

國立交通大學  
機械工程學系碩士班  
碩士論文

線陣列超音波換能器於質子交換膜燃料電池  
石墨雙極板的聲場



Acoustic Field Induced by Linear Array Ultrasonic Transducers in  
Graphite Bipolar Plates for PEM Fuel Cells

研究生：鄭博毅

指導教授：尹慶中 博士

中華民國九十九年七月

線陣列超音波換能器於質子交換膜燃料電池

石墨雙極板的聲場

Acoustic Field Induced by Linear Array Ultrasonic Transducers  
in Graphite Bipolar Plates for PEM Fuel Cells

研究生：鄭博毅

Student : Po-Yi Cheng

指導教授：尹慶中 博士

Advisor : Dr. Ching-Chung Yin

國立交通大學

機械工程學系碩士班



Submitted to Department of Mechanical Engineering

College of Engineering

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

in

Mechanical Engineering

July 2010

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十九年七月

# 線陣列超音波換能器於質子交換膜燃料電池 石墨雙極板的聲場

研究生：鄭博毅

指導教授：尹慶中博士

國立交通大學機械工程學系碩士班

## 摘 要

質子交換膜燃料電池反應生成水的管理是相關產品研發的一項重要課題，本研究應用數值方法分析陣列超音波穿透石墨流道雙極板，模擬超音波可視化監測反應生成水。石墨流道雙極板特性經接觸式超音波方法量測，確認應為石墨複材，材料特性接近等向性材料。並以相同之實驗架構獲得石墨流道板不同區域與狀態之超音波反射訊號，當流道內有水存在時，超音波回波訊號具明顯之差異。使用聚焦式沒水超音波探頭對石墨複材流道板進行線掃描，結果顯示聚焦探頭能清楚辨別不同流道內水的分佈。

為設計合適的陣列探頭，探討單晶壓電換能器在半無限域固體基材中激發的聲場指向性，作為設計陣列超音波換能器的依據。以有限元素法分別對於介質為等向性固體之石墨複材及異向性純石墨進行聲場指向性的模擬分析。純石墨材料的軸向與橫向剛性差異太大，單晶壓電探頭激發的聲場主瓣較窄，聲波相位干涉產生的側瓣不明顯，聲束的擴散角小，石墨複材則相反。根據分析結果設計陣列超音波換能器，再利用暫態分析模擬設計之效果，確認可辨識不同區域水的分佈。

關鍵字：質子交換膜燃料電池、聲場指向性、暫態分析、線陣列超音波探頭

# Acoustic Field Induced by Linear Array Ultrasonic Transducers in Graphite Bipolar Plates for PEM Fuel Cells

Student: Po-Yi Cheng

Advisor: Dr. Ching-Chung Yin

Department of Mechanical Engineering  
National Chiao Tung University

## ABSTRACT

Water management is an important issue to improve performance of proton-exchange-membrane (PEM) fuel cells. In order to understand the feasibility of monitoring water production in PEM fuel cells using ultrasonic visualization, this thesis numerically studies linear array induced ultrasound propagation in graphite bipolar plates with machined flow channels. The material properties of graphite bipolar flow channels were experimentally characterized. Experimental results indicate that it is nearly an isotropic material. Comparing the ultrasonic signals acquired in different states and areas of graphite bipolar plates, the reflected echoes have significant changes when water appears in flow channels. According to the B-scan signals of graphite bipolar plates using immersion focusing ultrasonic transducer, the distribution of water can be clearly determined.

Based on the investigation of the acoustic field induced by single element piezoelectric transducer attached on surface of semi-infinite solids, a linear array ultrasonic transducer was further designed. Both graphite composite and pure graphite are considered as acoustic media under investigation. Single element generated ultrasound in pure graphite has narrow main lobe due to its hexagonal anisotropy. The side lobe produced by acoustic phase interference is relatively small. It results that acoustic directivity of sound beam has smaller divergence angle in pure graphite than graphite composite. Transient analysis

for acoustic field induced by linear array ultrasonic transducer in graphite bipolar plate indicates that the water distribution in the flow channels can be successfully discriminated.

Keywords: PEM fuel cell, acoustic directivity, transient analysis, linear array ultrasonic transducer.



# 誌謝

兩年的碩士生涯即將就此畫下句點，回顧這一切，深深體會此論文的誕生，絕非博毅所能獨自完成，感謝指導教授 尹慶中博士所給予的指導，不論是研究、生活以及待人處事上的指引，讓我能瞭解自己的不足之處，並能有所成長，老師所帶來的影響將令學生終生受用。另外感謝口試委員何旭川老師、黃順發老師與蕭國模老師在口試時給予寶貴的建議。感謝宜蘭大學機械與機電工程系的老師 蔡國忠博士啟蒙與引導，讓博毅在解決問題的能力有所提升。

感謝泰和學長持續給博毅的鼓勵；感謝多聞學長在研究上所給予的建議，與精神上的開導，學長豐富的閱歷，大大開拓博毅的視野；特別感謝世明學長的幫忙，不論是研究上或心情調適上，學長都給予最直接且實質的幫助；感謝育翔學長在實驗上的幫助，使本論文能更加完整，您的經驗分享也使博毅獲益良多；感謝子達學長對於態度積極與勇敢負責的親身示範；感謝學長鍾重光、黃康哲與學姐張逸涵的無條件接納與引領，讓博毅能順利適應研究生活，在心情低落給予打氣，能和你們分享心情並共同度過研究生活是博毅的福氣；感謝同甘共苦同學賴佑年，這兩年來的陪伴與照應，與你的革命情感永存我心；同學吳昱瑾的生活經驗分享與開朗性格，讓博毅的研究生活不致煩悶；感謝學弟蔡慶芳、王裕太、吳家宇、黃室維、鄭智遠、湯士杰及蔡旻軒在過去一年的陪伴與幫助，和你們的羽球時光將讓博毅懷念。此外，不論是直接或間接提供過幫助的人，博毅都由衷表示感謝，感謝你們的協助讓博毅能完成此篇論文。

最後，感謝雙親與家人給予博毅生活上的支持及在身邊持續的陪伴，能和你們分享甘苦是博毅最感到幸福的事。僅以此論文獻給你們，也期許未來自己仍能一本初衷的向前邁進。

# 目 錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iv
目錄	v
表目錄	viii
圖目錄	ix
第一章 緒論	1
1.1 研究背景	1
1.2 文獻回顧	3
1.2.1 質子交換膜燃料電池生成水的管理研究	3
1.2.2 固體介質之聲場分佈研究	3
1.2.3 合成孔徑成像法	4
1.3 研究目的	5
1.4 內容簡介	5
第二章 理論說明	6
2.1 壓電材料特性方程式	6
2.2 有限元素分析	7
2.2.1 時諧分析(Harmonic Analysis)	7
2.2.2 暫態分析(Transient Analysis)	9
2.2.3 阻尼設定	10
2.3 彈性波平均功率表示式	11
2.4 合成孔徑成像原理	13
2.4.1 延遲加成法	13
2.4.2 角頻譜法	14

第三章 實驗量測與結果討論	17
3.1 石墨複材流道板之超音波反射訊號實驗	17
3.1.1 實驗方法及其流程	17
3.1.2 非流道區反射訊號實驗	18
3.1.3 流道區反射訊號實驗	19
3.1.4 石墨流道板材料常數的量測	20
3.1.5 小結	22
3.2 石墨複材流道板超音波線掃描實驗	23
3.2.1 實驗架構	23
3.2.2 實驗原理與說明	24
3.2.3 探頭特性量測	26
3.2.4 流道區之時域訊號分析	26
3.2.5 超音波線掃描影像	27
3.2.6 小結	28
第四章 數值模擬分析與討論	29
4.1 單晶壓電換能器的聲場分析	29
4.1.1 壓電元素厚度計算	30
4.1.2 單晶壓電換能器在固體中的聲場分析	31
4.1.3 單晶壓電換能器在固體中的聲場分析結果	32
4.1.4 小結	33
4.2 陣列式超音波探頭設計	33
4.2.1 設計參數定義	33
4.2.2 設計準則	34
4.2.3 設計結果	35
4.3 石墨流道板之超音波反射訊號模擬分析	36



4.3.1	有限元素暫態波傳分析之模擬條件	36
4.3.1.1	分析元素選擇與材料係數	36
4.3.1.2	模擬激發壓電陶瓷的方式與設定	37
4.3.2	石墨流道板之暫態模擬	38
4.3.2.1	石墨流道板暫態波傳模擬	39
4.3.2.2	非流道區超音波回波訊號模擬	39
4.3.2.2.1	邊界條件的設定	40
4.3.2.2.2	基底材料的影響	40
4.3.2.3	非流道區石墨流道板超音波反射訊號模擬	41
4.3.2.4	流道區超音波回波訊號模擬	42
4.3.4.5	流道區陣列式超音波探頭回波訊號模擬	43
4.3.3	小結	45
第五章	結論與展望	46
5.1	結論	46
5.1.1	實驗量測結果分析	46
5.1.2	數值分析結果	47
5.1.2.1	指向性分析	47
5.1.2.2	陣列式超音波探頭設計	47
5.1.2.3	石墨流道板之超音波反射訊號模擬分析	47
5.2	未來展望	48
	參考文獻	49
	附錄一	51
	附表	54
	附圖	58



## 表目錄

表 1	石墨複材流道板之材料係數	54
表 2	ANSYS 分析半無限域介質聲場分佈之元素種類及數目	54
表 3	指向性數值計算採用之石墨與石墨複材的材料性質	55
表 4	指向性分析所採用之 PZT-4 材料係數	55
表 5	石墨介質之不同寬度探頭的聲束發散角度 $\theta_{-3dB}$ 與壓電元素節距的模擬結果	56
表 6	石墨複材之不同寬度探頭的聲束發散角度 $\theta_{-3dB}$ 與壓電元素節距的模擬結果	56
表 7	暫態模擬所使用之材料係數	57



## 圖目錄

圖 1.1	質子交換膜燃料電池內部結構	58
圖 1.2	陣列式超音波檢測燃料電池架構	58
圖 2.1	超音波反射訊號的延遲加成示意圖	59
圖 2.2	時諧波的傳遞與波傳向量 $\mathbf{k}$	59
圖 3.1.1	實驗架構配置示意圖。	60
圖 3.1.2	非流道區超音波回波訊號量測位置示意圖	60
圖 3.1.3	非流道區沒水之狀態下，實驗量測之超音波回波訊號	61
圖 3.1.4	非流道區有水之狀態下，實驗量測之超音波回波訊號	61
圖 3.1.5	非流道區有水與沒水之超音波回波訊號比較	62
圖 3.1.6	流道區超音波回波訊號量測位置示意圖	62
圖 3.1.7	流道區沒水之狀態下，實驗量測之超音波回波訊號	63
圖 3.1.8	流道區具有一個流道水之狀態示意圖。	63
圖 3.1.9	流道區具有一流道水與沒水之超音波回波訊號比較	64
圖 3.1.10	流道區具有四個流道水之狀態示意圖	64
圖 3.1.11	流道區具有四流道水與沒水之超音波回波訊號比較	65
圖 3.1.12	石墨流道板材料係數量測之座標軸定義，在平行流道 方向為 $X_1$ 軸，垂直流道方向為 $X_2$ 軸，而在出平面的 方向則為 $X_3$ 軸，石墨流道板厚度為 10.41 mm，量測 區域為左下角。	65
圖 3.2.1	超音波線掃描實驗架構圖	66
圖 3.2.2	水槽與 XY 掃描平台之設計圖	66
圖 3.2.3	石墨複材流道板試片組裝完成照片	67
圖 3.2.4a	離焦超音波探頭示意圖	68

圖 3.2.4b	聚焦點在石墨板內部的示意圖	68
圖 3.2.5	石墨流道板試片線掃瞄方向與範圍	69
圖 3.2.6	聚焦點在水中之超音波反射訊號	69
圖 3.2.7	聚焦點在石墨中之超音波反射訊號	70
圖 3.2.8	組裝完成未含水之石墨複材流道板	70
圖 3.2.9	組裝完成部分含水之石墨複材流道板	71
圖 3.2.10	鋁塊之上表面回波訊號	71
圖 3.2.11	超音波探頭之頻譜特性	72
圖 3.2.12	探頭位於非流道區與流道區上方之訊號	72
圖 3.2.13	探頭與材料試片相對示意圖	73
圖 3.2.14	B 點之流道區與非流道區訊號比較	73
圖 3.2.15	流道區上方移動後之訊號	74
圖 3.2.16	流道區(P2 位置)含空氣及部分含水之差異	74
圖 3.2.17	焦點在水中未含水石墨流道板的線掃瞄影像	75
圖 3.2.18	焦點在水中部分含水石墨流道板的線掃瞄影像	75
圖 3.2.19	焦點在未含水石墨流道板內部之線掃瞄影像	76
圖 3.2.20	焦點在部分含水石墨流道板內部之線掃瞄影像	76
圖 4.1.1	指向性分析所使用之模型	77
圖 4.1.2	石墨固體在正 90 度方向之能量分佈	77
圖 4.1.3	石墨複材固體在正 90 度方向之能量分佈	78
圖 4.1.4	石墨固體受到壓電換能器作用之輻射聲場	78
圖 4.1.5	石墨複材固體受到壓電換能器作用之輻射聲場	79
圖 4.1.6	石墨固體受到壓電換能器作用之壓力波輻射聲場	79
圖 4.1.7	石墨複材固體受壓電換能器作用之壓力波輻射聲場	80
圖 4.1.8	石墨固體受壓電換能器作用之剪力波輻射聲場	80

圖 4.1.9	石墨複材固體受壓電換能器作用之剪力波輻射聲場	81
圖 4.2.1	平均功率極圖與聲束發散角度 $\theta_{-3dB}$ 的關係圖	81
圖 4.2.2	壓電元素寬度 $D$ 、節距 $p$ 與聲束發散角度 $\theta_{-3Db}$ 的關係示意圖， $h$ 代表石墨流道板的厚度	82
圖 4.3.1	激發壓電陶瓷之高斯餘弦時域電壓訊號	83
圖 4.3.2	以平均分佈壓力模擬壓電元素作用在石墨流道板波傳之分析模型，左右兩側為吸收層，其中每一流道的高度與寬度皆為 1 mm	83
圖 4.3.3	平均分佈力之時變高斯脈波函數波形	84
圖 4.3.4	平均分佈壓力作用在石墨流道板波傳之位移圖	84
圖 4.3.5	具三角分佈壓力模擬壓電元素作用在石墨流道板波傳之分析模型，在中央的的壓力值為最大，兩端壓力則為零，左右兩側為吸收層，其中每一流道的高度與寬度皆為 1 mm	85
圖 4.3.6	具三角分佈壓力作用在石墨流道板波傳之位移圖	85
圖 4.3.7	壓電元素下方具滑動邊界之分析模型	86
圖 4.3.8	非流道區不同邊界條件回波訊號比較	86
圖 4.3.9	非流道區不同邊界條件回波訊號比較	87
圖 4.3.10	於壓電陶瓷背面加上基底材料之分析模型	87
圖 4.3.11	壓電陶瓷有無基底材料之反射訊號比較	88
圖 4.3.12	無水狀態之非流道區模擬模型	88
圖 4.3.13	含有 0.5 mm 厚度水之非流道區模擬模型	89
圖 4.3.14	非流道區單探頭之等效分析模型回波訊號比較	89
圖 4.3.15	流道區未含水之單探頭分析模型	90
圖 4.3.16	流道區未含水單探頭分析模型之回波訊號	90

圖 4.3.17 流道區含四流道水之單探頭分析模型	91
圖 4.3.18 流道區單探頭分析模型有水與沒水狀態回波訊號比較	91
圖 4.3.19 陣列式超音波探頭未含水狀態流道區分析模型	92
圖 4.3.20 流道區陣列式超音波探頭分析模型	92
圖 4.3.21 齊發齊收模式之陣列式超音波探頭回波訊號	93
圖 4.3.22 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號 (PZT1 為激發探頭)	94
圖 4.3.23 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號 (PZT2 為激發探頭)	95
圖 4.3.24 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號 (PZT3 為激發探頭)	96
圖 4.3.25 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號 (PZT4 為激發探頭)	97
圖 4.3.26 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號 (PZT5 為激發探頭)	98
圖 4.3.27 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號 (PZT6 為激發探頭)	99
圖 4.3.28 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號 (PZT7 為激發探頭)	100
圖 4.3.29 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號 (PZT8 為激發探頭)	101

# 第一章 緒論

## 1.1 研究背景

為因應國際化石能源的短缺及地球溫室效應，尋求新的替代能源技術已是 21 世紀刻不容緩的新課題。燃料電池(fuel cell)是一種將化學能直接轉換成電能的裝置，只要不斷地供應燃料，就會持續地輸出電力。燃料通常採用氫氣、甲醇、乙醇、天然氣或其他的碳氫化合物，使用空氣中的氧作為氧化劑，副產物是熱、純水或較少量的二氧化碳。燃料電池具有低污染、低噪音、免充電、高效率、壽命長、適用範圍廣，又可以分散式供電，已成為國際間爭相研發的重點科技。

質子交換膜燃料電池(proton exchange membrane fuel cell，簡稱 PEMFC)，又稱高分子電解質燃料電池(polymer electrolyte membrane fuel cell)，是一種以含氫燃料與空氣作用產生電力與熱力的燃料電池，發展歷史較早，相關技術比較成熟。質子交換膜燃料電池的運轉並非完美無瑕，參考圖 1.1 所示，質子交換膜必須維持一定的濕度，使其具有良好的離子導電率(ionic conductivity)。倘若反應生成的水分蒸發太快，質子交換膜會過於乾燥，質子通過交換膜的阻力因此增加，致使交換膜破裂，造成氫與氧直接反應，快速產生熱，損害燃料電池。倘若水分排除太慢，電極將會被水淹沒，妨礙反應物抵達觸媒而停止反應。因此，燃料電池的運轉效能取決於電池組內部生成水份的調節，冷凝水的有效管理受到高度重視。

超音波檢測可以區分為點、線、面三種掃瞄，分別稱為 A 掃瞄、B 掃瞄及 C 掃瞄，A 掃瞄紀錄超音波換能器在待測物表面單一點所偵測之脈波回音(pulse echo)或穿透(through transmission)的波形(waveform)。B 掃瞄紀錄換能器沿著一直線移動所偵測的超音波訊號，以換能器移動的位

置為  $x$  座標，另以超音波的波程時間(time-of-flight，或稱為飛行時間)為  $y$  座標，將超音波訊號的振幅設為灰階或色階所呈現的圖形。C 掃瞄則記錄換能器沿著一平面做「之」字形往復移動所偵測的超音波訊號，平面位置為  $x$ 、 $y$  座標，將超音波訊號在設定觀窗(gated window)內的最大振幅設為灰階或色階，繪製成二維影像，通常將待測物上下表面的反射時間間格設為超音波訊號的觀窗。

參考圖 1.2 所示，陣列式超音波換能器是由數個一維或二維排列的單晶超音波換能器所組成，不同位置的換能器分別受到不同時間延遲的電壓訊號激振，產生的聲束(acoustic beam)會形成聚焦(focusing)或轉向(steering)，聲場變化具有多樣性[16]-[18]。運用高頻多工器(multiplexer)進行超音波訊號的激發與擷取，可以快速地電子掃瞄，取代單一探頭的機械式掃瞄。陣列式超音波換能器單體佔據一定的空間大小，若不經任何訊號處理技巧，掃瞄解析度僅只能與換能器單體的節距(pitch)一致。必須藉助合成孔徑成像技術，才能提昇陣列式超音波換能器的橫向空間解析度。

超音波掃瞄可以採用單一換能器進行機械式實體掃瞄，也可以採用陣列式換能器進行電子式掃瞄。前者的橫向解析度極限就是機械掃瞄裝置(二維定位平台)的解析度，後者的解析度受限於陣列式換能器的單晶尺寸及間距。在陣列式超音波換能器的製造上，各個單晶的尺寸及彼此的間距無法無止境地縮小，所以橫向解析度具有極限。陣列式超音波檢測方法具備快速掃瞄的特性，可取代機械式掃瞄，大幅改善超音波掃瞄的效率。為了改善陣列式換能器掃瞄的橫向解析度，通常輔以繁雜的演算方法，稱為合成孔徑成像(synthetic aperture imaging)技術，相關技術曾經成功地應用於國防科技的相位陣列雷達、臨床醫療的超音波診斷系統。

單晶壓電換能器激發之聲場是由無數多個聲源生成的聲場相互疊加



而成，如同光的狹縫干涉，形成一個輻射強度與方位角有關的指向性(directivity)函數。單晶壓電換能器在石墨基材內的聲場指向性與介質的異向性(anisotropy)相依，又與陣列探頭的設計息息相關。為了改善陣列換能器的橫向解析度，亟需瞭解單晶壓電換能器在石墨基材內的聲場指向性，才能設計出恰當的陣列超音波換能器。本研究先以單晶壓電換能器在半無限域固體介質中的聲場指向性分析為探討重點。並以指向性分析的結果設計陣列超音波探頭，接著建立一套模擬程序，驗證其效果。

