρακάτω πίνακες παρουσιάζεται ο δείκτης ηχομείωσης R_n υπολογισμένος με την εξίσωση (8.7) για τις κεντρικές συχνότητες 125Hz, 250Hz, 500Hz, 1kHz, 2kHz σε οκταβική ανάλυση (στο παράρτημα δίνονται αναλυτικά οι τιμές της έντασης και του δείκτη ηχομείωσης σε τριτοοκταβική ανάλυση). Να σημειωθεί ότι στο εύρος (100Hz, 630Hz) χρησιμοποιήθηκε το spacer μήκους 50mm, ενώ στο εύρος (800Hz, 3150Hz) το spacer μήκους 12mm.

33,81	29,32	24,02	28,82
34,73	22,78	21,06	30,70
29,24	23,59	20,93	26,35

ΠΙΝΑΚΑΣ 2 Ο ΔΕΙΚΤΗΣ ΗΧΟΜΕΙΩΣΗΣ R_n (DB) ΑΝΑ ΚΕΛΙ ΣΤΑ 125Hz

38,64	34,60	27,66	33,84
36,09	28,42	24,55	36,19
31,72	31,27	28,13	32,84

ΠΙΝΑΚΑΣ 3 Ο ΔΕΙΚΤΗΣ ΗΧΟΜΕΙΩΣΗΣ R_N(DB) ΑΝΑ ΚΕΛΙ ΣΤΑ 250ΗΖ

38,84	34,04	30,50	33,57
38,85	32,43	26,10	35,17
35,10	32,83	27,18	33,46

ΠΙΝΑΚΑΣ 4 Ο ΔΕΙΚΤΗΣ ΗΧΟΜΕΙΩΣΗΣ R_N(DB) ΑΝΑ ΚΕΛΙ ΣΤΑ 500ΗΖ

39,54	34,74	31,77	33,51
38,86	34,43	26,94	35,48
37,50	33,49	29,92	35,37

ΠΙΝΑΚΑΣ 5 Ο ΔΕΙΚΤΗΣ ΗΧΟΜΕΙΩΣΗΣ R_n (dB) ΑΝΑ ΚΕΛΙ ΣΤΑ 1000Hz

43,20	37,83	34,04	37,05
44,74	36,01	33,11	37,75
42,42	35,72	33,63	37,40

ΠΙΝΑΚΑΣ 6 Ο ΔΕΙΚΤΗΣ ΗΧΟΜΕΙΩΣΗΣ R_n (dB) ΑΝΑ ΚΕΛΙ ΣΤΑ 2000Hz

Από τους παραπάνω πίνακες μπορούμε να βγάλουμε τα εξής συμπεράσματα:

- Ο δείκτης ηχομείωσης του κελιού R1C1 είναι μικρότερος από αυτόν του κελιού R3C1. Δηλαδή, η συνεισφορά του πατώματος λόγω ταλάντωσης (flanking transmission) είναι μεγαλύτερη από τη συνεισφορά της οροφής. Σε αυτό συμβάλλει και το γεγονός ότι η πόρτα δεν είναι

σφραγισμένη στο πάτωμα, με αποτέλεσμα να εισέρχεται από εκεί μικρό ποσοστό θορύβου

