

國立臺灣大學工學院機械工程學研究所

碩士論文

Department of Mechanical Engineering

College of Engineering

National Taiwan University

Master Thesis

可流通式次波長聲學結構應用於低頻抗噪入耳式耳塞
Ventilated Subwavelength Acoustic Structure Applied to
Low-frequency Anti-noise Earplug

何昇祐

Sheng-Yu Ho

指導教授：劉建豪博士

Advisor: Chien-Hao Liu, Ph.D.

中華民國111年7月

July, 2022



誌謝



兩年的研究的歲月稍縱即逝，能夠順利完成這篇論文，首先要先感謝劉建豪老師，提供了許多研究資源，讓我學習了很多研究領域，像是壓電晶體波傳、表面聲波元件、聲學濾波器，充實了我兩年的研究生涯，相信這些對未來發展會有許多幫助，也感謝周元昉老師協助我理論推導的部分，謝謝王昭男老師開的基礎聲學以及電聲學導論，使我學習非常多有關聲學領域的知識，謝謝黃育熙老師提供人工耳的量測儀器，也謝謝陳蓉珊老師提供阻抗管實驗儀器，讓我的實驗可以更加完整。

感謝實驗室同居的好夥伴柏瑜、威志、慶軒、士榕，兩年在實驗室共度嬉戲玩耍的時光非常開心，也在研究上提供了我許多幫助，多虧有你們，在我研究苦悶的時候，都有你們的陪伴；謝謝學長立宇、秉勳、瀚辰、傑程、翕文，在修課上、研究上都給予相當多的指點；謝謝學弟恩愷、柏云、慶隆、築灝、忠峻，謝謝你們讓我在碩二的时候可以分擔一些實驗室的事情，讓我能更加專心的在研究上；謝謝博班學長胤軒，雖然人在他鄉，但還是願意在半夜幫我預口，也在我兩年的碩士生涯提供了許多有關電路方面的知識；謝謝室友御宸，因為我們都是做聲學相關的領域，可以互相砥礪以及討論，也幫忙我許多有關人工耳量測的實驗。

感謝家人，在這段時間我比較少能跟你們碰面，偶爾回家的時候，你們也都會給予我很大的鼓勵，而我期許自己在未來能夠將自身所學，回饋於社會。

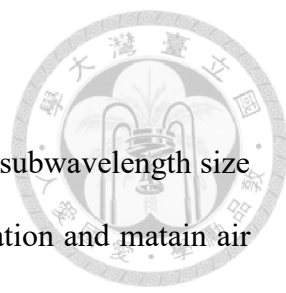
中文摘要



本文提出了雙空氣流道消聲結構，其尺寸與厚度可以達到次波長，具有寬頻消音的特性來減低噪音和擁有可透氣式的空氣流道來增加空氣流通性，並將其微型化製作出入耳式低頻降噪耳塞，能實現寬頻消音與減緩傳統耳塞所帶來的悶熱感。在本文中，透過分析聲波在管道中的傳遞，以此建立具有聲輻射阻抗、變管效應、熱黏損耗之聲學傳輸線模型，此方法與有限元素 (FEM) 相比，能夠更有效的設計結構幾何參數，而該模型也能夠計算具有穿透損失之吸音率與無穿透損失之共振式吸音板的吸音率，將聲學傳輸線模型與 FEM 的結果相比，兩者具有高度一致性，且與實驗量測的結果相當吻合。入耳式低頻降噪耳塞的消聲性能，藉由封閉音場實驗與有限元素模擬相互驗證其插入損失，證明了入耳式耳塞的可行性，並能夠透過聲學傳輸線模型的穿透損失預估其消聲頻段。最終顯示了雙流道結構與微型化入耳式低頻降噪耳塞，具有低頻抗噪通風能力的表現，達到 66 % 與 100 % 的 10 dB 比例頻寬，與 68 % 的空氣流通率，其結構厚度達到 0.107λ 與 0.11λ 。可流通式次波長結構在將來有潛能的應用在大型通風式隔音牆，或是入耳式消聲耳塞。

關鍵字：聲學傳輸線、低頻抗噪、通透式消音結構、入耳式耳塞

ABSTRACT



In this research, a dual-channel sound-insulation structure with subwavelength size and dimension is proposed. It can achieve a broadband sound insulation and maintain air circulation due to ventilated air channel. The structure is further miniaturized for developing an in-ear low-frequency reducer. Noise-insulation earplugs can achieve broadband noise reduction and reduce the sultry feeling caused by traditional earplugs. In this research, an acoustic transmission line model with acoustic radiation impedance, radiation effect, and thermal viscosity loss is established by analyzing the transmission of sound waves in the duct. Compared with finite element method (FEM), this method can design multiple air-channel structures and optimize their geometry more effectively, and the model can also calculate the sound absorption rate with transmission loss and the sound absorption rate of resonant acoustic panels without transmission loss. The simulation results of both models match well and are in good agreement with the experimental results. The noise cancellation performance of the in-ear low-frequency noise-cancelling earplugs is verified by the closed sound field experiment and the finite element simulations. Finally, the dual-flow channel structure and miniaturized in-ear low-frequency noise-cancelling earplugs have the performance of low-frequency anti-noise ventilation, reaching 66% and 100% of the 10 dB proportional bandwidth, and 68% of the air flow rate, and its structural thickness reaches 0.107λ and 0.11λ . The flow-through subwavelength structure has potential applications in large ventilated soundproof walls or in-ear noise-cancelling earplugs in the future.

Keywords: Acoustic transmission line, Low-frequency Anti-noise, ventilated acoustic sound-insulation structure, in-ear earplug

目錄



誌謝	I
中文摘要	II
ABSTRACT	III
目錄	IV
圖目錄	VI
表目錄	XI
Chapter 1 緒論	1
1.1 研究動機	1
1.2 文獻回顧	4
1.3 章節介紹	16
Chapter 2 理論	17
2.1 基本聲學理論	17
2.2 等截面積聲波導管	18
2.3 聲學傳輸線	20
2.4 聲學傳輸線損耗	25
Chapter 3 三維結構參數設計	34
3.1 比例頻寬	34
3.2 電路類比	35
3.3 結構設計	47
3.4 等效電路模擬	49
Chapter 4 有限元素模擬	53
4.1 穿透損失	53
4.2 插入損失	64
Chapter 5 實驗量測	70

5.1	穿透損失量測	70
5.1.1	試片規格	74
5.1.2	標準測試理論	77
5.1.3	麥克風校正	78
5.1.4	量測步驟	79
5.2	插入損失	82
5.2.1	試片規格	85
5.2.2	反射音場實驗方法	86
5.2.3	封閉音場實驗方式	89
Chapter 6	結果與討論	91
Chapter 7	結論與未來展望	97
7.1	結論	97
7.2	未來展望	98
參考文獻		99

圖目錄



圖 1-1	主動抗噪系統圖[1]	1
圖 1-2	多孔隙吸音材料[5]	2
圖 1-3	質量定理(Mass Law)[8]	3
圖 1-4	等效負質量密度材料[30].....	4
圖 1-5	等效負質量密度穿透係數頻譜圖[30]	5
圖 1-6	(a)薄膜結構示意圖 (b)等效質量密度(紅線為等效質量密度，綠色虛線為平均位移)[33]	6
圖 1-7	(a)薄膜式大型隔音板示意圖(b)穿透損失(STL)頻譜[34].....	6
圖 1-8	(a)亥姆霍茲共振器剖面圖(b)週期性亥姆霍茲共振器(c)等效體積模數實部與虛部[35].....	7
圖 1-9	(a)薄膜負等效質量密度(b)亥姆霍茲共振器負等效體積模數(c)將兩者結合形成雙負等效參數(d)穿透係數頻譜[36].....	8
圖 1-10	流通式亥姆霍茲共振器[40]	9
圖 1-11	流通式亥姆霍茲共振器之穿透損失頻譜[40]	9
圖 1-12	(a)單層緊湊式聲學亥姆霍茲共振器(b)雙層緊湊式聲學亥姆霍茲共振器(c)雙層緊湊式聲學亥姆霍茲共振器之穿透係數頻譜圖[41]	10
圖 1-13	多螺旋流道消音器[46]	11
圖 1-14	(a)穿透係數頻譜圖(b)聲壓分布圖(c)等效密度和體積模數頻譜圖(d)單極模態和偶極模態[46].....	11
圖 1-15	二維等效聲學折射率[46].....	12
圖 1-16	(a)通透式隔聲牆示意圖(b)結構單元示意圖[47]	12
圖 1-17	(a)多單元串聯耦合(b)穿透損失頻譜圖[47]	13
圖 1-18	(a)多流道結構單元示意圖(b)結構內部示意圖(c)二元結構單元[48]	14
圖 1-19	(a)結構單極模式與偶極模式(b)穿透損失頻譜圖(c)對應頻率之聲壓場分	

	布[48].....	14
圖 1-20	(a)實驗與模擬之穿透損失頻譜(b)多角度入射穿透損失頻譜[48].....	15
圖 2-1	圓柱座標系統下之無限長圓柱波導管示意圖	20
圖 2-2	不同截面積圓柱波導管	22
圖 2-3	不連續電感校正因子 $H(R_r)$ 與管道半徑比 R_r	23
圖 2-4	兩端開口波導管	24
圖 2-5	兩端開口波導管聲學電路模型	24
圖 2-6	無限長板於不同頻率下溫度變化曲線(虛線表示相應條件下邊界層)..	26
圖 2-7	ψ_{avg}^{cir} 與 ψ_{avg}^{slot} 相位	29
圖 2-8	ψ_{avg}^{cir} 與 ψ_{avg}^{slot} 大小	30
圖 2-9	ψ_{avg}^{slot} 、 ψ_{avg}^{cir} 與 $1 - \frac{2j}{\zeta g}$ 之振幅圖.....	32
圖 2-10	ψ_{avg}^{slot} 、 ψ_{avg}^{cir} 與 $1 - \frac{2j}{\zeta g}$ 之相位圖.....	33
圖 3-1	比例頻寬示意圖(S_{21}).....	34
圖 3-2	雙空氣流道結構之等效電路模型[58]	35
圖 3-3	奇模與偶模等效電路模型[58]	36
圖 3-4	結構與空氣流道參數示意圖	38
圖 3-5	特徵函數($Q_{l12}=3$ 和 $Q_{A12}=0.5$)	39
圖 3-6	不同 Q_A 之 S_{21} ($Q_{l12}=3$ 和 $Q_{A12}=0.5$)	39
圖 3-7	不同 Q_{l12} 之 S_{21} 色溫圖($Q_A=0.5$, $Q_{A12}=0.5$)	41
圖 3-8	不同 Q_A 之 S_{21} 色溫圖($Q_{l12}=3$, $Q_{A12}=0.5$)	42
圖 3-9	不同 Q_{A12} 之 S_{21} 色溫圖($Q_{l12}=3$, $Q_A=0.5$)	43
圖 3-10	(a)螺旋空氣流道示意圖(b)簡化等效電路模型	44

圖 3-11	同長度、截面積等效電路之 S_{21}	45
圖 3-12	(a)相同面積不同長度螺旋空氣流道與中央空氣流道(b)相同面積不同長度螺旋空氣流道之等效電路模型	46
圖 3-13	相同截面積具有不同長度之 S_{21}	46
圖 3-14	尺寸參數(a)整體結構外觀(b)空氣流道(c)空氣流道剖面圖	48
圖 3-15	直徑 10 cm 消音結構(a)前視圖(b)等角視圖	48
圖 3-16	直徑為 7 mm 三維結構(a)前視圖(b)等角視圖	49
圖 3-17	真實結構與 ADS 模形對應圖	51
圖 3-18	解析解與 ADS 之 S_{21} 比較	51
圖 4-1	三維模擬模型	54
圖 4-2	空氣流道之三維模型	54
圖 4-3	直徑 10cm 消聲結構之能量穿透 $ T ^2$ 與反射 $ R ^2$ 係數	56
圖 4-4	狹區聲學與熱-黏聲學之聲壓響應(SPL)比較圖	57
圖 4-5	理想狀態與狹區聲學穿透損失比較	58
圖 4-6	聲固耦合之三維模型	59
圖 4-7	聲固耦合與狹區聲學穿透損失比較	59
圖 4-8	修正前 ADS 與 COMSOL 穿透損失比較圖	61
圖 4-9	修正後 ADS 與 COMSOL 穿透損失比較圖	61
圖 4-10	(a)非通透式流道 (b) 結合通透式與非通透式流道	62
圖 4-11	非通透式流道之吸收率	62
圖 4-12	結合通透式與非通透式流道之吸收率	63
圖 4-13	結合通透式與非通透式流道之穿透損失	63
圖 4-14	直徑 7mm 入耳式消聲結構穿透損失圖	64
圖 4-15	(a)波導管截面(b)波導管側視圖	65

圖 4-16	耳膜阻抗	66
圖 4-17	波導管內部之 7mm 消聲結構示意圖	67
圖 4-18	波導管內部之 7mm 空心圓結構	67
圖 4-19	實驗組與對照組(空心圓)之插入損失	68
圖 4-20	實驗組與對照組(無放置結構)之插入損失	68
圖 4-21	插入損失與穿透損失頻譜圖	69
圖 4-22	彎曲式消聲結構	69
圖 5-1	BWSA 官方型號	70
圖 5-2	實驗量測系統示意圖	71
圖 5-3	麥克風(MPA416)規格	71
圖 5-4	資料擷取器(MC3242)規格	72
圖 5-5	擴大機(PA50)規格	73
圖 5-6	校正器(CA115)規格	74
圖 5-7	SH-8900H 固化機械性質	76
圖 5-8	直徑 10cm 消音結構實體圖	77
圖 5-9	麥克風靈敏度校正	80
圖 5-10	檢查每個麥克風之 SNR 值	80
圖 5-11	轉移函數校正	81
圖 5-12	量測實體圖	81
圖 5-13	人工耳(GRAS 43AG-9 Hi-Res Ear Simulator)	82
圖 5-14	聲音效準器(G.R.A.S. 42AG)	83
圖 5-15	反射音場實驗示意圖	84
圖 5-16	封閉音場實驗室意圖	84
圖 5-17	7 mm 消音結構實體圖	85
圖 5-18	7mm 空心圓結構實體圖	86

圖 5-19	反射音場實驗示意圖	87
圖 5-20	反射音場實驗組(7 mm 消音結構)	87
圖 5-21	反射音場對照組(a)空心圓結構(b)無放置任何結構	88
圖 5-22	反射音場之多孔隙材料耳塞	88
圖 5-23	封閉音場實驗圖	89
圖 5-24	封閉音場實驗組	90
圖 5-25	封閉音場對照組(a)空心圓結構(b)無放置任何結構	90
圖 6-1	10 cm 消音結構模擬與穿透損失量測結果	93
圖 6-2	10 cm 消音結構理想模型聲壓場(a)第一共振頻率(b)第二共振頻率 (c)第一反共振頻率 (d)第二反共振頻率	93
圖 6-3	10 cm 消音結構在 662 Hz 之聲壓場(a)狹區聲學模型(b)理想模型	94
圖 6-4	反射音場之實驗組與對照組(空心圓、無結構)之插入損失	94
圖 6-5	反射音場之 7mm 消聲器與對照組(耳塞、無結構)聲壓級比較	95
圖 6-6	封閉音場實驗組與對照組(無放置結構)之插入損失	95
圖 6-7	封閉音場實驗組與對照組(空心圓)之插入損失	96

表目錄

表 3-1	直徑 10 cm 消聲結構尺寸表	48
表 3-2	直徑 7 mm 消聲結構尺寸表(下標 s 為 7 mm 消聲結構)	49
表 3-3	在 25°C 時空氣特性參數	50
表 5-1	人工耳麥克風規格	82

Chapter 1 緒論



1.1 研究動機

在工業快速進展的時代下，科技日新月異，儘管科技帶給人們很多便利性，但是環境汙染也影響著人類的生活品質，近年來除了空氣汙染、水體汙染、能源汙染之外，噪音汙染，像是交通運輸、機械運轉，和工業生產，也是伴隨在人類的生活周遭，對於人類的身心造成許多的影響，所以在隔音工程上，如何有效的降低噪音，是本研究欲探討之主題。

聲音的降噪根據消音機制可以分為兩大類，一是主動式，二是被動式。近年來主動抗噪耳機盛行，許多研究人員將其應用在耳機上，其原理是在耳機內部放置能夠偵測音頻噪音的麥克風，將其接收到的聲音信號傳到控制電路裡進行訊號處理，再透過小型揚聲器發出與噪音源振幅相同，相位相反的聲波，與外界的聲波波產生相消性干涉，達到降噪的目的，其架構如圖 1-1 所示，不過其缺點除了價格昂貴之外，無法降噪所有聲音頻段，且有明顯的耳壓感，不過此產品仍就是一項保護聽力的優良選擇。

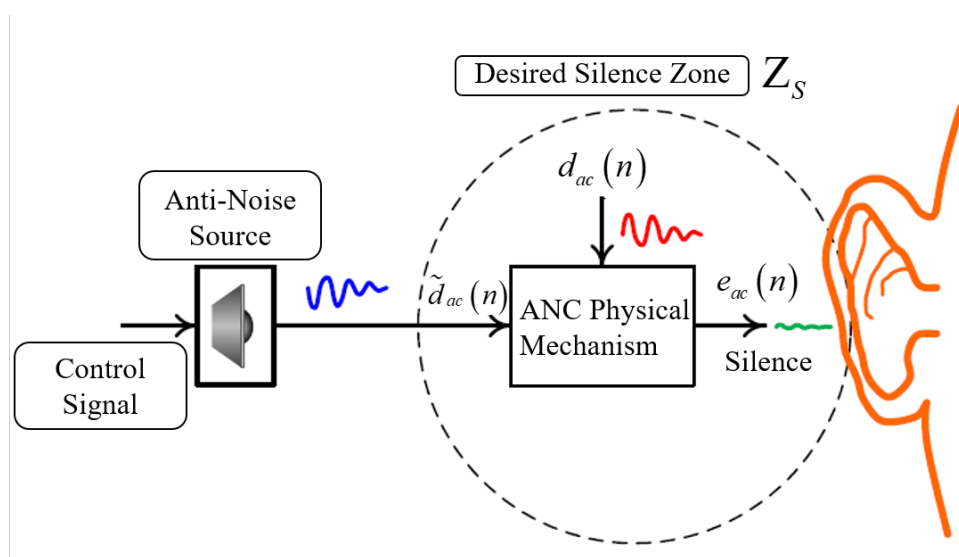


圖 1-1 主動抗噪系統圖[1]

傳統被動式隔音包括使用多孔材料或者是隔音板阻擋大部分的聲能[2]-[8]，多

孔材料吸收聲能來阻擋噪音，材料內部包含空腔、通道和孔隙如圖 1-2，當聲波傳遞至這些空隙時，因狹窄空隙導致聲能衰減，進而抵擋噪音穿透。另一種是透過實心板介面來反射聲能，只有少部分的能量可以藉由板的振動來傳遞能量至另一端，然而根據質量定理(Mass Law)，隔音能力會隨著頻率降低而下降，如圖 1-3。這兩種常規的方法可以透過結構厚度來實現隔音能力，但都存在通風能力差、低頻隔聲不良等缺點。

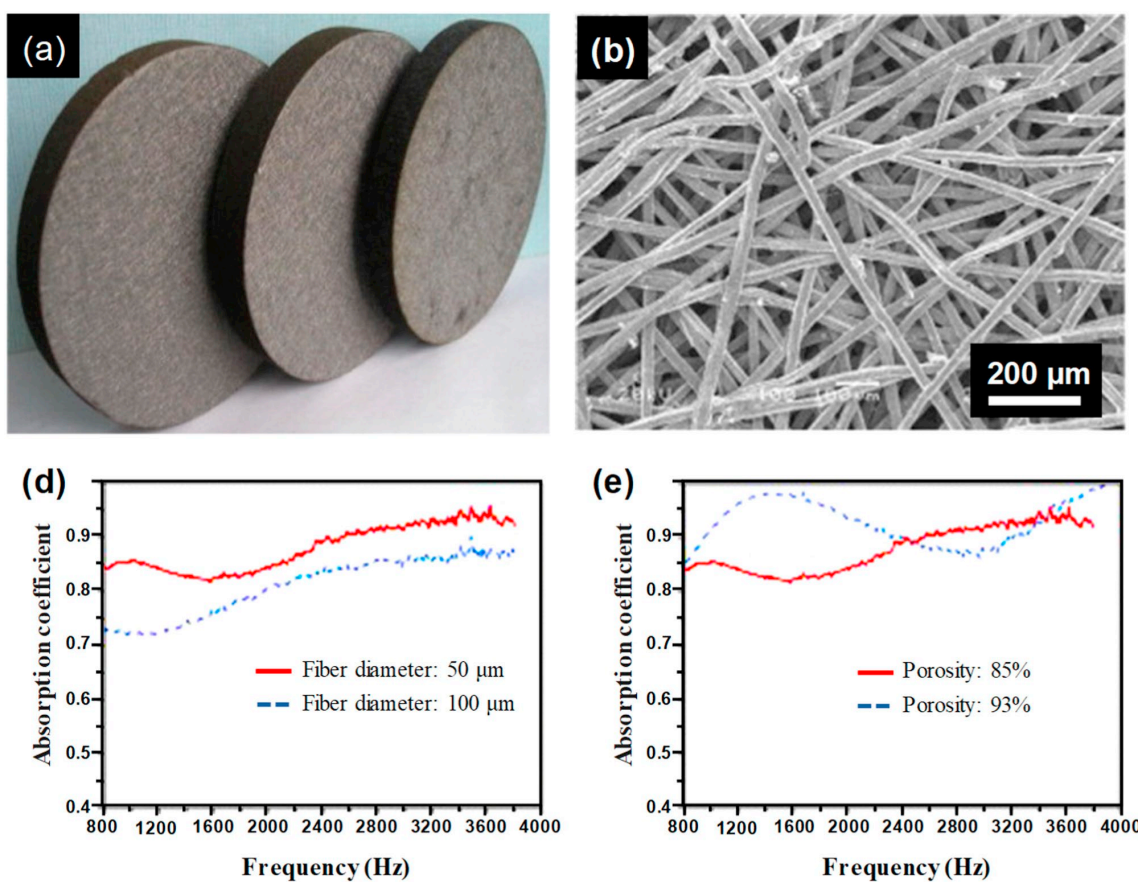


圖 1-2 多孔隙吸音材料[5]

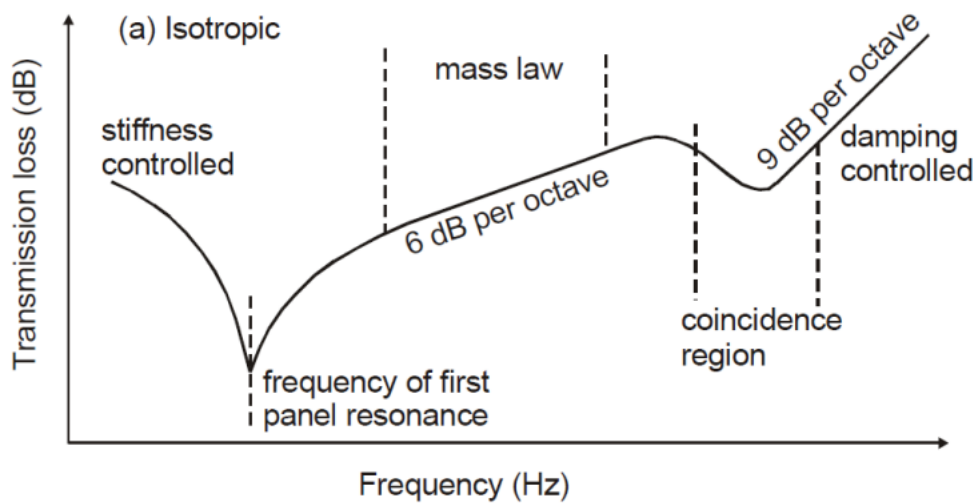


圖 1-3 質量定理(Mass Law)[8]

人耳對於聲壓級在各頻段有所不同[9]，在 500 Hz 至 3000 Hz 的範圍內少許的聲壓大小就能被人耳感知到，噪音在該頻段內容易影響人的身心，為了解決傳統被動式降噪的隔音牆需要厚重的材料且空氣不流通的缺點，本研究提出以聲學電路輔助計算結構參數，希望能夠處理人耳較敏感頻段的噪音。此外，在實驗量測上，因為阻抗管量測頻率之極限頻率範圍為 500-1800 Hz，所以頻率範圍選定 500-1500 Hz 設計消聲結構並應用於低頻抗噪入耳式耳塞，相比於隔音牆具有厚度上的優勢，且中心挖空的流道可以降低材料成本，達到寬頻消音和通風的效果，同時減緩傳統耳塞的悶熱感。

1.2 文獻回顧

近幾年來聲學超穎材料(Acoustic metamaterial)具備其獨特性而受到許多關注，出色的聲學特性為後續各種多功能應用提供了新的解決方案，例如：能量收集[10]-[12]、低頻聲衰減[13]-[19]、聲波聚焦[20]-[25]、聲學隱形[26]-[29]。超穎材料並非是自然界所存在的材料，而是透過人工設計之複合結構，利用其等效體積模數和等效質量密度進行聲波操縱，這些物理特性不取決於材料成分的固有特性，而是取決於超穎材料內部的結構幾何設計，當等效參數有一者為負時，使得波數呈現虛數，導致波傳呈現指數的衰減進而無法傳遞。

Liu[30]研究團隊透過局部共振型聲子晶體，展示出了等效負質量密度，實現以小尺寸控制長波長的目的，並與一般的聲子晶體能隙頻率相比，兩者相差了兩個數量級，該研究團隊在低頻處透過引入局部共振單元實現等效負密度。如圖 1-4 所示，該結構是由鉛塊外側以矽橡膠包覆，並將其組裝成立方體，這時橡膠的作用就相當於彈簧而鉛塊就成了質量塊，兩者在低頻時的相互運動，導致等效負質量密度的產生，在 400 Hz 頻率下，造成聲音傳遞的能量出現禁帶(band gap)，如圖 1-5 所示。

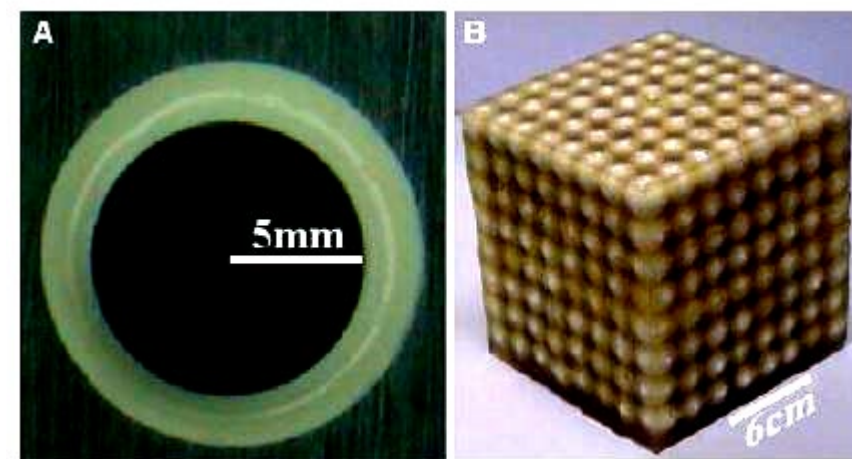


圖 1-4 等效負質量密度材料[30]

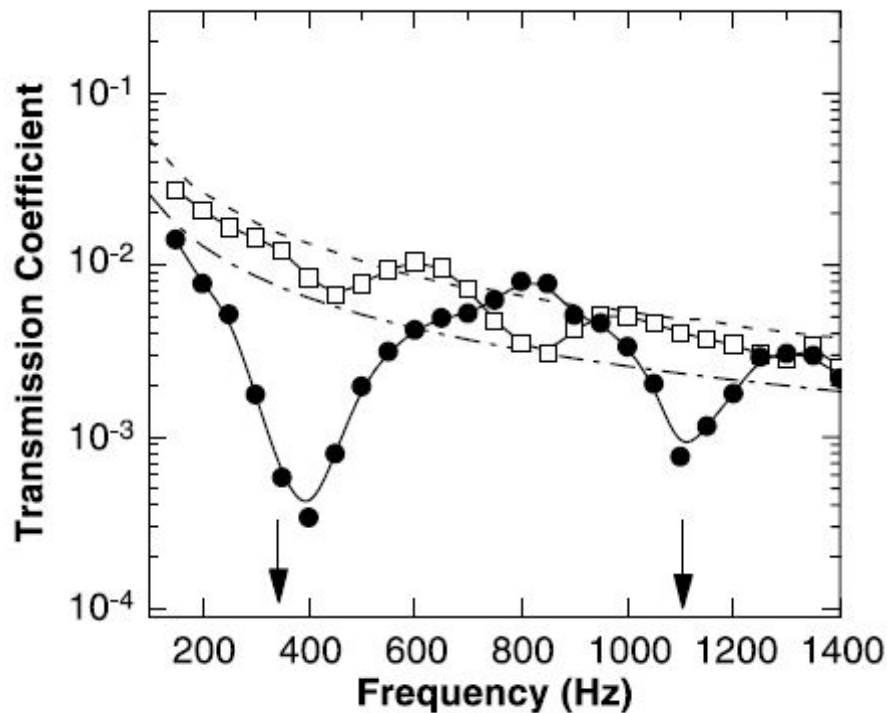
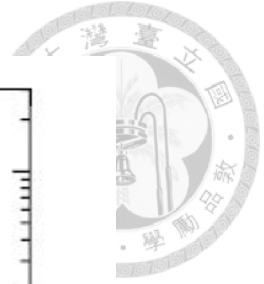


圖 1-5 等效負質量密度穿透係數頻譜圖[30]

為了獲得更低的消音頻率，許多研究團隊以薄膜的消聲方式達到更低頻率的消音[30]-[34]，Yang[33]等研究團隊提出薄膜型態，如圖 1-6(a)，該結構由張緊的薄膜、支撐架和附加質量塊所組成，在第一共振頻與第二共振頻(平均位移)之間的頻率範圍產生反共振頻峰值實現近乎全反射的效果。圖 1-6(b)表示，這種低頻反射是由負等效質量密度引起，在反共振峰，有效質量密度趨近無窮大，阻止了聲波穿透結構，這種尺寸雖然輕且為亞波長厚度，但其隔音效果仍難以實現寬頻消音。隨後王[34]等人，設計了大型隔音邊長為 0.8 m 的結構使用多個單元諧振耦合，如圖 1-7(a)。圖 1-7(b)顯示出此結構在低頻產生多個穿透損失峰值且擁有良好的隔音頻寬，雖然仍需較大面積來實現多單元諧振耦合，不過此種設計方法仍可以大規模的推廣在寬帶低頻隔音的應用。

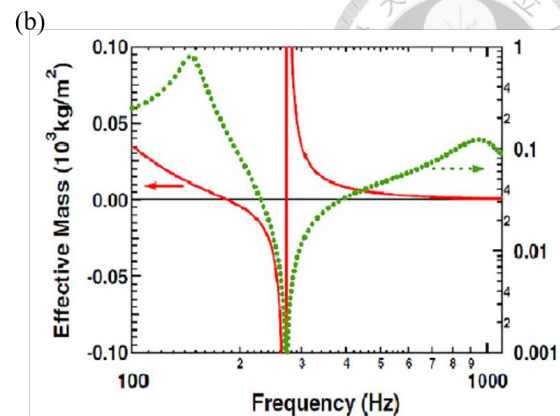
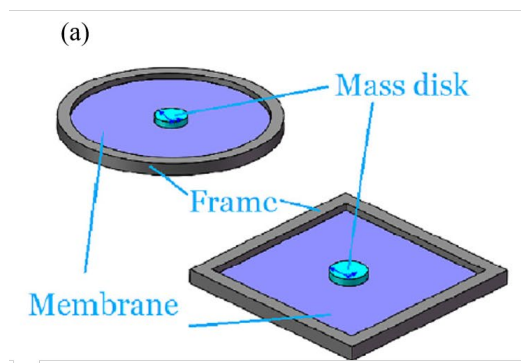


圖 1-6 (a)薄膜結構示意圖 (b)等效質量密度(紅線為等效質量密度，綠色虛線為平均位移)[33]

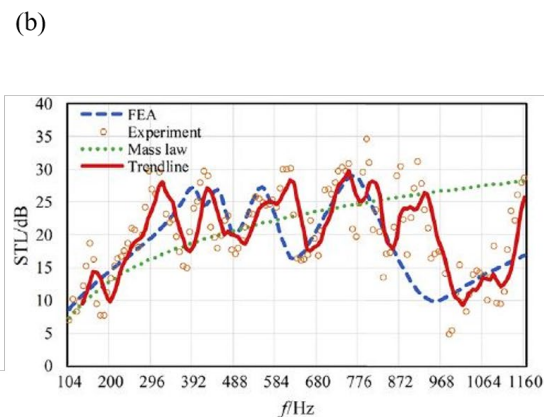
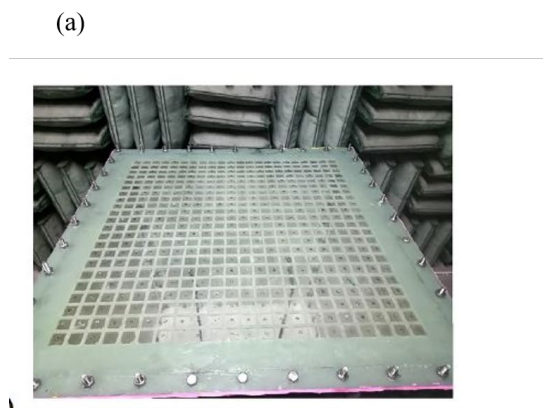


圖 1-7 (a)薄膜式大型隔音板示意圖(b)穿透損失(STL)頻譜[34]

Fang[35]等研究團隊透過亥姆霍茲共振器(Helmholtz resonator)，如圖 1-8(b)，於一維方向上周期性排列，如圖 1-8(b)，並在波導管一側藉由聲壓源激發亥姆霍茲共振器的共振頻率，該團隊透過實驗發現在亥姆霍茲共振器短管處的聲波恰好與聲源傳遞的聲波相位相差 180° ，產生相消性干涉，並藉由穿透係數頻譜得出當達到亥姆霍茲共振器之共振頻率時，負等效體積模數就會出現，如圖 1-8(c)。負體積模數並不會以靜態的方式呈現，皆是結構的動態特性。

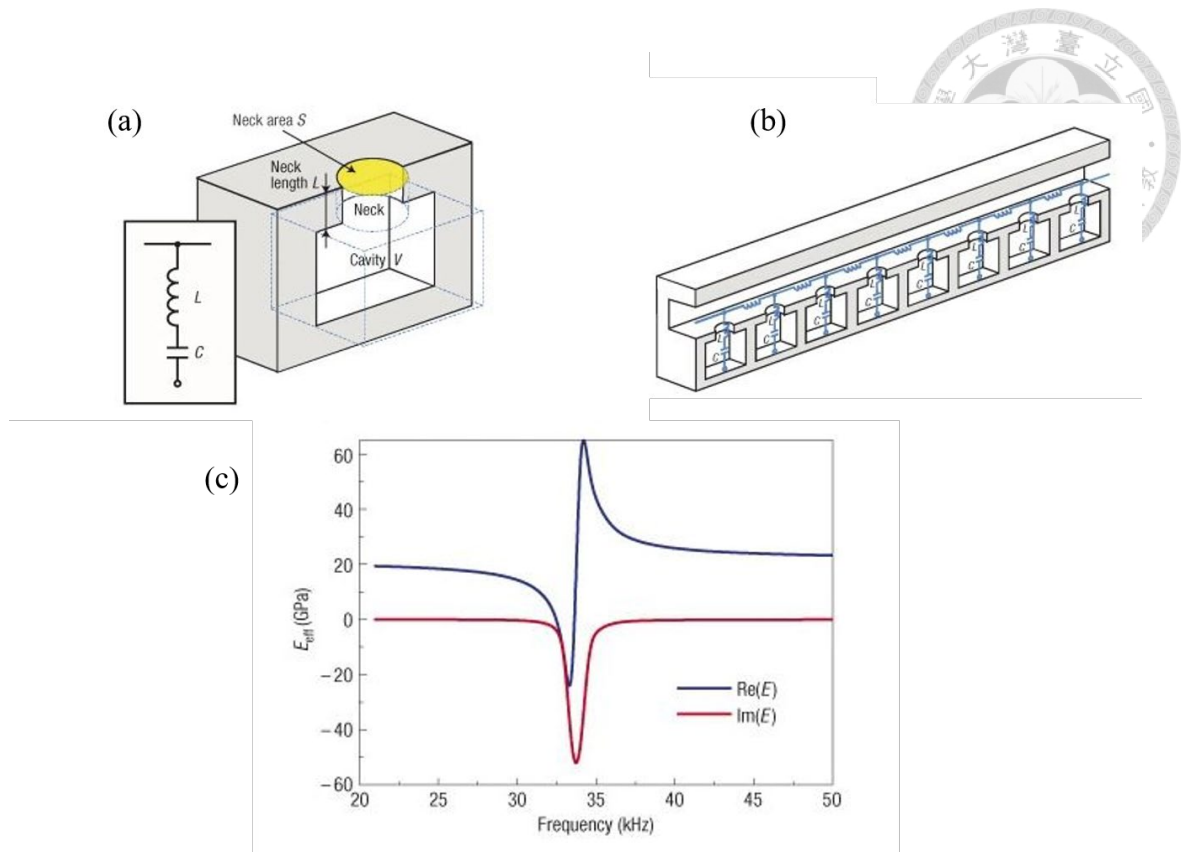


圖 1-8 (a) 亥姆霍茲共振器剖面圖(b)週期性亥姆霍茲共振器(c)等效體積模數實部與虛部[35]

2011 年由 Lee[36]等研究團隊成功製作出雙負的超穎材料，透過薄膜與在旁支設置亥姆霍茲共振器達到負等效質量密度與負體積模數，如圖 1-9(c)所示，此結構具有兩個截止頻率，當 $f_{SH} < f < f_c$ 時，結構會出現單負等效質量密度(Single Negative)，由圖 1-9(d)可看出在該頻段內聲波會快速遞減形成窄頻消音。當 $f > f_c$ ，結構的等效參數為雙正(Double Positive)產生聲音通透，對於 $f < f_{SH}$ 也具有此特性。上述的等效參數特性，只會出現在動態響應上，並不會以靜態的方式呈現。不論是負等效質量密度或等效體積模數都是在一般材料中所不具備的特性，因此這些動態特性能夠實現次波長窄頻消音或聲學聚焦等等，解決現有材料的不足，為應用層面上提供了很好的便利性。