## 1.2 文獻回顧

### 1.2.1 質子交換膜燃料電池生成水的管理研究

Singh et al [1]在 1999 年提出一套理論模型以模擬質子交換膜燃料電池的質傳現象，其結果發現質子交換膜燃料電池於高電流運作時若無良好的排水機制，將導致陰極端流道板的水氾濫現象，並進而影響其運作效率。Janssen et al [2]在 2001 年以實驗的方式探討質子交換膜燃料電池在不同操作條件下其效率的變化，發現若質子交換膜含水量不足將因電阻過大影響質子的質傳，導致效率降低，且陰極端乾化對燃料電池效率的降低較陽極端明顯。K. Tüber et al [3] 在 2003 年以透明材料取代質子交換膜燃料電池(proton exchange membrane fuel cell)藉以觀察陰極端冷凝水與氣體的生成與流動，實驗結果發現提升氧氣的流量，有助排除陰極端的生成水，避免水氾濫，為維持效率必須針對燃料電池的氣體供應與水的生成進行主動式調節。O. Lottin et al [4] 在 2008 年建立一數學模型說明質子交換膜燃料電池的運作效率與其內部氣體溼度之間的關係。

### 1.2.2 固體介質之聲場分佈研究

等向性半無限域的自由表面受到時諧力激振，所激發的彈性波聲場

可以區分為二維或三維分析，最早可以追溯至 Lamb(1904) [5]。Miller 及 Pursey [6]曾於 1954 年，提出垂直半無限域表面的時諧直線力生成的二維輻射聲場強度。Carniard [7]及 de Hoop [8] 曾分別於 1935 年及 1958 年，獨立提出相關問題的暫態解析解，後來合稱為 Carniard-de Hoop technique。K. Wu et al. [9]在 1991 年利用 Lamb 的方法探討在自由表面異向性介質中單一振動點源的遠場輻射聲場，其結果顯示等向性與異向性介質在受到單一振動點源的作用下其指向性具有相當大的差異。

### 1.2.3 合成孔徑成像法

合成孔徑技術源於 1950 年代高解像雷達的發展，合成孔徑成像結合超音波的技術大約在 1960 年末期被提出[10]，在 1970 年代末期才將其整合進電腦系統，應用於核能電廠壓力容器及管路的非破壞檢測上[11]。

Burch 和 Burton[12]於 1984 年以非聚焦浸水式探頭進行超音波 B 掃描實驗，運用延遲加成法進行合成孔徑成像的演算，改進聚焦探頭的訊雜比。

合成孔徑成像演算法可以分成時域的延遲加成法(delay-and-sum)及頻域的角頻譜法(angular spectrum)，前者的發展歷史較早，直接加成孔境內物體反射至各接收點波程時間之超音波訊號，其原理簡單易懂，但卻因運算結構包含數量極多的判斷指令。不適合當今計算機處理的架構，計算時間較長。後者係於基礎於傅立葉光學(Fourier Optics)[13]，將超音波 B 掃描波形以二維快速傅立葉轉換至頻域及波數域，其中波數代表不同波傳方向的聲波，類同於不同的視角(angle of view)，其運算結構僅次於兩次二維快速傅立葉轉換，包含較少的判斷指令，適合快速大量計算。

Busse[14]於 1992 年應用角頻譜合成孔徑技術，將 B 掃描的時域訊號以快速傅立葉轉換(Fast Fourier Transform, FFT)映射至時間頻域

(time-frequency-domain)，然後擇定數個重建頻率，將上述頻域訊號再次以 FFT 轉換至空間頻域(spatial-frequency-domain)，使其與一波傳函數相乘，獲得不同深度的反射頻譜。最後將上述重建頻率所對應之頻譜平均值以反向快速傅立葉轉換(IFFT)，重建不同深度位置的超音波影像。

### 1.3 研究目的

目前的質子交換膜燃料電池採用石墨雙極板做為氫、氧、水的導流渠道，本身不具透明性，故擬以陣列超音波換能器置於質子交換膜燃料電池之雙極石墨板的外側，進行電子式超音波掃瞄及成像研究，以監測電池組反應生成水的形成。本研究首先以沒水式超音波探頭對質子交換膜燃料電池雙極石墨板進行線掃瞄，確認超音波檢測方法之可行性，再以接觸式超音波探頭量測流道板之材料係數及回波訊號，接著利用有限元素法模擬在固體介質內聲場指向性，並依其結果設計陣列超音波換能器。最後建立超音波反射訊號模擬程序分析陣列超音波換能器之效果。

### 1.4 內容簡介

本文共分成五章，第一章為研究背景及文獻回顧的介紹。第二章為理論說明，介紹壓電材料的特性方程式時諧分析與暫態響應分析數值理論以及分析固體材料指向性之能量表示式推導，最後介紹合成孔徑成像原理。第三章為實驗量測與結果討論，包含燃料電池陰極石墨雙極板之超音波反射訊號量測與沒水式超音波線掃瞄，第四章為數值分析，其內容包括包含單晶壓電換能器在固體介質內的聲場分析、陣列超音波探頭的設計以及石墨複材流道板之超音波反射訊號模擬分析。第五章為本研究的結論及未來工作展望。

## 第二章 理論說明

本章首先介紹壓電材料的特性方程式，說明時諧分析與暫態響應分析的數值理論，探討單晶壓電換能器在固體材料中激發聲場的指向性分析，最後介紹合成孔徑成像原理。

### 2.1 壓電材料特性方程式

本研究在數值計算上使用壓電元素模擬超音波探頭，以下介紹壓電材料的本構方程式。

$$\begin{aligned}\mathbf{T} &= \mathbf{c}^E \mathbf{S} - \mathbf{e}^T \mathbf{E} \\ \mathbf{D} &= \mathbf{e} \mathbf{S} + \boldsymbol{\varepsilon}^S \mathbf{E}\end{aligned}\quad (2.1.1)$$

其中， $\mathbf{T}$ 、 $\mathbf{S}$ 為應力矩陣及應變矩陣， $\mathbf{c}^E$ 是固定電場下的彈性剛度矩陣 (matrix of elastic stiffness)， $\mathbf{e}$ 是壓電常數矩陣 (matrix of piezoelectric constants)，而 $\mathbf{e}^T$ 表示 $\mathbf{e}$ 的轉置張量 (transpose matrix)， $\mathbf{D}$ 是電位移， $\mathbf{E}$ 是電場強度， $\boldsymbol{\varepsilon}^S$ 是固定應變(constant strain)下的介電常數矩陣(matrix of dielectric constants)。

本研究數值分析所使用的壓電陶瓷材料為 PZT-4，具有橫向等向性 (transversely isotropic) 的特性，假設其極化方向平行於  $z(x_3)$  軸

彈性剛度矩陣為

$$\mathbf{c}^E = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix}\quad (2.1.2)$$

壓電應力常數矩陣為

$$\mathbf{e} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.1.3)$$

介電常數矩陣為

$$\boldsymbol{\varepsilon}^S = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^S & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11}^S & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^S \end{bmatrix} \quad (2.1.4)$$

## 2.2 有限元素分析

### 2.2.1 時諧分析(Harmonic Analysis)

本研究採用時諧分析計算石墨固體受到不同幾何尺寸的壓電元素激發之聲場分佈，時諧分析通常用於求解施加周期外力負載的結構振動問題，如轉動的葉片或馬達等情況。計算時會將外力與位移假設為具有同頻率的時諧因子  $\exp(i\omega t)$ ，在頻率域(frequency domain)處理結構的響應。系統的運動方程式如下式所示

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{F} \quad (2.2.1)$$

其中  $\mathbf{M}$ 、 $\mathbf{C}$ 、 $\mathbf{K}$  分別為系統之質量、阻尼以及剛性矩陣， $\mathbf{u}$  係代表位移向量， $\mathbf{F}$  則代表作用在系統的外力向量。

時諧分析假設振動之位移和外力都具相同頻率的時諧因子，故位移向量  $\mathbf{u}$  與外力向量  $\mathbf{F}$  可被表示成下面兩式

$$\mathbf{u} = \left\{ u_{\max} e^{i\phi} \right\} e^{i\omega t} \quad (2.2.2)$$

$$\mathbf{F} = \left\{ F_{\max} e^{i\psi} \right\} e^{i\omega t} \quad (2.2.3)$$

其中  $\omega$  代表角頻率， $\phi$  和  $\psi$  分別代表位移與外力之相位角， $u_{\max}$  與  $F_{\max}$  則分別代表位移與外力之振幅大小

上兩式可改寫成

$$\mathbf{u} = (\mathbf{u}_1 + i\mathbf{u}_2)e^{i\omega t} \quad (2.2.4)$$

$$\mathbf{F} = (\mathbf{F}_1 + i\mathbf{F}_2)e^{i\omega t} \quad (2.2.5)$$

其中

$$\mathbf{u}_1 = \{u_{\max} \cos \phi\}, \quad \mathbf{u}_2 = \{u_{\max} \sin \phi\} \quad (2.2.6)$$

$$\mathbf{F}_1 = \{F_{\max} \cos \psi\}, \quad \mathbf{F}_2 = \{F_{\max} \sin \psi\}$$

$\mathbf{u}_1$ 與 $\mathbf{F}_1$ 代表實部的位移向量與外力向量， $\mathbf{u}_2$ 與 $\mathbf{F}_2$ 代表虛部的位移向量與外力向量。

為了簡化，將等號左右同時移除 $e^{i\omega t}$ ，則運動方程式為

$$(-\omega^2 \mathbf{M} + i\omega \mathbf{C} + \mathbf{K})(\mathbf{u}_1 + i\mathbf{u}_2) = (\mathbf{F}_1 + i\mathbf{F}_2) \quad (2.2.7)$$

上式可表示成

$$\mathbf{K}_c \mathbf{u}_c = \mathbf{F}_c \quad (2.2.8)$$

其中

$$\mathbf{K}_c = -\omega^2 \mathbf{M} + i\omega \mathbf{C} + \mathbf{K}$$
$$\mathbf{u}_c = \mathbf{u}_1 + i\mathbf{u}_2, \quad \mathbf{F}_c = \mathbf{F}_1 + i\mathbf{F}_2 \quad (2.2.9)$$

$\mathbf{K}_c$ 代表結構中阻抗的分佈狀態， $\mathbf{u}_c$ 為穩態反應的振幅向量， $\mathbf{F}_c$ 則為外力的振幅向量。

方程式(2.2.9)的解為

$$\mathbf{u}_c = \mathbf{K}_c^{-1} \mathbf{F}_c \quad (2.2.10)$$

將方程式的解代回原式(2.2.8)，即可得到每一個自由度的穩態反應。

## 2.2.2 暫態分析(Transient Analysis)

本研究使用有限元素分析套裝軟體 ANSYS，模擬接觸式超音波探頭的暫態反射訊號，暫態分析採用紐馬克疊代法(Newmark Method) 進行計算，以下介紹其理論

離散化的多自由度系統其運動方程式可以下式表示

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{F} \quad (2.2.11)$$

其中  $\mathbf{M}$ 、 $\mathbf{C}$ 、 $\mathbf{K}$  分別為系統之質量、阻尼以及剛性矩陣， $\mathbf{u}$  係代表位移向量， $\mathbf{F}$  則代表作用在系統的外力向量。

疊代原理是將時間分割成數個時間區段，並對每個時間區段逐步積分，前一區段的解設為初始條件，代入下一區段，依此步驟逐步積分，直至欲求解的時間點，最終得到系統的暫態響應。以下兩式為其疊代關係

$$\dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t} = \dot{\mathbf{u}}_t + [(1-\delta)\ddot{\mathbf{u}}_t + \delta\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}]\Delta t \quad (2.2.12)$$

$$\mathbf{u}_{t+\Delta t} = \mathbf{u}_t + \dot{\mathbf{u}}_t\Delta t + [(\frac{1}{2}-\alpha)\ddot{\mathbf{u}}_t + \alpha\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}]\Delta t^2 \quad (2.2.13)$$

其中  $\mathbf{u}_t$  代表在時間  $t$  的節點位移向量，時間增量為  $\Delta t$ ， $\alpha$  與  $\delta$  是 Newmark 積分的參數，根據積分精度與穩定性決定[13]。

若逐步積分採線性加速度法(linear acceleration method)，令  $\alpha = 1/6$ 、 $\delta = 1/2$ 。若為固定平均加速度法(constant-average-acceleration method)，則令  $\alpha = 1/4$ 、 $\delta = 1/2$  [15]。在本研究的分析中，採用線性加速度法進行計算。

結構的動態平衡方程式為

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t} + \mathbf{K}\mathbf{u}_{t+\Delta t} = \mathbf{F}_{t+\Delta t} \quad (2.2.14)$$

利用(2.2.13)式可解得

$$\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t} = a_0(\mathbf{u}_{t+\Delta t} - \mathbf{u}_t) - a_2\dot{\mathbf{u}}_t - a_3\ddot{\mathbf{u}}_t \quad (2.2.15)$$

將(2.2.15)式代入(2.2.12)式，可得另一不含  $\ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}$  的  $\dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t}$  表示式，

經化簡後

$$\dot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t} = \dot{\mathbf{u}}_t + a_6 \ddot{\mathbf{u}}_t + a_7 \ddot{\mathbf{u}}_{t+\Delta t} \quad (2.2.16)$$

其中

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{\alpha \Delta t^2}, & a_1 &= \frac{\delta}{\alpha \Delta t}, & a_2 &= \frac{1}{\alpha \Delta t}, & a_3 &= \frac{1}{2\alpha} - 1 \\ a_4 &= \frac{\delta}{\alpha} - 1, & a_5 &= \frac{\Delta t}{2} \left( \frac{\delta}{\alpha} - 2 \right), & a_6 &= \Delta t (1 - \delta), & a_7 &= \delta \Delta t \end{aligned} \quad (2.2.17)$$

最後將方程式(2.2.15)、(2.2.16)代入動態平衡方程式(2.2.14)式中，經整理可得

$$\begin{aligned} (a_0 \mathbf{M} + a_1 \mathbf{C} + \mathbf{K}) \mathbf{u}_{t+\Delta t} &= \mathbf{F}_{t+\Delta t} + \mathbf{M} (a_0 \mathbf{u}_t + a_2 \dot{\mathbf{u}}_t + a_3 \ddot{\mathbf{u}}_t) \\ &\quad + \mathbf{C} (a_1 \mathbf{u}_t + a_4 \dot{\mathbf{u}}_t + a_5 \ddot{\mathbf{u}}_t) \end{aligned} \quad (2.2.18)$$

上式可改寫成

$$\mathbf{u}_{t+\Delta t} = \frac{\mathbf{F}_{t+\Delta t}}{\bar{\mathbf{K}}} + \frac{\mathbf{M}}{\bar{\mathbf{K}}} (a_0 \mathbf{u}_t + a_2 \dot{\mathbf{u}}_t + a_3 \ddot{\mathbf{u}}_t) + \frac{\mathbf{C}}{\bar{\mathbf{K}}} (a_1 \mathbf{u}_t + a_4 \dot{\mathbf{u}}_t + a_5 \ddot{\mathbf{u}}_t) \quad (2.2.19)$$

其中

$$\bar{\mathbf{K}} = (a_0 \mathbf{M} + a_1 \mathbf{C} + \mathbf{K}) \quad (2.2.20)$$

根據(2.2.19)式可利用  $t$  時間點的結果求取  $\mathbf{u}_{t+\Delta t}$  的位移，並滿足  $t + \Delta t$  時間點的平衡。只要設定起始條件，便可由(2.2.19)求解出下個時間點的反應。

### 2.2.3 阻尼設定

本研究使用 ANSYS 軟體作為模擬超音波傳遞的數值工具，阻尼設定為其重要參數。ANSYS 有多種方式設定結構的阻尼，以下僅介紹本研究所使用的阻尼方程式。

本研究數值模擬採用之阻尼矩陣可表成下式



$$\mathbf{C} = \alpha \mathbf{M} + \beta \mathbf{K} + \sum_{j=1}^{N_m} [\beta_j^m \mathbf{K}_j] + \mathbf{C}_\xi \quad (2.2.21)$$

其中  $\mathbf{C}$  代表整體結構的阻尼矩陣， $\mathbf{M}$  為整體結構的質量矩陣， $\mathbf{K}$  為整體結構的剛度矩陣，第一項  $\alpha$  與第二項  $\beta$  的意義是分別表示庫倫阻尼與結構阻尼，兩者合稱為 Rayleigh 阻尼 (Rayleigh damping)，又稱為比例阻尼 (proportional damping)，其假設整個結構的阻尼模式皆相同。 $\beta_j^m$  代表不同材料的結構阻尼值， $j$  代表材料的編號， $\mathbf{K}_j$  代表整體結構中以此材料所構成的部分剛度矩陣， $N_m$  則為材料的總數，利用此設定，可對同一結構中不同的材料給予阻尼值。 $\mathbf{C}_\xi$  為定值阻尼，其假設整個結構之阻尼比均相同，且與振動頻率無關，但在暫態分析中，此設定無法使用。

### 2.3 彈性波平均功率表示式

彈性波穿過一垂直表面的能量  $E$  可表示成下式

$$E = - \int_A n_j \sigma_{ji} \dot{u}_i dA, \quad (2.3.1)$$

其中負號代表能量流出表面， $\sigma_{ij}$  為應力張量、 $n_j$  為表面法向量、 $\dot{u}_i$  為速度、 $A$  為面積。根據時諧分析 (harmonic analysis) 的假設，其位移的解表示如下

$$\mathbf{u} = (\mathbf{u}_{\max} e^{i\phi}) e^{i\omega t}, \quad (2.3.2)$$

其中  $\mathbf{u}_{\max}$  為振幅、 $\phi$  為相位差、 $\omega$  為角頻率。由於本研究旨在探討在不同角度石墨內的能量分佈，對於二維的問題，以圓柱座標  $(r, \theta)$  表示較為適合，故將上式展開如下

$$E = - \{ \text{Re}(\sigma_r) \text{Re}(\dot{u}_r) + \text{Re}(\sigma_{r\theta}) \text{Re}(\dot{u}_\theta) \}, \quad (2.3.3)$$

其中

$$\text{Re}(\sigma_r) = \text{Re}\{(\sigma_r^R + i\sigma_r^I)e^{i\omega t}\} = (\sigma_r^R \cos \omega t - \sigma_r^I \sin \omega t), \quad (2.3.4a)$$

$$\text{Re}(\dot{u}_r) = \text{Re}\{i\omega(u_r^R + iu_r^I)e^{i\omega t}\} = -\omega(u_r^R \cos \omega t + u_r^I \sin \omega t), \quad (2.3.4b)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}(\sigma_r)\text{Re}(\dot{u}_r) = & -\omega\{(\sigma_r^R u_r^R - \sigma_r^I u_r^I) \cos \omega t \sin \omega t . \\ & + \sigma_r^R u_r^I \cos^2 \omega t - \sigma_r^I u_r^R \sin^2 \omega t\} \end{aligned} \quad (2.3.4c)$$

在本研究中，採 ANSYS 時諧分析模組作為分析的工具，而時諧分析的結果為一穩態解，以平均功率(average of power)  $\langle E \rangle$  作表示較適當，其表示式為

$$\langle E \rangle = \frac{1}{T} \int_{t=0}^T E dt = \frac{\pi}{T} \{(\sigma_r^R u_r^I - \sigma_r^I u_r^R) + (\sigma_{r\theta}^R u_\theta^I - \sigma_{r\theta}^I u_\theta^R)\}. \quad (2.3.5)$$

作三維分析時，以球座標  $(r, \theta, \phi)$  來表示較為適當，其平均功率  $\langle E \rangle$  可寫成

$$\begin{aligned} \langle E \rangle = \frac{1}{T} \int_{t=0}^T E dt = \frac{\pi}{T} \{ & (\sigma_r^R u_r^I - \sigma_r^I u_r^R) + (\sigma_{r\theta}^R u_\theta^I - \sigma_{r\theta}^I u_\theta^R) . \\ & + (\sigma_{r\phi}^R u_\phi^I - \sigma_{r\phi}^I u_\phi^R)\} \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

由於 ANSYS 所計算出的結果可分別輸出為實部與虛部的位移與應力，在後面的分析中皆利用上述推導將 ANSYS 所計算出的位移與應力之實部與虛部的數值擷取再另作計算，並且對位移、應力以及平均功率作極圖與說明。