- Τη μικρότερη ηχομείωση παρουσιάζει το κελί R2C3, κάτι το οποίο είναι απόλυτα λογικό, καθώς αυτό περιλαμβάνει το άνοιγμα της πόρτας
- Την αμέσως μικρότερη ηχομείωση έχει το κελί R1C3. Αν και δεν περιλαμβάνει μέρος του ανοίγματος, βρίσκεται κοντά σε αυτό, με αποτέλεσμα το φαινόμενο της περίθλασης να είναι έντονο, και παράλληλα κοντά στο έδαφος, το οποίο συνεισφέρει περισσότερο από την οροφή, όπως είδαμε και παραπάνω
- Ο θόρυβος εισέρχεται σε μεγαλύτερο βαθμό από τα κελιά της στήλης C3 από ότι από αυτά της C1. Αυτό συμβαίνει για δύο λόγους. Πρώτον, το πάχος του τοίχου αριστερά της πόρτας όπως φαίνεται στην Εικόνα 8.6 είναι μεγαλύτερο κατά 2cm περίπου. Συνεπώς, το αριστερό μέρος του τοίχου απορροφά περισσότερο ήχο από ότι το δεξί. Δεύτερον, το ηχείο που χρησιμοποιήθηκε ως πηγή εξέπεμπε προς την κατεύθυνση της στήλης C3 (σφάλμα το οποίο μπορεί να επιλυθεί μόνο με τη χρήση πανκατευθυντικού ηχείου), με αποτέλεσμα η προσπίπτουσα ενέργεια να είναι μεγαλύτερη σε εκείνο το μέρος της επιφάνειας
- Ο δείκτης ηχομείωσης σε κάθε κελί αυξάνεται σε γενικές γραμμές ανά συχνότητα, διότι ως γνωστόν η απορρόφηση του ήχου είναι πολύ πιο έντονη στις ψηλές συχνότητες
- Στις χαμηλές συχνότητες παρατηρούνται ορισμένες διακυμάνσεις στις τιμές του συντελεστή ηχομείωσης. Αυτό ενδεχομένως οφείλεται στο ότι εμφανίζονται αστάθειες στη μετρούμενη κατεύθυνση διάδοσης του ήχου από το probe στις χαμηλές συχνότητες. Για την εξαγωγή καλύτερων αποτελεσμάτων στις χαμηλές συχνότητες, συνίσταται η χρήση μεγαλύτερου δωματίου λήψης με σκοπό τη δημιουργία καλύτερου διάχυτο πεδίου στο συγκεκριμένο συχνοτικό εύρος. Ωστόσο, κάτι τέτοιο δεν είναι εφικτό σε *in situ* μετρήσεις.

8.6 Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάστηκε η διαδικασία υπολογισμού του δείκτη ηχομείωσης αερόφερτου θορύβου με δύο διαφορετικές μεθόδους.

Η πρώτη, η μέθοδος της ακουστικής πίεσης, αν και εύκολα πραγματοποιήσιμη, απαιτεί δύο αντηχητικά δωμάτια και τον προσδιορισμό του χρόνου αντήχησης του δωματίου λήψης. Επίσης, ο εντοπισμός δευτερογενών πηγών θορύβου και διαρροών είναι μία αρκετά πολύπλοκη διαδικασία και σε πολλές περιπτώσεις αποκλίνει από την πραγματικότητα.

Στη συνέχεια, διατυπώθηκε μία εναλλακτική μεθοδολογία βασισμένη σε *in situ* μετρήσεις ακουστικής έντασης, καθώς δεν απαιτείται αντηχητικό δωμάτιο λήψης, η οποία εφαρμόστηκε σε δύο παρακείμενα δωμάτια. Είδαμε ότι το μέγεθος της ακουστικής έντασης μπορεί να μας δώσει άμεσα αποτελέσματα για το δείκτη ηχομείωσης σε κάθε σημείο της επιφάνειας της μεσοτοιχίας, απ' όπου μπορούν να εξαχθούν συμπεράσματα για τη συνεισφορά ισχύος από διαφορετικά τοιχώματα καθώς και να εντοπιστούν τα μονοπάτια διάδοσης του ήχου.

Τέλος, για τη βελτίωση των αποτελεσμάτων με τη μέθοδο της έντασης, θα μπορούσαμε να προτείνουμε την αύξηση του αριθμού των μετρούμενων σημείων, το συνυπολογισμό της έντασης στις άλλες δύο διαστάσεις, καθώς επίσης και την αύξηση της δυναμικής ικανότητας του probe μέσω της ελάττωσης του χρόνου αντήχησης του δωματίου λήψης για τον περιορισμό σφαλμάτων.