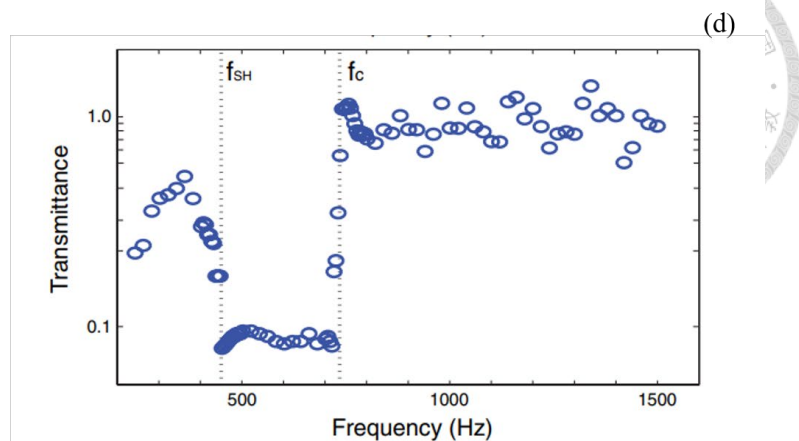
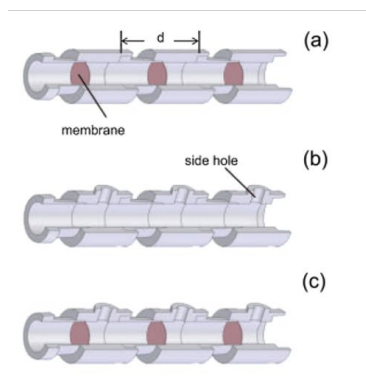


圖 1-9 (a)薄膜負等效質量密度(b)亥姆霍茲共振器負等效體積模數(c)將兩者結合形成雙負等效參數(d)穿透係數頻譜[36]

為了追求透氣且隔音裝置，許多學者投入大量研究並將其視為兩類，局部共振的通風結構[37]-[41]和 Fano 共振干擾[42]-[48]。其中局部共振的消音結構以亥姆霍茲共振器最為出名，在共振頻率下與聲波強烈相互作用以達到消音目的，而 Fano 共振干擾是以連續態背景散射場與離散態的共振散射場結合而成的，由於穿透係數頻譜呈現不對稱的傳輸，類似於 Fano 樣的干涉現象，造成聲波的衰減。在大部分的文獻中大致透過等效折射率[44]、有效介質理論[49]-[51]以及格林特徵函數展開[52]-[54]分析聲波傳遞，進而將參數最佳化。

Kumar 等研究團隊[40]展示了利用一個利用諧振單元來增加吸收率和減少穿透係數的案例，該消音裝置具有類似亥姆霍茲共振器與中央空氣流道組成，其結構如圖 1-10。實現了在 1000 Hz 時具有 18 dB 的法向傳遞損失和在 854 Hz 有高達 0.96%的吸收率，如圖 1-11。雖然具有良好的 10 dB 消聲頻寬，不過在波傳方向有厚度優勢但如果要往低頻消音的話，但需要增加空腔體積導致整體的體積增加。

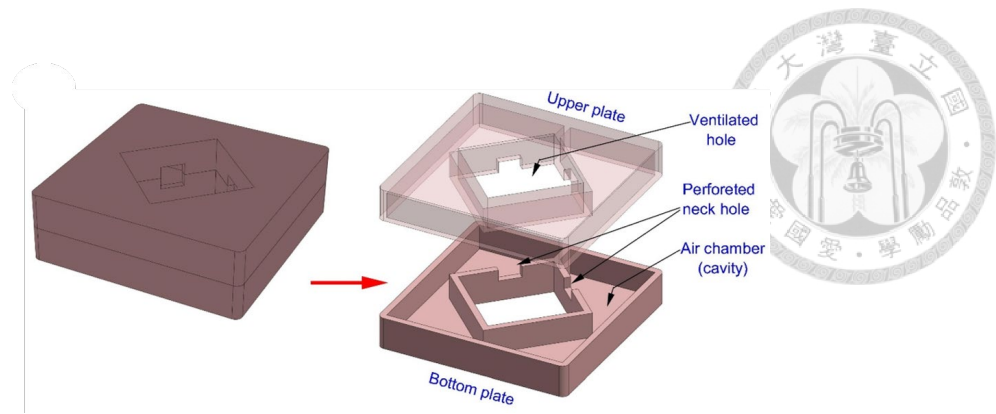


圖 1-10 流通式亥姆霍茲共振器[40]

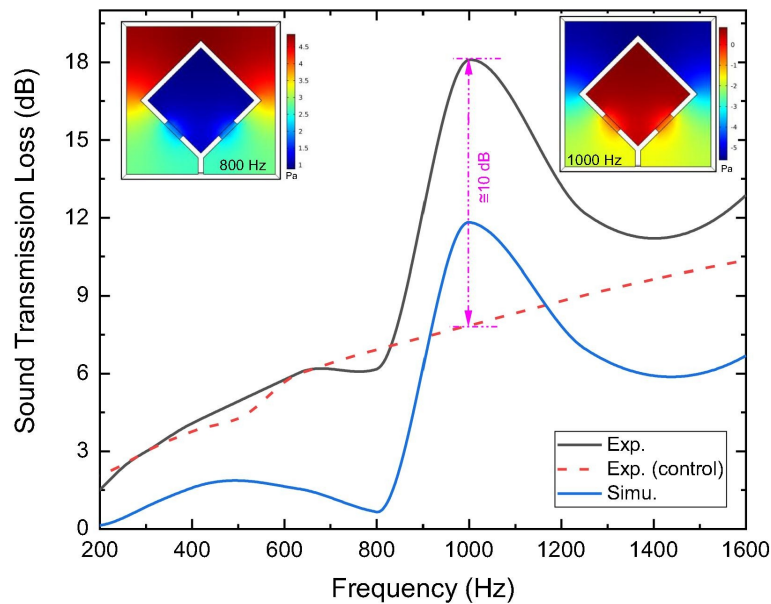


圖 1-11 流通式亥姆霍茲共振器之穿透損失頻譜[40]

H,Nguyen[41]等研究團隊提出利用多個亥姆霍茲諧振器，如圖 1-12 (a)，設計出以不同大小的諧振器來產生多個諧振頻率，並將其組裝成次波長雙層狹縫型亥姆霍茲諧振器，如圖 1-12(b)，達到寬帶低頻消音，同時以中央圓柱管保持通風。根據圖 1-12(c)的穿透損失頻譜可看出該團隊利用亥姆霍茲諧振器，並考慮熱黏損效應來增加整體的消音頻寬並避免頻率的失諧，在 480-950 Hz 該結構具有超過 30 dB 的穿透損失，最大的穿透損失值超過 50 dB，並保持良好的通風性能。此結構在波傳方向上具有厚度優勢，不過卻要增加整體體積來達成多個亥姆霍茲諧振器以實現寬頻消音，該團隊仍就替緊湊型消音器的未來開闢了一條平坦的道路。

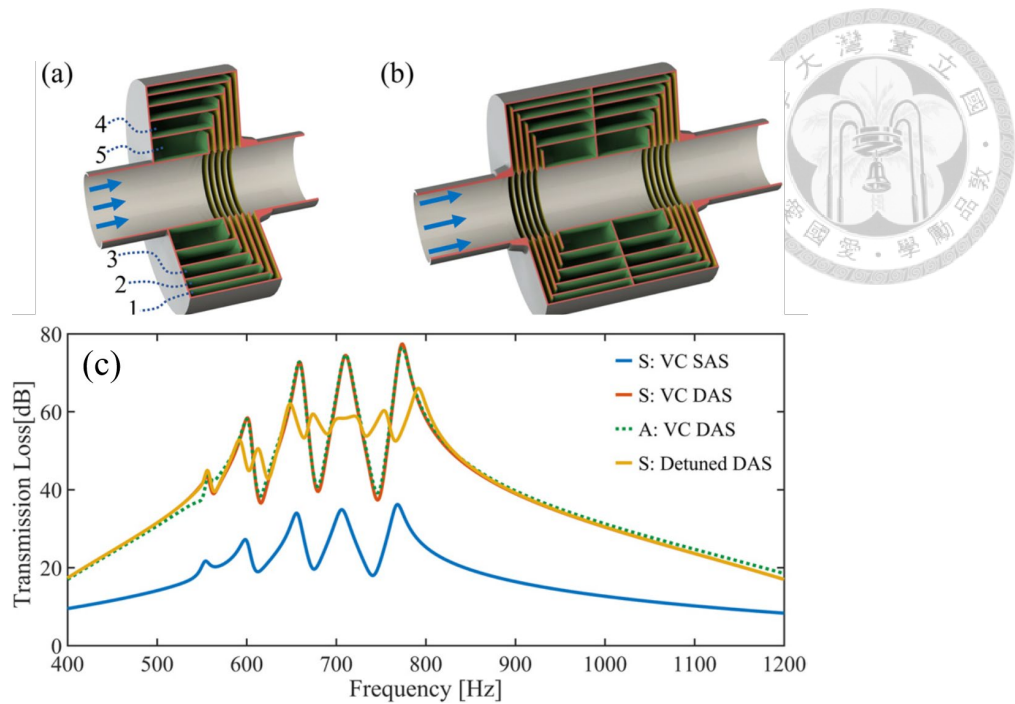


圖 1-12 (a)單層緊湊式聲學亥姆霍茲共振器(b)雙層緊湊式聲學亥姆霍茲共振器(c)

雙層緊湊式聲學亥姆霍茲共振器之穿透係數頻譜圖[41]

在 Z,Xu[46]等研究團隊的研究下，解決 Fano 干擾的窄頻消音[42]的問題，並利用多螺旋空氣流道產生連續 Fano 共振，該機制具有用於寬頻聲音衰減的效果。該研究團隊設計螺紋在圓柱流道外側，使中央結構能調整長度，達到可調變式的低頻消聲器，如圖 1-13。在 425-865 Hz 中具有 90 % (10 dB) 的聲衰減，如圖 1-14(a)，並在各種螺旋結構組合下具有高通風性能，且對於多角度入射也有良好的隔音效果。作者利用等效折射率[44]的方式結合多介質層理論[49]，先由有限元素法計算三維模型之穿透係數頻譜，接著以穿透係數的第一共振頻率與最小值，再反推成等效折射率和質量密度，進一步簡化成二維模型並探討聲波衰減的物理特性以及參數設計，如圖 1-15，能以等效折射率的方式計算出此結果，主要原因為螺旋結構在低於頻率範圍下是無頻散現象[44]，最後作者透過等效質量密度與體積模數的方法解釋該頻段消音的現象，如圖 1-14(b)，而等效參數也必須從穿透係數與反射係數反算。此外，藉由單極模態與偶極模態，如圖 1-14(d)，證明在兩個模態的頻率範圍內具有寬頻、低穿透的頻譜。但該文章皆是以反算的方式來調整低頻消聲與最

佳頻寬。文章內也說明透過等效方式求解折射率與透過轉移函數所求解的折射率，兩個方法所求出的結果存在不可忽略的誤差，雖然在設計尺寸上會與原本目標頻段有所偏差也未考慮熱黏邊界層損耗的影響，但簡化成二維模型可以利於計算多角度入射與減少 FEM 的計算量。

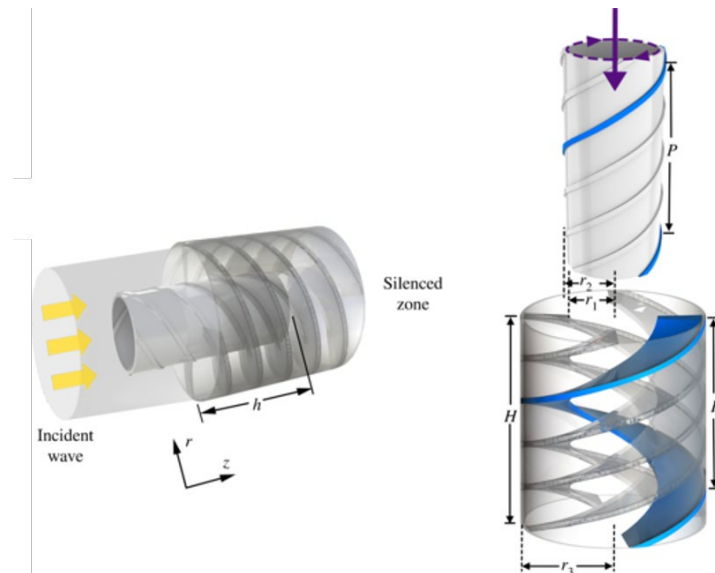


圖 1-13 多螺旋流道消音器[46]

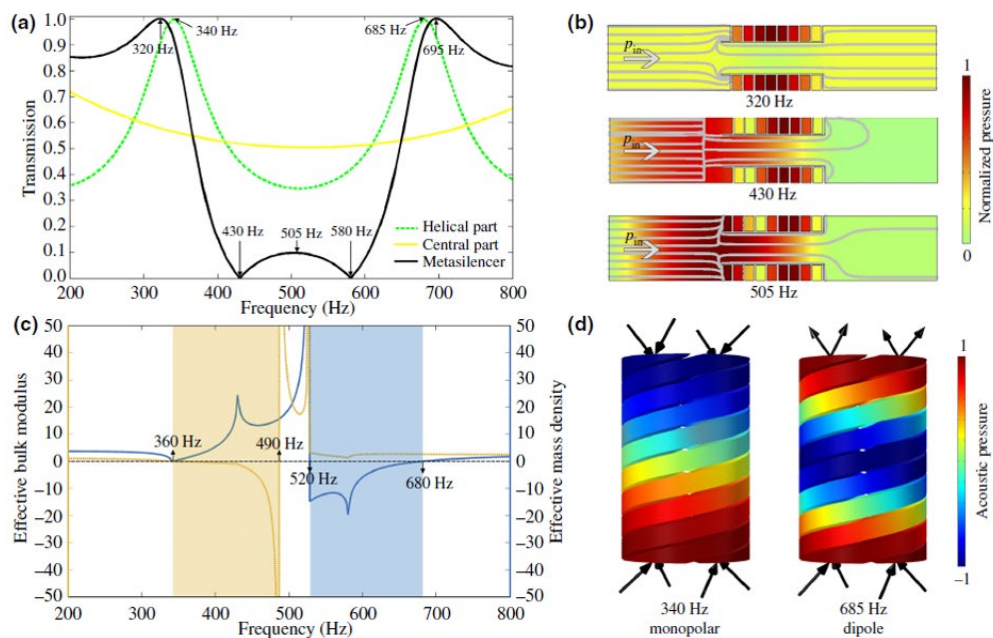


圖 1-14 (a)穿透係數頻譜圖(b)聲壓分布圖(c)等效密度和體積模數頻譜圖(d)單極模態和偶極模態[46]

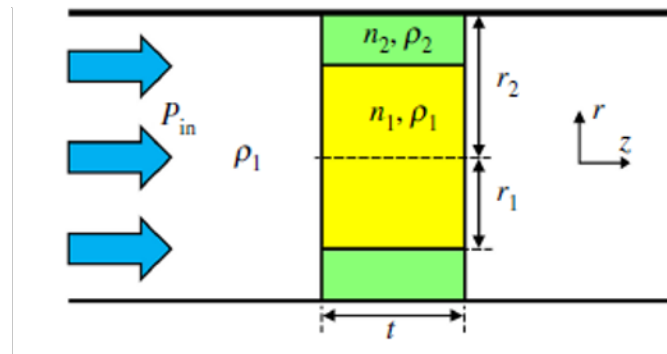


圖 1-15 二維等效聲學折射率[46]

Q,wu[47]等研究團隊利用結構單元，如圖 1-16(b)，透過每個單元的消音範圍，組成超寬帶之聲音屏障，如圖 1-17(a)，每個單元產生 Fano 干擾，並將黏性泡沫層放置在結構中，在 440-3850 Hz 產生超過 10 dB 的穿透損失，涵蓋了 9 個三倍頻，如圖 1-17(b)，成功實現通風、寬帶低頻消音。此種串聯方式提供在波傳方向上耦合展現出很好的潛力，針對單元間的厚度調整也能達到調變消聲頻段的效果。

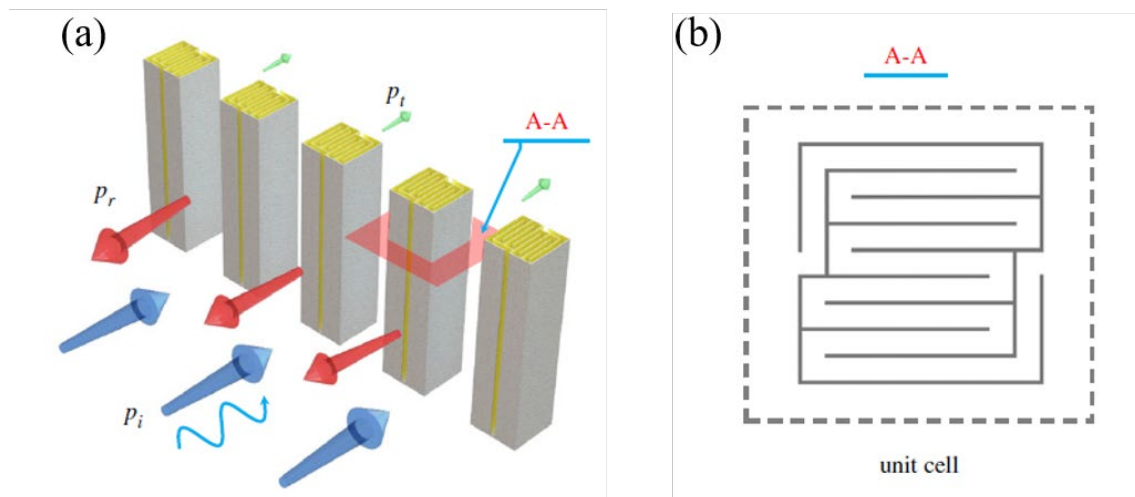


圖 1-16 (a)通透式隔聲牆示意圖(b)結構單元示意圖[47]

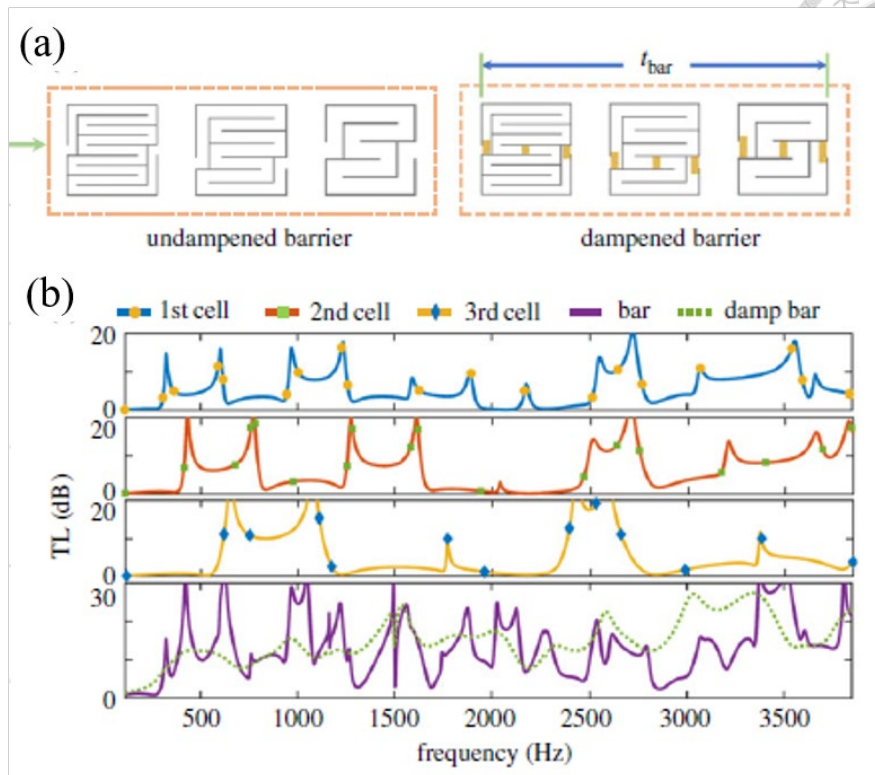


圖 1-17 (a)多單元串聯耦合(b)穿透損失頻譜圖[47]

Sun[48]等研究團隊提出螺旋流道，如圖 1-18(a)與圖 1-18(b)所示，藉由有效介質理論框架分成兩個單元具有不同的折射率 n_1 與 n_2 ，如圖 1-18(c)所示，並透過格林函數來解析一維模型的單極模式(monopolar mode)與偶極模式(dipolar mode)，當單極模式與偶極模式相等時，如圖 1-19(a)，會使得有效波傳常數趨近於無窮大的虛數，而無法傳遞聲波，由圖 1-19(b)可知，在 1006 Hz 與 1326 Hz 為穿透損失頻譜的兩個峰值，約為 70 dB 與 79 dB;在 900-1418 Hz 也擁有良好的消音頻寬。圖 1-19(c)為不同頻率下的聲壓分布，在 1006 Hz 與 1326 Hz，可看中央流道與螺旋流道產生相位差引起聲波相消性干涉，使得結構右邊聲場幾乎降至 0。圖 1-20(a)為實驗結果與理論結果，兩者的結果無法吻合其原因為該研究團隊求解方法是透過格林特徵函數展開計算結構的表面反應(Surface response)，未考慮空氣在管壁摩擦引起的熱黏損效應，而在該理論上也難以計算管道中的熱黏損效應。圖 1-20(b)

說明二元單元在正向入射上與斜向入射上的濾波效果不隨著角度的改變而變化過大，甚至在相同頻率下斜向入射比正向入射有更好的隔音效果。

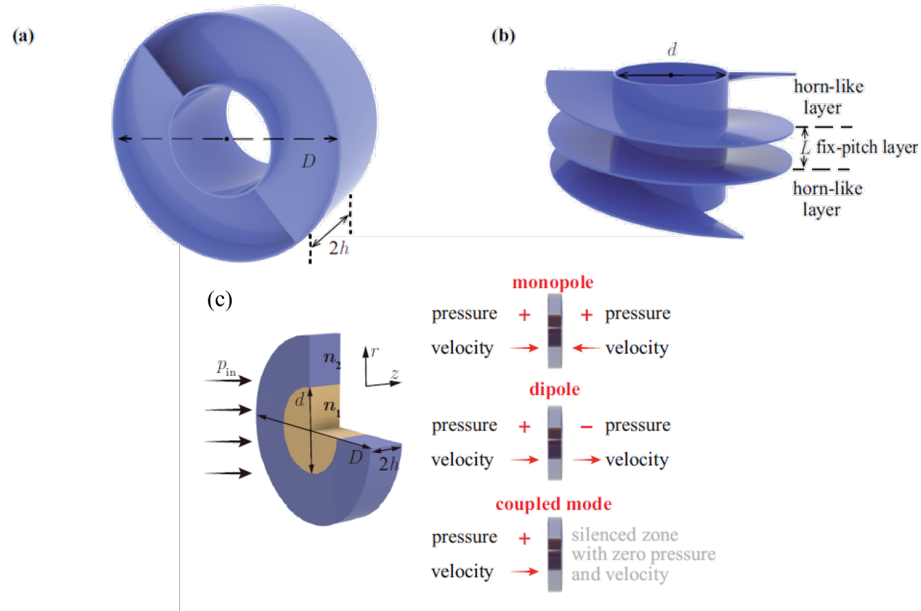


圖 1-18 (a)多流道結構單元示意圖(b)結構內部示意圖(c)二元結構單元[48]

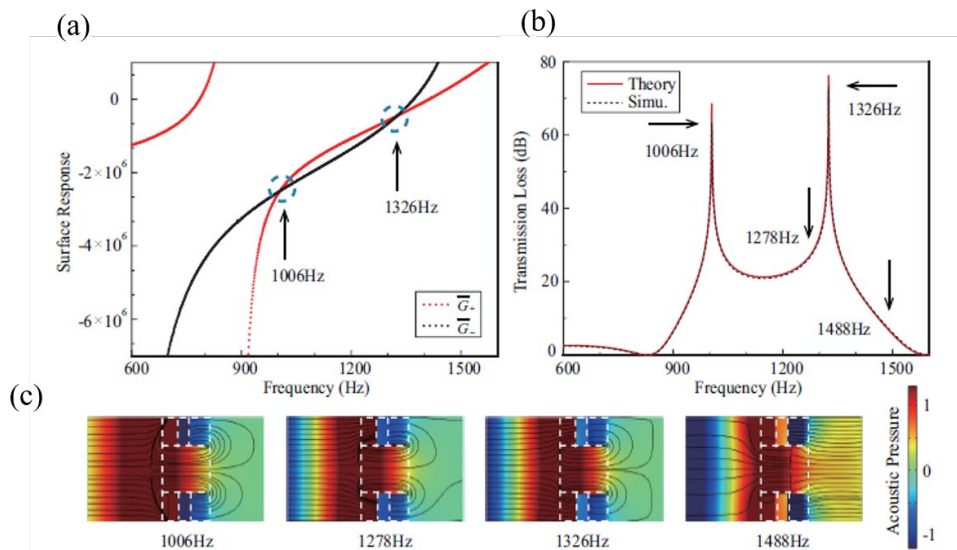


圖 1-19 (a)結構單極模式與偶極模式(b)穿透損失頻譜圖(c)對應頻率之聲壓場分布

[48]

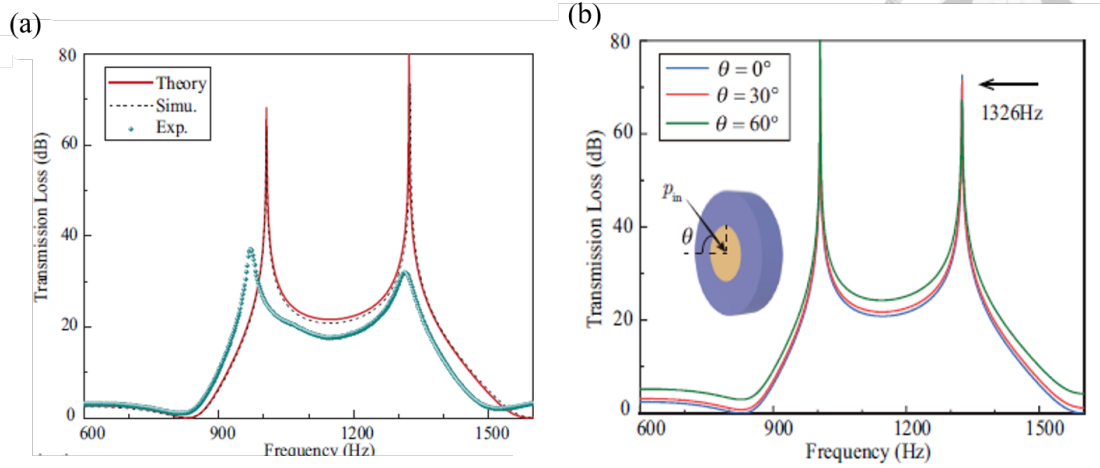


圖 1-20 (a)實驗與模擬之穿透損失頻譜(b)多角度入射穿透損失頻譜[48]



1.3 章節介紹

本論文利用等效電路方式計算次波長聲學結構之穿透損失，並透過該方式開發低頻抗噪入耳式耳塞，最後以插入損失實驗做驗證，能否以穿透損失快速預估消聲的效果。

本研究將循序說明各章節內容，本文第二章為理論，由聲學理論出發，介紹任意形狀管道藉由聲學傳輸線模型並考量聲學傳輸線損耗以及聲學輻射組抗，建構完整聲學傳輸線的基本架構。第三章透過奇偶解析並聯之聲學傳輸線，並將幾何參數化來探討其消音效果，解釋如何有效的設計消音結構，接著透過電路模擬軟體與理論進行驗證。第四章為有限元素模擬，透過 FEM 分析聲固耦合與熱黏-聲學，將模型簡化成單一因變數來計算，並與第三章等效電路做驗證，另外以封閉音場模擬計算結構之插入損失，對照其穿透損失是否能預估消音頻寬，最後與第五章實驗量測結果對照，驗證理論與模擬之準確性。第五章為實驗量測介紹各儀器以及實驗架設。第六章為分成兩個部分，第一部分以穿透損失驗證有限元素法與等效電路模擬之可行性，接著透過入耳式耳塞與無放置任何結構在人工耳內量測其反射音場與封閉音場之插入損失，最後以封閉音場的方式確認實驗與模擬的準確性，有利於對未來的應用奠定穩固的基礎。最後第六章為結果與討論。第七章為結論與未來展望。



Chapter 2 理論

2.1 基本聲學理論

本小節，會先推導出聲音的波動方程。為了簡化問題，假設聲波在可壓縮的非黏性流體介質中傳遞，並且滿足以下假設條件。

1. 介質為理想流體，即介質中不含黏滯性，聲波在理想介質傳遞下無能量損失
2. 不考慮重力影響
3. 運動位移梯度很小，即密度變化小
4. 流體無平均流速，粒子在原地來回振動
5. 聲波傳遞時，介質中疏密過程為絕熱的，即不會在傳遞過程中產生熱交換。

1. 狀態方程式

根據上述聲波的傳遞為絕熱過程，可以得到壓力 P 為密度 ρ 的函數

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (2-1)$$

其中 P 為大氣平均壓力 P_0 和聲壓 p 的總和， ρ 為受聲壓影響之密度， γ 為絕熱指數，在理想氣體下其值為 1.4。因為聲壓相比於大氣壓力為極小值，將(2-1)以泰勒級數展，並忽略高階項，可得狀態方程式

$$p = P - P_0 \cong \rho_0 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_0} \right)_{\rho_0} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) = \xi s \quad (2-2)$$

其中 s 為密度變化的比例， ξ 為體積模數

2. 連續方程式

若有一固定體積為 $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ ，流體以 $+x$ 方向移動，可將 x 方向上的質量流率寫成

$$\left\{ \rho u_x - \left[p u_x + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} dx \right] \right\} dy dz = - \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} dV \quad (2-3)$$



將 y 與 z 方向加上，可寫成

$$-\left[\nabla \cdot (\rho \vec{u})\right] dV = \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \quad (2-4)$$

將密度變化比例 s 代入(2-4)，因 s 與 \vec{u} 皆很小，可得到下式

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2-5)$$

3. 尤拉方程式

尤拉方程為描述受力後的流體粒子，加速度與力的關係，若忽略重力影響可寫為

$$-\nabla P = \rho_0 (1+s) \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) \quad (2-6)$$

上式為非線性的尤拉方程式，若 $\left| (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right| \ll \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$ 和密度變化比例 $|s| \ll 1$ ，可推出線性尤拉方程式

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\nabla p \quad (2-7)$$

將上述推導的運動方程式、連續方程式以及狀態方程式的三個基本方程式，可簡化成

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (2-8)$$

其中聲速為 $c = \sqrt{\xi / \rho_0}$

2.2 等截面積聲波導管

本章節討論等截面積之聲波導管，因阻抗管量測實驗為圓形截面，所以透過波動方程式來求解管內的聲壓分佈，為了方便分析，採用圓柱座標系統來求解。設有一半徑為 a 的圓柱導管，一端延伸至無限遠，其原點 O 定在圓管左邊，徑向座標為 r ，角度方向為 θ ，軸向為 z ，如圖 2-1 所示。將(2-8)變換成在圓柱座標系統的波動方程式，經分離變數後可表示為



$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} \right) + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (2-9)$$

令解為

$$\tilde{p} = R(r)\Theta(\theta)Z(z)e^{j\omega t} \quad (2-10)$$

其中 ω 角頻率，並假設管壁為硬邊界，即在 $r=a$ 處，徑向速度為零

$$\left. \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r} \right|_{r=a} = 0 \quad (2-11)$$

將(2-10)代入(2-9)並透過(2-11)的邊界條件可解出管內的聲壓

$$p_{mn} = \tilde{A}_{mn} \cos(m\theta) J_m(K_{mn}r) e^{j(\omega t - k_z z)} \quad (2-12)$$

其中 p_{mn} 為 (m,n) 的模態下的聲壓， \tilde{A}_{mn} 為模態下的振幅， $J_m(K_{mn}r)$ 為 m 階第一類貝索函數， k_z 為波數在 z 方向上的分量，藉由邊界條件可以決定 $J_m(K_{mn}r)$ 的階數

$$k_z^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - K_{mn}^2 \quad (2-13)$$

$$K_{mn} = \frac{j'_{mn}}{a} \quad (2-14)$$

其中 K_{mn} 為徑向與軸向合成之波數分量， j'_{mn} 為 m 階第一類貝索函數之極值，由

$$(2-13) \text{ 可得出當 } k_z^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - K_{mn}^2 > 0, \text{ 為沿 } z \text{ 方向傳遞；如果 } k_z^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - K_{mn}^2 < 0,$$

那麼(2-12)就變成

$$\tilde{p}_{mn} = \tilde{A}_{mn} \cos(m\theta) J_m(K_{mn}r) e^{-\left[K_{mn}^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} e^{j\omega t} \quad (2-15)$$

(2-15)顯然不是沿 z 軸方向傳遞的聲波，而是在 z 軸方向做衰減的整體振動，由此我們可以將管中的沿 z 方向傳遞聲波歸類成

$$\omega > \omega_{cutoff} \quad (2-16)$$



$$f > f_{cutoff} \quad (2-17)$$

這裡 $\omega = 2\pi f$ ，我們稱 f_{cutoff} 為截止頻率，將(2-13)整理成

$$f_{cutoff} = \frac{j'_{mn} c}{2\pi a} \quad (2-18)$$

當低於第一(1,0)模態頻率時

$$f < \frac{1.84c}{2\pi a} \quad (2-19)$$

此時管內只會存在(0,0)，沿著 z 方向的平面波

$$\tilde{p}_{(0,0)} = \tilde{A}_{(0,0)} e^{j(\omega t - k_z z)} \quad (2-20)$$

平面波特徵為在垂直 z 方向的平面上聲壓的振幅、相位都相等

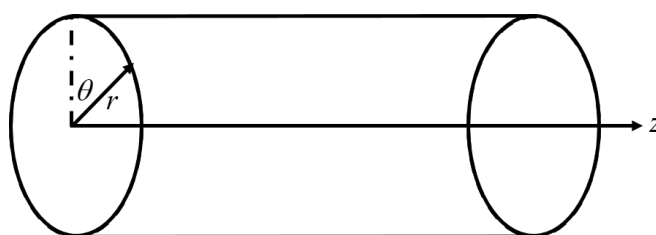


圖 2-1 圓柱座標系統下之無限長圓柱波導管示意圖

2.3 聲學傳輸線

聲學電路在開發產品上是蠻常使用的分析方法，但傳統的集總參數模型，僅適用於幾何尺寸遠小於波長，因此傳輸線模型[55]-[59]必須建立在傳播方向上沒有尺寸約束的模型，此模型只需要幾何參數，就可以達到在幾秒鐘內完成求解，而有限元素法則需要幾個小時才能在相同的取樣頻率下求解。由於聲波在無平均流速的可壓縮無黏性流體中傳播，且低於管道的截止頻率，只存在唯一的平面波，那麼可將(2-20)、(2-7)並考慮反射波、寫成以下形式

$$p(x) = p^+ e^{-jkx} + p^- e^{jkx} \quad (2-21)$$

$$u(x) = \frac{1}{\rho_0 c} (p^+ e^{-jkx} - p^- e^{jkx}) \quad (2-22)$$

其中 k 為波數等於 $\frac{\omega}{c}$ ， $p^+ e^{-jkx}$ 為往 $+x$ 方向的行波， $p^- e^{jkx}$ 為往 $-x$ 方向的行波，假

設管口位於座標原點，管長為 l ，截面積為 A ，在末端處 l 有一聲阻抗為 Z_{sl} ，定義

聲阻抗為聲壓除以體積速度，所以管中任一點的聲阻抗為

$$Z_s = \frac{\tilde{p}}{A\tilde{u}} = \frac{\rho_0 c}{A} \frac{p^+ e^{-jkx} + p^- e^{jkx}}{p^+ e^{-jkx} - p^- e^{jkx}} \quad (2-23)$$

已知管末端處 l 有一聲阻抗為 Z_{sl} ，所以

$$Z_{sl} = \frac{\rho_0 c}{A} \frac{p^+ e^{-jkl} + p^- e^{jkl}}{p^+ e^{-jkl} - p^- e^{jkl}} \quad (2-24)$$

將 $x=0$ 代入(2-23)可得管口聲阻抗

$$Z_{s0} = \frac{\rho_0 c}{A} \frac{p^+ + p^-}{p^+ - p^-} \quad (2-25)$$

聯合(2-24)和(2-25)得到

$$Z_{s0} = \frac{\rho_0 c}{A} \frac{Z_{sl} + j \frac{\rho_0 c}{A} \tan kl}{\frac{\rho_0 c}{A} + j Z_{sl} \tan kl} \quad (2-26)$$

Z_{s0} 稱之為管的輸入阻抗，當管道為無限長時，只有 p^+ 存在，因為沒有反射，所以

沒有往 $-x$ 方向傳遞的波，那麼可將(2-25)改寫成

$$Z_0 = \frac{\rho_0 c}{A} \quad (2-27)$$

在這種情況下，輸入阻抗定義為特徵阻抗 Z_0 ，將(2-27)代入(2-26)可簡化成

$$Z_{s0} = Z_0 \frac{Z_{sl} + j Z_0 \tan kl}{Z_0 + j Z_{sl} \tan kl} \quad (2-28)$$

當管兩端開口，即在 $x=l$ 處 $Z_{sl}=0$ ，輸入阻抗可以寫成



$$Z_{s0} = jZ_0 \tan(kl) \quad (2-29)$$

當 $kl = n\pi$ 時， n 為正整數， $Z_{s0} = 0$ ，意味著壓力很小卻能激發粒子震動，稱之為管道共振，在這條件下的振動頻率，就是其共振頻率。在設計上可以透過共振頻率來推估管道的有效長度。

$$f_{eig} = \frac{nc}{2l} \quad (2-30)$$

此外，在聲學傳輸線系統中，當聲波由在原先的阻抗管內傳遞時，連接至不同截面積的管道時，由於連接處的變化，這時就必須考慮到額外的輻射阻抗，其輻射阻抗可等效為一不連續電感[60]。這裡考慮一個半徑為 r 的管道直接連接到半徑為 R 的管道來求解連接處的輻射阻抗，如圖 2-2 所示，其中 R 的半徑大於 r 。由下列式子可以得到不連續電感的方程式

$$L(R_r) = \frac{8\rho}{3\pi^2 r} H(R_r) \quad (2-31)$$

$$H(R_r) = \frac{3\pi}{2} \sum_{i=1}^n \frac{1}{x_i R_r} \left(\frac{J_1(x_i R_r)}{x_i J_0(x_i)} \right)^2 \quad (2-32)$$

$$R_r = \frac{r}{R} \quad (2-33)$$

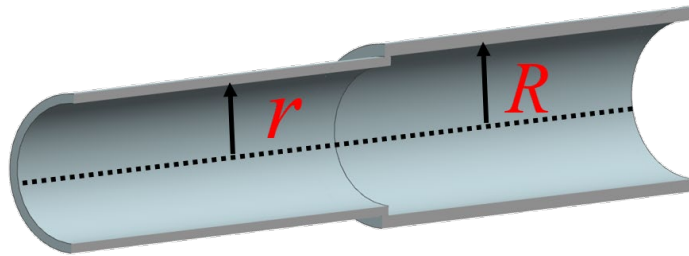


圖 2-2 不同截面積圓柱波導管

其中 $J_1(x_i)$ 是第一類貝索函數， R_r 是管道半徑比，其比例永遠小於 1。將(2-32)繪製於圖 2-3，可看出當管徑比為 1 時，表示兩個管道具有相同截面積並且其不連續