## 2.4 合成孔徑成像原理

合成孔徑成像的原理是利用適當孔徑內各個探頭所量測之超音波反射訊號的振幅及相位，重建(reconstruct)不同深度位置下反射體的影像。超音波檢測若要求較高的解析度(resolution)，通常會使用焦距(focal length)固定之聚焦(focusing)探頭，將較多的超音波能量聚集於較小的焦點上，使得超音波反射訊號的雜訊比提高，空間的解析度也大幅提升。合成孔徑成像技術的想法恰與之相反，採用的探頭之遠場聲束較一般超音波探頭的聲束發散，換言之，探頭的視角(angle of view)較為寬廣，讓更多的反射體訊號進入孔徑內的探頭。合成孔徑成像技術不僅考慮反射體的振幅，並且考慮了訊號的相位，以增強訊號的雜訊比。在反射物體的影像重建過程中，各個可能的反射位置深度有如一虛擬的焦距，而且焦距的長度可以在計算中自行調整，大幅地提升超音波掃描的空間解析度。

合成孔徑成像可分成時域(time domain)與頻域(frequency domain)兩種分析法，時域分析法又稱為延遲加法，頻域分析法稱為角頻譜法。本節將分別說明這兩種方法的原理。

### 2.4.1 延遲加法

由於待測物體內不同位置深度的反射點至孔徑內各個接收點間的波程不同，所以反射波至反射點抵達接收探頭的波程時間或稱為延遲時間(time delay)不同，如圖 2.1 所示。延遲加法逐次考慮孔徑內各探頭接收位置所量測的超音波 A 掃描反射訊號  $S(r_i, t_{ij})$ ，將不同位置深度的反射點  $r_j$  至 N 個探頭位置  $r_i$  延遲時間所對應的反射訊號振幅累加後，取其平均值，可獲得各個不同位置深度反射點的反射強度  $I(r_j)$ ，計算公式如下

$$I(r_j) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^N S(r_i, t_{ij}) \quad (2.4.1)$$

其中，

$$t_{ij} = \frac{2|r_j - r_i|}{c} \quad (2.4.2)$$

此處  $c$  為介質內的超音波相速度(phase velocity)。因為超音波射線(ray)自探頭髮射至反射點後折返回探頭接收位置所行經的波程為兩者直線距離的兩倍，所以(2.4.2)式的分子必須乘以 2。

若所考慮的超音波介質為固體(solids)，而且超音波反射訊號明顯地包括壓力波與剪力波訊號，則(2.4.1)與(2.4.2)式尚需將壓力波(pressure wave)與剪力波(shear wave)波速相異的因素考慮進去，計算公式改成

$$I(r_j) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N S(r_i, t_{ij}^P) + \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N S(r_i, t_{ij}^S) \quad (2.4.3)$$

其中，

$$t_{ij}^P = \frac{2|r_j - r_i|}{c_p}, \quad t_{ij}^S = \frac{2|r_j - r_i|}{c_s}, \quad (2.4.4)$$

此處  $c_p$  為介質內的壓力波波速， $c_s$  為介質內的剪力波波速。

## 2.4.2 角頻譜法

若所考慮的超音波介質為液體(liquid)，則只需考慮壓力波超音波反射訊號，參考圖 2.2 所示，考慮一個自  $y$ -方向均勻分布之單頻(monochromatic)線波源(line source)產生的時諧波(time-harmonic wave)，沿  $z$ -軸的正向傳播。倘若以傅立葉轉換(Fourier transform)將  $z=0$  平面上的聲場強度  $U(x, z; \omega)$  轉換成一調幅函數(amplitude modulation function)  $A(k_x, 0; \omega)$ ，

$$A(k_x, 0; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(k_x, 0; \omega) e^{-ik_x x} dk_x \quad (2.4.5)$$

則依據逆向傅立葉轉換(inverse Fourier transform)，聲場強度 $U(x, 0; \omega)$ 可以表示成

$$U(x, 0; \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, 0; \omega) e^{ik_x x} dk_x \quad (2.4.6)$$

此處 $\omega$ 為時諧波的角頻率， $\omega = 2\pi f$ ， $f$ 為頻率；為時諧波沿 $x$ -方向傳遞之波向量(wave vector) $\mathbf{k}$ 在 $x$ -方向的分量，亦稱為 $x$ -方向的波數(wavenumber)，或 $x$ 方向的空間頻率。波向量 $\mathbf{k}$ 的定義為

$$\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \mathbf{n} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n} \quad (2.4.7)$$

其中 $c$ 為上述時諧波的相速度， $\lambda$ 為其波長， $\mathbf{n}$ 為單位波前(wavefront)向量，亦即相位波傳方向的單位向量，參考圖 2.2，單位波前向量 $\mathbf{n}$ 可以表成

$$\mathbf{n} = \cos \alpha \mathbf{e}_x + \cos \beta \mathbf{e}_z \quad (2.4.8)$$

$\alpha$ 及 $\beta$ 分別為單位波前向量 $\mathbf{n}$ 與 $x$ -及 $z$ -軸之基底向量 $\mathbf{e}_x$ 及 $\mathbf{e}_z$ 的夾角。在(2.4.5)式中， $x$ -方向波數 $k_x$ 的積分區間自 $-\infty$ 至 $\infty$ ，因此聲場強度 $U(x, 0; \omega)$ 可以解釋成在 $z = 0$ 平面上量測到之許多不同波傳方向的波射線聲場總合。

由波傳的觀點來看，時諧音波的聲場強度 $U(x, z; \omega)$ 必須滿足霍姆荷茲方程式(Helmholtz equation)，即

$$\nabla^2 U(x, z; \omega) + s^2 k^2 U(x, z; \omega) = 0 \quad (2.4.9)$$

其中 $k = \omega / c$ ，亦即波向量 $\mathbf{k}$ 的大小， $c$ 為壓力波波速。參數 $s$ 與探頭的收發位置有關，若超音波訊號的收發均為同一探頭，所擷取的超音波訊號係自發射探頭自反射體，然後再從反射體回到接收探頭，行程為單程的兩倍，所以 $s = 2$ ；若超音波的發射探頭與接收探頭不同，所擷取的超

音波訊號僅為自反射體返回接收探頭的單程訊號，故  $s=1$ 。

假如聲場強度  $U(x, z; \omega)$  可以如(2.4.6)式表成

$$U(x, z; \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(k_x, z; \omega) e^{ik_x x} dk_x \quad (2.4.10)$$

則由分離變數(separation of variables)法，(2.4.9)式之霍姆荷茲方程式可以蛻變成一個以  $z$  為變數的常微分方程式，

$$\frac{d^2}{dz^2} A(k_x, z; \omega) + (s^2 k^2 - k_x^2) A(k_x, z; \omega) = 0 \quad (2.4.11)$$

(2.4.10)式於  $z=0$  平面的邊界條件為調幅函數  $A(k_x, 0; \omega)$ ，因此  $A(k_x, z; \omega)$  可以表示成  $A(k_x, 0; \omega)$  與一波傳函數  $\exp(i\eta z)$  的乘積，

$$A(k_x, z; \omega) = A(k_x, 0; \omega) e^{i\eta z} \quad (2.4.12)$$

其中，指數項的變數  $\eta$  為

$$\eta = \begin{cases} \sqrt{s^2 k^2 - k_x^2}, & |k_x| < sk \\ i\sqrt{k_x^2 - s^2 k^2}, & sk < |k_x| \end{cases} \quad (2.4.13)$$

$x$  方向的波數為複數  $k$ -平面的分支點(branch point)，當  $|k_x| < sk$ ，(2.4.12)式代表一傳遞波；若  $sk < |k_x|$ ，則代表一呈指數衰減的消散波，如光波在不同介質界面的全反射，或是波動在波導(waveguides)中的截止頻率(cut-off frequency)。

## 第三章 實驗量測與結果討論

### 3.1 石墨複材流道板之超音波反射訊號實驗

石墨雙極流道板具有良好的導電性及導熱性，可確保電子傳導性及散熱溫度均勻分佈，並緊密支撐膜電極組使反應氣體在整個電極各處均勻分佈。然而，純質石墨流道板在製造上相當不易，一般以石墨環氧樹脂複合材料(graphite epoxy composites)較為常見，而石墨環氧樹脂複合材料之材料特性較接近等向性材料，與純石墨有所差異，為了解石墨流道雙極板超音波回波訊號之特性，以及是否能辨別在流道內有水與沒水的情況，故針對石墨之平坦非流道區及具凹凸表面的流道區進行實驗。得到其超音波回波訊號，接著在流道板上加上水，比較回波訊號差異。另外確認石墨複材流道板與純石墨材料特性之差異，量測其密度與材料係數。

#### 3.1.1 實驗方法及其流程

在待測試片表面塗抹些許耦合劑(couplant)，將壓力波探頭置於耦合劑上，施予正向壓力將探頭與試片表面壓合。此時，超音波發射器將週期性地提供超音波探頭一個大約 150 伏特以上的負電壓脈衝，不斷地激發該超音波探頭產生壓力波，壓力波穿透過耦合劑傳遞至試片內部，沿著厚度方向傳遞，試片底部反射的回波抵達探頭時，會產生電壓響應。由於此電壓訊號的振幅很小，需經過超音波接收器的放大電路增益後，再連接至示波器上觀察訊號變化，此方法稱為脈波回音法(pulse-echo method)。

### 3.1.2 非流道區反射訊號實驗

實驗架構配置圖如圖 3.1.1 所示，使用壓力波探頭(Panametrics 5MHz V543)對於石墨流道雙極板非流道區(如圖 3.1.2 所示)的厚度方向進行檢測，探頭寬度為 6.35 mm，中心頻率為 5 MHz，將壓力超音波探頭置於流道板下方，可得如圖 3.1.3 顯示的訊號，其中第一回波訊號為超音波將流道板傳遞至上方在石墨板與空氣之介面反射波回到置於下方的超音波探頭所得之訊號，第二回波訊號則為超音波沿石墨板的厚度方向之再次反射回波訊號，藉由量測第一回波與第二回波之間的時間差以及波程(兩倍之流道板厚度)可算得厚度方向之波速。

反射訊號結果顯示,石墨流道板上方之反射訊號相當清楚；接著在流道板上方滴下一灘厚度大約為 0.5 mm 的水，以相同的條件取得超音波反射訊號，反射訊號如圖 3.1.4 所示，將無水及有水的訊號重疊如圖 3.1.5 所示，可觀察到有水的訊號在第一回波的起始訊號，振幅較小，而在第二回波更為明顯，此現象的原因為當有水在流道板的上方時，超音波傳遞至石墨流道板與水的介面時會有部分的能量進入水中，另一部分能量則反射回探頭，造成回波訊號的振幅降低；此外在第一回波的後面，有水的流道板回波訊號出現多個間隔相似且振幅逐漸降低的回波訊號，此回波訊號代表進入水的超音波在水中多重反射的結果，每當超音波回到石墨與水之介面時便會有一部分能量傳回位於下方的超音波探頭，由於水的波速較慢，所以訊號出現在後方的位置。

故對於具有平坦表面的石墨流道板，有水在上表面的石墨流道板較無水的石墨流道板在第一、第二回波的振幅會降低，且在第一回波後面會出現來自水內部的多重反射訊號。



### 3.1.3 流道區反射訊號實驗

此外，針對石墨流道雙極板流道區(如圖 3.1.6 所示)的厚度方向亦進行檢測，使用同樣的壓力波探頭並置於流道板下方，可得如圖 3.1.7 顯示的訊號，其中第一回波波群訊號為超音波將流道板傳遞至上方在石墨與流道之介面反射波回到置於下方的超音波探頭所得之訊號，從第一回波波群中可觀察到兩個波峰，由於流道區具有高低交錯的幾何，造成波程差，在第一回波波群會形成兩個回波訊號，其中第一波峰代表流道底部平面所反射的訊號，第二波峰代表材料底部平面所反射之訊號，由於流道區的幾何較複雜，回波容易散射，第二回波波群則較難區別，且能量(振幅)較小。

接著將石墨流道板流道區中間的單一流道填入水(如圖 3.1.8 所示)，將得到的回波訊號與同是流道區但沒水的訊號重疊，如圖 3.1.9 所示，可觀察到具有單一流道水的回波訊號其第一回波波群訊號中的第一回波較沒水小，第二回波卻沒明顯變化，這是由於第一回波波群訊號的第一回波代表流道底部平面所反射的訊號，而水的位置恰位於流道底部平面上方，故超音波在固體與液體界面會有部分能量進入水中，造成回波訊號振幅變小，而第一回波波群的第二回波代表的是材料底部平面所反射之訊號，其上方並沒有水的存在，故超音波在此固體、空氣介面能量的衰減較少，進而造成回波訊號的振幅變化不大。

若將石墨流道板流道區中間的四個流道填入水(圖 3.1.10 所示)，將得到的回波訊號與同是流道區但沒水的訊號重疊，如圖 3.1.11 所示，其結果顯示在流道區具有四流道水的回波訊號，其第一回波波群的第一回波訊號振幅降低之幅度較具單一流道水的訊號大，這是由於水涵蓋流道的面積增加，進入水中的能量增加，造成回波訊號振幅降低，此外，第一回波波群的第二回波振幅沒有明顯降低，這是由於在材料底部並沒有水

的存在，故振幅不會降低。而在第一回波波群的尾部，多了數個回波訊號，這是超音波在進入水之後，在水中多重反射所形成的反射訊號，此現象比起只具單一流道水的回波訊號明顯，原因是水與空氣的介面由於聲阻的差異相當大，會形成超音波的反射面，而當增加水所散布的區域時，反射面積也隨之增加，故反射訊號較為明顯。

從流道區的回波訊號可看出，當有水位於流道內時，第一回波波群中的第一回波振幅會較沒水時小，而填入四個流道水除了在第一回波振幅呈現更明顯降低之外，在後方會出現數個來自水內部之多重反射訊號。

#### 3.1.4 石墨流道板材料常數的量測

為確認石墨流道板之確切材料係數，利用量測其密度及各方向的壓力波、剪力波波速可得到石墨流道板之機械材料係數。

以下實驗利用脈波回音法(pulse-echo method)對石墨流道板進行波速量測，其中縱波波速利用壓力波探頭(Panametrics 5MHz V543)進行量測，其探頭寬度為 6.35 mm，中心頻率為 5 MHz，橫波波速則使用剪力波探頭(Panametrics V221BA)進行量測，其探頭寬度為 6.35 mm，中心頻率為 10 MHz。

利用排水法及電子秤可量得石墨流道板之體積與重量大小，藉此計算石墨流道板的密度  $\rho$  為  $1,750 \text{ kg/m}^3$ 。為能得到石墨流道板在各方向的波速，並算得材料係數，須先定義石墨流道板的座標軸，如圖 3.1.12 所示，厚度方向設為  $X_3$  軸，平行流道方向則為  $X_1$  軸，垂直流道方向則為  $X_2$  軸。在厚度方向的波速量測，利用非流道區的平坦表面進行量測；平面方向的波速量測，由於流道板的寬度過長，超音波容易衰減，利用脈波回音法不易收到回波訊號，故利用邊緣及固定流道板之鎖孔間的區域進行量測。

藉由回波訊號的時間差及波程可以算得波速，其中波程為兩倍的厚度，實驗結果如下：

$c_{L11}$	$c_{L22}$	$c_{L33}$	$c_{S23}$	$c_{S13}$	$c_{S12}$
2966.6	3028.7	3018.3	1762.3	1730.0	1741.4
m/s	m/s	m/s	m/s	m/s	m/s

實驗結果可發現三個軸向的縱波波速相當接近，剪力波波速亦相當接近，顯示實際的石墨流道板之材料特性較接近等向性材料。分別將三個軸向的縱波與橫波波速平均可得到  $c_L = 3004.5$  m/s 與  $c_S = 1744.6$  m/s。

波速與彈性係數之關係式為

$$C_{11} = \rho c_L^2, \quad C_{44} = \rho c_S^2, \quad C_{12} = C_{11} - 2C_{44} \quad (3.1.1)$$

先前量測的密度  $\rho$ 、縱波波速  $c_L$  及剪力波波速  $c_S$ ，可計算石墨流道板之彈性係數

$$C_{11} = 15.80, \quad C_{44} = 5.33, \quad C_{12} = 5.14 \quad (3.1.2)$$

根據實驗的結果，所測試的石墨流道板為等向性材料，其材料係數列於表 1。

### 3.1.5 小結

本節利用工業用超音波探頭對石墨流道板進行回波訊號量測實驗，分別針對表面平坦之非流道區與具凹凸交錯形狀之流道區得到石墨流道板之超音波反射訊號，並分別加上水觀察回波訊號之變化，由實驗結果可發現，利用非聚焦式探頭，在 5 MHz 的頻率下，流道之凹凸交錯之幾何外型，可在回波訊號中被區別，而當有水存在於流道板表面時，回波訊號之起始回波振幅會降低，回波訊號的後面則會多出數個回波訊號，原因為部分能量經流道板與水之交界面傳遞進入水中的緣故，當波傳遞進水中之後會在水中反覆反射，形成數個回波訊號，由於水的波速較慢，故其出現位置位於時間較晚之位置。為確認石墨流道板之材料特性，對其材料特性進行量測，並獲得其密度與彈性係數，實驗結果發現其較為接近等向性材料，與理想石墨差異甚大。



## 3.2 石墨複材流道板超音波線掃描實驗

為了解超音波成像對觀察燃料電池陰極石墨複材流道板之水生成分佈可行性，本實驗以沒水水式超音波實驗架構對石墨複材流道板進行超音波線掃描以得到其影像。並以離焦的方式發射超音波訊號以取得合成孔徑成像所需之實驗訊號。

### 3.2.1 實驗架構

本實驗所使用的架構如圖 3.2.1 所示，以自行撰寫的 Labview 程式控制 XY 平台帶動步進馬達移動超音波探頭對石墨流道板進行掃描。本實驗以脈波回音法對試片進行掃描，當超音波探頭移動至定位時便抓取訊號存檔，再繼續移至下一定位點，以此模式進行掃描。超音波探頭的驅動與訊號接收使用 Panametrics 5800PR 超音波發射接收器，它能提供周期性的脈衝訊號驅動超音波探頭發出超音波，並切換至接收模式由同一探頭接收回波訊號，經放大處理後接至示波器，對類比訊號轉換為數位轉換，再以 USB 介面傳入電腦並以 Labview 圖控程式對訊號作存檔。本實驗採沒水式超音波對試片進行掃描，沒水式超音波探頭需以水作為傳導超音波的介質，因此試片和探頭皆需浸入水中，由於以水作為耦合劑，水具有只能傳遞壓力波的特性，探頭所發出的波只有壓力波能順利傳出或接收。

超音波具有反彈回波特性，水槽寬度不宜太窄，必需符合半無限域的邊界條件。因此設計水槽規格尺寸：長 x 寬 x 高(1000 mm x 500 mm x 500 mm)，厚度為 15 mm。在 500 mm x 500 mm 的一面上提供高透明度 (95 %)之材質之觀察視窗，尺寸為 150 mm x 150 mm，厚度為 8 mm。圖 3.2.2 為其設計圖。

為得石墨複材流道板流道中存在空氣與水之反射訊號，在流道的上方加上一片透明壓克力，石墨流道板與壓克力置入橡膠墊圈並以螺絲固定，以隔絕水槽內的水滲入流道，實驗進行時將背面向上，流道區則位於下方。其組裝完成的試片如圖 3.2.3 所示。

本實驗採用點聚焦的沒水式超音波探頭(Panametrics 10 MHz, Dia=0.25", Sphererical focus, Focal=0.5")對試片進行掃描，以得到足夠清晰的石墨複材流道板線掃描影像，超音波探頭的中心頻率為 10 MHz、直徑為 6.35 mm，焦距為 12.7 mm。由於材料是碳板，因此對於探頭的頻率選擇並不能過高，雖然選擇高頻探頭時會有比較高的解析，但是相對的能量的衰減也會加劇，因此，在本實驗選用 10 MHz 之探頭。另外，在探頭選擇上也選擇了聚焦式的探頭，由於聚焦探頭可以把超音波能量聚集在一點，如此可以比較明顯分辨出燃料電池流道的分佈情形。

本實驗先以離焦的方式將焦點控制在水中，使得傳入石墨複材流道板的波為具有發散特性的壓力波，對試片進行掃描，圖 3.2.4a 為其示意圖，由於合成孔徑成像技術能將相位的因素計算進而加強影像的清晰度。以此方法得到的反射訊號能涵蓋更多的流道範圍，進而得到進行合成孔徑成像的初步實驗訊號，以凸顯合成孔徑成像技術之特點。最後再以聚焦點在石墨板內部的配置(圖 3.2.4b)進行掃描，以了解聚焦點的不同對線掃描影像的影響。

### 3.2.2 實驗原理與說明

超音波探頭與待測物之間必需密合方可進行檢測，因此一般像是醫學用超音波探頭需在人體上塗佈「超音波耦合劑」，以利超音波檢測。然而塗佈耦合劑並以人工手動掃瞄的方式對燃料電池較不適用，因此本研究使用一個水槽讓探頭在水中移動，超音波藉由水的傳導，導入待測