Παράρτημα

Πίνακες τιμών για την εφαρμογή μετρήσεων ακουστικής έντασης

Στους παρακάτω πίνακες δίνονται οι ανά συχνότητα τιμές της ακουστικής έντασης L_{in} και του δείκτη ηχομείωσης R_n υπολογισμένου με την εξίσωση (8.7), που μετρήθηκαν με το p-p probe για την εφαρμογή που παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 8.5. Στο εύρος (100Hz, 630Hz) χρησιμοποιήθηκε το spacer μήκους 50mm, ενώ στο εύρος (800Hz, 3150Hz) το spacer μήκους 12mm.

$f(\text{Hz})$	Κελί R1C1		Κελί R1C2		Κελί R1C3		Κελί R1C4		Κελί R2C1		Κελί R2C2	
	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n
100	53,34	28,09	60,89	20,54	63,59	17,84	56,05	25,38	47,00	34,43	60,10	21,33
125	51,62	28,99	57,84	22,77	59,35	21,26	55,78	24,83	47,80	32,81	59,04	21,57
160	53,01	30,34	53,44	29,91	58,14	25,21	54,89	28,46	46,80	36,55	58,16	25,19
200	55,04	30,71	55,15	30,60	58,82	26,93	53,33	32,42	53,16	32,59	58,35	27,40
250	54,22	31,30	55,00	30,52	57,21	28,31	52,09	33,43	45,91	39,61	57,07	28,45
315	52,07	33,64	52,58	33,13	56,13	29,58	52,97	32,74	44,13	41,58	55,97	29,74
400	49,52	34,30	51,27	32,55	56,19	27,63	50,57	33,25	44,12	39,70	52,39	31,43
500	47,25	35,60	50,03	32,82	55,93	26,92	49,00	33,85	44,09	38,76	49,87	32,98
630	45,45	36,03	48,12	33,36	54,65	26,83	48,18	33,30	43,69	37,79	47,65	33,83
800	43,02	36,88	48,94	30,96	51,40	28,50	45,70	34,20	43,98	35,92	46,09	33,81
1000	42,25	37,28	44,99	34,54	49,59	29,94	44,00	35,53	38,37	41,16	45,00	34,53
1250	41,77	38,41	43,18	37,00	48,32	31,86	43,51	36,67	37,85	42,33	45,17	35,01
1600	39,22	38,57	44,12	33,67	47,34	30,45	43,38	34,41	36,35	41,44	44,52	33,27
2000	37,00	43,34	45,20	35,14	46,53	33,81	42,79	37,55	35,15	45,19	44,28	36,06
2500	36,99	44,83	44,31	37,51	46,00	35,82	42,42	39,40	35,02	46,80	44,01	37,81
3150	36,11	45,63	45,61	36,13	45,84	35,90	42,07	39,67	34,89	46,85	43,20	38,54

$f(\text{Hz})$	Κελί R2C3		Κελί R2C4		Κελί R3C1		Κελί R3C2		Κελί R3C3		Κελί R3C4	
	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n	L_{in}	R_n
100	61,79	19,64	53,05	28,38	48,60	32,83	53,26	28,17	58,71	22,72	54,50	26,93
125	60,00	20,61	51,23	29,38	47,21	33,40	52,55	28,06	57,00	23,61	52,06	28,55
160	60,72	22,63	48,22	35,13	48,50	34,85	52,00	31,35	57,92	25,43	52,43	30,92
200	61,52	24,23	50,00	35,75	47,47	38,28	51,24	34,51	59,14	26,61	50,00	35,75
250	61,00	24,52	49,22	36,30	47,22	38,30	51,06	34,46	57,93	27,59	53,59	31,93
315	60,77	24,94	49,16	36,55	46,31	39,40	50,89	34,82	56,55	29,16	51,06	34,65
400	58,43	25,39	48,11	35,71	44,66	39,16	49,93	33,89	52,54	31,28	50,51	33,31
500	55,10	27,75	47,76	35,09	43,84	39,01	48,54	34,31	52,37	30,48	49,35	33,50
630	55,93	25,55	47,00	34,48	43,33	38,15	47,55	33,93	52,03	29,45	47,33	34,15
800	54,19	25,71	45,64	34,26	40,97	38,93	46,55	33,35	49,00	30,90	46,73	33,17
1000	53,19	26,34	44,02	35,51	40,00	39,53	44,24	35,29	48,15	31,38	46,32	33,21
1250	50,76	29,42	43,18	37,00	39,98	40,20	44,20	35,98	46,94	33,24	46,04	34,14