電感值為 0，如果當管徑比為 0，對應一個開口，並且裝有一個無限法蘭，其值等於 $\frac{8\rho}{3\pi^2 r}$ ，這個結果可以對照傳統的修正長度 l_{eff} 是一樣的

$$l_{eff} = L \frac{A}{\rho} = \frac{8r}{3\pi} \quad (2-34)$$

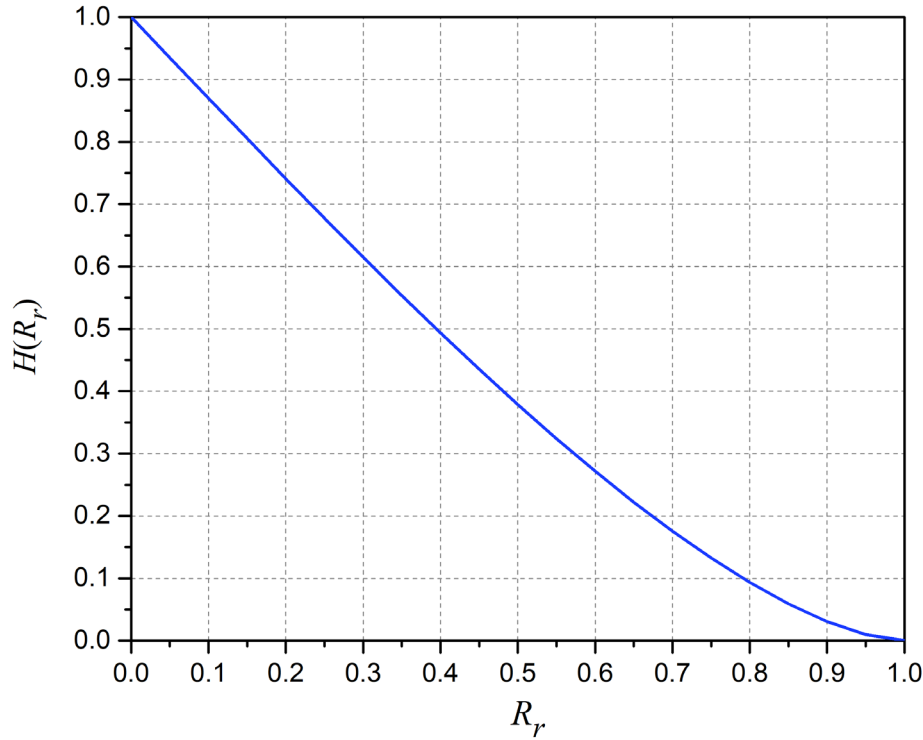


圖 2-3 不連續電感校正因子 $H(R_r)$ 與管道半徑比 R_r

如圖 2-4，從物理的角度來看，由聲波產生的輻射阻抗在連結處排出額外的流體質量，由結果可以看出管道的長度似乎增長了，波前超出了連接處，在第二共振頻率下的粒子速度分佈。基於此原理假定不連續電感為截面積比的函數，因此有效半徑比 R_r 以及有效半徑 r_{eff} ，那麼可透過下式來等效任意截面

$$R_r = \sqrt{\frac{A_1}{A_2}}, A_1 < A_2 \quad (2-35)$$

$$r_{eff} = \sqrt{\frac{A_1}{\pi}} \quad (2-36)$$

根據本節之介紹，開口管道之等效電路為電感與傳輸線之串聯，如圖 2-5 所示。

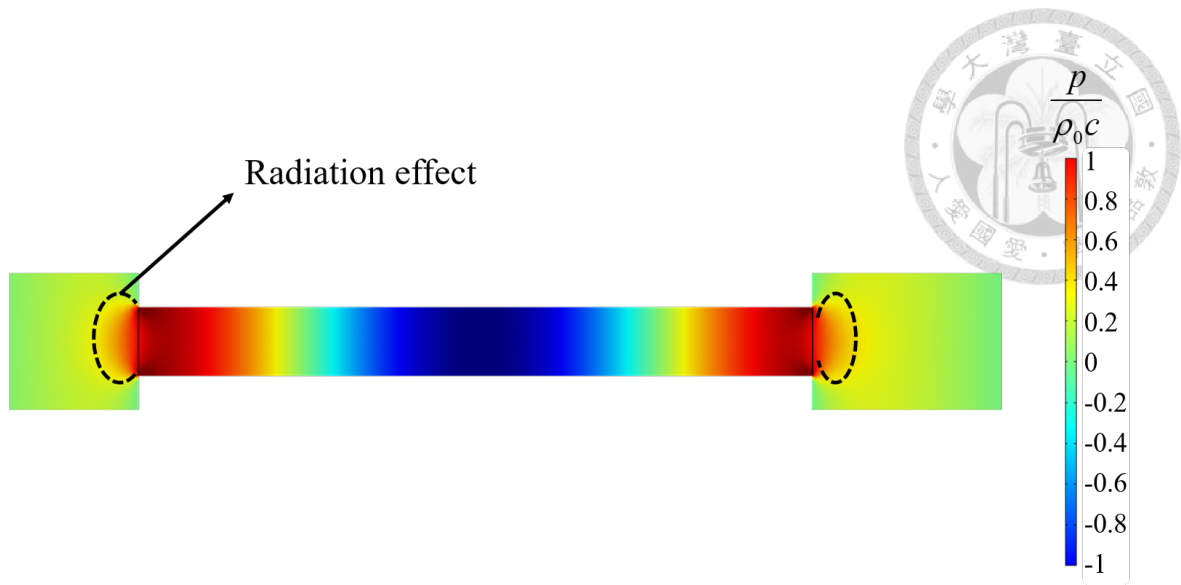


圖 2-4 兩端開口波導管

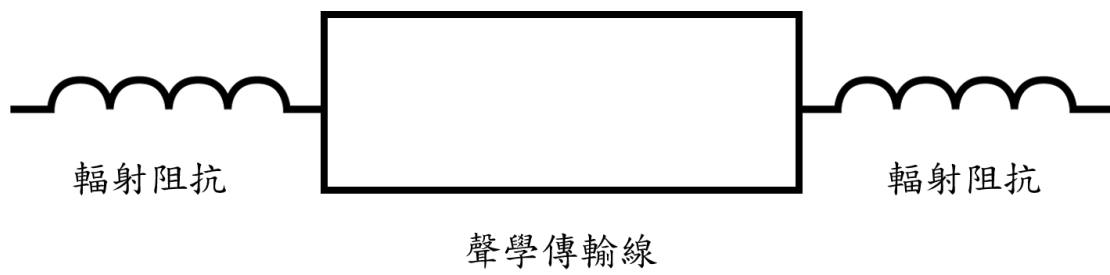


圖 2-5 兩端開口波導管聲學電路模型



2.4 聲學傳輸線損耗

當聲波在狹窄的結構中傳播時，聲波由於熱耗散和黏性耗散而衰減 [61]-[64]，這是聲波中的兩個典型損耗。由於流體的剪切黏度引起耗散力，聲速幅度從管道中心的最大值減小到壁處的零值。此外，流體與固體壁之間的熱傳導也會導致能量耗散。它們都導致聲波在管道中傳播時聲能衰減。為了分析熱粘性損耗，需要在控制方程中引入熱傳導效應和粘性效應。因此，除了線性化的 Navier-Stokes 方程和質量連續性方程，氣體內部的熱傳導和理想氣體的狀態方程都必須被考慮。

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\nabla p + \frac{4}{3} \mu \nabla (\nabla \cdot \vec{u}) - \mu \nabla \times \nabla \times \vec{u} \quad (2-37)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \nabla \cdot \vec{v} \quad (2-38)$$

$$k_f \nabla^2 T = \frac{T_0}{P_0} \left(\rho_0 C_v \frac{\partial p}{\partial t} - P_0 C_v \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (2-39)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{P_0}{\rho_0 T_0} \left(\rho_0 \frac{\partial T}{\partial t} + T_0 \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \quad (2-40)$$

其中 p 是瞬時壓力， T 是瞬時溫度， ρ 是瞬時密度， v 是平均流速為 0 的粒子速度，假設上面的變化量都很小。那麼可以假設解為

$$P = P_0 + p e^{j\omega t} \quad (2-41)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho' e^{j\omega t} \quad (2-42)$$

$$T = T_0 + T' e^{j\omega t} \quad (2-43)$$

其中 p, T', ρ' 為壓力、溫度以及密度的輕微變動，下標為 0 的是背景平均量，此外 C_v 、 C_p 、 k_f 、 μ 分別為定容熱容、定壓熱容、熱導率以及動黏度。接著邊界條件是適用在速度場無滑移條件和壁面溫度為等溫條件

$$u_{\text{wall}} = 0 \quad (2-44)$$

$$T'_{\text{wall}} = 0 \quad (2-45)$$

等溫條件是一種合適的方法，因為固體的熱導率通常比空氣大的許多。而熱黏聲學

邊界層，包含了熱邊界層以及黏性邊界層，邊界層生長的同時導致了能量的衰減，從原本無損的絕熱條件轉換成了該條件，圖 2-6，為兩個無限平板在不同頻率下的溫度 T' 的變化，可觀察出較低的頻率伴隨著較厚的邊界層。

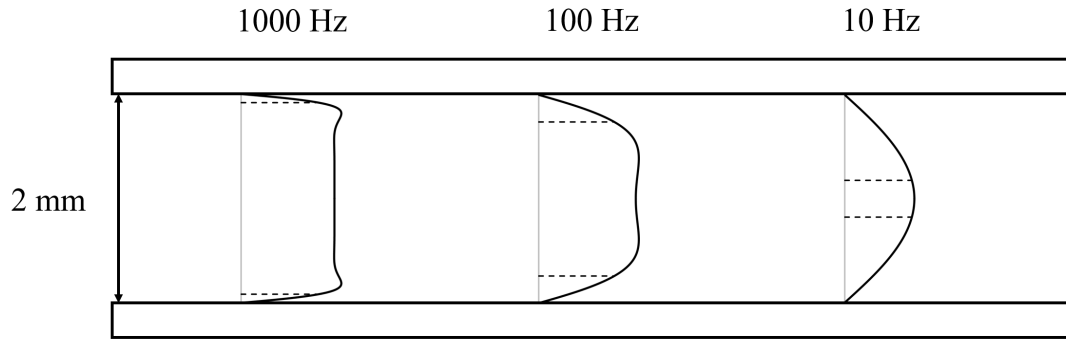


圖 2-6 無限長板於不同頻率下溫度變化曲線(虛線表示相應條件下邊界層)

Kirchhoff 解決了圓型管道的這個問題，並成功獲得解決方案，然而這些解決方案過於複雜且受限於應用，所幸的是，如果流體介質為空氣，在狹窄管道中傳播的聲波可以進行以下假設，將解簡化

1. 壓力在橫截面上壓力變動並不大
2. $\mu \nabla \cdot u \ll p$
3. $|k^2| \ll \frac{\omega}{\nu} \& \frac{\omega}{\nu_T}$

其中 ν 和 ν_T 分別是黏滯損失和熱損失，皆為常數，可表示為

$$\nu = \frac{\mu}{\rho_0} \quad (2-46)$$

$$\nu_T = \frac{k_f}{\rho_0 C_p} \quad (2-47)$$

根據上述三個假設條件，可以將波傳的控制方程式，簡化成

$$\nabla_c^2 u - \frac{j\omega}{\nu} u = \frac{k}{\mu} p \quad (2-48)$$

$$\nabla_c^2 T' - \frac{j\omega}{\nu_T} T' = \frac{k}{\mu} p \quad (2-49)$$

$$\nabla^2 = \nabla_c^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \quad (2-50)$$

∇_c^2 為拉普拉斯運算子的一部份，表示截面內的微分，顯然粒子速度以及溫度控制方程具有相同形式，邊界條件(2-44)和(2-45)也相同，因此可以透過廣義變量 ψ 將 u 跟 T' 轉換成

$$u = -\frac{kp}{j\omega\rho_0}\psi \quad (2-51)$$

$$T' = \frac{v_T p}{k_f}\psi \quad (2-52)$$

(2-51)和(2-52)分別帶進(2-48)和(2-49)可簡化成單一方程式

$$\nabla_c^2 \psi - \frac{j\omega}{\eta}\psi = -\frac{j\omega}{\eta} \quad (2-53)$$

其中 η 為常數，對於速度 u 會等於 v ，對於溫度 T' 會等於 v_T 。 $\psi(\eta)$ 的解必須滿足在橫截面上的 $\psi_{wall} = 0$ 的邊界條件，為了分析管道特性， ψ 的平均值是很重要，管道中的物理量可由 ψ_{avg} 計算

$$u_{avg} = -\frac{kp}{j\omega\rho_0}\psi_{avg}(v) \quad (2-54)$$

$$T'_{avg} = \frac{v_T p}{k_f}\psi_{avg}(v_T) \quad (2-55)$$

$$\rho'_{avg} = \rho_0 \left(\frac{P}{P_0} - \frac{v_T p}{T_0 \gamma k} \psi_{avg}(v_T) \right) \quad (2-56)$$

其中 γ 比熱比。依據這些物理量，複數密度函數 $\rho(\omega)$ 和複數壓縮函數 $C(\omega)$ 可以寫成

$$\rho(\omega) = \frac{j}{\omega u_{avg}} \frac{dp}{dx} = \frac{\rho_0}{\psi_{avg}(v)} \quad (2-57)$$

$$C(\omega) = \frac{\rho'_{avg}}{\rho_0 p} = \frac{\gamma - (\gamma - 1)\psi_{avg}(v_T)}{\gamma P_0} \quad (2-58)$$



複數密度函數 $\rho(\omega)$ 描述了流體的黏性和慣性的貢獻， $C(\omega)$ 說明熱導率效應，用這兩個函數可以寫出管道的波傳常數 k 以及特徵阻抗 Z_c

$$k^2 = -\omega^2 \rho(\omega) C(\omega) = -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\gamma - (\gamma - 1) \psi_{avg}(v_T)}{\psi_{avg}(v)} \quad (2-59)$$

$$Z_c = \frac{\sqrt{\rho(\omega)}}{\sqrt{C(\omega)}} = \rho_0 c \left\{ \psi_{avg}(v) [\gamma - (\gamma - 1) \psi_{avg}(v_T)] \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (2-60)$$

由這些方程中可以發現最重要的現象是黏性貢獻以及熱傳導效應是分開的，因此在這種情況下黏性損失和熱損失皆為自變量。此外考慮兩種特定的橫截面形狀，圓形截面 ψ_{avg}^{cir} 和無限寬的狹縫 ψ_{avg}^{slot}

$$\psi_{avg}^{cir} = \frac{\int \psi dA}{A} = \frac{2\pi \int_0^{r_h} 1 - \frac{J_0(\zeta r)}{J_0(\zeta r_h)} r dr}{\pi r_h^2} = -\frac{J_2(\zeta r_h)}{J_0(\zeta r_h)} \quad (2-61)$$

$$\psi_{avg}^{slot} = \frac{\int \psi dA}{A} = \frac{w \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} 1 - \frac{\cos(\zeta y)}{\cos\left(\frac{\zeta h}{2}\right)} dy}{wh} = 1 - \frac{2}{\zeta h} \tan\left(\frac{\zeta h}{2}\right) \quad (2-62)$$

$$\zeta = j^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\omega}{\eta}} \quad (2-63)$$

其中 r_h 、 w 、 h 為圓形截面積之半徑，無限寬狹縫的寬度和高度。為了實現適合應用的簡單解決，分析(2-61)和(2-62)的特點。圖 2-7 與圖 2-8 為 ψ_{avg}^{cir} 和 ψ_{avg}^{slot} 的相位與

大小，x 軸為 $\sqrt{\frac{\omega}{\eta}} r_h$ 對應到 ψ_{avg}^{cir} ； $\sqrt{\frac{\omega}{\eta}} h$ 對應到 ψ_{avg}^{slot} 。可以明顯看出只有在 0.1 到 10 之

間有較大的區別，也就是說不同截面的衰減特性效應並不大，因此應該存在一種無須求解複數微分方程(2-53)，即可以逼近任意截面衰減的方法。

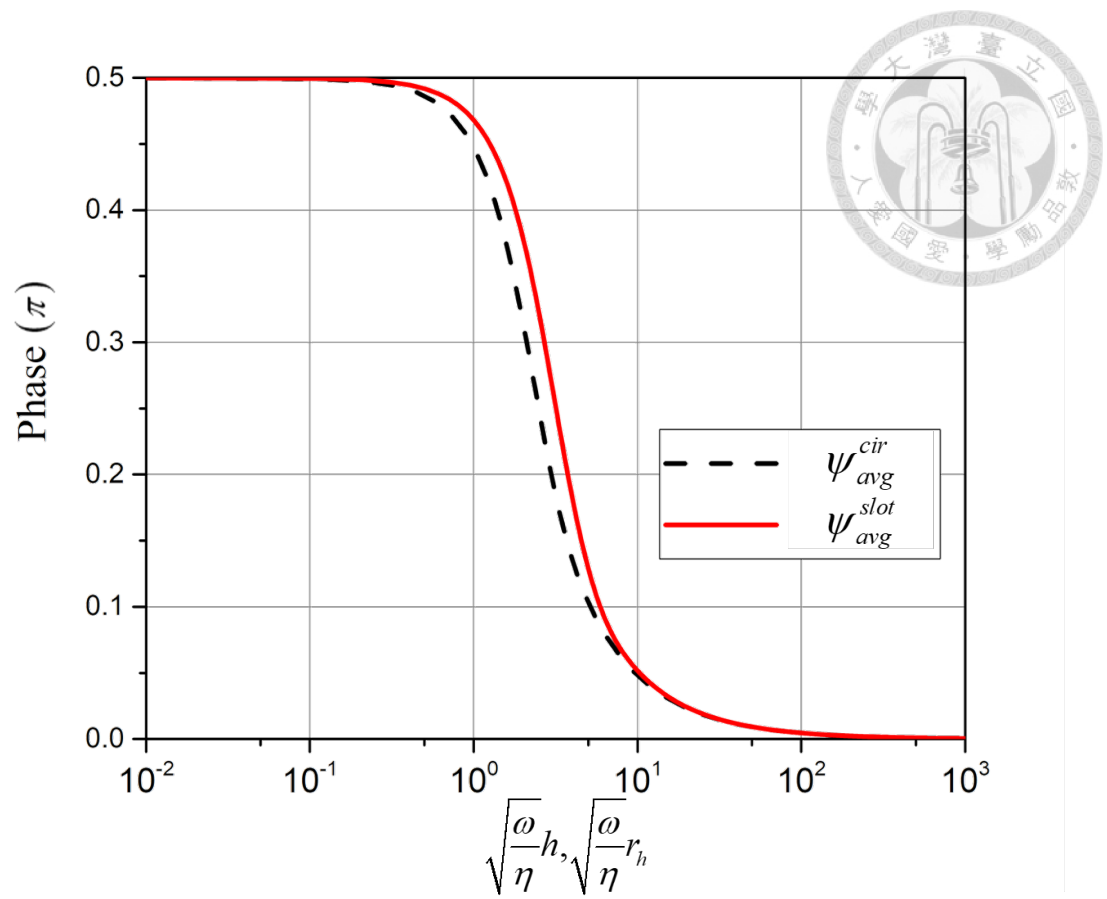


圖 2-7 ψ_{avg}^{cir} 與 ψ_{avg}^{slot} 相位

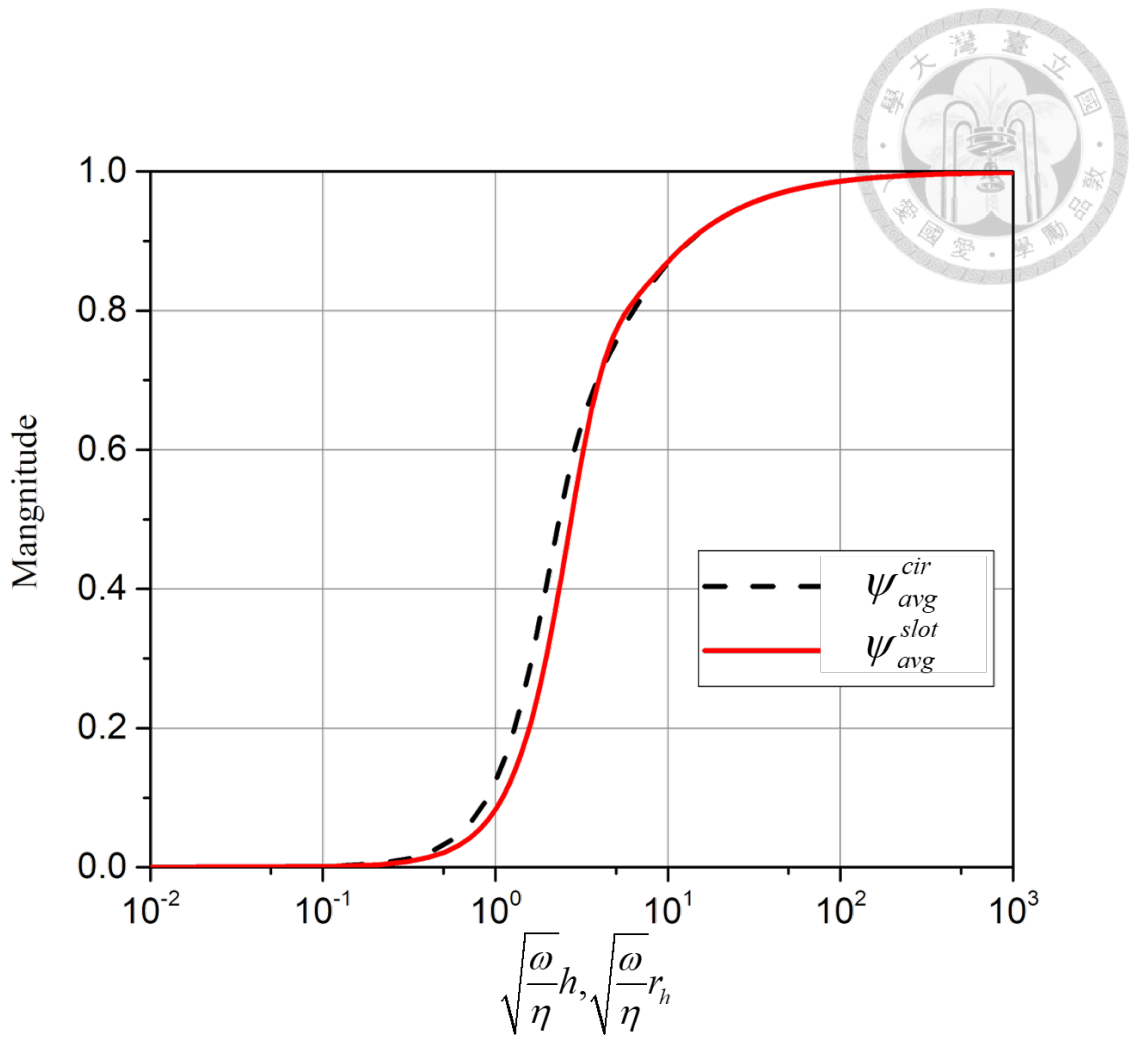


圖 2-8 ψ_{avg}^{cir} 與 ψ_{avg}^{slot} 大小

根據圖 2-7 與圖 2-8，接近傳播特性的最佳方法就是找到可以描述橫截面特徵尺寸，並分別收斂到圓的 r_h 和無限寬狹縫的 h ，由於傳播損耗發生在靠近牆壁的邊界層中，因此有效尺寸必須具有面積周長比，因此這裡定義 g 為有效高度

$$g = \frac{2A}{S} \quad (2-64)$$

其中 A 為橫截面積、 S 為周長。根據這個方程在管道中傳播的聲音可以使用有效高度和(2-61)和(2-62)來計算收斂值

$$\lim_{\sqrt{\frac{\omega}{\eta}}g \rightarrow \infty} \psi_{avg}^{cir} \& \psi_{avg}^{slot} = 1 - \frac{2j}{\zeta g} \quad (2-65)$$

一般來說衰減係數 α 通常遠小於相位常數 β ，意味著 $\frac{2}{\zeta g} \ll 1$ ，因此可以將傳播常

數簡化為

$$k = \alpha + j\beta = j\frac{\omega}{c} \left(1 - j^{\frac{1}{2}} \frac{2}{g} \sqrt{\frac{v}{\omega}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left[\gamma - (\gamma - 1) \left(1 - j^{\frac{1}{2}} \frac{2}{g} \sqrt{\frac{v_T}{\omega}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\approx j\frac{\omega}{c} \left(1 + j^{\frac{1}{2}} \frac{1}{g} \sqrt{\frac{v}{\omega}} \right) \left(1 + j^{\frac{1}{2}} \frac{(\gamma - 1)}{g} \sqrt{\frac{v_T}{\omega}} \right) \quad (2-66)$$

$$\approx j\frac{\omega}{c} \left(1 + \frac{j^{\frac{1}{2}}}{g} \sqrt{\frac{v}{\omega}} \left(1 + (\gamma - 1) \sqrt{\frac{v_T}{\omega}} \right) \right)$$

$$\alpha = \frac{1}{cg} \sqrt{\frac{v\omega}{2}} \left(1 + (\gamma - 1) \sqrt{\frac{1}{Pr}} \right) \quad (2-67)$$

$$\beta = \alpha + \frac{\omega}{c} \quad (2-68)$$

式中 Pr 為普朗特數，從物理角度來看是黏性邊界層與熱邊界層之厚度比。(2-67)為一般研究人員用來預測聲音在管道中傳播損耗的方程，由(2-68)可看出能量的耗散導致相速度的延遲。

評估損耗最基本的方法是利用(2-64)帶入(2-67)，計算傳輸線的相位常數以及衰減係數，同時忽略差異很小的特徵阻抗以及相速度，為了實現最精準的方法，可以透過 ADS 電路模擬軟體輸入 $\rho(\omega)$ 和 $C(\omega)$ 分別對應到的是傳輸線的磁導率

$\mu(\omega)$ ，以及介電常數 $\varepsilon(\omega)$ ，依圖 2-9 與圖 2-10。當 $\sqrt{\frac{\omega}{\eta}}g < 5$ 時，此時 ψ_{avg}^{cir} 與(2-65)

該條件的假設所計算出的振幅兩者相差甚遠，相反的在 $\sqrt{\frac{\omega}{\eta}}g > 5$ 時，這假設是相當

有效的。為了減低複雜度，要優先計算 $\sqrt{\frac{\omega}{\eta}}g$ 並檢查其值在我們所求的頻率範圍是

否大於 5。如果最小值小於 5，必須從(2-61)和(2-62)來計算而不是透過(2-65)來近

似。

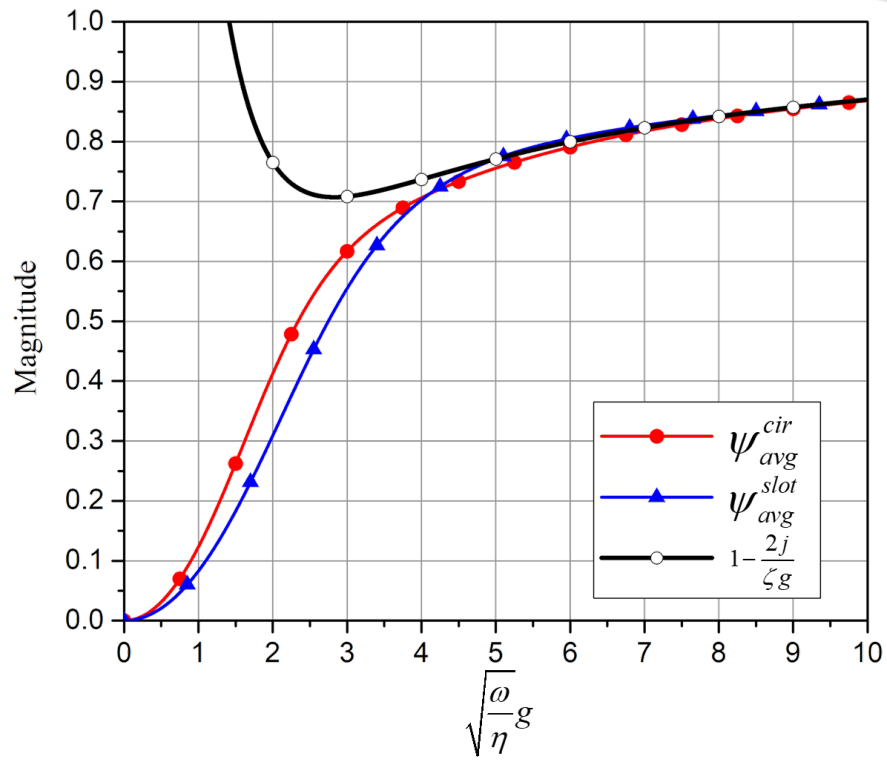


圖 2-9 ψ_{avg}^{slot} 、 ψ_{avg}^{cir} 與 $1 - \frac{2j}{\zeta g}$ 之振幅圖

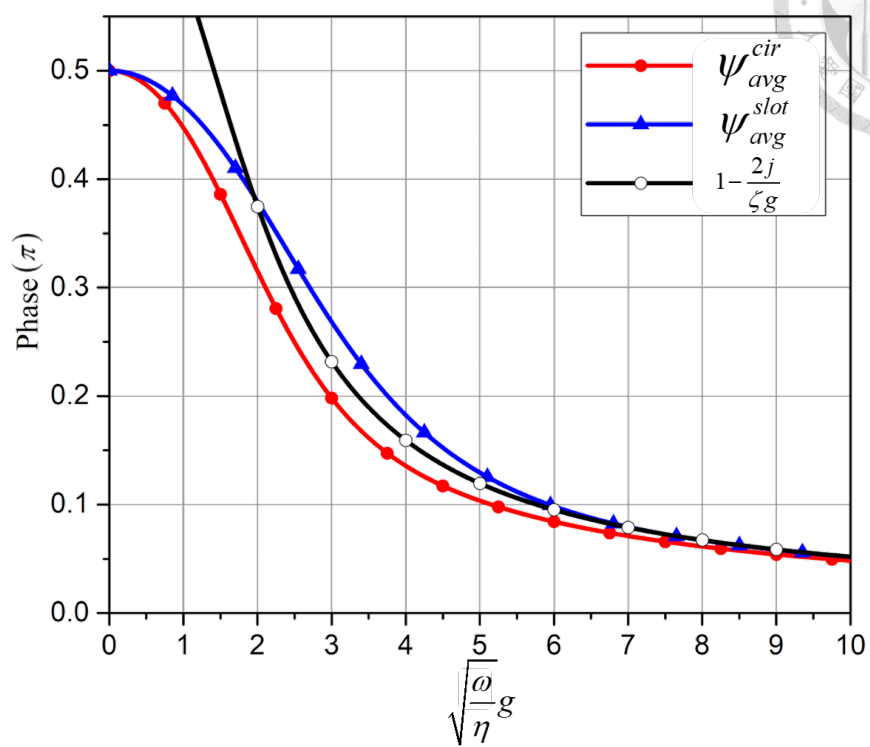


圖 2-10 ψ_{avg}^{slot} 、 ψ_{avg}^{cir} 與 $1 - \frac{2j}{\zeta g}$ 之相位圖

Chapter 3 三維結構參數設計

此章節將使用結構之幾何參數來提升寬頻消音，所以將雙流道結構類比成電路形式計算其 S 參數，透過解析電路的方式將可調變的參數來達到寬頻消音，且其穿透損失能達到 10 dB 以上的效果。

3.1 比例頻寬

在研究中為了提升消音頻寬，以 10dB 比例頻寬(FBW)來說，代表只有 10% 的聲能穿透過結構，90% 的聲能被反射，其對應到 S_{21} 為 -10 dB，如圖 3-1，恰好與聲學穿透損失(TL)相差一個負號，因此本文章定義比例頻寬為

$$FBW = \frac{f_u - f_L}{f_c} \quad (3-1)$$

$$f_c = \frac{(f_u + f_L)}{2} \quad (3-2)$$

f_c 為中心頻率， f_L 為 -10 dB 頻寬內最低頻率， f_u 為 -10 dB 頻寬內最高頻率， λ 為 90% 比例頻寬中最低頻率下的波長， c 為聲速，假如 $f_L = 500$ Hz， $f_u = 1000$ Hz，那麼我們的比例頻寬(FBW)為 66.6 %， $\lambda = 0.686$ m，可以透過此方法來對照與其他研究結果，才有同樣的比較基準。

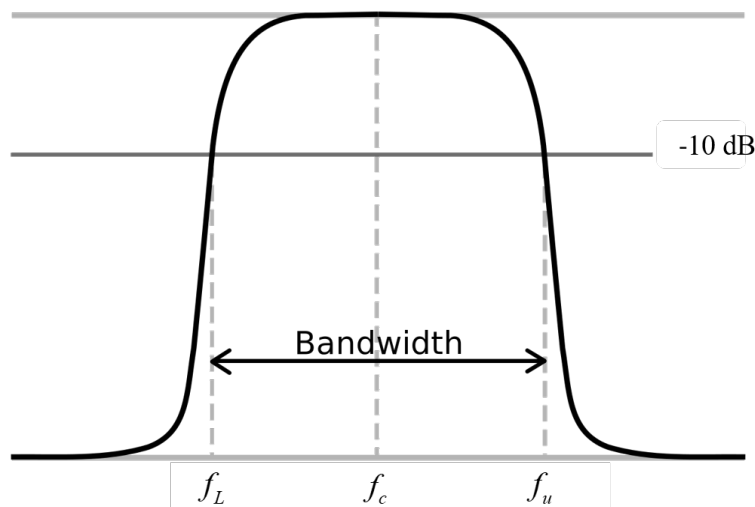


圖 3-1 比例頻寬示意圖(S_{21})



3.2 電路類比

如果聲音是由正向入射，那麼阻抗管量測散射係數(S 參數)可以類比成以下電路，如圖 3-2，揚聲器產生在管中傳遞的聲波，而麥克風接收能量計算包括正向行波與反向行波的能量，這種機制可以類比輸入與輸出端口(port)，其阻抗值等於管道的特徵阻抗。雙流道結構可分為流道 1 以及流道 2，其中流道 1 的長度比流道 2 還長，並忽略彎管效應[65]-[68]，則可以將雙流道結構可以等效成兩個並聯的傳輸線，各自傳輸線串聯著不連續電感在左右兩端，若要增設波傳常數的損耗可以藉由(2-67)設置在傳輸線的模型上，為了觀察消聲特性在本小節先不討論。由於端口 1 以及端口 2 的截面積相同，並且忽略邊緣效應，在傳輸線兩端的輻射阻抗是相同的，所以等效電路是對稱的，可以透過奇偶模式分析[69]-[70]來獲得散射矩陣，將偶模與奇模分別對應虛開路以及虛短路，如圖 3-3 所示

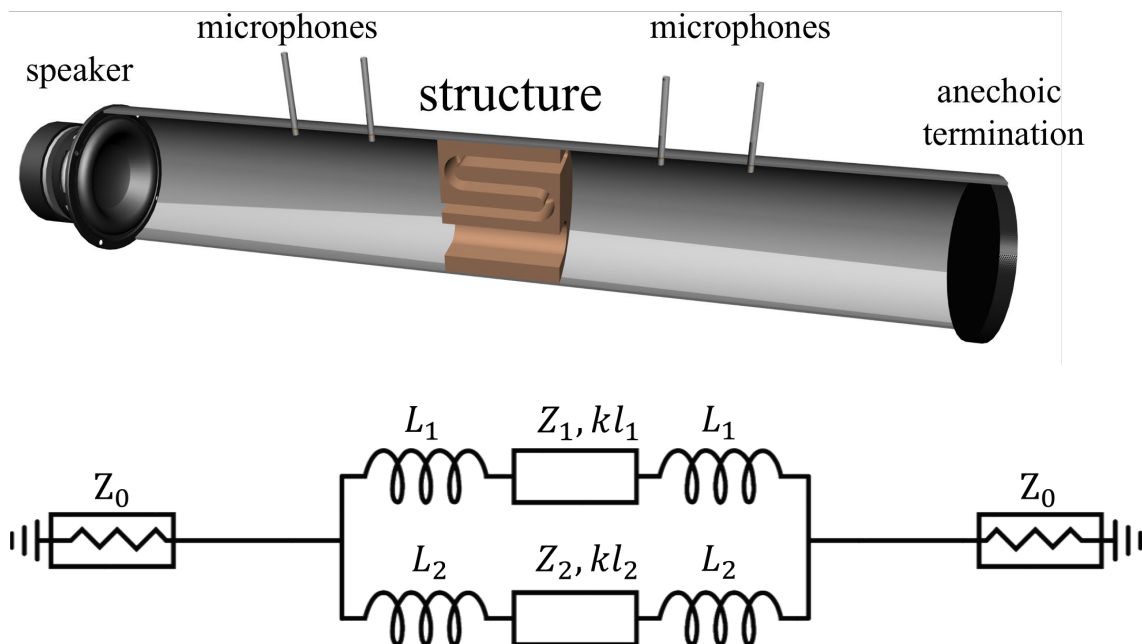


圖 3-2 雙空氣流道結構之等效電路模型[58]

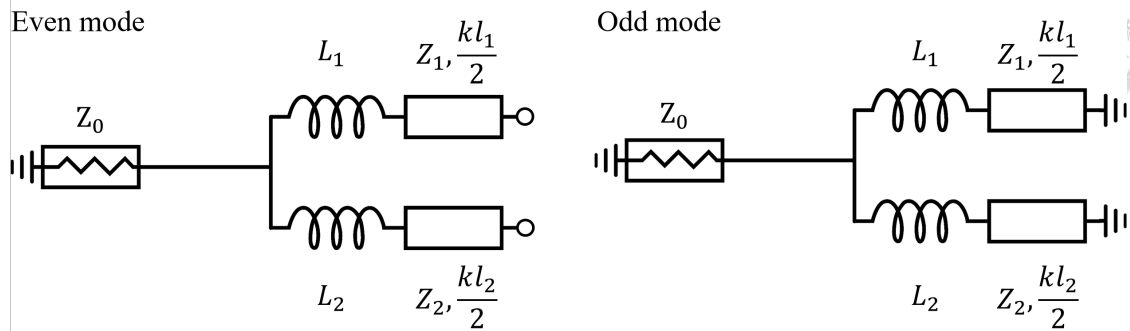


圖 3-3 奇模與偶模等效電路模型[58]