燃料電池之中進行檢測。

試片掃描的範圍與位置如圖 3.2.5 所示，紅線即為掃描的範圍，長度為 60 mm 掃描間隔為 0.1 mm，總共可得到 600 筆訊號。

材料與波傳速度及波傳時間之關係式計算可表示成

$$t = \frac{2d}{c} \quad (3.2.1)$$

其中  $c$  為材料的超音波波速、 $t$  為波傳時間、 $d$  為材料厚度。

可利用(3.2.1)式之關係計算其材料厚度或波速。本次實驗對象為碳板，其厚度為 10 mm。流道尺寸為 1 mm (寬)×50 mm (長)×1 mm (高)。

圖3.2.6為超音波探頭在水中且掃描位置位於流道板中間所接收到的時域訊號。探頭距離試片表面經量測約為14.8 mm，而水中波速約為1.48 mm/ $\mu$ s。由公式可預估材料表面抵達時間約在20  $\mu$ s之處。由訊號結果顯示，在時間20  $\mu$ s之處的回波訊號即是材料上表面之回波訊號。由上一節的實驗結果可得到石墨複材流道板的波速。由於材料厚度是10 mm，將其縱波波速代入(3.2.1)式可估算縱波抵達所需時間大約6.7  $\mu$ s，故預估抵達時間約在26.7  $\mu$ s，B點即為碳板底部訊號。

圖3.2.7則為超音波探頭在水中且掃描位置位於流道板中間所接收到的時域訊號。材料表面抵達時間約在12.5  $\mu$ s之處。探頭距離約為9.25 mm，小於聚焦探頭的焦距，而流道區反射訊號抵達時間由訊號結果顯示約在20  $\mu$ s，由此可確認焦點位於石墨流道板中。

為比對有水及沒水之訊號差異，除了不含水之流道板(圖 3.2.8)，另將流道板部分流道填入水，如圖 3.2.9 所示，並分別掃描兩種狀態石墨複材流道板得到兩組線掃描反射訊號進行分析比較。

### 3.2.3 探頭特性量測

為了解實驗所使用探頭的實際特性，本研究使用鋁塊作為試片將其置於水槽中，並將超音波探頭置於鋁塊上方，調整其距離令其焦點位於鋁塊上表面，並使用脈波回音法激發超音波探頭髮射超音波，擷取其回波訊號對時間軸作快速傅立葉轉換，以得到超音波探頭在此實驗條件下之頻譜特性。

圖 3.2.10 為鋁塊的上表面回波訊號，鋁塊的下表面相當平坦，使用聚焦式探頭所接收到的訊號不明顯，將其對時間軸作快速傅立葉轉換，結果如圖 3.2.11 所示，其橫軸代表頻率(Hz)，縱軸則代表振幅，其結果可發現當焦點位於鋁塊上表面，聚焦式超音波探頭所接收到的訊號中心頻率為 6 MHz。

### 3.2.4 流道區之時域訊號分析

由於流道底部與材料底部之距離大約是 1 mm，因此流道底部與材料底部訊號經計算，大約相隔  $0.67 \mu\text{s}$ ，流道底部訊號會相當靠近材料底部訊號。將流道區的反射訊號放大，並且將探頭放置在流道區與非流道區比較其訊號差異如圖 3.2.12 所示，其中 P1 為非流道區上方之訊號，P2 為流道區上方之訊號，其位置示意圖為圖 3.2.13。由圖 3.2.12 可明顯看出，在 A 點區是材料表面之訊號，不管是在流道區或非流道區，抵達時間皆相同，而 B 點屬於材料底部區，當探頭在流道區上方時，振幅有明顯的降低。再將 B 點區放大觀察，如圖 3.2.14 所示，由圖可明顯觀察到，當探頭通過流道區時，由於部分能量被流道底部(圖 3.2.13 中 C 點)反射回來，因此到達材料底部訊號(圖 3.2.13 中 B 點)的能量變小了，但材料底部區域的抵達時間仍然相同。於此，為了更進一步確認是否為流道區訊號，將探頭在流道區稍微移動，將其移動至 P3 位置(大約是在流道旁的位置)，其相關位置如圖



3.2.13所示。由圖3.2.15的比較可以看出，當稍微移動探頭後，只有接收的能量有些許改變，但是在B及C點抵達的時間並未改變，因此，若流道中含水時，會改變的區域將在BC點之間。由圖3.2.15也顯示出，由於實驗用的探頭尺寸大於流道寬度，因此位於流道底部訊號(C點)，與材料底部訊號(B點)，會在時域訊號圖上同時顯示，P2與P3位置會顯示在訊號圖上的差異，最明顯的會在振幅上顯示出來。

為觀察流道內含水及含空氣時之差異，將探頭移動至P2位置後，觀察流道內含空氣時及含水時差異之情形，如圖3.2.16所示，其中黑色實線為流道內是空氣時之時域訊號，紅色實線則為含水之訊號。由圖可觀察出，當流道內含水時，振幅有明顯的變化，因此可由振幅變化來觀察流道內含水之情形。以上所呈現的訊號為聚焦點位於水中石墨流道板反射訊號，聚焦點位於石墨流道板中之反射訊號皆具有類似的變化趨勢，在下一小節中將以影像方式呈現，較能比較其差異。

### 3.2.5 超音波線掃描影像

為方便觀察線掃描訊號，以MATLAB程式讀入實驗資料並依掃描位置順序將時域訊號依序排列，最後以影像呈現排列之後的訊號。為強化影像的清晰度，將每筆時域訊號取絕對值，圖3.2.17即為流道內未含水且聚焦點位於水中的影像，其中橫軸代表掃描的位置，單位為mm，縱軸代表回波訊號的時間，離原點越遠其回波反射體的深度越深，顏色則代表反射訊號之強度。由圖中可分別觀察到流道底部與材料底部之反射訊號明顯的區別，其中較下方的紅藍點代表流道底部的反射訊號，較上方紅藍點則代表材料底部之反射訊號，而不同流道的分佈情形也如實際的流道相符呈現間隔的分佈。

圖3.2.18則為含有部分水石墨複材流道板之線掃描影像，由影像中可

觀察到在具有水之區域其能量呈現明顯的降低，與實際的試片相符合。由此實驗可證明超音波可觀察出流道內含水的情況。

為比較聚焦點的不同對成像品質的影響，另將聚焦點在石墨板內部之線掃描訊號作成像，圖3.2.19即為未含水之結果，其對於不同流道的區別度明顯較聚焦點在水中的例子高，這是由於其波束較集中單一波數所涵蓋的範圍較小，且能量集中，反射的回波訊號強度也較強。圖3.2.20為含有部分水石墨複材流道板且焦點位於石墨中之線掃描影像，其結果顯示能明顯觀察出水的分佈情況。

### 3.2.6 小結

本實驗採沒水式超音波實驗使用頻率為10 MHz之點聚焦探頭對石墨複材流道板進行超音波線掃描，掃描範圍為60 mm，掃描間隔為0.1 mm，並分別掃描了流道內未含水之試片以及在部分流道含水之試片，結果顯示流道區的交錯間隔外型能被明顯區分，而含有水的試片其水分佈亦可被觀察到。另外改變聚焦式超音波探頭之焦點位置，先採離焦的方式將焦點固定在水中以發散波的形式進入石墨複材流道板；另將焦點設定在石墨流道板內部，比較其差異，其結果顯示焦點位於試片內部之配置其橫向解析度較焦點位於水中的配置高且流道區的反射訊號強度也較高。這是由於波束較集中故單一波數所涵蓋的範圍較小，且能量集中，反射的回波訊號強度也較強的緣故。

本實驗結果顯示利用超音波對石墨複材流道板進行掃描可以得到流道區的影像，並依此影像觀察流道區內部水之分佈。但以單探頭進行掃描相當耗時，若需要即時監控流道板的狀態，需以陣列探頭進行掃描較為合適。

## 第四章 數值模擬分析與討論

為了設計適當的陣列超音波換能器，必須對單晶壓電換能器在石墨基材內的聲場指向性進行了解，因為其與介質的材料特性具有強烈相關性。本章先以單晶壓電換能器在半無限域固體介質中的聲場指向性分析為探討重點，並以分析的結果設計陣列換能器的規格與配置。最後，運用結構暫態分析，模擬其回波訊號。

### 4.1 單晶壓電換能器的聲場分析

本研究分析陣列超音波換能器生成的聲場指向性，所考慮的半無限域介質為石墨與石墨複材，分別具有異向性與等向性材料性質，不適合直接採用解析解的方法分析，故採用有限元素分析(finite element analysis, 簡稱 FEA)法進行數值模擬。

假設單晶壓電換能器施於半無限域固體介質的垂直作用力  $\mathbf{F}$  與生成的聲場  $\mathbf{u}$  都具有時諧(time-harmonic)因子，時諧因子的形式為  $\exp(-i\omega t)$ ，並滿足一組二階微分方程式

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{F} \quad (4.1.1)$$

這組二階微分方程式可以由漢彌頓原理(Hamilton's principle)結合有限元素分析法建立。為了方便分析不同材料特性之固體介質的聲場分佈，本研究採用套裝的有限元素分析軟體 ANSYS 作為數值解析工具。圖 4.1.1 所示為有限元素分析的數值模型及邊界條件，將一單晶壓電換能器置於半無限域固體介質的下方，壓電換能器下方施以 150V 之正電壓，上方設定為零電位，作為參考電壓。利用單一頻率 5 MHz，對半無限域固體介質的進行時諧分析，為求簡化問題同樣使用二維平面應變數值模型進行模擬。此外，在半無限域介質的最外緣設置一吸收層(absorption

layer)，其阻尼係數設定為 1.0 (beta damping)，避免向外傳遞之彈性波受到有限邊界的限制而反射，影響聲場的輻射分佈。在本研究中發現除了吸收層之外，半無限域固體介質的材料係數還需要加上一微小阻尼係數 0.001 (beta damping) 以避免時諧分析所造成的數值跳動；由於加上微小阻尼係數相當小，故其對分析結果的影響可以忽略。圖 4.1.1 中的尺寸均以介質的壓力波波長  $\lambda_p$  為比例基準，二維分析的元素節點距離不大於  $\lambda_p/16$ 。

表 2 所列為二維有限元素分析所採用的 ANSYS 元素種類、數目及全部節點數目。表 3 所列則為數值計算所採用之石墨(graphite)與石墨複材(graphite composite)的材料性質，其中石墨的橫向剛性係數遠大於軸向剛性係數，幾乎相差 2 個數量級，具有明顯之異向性材料特性，而石墨複材則為等向性材料。

在本研究中使用時諧分析來模擬單晶壓電換能器對於半無限域介質的聲場分佈，探討不同寬度之單晶壓電換能器其聲場分佈的差異，考慮的介質包括石墨與石墨複材。

#### 4.1.1 壓電元素厚度計算

壓電陶瓷於極化方向因施加脈衝電壓所激發的超音波，係利用極化方向的結構共振效應，因此壓電陶瓷極化方向的厚度應設計為其間壓力波波長的二分之一。故厚度  $t$  之計算式為

$$t = \frac{\lambda}{2} = \frac{c}{2f} \quad (4.1.2)$$

其中  $c$  為壓電陶瓷在  $X_3$  方向上的波速， $f$  則為共振頻率。而計算壓電陶瓷的波速須考慮壓電效應的影響，假設極化方向為  $X_3$  方向，波速  $c$  之計算式[16]為

$$c = \sqrt{\frac{C_{33} + e_{33}^2 / \epsilon_{33}}{\rho}} \quad (4.1.3)$$

其中  $C_{33}$  為彈性係數， $e_{33}$  為壓電係數， $\epsilon_{33}$  為介電係數， $\rho$  為密度。以壓電陶瓷 PZT-4 為例，欲產生 5 MHz 的壓力波，則其厚度應設計為 0.444 mm，本研究指向性分析所使用之 PZT-4 材料係數列於表 4。ANSYS 軟體的壓電材料剛性矩陣輸入方式與一般習用規則略有不同，兩者之差異與轉換方法詳見於附錄一。

#### 4.1.2 單晶壓電換能器在固體中的聲場分析

超音波換能器所發出的聲音分佈範圍稱為聲場。其中超音波換能器之聲場可分為近場與遠場兩個區域，在近場內的超音波能量分佈並不均勻，而在遠場中超音波的能量隨著距離的增加而逐漸衰減。一般使用在使用超音波時，均避開近場範圍，因為近場不均勻的能量分佈特性，會影響超音波的運用。

為了解在石墨固體內之遠近場分佈現象，利用擷取正 90 度方向直線上之節點資料，再利用(2.3.5) 平均功率計算式，即可得到超音波隨距離增加其能量之變化趨勢，圖 4.1.2 為石墨固體在正 90 度方向其能量隨距離之變化，橫軸為距離(m)、縱軸則為經正規化(normalize)之平均功率(average of power)，其中黑實線代表壓電換能器寬度為一倍壓力波波長  $\lambda_p$ ，紅虛線則為十倍壓力波波長  $\lambda_p$  寬度之能量分佈。由圖中可發現其近場之效應並不明顯，而寬度增加十倍之後能量的衰減速度明顯降低。圖 4.1.3 為石墨複材介質之分析結果，其變化趨勢與石墨介質一致。由於本研究欲檢測之石墨複材流道板深度為 9 mm，由此分析結果可確認在此深度位於遠場的範圍內。

### 4.1.3 單晶壓電換能器在固體中的聲場分析結果

本研究欲檢測之石墨複材流道板深度為 9 mm，故擷取以壓電換能器上表面中央為原點，半徑為 9 mm 之半圓形分佈節點資料作計算，並分別討論壓力波與剪力波之聲場分佈差異。

圖 4.1.4 和圖 4.1.5 分別為石墨與石墨複材固體受到壓電換能器作用之輻射聲場，其各點的半徑是以座標原點為圓心所繪之圓周上各點經正規化之平均功率，幅角則為觀測場點實際位置的方位角。此極圖代表石墨固體受到壓電換能器作用下，所形成各方位角度的平均功率。其中黑實線代表壓電換能器寬度為一倍壓力波波長 $\lambda_p$ ，紅虛線則為十倍壓力波波長 $\lambda_p$ 寬度之能量分佈，由此一結果可看出所有圖形均呈左右對稱的趨勢，圖中可看到石墨固體主瓣相當集中，側瓣的現象幾乎沒有。石墨複材固體主瓣則相當寬大，並具有微小側瓣。此乃因石墨固體在垂直軸之剛度較橫向弱，故其變形量較大，進而造成能量集中的現象；也由於橫向剛性與軸向剛性差異大，石墨固體不易產生側瓣，且加大壓電換能器之寬度其主瓣寬度具有明顯變大趨勢。

由於在固體內之波傳行為具有壓力波與剪力波兩種型式，為了解其個別之聲場分佈。擷取(2.3.5)式之第一項作為計算壓力波所貢獻之平均功率的計算式，第二項則為剪力波所貢獻之平均功率計算式。圖 4.1.6 和圖 4.1.7 分別為石墨與石墨複材固體介質之壓力波平均功率聲場分佈，其結果與平均功率之結果一致，加大壓電換能器寬度之變化趨勢也與平均功率之結果相符。

圖 4.1.8 和圖 4.1.9 分別為石墨與石墨複材固體介質之剪力波平均功率聲場分佈，其聲場分佈與壓力波差異較大。在中央幾乎沒有能量分佈，能量集中在左右兩側呈對稱的分佈，由於石墨固體在垂直軸之剛度較橫向弱，其剪力波聲場分佈同樣較石墨複材來的集中。當加大壓電換能器

之寬度，石墨與石墨複材固體其剪力波聲場分佈皆會隨之加大，但石墨變化的幅度較石墨複材小。這是由於石墨固體其聲場分佈較集中在中間軸所致。

#### 4.1.4 小結

本節旨在探討超音波換能器在石墨與石墨複材固體中聲場的指向性，本研究發現在分析固體的指向性時須在介質的材料係數加上一微小阻尼(0.1%)以避免數值運算造成的數值跳動。在分析結果可發現由於石墨橫向與縱向的材料剛性差異太大，側瓣的現象難以產生，而且主瓣的寬度相當窄，能量相當集中，石墨複材則相反。此外確認本研究欲檢測之石墨複材流道板檢測深度位於遠場的範圍內。對壓力波與剪力波之聲場分佈差異也進行比較，由分析的結果可看出壓力波之聲場分佈集中於中間軸，且與平均功率之聲場分佈相當接近，剪力波聲場分佈則左右對稱的分佈於中間軸兩側。

## 4.2 陣列超音波探頭設計

### 4.2.1 設計參數定義

陣列探頭的設計需要決定中心驅動頻率、壓電元素節距(pitch)、壓電元素寬度、壓電元素排列數量等參數。中心驅動頻率的設定主要關係到探頭可解析的解析度，在非破壞檢測應用上，較常使用的超音波頻率約在 0.5MHz 至 25MHz 之間，其中又以 1MHz 至 5MHz 最為常用，在本研究中使用 5MHz 作為中心驅動頻率。壓電元素節距的定義為相臨兩壓電元素其中心點的間距。壓電元素寬度則為單一壓電元素的寬度。

在設計陣列超音波探頭時，需要先決定探頭聲束的發散角度範圍，由時諧分析獲得的平均功率結果，得知不同寬度壓電探頭在石墨介質中

的指向性，其主瓣的寬度相當窄，集中在垂直軸附近，超音波干涉產生的側瓣現象幾乎沒有發生。本研究中採用最大輸出能量的一半作為決定探頭聲束發散角度，其代表在此角度範圍內探頭所輸出或接收的能量至少大於最大輸出能量的一半，確保壓電探頭接收訊號強度的均勻性。定義能量輸出為極值一半所在的方位角與垂直軸之夾角為  $\theta_{-3dB}$ ，如圖 4.2.1 所示，在平均輸出功率的正規化極圖上，以 0.5 作為半徑畫一圓弧，將其交點與原點連線，此線與垂直軸的夾角即為  $\theta_{-3dB}$ 。

#### 4.2.2 設計準則

單一探頭的  $\theta_{-3dB}$  決定之後，就可以決定壓電元素節距，如圖 4.2.2 所示，為了確保陣列探頭在欲探測的深度範圍均維持一定程度的訊號強度，壓電元素節距與聲束發散角度  $\theta_{-3dB}$  的關係可用下式表示：

$$p = 2h \tan(\theta_{-3dB}) \quad (4.2.1)$$

其中  $p$  代表壓電元素節距， $h$  代表超音波波束穿透的石墨厚度。

壓電元素寬度可由壓電元素的節距決定，在設計陣列超音波探頭時，需注意元素間距不能過近，以免造成壓電元素之間的干擾(cross-talk effect)。陣列超音波探頭在製作時，為了避免此效應，相鄰的壓電元素間會填上高阻尼的材料，在模擬中並沒有將此效應考慮進來，而採用壓電元素節距的一半作為壓電元素寬度。其關係式可表示成

$$\frac{D}{p} \cong \frac{1}{2} \quad (4.2.2)$$

其中  $D$  代表壓電元素寬度， $p$  則代表壓電元素節距。



### 4.2.3 設計結果

表 5、表 6 分別為石墨與石墨複材固體在不同寬度的壓電換能器依據設計準則所計算之節距，石墨板的厚度  $h$  設定為 9 mm。在模擬分析中，探頭寬度尺寸均以介質的壓力波波長  $\lambda_p$  作為比例基準，故第二欄所列之探頭寬度皆設為壓力波波長  $\lambda_p$  的倍數，第三欄所列才是探頭的實際寬度。隨著探頭寬度的增加，壓電元素的節距會隨之增加。表 5 與表 6 的第六欄為壓電換能器寬度與節距之比值，為符合設計準則，挑選壓電元素尺寸與元素節距的比值最接近 0.5 之配置，由表中可得知若介質為石墨複材時節距應略小於 10 mm，介質為石墨時節距則需小於 4 mm。

陣列超音波探頭之數量與其能辨別不同區域反射訊號之空間解析度成正比，為求完妥，本研究選擇使用節距為 4 mm 作為最低要求。壓電元素排列數量可進一步由元素節距得之，石墨流道板的寬度為 48 mm，故單排的探頭數量為 12 個，由於陣列超音波換能器需搭配高頻多工器 (multiplexer) 進行超音波訊號的激發與擷取，一般市售產品具有 16、32、64、128 通道等規格，通道數越多其價格越高。故選用 16 個探頭作為陣列探頭的單排數量。經單排數量可反算出元素的節距為 3 mm，壓電元素寬度則設為 1.5 mm，驅動中心頻率為 5MHz，並以此作為陣列探頭的設計規格。

### 4.3 石墨流道板之超音波反射訊號模擬分析

在前一節利用分析不同寬度探頭之指向性得到單一元素寬度為 1.5 mm，節距為 3 mm，單一排配置 16 元素，驅動中心頻率為 5 MHz 的設計結果。為了解此設計的效果，建立一套能模擬陣列超音波探頭配置在石墨流道板之上的方法，以便改進探頭之設計，是一重要的步驟，此外當實驗的設備受限時，也能利用模擬的方式取得陣列超音波探頭所收到之模擬訊號，進行成像之研究。由於第三章之實驗結果發現實際的石墨雙極板材料係數較接近等向性材料，故在接下來的分析皆使用由實驗所得到的材料係數進行模擬。