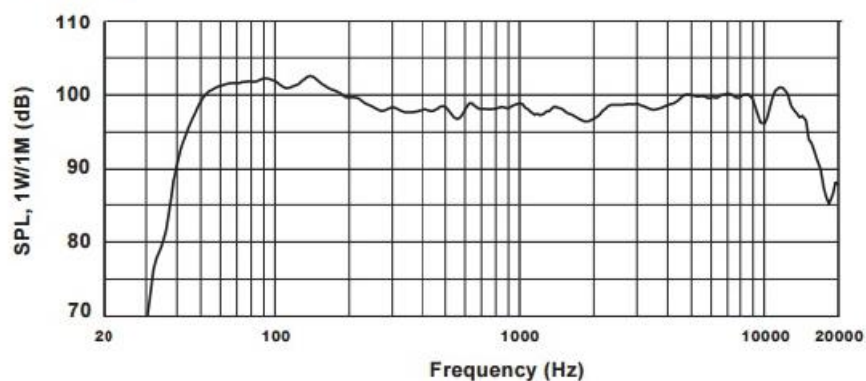
1600	49,18	28,61	43,13	34,66	39,11	38,68	43,65	34,14	45,99	31,80	44,35	33,44
2000	48,28	32,06	42,31	38,03	35,88	44,46	42,22	38,12	47,22	33,12	42,93	37,41
2500	38,04	43,78	42,11	39,71	35,22	46,60	41,11	40,71	45,31	36,51	42,14	39,68
3150	39,36	42,38	41,37	40,37	36,84	44,90	41,98	39,76	46,40	35,34	45,00	36,74

Εξοπλισμός

Παρατίθενται αναλυτικά τα χαρακτηριστικά των οργάνων:

- Sound level meter Brüel&Kjær, Hand-held Analyzer Type 2270
- Ηχείο τύπου: JBL 15g2/230. Χαρακτηριστικά ηχείου:
Freq. Range (-10 dB): 39 Hz - 18 kHz
Freq. Response (+3 dB): 42 Hz - 17 kHz
Horz. Coverage (-6 dB): 90º nominal
Vert. Coverage (-6 dB): 60º nominal
Rated Maximum SPL: 129 dB, @ 1 m (3.3 ft)

Frequency Response



ΑΠΟΚΡΙΣΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ ΗΧΕΙΟΥ

- Two-microphone probe kit Type: 3654 ½" Sound Intensity Microphone Pair Type 4197 for 1/3-octave centre frequency measurements between 20 Hz and 6.3 kHz. Συμμορφωμένο με την οδηγία IEC 1043 Class 1