奇模與偶模的導納可以透過兩個空氣流道之導納相加來求解

$$Y_{odd} = -j \left[\left(Z_1 \cot\left(\frac{kl_1}{2}\right) + \omega L_1 \right)^{-1} + \left(Z_2 \cot\left(\frac{kl_2}{2}\right) + \omega L_2 \right)^{-1} \right] \quad (3-3)$$

$$Y_{even} = j \left[\left(Z_1 \tan\left(\frac{kl_1}{2}\right) - \omega L_1 \right)^{-1} + \left(Z_2 \tan\left(\frac{kl_2}{2}\right) - \omega L_2 \right)^{-1} \right] \quad (3-4)$$

$$\Pi_{even} = \frac{Y_0 - Y_{even}}{Y_0 + Y_{even}}; \Pi_{odd} = \frac{Y_0 - Y_{odd}}{Y_0 + Y_{odd}} \quad (3-5)$$

其中 Π_{even} 、 Π_{odd} 為偶模、奇模的反射係數，所以散射參數為

$$S_{11} = \frac{1}{2}(\Pi_{even} + \Pi_{odd}) \quad (3-6)$$

$$S_{21} = \frac{1}{2}(\Pi_{even} - \Pi_{odd}) \quad (3-7)$$

其中 S_{11} 與 S_{21} 分別代表能量反射與能量穿透的多寡。此外反共振的條件為 $S_{21} = 0$ ，也就是能量無法穿透過結構，透過(3-6)和(3-7)並考慮彎管效應，可以解析的計算出雙空氣流道結構的穿透與反射。為了能觀察共振($S_{21}=1$)與反共振現象($S_{21}=0$)，此處先將輻射電感藉由修正長度修正，可以將 S 參數轉換成簡單的形式如下

$$y_1 = \frac{Z_0}{Z_1}, y_2 = \frac{Z_0}{Z_2} \quad (3-8)$$

$$S_{21} = \frac{2j(y_1 \csc kl_1 + y_2 \csc kl_2)}{1 + y_1^2 + y_2^2 + y_1 y_2 \left(\tan \frac{kl_1}{2} \cot \frac{kl_2}{2} + \cot \frac{kl_1}{2} \tan \frac{kl_2}{2} \right) - 2j(y_1 \cot kl_1 + y_2 \cot kl_2)} \quad (3-9)$$

式中 y_1 、 y_2 為正規化的導納，因減噪的目標為能量的穿透大小，透過式(3-9)將條件帶入可以得到我們想要的結果，首先我們先考慮所有能量穿透的條件 $S_{21} = 1$ ，也就是共振，而 S_{21} 的值上限為 1，所以可以假設分子為無限大

$$y_1 \csc kl_1 + y_2 \csc kl_2 = \infty \quad (3-10)$$

所以當 $kl_1 = n\pi$ 或者 $kl_2 = n\pi$ 其中 $n = 0, 1, 2, \dots$ ，式(3-10)的條件會成立，這也代表能量會完全穿透，與管道 1 或管道 2 發生共振的條件(2-30)是相同的。能量全穿透結構時其管道之阻抗會等於 0，因此所有能量通過我們稱之為短路的諧振電路。相反地，當 $S_{21} = 0$ 表示能量沒有穿透結構

$$y_1 \csc kl_1 + y_2 \csc kl_2 = 0 \quad (3-11)$$

$$\sin kl_1 = -\frac{y_1}{y_2} \sin kl_2 = -\frac{A_1}{A_2} \sin kl_2 \quad (3-12)$$

(3-12)式我們稱之為沒有能量穿透的特徵函數，對應到的特徵頻率為結構的反共振頻率，此處管道 1 末段的聲壓並非與管道 2 末端的聲壓具有相反的相位，只有在兩個空氣流道的截面積相同時兩者才會有相反的相位，為了詳細研究此消聲機制，將圖 3-4 空氣流道與結構的截面積與流道長度以無因次參數定義為

$$Q_A = \frac{A_1 + A_2}{A_0} < 1 \quad (3-13)$$

$$Q_{A12} = \frac{A_1}{A_2} \quad (3-14)$$

$$Q_{l12} = \frac{l_1}{l_2} > 1 \quad (3-15)$$

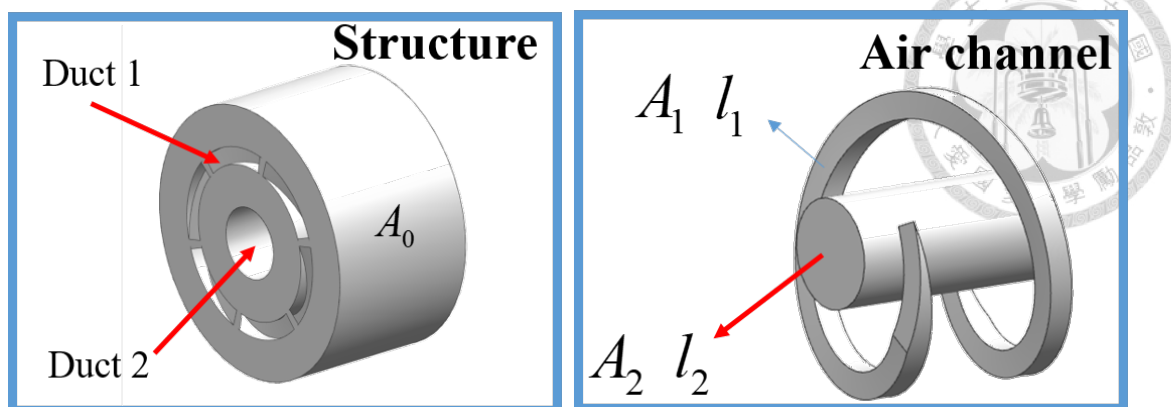


圖 3-4 結構與空氣流道參數示意圖

Q_A 是指管道 1 與管道 2 之和與結構的截面積比，在一般情況下兩管道截面積之和會比結構的截面積小，而 Q_{A12} 跟 Q_{l12} 為兩空氣流道的截面積比和有效長度比。圖 3-5 為 Q_{l12} 和 Q_{A12} 的特徵函數，第一個共振點與第二個共振點發生在 $kl_2 = 0.333\pi$ ， $kl_2 = 0.667\pi$ 的位置，此外反共振頻率發生在 $kl_2 = 0.385\pi$ 以及 $kl_2 = 0.615\pi$ 的位置，在圖 3-6 中，顯示了 S_{21} 具有先前條件與 $Q_A = 1.5$ 、1、0.5 和 0.1，反共振的位置都是一致的，共振的位置隨著 Q_A 越大共振頻偏移越大，但是 Q_A 的值通常會比較小，因為會希望在有限的結構內，希望能將空氣流道能做長一點，來達到低頻消音的效果，因此由圖 3-6 可看出當共振時能量會完全的穿透過去造成聲音穿透，且該圖能表明透過適當的幾何參數 Q_{A12} 、 Q_{l12} 和 Q_A 調整可使結構擁有更良好的頻寬在第一反共振點與第二反共振頻之間。

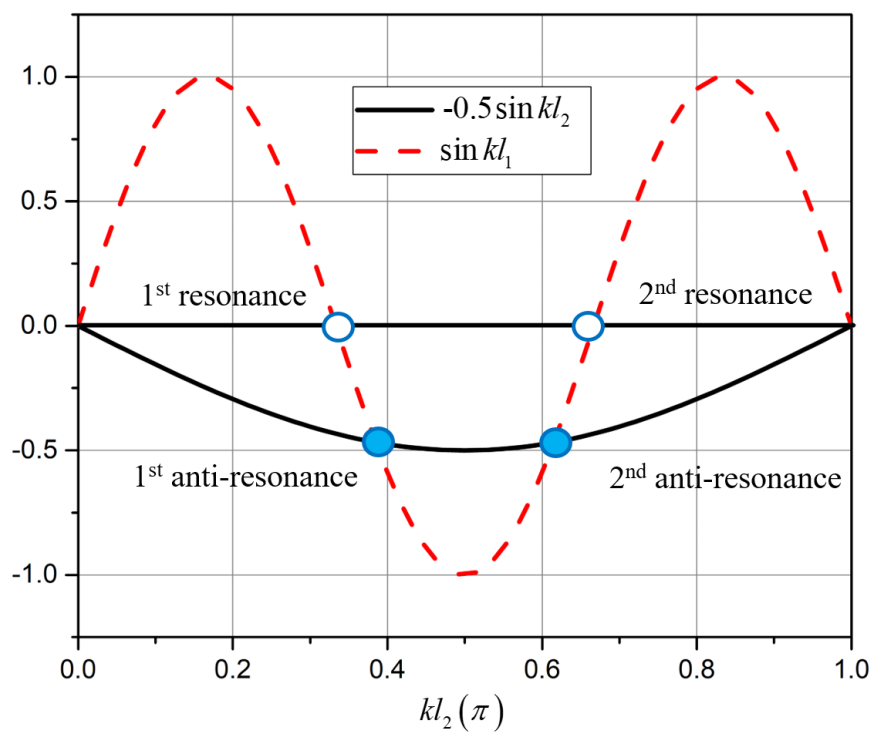
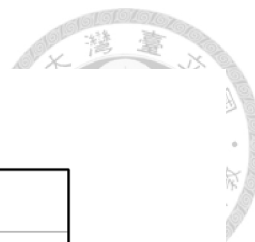


圖 3-5 特徵函數($Q_{l12} = 3$ 和 $Q_{A12} = 0.5$)

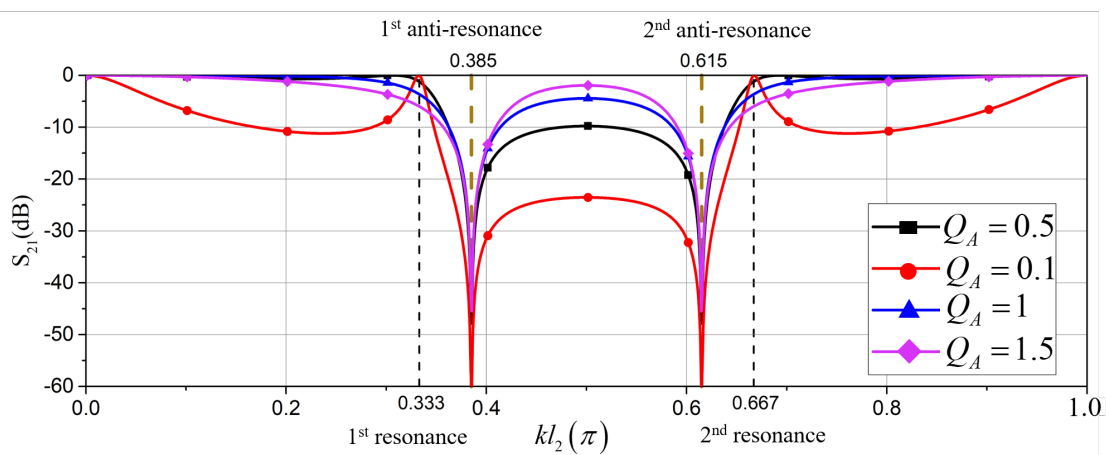


圖 3-6 不同 Q_A 之 S_{21} ($Q_{l12} = 3$ 和 $Q_{A12} = 0.5$)

為了實現如何在目標頻率範圍內找出最適當的幾何參數，圖 3-7、圖 3-8 和圖 3-9 能看出 S_{21} 的頻率與幾何參數的色溫圖，圖中顏色越暗表示有很好的消音效果，黑色區域為反共振頻率。如果將一條水平線畫在色溫圖上，可觀察出在圖中有一線段落在深色範圍內，即該消音頻寬為相對應之幾何參數的線段長度。

圖 3-7 為 Q_A 和 Q_{A12} 皆等於 0.5， kl_2 和 Q_{l12} 為 x 軸和 y 軸之變數。 Q_{l12} 是管道 1 與管道 2 長度，因為管道 1 比管道 2 長所以管道 1 的共振頻率會比管道 2 來的低，較大的 Q_{l12} 會產生更多的反共振與共振，由頻譜圖看出帶通與帶阻是以週期性方式排列的，此外 Q_{l12} 至少要大到足夠出現第二次反共振的出現，但要避免過大 Q_{l12} 導致第三個反共振頻出現，這樣會減少消音頻寬，其最好的範圍大約落在 $Q_{l12} = 2 \sim 3$ ，但希望能在相同厚度下擁有更長的空氣流道，所以 Q_{l12} 的值可以設計的大一點。

圖 3-8 為 $Q_{l12} = 3$ 和 $Q_{A12} = 0.5$ ， kl_2 和 Q_A 為 x 軸和 y 軸之變數。 Q_A 表示雙流道界面處的空氣流道截面積比，這是個很直觀的現象，因為 Q_A 的減小帶來了更好的消音性能，微小的 Q_A 導致聲音不能傳遞到結構中除非發生共振。然而，要設計通風結構，需要更大的 Q_A 。由於阻抗不匹配，較小的 Q_A 在界面處具有更多的反射。當 Q_A 接近 1 時低頻阻抗匹配，因為低頻管道能近似成電感(低通單元)結果顯示 S_{21} 的值接近 0 dB。當低頻時 Q_A 較大， S_{21} 的值會增加直到接近反共振頻率。

圖 3-9 為 $Q_A = 0.5$ 和 $Q_{l12} = 3$ ， kl_2 和 Q_{A12} 為 x 軸和 y 軸之變數。 Q_{A12} 為管道 1 與管道 2 空氣流道截面積比，其比值可以分為大於 1 以及小於 1 做比較，當 $Q_{A12} < 1$ 時管道 1 截面積會小於管道 2，當 Q_{A12} 減少時，第一反共振頻與第二反共振頻之間

消音性能下降，表示管道 1 的干擾較少，除非有共振或反共振的出現，若增加 Q_{A12} 值會有更好的消音性能，但是頻寬會隨之變少。當 Q_{A12} 大於 1 時，此時第一反共振頻與第二反共振頻會消失，這現象可以由特徵函數(3-12)來解釋，兩個交點之間的距離隨著 Q_{A12} 的增加而縮短，當 $Q_{A12} = 1$ 時會變成只有一個交點，如果 $Q_{A12} > 1$ 時交點會出現在高頻，以低頻消音來說 $Q_{A12} > 1$ 是不合適的。

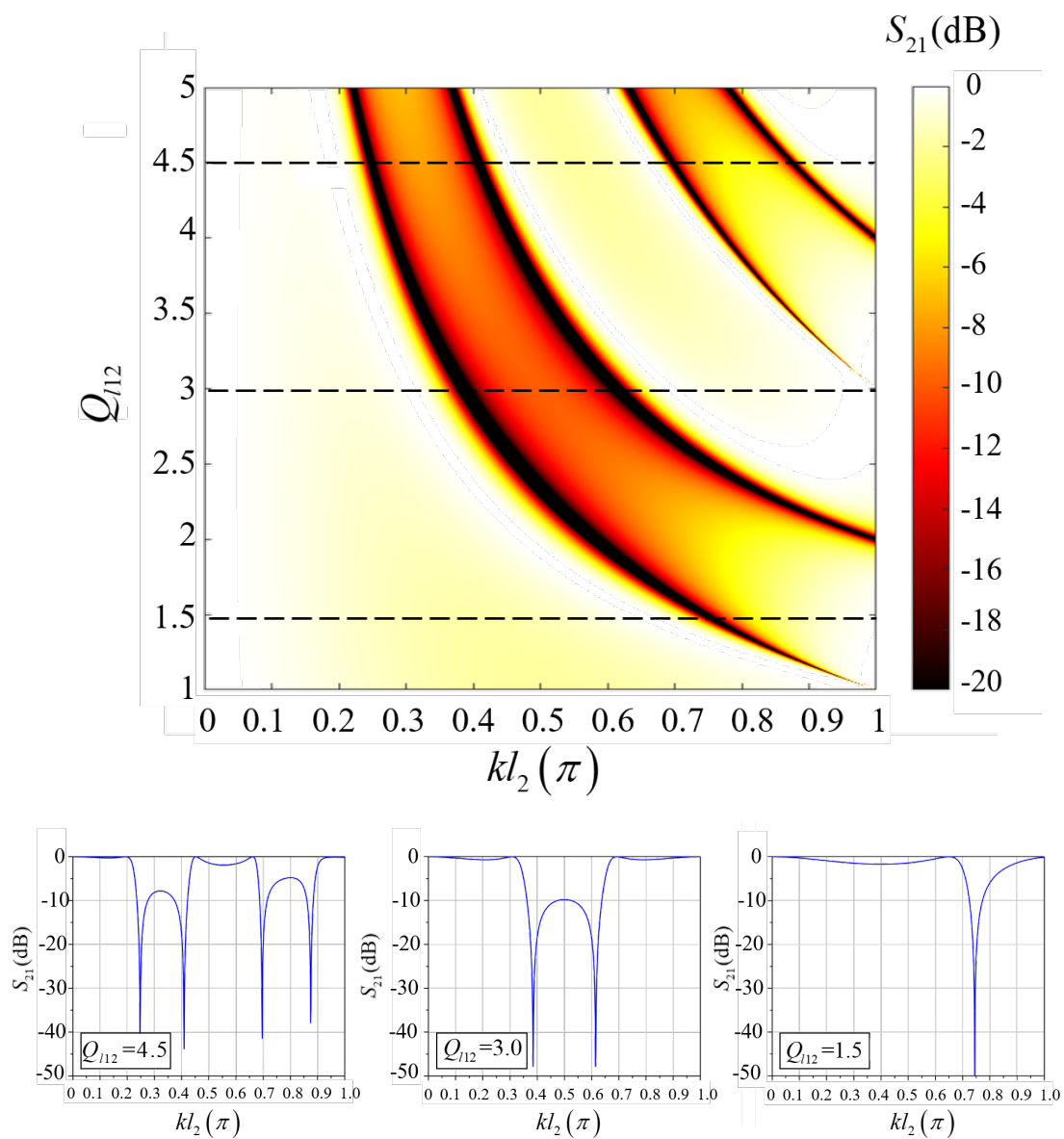


圖 3-7 不同 Q_{112} 之 S_{21} 色溫圖($Q_A=0.5$, $Q_{A12}=0.5$)

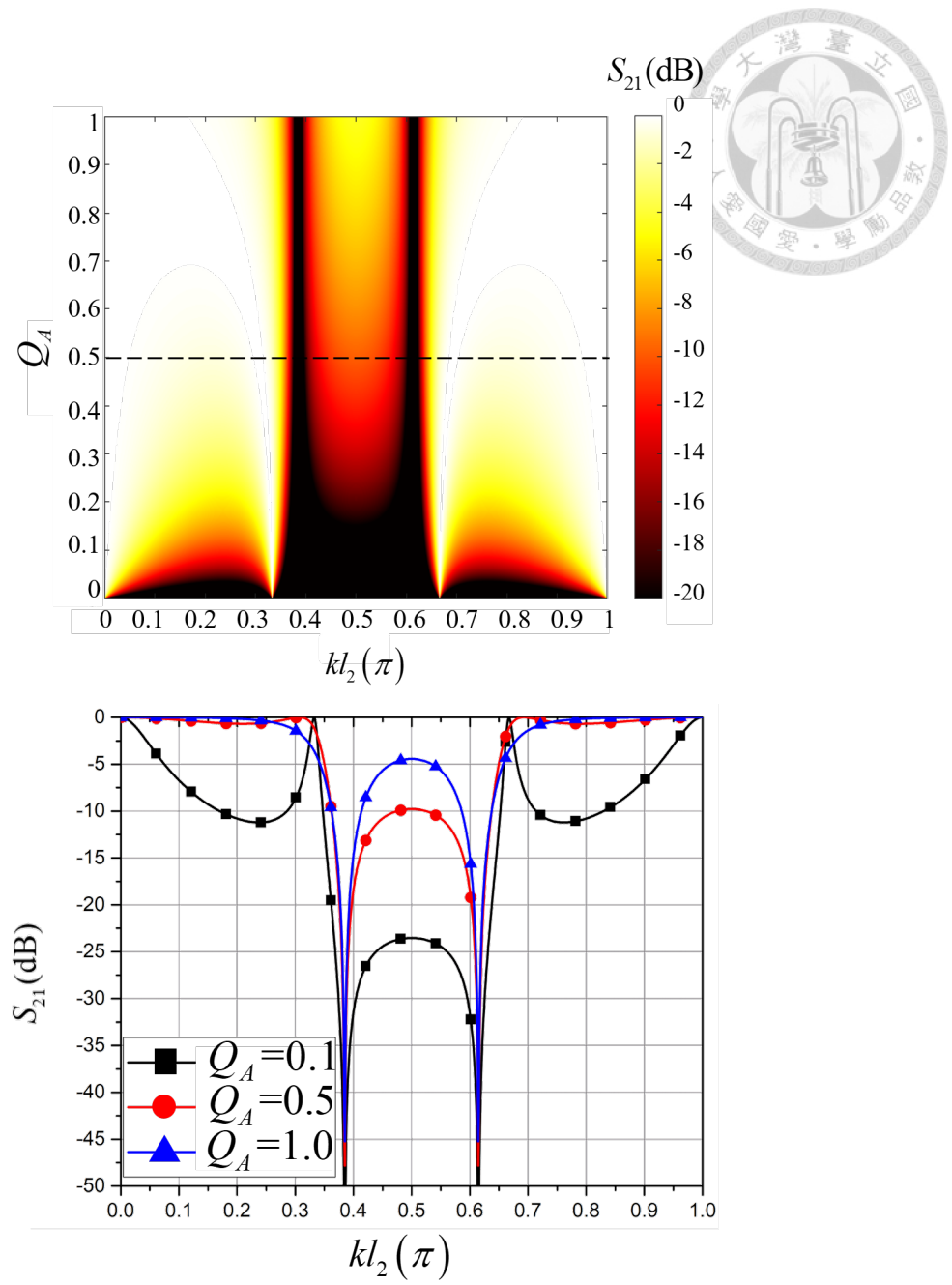


圖 3-8 不同 Q_A 之 S_{21} 色溫圖 ($Q_{l12}=3$, $Q_{A12}=0.5$)

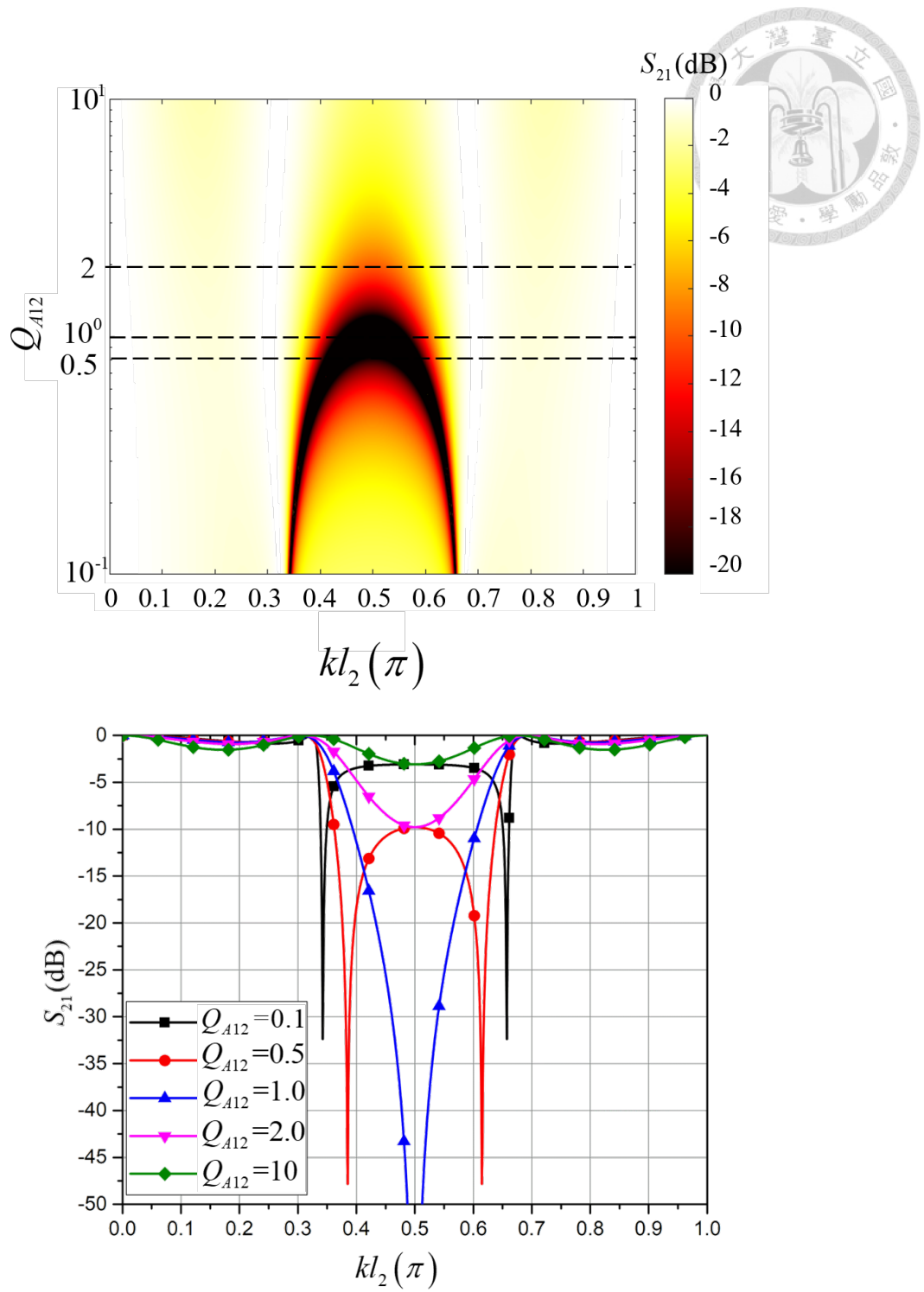


圖 3-9 不同 Q_{A12} 之 S_{21} 色溫圖 ($Q_{l12}=3$, $Q_A=0.5$)

由於上述的討論是針對雙流道系統，而本文欲設計結構為多流道結構，來實現寬頻消音。以多流道結構來說，可視為多個傳輸線的並聯，其原因是當聲音由阻抗

管送出碰到界面時，原本阻抗管的體積速度與其他流道體積速度的加總相等(體積速度連續)，所以可以將其他流道以並聯電路的方式來等效。倘若 6 個流道有相同的截面積和長度時，如圖 3-10(a)，可將六個流道合併成一條聲學傳輸線，合併後的阻抗和電感變成 Z_1^* 、 L_1^* ，如圖 3-11(b)所示，合併後阻抗值為單一流道阻抗的 6 倍，因為其截面積變成 6 倍，而電感值為流道與阻抗管截面積比，當截面積變為單一流道 6 倍時需透過(2-31)計算，藉由(3-7)的計算結果顯示是一致的，如圖 3-11。

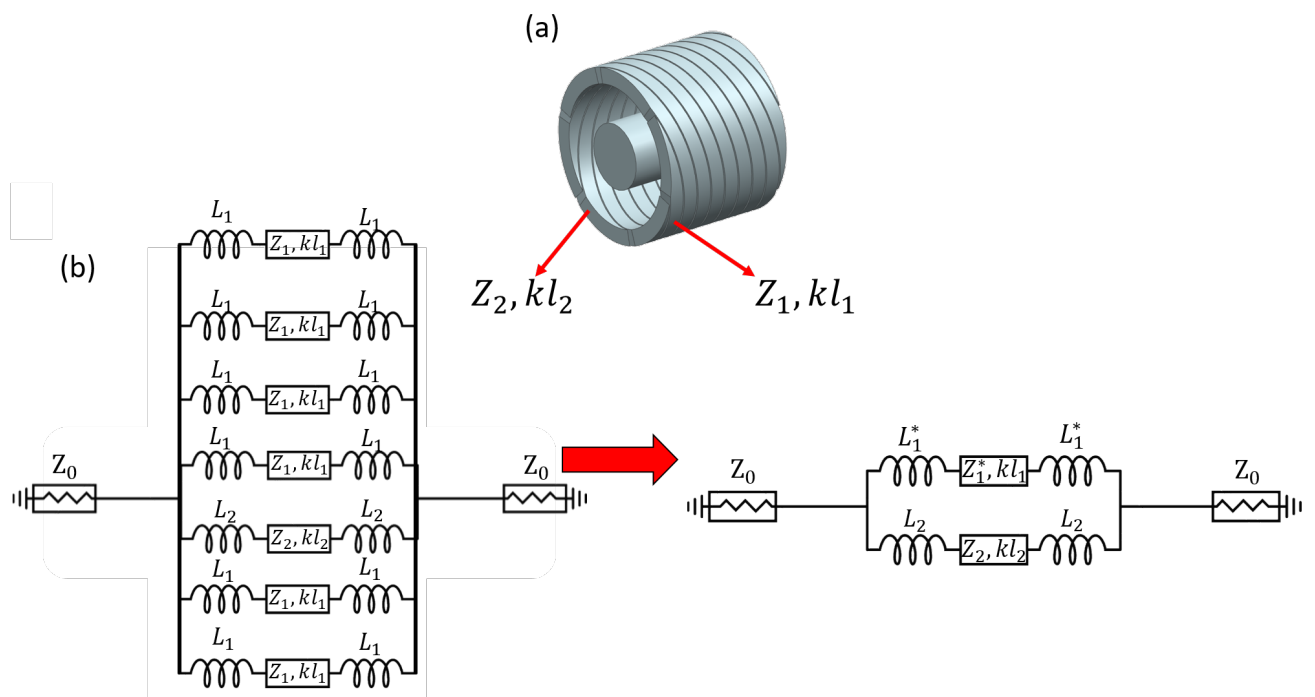


圖 3-10 (a)螺旋空氣流道示意圖(b)簡化等效電路模型

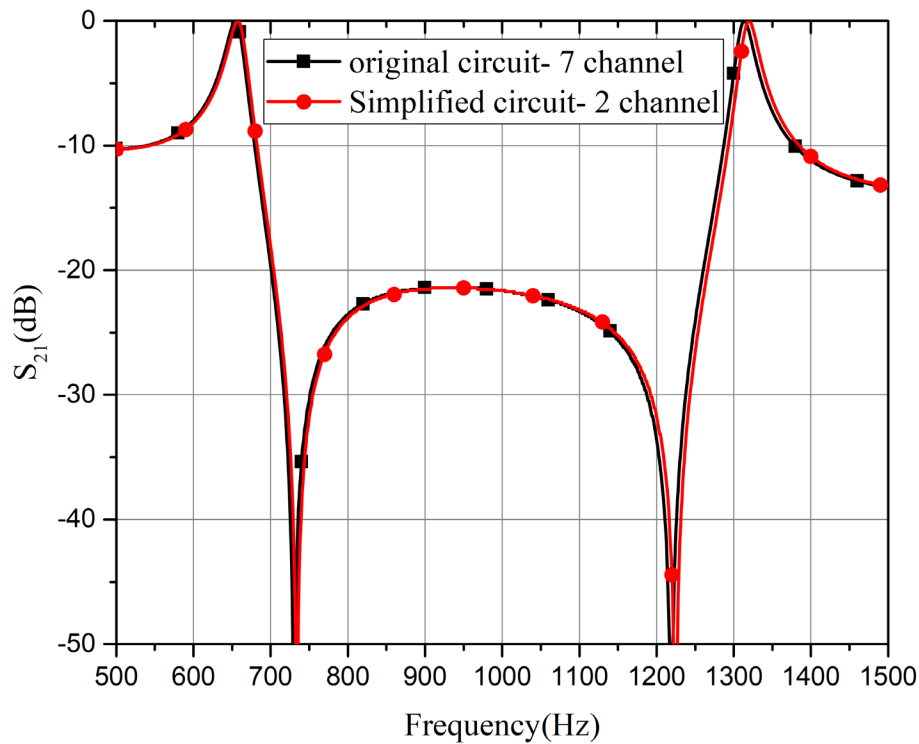
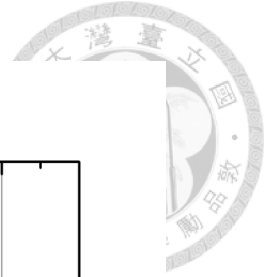


圖 3-11 同長度、截面積等效電路之 S_{21}

假設在多空氣流道上每個的阻抗相同但長度皆有所改變時，如圖 3-12(a)。可以將其等效成電路模型如圖 3-12，經由奇偶模計算後得到結果，如圖 3-13，由此圖可看出若固定 l_2 長度下，每個螺旋流道具有不同的長度會出現許多共振頻率，導致消音頻段大幅的縮短，在設計結構時盡可能避免長度不同影響消音頻寬。若將損耗項加入計算，此時管道因熱黏邊界層影響，導致在共振頻率下減少聲能的穿透，進而拓展消音頻寬，但不同螺旋長度的流道在製作結構時會困難許多。在拓展頻寬上，最簡易的方法是將兩個不同消音頻段的結構串聯，或是將兩流道間插入旁支管使兩流道相通，達到寬頻消音。

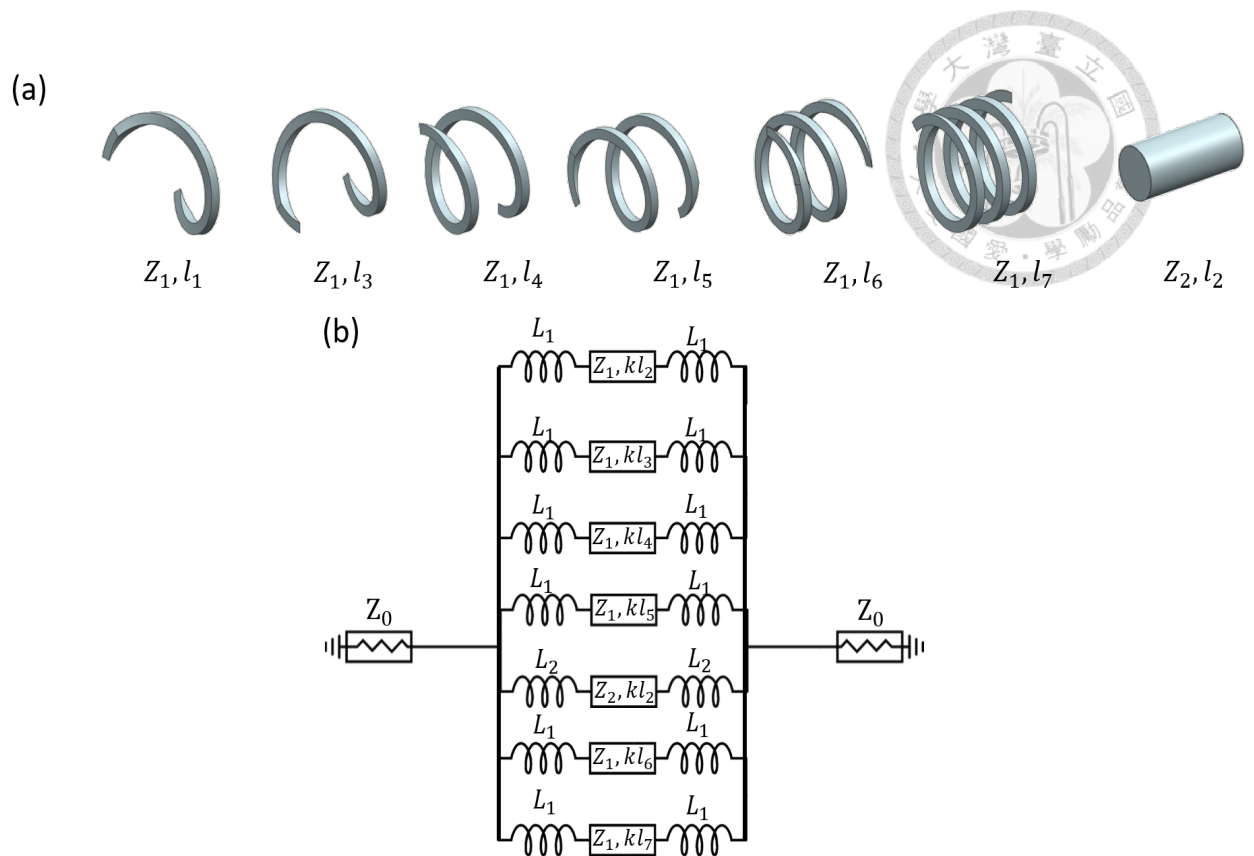


圖 3-12 (a)相同面積不同長度螺旋空氣流道與中央空氣流道(b)相同面積不同長度螺旋空氣流道之等效電路模型

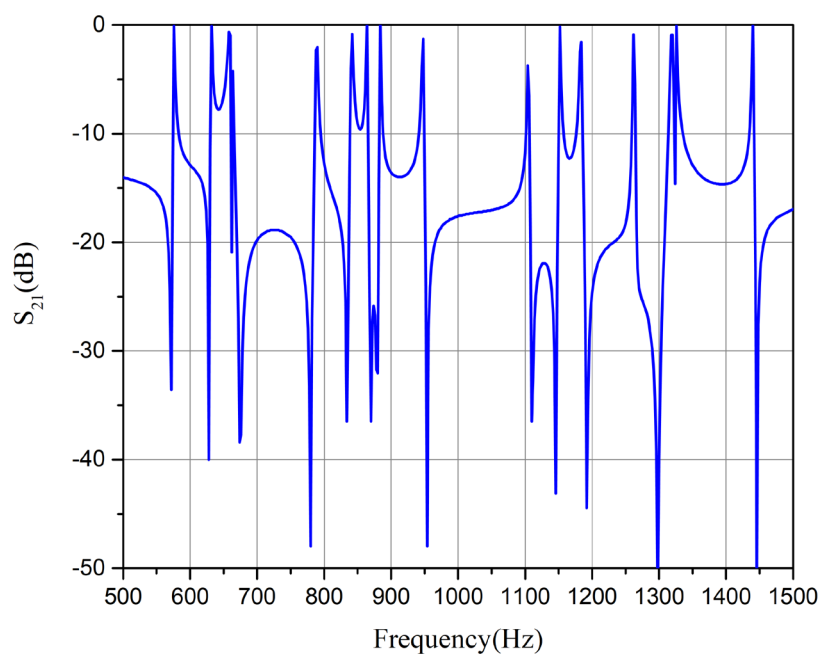


圖 3-13 相同截面積具有不同長度之 S_{21}



3.3 結構設計

由 3.1 與 3.2 節，可對消聲頻率與頻寬的需求進行結構設計，本節設計兩個結構，一為直徑為 10 cm 消音結構，其結構如圖 3-15 所示，結構中央為圓柱流道可使空氣流通半徑為 r_1 ，長度為 l_2 即為結構沿波傳行進方向的厚度；結構外徑 r_2 ， r_1 與 r_2 間有螺旋流道其半徑為 r ，其值為 $(r_1 + r_2)/2$ ，螺距為 p ，以寬為 w 與高為 h 之矩形掃掠，並將每個流道以 60° 均勻分布行成主要共振區，本文研究以 +z 方向傳遞平面波。螺旋空氣流道的參數主要為調整消音頻率和頻寬，所以提出螺距 p 與圓柱流道長度 l_2 之關係(3-16)， n 為螺旋空氣流道 l_1 長度與圓柱空氣流道長度 l_2 的比值(3-17)，能提高設計消音頻段與頻寬之效率。此外，由前兩節可得知消音範圍是由前兩個共振頻率所構成，並且共振頻率與反共振頻率十分接近，得知 l_1 透過 $kl_1 = n\pi$ ($n=1,2,3\dots$)，即可快速推判共振頻率與反共振頻率的位置，可在 650-1300 Hz 達到 10 dB 的降噪。10 cm 消音結構尺寸參數列於表 3-1，三維構造圖如圖 3-15。