#### 4.3.1 有限元素暫態波傳分析之模擬條件

為模擬石墨流道板之超音波反射訊號，本研究採用有限元素分析軟體 ANSYS 作為分析工具，運用結構暫態分析來處理此問題。應用有限元素法分析超音波暫態波傳問題受限於元素節點間距不能大於十六分之一波長，時間步幅需小於周期的十六分之一，才能獲至較佳之計算精度。為了節省計算時間，本研究採用二維有限元素分析，並假設其平面變形行為為平面應變(plane strain)，此乃因平面應力(plane stress)的假設對材料的波速會受到改變，而平面應變假設則不會改變材料的波速，故將其平面變形行為設定為平面應變。

##### 4.3.1.1 分析元素選擇與材料係數

在石墨固體使用 4 個節點之平面元素 Plane182，每個節點具有 X 與 Y 兩個自由度；壓電材料 PZT-4 則使用 Plane13，該元素為四個節點所組成的二維耦合元素，除了具有結構元素的特性外，並具有壓電(piezoelectric)、溫度(thermal)、電(electrical)、磁(magnetic)等特性的耦合，

每個節點自由度與元素選擇的耦合特性有關。本研究的壓電陶瓷只考慮位移與電兩種特性，每個節點具有 X 與 Y 兩個方向的位移與一個電位差，總共三個自由度。

為模擬水存在於石墨流道板表面對於回波訊號的影響，本研究使用 Fluid29 元素來建立液體部分的元素，其為一具有四節點的平面元素，能進行雙向的流體固體耦合分析，並忽略液體的流動現象，在液體內波傳方式為壓力波，到了液體與固體介面能將壓力波轉換為應力波。阻尼設定為模擬之重要參數，本研究使用比例阻尼來做設定，設定整個結構之  $\alpha = 2.5 \times 10^5$  (alpha damping) 搭配不同材料之 beta damping 設定，本研究中所使用的材料係數列於表 7。

#### 4.3.1.2 模擬激發壓電陶瓷的方式與設定

為求與實驗的條件一致，使用同一顆探頭髮射接收超音波訊號，初始時間在壓電陶瓷的下表面給一高斯餘弦電壓訊號，以激振壓電陶瓷發出超音波，之後，即移除施加在壓電陶瓷表面的電壓，準備接收回波訊號，在求解完成之後，再將電壓訊號讀出；下式為高斯脈波的函數

$$A \cdot \cos[\omega(t - t_0)] \cdot e^{-8 \left( \frac{t - t_0}{t_0} \right)^2} \quad (4.3.1)$$

其中 A 代表施加在電極上之電壓振幅，本研究選擇 150 伏特作為激發信號的振幅，其中  $\omega$  為激發訊號之角頻率、 $t$  代表時間、 $t_0$  則代表高斯包絡線峰值之延遲時間，圖 4.3.1 即為激發壓電陶瓷之時域電壓訊號。

為模擬壓電陶瓷表面所佈之電極，將下表面的電壓自由度設定為強制耦合以確保接收回波的壓電陶瓷下表面電壓一致。為產生電壓訊號，必須在壓電陶瓷的頂部給定參考電位  $V = 0$ 。

#### 4.3.2 石墨流道板之暫態模擬

由於建立模擬的模型須以實際的實驗數據作為對照，在第三章利用工業用接觸式探頭對石墨流道板進行量測，得到表面平坦之非流道區與具凹凸交錯流道的流道區之回波訊號。故模擬的訊號將可依此作為依據，以確認模擬的可靠性，進而對配置陣列超音波探頭之回波訊號進行模擬。以下分成四部分進行討論：

第一部分建立一簡化之石墨流道板模型，其厚度為 9 mm，並以施加分佈力的方式來模擬探頭施加在流道板的作用力，藉以了解當受到超音波作用時之波傳行為。

第二部分建立與非流道區超音波回波訊號實驗等效之模擬模型，使用相同寬度的探頭，以確定模擬所用之設定。其一模型具有平坦表面但沒水存在之石墨板，另外為模擬在石墨板上加上一層水之回波訊號，建立一同樣具有平坦表面且具有一層水之模型，比較沒水、有水之訊號，並與實驗得到之回波訊號作比對。

第三部分建立與流道區超音波回波訊號實驗等效之模擬模型，在石墨板表面建立相等尺寸的流道，為比對有水存在之反射訊號，建立兩個模型，其一在流道間沒有水，另一模型在石墨流道板上方中間相臨的四個流道加入水，比較訊號之差異並與實驗得到的訊號比對。

第四部分同樣針對具有複雜幾何的流道區部分進行模擬，利用前面的單探頭指向性分析得到單一元素寬度為 1.5 mm，節距為 3 mm，單一排配置 16 元素，驅動中心頻率為 5 MHz 的設計結果，為了解此設計的效果，模擬陣列超音波探頭配置在石墨流道板之上所收到的訊號。

#### 4.3.2.1 石墨流道板暫態波傳模擬

為了解石墨流道板之波傳行為，建立一簡化之石墨流道板模型，其厚度為 9 mm，在左右兩側加上阻尼值極高之吸收層 ( $\beta$  damping = 1.0) 避免邊界反射，在石墨流道板的左下角設定為絞接(hinge)邊界條件，右下角則為滑動(roller)邊界條件，並以施加分佈力的方式來模擬探頭施加在流道板的作用力，藉以了解當受到超音波作用時之波傳行為。

如圖 4.3.2 所示，在石墨流道板下方施加一寬度為 6 mm 的平均分佈壓力脈波，波形如圖 4.3.3 所示，其壓力極值為 1 MPa 的高斯脈波函數。暫態分析的結果如圖 4.3.4 所示，為受到平均分佈壓力脈波的作用後之位移分佈圖，由分析結果可發現經壓力脈波作用會在石墨流道板的下表面形成表面波，其波源位置為平均分佈壓力的兩端邊界，此乃因在平均分佈壓力的邊界作用力分佈有劇烈不連續的變化，形成表面波。而表面波即為造成陣列超音波探頭元素間互相干擾(cross-talk)的重要原因。若將平均分佈壓力脈波改為如圖 4.3.5 所示之壓力分佈形式，在中央壓力分佈最大，兩端為零，消除在壓力作用邊界的不連續變化，其分析的位移分佈圖為圖 4.3.6 所示，由結果可看出表面波的現象較不明顯，此結果確認表面波之形成原因為壓力分佈邊界之不連續所造成的假設。

#### 4.3.2.2 非流道區超音波回波訊號模擬

為了解分析條件的設定對超音波回波模擬訊號的影響，以找出較正確的設定方式，本節先分別對壓電陶瓷邊界條件、基底材料進行探討，接著建立與第三章非流道區超音波反射訊號實驗相符之等向性分析模型進行比較，確認其結果與實驗吻合之後再處理較具有複雜幾何的流道區模型的分析。

#### 4.3.2.2.1 邊界條件的設定

建立一分析模型如圖 4.3.7 所示，以探討壓電陶瓷邊界條件設定對於模擬訊號的影響，石墨板的寬度為 51 mm、厚度為 10 mm，在流道板下方安排一寬度和實驗所用探頭接近之壓電元素，藉以模擬超音波探頭，並利用此壓電元素來將結構位移轉換成電壓訊號。其材料特性為 PZT-4，寬度則為 6 mm，利用 4.3.1.2 節所提之設定方式激發壓電陶瓷，並擷取下表面所收到電壓訊號，並分別對壓電陶瓷使用兩種邊界條件進行求解，其一設定壓電陶瓷下表面為滑動邊界條件，其二則令其下表面為自由邊界，並對反射訊號進行比較，圖 4.3.8 即為其反射訊號，由於激發壓電陶瓷的高斯餘弦電壓訊號與回波訊號的振幅差異太大，故將 Y 軸(電壓)的繪圖尺度放大(圖 4.3.9)，以方便比較訊號差異。圖中時間約位於  $7\mu\text{s}$  的反射訊號即為石墨板上表面之反射訊號，黑色線與紅色線分別代表壓電陶瓷下表面邊界條件設定為滑動邊界與自由邊界。由反射訊號比較可以發現由於受到壓抑的緣故，滑動邊界設定其回波訊號的頻率較激發探頭的高斯餘弦訊號低，而自由邊界其反射訊號頻率則較接近激發探頭的高斯餘弦訊號。由反射訊號的比較可知壓電陶瓷下表面應設為自由邊界較為合適。在後續的分析都將壓電陶瓷的下表面設定為自由邊界。

#### 4.3.2.2.2 基底材料的影響

超音波探頭一般在壓電陶瓷的後方會填入基底材料(backing material)，其作用為控制壓電陶瓷下表面的振動，以避免壓電陶瓷下表面在收到激發後形成反射面，一般使用具有高阻尼、高密度材料作為基底材料以吸收其能量。除需有高衰減係數的材料之外，基底材料之聲阻係數需與壓電陶瓷的聲阻係數盡可能的接近，以確保超音波能順利的進入基底材料達到吸收能量之目的。

為模擬基底材料對於反射訊號的影響，本研究以 Aradite 材料為基準並調整其密度，使其聲阻與壓電陶瓷一致，並加以高阻尼系數 ( $\beta$  damping=1.0) 設定作為基底材料的材料係數。

圖 4.3.10 為加上基底材料的分析模型，為避免共振的產生，基底材料的厚度設定為其波長的三點一倍。其邊界與沒有基底材料的分析一樣為自由邊界。圖 4.3.11 為加上基底材料與沒加基底材料之反射訊號比較圖。其中紅色線為加上基底材料之反射訊號，黑色線則為沒加上基底材料之反射訊號，圖中可明顯發現加上基底材料之後，石墨板上表面回波訊號之前的低頻震盪有效消除，但石墨板上表面回波訊號頻率則降低，其原因為由於基底材料的密度太高造成質量過大，在壓電陶瓷收到回波訊號時，對其下表面形成壓抑，以致其收到的訊號頻率降低。

#### 4.3.2.3 非流道區石墨流道板超音波反射訊號模擬

從前面的探討已確認分析條件的合理設定方式，接著針對最簡單的非流道區部分進行模擬，等效模擬分析模型如圖 4.3.12 所示，石墨板的寬度為 51 mm、厚度為 10 mm，在壓電元素左右兩側則安排材料特性為環氧樹脂(epoxy)的結構元素，其作用為吸收壓電元素在震動時所產生的側向位移。在壓電元素的下表面，加上基底材料，此外為了模擬在石墨板板上有水的回波訊號，另外建立如圖 4.3.13 所示在表面具 20 mm 寬度、厚度為 0.5 mm 之液體元素，其元素類型為 Fluid29，且在液體與石墨的交界面建立一流固耦合介面(fluid-structure interface, FSI)，使固體的應力波能以壓力波的形式傳進液體內部，在液體的上表面反射後，回到石墨與水的交界面時，再從水的壓力波轉成固體的應力波，經石墨板傳回壓電元素產生回波訊號。

為比較沒水與有水兩個非流道區模型模擬訊號，將兩個訊號重疊表

示(如圖 4.3.14)，第一回波為壓電元素在發出超音波之後所接收的首次回波訊號，而第二回波訊號則為再反射的訊號，此點與實驗的趨勢相符。可發現有水之模型在第一及第二回波之起始回波較無水模型振幅小，此原因為部份能量進入水中，另一部分才在水與石墨交界面反射，而在起始回波之後有水模型較沒水模型多了多個反射訊號，此為進入水中的能量，在水中多重反射的結果，由於水的波速較慢，故會出現在時間較晚的位置。

從非流道區模擬結果中可看出與實驗結果具有相同之趨勢，在起始回波之振幅皆會受到水的影響而降低。

#### 4.3.2.4 流道區超音波回波訊號模擬

模擬分析程序的第三部分，針對具有複雜幾何的流道區部分進行模擬，其等效模擬分析模型如圖 4.3.15 所示，石墨板厚度為 9 mm、寬度為 51 mm，在流道板上方具有多個形狀凸出之流道，其寬度與高度皆為 1 mm，在流道板下方安排寬度為 6 mm 之壓電元素。圖 4.3.16 為抓取壓電元素下表面之電壓值所得結果，由圖中可看出在第一回波中具有兩個回波訊號，其中時間較前面的訊號代表距離探頭較近之流道底部面反射訊號，時間較後之回波訊號則為代表流道凸起部份之反射訊號，此現象與實驗之結果類似。

此外，建立具有四個流道水之分析模型，以模擬在石墨板上有水的回波訊號，液體元素類型為 Fluid29，液體與石墨的交界面則設定為流固耦合介面，分析模型示意圖如圖 4.3.17 所示。分析結果同樣擷取壓電元素下表面之電壓值，由於此分析模型幾何尺寸較複雜，回波訊號較不易解讀，故將沒水以及具四流道水之模擬訊號重疊比較，如圖 4.3.18 所示。由圖中可看出在第一回波中，代表流道底部面反射訊號之起始回波振



幅，隨著水的存在而降低，此代表能量在固體與液體交界面由石墨進入水中；而在第一回波中，代表流道突起面之反射面時間較晚之反射訊號振幅變化不明顯。此乃因其上方沒有水存在，能量不會受到吸收，故反射訊號振幅不變，此外能量在進入水中之後，會在水中多重反射且由於水中的波傳速度較慢，會在第一回波的後面形成多個回波訊號，此結果與實驗所觀察到之現象一致。

#### 4.3.4.5 流道區陣列超音波探頭回波訊號模擬

為評估陣列探頭的效果，建立如上一節所使用之流道模型，並在流道板下方配置一排線性陣列超音波探頭，其尺寸規格依照單探頭指向性分析結果所設計之尺寸，元素節距(pitch)為 3 mm，單一元素寬度為 1.5 mm，數量為十六個。利用此分析模型來模擬線性陣列探頭，並分別使用齊發齊收與單發齊收的兩種方式，激發探頭發出與接收超音波；除沒水的分析模型之外，另外建立一具有四個流道水之模型，供訊號比對之用。

圖 4.3.19 為無水之狀態之分析模型，圖 4.3.20 則為在中間區域具有四流道水狀態之分析模型，為了避免干擾(cross-talk)效應，在壓電陶瓷之間加上環氧樹脂(epoxy)，其餘設定皆與第三部分相同，為求區別方便，將探頭作編號，其定義為由左至右依序為 PZT1 至 PZT16。

### (1) 齊發齊收模式陣列超音波回波訊號

齊發齊收模式為同時激發十六個探頭發出超音波，而十六個探頭同時接收回波訊號，以得到快速掃描的目的，圖 4.3.21 即為齊發齊收模式所得到之模擬分析訊號，其中黑色線為無水狀態之回波訊號，紅色線則是在石墨複材流道板中間區域具有四流道水之回波訊號，由分析結果可看出，位於水下方之探頭其回波訊號具有明顯之變化，其訊號變化的趨勢皆與單探頭之分析模型相同，而無水區域下方之探頭，訊號差異則不明顯。由此結果可確認在不需要清晰區別水生成位置的情況下，對於不同區域的流道可使用齊發齊收模式進行掃描，以進行石墨複材流道板水生成之初步檢測。

### (2) 單發齊收模式陣列超音波回波訊號

單發齊收模式為依序激發十六個探頭發出超音波，而十六個探頭同時接收回波訊號，以進行掃描，圖 4.3.22 至圖 4.3.29 依序分別為以 PZT1 至 PZT8 作為激發的超音波探頭，而所有探頭同時接收到之回波訊號。並將無水與有水之反射訊號重疊畫出，其中紅色線代表在流道中間區域的四個填滿水分析模型之結果，黑色線則為無水狀態所得之結果。由於分析模型具有左右對稱的特性，故本研究只計算激發 PZT1 至 PZT8 之單發齊收陣列超音波探頭回波訊號。

由分析結果可發現與受激發探頭相鄰的超音波探頭所接收之回波訊號與受激發探頭所收到回波訊號強度差異不大，此結果顯示本研究所設計之陣列探頭其聲場分佈均勻。當位於水下方的探頭收到激發時，其回波訊號也能明顯的區別有水與無水的狀態。利用單發齊收的模式可以得到不同相位之回波訊號，若輔以合成孔徑成像技術，將相位的資訊加以運用，俾益獲得更清晰之超音波影像。

### 4.3.3 小結

由前一段實驗的結果得到實際石墨流道板之材料係數，其材料特性較接近等向性材料，在本章中使用實驗所得到之材料係數進行暫態模擬，對造成陣列探頭干擾效應的現象進行模擬，由分析的結果可看出表面波生成為造成陣列探頭干擾效應的重要原因，而表面波的生成與探頭作用在流道板之壓力分佈有直接關係，由模擬結果可發現表面波生成位置皆位於壓力分佈變化劇烈之區域。此模擬結果可幫助了解造成干擾現象之成因。

此外，建立一套模擬程序針對上述實驗的條件進行訊號模擬，得到與實驗結果趨勢相符之模擬訊號，在具有水存在之情況下，回波訊號之起始回波振幅會較沒水的情況小，且在時間較晚處會出現多個回波訊號。此結果驗證了實驗結果的結論，也成功建立了一套超音波反射訊號模擬程序。

接著使用根據指向性分析結果所設計之陣列超音波探頭進行模擬，確認其確實能區別出石墨複材流道板不同區域水之生成。而其聲場分佈均勻性足夠，與設計目標相符。

## 第五章 結論與展望

本研究以超音波實驗量測燃料電池陰極石墨流道雙極板之材料特性，得到其材料係數，確認其材料應為石墨複材，並以接觸式超音波探頭量測石墨流道板在不同區域與狀態下之回波訊號。另以沒水式超音波探頭對石墨複材流道板進行線掃描，確認超音波之回波訊號能辨別出不同流道內水之分佈。為設計陣列超音波探頭對固體之聲場指向性進行數值模擬，並以聲場指向性模擬的結果進行設計，再以暫態分析模擬設計完成的陣列超音波探頭回波訊號，其結果顯示石墨複材流道板流道內之水生成可被陣列探頭所探測。本章綜合數值分析與實驗結果，作出結論，供日後研究的參考。

### 5.1 結論

#### 5.1.1 實驗量測結果分析

根據超音波波速量測結果得到燃料電池陰極石墨雙極板之材料係數，確認其應為石墨複材，具等向性材料特性。且利用非聚焦試探頭，在 5 MHz 的頻率下，流道之凹凸交錯之幾何外型，可在回波訊號中被辨識，當有水存在於流道板表面時，回波訊號之起始回波振幅會降低，回波訊號的後面則會出現多個來自水內部之多重反射訊號。

利用聚焦式沒水超音波探頭對石墨複材流道板進行超音波線掃描，線掃描間距為 0.1 mm，在其中三個流道內填入水，掃描結果顯示水之生成與分佈能被清楚辨別。此結果顯示若需清楚辨別不同流道內之水生成，可利用能量較集中之超音波聲束對石墨複材流道板進行掃描。



## 5.1.2 數值分析結果

### 5.1.2.1 指向性分析

為設計適當之陣列超音波換能器，本研究針對固體中之聲場指向性進行探討，採用有限元素法進行數值分析，分別探討等向性材料(石墨複材)與異向性材料(純石墨)中之聲場分佈。分析結果顯示在石墨介質中由於其橫向剛性與縱向剛性差異大，主瓣集中在中間軸，側瓣難以產生，石墨複材則相反。本研究所欲檢測之石墨流道板深度為 9 mm，數值分析結果顯示其位於遠場的範圍內。可避開能量分佈不均勻之近場區域。

### 5.1.2.2 陣列超音波探頭設計

本研究利用指向性分析的結果，計算出若流道板之材料為純石墨，陣列超音波探頭的節距需小於 4 mm，若流道板之材料為石墨複材，則節距需小於 10 mm，為了獲得高橫向解析度，可以搭配市售之超音波高頻多工器進行相位陣列掃描。本研究以單一元素寬度為 1.5 mm，節距為 3 mm，單一排配置 16 元素，中心驅動頻率為 5 MHz 作為陣列探頭之設計規格。

### 5.1.2.3 石墨流道板之超音波反射訊號模擬分析

為瞭解陣列超音波探頭之設計效果，本研究採用有限元素暫態分析，模擬石墨複材流道板之超音波反射訊號。模擬結果發現壓電陶瓷不應給予拘束，以避免收到之超音波訊號頻率降低，在壓電陶瓷背面需加以高阻尼且聲阻與壓電陶瓷接近之基底材料，以消除回波訊號之低頻震盪，此外，並探討陣列超音波探頭之交叉干擾(cross-talk)現象，因為超音波探頭的壓電元素在試片表面生成表面波，並向旁邊傳遞，導致干擾現象的產生。本研究成功建立一套模擬程序，其分析結果與實驗所得之訊