Βιβλιογραφία - Αναφορές

- [1] Χ. Χ. Σπυρίδης, Φυσική και Μουσική Ακουστική, Grapholine, Θεσσαλονίκη 2005.
- [2] F. Jacobsen, T. Poulsen, J. H. Rindel, A. C. Gade και M. Ohlrich, Fundamentals of Acoustics and Noise Control, Technical University of Denmark, 2011.
- [3] Δ. Σκαρλάτος, Εφαρμοσμένη Ακουστική, Gotsis, Πάτρα, 2008.
- [4] H.-E. d. Bree, The Microflown, E-book, 2007.
- [5] <http://www.bksv.com/doc/br0476.pdf>.
- [6] <http://sound.stackexchange.com/questions/14101/the-formula-for-10-and-31-multi-band-eq-frequency-ranges>.
- [7] <http://moscow.cityu.edu.hk/~bsapplec/sound.htm>.
- [8] F. Jacobsen, Sound Intensity and its Measurement and Applications, Technical University of Denmark, 2005.
- [9] V. Trinh, Measurement of Sound Intensity and Sound Power, Maribyrnong, Victoria, Australia, 1994.
- [10] S. Gade, Technical Review No.3-1982, Sound Intensity (Part I. Theory), 1982.
- [11] ISO 9614-1: 1993, Acoustics - Determination of Sound Power Levels of Noise Sources Using Sound Intensity - Part 1: Measurement at Discrete Points, 1993.
- [12] ISO 9614-2: 1996, Acoustics - Determination of Sound Power Levels of Noise Sources Using Sound Intensity - Part 2: Measurement by Scanning, 1996.
- [13] ISO 9614-3: 2002, Acoustics - Determination of Sound Power Levels of Noise Sources Using Sound Intensity - Part 3: Precision Method for Measurement by Scanning, 2002.
- [14] F. Jacobsen και H.-E. de Bree, A comparison of two different sound intensity measurement principles, Acoustical Society of America. Journal, 118 (3), 2005, 1510-1517, 2005.
- [15] E. Kuipers, Measuring sound absorption using local field assumptions, University of Twente, Enschede, The Netherlands, 2013.
- [16] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/sound/diffrac.html>.
- [17] E. Tijs, Study and Development of an In Situ Acoustic Absorption Measurement Method, University of Twente, Enschede, The Netherlands, 2013.
- [18] M. Kleiner και J. Tichy, Acoustics of Small Rooms, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2014.
- [19] L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens και J. V. Sanders, Fundamentals of Acoustics,

John Wiley & Sons, Toronto, Canada, 1982.

- [20] ISO 10534-1:1996, Acoustics-Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes-Part 1: Method using standing wave ratio, 1996.
- [21] J. Jaatinen, Alternative Methods of Measuring Acoustic Absorption, Otaniemi, Finland, 2011.
- [22] ISO 10534-2:1998, Acoustics-Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes-Part 2: Transfer-function method, 1998.
- [23] J. Y. Chung και D. A. Blaser, Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory, Journal of the Acoustical Society of America, 68 (3), 907-913 1980.
- [24] ISO 354:2003, Measurement of sound absorption in a reverberant room, 2003.
- [25] M. Tamura, Spatial Fourier-Transform Method of Measuring Reflection Coefficients at Oblique Incidence .1. Theory and Numerical Examples, Journal of the Acoustical Society of America, 88 (5), 2259-2254 1990.
- [26] L. Boeckx, G. Jansens, W. Lauriks και G. Vermeir, The Tamura Method, a Free Field Technique for Scanning Surfaces, Proceedings of the Institute of Acoustics, Research Symposium 2003, Acoustic Characteristics of Surfaces, IOA, Salford, 25 (5), 123-129 2003.
- [27] R. Prascevic, A. Milosevic και S. Cvetkovic, Determination of absorption characteristic of materials on basis of sound intensity measurement, Journal de Physique IV, 04 (C5),C5-159-C5-162, 1994.
- [28] A. Farina και A. Torelli, Measurement of the sound absorption coefficient of materials with a new sound intensity technique, AES Conference, Berlin , 1997.
- [29] H.-E. de Bree, F. J. M. van der Eerden και J. W. van Honschoten, A novel technique for measuring the reflection coefficient of sound absorbing materials, Proceedings of the International Conference on Sound and Vibration, ISMA25, Leuven, Belgium, 13-15 September 2000.
- [30] F. Fahy, Sound intensity, E&FN SPON, London, 1995.
- [31] R. Lanoye, H.-E. de Bree, W. Lauriks και G. Vermeir, A practical device to determine the reflection coefficient of acoustic materials in-situ based on a Microflown and microphone sensor, Proceedings of the International Conference on Sound and Vibration, ISMA2004, Leuven, Belgium, 20-22 September, 2004.
- [32] J. F. Allard, Propagation of sound in porous media, Chichester, UK, 1993.
- [33] D. L. Johnson, J. Koplik και R. Dashen, Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media, Journal of Fluid Mechanics, 176, 379- 402 1987.
- [34] H.-E. de Bree, E. Tjjs και T. Basten, Two complementary Microflown based methods to