$$p = \frac{2\pi r}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3-16)$$

$$n = \frac{l_1}{l_2} \quad (3-17)$$

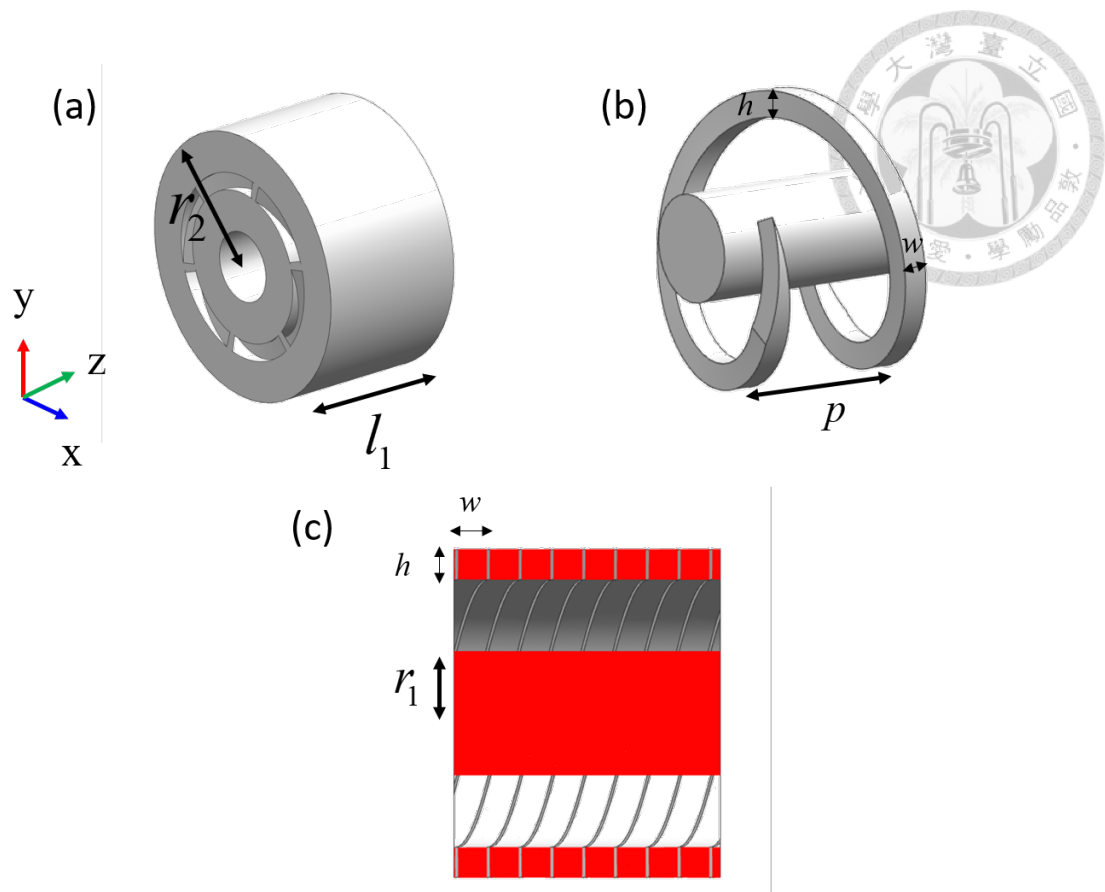


圖 3-14 尺寸參數(a)整體結構外觀(b)空氣流道(c)空氣流道剖面圖

表 3-1 直徑 10 cm 消聲結構尺寸表

	r_1	r_2	w	h	l_2	p	n	l_1
mm	13.18	50	6.41	6	56.6	40.51	5	283

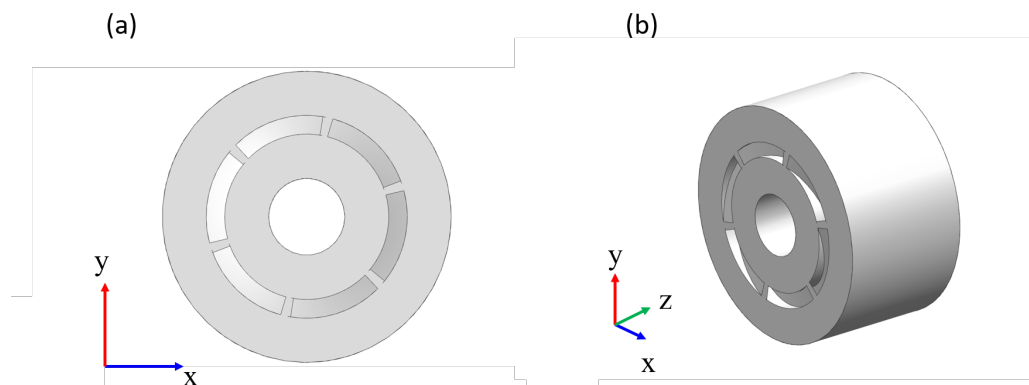


圖 3-15 直徑 10 cm 消音結構(a)前視圖(b)等角視圖



本研究欲製作直徑為 7 mm 也能在 650-1300 Hz 達到 10 dB 的降噪，透過上述的方法設計此結構。因為人耳的直徑約為 7.2 mm，所以設計該結構以達成入耳式消音耳塞，此結構利用中央的圓形管道與螺旋管道搭配達到寬頻消音，並解決傳統耳塞的悶熱感。直徑 7 mm 三維結構示意圖如圖 3-16，尺寸參數列於表 3-2 直徑 7 mm 消聲結構尺寸表(下標 s 為 7 mm 消聲結構)

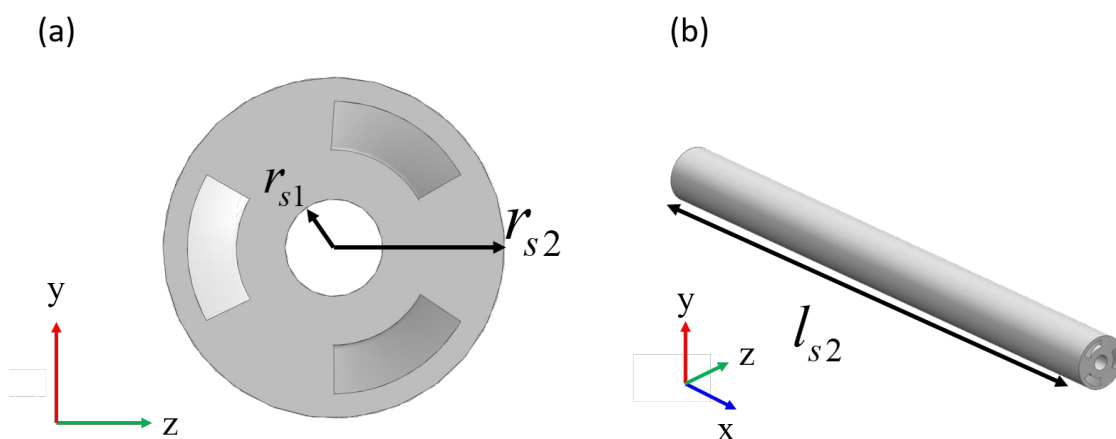


圖 3-16 直徑為 7 mm 三維結構(a)前視圖(b)等角視圖

表 3-2 直徑 7 mm 消聲結構尺寸表(下標 s 為 7 mm 消聲結構)

	r_{s1}	r_{s2}	w_s	h_s	l_{s2}	p_s	n_s	l_{s1}
mm	1	3.5	1	0.8	80	5	3.3125	265

本小節設計之結構為無熱黏邊界層損耗下之消聲頻段，且未考慮螺旋空氣流道之彎管效應與截面積不連續產生的聲輻射阻抗，這些原因都會導致頻率的偏移。大致上，透過此方法能夠快速設計出消音結構。

3.4 等效電路模擬

本文使用 ADS 軟體，該軟體是由美國的 Agilent 公司所提出，被廣泛的使用在電磁領域，可以進行電路的時頻域分析，亦能應用在三維的電磁模擬。此方法主要透過矩量法(MoM)，將連續方程透過離散變化程代數方程對微分、積分方程求解。

本文利用此軟體的頻域分析一維電路的 S_{21} 、 S_{11} 等參數，兩數值為輸入端與輸出端之電壓振幅比，可對應到聲學的壓力，藉由此方法可以得出穿透係數與反射係數且 S_{21} 與聲學穿透(Transmission Loss)損失相差一個負號。ADS 能夠以參數化的方式設定，使參數最佳化，透過權重的方式找尋最佳參數，對於聲學濾波器相關特性有所幫助。

本文將等效電路搭配 3-3 的結構參數與理論作比較來驗證模擬的可行性，在 ADS 中，輸出與輸入需設定終端負載為 Z_0 ， Z_0 阻抗管之聲阻抗，透過表 3-1 與表 3-2 來設定傳輸線之參數，並在傳輸線前後設定不連續截面積造成的電感阻抗，其值透過級數展開的方式近似為(3-18)，再將其帶入(2-31)，由於熱黏邊界層的影響，透過第二章的簡化方法，亦能將其結果輸入至 ADS 中。本研究使用在 25°C 時之空氣特性參數列於表 3-3。

$$H(\alpha) = 0.5418\alpha^3 - 0.356\alpha^2 - 1.1768\alpha + 0.9829 \quad (3-18)$$

表 3-3 在 25°C 時空氣特性參數

ρ (kg/m ³)	c (m/s)	ν (10 ⁻⁵ m ² / s)	k_f (W/m•K)	C_p (J/kg•K)	γ (-)
1.1845	346	1.5571	0.025969	1006.3	1.4

基於真實結構對應於電路模擬如圖 3-17，若要計算 7 mm 消聲結構的穿透損失，需要將前後阻抗管半徑設定為 r_{s1} ，圓柱形流道設定為 r_{s1} 與螺旋參數設定為 l_1 、 w 、 h 即可。為了驗證電路模擬軟體可行性，結果顯示，如圖 3-18，模擬與理論結果有相當高的一致性，因此在可以該軟體進行參數最佳化，更利於結構之設計。

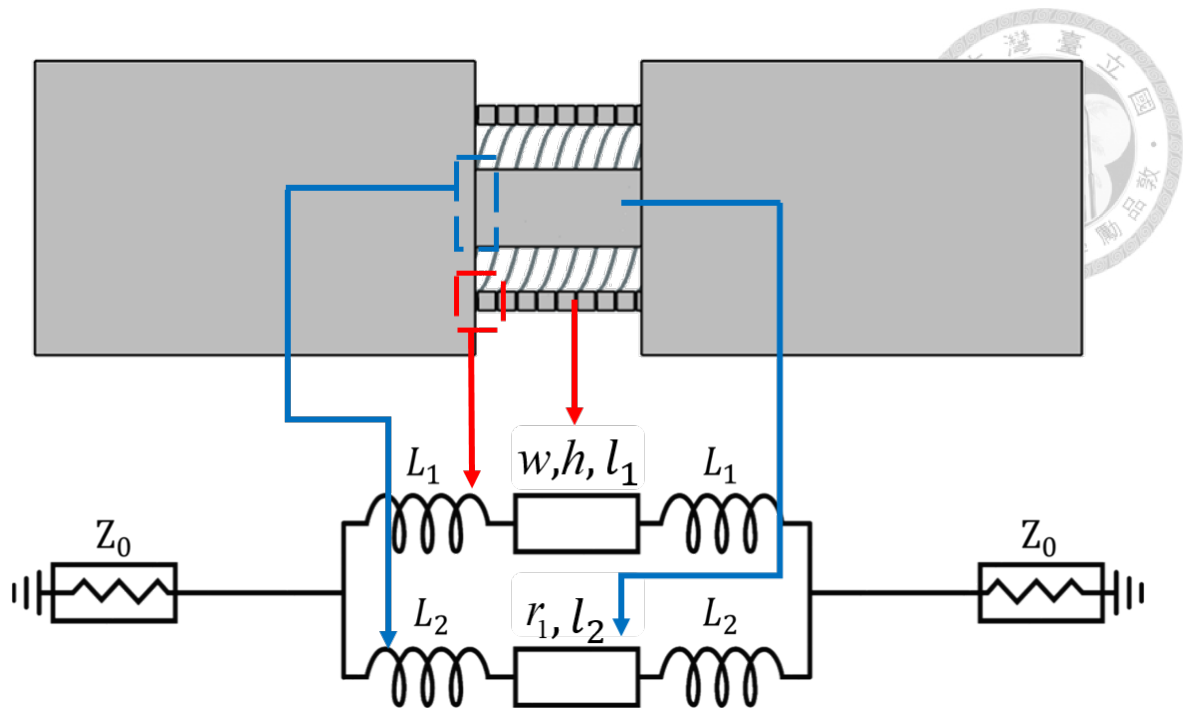


圖 3-17 真實結構與 ADS 模形對應圖

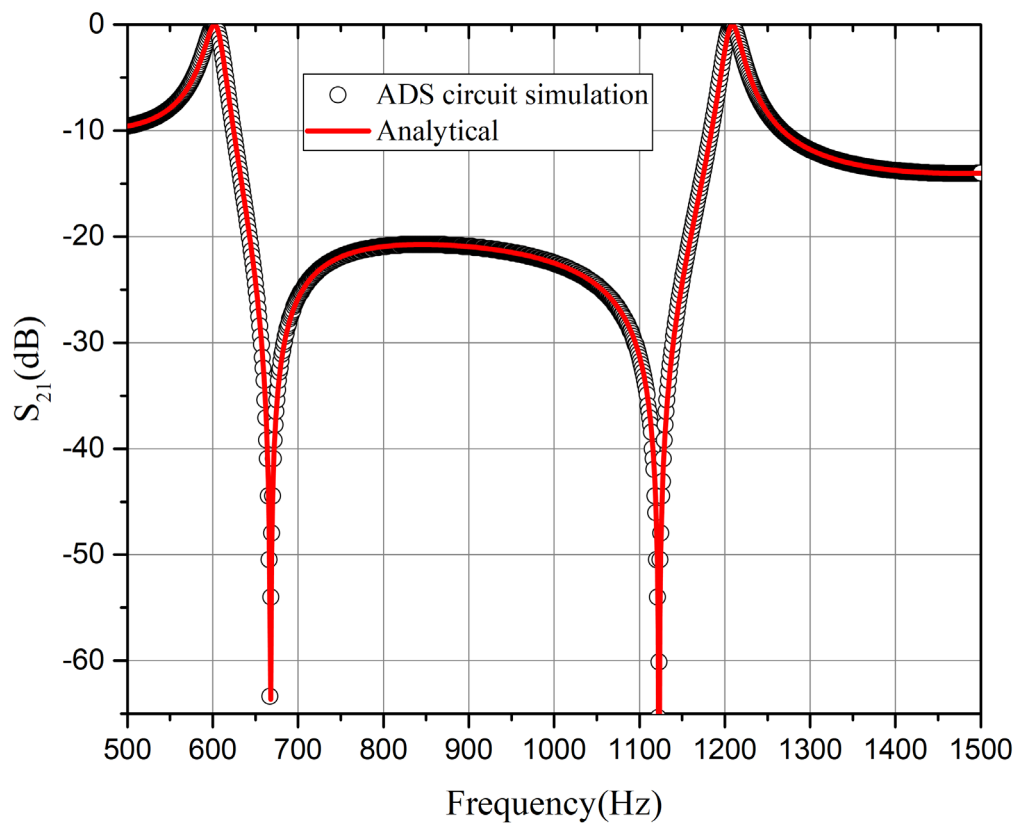



圖 3-18 解析解與 ADS 之 S_{21} 比較

此處注意的是利用 ADS 與理論解析解之比較，在螺旋流道皆設定為聲速但實



際上透過有限元素所計算出來的結果與電路模擬結果有很大誤差，這是因為螺旋空氣流道為彎管，其相速度並非為聲速(346 m/s)，因彎管理論應用在螺旋流道上，其邊界條件過於複雜不易計算，所以本文將透過下一章節的有限元素法，將螺旋流道相速度修正後，即可獲得正確的結果。此外，共振式吸音器是透過聲音的共振導致空氣與管壁的摩擦所產生最大的能量消耗以達到吸音的作用，由於共振式吸音器其負載阻抗為無限大($Z_L = \infty$)，因共振腔的末端的體積速度為 0，對應到電路上即為開路，所以將傳輸線末端設定為開路，並考量熱黏邊界層效應，即可得到該結構之吸音率。假設無穿透損失之吸收率可表示為 $\alpha = 1 - |R|^2$ ，若有穿透損失其吸收率為 $\alpha = 1 - |R|^2 - |T|^2$ ，將在第六章節透過模擬的方式進行驗證。



Chapter 4 有限元素模擬

本章節使用 COMSOL 模擬軟體，該軟體為全球多物理量模擬的提倡者，其中又以有限元素法 COMSOL Multiphysics 最著名。該軟體為早期 matlab 的 toolbox，之後轉變成獨立軟體，透過求解偏微分方程，以數學的方式模擬實際情形，對於學術界或業界欲求解之物理模型能對照各類模組，例如：結構力學、熱傳、微機電、聲學等。本章節採用 COMSOL Multiphysics 中的聲壓模組來模擬結構的穿透損失以及插入損失。

4.1 穿透損失

本文將三維模型透過 CAD 軟體，並依照第三章設計參數來繪製出結構，然後將此模型匯入至 COMSOL 模擬軟體，模擬是以聲壓頻域作為分析，匯入之幾何模型為結構的空氣流道，如圖 4-2 所示。為了計算結構之穿透損失，將阻抗管加裝於前後兩端，如圖 4-1 所示。假設阻抗管以及結構單元的壁面為聲場硬邊界，即法向速度為 0，將前後阻抗管兩端設定為平面波輻射，表示波是以平面波的方式打入結構內，並且在阻抗管的兩端不會造成反射。為了計算結構的穿透損失，可以藉由輸入端口與輸出端口平面上計算聲功率，將入射聲波功率 W_{in} 與出射聲波功率 W_{out} ，入射與出射為圖 4-1 中的平面 1 與平面 2，得到兩者聲功率之後，就可以計算其聲波的穿透係數 τ 以及聲波的穿透損失值為 TL

$$W_{in} = \int \frac{p_{in}^2}{2\rho c} dA \quad (4-1)$$

$$W_{out} = \int \frac{p^2}{2\rho c} dA \quad (4-2)$$

$$\tau = \frac{W_{out}}{W_{in}} \quad (4-3)$$

$$TL = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{\tau} \right) \quad (4-4)$$

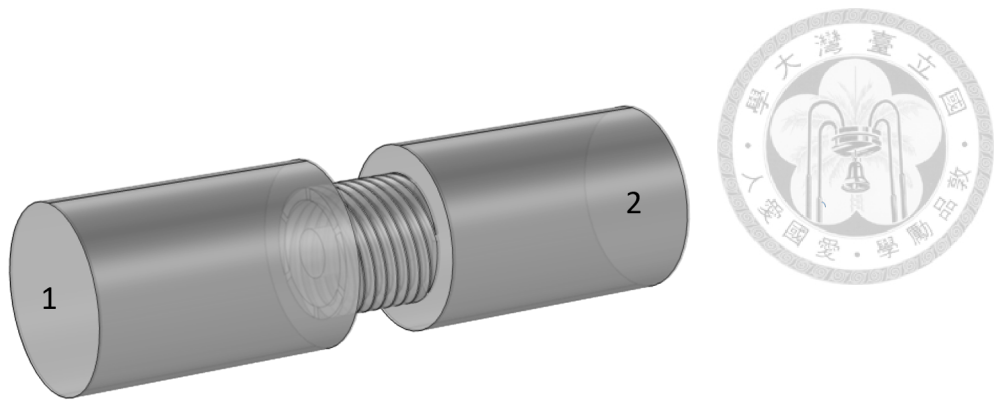


圖 4-1 三維模擬模型

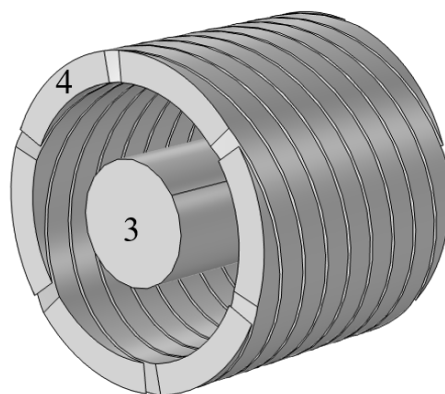



圖 4-2 空氣流道之三維模型

其中 p_{in} 為輸入平面聲波的振幅值，在本文的設定為 1 Pa，而 p 為出射端口上的聲壓大小， ρ 、 c 為空氣的密度與聲速，因為在 COMSOL 設定中，若在設定材料上，只有在區域選擇空氣的話，會因為軟體本身的問題導致無法進行運算，因為兩端邊界設定為平面波輻射，要將材料以邊界的方式設定為空氣才能進行運算。照上方的設定並未考量有聲波熱黏滯損耗，或者是當聲波打到固體上會使固體產生彈性波傳的聲固耦合效應，所以上方所述的模擬條件為理想模型。在設定網格上 COMSOL 在聲場是以二階單元來建構網格，每個波長需要 10 或 12 節點，因此對於使用二階單元基礎對波建模，每個波長需要 5 或 6 個二階單元 $h_{max} = \lambda_0 / 5$ ， h_{max} 為網格單



元大小， λ_0 為解析頻率內之最高頻率，所以在高頻分析上單元大小，網格會十分精密，導致會需要較長時間進行分析與計算。在分析若是沒有將網格劃分好，會導致穿透係數大於 1 等其他計算錯誤。另一種模擬邊界條件設定方式是以入口端與出口端設置為埠(port)，並將其入射聲壓設定為 1 Pa，可直接透過內建的計算結果直接得出穿透係數與穿透損失的值，不需要再透過上述的公式在邊界上進行計算，本文中因為阻抗管為圓形，所以在內建的設定上將埠定義為圓形，並將埠右鍵選取定義選擇圓型參考軸，即可運算，若埠的截面為不規則形狀，則要透過截面模態分析，在將其值輸入至埠內，才可運算。由上述模擬步驟設定完成後，將其穿透係數與反射係數經過計算，其結果如圖 4-3，由結果可看出本文研究之消聲結構為反射式，因為將反射係數 R 與穿透係數 T 的能量係數加總為 1，表示結構只存在反射與透射並沒有能量被吸收，其消聲機制為反共振發生時，聲波被反射而不是結構吸收能量。

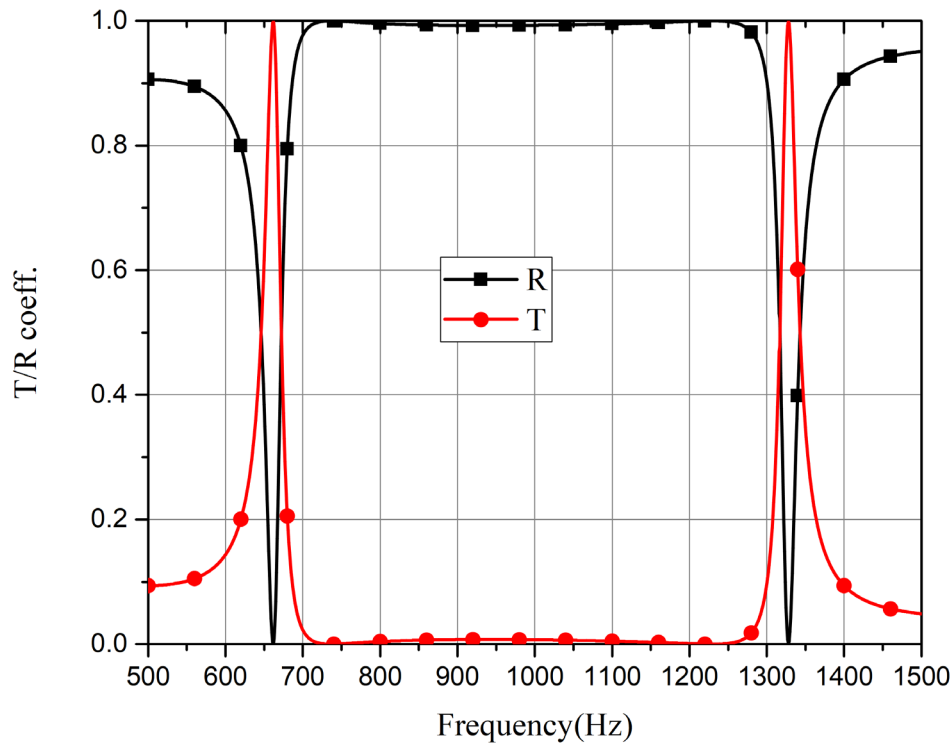
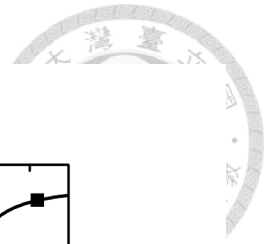


圖 4-3 直徑 10cm 消聲結構之能量穿透 $|T|^2$ 與反射 $|R|^2$ 係數

由於理想狀態的聲波是不考慮熱黏滯效應的，為了使模擬結果能更加貼近真實情形，就必須考慮聲音在截面積較小的流道傳播，其背景流場(空氣)與管壁摩擦產生的熱黏滯邊界層損耗。在 COMSOL Multiphysics 內有兩種可以設置上述條件的模擬設定，分別為熱黏滯聲學以及狹區聲學，熱黏滯聲學在計算上會需要花上大量的時間，因為這個設定是將 Navier-Stoke 方程式，不考慮平均流速，考慮熱黏滯的波動方程式，導致在運算上需要有五個因變數 u 、 v 、 w 、 p 以及 T ，其中 u 、 v 、 w 為粒子速度的三個分量， p 為壓力， T 為溫度變化，會需要花上大量時間將矩陣解完，而在設定熱黏滯效應時因為要精準的模擬出邊界層的效應，所以在劃分邊界層網格時，要依照 $0.2[mm]/((2000/100)^{0.5})/2$ ， $0.2[mm]$ 為 100 Hz 下熱黏滯邊界層厚度才能計算精準，其中 2000 為解頻率範圍內最高頻率。狹區聲學是將熱黏滯聲學的方程式透過近似化簡出只有單一因變數壓力 p ，因此根據圖 4-2 中區域 3

與 4 設置狹區聲學條件，將中間區域 3 設定為圓形管，半徑為 13.18 mm，螺旋管道區域 4 設置為矩形管道，長、寬分別為 w 、 h ，將空氣的動黏滯係數、比熱率、熱傳導率、常壓熱容，等性質饋入進空氣的材料系數，所得出的結果，如圖 4-4，狹區聲學與熱黏滯聲學的模擬十分貼近。計算上熱黏聲學(Thermoviscous)需花上大約 3 天計算，若在邊界層網格上沒有將網格劃分好會導致計算錯誤，而狹區聲學(Narrow Acoustic)只需花大約 1 小時即可計算準確。狹區聲學與理想模型比較如圖 4-5，在共振頻率上，因熱黏邊界層損耗影響可避免聲能全穿透，若給予適當的阻尼能增加消音頻寬。

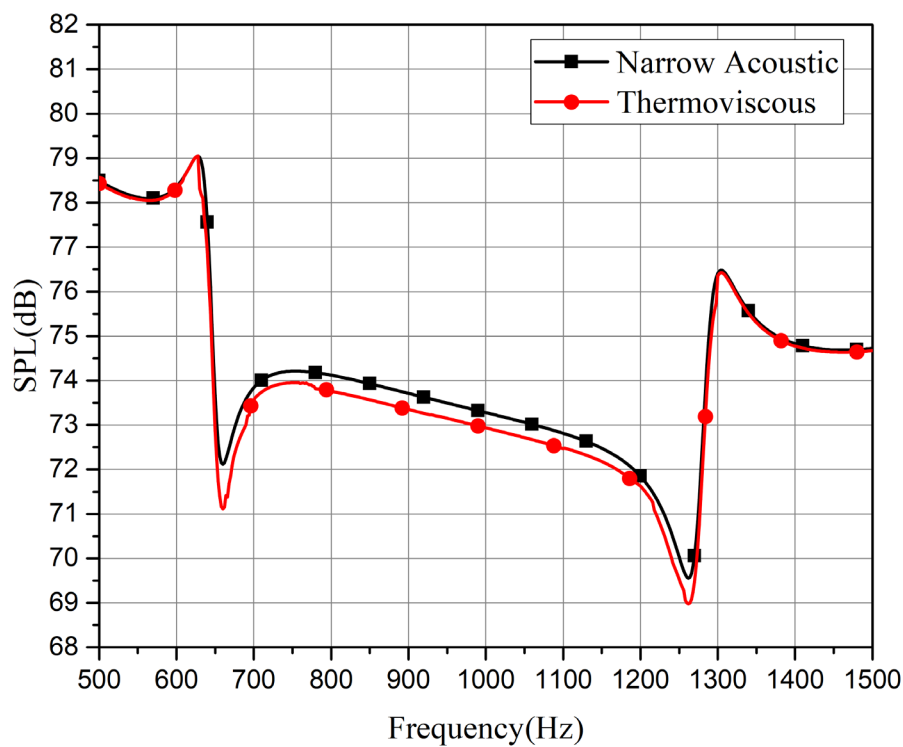


圖 4-4 狹區聲學與熱-黏聲學之聲壓響應(SPL)比較圖

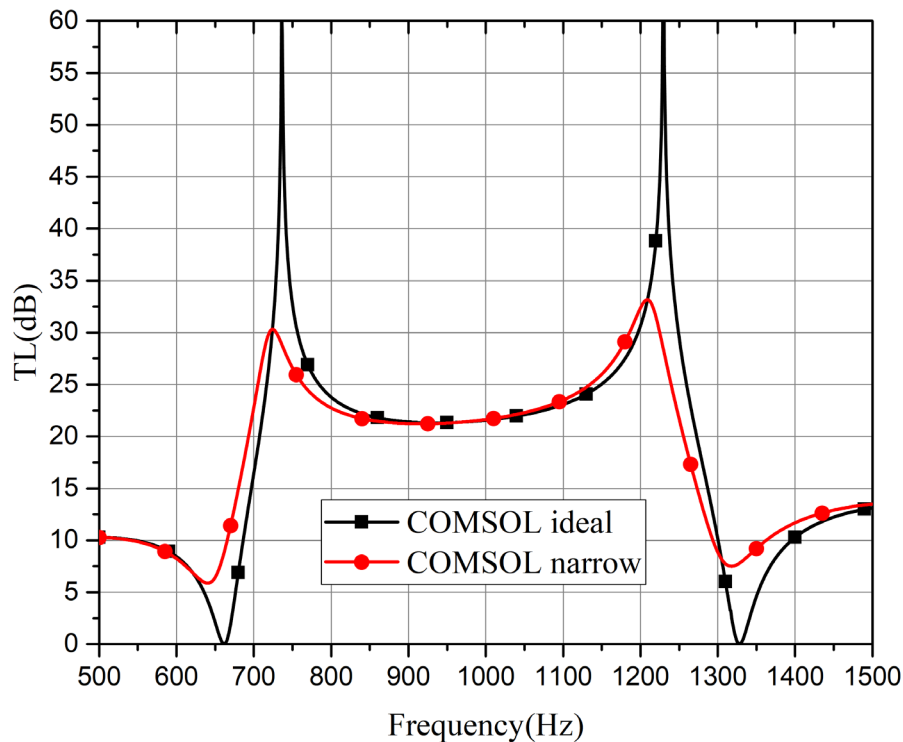


圖 4-5 理想狀態與狹區聲學穿透損失比較

理想模型與狹區聲學模型皆是以聲場硬邊界作為計算，保證聲音能在結構內傳遞，而不會透過邊界向外傳遞聲能。當聲壓作用於壁面時，此時固體邊界不會完全等效成剛性壁，所以將透過彈性體因為聲壓作用，產生彈性波造成散射，所以本文將結構以半徑為 50 mm、厚度為 56.6 mm 圓柱包覆在螺旋流道外，將空氣流道以外的區域設定為固體區域，如圖 4-6，並將其楊式係數、蒲松比、密度依照 3D 列印廠商提供數據來設置固體區域材料性質(材料為 SH-8900-H 光固化樹脂，其參數可以參照第 5 張圖 5-7)，上述的設定正確後，再將空氣域與固體域接觸面以聲耦合邊界條件，再加上狹區聲學，由圖 4-7 可看出在第一反共振頻率有些許偏移，不過對於穿透損失的影響並不大，所以聲固耦合對於本文研究的結構之穿透損失影響甚小，使用與狹區聲學模型模擬即可。

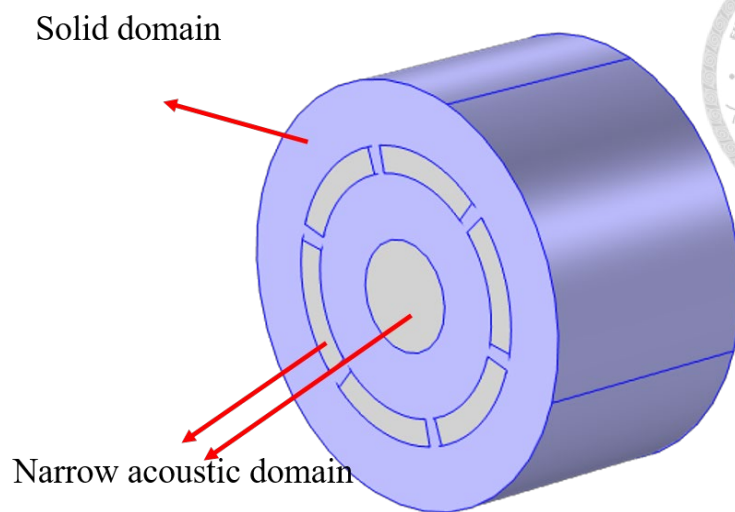


圖 4-6 聲固耦合之三維模型

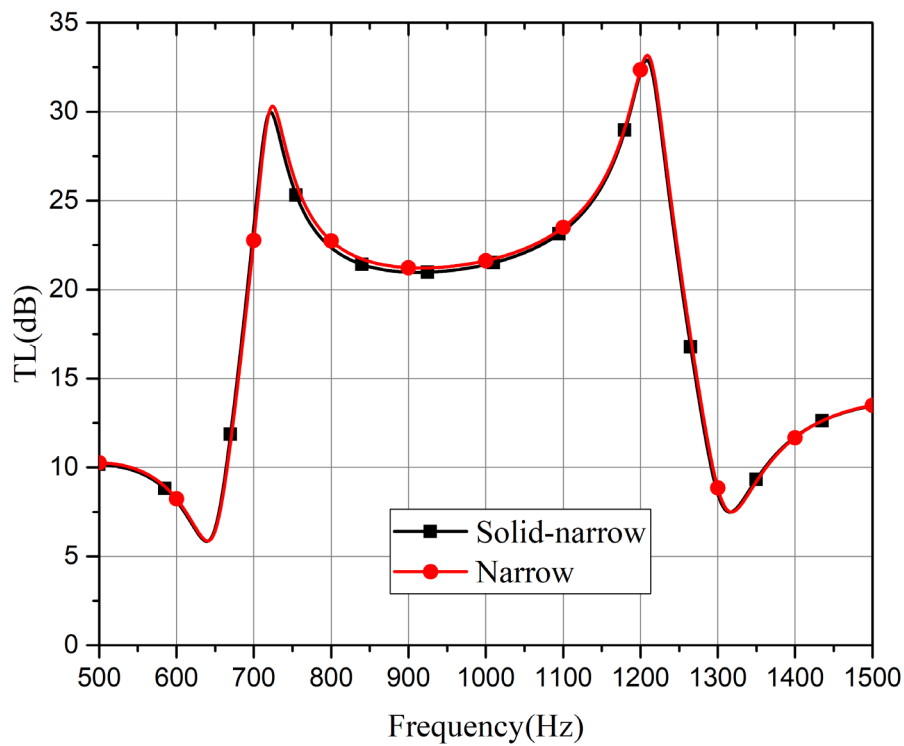


圖 4-7 聲固耦合與狹區聲學穿透損失比較

由上述的設定與驗證，可以將有限元素與 ADS 電路模擬軟體比較，在上一章

節提到若沒有調整彎管的相速度會造成很大誤差，如圖 4-8，所以本文透過特徵頻率分析將單一螺旋空氣流道的前後端設定壓力為 0，代表為兩端開口管，上述設定完成後將第一共振頻率(665.24 Hz)透過(2-30)得出相速度後並考慮損耗項，代入 ADS 中，其結果，如圖 4-9，將模型修正後，COMSOL 與 ADS 有相當高的一致性，且在計算上 ADS 只需不到 2 秒即可獲得與 COMSOL 有相同的結果，透過 ADS 模擬軟體能更有效的進行參數的調整。此外，在 3.4 的最後有介紹如何透過等校電路的方式計算吸收率，圖 4-10(a)為非通透式流道，藍色區域為聲場硬邊界，因為無穿透損失，所以其吸收率為 $\alpha = 1 - |R|^2$ ，圖 4-11 為有限元素與等校電路模擬結果，從圖中看出兩者有高度對應性，吸收率最高達到 0.94，此種吸收機制是利用聲音共振導致空氣介質的激烈運動，藉由熱黏損的影響，造成能量的損耗，由於末端負載為聲場硬邊界，所以聲音的共振會出現在流道的長度為 1/4 波長的奇數倍上，稱之為 1/4 共振式吸音。圖 4-10(b)為結合通透式與非通透式流道，藍色區域為聲場硬邊界，此結構具有穿透、反射與吸收，所以其吸收率為 $\alpha = 1 - |R|^2 - |T|^2$ 。圖 4-12 為有限元素與等校電路模擬結果，從圖中吸收率在 660 Hz、1320 Hz 與 1950 Hz 處有峰值，並非是 1/4 波長共振所造成的，而是通透式流道共振時，因為空氣摩擦壁面使得能量損耗。圖 4-13 中看出因為聲音通過該結構的流道變少，導致 10 dB 的消音頻寬增加了，這些概念也可以從 3.2 章中的 Q_A 和 Q_{A12} 變小，導致整體消音頻寬增加，該圖中可看出在 310 Hz、925 Hz 與 1548 Hz 有突起的峰值，恰好落在 1/4 共振腔之共振頻率，若將共振腔設計在通透式結構上，可以增加整體消聲效果並拓展消音頻寬。