號趨勢一致，並能區別出有水與無水的狀態。最後建立與設計相同規格之陣列探頭分析模型，進行模擬，模擬結果顯示，此設計能辨別不同區域之水生成且其聲場分佈相當均勻。

## 5.2 未來展望

阻尼設定對於超音波反射訊號模擬分析之結果影響甚大，為求合理，應以實驗的方式對材料之阻尼係數進行量測，以增進模擬的正確性。由單發多收激發模式之分析結果，可發現陣列超音波探頭所收到之回波訊號具有明顯之相位延遲現象，未來可搭配聚焦點與折射角之計算，改變激發個別探頭之時間延遲，模擬相位陣列超音波探頭之回波訊號。

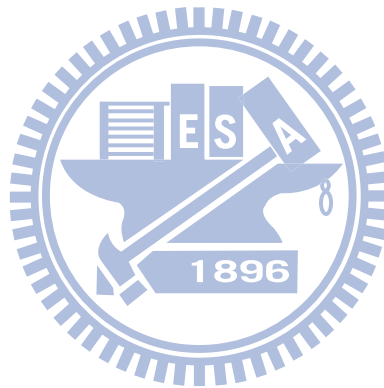
本研究以數值方式模擬陣列超音波探頭檢測質子交換膜燃料電池的反應生成水，模擬分析結果有助於瞭解超音波在石墨複材流道板的波傳行為，未來若能實際應用超音波進行燃料電池反應的可視化監測，才能發揮真正效應。



## 參考文獻

- [1] D. Singh, D.M. Lu and N. Djilali, 1999, "A two-dimensional analysis of mass transport in proton exchange membrane fuel cells", *International Journal of Engineering Science*, **37**, 431-452.
- [2] G.J.M. Janssen, M.L.J. Overvelde, "Water transport in the proton-exchange membrane fuel cell : measurements of the effective drag coefficient", *Journal of Power Sources*, **101**, 117-125.
- [3] K. Tüber D. Pócza and C. Hebling, 2003, "Visualization of water buildup in the cathode of a transparent PEM fuel cell," *Journal of Power Sources*, **124**(2), 403-414.
- [4] O. Lottin, B. Antoine, T. Colinart, S. Didierjean, G. Maranzana, C. Moyne and J. Ramousse, 2009, "Modelling of the operation of polymer exchange membrane fuel cells in the presence of electrodes flooding," *International Journal of Thermal Sciences*, **48**(1), 133-145.
- [5] H. Lamb, 1904, "On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid," *Phil. Trans. R. Soc.*, **A203**, 1-42.
- [6] G. F. Miller and H. Pursey, 1954, "The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid," *Proc. R. Soc.*, **A223**, 521-541.
- [7] L. Cagniard, 1935, *Reflexion et Refraction des Ondes Seismiques Progressives*, Gauthiers-Villars, Paris.
- [8] A. T. De Hoop, 1958, *Representation Theorems for the Displacement in an Elastic Solid and Their Application to Elastodynamic Diffraction Theory*, Thesis, Technische Hogeschool Te Delft.
- [9] K. Wu, P. B. Nagy, and L. Adler, 1991, "Far-field radiation of a vibrating point source in anisotropic media," *Journal of Nondestructive Evaluation*, **10**(2), 71-78.
- [10] J.J. Flaherty, K.R. Erikson, V.M. Lund. Synthetic aperture ultrasound imaging systems, United States Patent, US 3,548,642, 1967.
- [11] G.P. Singh and J.W. Davis, "Multiple transducer ultrasonic techniques," ASNT, *Nondestructive Testing Handbook*, Vol. 7,P. McIntire ed. Ultrasonic Testing, 2<sup>nd</sup> edition, 267-309, 1991.

- [12] S.F. Burch and J.T. Burton, "Ultrasonic synthetic aperture focusing using planar pulse-echo transducer," *Ultrasonic*, 275-281, 1984.
- [13] J.W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Chap. 3, 2<sup>nd</sup> Edition, McGraw-Hill, New York, 1996.
- [14] L.J. Busse, "Three-dimensional imaging using a frequency-domain synthetic aperture focusing technique," *IEEE Transaction of Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, **39**(2), 174-179, 1992
- [15] K.-J. Bathe and E.L. Wilson, *Numerical Methods in Finite Element Analysis*, Chap.8, PP.308-344, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1976.
- [16] O.E. Mattiat, *Ultrasonic Transducer Materials*, PP.76, Plenum, New York, 1971.





## 附錄一

本研究所使用的壓電材料本構方程式如下：

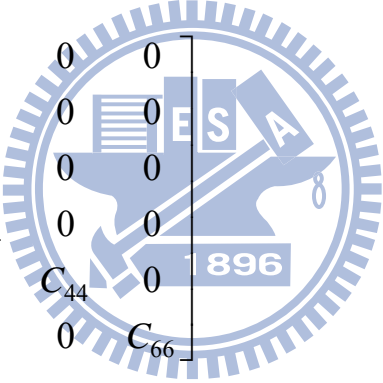
$$\mathbf{T} = \mathbf{c}^E \mathbf{S} - \mathbf{e}^T \mathbf{E}$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{e} \mathbf{S} + \boldsymbol{\varepsilon}^S \mathbf{E}$$

其中， $\mathbf{T} = [T_1 \ T_2 \ T_3 \ T_4 \ T_5 \ T_6]^T$ 。

本研究數值分析所使用的壓電陶瓷材料為 PZT-4，具有橫向等向性 (transversely isotropic) 的特性，假設其極化方向平行於  $z(x_3)$  軸，其材料係數矩陣表示如下：

彈性剛度矩陣，單位為 GPa

$$\mathbf{c}^E = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix}$$


壓電應力常數矩陣，單位為  $(\text{cI} / \text{m}^2)$

$$\mathbf{e} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

介電常數矩陣，單位為  $(F / \text{m})$

$$\boldsymbol{\varepsilon}^S = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^S & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11}^S & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^S \end{bmatrix}$$

由於套裝軟體 ANSYS 材料係數矩陣之輸入次序為

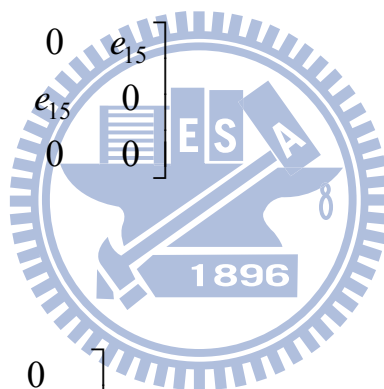
$\mathbf{T} = [T_1 \ T_2 \ T_3 \ T_6 \ T_4 \ T_5]^T$ ，與一般慣用表示之次序不同，須先將前頁參數矩陣轉換再輸入 ANSYS 中。

彈性剛度矩陣更改如下，單位為 GPa

$$\mathbf{c}^E = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{66} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix}$$

壓電應力常數矩陣更改如下，單位為  $(cI / m^2)$

$$\mathbf{e} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$



介電常數矩陣更改如下

$$\boldsymbol{\epsilon}^S = \begin{bmatrix} \epsilon_{11}^S / \epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11}^S / \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33}^S / \epsilon_0 \end{bmatrix}$$

其中， $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ ，單位為  $(F / m)$

由於 ANSYS 二維分析，只能在 XY 平面，故將其極化方向轉到平行於  $y(x_2)$  軸，而當  $\mathbf{T} = [T_1 \ T_2 \ T_3 \ T_6 \ T_4 \ T_5]^T$ ，材料係數矩陣須改成：

彈性剛度矩陣更改如下，單位為 GPa

$$\mathbf{c}^E = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{13} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{33} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{13} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix}$$

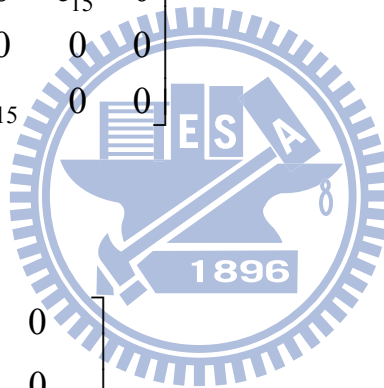
壓電應力常數矩陣更改如下，單位為  $(\text{cI} / \text{m}^2)$

$$\mathbf{e} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ e_{31} & e_{33} & e_{31} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

介電常數矩陣更改如下

$$\boldsymbol{\varepsilon}^S = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^S / \varepsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{33}^S / \varepsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{11}^S / \varepsilon_0 \end{bmatrix}$$

其中， $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ ，單位為  $(\text{F} / \text{m})$



## 附表

表 1 石墨複材流道板之材料係數

Material	Mass density (gm/cm <sup>3</sup> )	C <sub>11</sub> (GPa)	C <sub>12</sub> (GPa)	C <sub>13</sub> (GPa)	C <sub>33</sub> (GPa)	C <sub>44</sub> (GPa)
Graphite Composite	1.750	15.80	5.14	5.14	15.80	5.33

表 2 ANSYS 分析半無限域介質聲場分佈之元素種類及數目

Analysis	Material	Element Type	Elements	Nodes
2D Harmonic	Graphite	Plane 182 (4 nodes)	353667	355035
	PZT	Plane13 (4 nodes)		

表 3 指向性數值計算採用之石墨與石墨複材的材料性質

Material	Mass density (gm/cm <sup>3</sup> )	C <sub>11</sub> (GPa)	C <sub>12</sub> (GPa)	C <sub>13</sub> (GPa)	C <sub>33</sub> (GPa)	C <sub>44</sub> (GPa)
Graphite	2.090	1,060	180	15	36	4
Graphite composite	1.750	15.80	5.14	5.14	15.80	5.33

表 4 指向性分析所採用之 PZT-4 材料係數

PZT-4			
Elastic constants	$c_{11}$	13.9	GPa
	$c_{12}$	77.8	
	$c_{13}$	74.3	
	$c_{33}$	115.0	
	$c_{44}$	25.6	
	$c_{66}$	30.6	
Piezoelectric constants	$e_{31}$	-5.2	C/m <sup>2</sup>
	$e_{31}$	15.1	
	$e_{31}$	12.7	
Dielectric constants	$\epsilon_{33}/\epsilon_0$	635	----
	$\epsilon_{11}/\epsilon_0$	730	
Density		7900	kg/m <sup>3</sup>

表 5 石墨介質之不同寬度探頭的聲束發散角度  $\theta_{-3dB}$   
與壓電元素節距的模擬結果

No.	Transducer width ( $\lambda_p$ )	Transducer width (mm)	$\theta_{-3dB}$	Pitch (mm)	Width /Pitch
1	1	0.830	11.420	3.636	0.23
2	2	1.660	11.792	3.758	0.44
3	3	2.490	12.610	4.027	0.62
4	5	4.150	14.677	4.715	0.88

表 6 石墨複材之不同寬度探頭的聲束發散角度  $\theta_{-3dB}$   
與壓電元素節距的模擬結果

No.	Transducer width ( $\lambda_p$ )	Transducer width (mm)	$\theta_{-3dB}$	Pitch (mm)	Width /Pitch
1	1	0.601	26.966	9.158	0.07
2	5	3.005	28.077	9.602	0.31
3	8	4.807	29.181	10.052	0.48
4	10	6.009	30.477	10.593	0.57

表 7 暫態模擬所使用之材料係數。

<b>PZT-4</b>				<b>Graphite Composite</b>			
Elastic constants	$c_{11}$	13.9	GPa	Elastic constants	$c_{11}$	15.80	GPa
	$c_{12}$	77.8			$c_{12}$	5.14	
	$c_{13}$	74.3			$c_{44}$	5.33	
	$c_{33}$	115.0		Density		1750	$\text{kg/m}^3$
	$c_{44}$	25.6		$\beta$ damping		0	----
	$c_{66}$	30.6		<b>Epoxy</b>			
Piezoelectric constants	$e_{31}$	-5.2	$\text{C/m}^2$	Elastic modulus		4.25	GPa
	$e_{31}$	15.1		Poisson ratio		0.38	----
	$e_{31}$	12.7		Density		1160	$\text{kg/m}^3$
Dielectric constants	$\epsilon_{33}/\epsilon_0$	635	----	$\beta$ damping		40e-8	----
	$\epsilon_{11}/\epsilon_0$	730	<b>Aradite</b>				
Density		7900	$\text{kg/m}^3$	Elastic modulus		138.5	GPa
$\beta$ damping		5e-8	----	Poisson ratio		0.38	----
<b>Water</b>				Density		5766	$\text{kg/m}^3$
Sound velocity		1497	m/s	$\beta$ damping		1.0	----
Density		1030	$\text{kg/m}^3$				