determine the reflection coefficient in situ, Proceedings of the International Conference on Sound and Vibration, ISMA2006, Leuven, Belgium, 18-20 September 2006.

- [35] J. F. Allard και A. Auknine, Acoustic impedance measurements with a sound intensity meter, *Applied Acoustics*, 18 (1), 69-75, 1985.
- [36] J. F. Allard και B. Sieben, Measurements of acoustic impedance in a free field with two microphones and a spectrum analyzer, *Journal of the Acoustical Society of America*, 77 (4), 1617-1618, 1985.
- [37] J. F. Allard, Y. Champoux και J. Nicolas, Pressure variation above a layer of absorbing material and impedance measurement at oblique incidence at low frequencies, *Journal of the Acoustical Society of America*, 86 (2), 766-770, 1989.
- [38] J. F. Allard, W. Lauricks και C. Verhaegen, The acoustic sound field above a porous layer and the estimation of the acoustic surface impedance from free-field measurements, *Journal of the Acoustical Society of America*, 91 (5), 3057-3060, 1992.
- [39] Y. Champoux, J. Nicolas και J. F. Allard, Measurements of acoustic impedance in a free field at low frequencies, *Journal of Sound and Vibration*, 125 (2), 313-323, 1988.
- [40] J. D. Alvarez B και F. Jacobsen, An Iterative Method for Determining the Surface Impedance of Acoustic Materials In Situ, Proceedings of the 37th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering, Shanghai, China, 26-29 October, 2008.
- [41] E. Brandao, E. Tijs, A. Lenzi και H.-E. de Bree, A comparison of Three Methods to Calculate the Surface Impedance and Absorption Coefficient from Measurements Under Free Field or in situ Conditions, *Acta Acustica United with Acustica*, 97, 1025 – 1033, 2011.
- [42] Y. Liu και F. Jacobsen, Measurement of absorption with a p-u sound intensity probe in an impedance tube (L), *Journal of the Acoustical Society of America*, 118 (4), October, 2005.
- [43] M. A. Nobile και S. I. Hayek, Acoustic propagation over an impedance plane, *Journal of the Acoustical Society of America*, 78 (4), 1325, 1985.
- [44] X. Di και K. Gilbert, An exact laplace transform formulation for a point source above a ground surface, *Journal of the Acoustical Society of America*, 93 (2), 714-720, 1993.
- [45] http://frontdesk.co.in/sound_insulation.html#VUYzuvntIBc.
- [46] T. G. Nielsen, *Intensity Measurements in Building Acoustics*, Denmark.
- [47] ISO 140-3:1995, «Acoustics – Measurement of Sound Insulation in Buildings and of Building Elements – Part 3: Laboratory Measurements of Airborne Sound Insulation of Building Elements», 1995.
- [48] M. J. Crocker, B. Forssen, P. K. Raju and A. Mielnicka, Measurement of transmission

loss of panels by an acoustic intensity technique, Proceedings of Internoise 80, 741-746, Miami, Florida, 8-10 December 1980.

- [49] M. J. Crocker, P. K. Raju and B. Forssen, Measurement of transmission loss of panels by the direct determination of transmitted acoustic intensity, *Noise Con. Eng. J.*, 17(1), 6-11, 1981
- [50] V. Hongisto, *Airborne sound insulation of wall structures - measurement and prediction methods*, Helsinki, 2000.