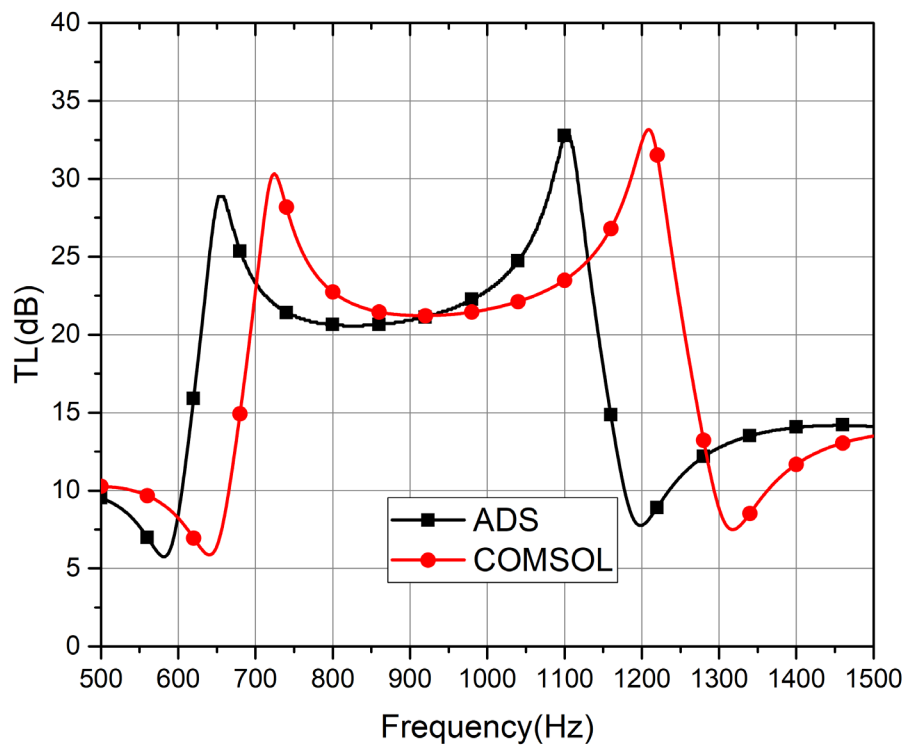


圖 4-8 修正前 ADS 與 COMSOL 穿透損失比較圖

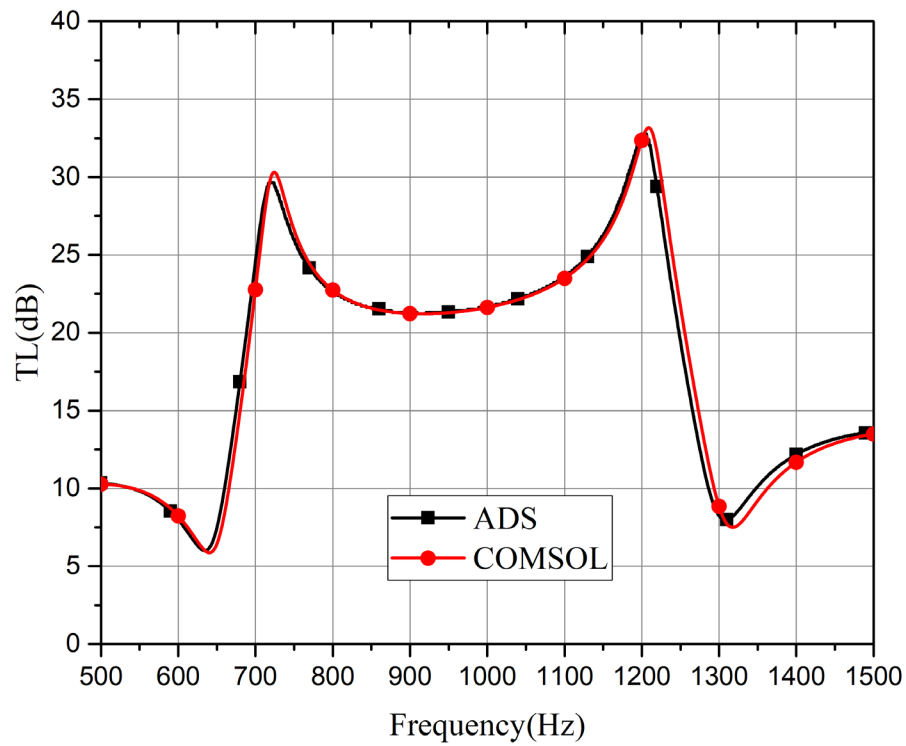
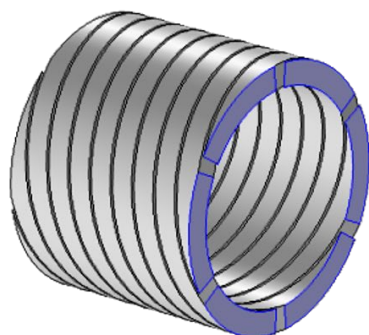


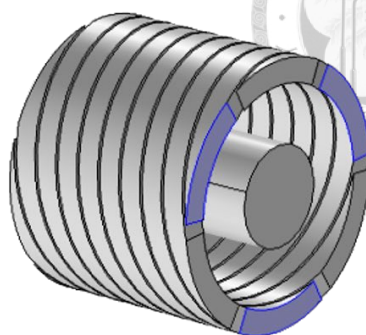
圖 4-9 修正後 ADS 與 COMSOL 穿透損失比較圖

(a)



Sound Hard Boundary

(b)



Sound Hard Boundary

圖 4-10 (a)非通透式流道 (b) 結合通透式與非通透式流道

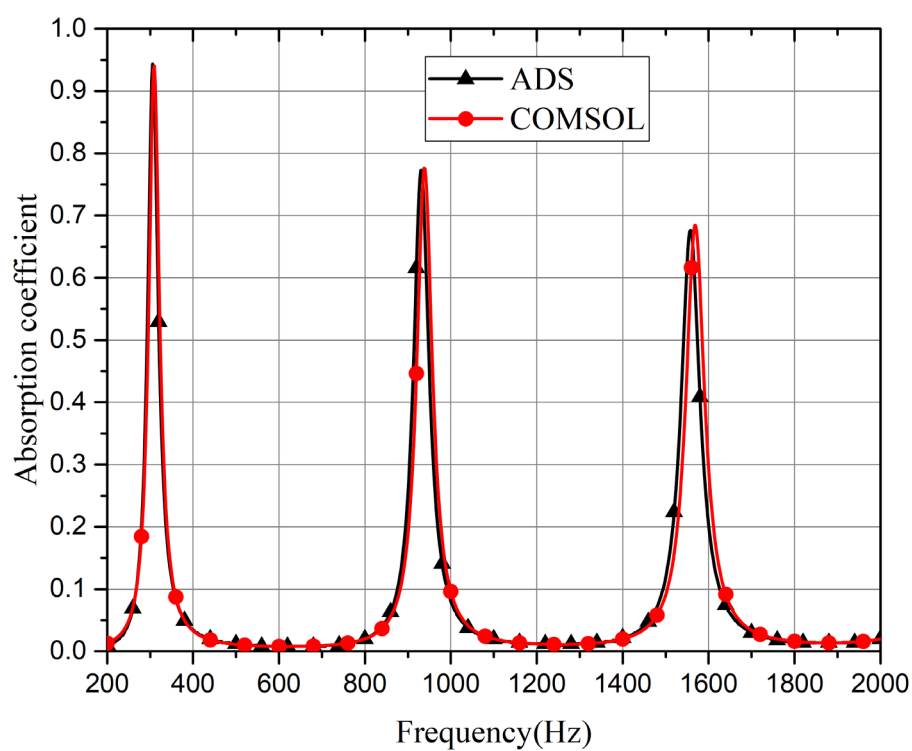


圖 4-11 非通透式流道之吸收率

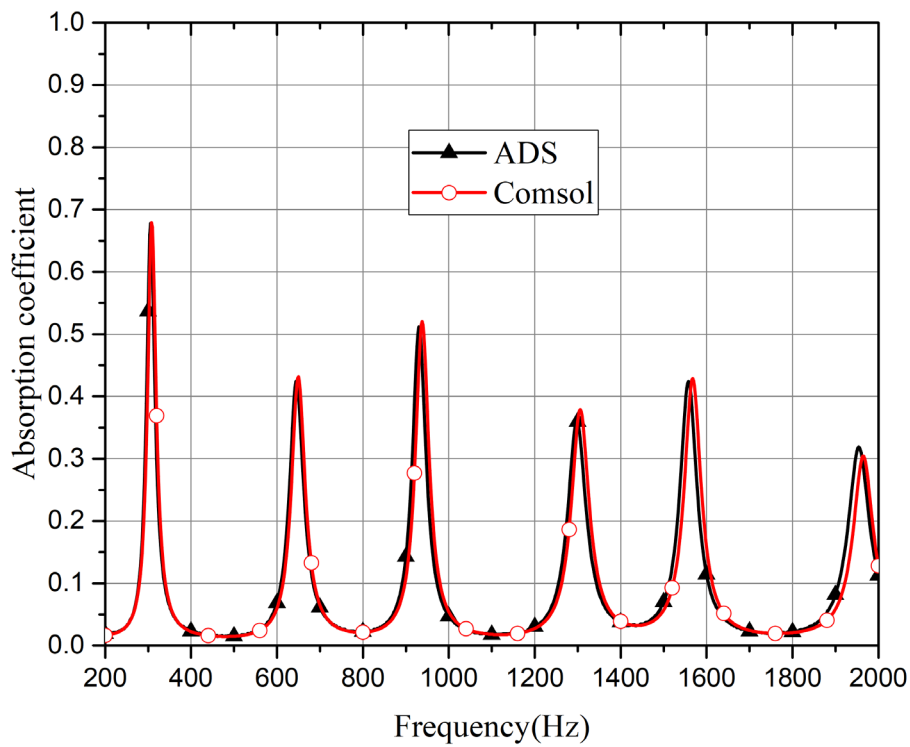


圖 4-12 結合通透式與非通透式流道之吸收率

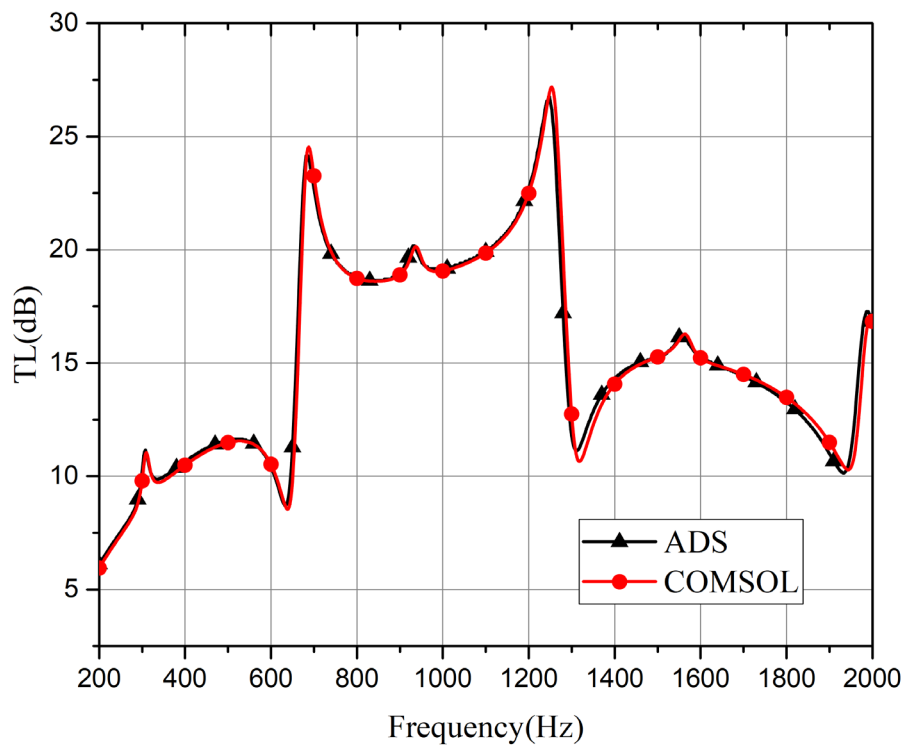


圖 4-13 結合通透式與非通透式流道之穿透損失

將上述模擬的方法，應用在 7 mm 直徑的入耳式消音結構，計算其穿透損失，

如圖 4-14，在 500-1500 Hz 擁有良好 10 dB 比例頻寬，並且與 ADS 模擬有高度一致性，其最大誤差約為 3.6%。此外，本文是將原本阻抗管直徑設定為 7 mm，如果直徑為 10 cm，那麼結構的穿透損失會很大，較不符合實際情形。

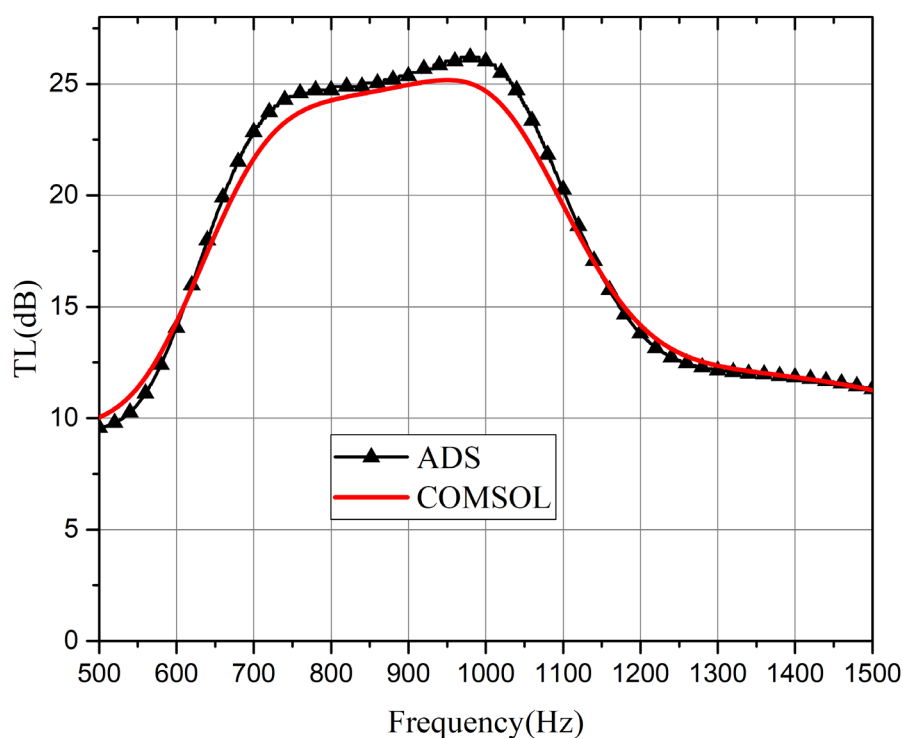


圖 4-14 直徑 7mm 入耳式消聲結構穿透損失圖

總結上述所使用的有限元素模擬方式，透過理想模型、狹區聲學、熱黏聲學與聲固耦合，將模擬簡化的可行性並與 ADS 電路模擬軟體相互驗證，能大幅減少計算時間。兩種結構分別是直徑 10 cm 與 7 mm 消聲結構，10 dB 消音範圍為(660-1300 Hz)與(500-1500 Hz)，約 66%與 100%的消音頻寬，結構最小厚度維持在 0.107λ 與 0.11λ ， λ 為 10 dB 比例頻寬之最低頻率對應之波長。

4.2 插入損失

常用的隔音效果的方法，主要有三種描述分別為降噪(Noise Reduction)、插入損失(Insertion Loss)與穿透損失(Transmission Loss)，其中插入損失是較為接近人耳

聽力感受的一種方法[71]-[76]。入耳式耳塞直徑為 7mm，若要做出 7mm 直徑之阻抗管量測穿透損失，會有相當大的困難。為了降低模擬的複雜度，本研究以 7mm 之消聲結構(稱之為實驗組)、直徑 7 mm 長度 80 mm 的空心圓與無放置任何結構(稱之為對照組)在一封閉音場內，模擬人耳實際上的聽覺感受，並與實驗相互驗證(見本文第六章結果與討論)。

不同於 4.1 節所介紹的模擬與計算方式，計算方式為實驗組與對照組藉由模擬，計算在耳膜阻抗上所得之聲壓級(SPL)作相減(4-5)，其中下標 1 為對照組結構，下標 2 為實驗組結構。

$$IL = SPL_1 - SPL_2 \quad (4-5)$$

模擬是將波導管套於結構外，並透過喇叭激發聲壓來計算耳膜上的聲壓級，首先建立一個波導管長 L 為 300 mm，半徑 R 為 20 mm，如圖 4-15 所示。將波導管左側設置向內速度為 0.01 m/s 之法向速度，右側設置一個半徑為 3.5 mm 之耳膜阻抗，如圖 4-16，該阻抗無考量耳殼，其邊界皆設定為聲場硬邊界。此處不將聲源設置為平面波輻射，其原因為入射波遇到邊界時會產生反射波，而反射波並不會向無限遠傳遞。

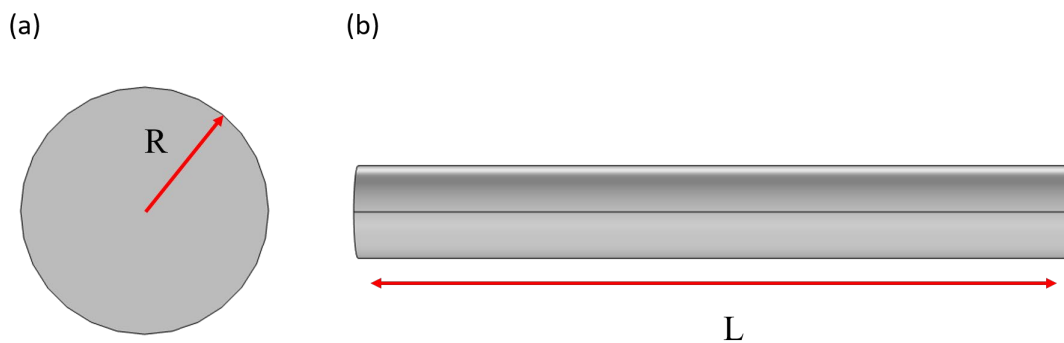


圖 4-15 (a)波導管截面(b)波導管側視圖

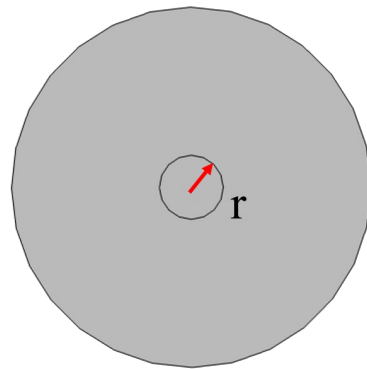


圖 4-16 耳膜阻抗

在波導管內部設置實驗組如圖 4-17，對照組之空心圓結構如圖 4-18，圖中藍色邊界為耳道邊界，而對照組之無放置任何結構即為藍色區域。將實驗組與對照組以 1/24 八音帶掃頻，這裡使用 1/24 八音帶是為了與實驗做驗證而設定。圖 4-19 顯示空心圓與消音結構之插入損失，以降低 10 dB 來看，在 500-1480 Hz 的消音效果相當良好。圖 4-20 顯示無放置結構與消音結構之插入損失，無放置結構的模擬可近似為人耳的聽覺感受，在 550-1450 Hz，具有 10 dB 的聲衰減，在該範圍內最大減少 45 dB。藉由插入損失的方式計算消音頻段與穿透損失具有良好的對應性，如圖 4-21。人耳對於低頻較不敏感，若流道增長可使消聲頻段往低頻走，雖然流道長結構就比需要長，但可以將結構彎曲纏繞在耳朵上，如圖 4-22，若要往人耳較為敏感的高頻段降噪的話，則無須建立彎曲式，只需要流道能達到反共振頻率即可。可以利用第三章初步設計出欲消聲頻段之結構。

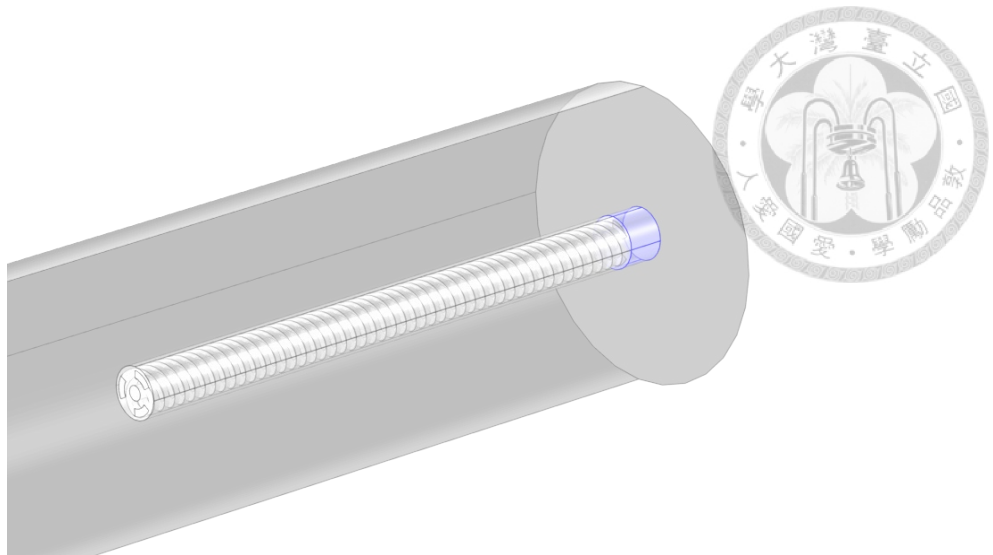


圖 4-17 波導管內部之 7mm 消聲結構示意圖

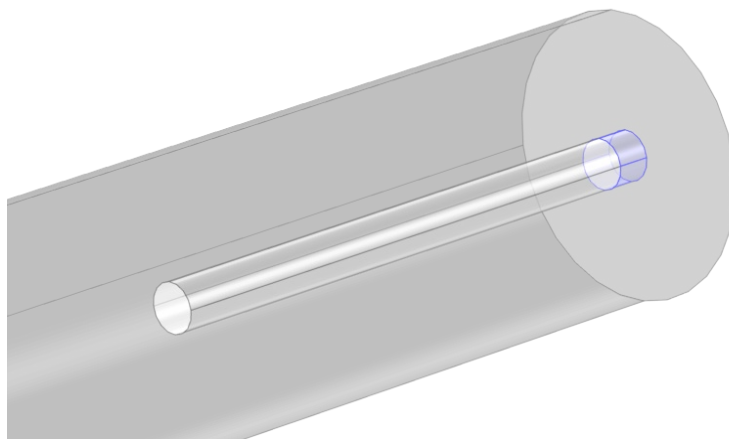


圖 4-18 波導管內部之 7mm 空心圓結構

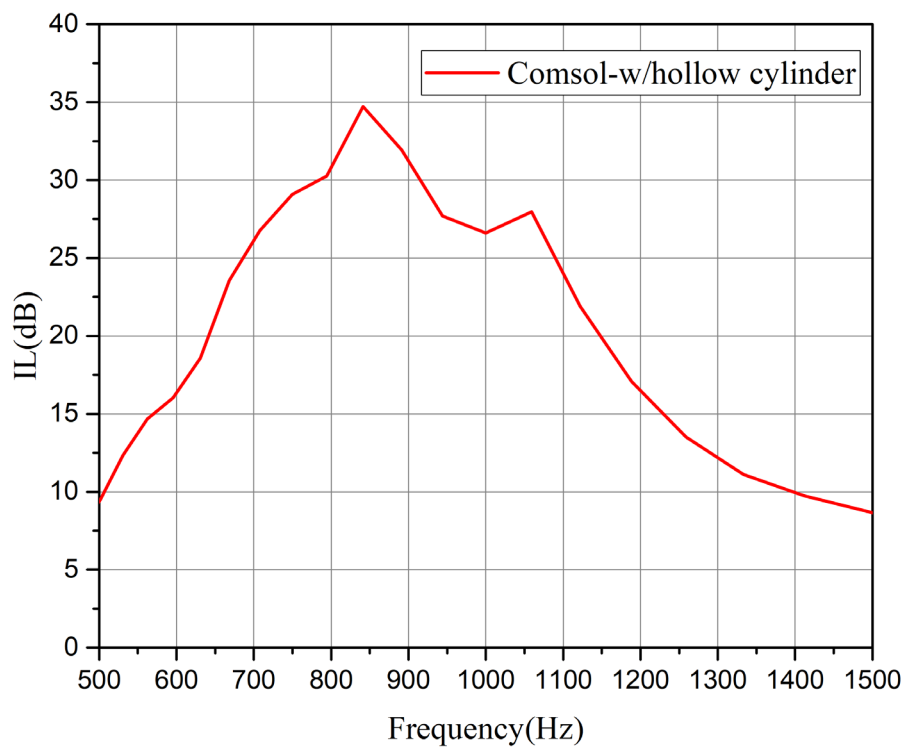


圖 4-19 實驗組與對照組(空心圓)之插入損失

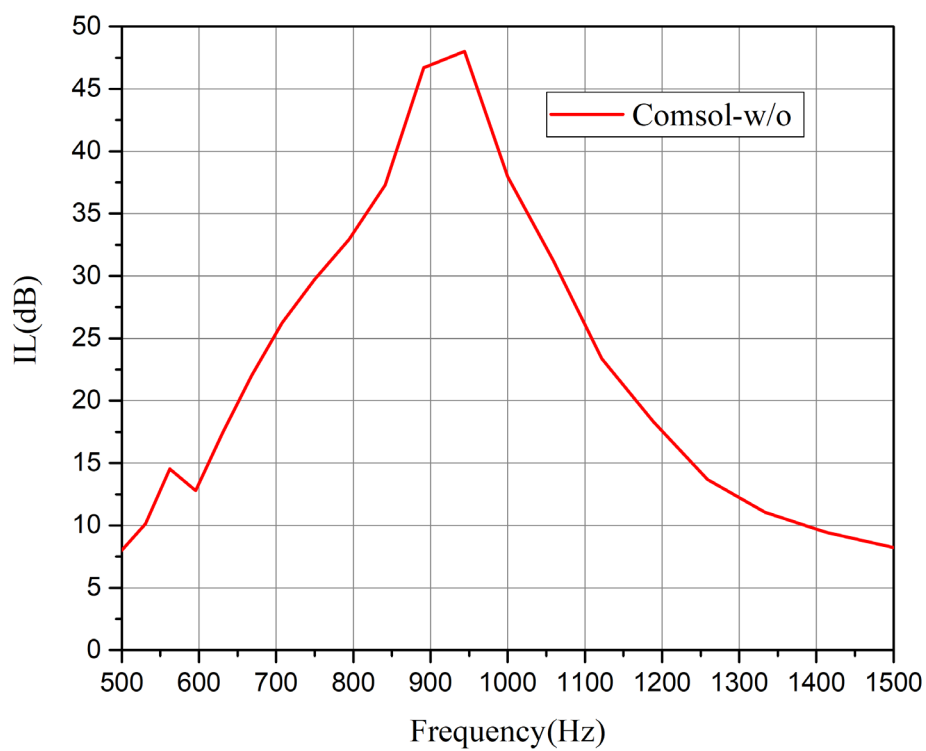


圖 4-20 實驗組與對照組(無放置結構)之插入損失

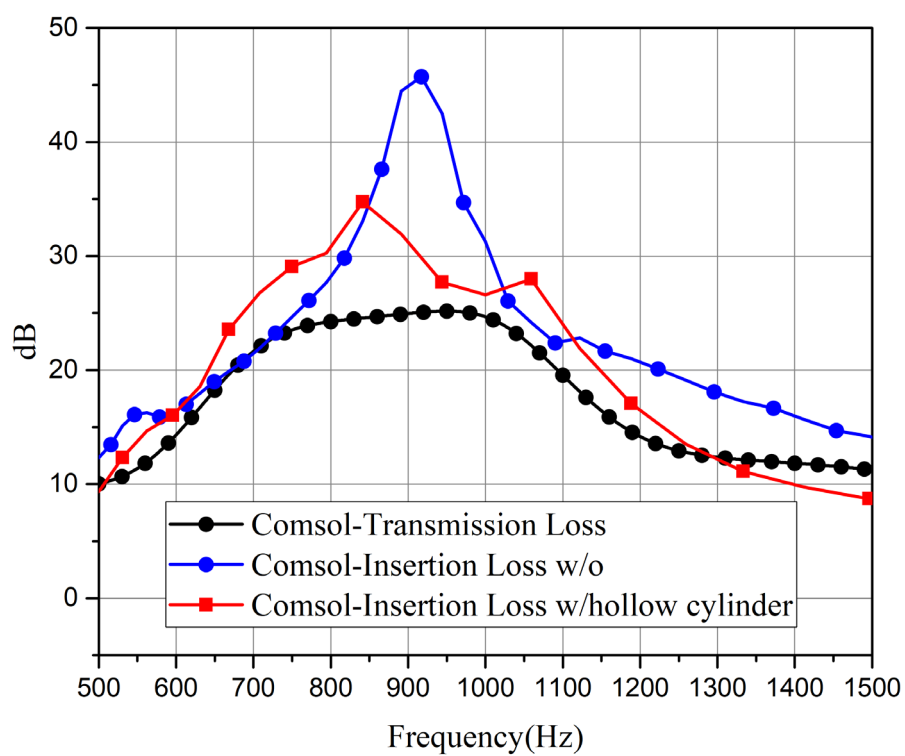


圖 4-21 插入損失與穿透損失頻譜圖

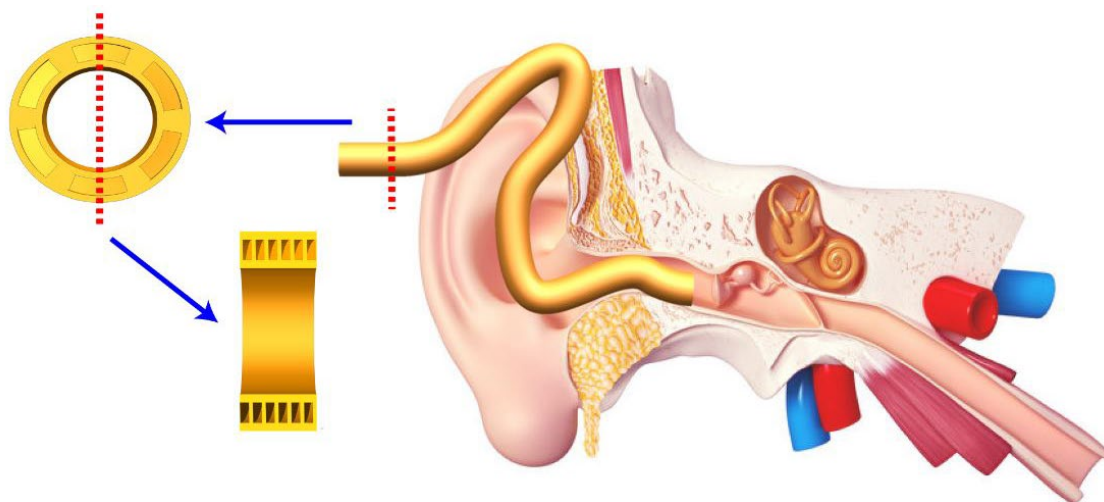


圖 4-22 彎曲式消聲結構



Chapter 5 實驗量測

5.1 穿透損失量測

本研究所使用的設備是成大工程科學系陳蓉珊教授實驗室購買的 BSWA TECH 公司販售的阻抗管量測系統，官方所提供的型號與詳細規格於圖 5-1 對應 SW422 阻抗管系統，各單元儀器規格皆能在 BSWA 的官網上查詢)，該系統可量測的頻率範圍在 63-1800 Hz，而本文所研究之頻段涵蓋在此範圍內。阻抗管的內徑為 100mm，所以在結構設計上外徑 r_2 應為 100 mm，這樣才能固定在阻抗管內量測，在量測採用國際標準規範 ASTM E2611-17[77]。另外，此系統可用於量測反射、吸音係數以及穿透損失等性質，而本研究所設之結構主要量測穿透損失來評估其消音能力，其架設如圖 5-1。該量測系統是在待測物兩端均使用雙麥克風來計算轉移函數，麥克風型號為 MPA416，直徑是 1/4 英寸，詳細規格如圖 5-3，將信號傳到資料擷取器(MC3242)，如圖 5-4，之輸入埠，該資料擷取器最多可以接受多達 4 個饋入訊號，亦可以輸出訊號至擴大機(PA50)，如圖 5-5，以驅動喇叭單體，並以 USB 介面與電腦連接，才能獲取並分析量測數據，另外，在量測之前使用麥克風校準器(CA115)調整靈敏值，如圖 5-6，以確保數據正確。

BSWA IMPEDANCE TUBES						
Model	SW230	SW260	SW420	SW470	SW422	SW477
Value to be Measured	Sound Absorption Coefficient (α)				Sound Absorption Coefficient (α) and Transmission Loss(TL)	
Standard	GB/T-18696, 2-2002, ISO10534-2, 1998, ASTM E1050-08				Sound Absorption Standard: GB/T-18696, 2-2002, ISO10534-2, 1998; ASTM E1050-08	
Frequency Range (Hz)	125 ~ 3150	125 ~ 6300	63 ~ 1800	800 ~ 6300	63 ~ 1800	800 ~ 6300
Inner Diameter of Testing Tube	60 mm	60 & 30 mm	100 mm	30 mm	100 mm	30 mm
Loud speaker	4 " in diameter, 20 Watts, 8 Ohm					
OPTIONAL ITEMS						
1/4' ' Microphone	MPA416					
Data Acquisition Card	MC3022+PA50 or MC3522				MC3242	
Power Amplifier	PA50					
Software	VA-Lab2 Basic + VA-Lab2 IMP-A				VA-Lab4 Basic + VA-Lab4 IMP-AT	

圖 5-1 BWSA 官方型號

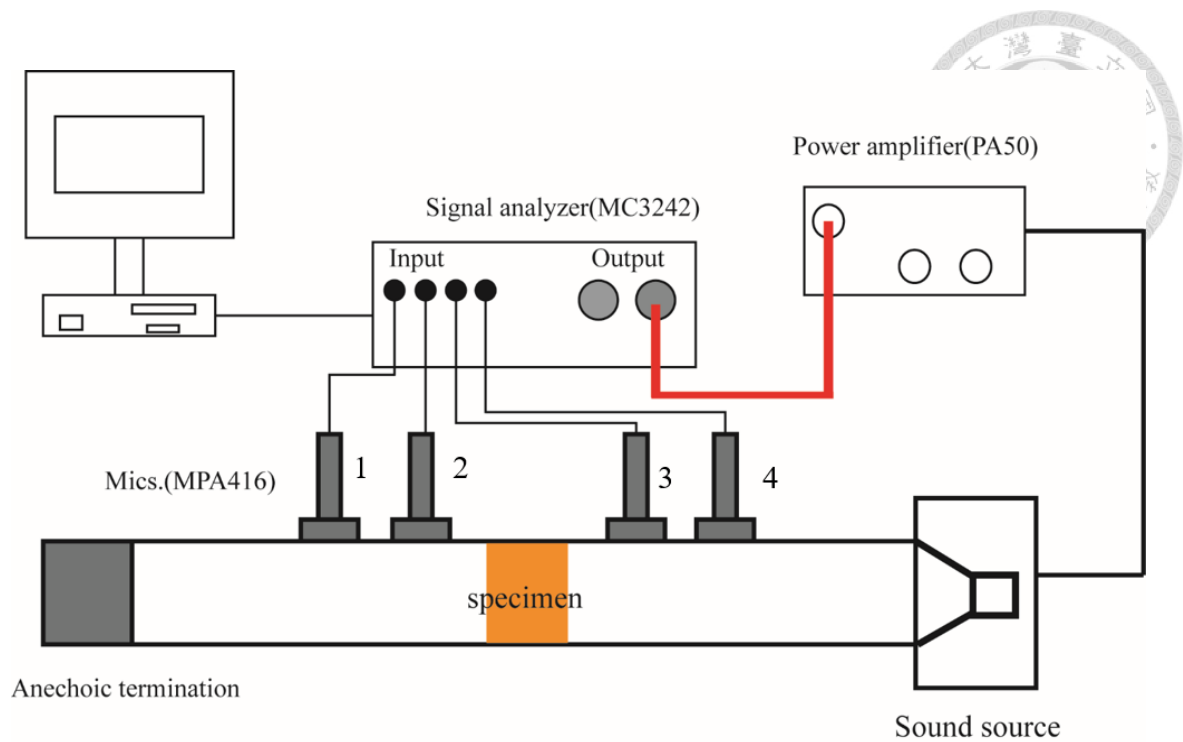


圖 5-2 實驗量測系統示意圖



Specification	
Response	Free field
Sensitivity	50 mV/Pa
Equivalent Noise Level	29 dB(A)
Upper Dynamic Limit	127dB
Frequency Range	20 Hz ~ 20 kHz (complied with IEC 61672 Class 1 requirements at reference conditions)
Power supplier	ICP
T.H.D	< 3% at 128 dB SPL
Temperature Coefficient: (at 1000 Hz, at reference temperature 23°C)	15 ~ 35°C: <±0.3 dB 0 ~ 40°C: <±1.5 dB -10 ~ 50 °C:<±3.0 dB
Humidity Coefficient	20%~90% RH ; Sound Pressure Level Change < ±0.8 dB at 1000Hz at temperature 30°C, and reference 50% RH
Operating Temperature Range	-10°C ~ 50°C
Polarization Voltage	0V

圖 5-3 麥克風(MPA416)規格



Specification	
Input Channel	4
Input Connector	BNC with ICCP power supply (2mA/21V, can be turned off)
Self-Generated Noise Level	30dBA (50mV/Pa)
Input Frequency Response	2Hz~20kHz (± 0.5 dB)
Input Dynamic Range	102dB
Maximum Input Voltage	± 5 Vpeak
Output Channel	2
Output Connector	BNC
Output Frequency Response	4Hz~31.5kHz (± 0.5 dB)
Maximum Output Voltage	1.85Vrms
Maximum Output Current	± 20 mA
A/D Resolution	24Bits
Sampling Rate	Input: 51.2kHz, Output: 8/16/32/44.1/48/96kHz
USB Interface	USB-B interface, USB 2.0 compliant
Power Supply	USB power supply (need to reach 500mA capacity)
Operating Environment	Temperature: $-10^{\circ}\text{C} \sim 50^{\circ}\text{C}$, Humidity: 0~90%RH
Dimension (mm)	W226 x H51 x D188
Weight	1.4kg (only data acquisition), 3.1kg (including package)