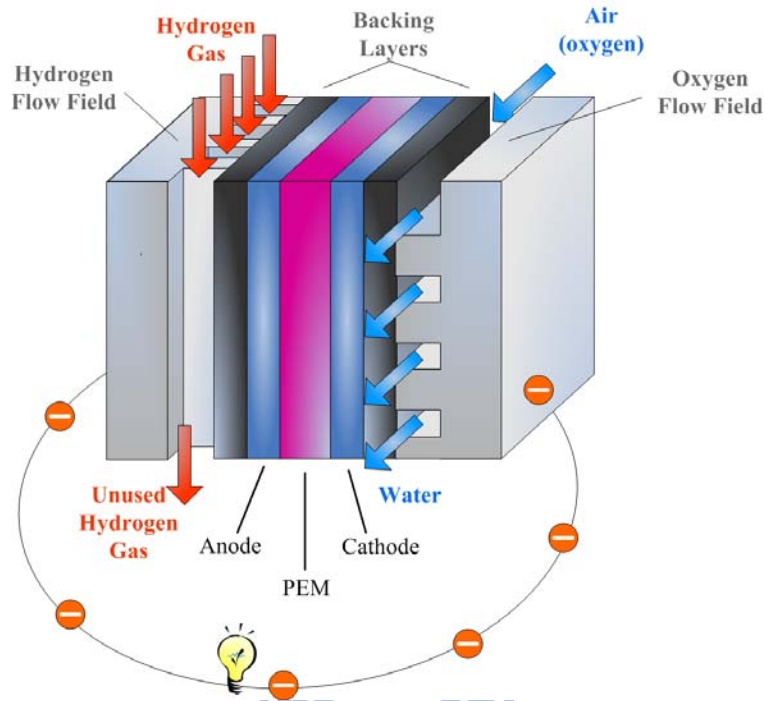


圖 1.1 質子交換膜燃料電池內部結構

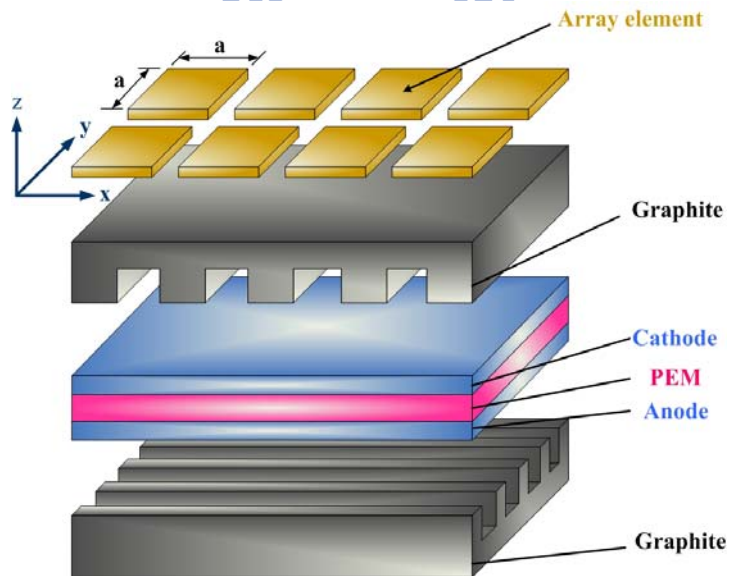


圖 1.2 陣列式超音波檢測燃料電池架構



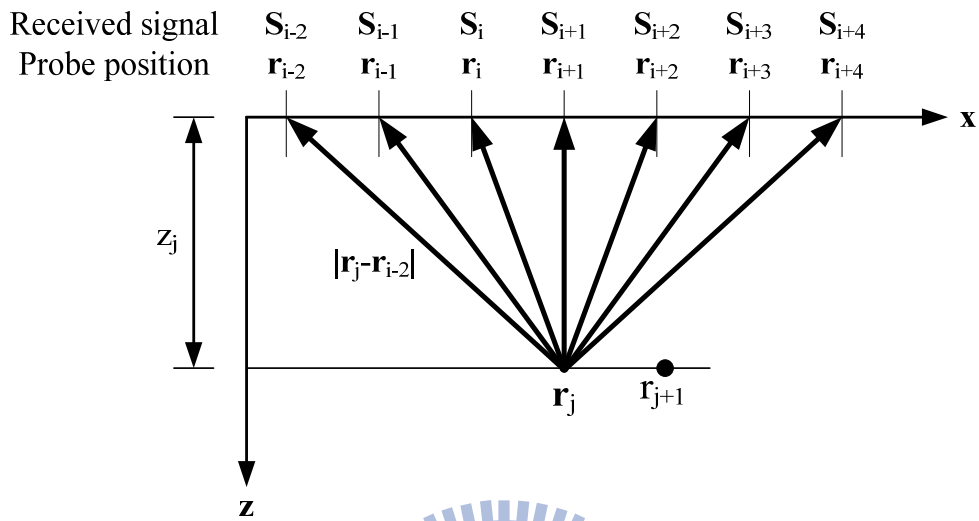


圖 2.1 超音波反射訊號的延遲加成示意圖

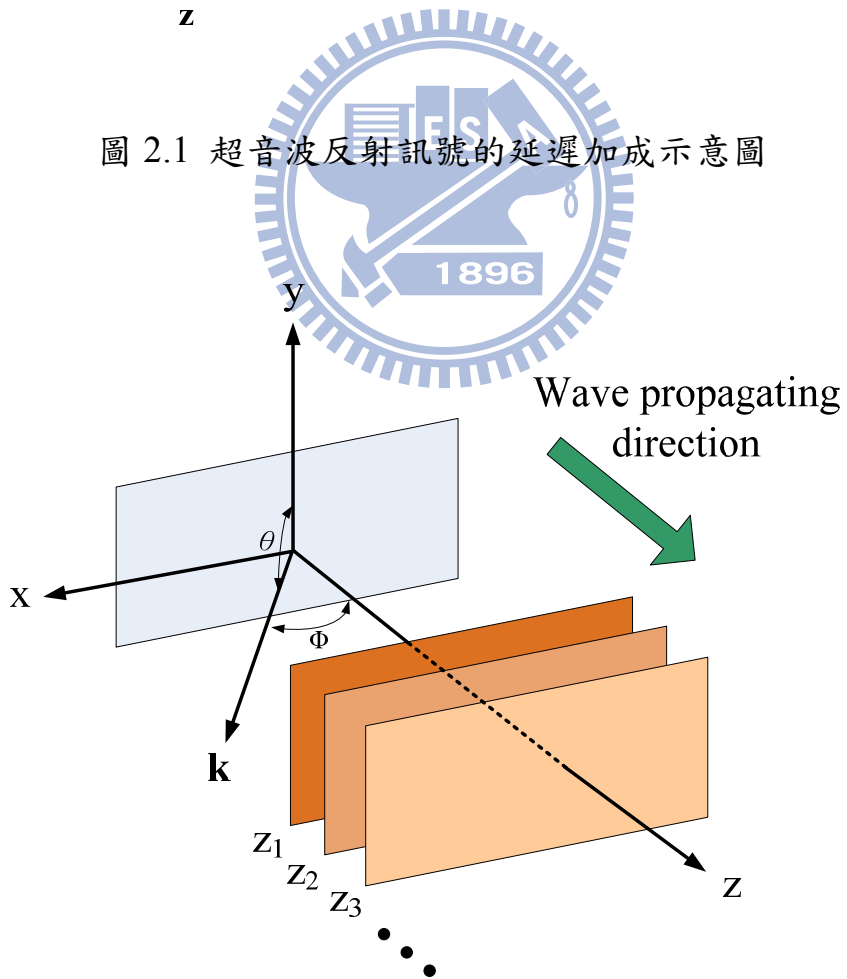


圖 2.2 時諧波的傳遞與波傳向量  $\mathbf{k}$

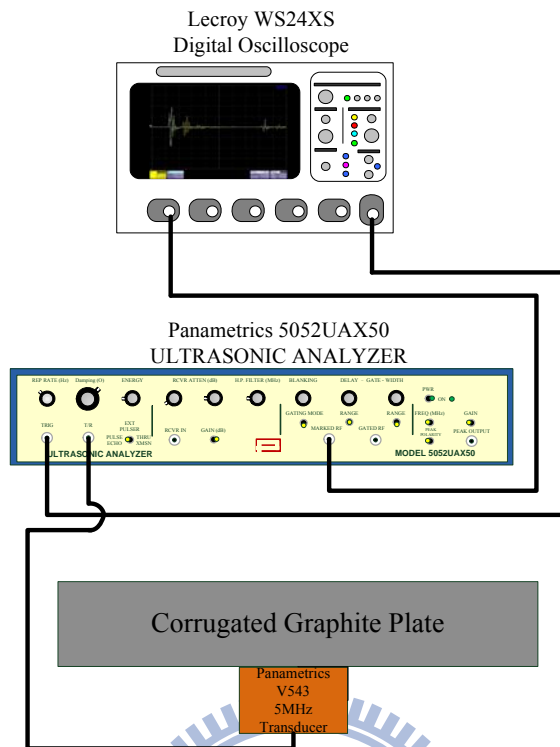


圖 3.1.1 實驗架構配置示意圖。

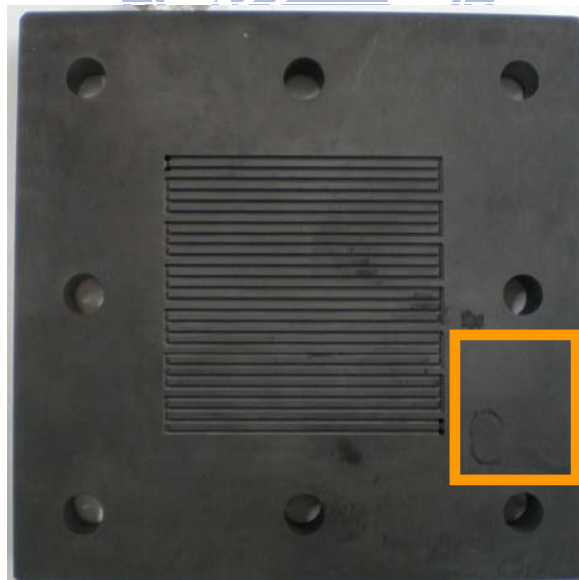


圖 3.1.2 非流道區超音波回波訊號量測位置示意圖。

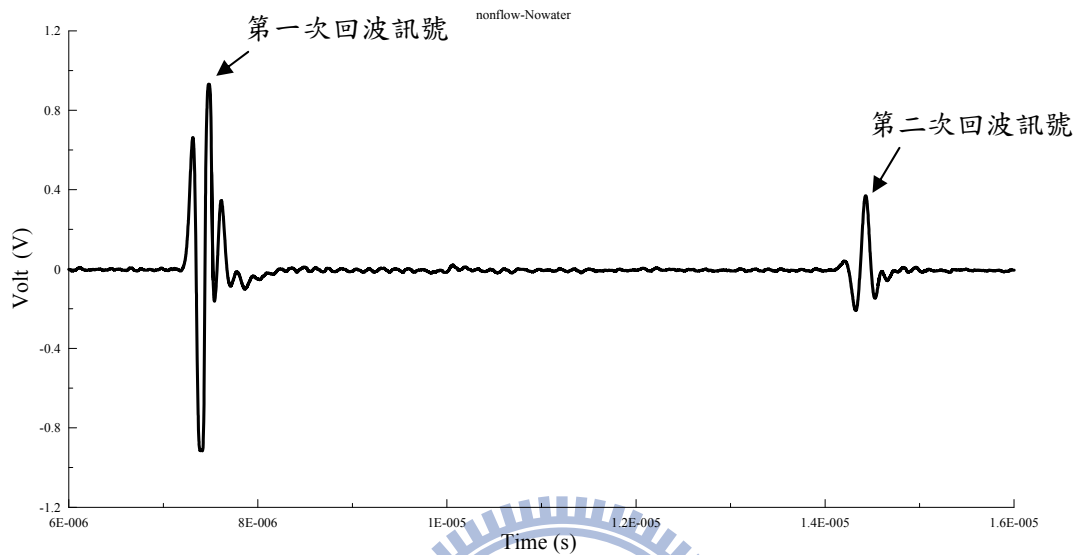


圖 3.1.3 非流動區沒水之狀態下，實驗量測之超音波回波訊號。

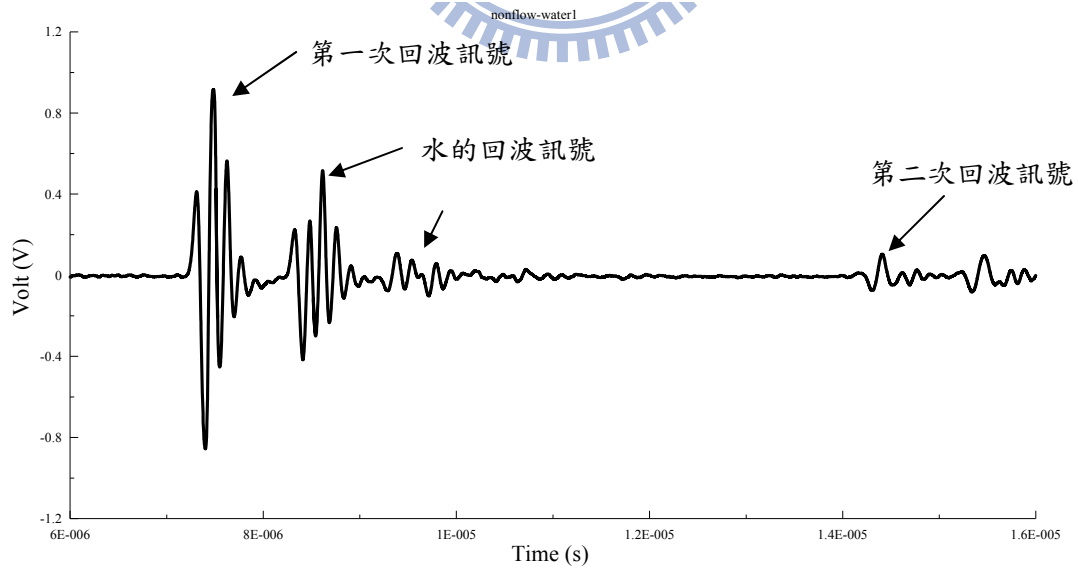


圖 3.1.4 非流動區有水之狀態下，實驗量測之超音波回波訊號。

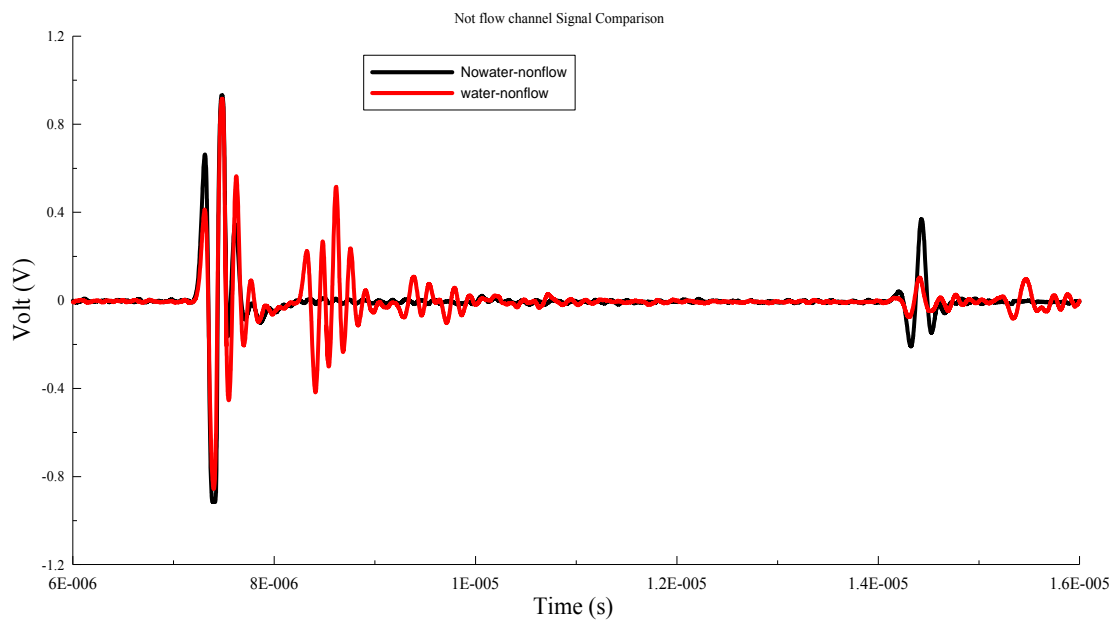


圖 3.1.5 非流道區有水與沒水之超音波回波訊號比較圖，紅色線為在石墨流道板上具有水之回波訊號，黑色線則為沒水之回波訊號。

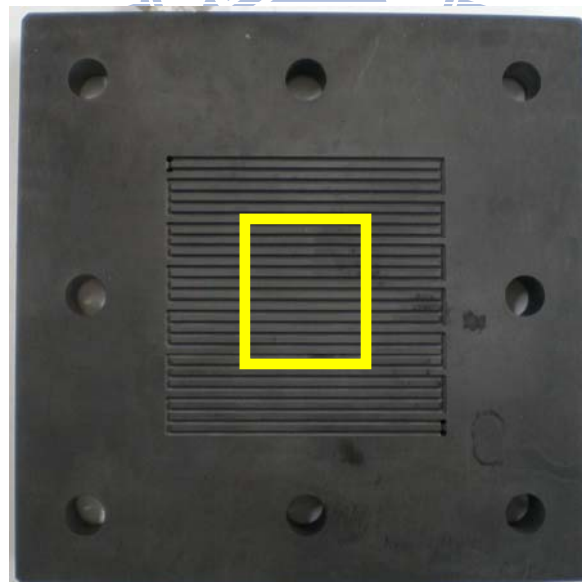


圖 3.1.6 流道區超音波回波訊號量測位置示意圖。

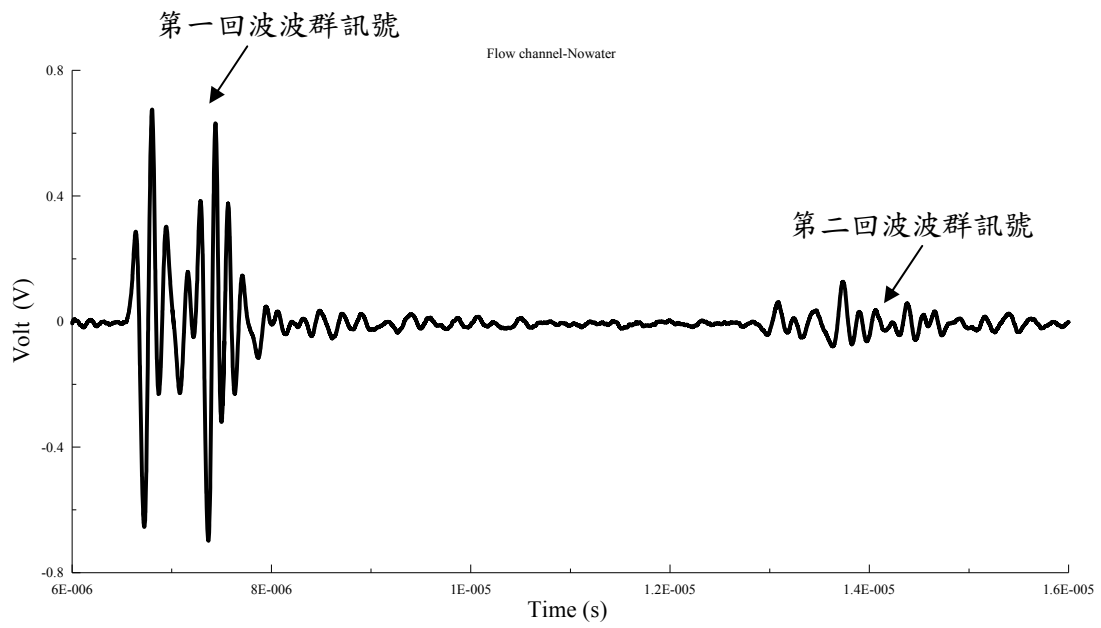


圖 3.1.7 流道區沒水之狀態下，實驗量測之超音波回波訊號。

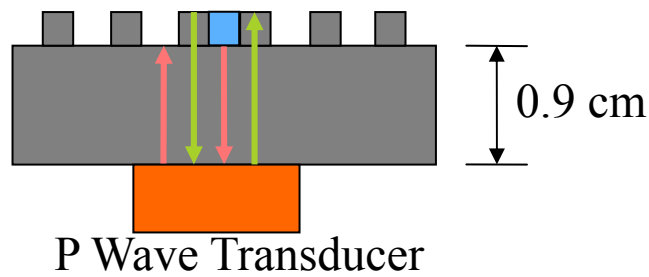


圖 3.1.8 流道區具有一個流道水之狀態示意圖。

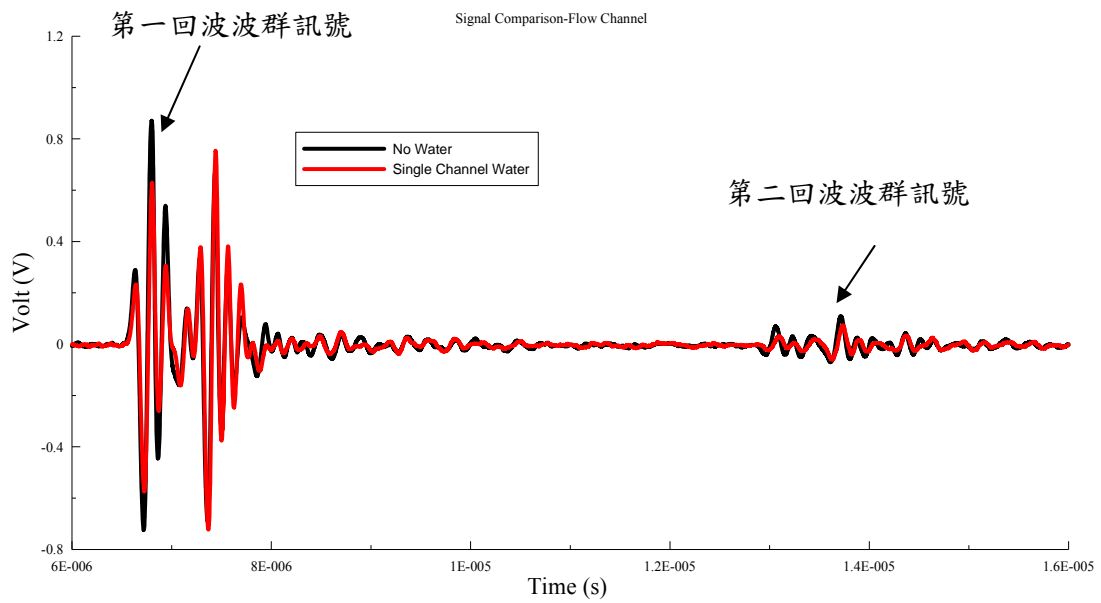


圖 3.1.9 流道區具有一流道水與沒水之超音波回波訊號比較圖，紅色線為在石墨流道板上具有一流道水之回波訊號，黑色線則為沒水之回波訊號。

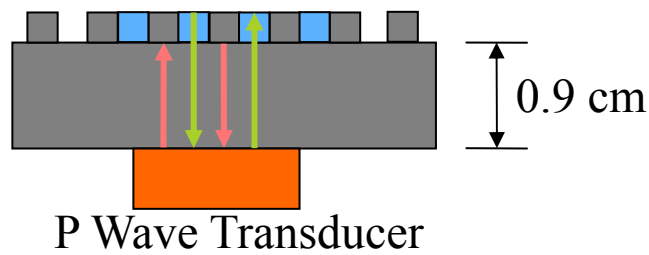


圖 3.1.10 流道區具有四個流道水之狀態示意圖。

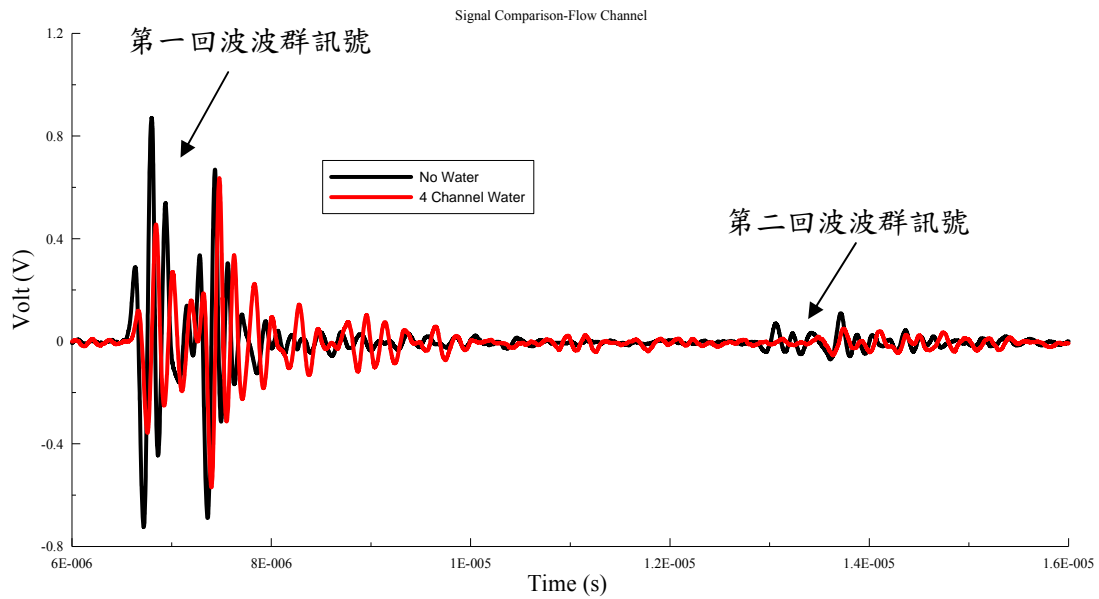


圖 3.1.11 流道區具有四流道水與沒水之超音波回波訊號比較圖，紅色線為在石墨流道板上具有四流道水之回波訊號，黑色線則為沒水之回波訊號。

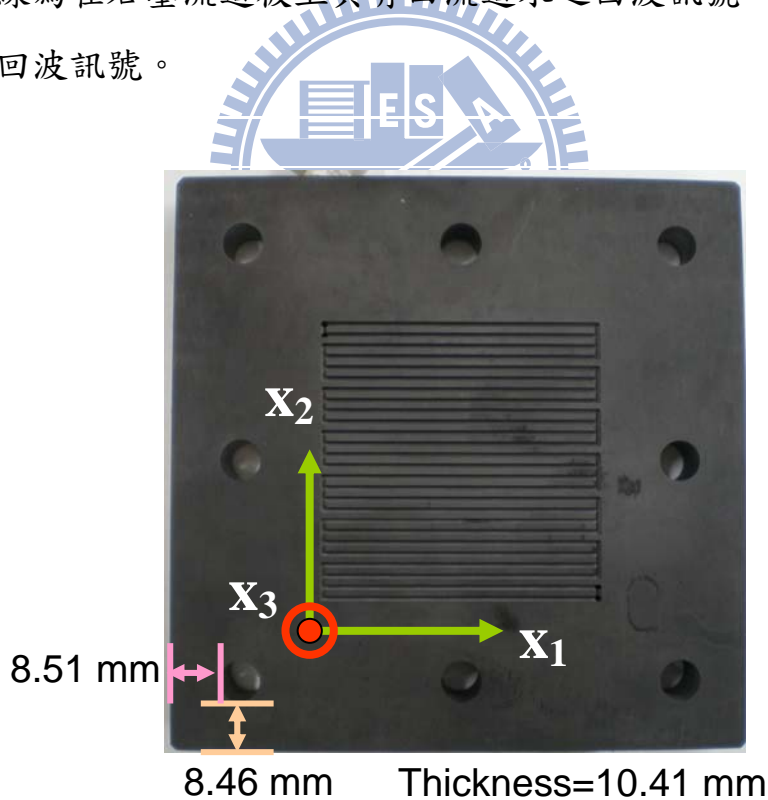


圖 3.1.12 石墨流道板材料係數量測之座標軸定義，在平行流道方向為  $X_1$  軸，垂直到流道方向為  $X_2$  軸，而在出平面的方向則為  $X_3$  軸，石墨流道板厚度為 10.41 mm，量測區域為左下角。