圖 5-4 資料擷取器(MC3242)規格



Specification	
Maximum Output Power (Continuous)	4Ω: 50WRMS, 8Ω: 25WRMS
Maximum Output Voltage	20VPeak
Output Impedance (Typ.)	0.12Ω
Output Noise (Typ.)	200uVRMS (22Hz~22kHz, 8Ω, Gain=0dB); 58uVRMS (A-weighting, 8Ω, Gain=0dB)
Output Connector	4mm Banana Socket
Maximum Input Voltage (Input Sensitivity)	1.0VRMS
Input Impedance (Typ.)	8.8kΩ
Input Connector	BNC
Frequency Response	10Hz~20kHz (+0dB ~ -0.5dB, 8Ω, 20WRMS)
SNR	96dB (22Hz~22kHz, 1kHz, 8Ω); 107dB (A-weighting, 1kHz, 8Ω)
THD+N	0.012% (1kHz, 8Ω, 25W)
Gain (Input Attenuator)	-∞~0dB
Overload Indicator	Red LED, cut off output when overload
Level Indicator	6 level LED indicator: -19.5dB ~ -1.5dB
Protection	Overload, short-circuit, DC offset, over-temperature and power on time delay
Cooling	Cooling by shell without fan
Power Supply	220VAC 50/60Hz, IEC Type C13 Connector
Operation Environment	-10°C~50°C, 0%RH~95%RH
Dimensions (mm)	W270 x H210 x D70
Weight	4.4kg (only power amplifier)

圖 5-5 擴大機(PA50)規格

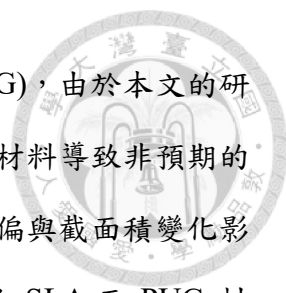


Specification	
Standard	IEC 60942:2003 Class 2, ANSI S1.40-1984, GB/T 15173-1994
Sound Pressure Level	94.0dB/114.0 dB ± 0.3 dB
Frequency	1000Hz $\pm 0.5\%$
Microphone Diameter	According to IEC 61094-4: 1/2" & 1/4"
Harmonic Distortion	<2% Stabilization Time: <10 s
Equivalent Free-field Level	-0.2 dB for 1/2" Microphones
Equivalent Random Incidence Level	+0.0 dB for 1/2", 1/4"
Reference Conditions	Ambient Temperature: 25°C (77°F) / Ambient Pressure: 101.3 kPa Humidity: 55% RH / Effective Load Volume: 250 mm ³
Environmental Conditions	Temperature: -10°C-50°C (14°F -122°F) / Pressure: 65 kPa to 108 kPa Humidity: 10 to 90%RH (non-condensing)
Power Supply	Batteries: 1.5 V LR6 (AA battery) $\times 2$ Lifetime: Typically 40 hours with alkaline batteries at 25°C (77°F)
Diameter	48*70*70mm
Weight	Weight: ≈ 180 g, including batteries

圖 5-6 校正器(CA115)規格

5.1.1 試片規格

製作結構上，本研究採用 3D 列印技術，其技術包含了熔融沉積(FDM)、粉末



燒結(SLS)、光固化(SLA)、3D 噴射列印(3DP)以及真空注射(PUG)，由於本文的研究，要求螺旋流道與中央圓管流道的表面平整度，盡量避免粗糙材料導致非預期的聲波損耗、反射，以及擁有較高的尺寸精準度，減少共振頻的頻偏與截面積變化影響消音頻寬。廠商建議在下使用無論精度還是表面粗糙度都不及 SLA;而 PUG 材料容易有氣泡的問題。最後採用光固化(SLA)3D 列印技術製作雙流道結構，而使用的樹脂型號為 SH-8900H，其固化後的機械性質於圖 5-7。為了能與 COMSOL 模擬能夠映證，本研究將其楊式係數、密度、泊松比等數值輸入模擬之材料常數內，以聲固耦合搭配狹區聲學，因材料參數固化後之性質常數為一區間，所以在模擬上將材料參數的平均值作為輸入。本研究設計直徑 10 cm 之消音結構，光固化後完成品如圖 5-8，量測外徑為 100.72 mm，厚度 56.7 mm，外徑誤差為 0.72 %，厚度誤差為 0.7 %，將以上製作誤差進行有限元素模擬，預估最大頻率偏移為 11 Hz。由於阻抗管直徑約為 100 mm，當結構放入阻抗管內仍有些許空隙，所以將結構外側用密封膠帶纏上防止聲音洩漏，影響實驗數據。



MEASUREMENT 测试项目	TEST METHOD 测试方法	VALUE 数值
90-minute UV post-cure 90 分钟紫外固化		
Hardness 硬度, Shore D	ASTM D 2240	77~88
Flexural modulus 弯曲模量, Mpa	ASTM D 790	2,682-2,778
Flexural strength 弯曲强度, Mpa	ASTM D 790	70- 74
Tensile modulus 拉伸模量, MPa	ASTM D 638	2,599-2,715
Tensile strength 拉伸强度, MPa	ASTM D 638	40-58
Elongation at break 断裂延长率	ASTM D 638	12 -19%
Poisson's Ratio 泊松比	ASTM D 638	0.4-0.44
Impact strength notched Izod, J/m 缺口冲击强度	ASTM D 256	35 - 45
Heat deflection temperature, °C 热变形温度	ASTM D 648 @66PSI	55~68
Glass transition, Tg 玻璃化转变温度, °C	DMA, E'' peak	60~75
Coefficient of thermal expansion, 热膨胀系数, /°C	TMA(T<Tg)	90~102*E-6
Density 密度, g/cm ³		1.12~1.18
Dielectric Constant 介电常数 60 Hz	ASTM D 150-98	4.1~5.0
Dielectric Constant 介电常数 1 kHz	ASTM D 150-98	3.2~4.2
Dielectric Constant 介电常数 1 MHz	ASTM D 150-98	3.2~4.1
Dielectric Strength 绝缘强度 kV/mm	ASTM D 1549-97a	12.7~16.2

圖 5-7 SH-8900H 固化機械性質



圖 5-8 直徑 10cm 消音結構實體圖

5.1.2 標準測試理論

在量測過程中，工作頻率範圍有一定的限制，定義工作範圍頻率為(5-1)， f ， f_l ， f_u 為分別為工作頻率、最低工作頻率和最高工作頻率，最高頻率 f_u 的限制需由管中的截止頻率決定，以保持只有平面波可以在其中傳輸，然而 f_u 應該小於第一截止頻率，因為高階模態可能會在管中激發，儘管由於工作頻率低於第一個截止頻率，它們都會隨著傳播而衰減。當頻率接近截止頻率時急膚深度急劇增加，因此麥克風可能會意外接收高階模式，導致高頻數據變化較大，因為麥克風默認接收平面波而不是直接測量能量。最低頻率限制 f_l 取決於麥克風的間距和分析系統的精度。通常間距應大於波長的一倍，以獲得精確的結果。

$$f_l < f < f_u \quad (5-1)$$



5.1.3 麥克風校正

為了確定系統的傳遞矩陣，需量測四個位置之間的轉移函數 H 。這在實際上是透過麥克風在四個位置量測聲壓的振幅和相位來實現的，麥克風的位置是在待測物的兩側各放置兩隻麥克風。轉移函數是聲壓響應的複數比，因此轉移函數對於振幅或相位的任何變化都會影響轉移函數量測的準確性，所以以下的步驟顯示了提高量測精度的校準方式。

1. 检查工作頻率的信噪比(SNR)大於 10dB。
2. 透過交換麥克風進行傳遞函數的校正。

為確保測量的一致性，聲源應在所有麥克風位置產生足夠的信號，以使每個測試頻帶中的測量信號至少比背景噪聲大 10 dB。對於麥克風校準，每個麥克風必須測量兩個轉移函數以實現複雜的麥克風校準因子 H^c ，從而解決麥克風響應失配的問題。為標準配置和開關配置中的麥克風定義校準轉移函數 H 。以麥克風 1 與麥克風 2 為例，先以圖 5-2 麥克風 1 為基準，校正麥克風 2，於原先位置量測一次得到轉移函數 $H_{2,1}^I$ ，再將兩個麥克風互換位置得到轉移函數 $H_{2,1}^{II}$ 。

$$H_{2,1}^I = |H^I| e^{j\phi^I} \quad (5-2)$$

$$H_{2,1}^{II} = |H^{II}| e^{j\phi^{II}} \quad (5-3)$$

$$H_{2,1}^c = (H^I \cdot H^{II})^{\frac{1}{2}} \quad (5-4)$$

$$H = \frac{\overline{H}}{H^c} \quad (5-5)$$

其中 \overline{H} 為麥克風直接量測之轉移函數， H^c 為校正轉移函數，實際量測時，可以透過 H^c 進行校正。以麥克風 1 為基準透過上述步驟，即可得到另外三個轉移函數 $H_{2,1}^c$ 、

$$H_{3,1}^c、H_{4,1}^c$$



5.1.4 量測步驟

實驗步驟如下

1. 先將麥克風放入校正器中，儀器會發出固定 1000Hz，114dB 的聲源，來調整麥克風的靈敏度。如圖 5-9。
2. 依照量測規範，聲源的聲壓必須大於背景雜訊 10dB 以上，如圖 5-10，如果沒有達到，就須調整擴大機的增益，但不能調整過大以免喇叭單體損壞。
3. 以最靠近聲源的麥克風基準，依序求出麥克風之間的校正函數。例如:若欲求麥克風 1 和麥克風 2 的校正函數，先置於原位置量測一次，再把兩個麥克風位置互換之後，再量測一次，就可以得到校正函數，以此類推，四個麥克風量測方式可以得出， $H_{2,1}$ ， $H_{3,1}$ ， $H_{4,1}$ 等轉移函數，一共量測六次，量測過程中尾端應擺放吸音係數高的材料。
4. 放入待測物件，確保待測物在阻抗管中，是否有聲音洩漏，如果有洩漏，可使用膠帶纏繞或是黏土將其密封
5. 量測時，連續取樣時間為 30 秒(系統會自動平均)，尾端有吸音棉與無吸音棉，各量測一次可得到一組數據，每一種量測情形均連續取五組數據後再平均最後獲得實驗結果。



圖 5-9 麥克風靈敏度校正

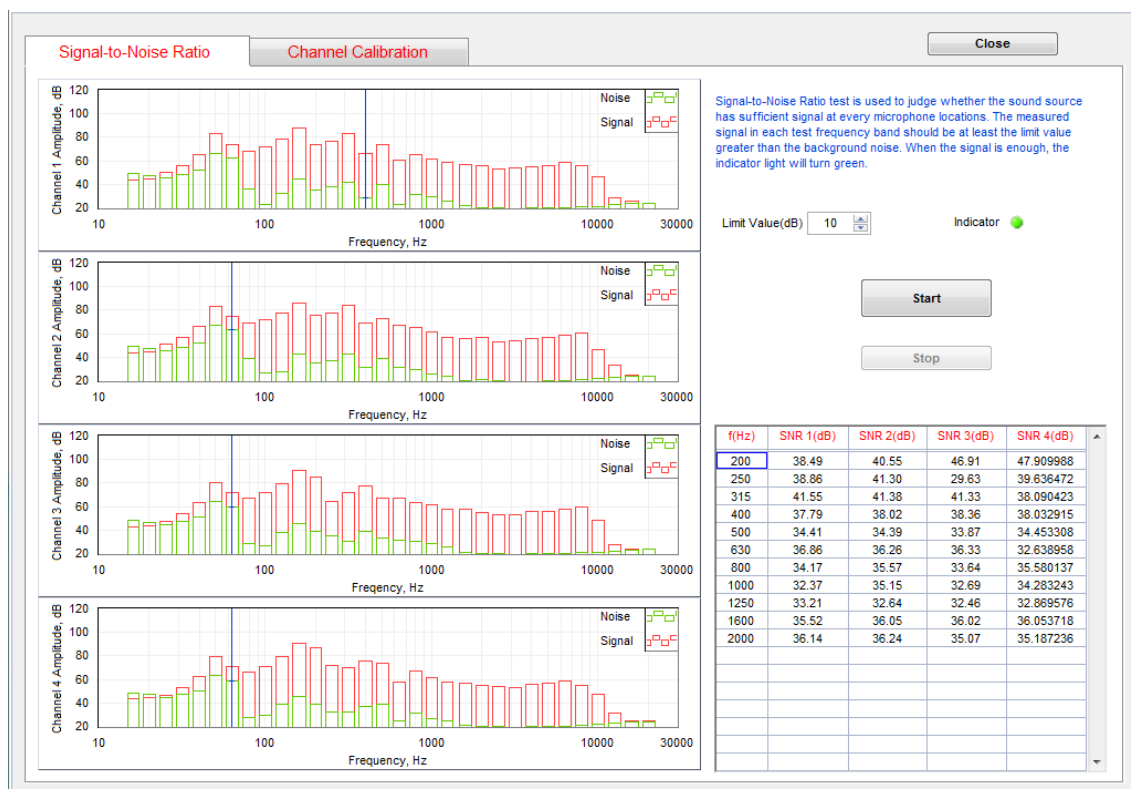


圖 5-10 檢查每個麥克風之 SNR 值

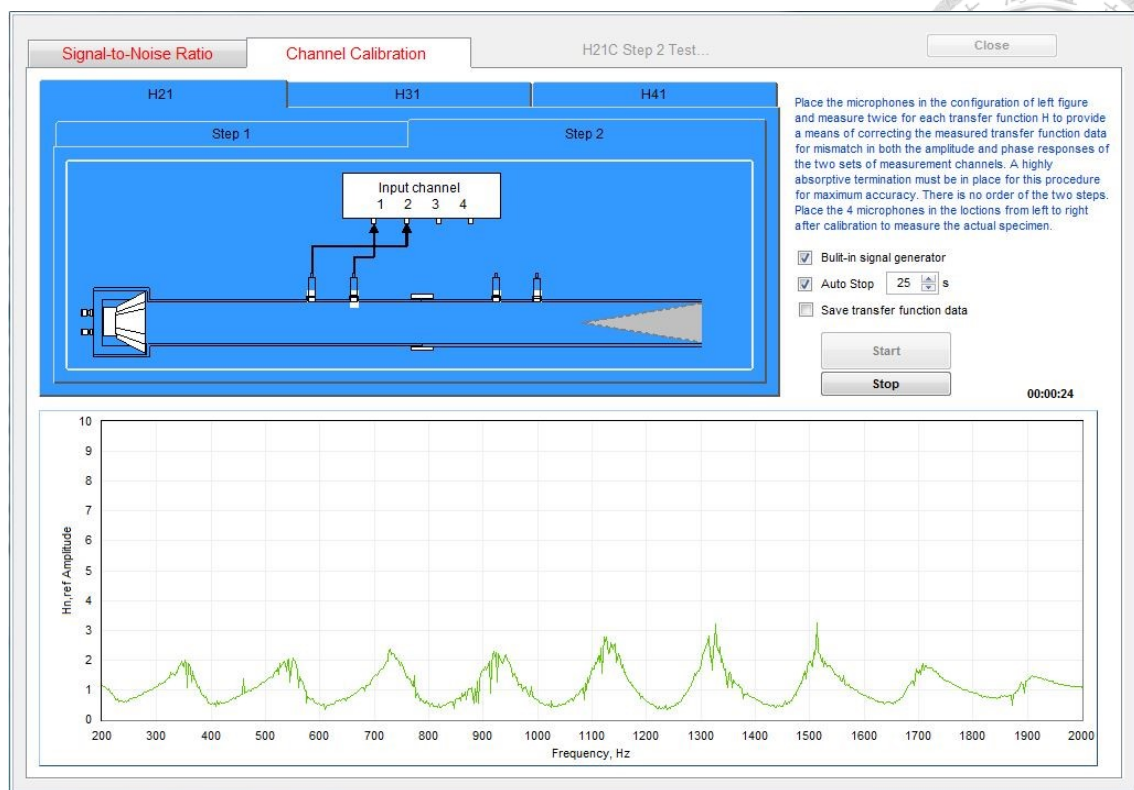


圖 5-11 轉移函數校正



圖 5-12 量測實體圖

5.2 插入損失

本研究所使用的人工耳儀器是由台大機械黃育熙教授所提供。人工耳是用於量測插入式、耳掛式以及耳罩式的頻率響應，人工耳下方有一麥克風，其與人耳鼓膜具有相似的聲學特性，來模擬人耳實際聽感，麥克風上方裝有仿真的人耳以及夾具，本研究所選用的型號是 GRAS 43AG-9 Hi-Res Ear Simulator，如圖 5-13 所示，詳細規格見表 5-1，符合國際電工委員會 IEC60318-4 標準。搭配聲音校正器（G.R.A.S. 42AG Multifunction Sound Calibrator, Class 1），如圖 5-14，並以聲壓位準 94dB、聲音頻率 1000Hz 為基準對麥克風進行校正。本研究透過人工耳實驗儀器量測聲學濾波器的插入損失，設計兩種實驗方式量測，詳細流程如 5.2.2、5.2.3。實驗示意圖如圖 5-15 和圖 5-16。



圖 5-13 人工耳(GRAS 43AG-9 Hi-Res Ear Simulator)

表 5-1 人工耳麥克風規格

GRAS 43AG-9 Hi-Res Ear Simulator	
Sensitivity	1.6(mv/Pa)
Dynamic range lower limit	44(dB)
Dynamic range upper limit	169(dB)
Frequency range	100-50000(Hz)



圖 5-14 聲音效準器(G.R.A.S. 42AG)

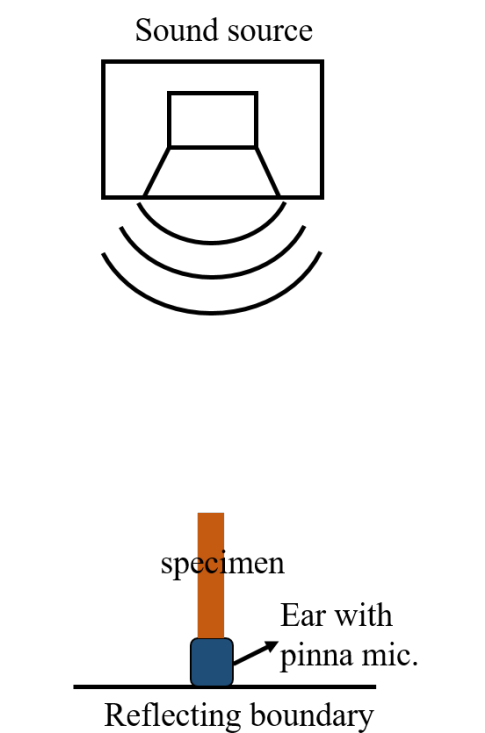


圖 5-15 反射音場實驗示意圖

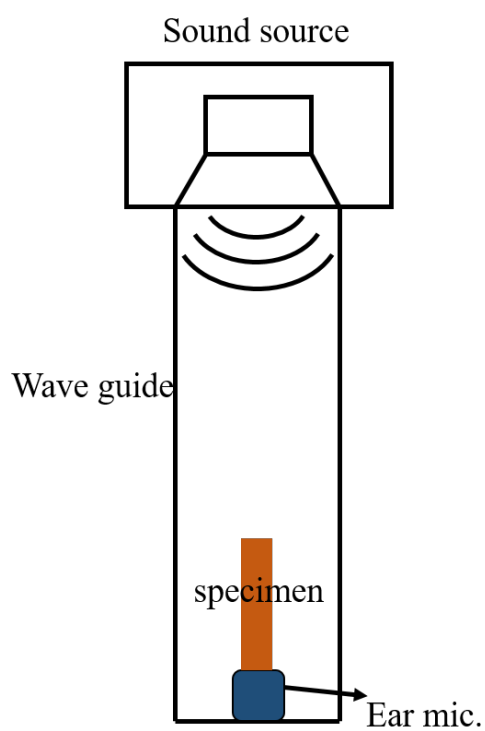


圖 5-16 封閉音場實驗示意圖



5.2.1 試片規格

試片製作方式與 5.1.1 相同，使用光固化(SLA)，而使用的樹脂型號為 SH-8900H 在聲學系統中可視為硬邊界，本研究所探討之頻率為 500-1500Hz 的聲學濾波效果，利用第三章的設計概念來選定目標頻率，其結構如圖 5-17，結構幾何尺寸如表 3-2。空心圓結構如圖 5-18。

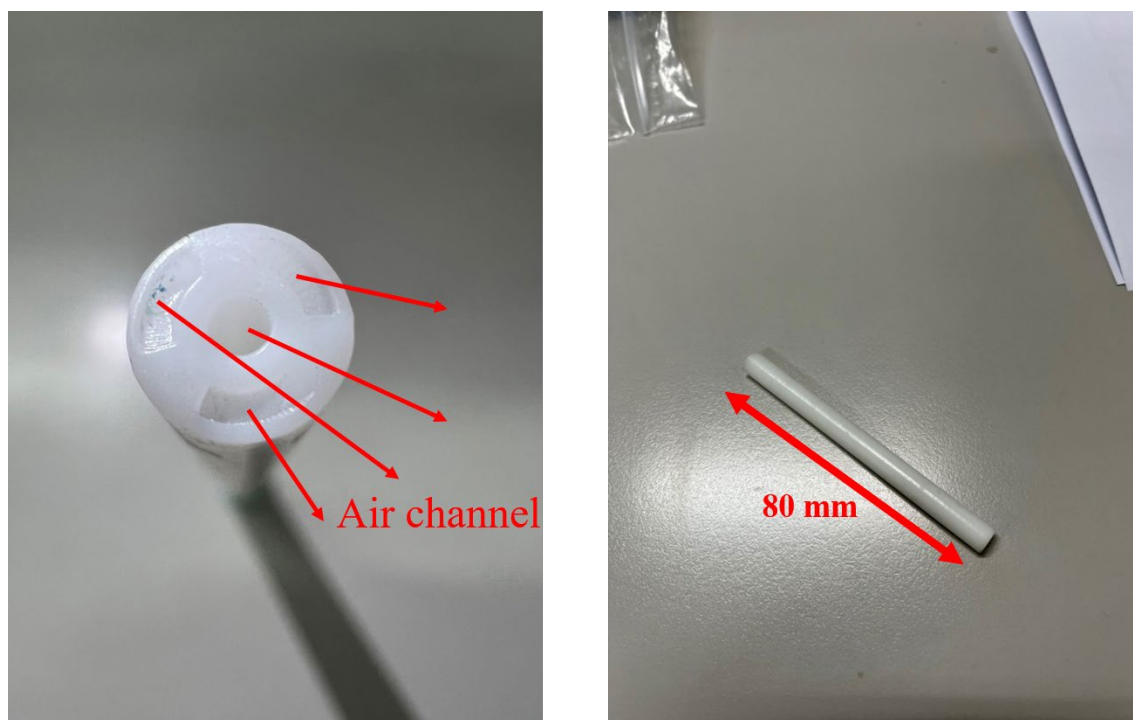


圖 5-17 7 mm 消音結構實體圖

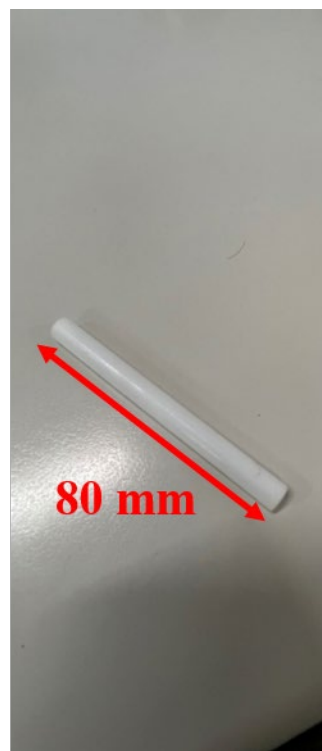
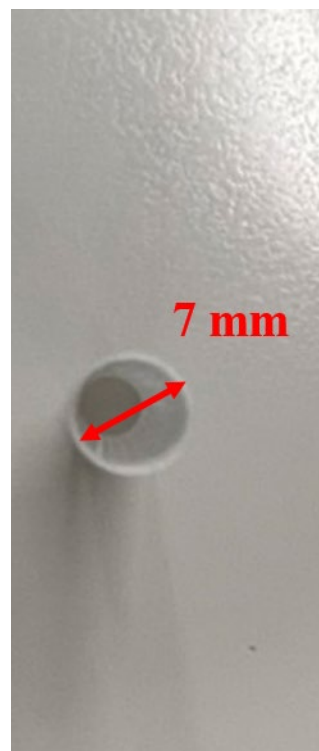


圖 5-18 7mm 空心圓結構實體圖

5.2.2 反射音場實驗方法

為了量測在日常生活中聲音經由濾波器消聲後的響應，本小節利用揚聲器置於人工耳上方 20 cm，來模擬反射音場的環境，聲音會在空間內的物體反射，其實驗架構如圖 5-19，實驗組的試片為雙流道結構，對照組為空心圓管與無放置任何結構，如圖 5-20 和圖 5-21，在結構外側皆有使用黏土以防聲音洩漏。輸入 500 Hz-1500 Hz 的 1/24 八音帶、0.13 伏特電壓之電訊號，透過擴大機置喇叭單體推動聲音，將時域訊號經由快速傅立葉轉換(FFT)就可以得到對應之頻率聲壓響應曲線，將實驗組之聲壓級大小(dB)與對照組相減，即可初步評估實驗試片之插入損失，另外也會比較多孔隙材料耳塞之聲壓級。

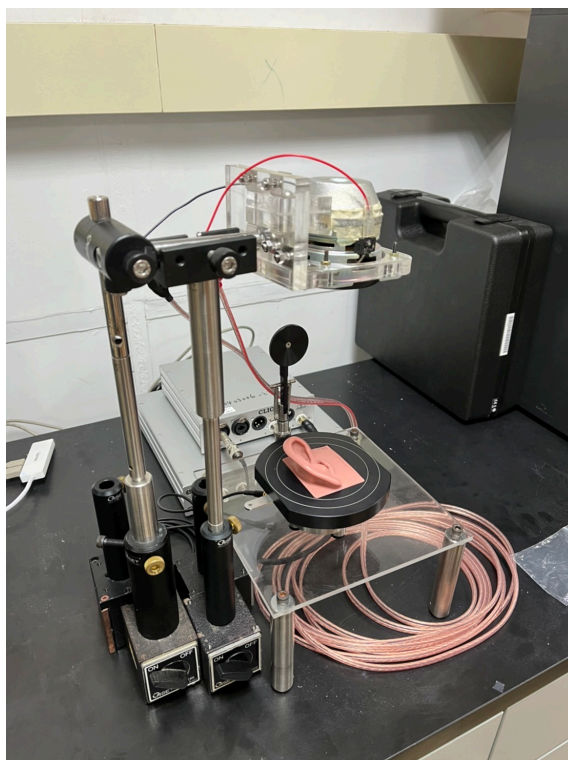


圖 5-19 反射音場實驗示意圖

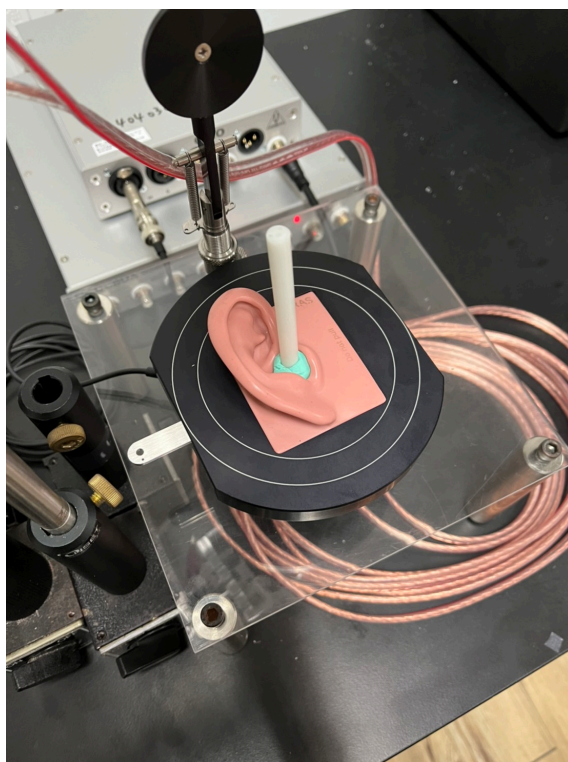
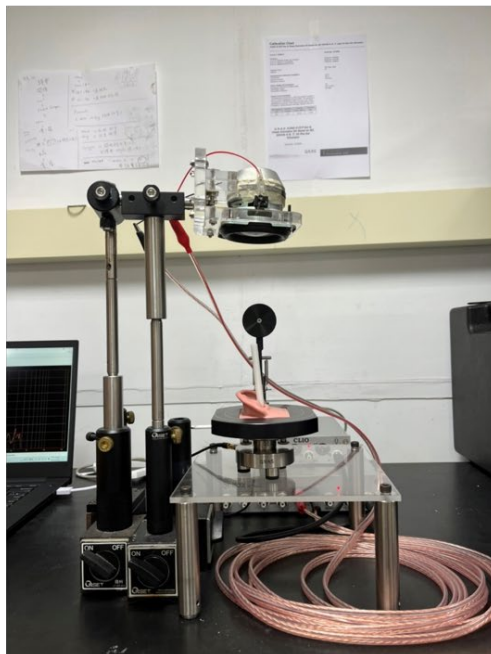


圖 5-20 反射音場實驗組(7 mm 消音結構)

(a)



(b)

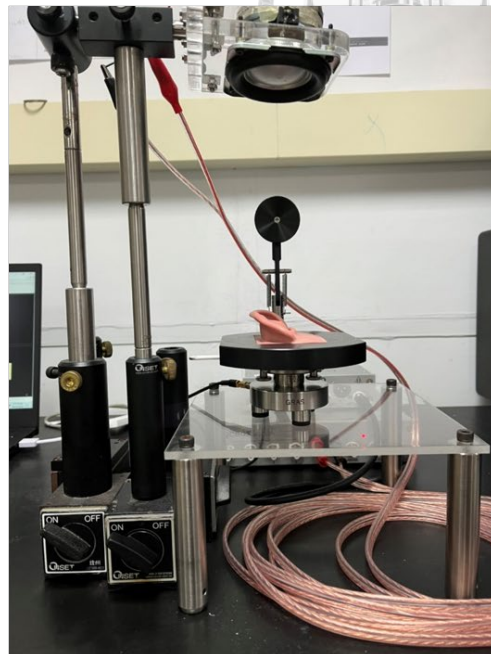


圖 5-21 反射音場對照組(a)空心圓結構(b)無放置任何結構

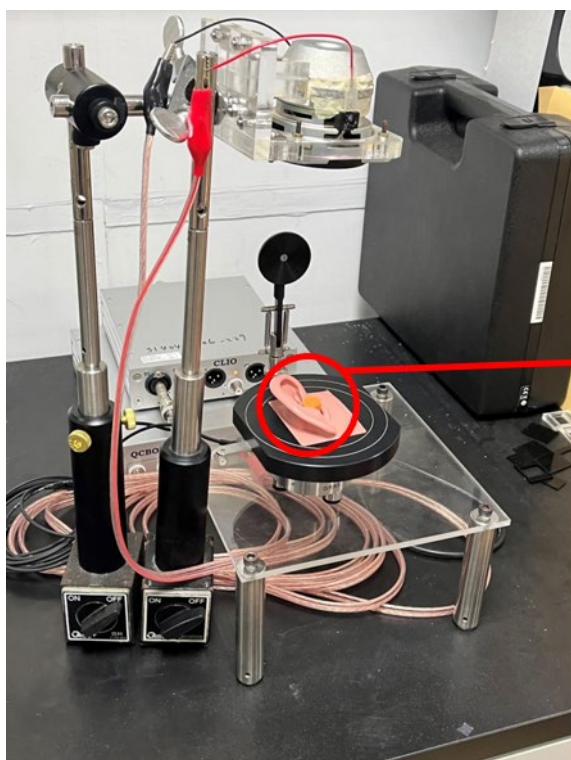


圖 5-22 反射音場之多孔隙材料耳塞



5.2.3 封閉音場實驗方式

因為 5.2.2 的實驗會有許多環境干擾，造成聲音的反射影響實驗結果，因此設計封閉音場的實驗，利用駐波管使喇叭單體能在管內產生平面波，平面波的聲源在同一個平面上具有相同的聲學特性，並且內部的聲場不會受到外界的干擾，使得聲學訊號較為穩定且不會有近聲場的效應。首先將駐波管套於沒有人工耳殼的麥克風外，如圖 5-23，使量測環境形成一個封閉音場，實驗組的試片為雙流道結構，對照組為空心圓管與無放置任何結構，如圖 5-24 與圖 5-25，輸入 0.13 伏特電壓訊號，以 500-1500 Hz 的 1/24 八音帶訊號進行掃頻，將實驗組與對照組量測的聲壓頻率響應曲線(SPL)相減後，即可獲得本研究所需要的插入損失結果，透過此實驗方法能將實驗模型套用在有限元素軟體(COMSOL)以揚聲器振膜運動的方式模擬管內聲場結果，相互驗證方法的正確性與可行性。

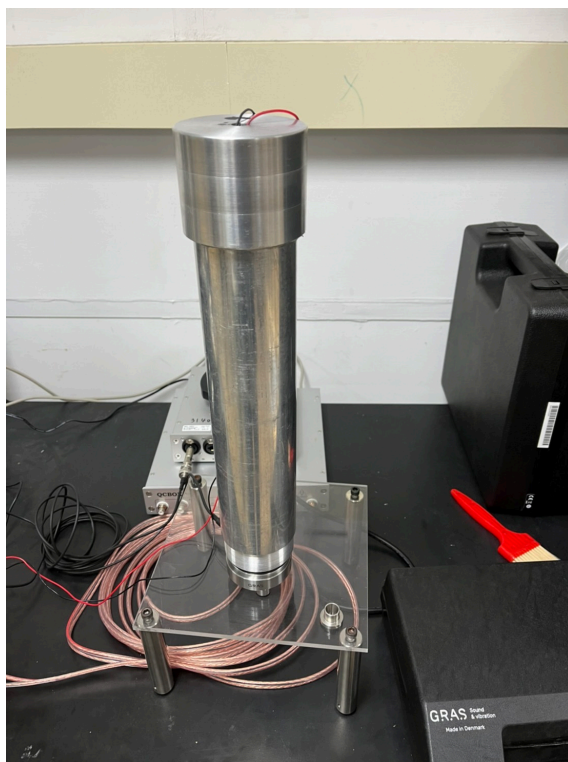


圖 5-23 封閉音場實驗圖

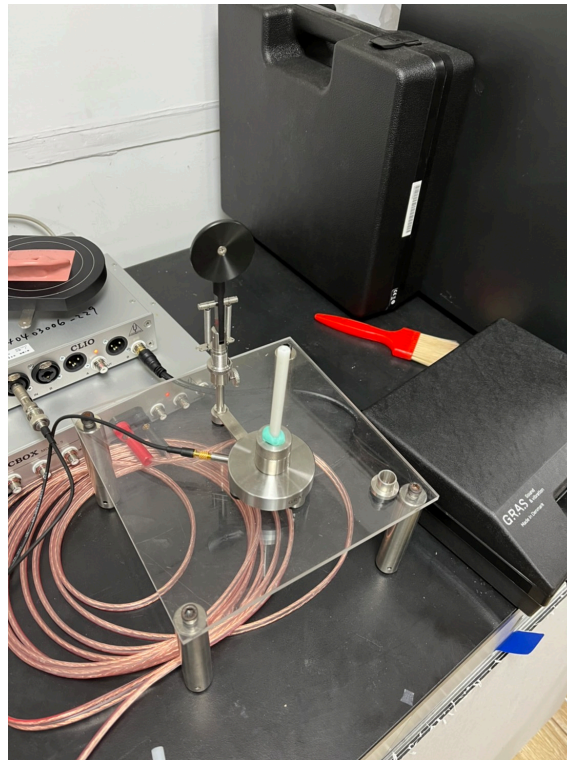


圖 5-24 封閉音場實驗組

(a)

(b)

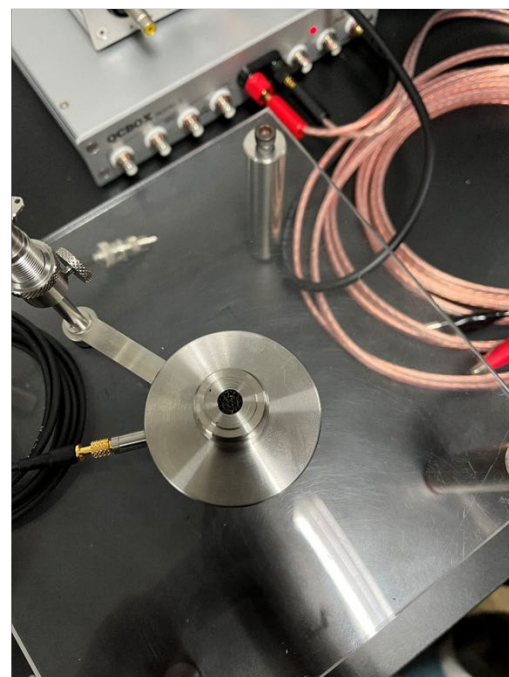


圖 5-25 封閉音場對照組(a)空心圓結構(b)無放置任何結構



Chapter 6 結果與討論

本章節比較第 4 章有限元素模擬分析與第 5 章實驗量測於兩種直徑尺寸的通透式多流道消音器，首先探討直徑為 10 cm 之通透式多流道結構，如圖 6-1，紅色曲線為實驗結果，在低頻時有較大的變化，推測是因為機械振動，例如冷氣、電腦、風扇等等造成實驗量測時有較大的雜訊；黑色曲線為 FEM 模擬結果，結果顯示透過穿透損失的實驗量測與有限元素模擬有相當高的一致性，由此可知結構中較小的流道足以產生熱黏損耗，而這些損耗是不可忽略的，因此造成聲音在共振頻率時，不會完全穿透，如果適當的增加熱黏性損耗，能夠使消音器擁有更佳的消音頻寬範圍，並藉由第三章等效電路的方式進行計算，其中聲音的共振頻率在電路中相當於阻抗等於 0 造成全穿透，此方法能夠更快速計算出穿透損失的結果以及參數最佳化。由圖 6-2(a)和圖 6-2(b)可以看出理想模型在共振頻率時，因為穿透係數為 1，聲音幾乎會完全穿透，造成結構右端所接收的聲壓接近+1 Pa；由圖 6-2(c)與圖 6-2(d)在反共振頻率時，結構右端幾乎不會有聲壓，因為螺旋流道與中央圓柱流道產生相位差，造成聲壓相消性干涉。圖 6-3(a)與圖 6-3(b)可看出右邊接收端的聲壓有明顯的差異，當空氣流道處於共振頻率時，空氣粒子會劇烈運動造成能量損耗，導致聲音不會完全穿透。

首先以 10cm 消音結構作為驗證，接著討論以 7 mm 入耳式消音結構並觀察其降噪頻率範圍是否與穿透損失能互相呼應。圖 6-4 黑色曲線為實驗組與對照組(空心圓)之比較，因為揚聲器的聲壓並不是以平面波形式傳遞，所以藉由在相同長度下比較有無消音器之效果，由該圖可看出 7 mm 消音器在 500-1500 Hz 與 7 mm 空心圓兩者相差均保持在 10 dB 以上的插入損失，以相同長度結構來說，設有雙空氣流道的螺旋結構，能有更好的降噪效果；紅色曲線為實驗組與對照組(無結構)，在 500-1500 Hz 範圍內均有超過 5 dB 的插入損失，不過在 500-1000 Hz 其插入損失無超過 10 dB 的降噪效果，推測原因為現場環境並非理想環境，量測空間內有許多造成聲音反射的環境，且現場有許多無法預測的環境音的干擾，造成實驗量測上的誤

差，不過在該頻段內，7 mm 入耳式耳塞還是具有一定的降噪效果，與穿透損失所預估的結果相符。圖 6-5 為在反射音場下比較實驗組與對照組(無結構、多孔隙耳塞)，從圖中可以明顯看出 7 mm 入耳式耳塞，能減少一定的聲壓級來保護人耳的聽力，雖然不比傳統耳塞，但本研究設計之結構具有通透式的流道能減緩傳統耳塞之悶熱感。綜合以上，反射音場實驗可以觀察出在真實環境下之 7 mm 入耳式耳塞的消聲特性，在目標頻段 500-1500 Hz 能夠有效達到消聲效果，且與穿透損失所預估的消聲效果有相同的趨勢，此實驗方法能夠初步評估消聲結構的降噪能力。

接著探討封閉音場的實驗結果，封閉音場能夠減少外界的干擾，並透過模擬驗證該消音頻段是否能與穿透損失預估的相同，圖 6-6 為在封閉音場下實驗組與對照組(無結構)之插入損失，紅色線為實驗結果，黑色線為模擬結果，可看出模擬之趨勢與實驗有高度的一致性，在 500-1500 Hz 具有 10 dB 以上的插入損失，雖然有些許的頻偏，但還是有大致相同的，推測消音器之壁面無法完全等效成聲場硬邊界，因為材料厚度不夠，且該結構內部有些許的孔隙造成實驗量測的誤差。圖 6-7 為在封閉音場下實驗組與對照組(空心圓)之插入損失，紅色線為實驗結果，黑色線為模擬結果，相同長度下兩者在 500-1500 Hz 也具有 10 dB 之插入損失，而從圖中可以看出兩者頻率具有些微的偏差，推測可能為實驗上，空心圓並非具有足夠厚度能等效成聲場硬邊界，導致實驗與模擬有些許的誤差。綜合以上結果，封閉音場實驗與有限元素模擬兩者具有高度的一致性，同時證明利用電路模擬消聲結構之穿透損失，與封閉音場實驗也有相當吻合的趨勢，電路系統的模擬方式相較於有限元素法，其優勢在於快速的計算效率，使得在設計結構幾何最佳化時，能夠大量減少計算時間，有效地評估結構之消聲特性。

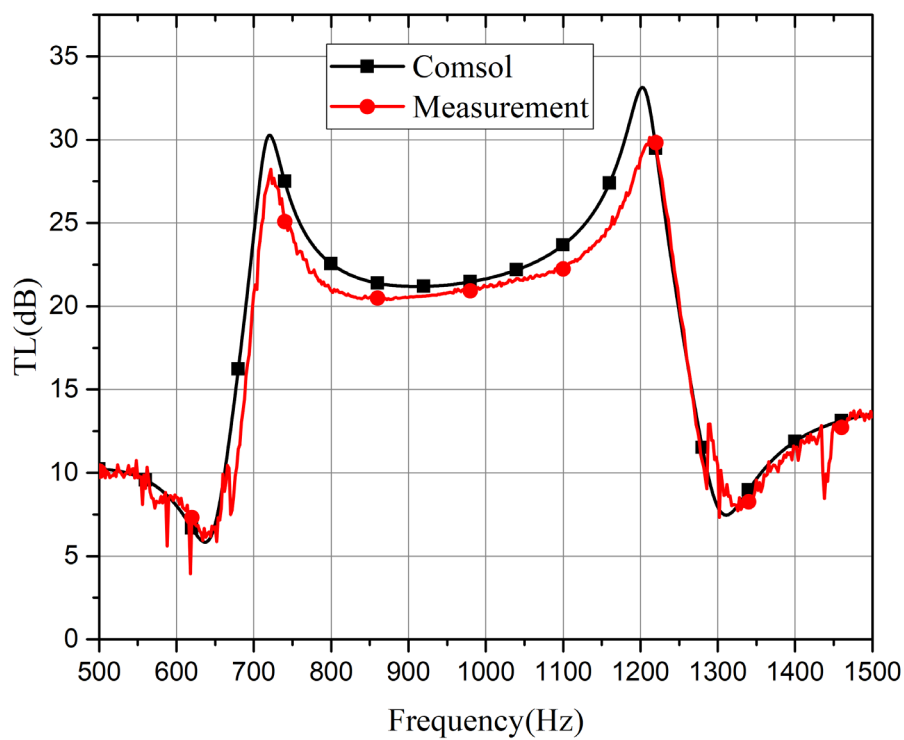


圖 6-1 10 cm 消音結構模擬與穿透損失量測結果

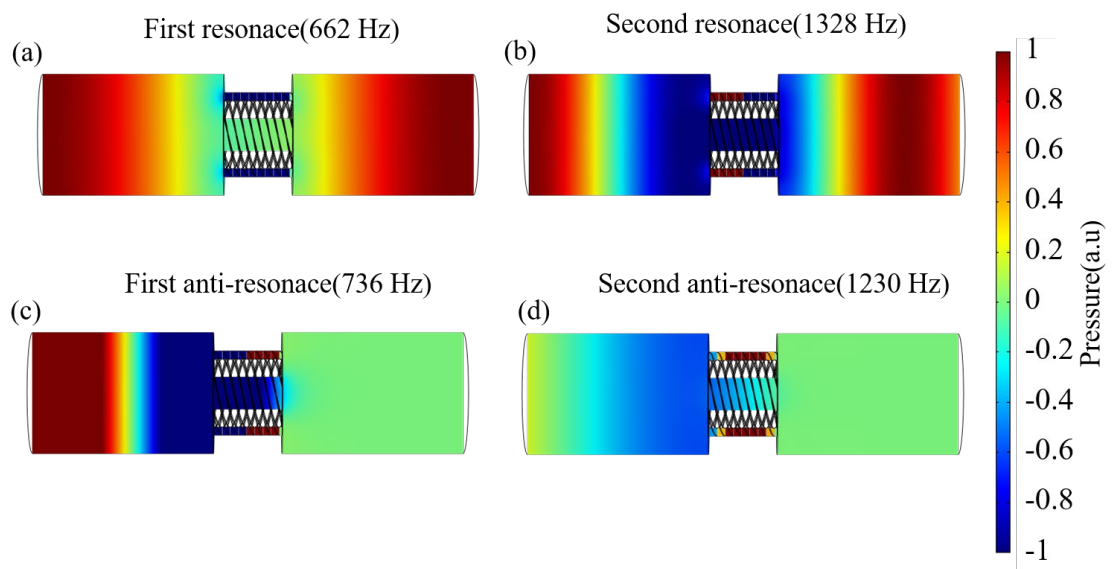


圖 6-2 10 cm 消音結構理想模型聲壓場(a)第一共振頻率(b)第二共振頻率 (c)第一反共振頻率 (d)第二反共振頻率

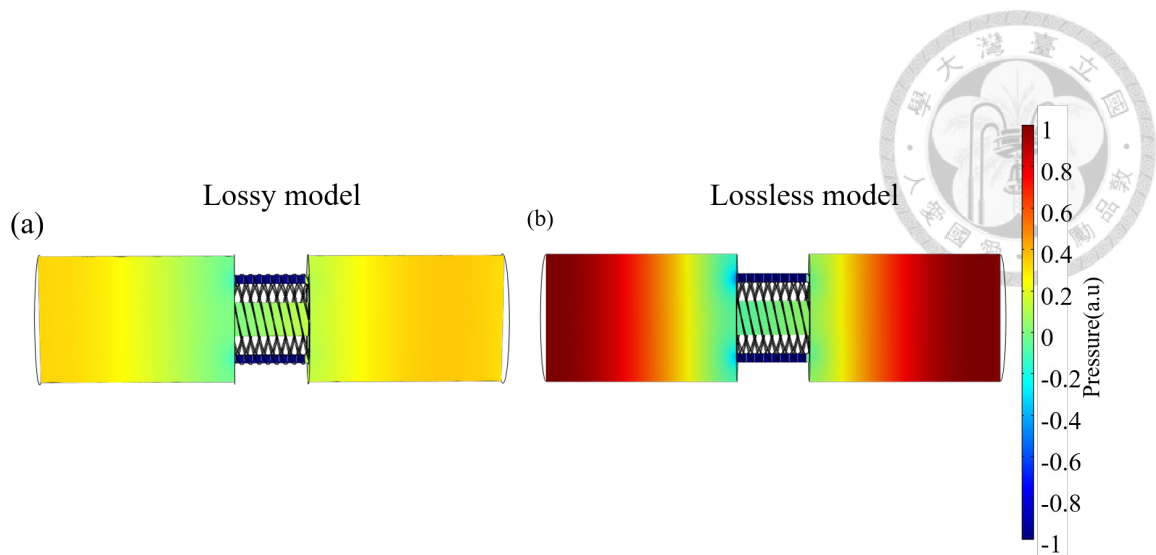


圖 6-3 10 cm 消音結構在 662 Hz 之聲壓場(a)狹區聲學模型(b)理想模型

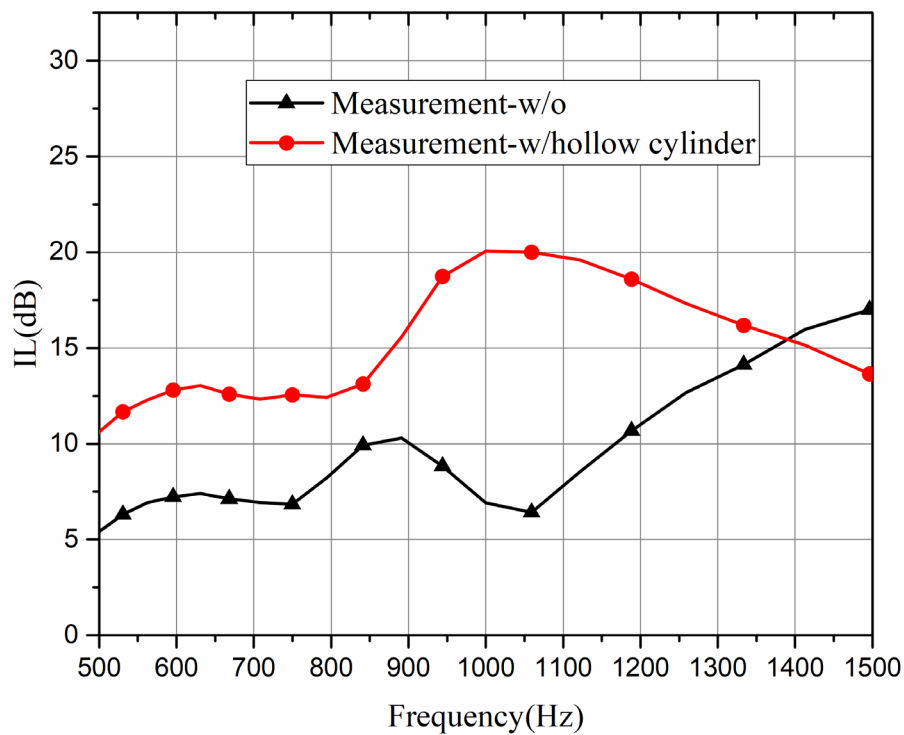


圖 6-4 反射音場之實驗組與對照組(空心圓、無結構)之插入損失

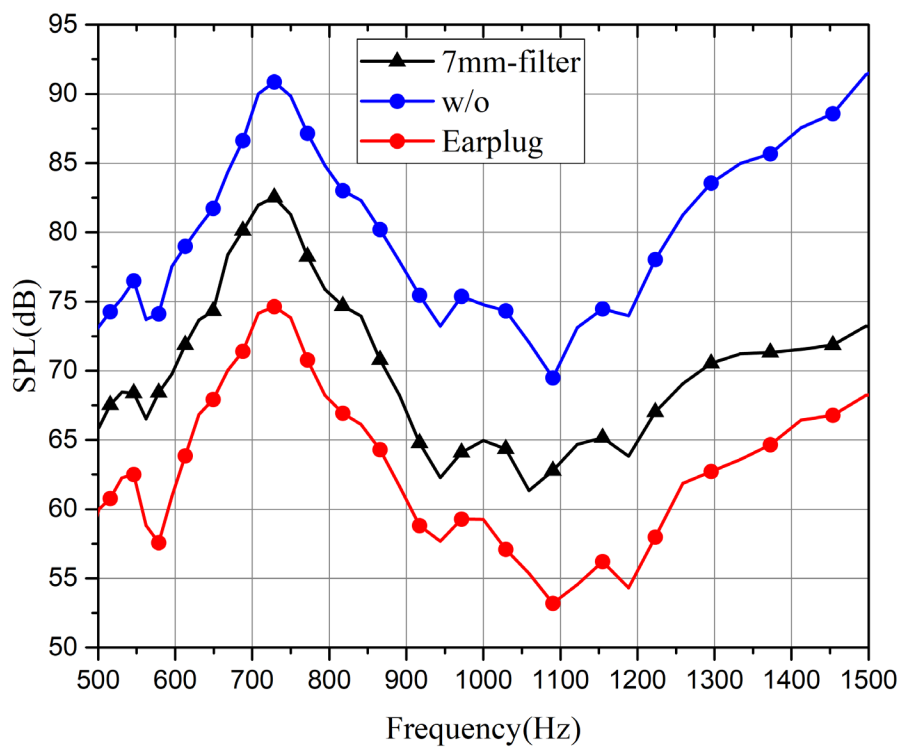


圖 6-5 反射音場之 7mm 消聲器與對照組(耳塞、無結構)聲壓級比較

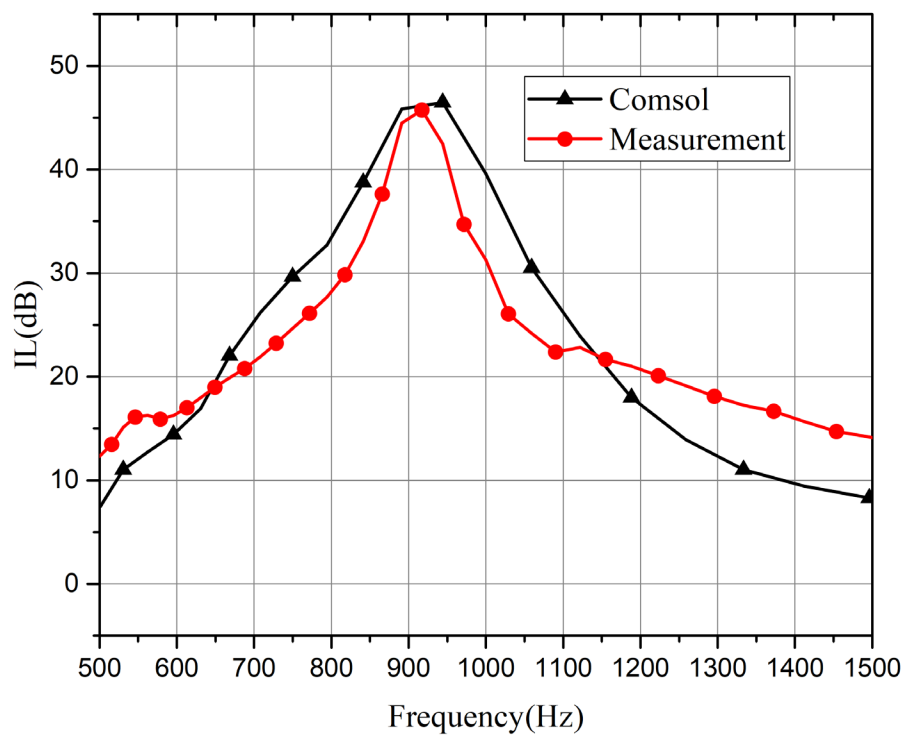


圖 6-6 封閉音場實驗組與對照組(無放置結構)之插入損失

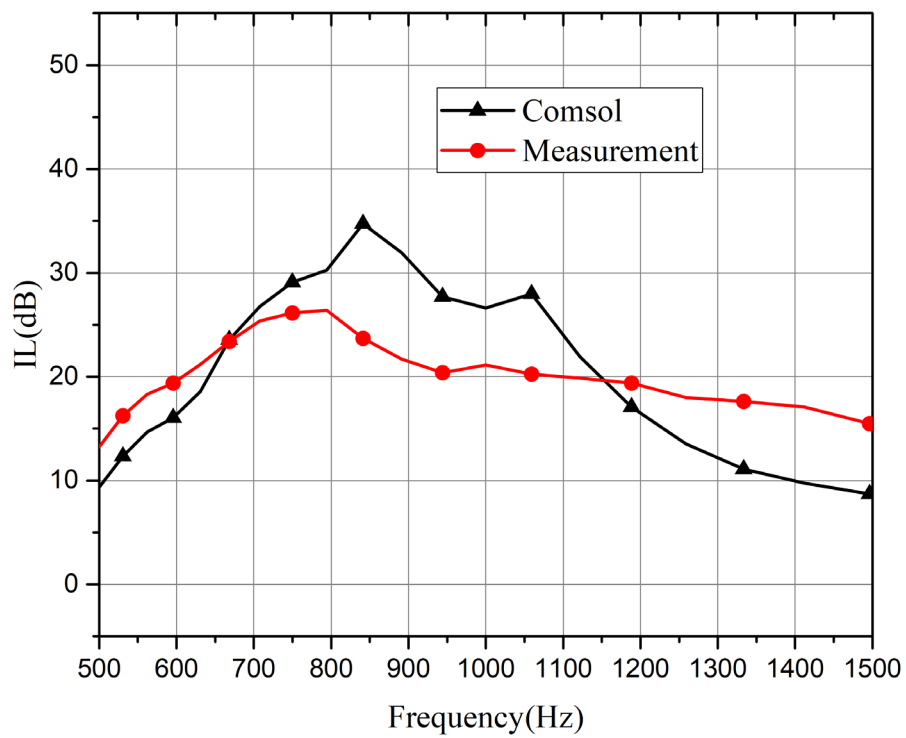


圖 6-7 封閉音場實驗組與對照組(空心圓)之插入損失

Chapter 7 結論與未來展望

7.1 結論

本論文有別於其他文獻利用格林函數解析表面反應、等效折射率、等效質量密度與等效體積模數設計消聲濾波器與研究其消聲特性。本文提出以傳輸線的方式建立聲學電路模型，並考慮熱黏損耗以及輻射阻抗，計算正向入射之穿透損失，藉由奇偶模型分析反共振頻率的特徵函數，將雙空氣流道結構以尺寸參數化的方式探討 Q_A 、 Q_{A12} 與 Q_{I12} 對於結構消聲的影響。將等效電路的模擬結果與有限元素法的模擬結果相互比較，兩者具有相當高一致性，且等效電路可應用在 1/4 波長共振式吸音器或結合通透式與非通透式之吸音率、反射係數、穿透係數之計算，最後透過穿透損失實驗量測證明了等效電路的可行性。

本研究將結構微型化，設計出入耳式結構耳塞應用於低頻消聲，藉由反射音場量測真實環境下消聲效果，從實驗證明了該頻段具有消聲的性能，雖然消聲效果不比傳統多孔耳塞，但能增加透氣性，減少悶熱感。為了減少外界干擾，利用封閉音場量測入耳式結構，在無外界干擾的環境下，在該頻段消聲性能與無放置結構相差 45 dB 之聲壓級，透過有限元素模擬與封閉音場實驗結果，不論是無放置結構或空心圓皆與模擬有良好的對應性，由此可證，可以透過穿透損失快速預估消聲性能，並藉由有限元素法之插入損失模擬成功達到定性且定量的效果。

10 cm 消聲結構達到 66% 的 10 dB 消聲頻寬，結構最小厚度維持在 0.107λ ，此外該結構具有 68 % 的空氣流通率，在適當的場合裝能夠擁有良好的通風性能。7 mm 入耳式結構耳塞在反射音場下與無結構相比具有 5 dB 以上之插入損失，與空心圓相比具有 10 dB 以上之插入損失；在封閉音場下入耳式結構耳塞與空心圓和無結構相比具有 10 dB 以上之插入損失，不論是反射音場或是封閉音場皆具有良好的消聲性能。





7.2 未來展望

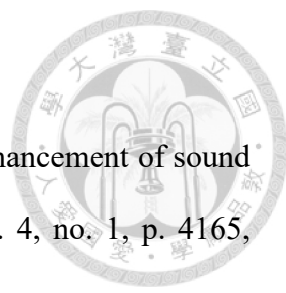
1. 在隔音應用上，可利用等效電路針對各種流道幾何形狀設計出更佳的消音結構，不論是共振式吸音器、帶通濾波器或是可調變式濾波器，來實現更多消聲機制。
2. 希望未來能夠藉由無響室量測耳道之消音性能，在理想狀態下無反射的空間做更精準的量測。
3. 普遍的耳塞大多使用多孔隙材料，應該可以將多孔隙材料製作在結構上，增加其吸音能力與通風性能，亦或是透過彎曲式結構，建造出寬頻的消聲元件
4. 可以將雙空氣流道結構設置在需要通風與消音之場所。

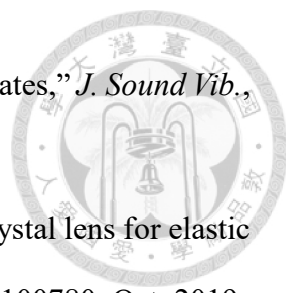
參考文獻

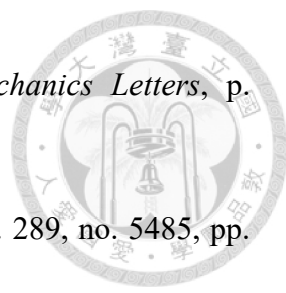


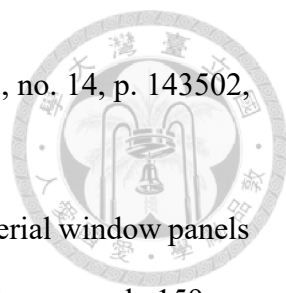
- [1] Ardekani, “Stability Analysis of Adaptation Process in FxLMS-based Active Noise Control,” Phd thesis, The University of Auckland, New Zealand.,2012.
- [2] J.-F. Allard and N. Atalla. *Propagation of sound in porous media: modelling sound absorbing materials*, Hoboken, N.J :Wiley, 2009.
- [3] F. Fahy and P. Gardonio. *Sound and structural vibration: radiation, transmission and response*. Amsterdam , Boston: Elsevier/Academic, 2007.
- [4] J. Arenas and M. Crocker, “Recent Trends in Porous Sound-Absorbing Materials,” *Sound Vib.*, vol. 44, pp. 12–17, Jul. 2010.
- [5] L. Cao, Q. Fu, Y. Si, B. Ding, and J. Yu, “Porous materials for sound absorption,” *Composites Communications*, vol. 10, pp. 25–35, Dec. 2018.
- [6] T. J. Cox and P. D’Antonio. *Acoustic absorbers and diffusers: theory, design and application*, 2nd ed. London ; New York: Taylor & Francis, 2009.
- [7] F. Fahy and P. Gardonio. *Sound and structural vibration: radiation, transmission and response*, 2nd ed. Amsterdam; Boston: Elsevier/Academic, 2007.
- [8] M. Prascevic, D. Cvetkovic, and D. Mihajlov, “Comparasion of prediction and measurement methods for sound insulation of lightweight partitions,” *Architecture and Civil Engineering.*, vol 10, no 2, 2012, pp. 155 - 167
- [9] B. B. Bauer, E. L. Torick, and R. G. Allen, “The measurement of loudness level,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 50, no. 2A, pp. 405–414, 1971.
- [10] K. H. Sun, J. E. Kim, J. Kim, and K. Song, “Sound energy harvesting using a doubly coiled-up acoustic metamaterial cavity,” *Smart Mater. Struct.*, vol. 26, no. 7, p. 075011, Jun. 2017.
- [11] K. Song et al., “Sound Pressure Level Gain in an Acoustic Metamaterial Cavity,” *Sci.*


Rep., vol. 4, p. 7421, Dec. 2014.

- 
- [12] K. Song, S.-H. Lee, K. Kim, S. Hur, and J. Kim, “Emission enhancement of sound emitters using an acoustic metamaterial cavity,” *Sci Rep.*, vol. 4, no. 1, p. 4165, May 2015.
- [13] Y. Tang et al., “Hybrid acoustic metamaterial as super absorber for broadband low-frequency sound,” *Sci Rep.*, vol. 7, no. 1, Art. no. 1, Feb. 2017.
- [14] D. C. Brooke, O. Umnova, P. Leclaire, and T. Dupont, “Acoustic metamaterial for low frequency sound absorption in linear and nonlinear regimes,” *J. Sound Vib.*, vol. 485, p. 115585, Oct. 2020.
- [15] Y. Song, J. Wen, H. Tian, X. Lu, Z. Li, and L. Feng, “Vibration and sound properties of metamaterial sandwich panels with periodically attached resonators: Simulation and experiment study,” *J. Sound Vib.*, vol. 489, p. 115644, Dec. 2020.
- [16] Q. Xu, J. Qiao, J. Sun, G. Zhang, and L. Li, “A tunable massless membrane metamaterial for perfect and low-frequency sound absorption,” *J. Sound Vib.*, vol. 493, p. 115823, Feb. 2021.
- [17] X. Tian, W. Chen, R. Gao, and S. Liu, “Merging bragg and local resonance Bandgaps in perforated Elastic Metamaterials with Embedded Spiral Holes,” *J. Sound Vib.*, vol. 500, p. 116036, May 2021.
- [18] J. Deng, O. Guasch, L. Maxit, and N. Gao, “A metamaterial consisting of an acoustic black hole plate with local resonators for broadband vibration reduction,” *J. Sound Vib.*, vol. 526, p. 116803, May 2022.
- [19] F. Wu, Y. Xiao, D. Yu, H. Zhao, Y. Wang, and J. Wen, “Low-frequency sound absorption of hybrid absorber based on micro-perforated panel and coiled-up channels,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 114, no. 15, p. 151901, Apr. 2019.
- [20] H. Danawe and S. Tol, “Experimental realization of negative refraction and

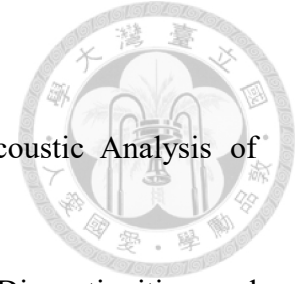
- 
- subwavelength imaging for flexural waves in phononic crystal plates,” *J. Sound Vib.*, vol. 518, p. 116552, Feb. 2022.
- [21] S. Tol, F. L. Degertekin, and A. Erturk, “3D-printed phononic crystal lens for elastic wave focusing and energy harvesting,” *Addit Manuf*, vol. 29, p. 100780, Oct. 2019.
- [22] R. L. Harne and D. T. Lynd, “Origami acoustics: using principles of folding structural acoustics for simple and large focusing of sound energy,” *Smart Mater. Struct*, vol. 25, no. 8, p. 085031, Jul. 2016.
- [23] P. Zhang et al., “Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering,” *Nat. Commun.*, vol. 5, no. 1, Art. no. 1, Jul. 2014.
- [24] A.-C. Hladky-Hennion, C. Croenne, J. O. Vasseur, L. Haumesser, and A. N. Norris, “Focusing capability of a phononic crystal based on a hollow metallic structure,” *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 61, no. 8, pp. 1314–1321, Aug. 2014.
- [25] J. H. Oh, H. M. Seung, and Y. Y. Kim, “Doubly negative isotropic elastic metamaterial for sub-wavelength focusing: Design and realization,” *J. Sound Vib.*, vol. 410, pp. 169–186, Dec. 2017.
- [26] Y. Ge, X. Liu, and G. Hu, “Design of elliptical underwater acoustic cloak with truss-latticed pentamode materials,” *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, p. 100346, May 2022.
- [27] B.-I. Popa, L. Zigoneanu, and S. A. Cummer, “Experimental acoustic ground cloak in air,” *Phys. Rev. Lett*, vol. 106, no. 25, p. 253901, Jun. 2011.
- [28] L. Ning, Y.-Z. Wang, and Y.-S. Wang, “Broadband square cloak in elastic wave metamaterial plate with active control,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 150, no. 6, pp. 4343–4352, Dec. 2021.
- [29] Y. Ge, X. Liu, and G. Hu, “Design of elliptical underwater acoustic cloak with truss-

- 
- latticed pentamode materials,” *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, p. 100346, May 2022.
- [30] Z. Liu et al., “Locally Resonant Sonic Materials,” *Science*, vol. 289, no. 5485, pp. 1734–1736, Sep. 2003.
- [31] T. Y. Huang, C. Shen, and Y. Jun “Membrane- and plate-type acoustic metamaterials: *J. Acoust. Soc. Am.*, vol 139 , pp. 3240–3250, 2016.
- [32] F. Langfeldt and W. Gleine, “Membrane- and plate-type acoustic metamaterials with elastic unit cell edges,” *J. Sound Vib.*, vol. 453, pp. 65–86, Aug. 2019.
- [33] Z. Yang, J. Mei, M. Yang, N. H. Chan, and P. Sheng, “Membrane-Type Acoustic Metamaterial with Negative Dynamic Mass,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, no. 20, p. 204301, Nov. 2008.
- [34] X. Wang, Y. Chen, G. Zhou, T. Chen, and F. Ma, “Synergetic coupling large-scale plate-type acoustic metamaterial panel for broadband sound insulation,” *J. Sound Vib.*, vol. 459, p. 114867, Oct. 2019.
- [35] N. Fang et al., “Ultrasonic metamaterials with negative modulus,” *Nat Mater*, vol. 5, no. 6, pp. 452–456, Jun. 2006.
- [36] S. H. Lee, C. M. Park, Y. M. Seo, Z. G. Wang, and C. K. Kim, “Composite acoustic Medium with Simultaneously Negative Density and Modulus,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, no. 5, p. 054301, Feb. 2010.
- [37] C. Shen, Y. Xie, S. Cummer, and Y. Jing, “Omnidirectional sound shielding with acoustic metacages,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 141, no. 5, pp. 3574–3574, May 2017.
- [38] X. Xiang et al., “Ultra-open ventilated metamaterial absorbers for sound-silencing applications in environment with free air flows,” *Extreme Mech. Lett.*, vol. 39, p. 100786, Sep. 2020.
- [39] H. Long, Y. Cheng, and X. Liu, “Asymmetric absorber with multiband and

- 
- broadband for low-frequency sound,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, no. 14, p. 143502, Oct. 2017.
- [40] Kumar, T. B. Xiang, and H. P. Lee, “Ventilated acoustic metamaterial window panels for simultaneous noise shielding and air circulation,” *Appl Acoust*, vol. 159, p. 107088, Feb. 2020.
- [41] H. Nguyen, Q. Wu, X. Xu, H. Chen, S. Tracy, and G. Huang, “Broadband acoustic silencer with ventilation based on slit-type Helmholtz resonators,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 117, no. 13, p. 134103, Sep. 2020.
- [42] R. Ghaffarivardavagh, J. Nikolajczyk, S. Anderson, and X. Zhang, “Ultra-open acoustic metamaterial silencer based on Fano-like interference,” *Phys. Rev. B*, vol. 99, no. 2, p. 024302, Jan. 2019.
- [43] Y. Sun, J. Xia, H. Sun, S. Yuan, Y. Ge, and X. Liu, “Dual-Band Fano Resonance of Low-Frequency Sound Based on Artificial Mie Resonances,” *Adv. Sci.*, vol. 6, no. 20, p. 1901307, Oct. 2019.
- [44] X. Zhu et al., “Implementation of dispersion-free slow acoustic wave propagation and phase engineering with helical-structured metamaterials,” *Nat Commun*, vol. 7, no. 1, p. 11731, Sep. 2016.
- [45] Y. Li et al., “Three-dimensional Ultrathin Planar Lenses by Acoustic Metamaterials,” *Sci Rep*, vol. 4, no. 1, p. 6830, May 2015.
- [46] Z. Xu, B. Zheng, J. Yang, B. Liang, and J. Cheng, “Machine-learning-assisted acoustic consecutive fano Resonances: application to a tunable broadband low-frequency metasilencer,” *Phys. Rev. Appl.*, vol. 16, no. 4, p. 044020, Oct. 2021.
- [47] H. Q. Nguyen et al., “A Fano-based acoustic metamaterial for ultra-broadband sound barriers,” *Proc. R. Soc. A.*, vol. 477, no. 2248, p. rspa.2021.0024, 20210024, Apr. 2021.


- 
- [48] M. Sun, X. Fang, D. Mao, X. Wang, and Y. Li, “Broadband acoustic ventilation barriers,” *Phys. Rev. Appl.*, vol. 13, no. 4, p. 044028, Apr. 2020.
- [49] V. Fokin, M. Ambati, C. Sun, and X. Zhang, “Method for retrieving effective properties of locally resonant acoustic metamaterials,” *Phys. Rev. B*, vol. 76, no. 14, p. 144302, Oct. 2007.
- [50] D. A. Kovacevich and B.-I. Popa, “Transformation acoustics with bulk media composed of polarized sources,” *Phys Rev B*, vol. 104, p. 134304, Oct. 2021.
- [51] C. Liu et al., “Three-Dimensional Soundproof Acoustic Metacage,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 127, p. 084301, Aug. 2021.
- [52] M. Yang, G. Ma, Z. Yang, and P. Sheng, “Coupled membranes with doubly negative mass density and bulk modulus,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, no. 13, p. 134301, Mar. 2013.
- [53] J. Li, Y. Shi, R. Jiang, Z. Zhang, and Q. Huang, “Acoustic insulation mechanism of Membrane-Type Acoustic Metamaterials Loaded with Arbitrarily Shaped Mass Blocks of Variable Surface Density,” *Materials*, vol. 15, no. 4, p.1556, Jan. 2022.
- [54] Z. Gu et al., “Tunable asymmetric acoustic transmission via binary metasurface and zero-index metamaterials,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 118, no. 11, p. 113501, Mar. 2021.
- [55] S. Anzinger, J. Manz, C. Bretthauer, U. Krumbein, and A. Dehé, “Acoustic transmission line based modelling of microscaled channels and enclosures,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 145, no. 2, pp. 968–976, Feb. 2019.
- [56] S. Zhang, “Acoustic metamaterial design and applications,” Phd thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois, 2010
- [57] 蕭翕文, “雙模態費諾可透氣式超穎材料應用於寬頻聽覺濾波,” 碩士論文,國立臺灣大學機械工程學研究所,2020.
- [58] 楊傑程, “以共振抑制實現超寬頻隔音之可透氣式聲波超材料,” 碩士論文,國

立臺灣大學機械工程學研究所,2020.



- [59] D. W. M. Leach and D. A. D. Lanterman, "An Electoracoustic Analysis of Transmission line Loudspeakers," 2007
- [60] F. C. Karal, "The Analogous Acoustical Impedance for Discontinuities and Constrictions of Circular Cross Section," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 25, no. 2, pp. 327–334, Mar. 1953.
- [61] M. Berggren, A. Bernland, and D. Noreland, "Acoustic boundary layers as boundary conditions," *J. Comput. Phys.*, vol. 371, pp. 633–650, Oct. 2018.
- [62] W. B. Richards, "Propagation of sound waves in tubes of noncircular cross section," *NASA TP*, vol. 2601, 1986.
- [63] M. R. Stinson, "The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross-sectional shape," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 89, no. 2, pp. 550–558, Feb. 1991.
- [64] J. S. Bach and H. Bruus, "Theory of pressure acoustics with viscous boundary layers and streaming in curved elastic cavities," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 144, no. 2, pp. 766–784, Aug. 2018.
- [65] M. El-Raheb, "Acoustic propagation in rigid three-dimensional waveguides," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 67, no. 6, pp. 1924–1930, Jun. 1980.
- [66] W. Rostafinski, "Monograph on Propagation of Sound Waves in Curved Ducts," *NASA Ref. Publ.*, p. 1248, 1991.
- [67] S. Félix and V. Pagneux, "Sound propagation in rigid bends: A multimodal approach," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 110, no. 3, pp. 1329–1337, Sep. 2001.
- [68] D. H. Keefe and A. H. Benade, "Wave propagation in strongly curved ducts," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 74, no. 1, pp. 320–332, Jul. 1983.
- [69] J.-D. Tseng, "The Characteristics of Parallel-connected Transmission Lines," *PIERS*

Proceedings 2005., vol. 1, no. 6, pp. 699–702, 2005.

- 
- [70] M. Kong, Y. Wu, Z. Zhuang, Y. Liu, and A. A. Kishk, “Compact Wideband reflective/absorptive bandstop filter with multitransmission Zeros,” *IEEE Trans Microw Theory Tech.*, vol. 67, no. 2, pp. 482–493, Feb. 2019.
- [71] S. Jønsson, A. Schuhmacher, and H. I. Jørgensen, “Wideband impedance measurement techniques in small complex cavities such as ear simulators and the human ear canal.” *arXiv*, Nov. 08, 2018
- [72] Y. Zhang, D. W. Herrin, T. Wu, and X. Hua, “Determination of Transmission and Insertion Loss for the General Multi-Inlet Multi-Outlet Case,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 9, no. 1, pp. 210–215, Apr. 2016.
- [73] Y. Luan, F. Sgard, S. Benacchio, H. Nélisse, and O. Doutres, “A Transfer Matrix Model of the IEC 60318-4 Ear Simulator: Application to the Simulation of Earplug Insertion Loss,” *Acta Acust United Acust*, vol. 105, no. 6, pp. 1258–1268, Nov. 2019.
- [74] W. Łapka and C. Cempel, “Noise Reduction of Spiral Ducts,” *International Journal of Occupational Safety and Ergonomics*, vol. 13, no. 4, pp. 419–426, Jan. 2007.
- [75] G. Viallet, F. Sgard, F. Laville, and J. Boutin, “A finite element model to predict the sound attenuation of earplugs in an acoustical test fixture,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 136, no. 3, pp. 1269–1280, Sep. 2014.
- [76] G. Viallet, F. Sgard, F. Laville, and J. Boutin, “Axisymmetric versus three-dimensional finite element models for predicting the attenuation of earplugs in rigid walled ear canals,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 134, no. 6, pp. 4470–4480, Dec. 2013.
- [77] ASTM International, “ASTM E2611-17: Standard test method for normal incidence determination of porous material acoustical properties based on the transfer matrix method,” *ASTM Int.*, vol. i, pp. 1–14, 2017.