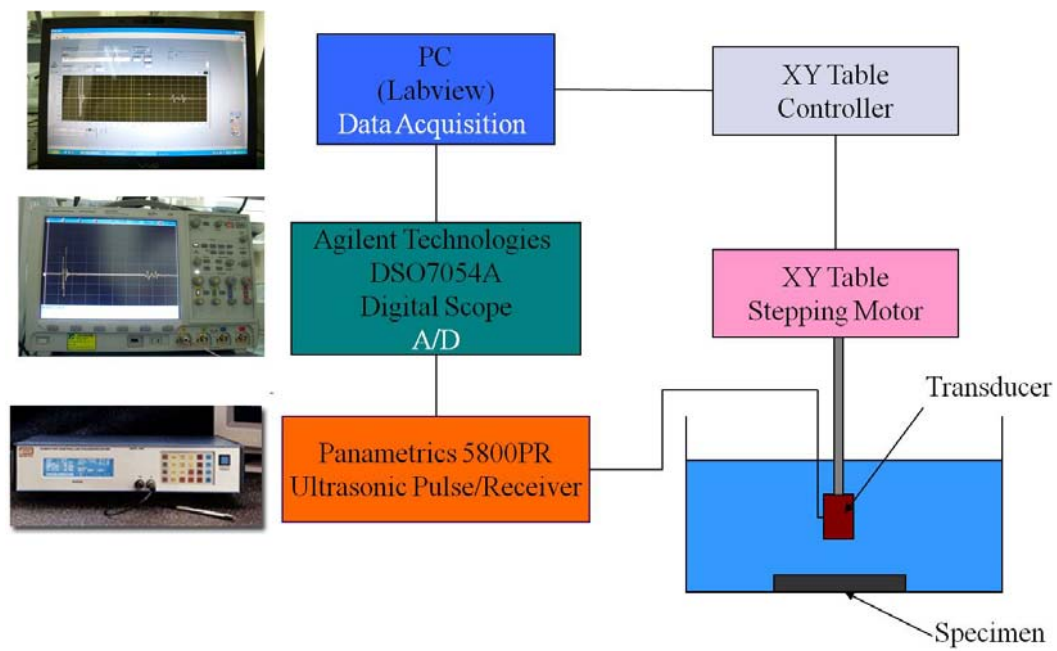


圖 3.2.1 超音波線掃描實驗架構圖

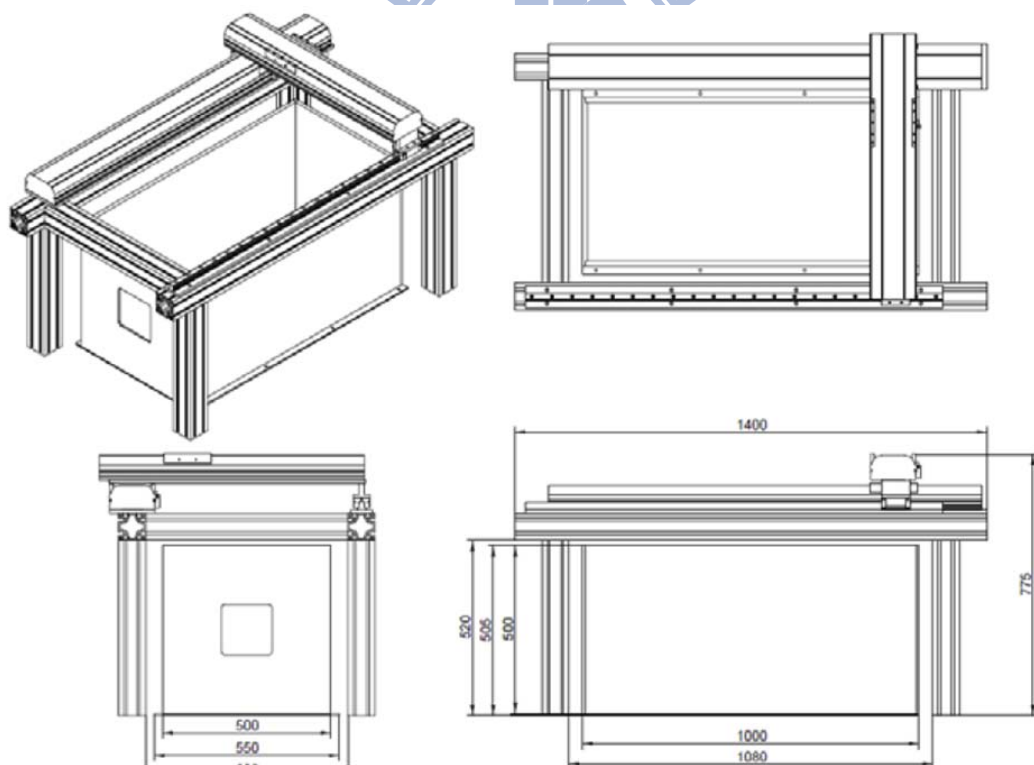


圖 3.2.2 水槽與 XY 掃描平台之設計圖





圖 3.2.3 石墨複材流道板試片組裝完成照片

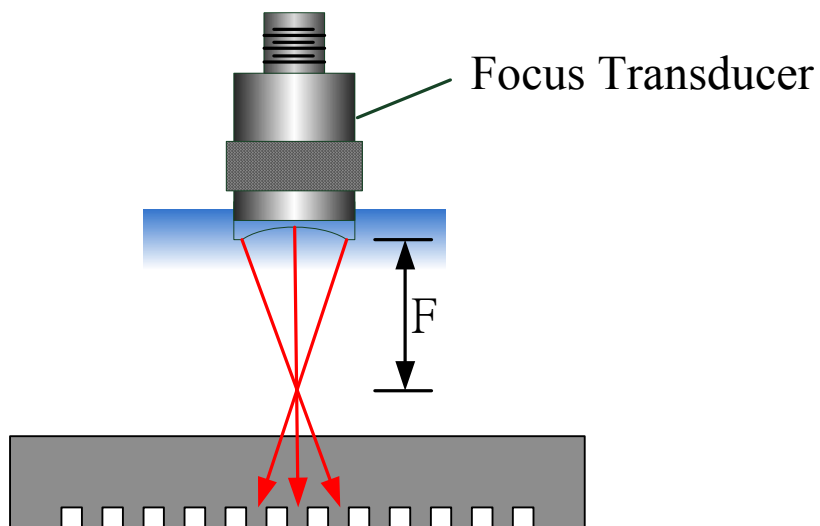


圖 3.2.4a 離焦超音波探頭示意圖

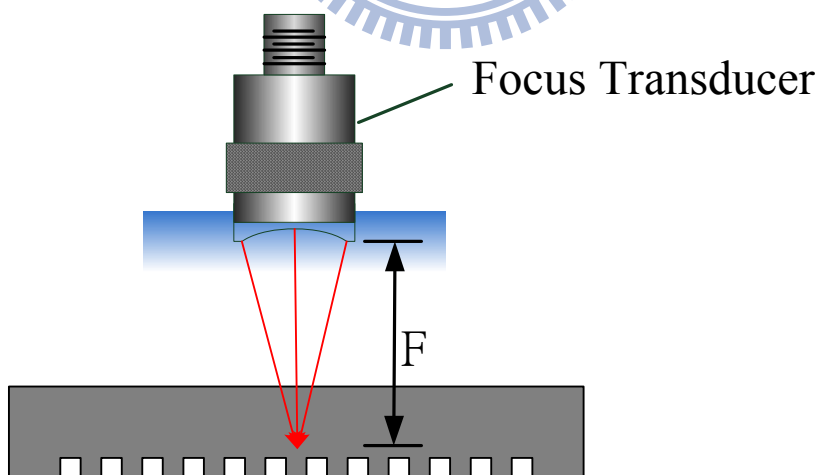


圖 3.2.4b 聚焦點在石墨板內部的示意圖



圖 3.2.5 石墨流道板試片線掃描方向與範圍

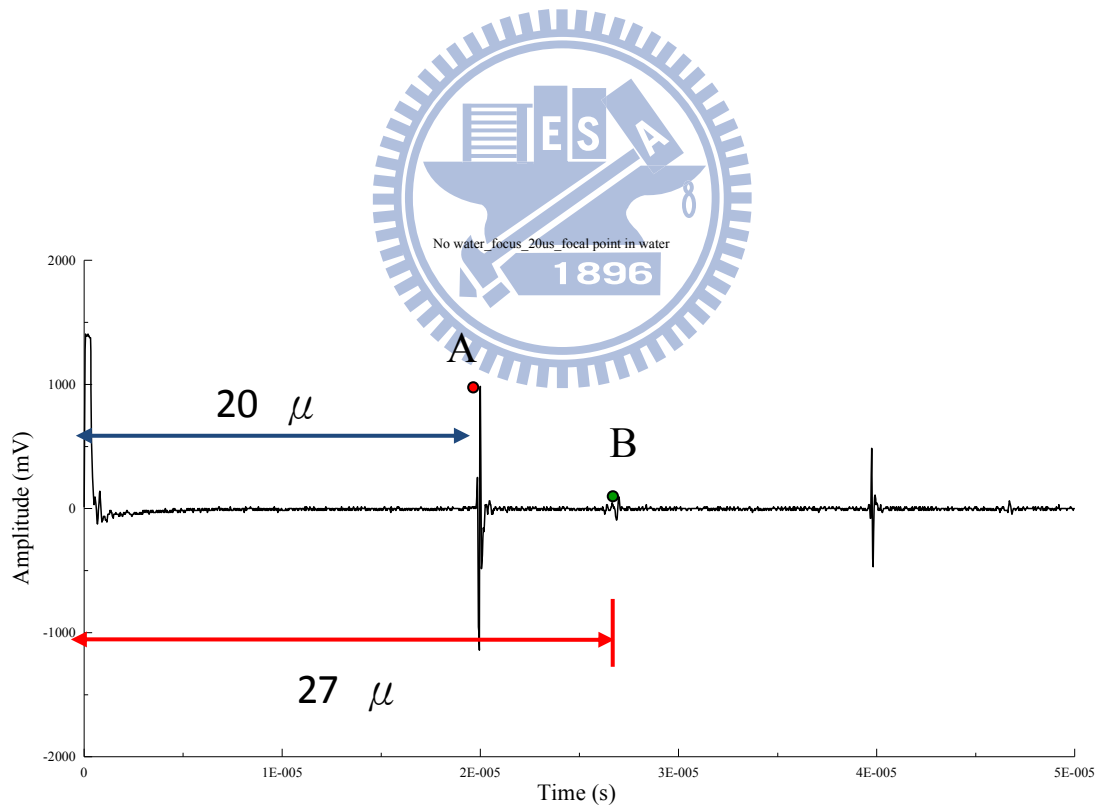


圖 3.2.6 聚焦點在水中之超音波反射訊號

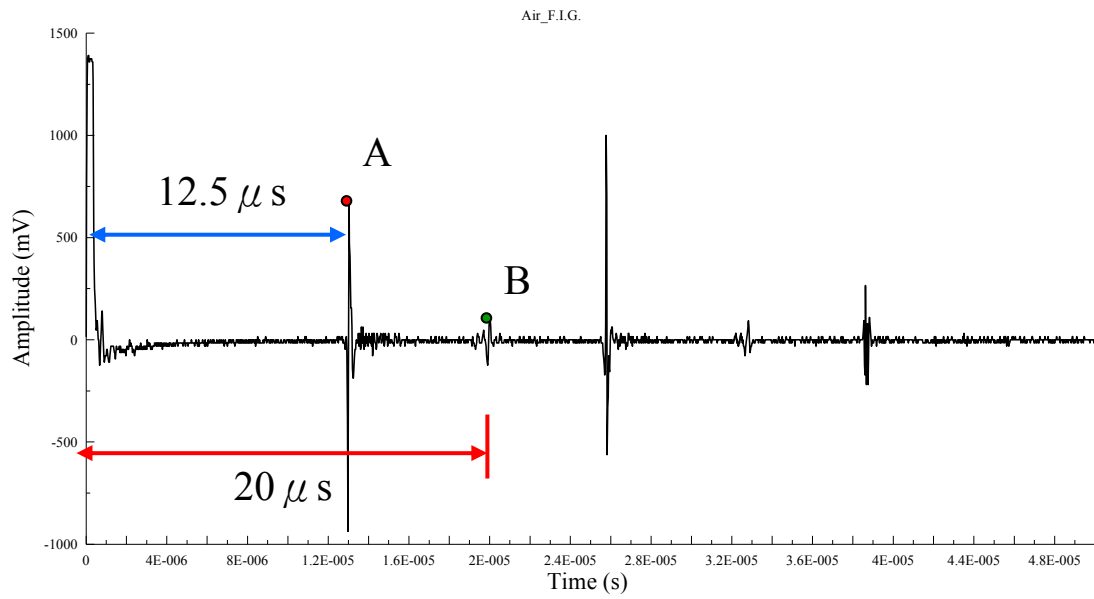


圖 3.2.7 聚焦點在石墨中之超音波反射訊號

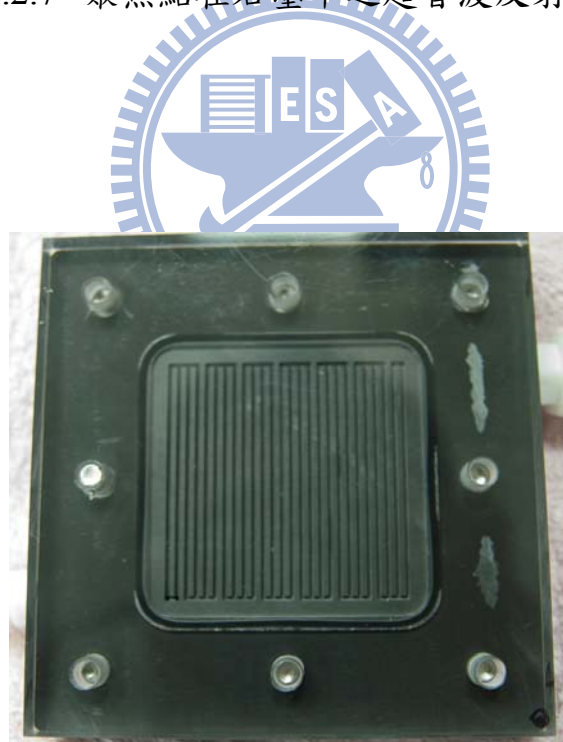


圖 3.2.8 組裝完成未含水之石墨複材流道板



圖 3.2.9 組裝完成部分含水之石墨複材流道板

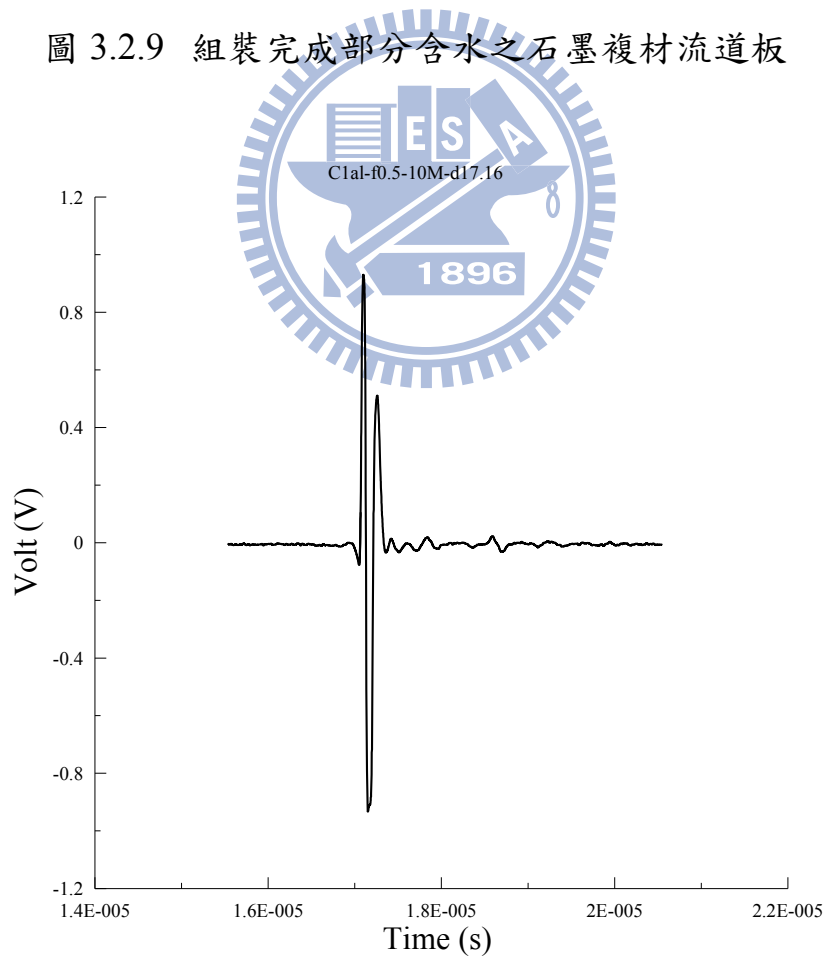


圖 3.2.10 鋁塊之上表面回波訊號

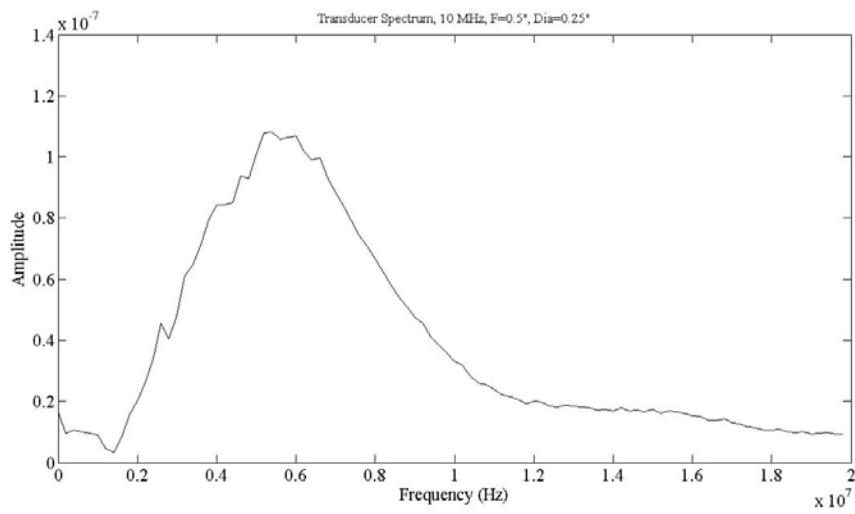


圖 3.2.11 超音波探頭之頻譜特性

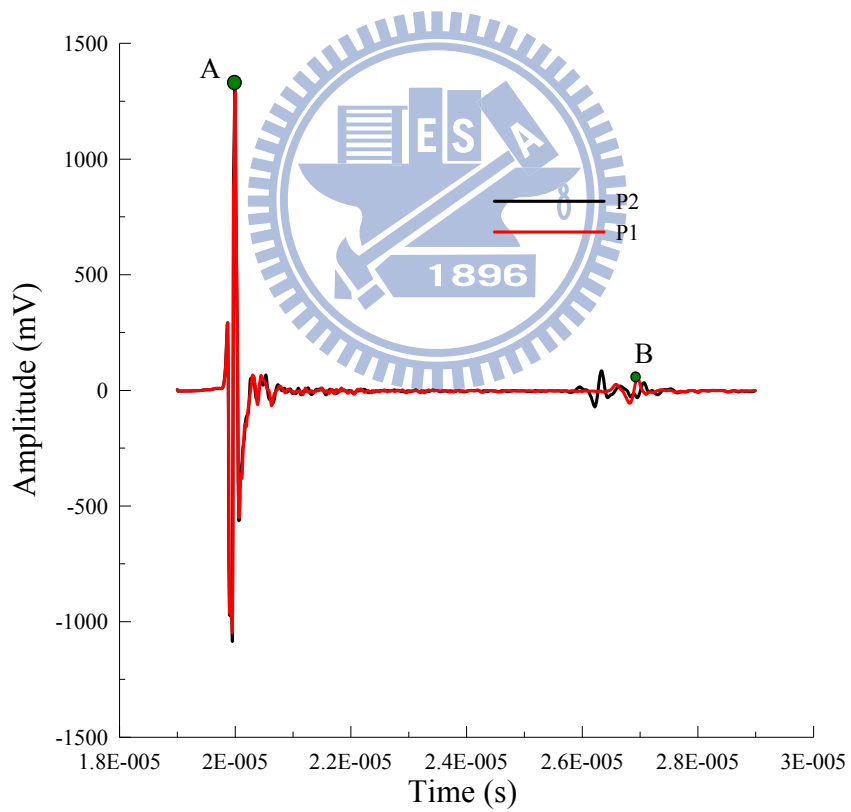


圖 3.2.12 探頭位於非流道區與流道區上方之訊號

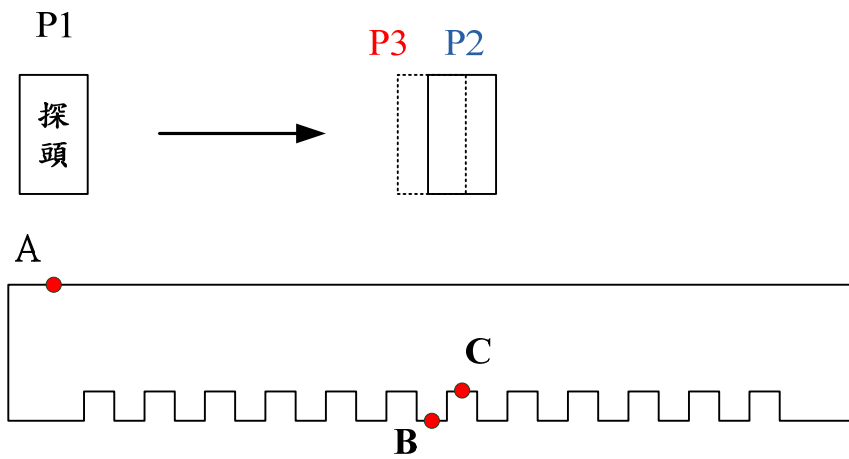


圖 3.2.13 探頭與材料試片相對示意圖

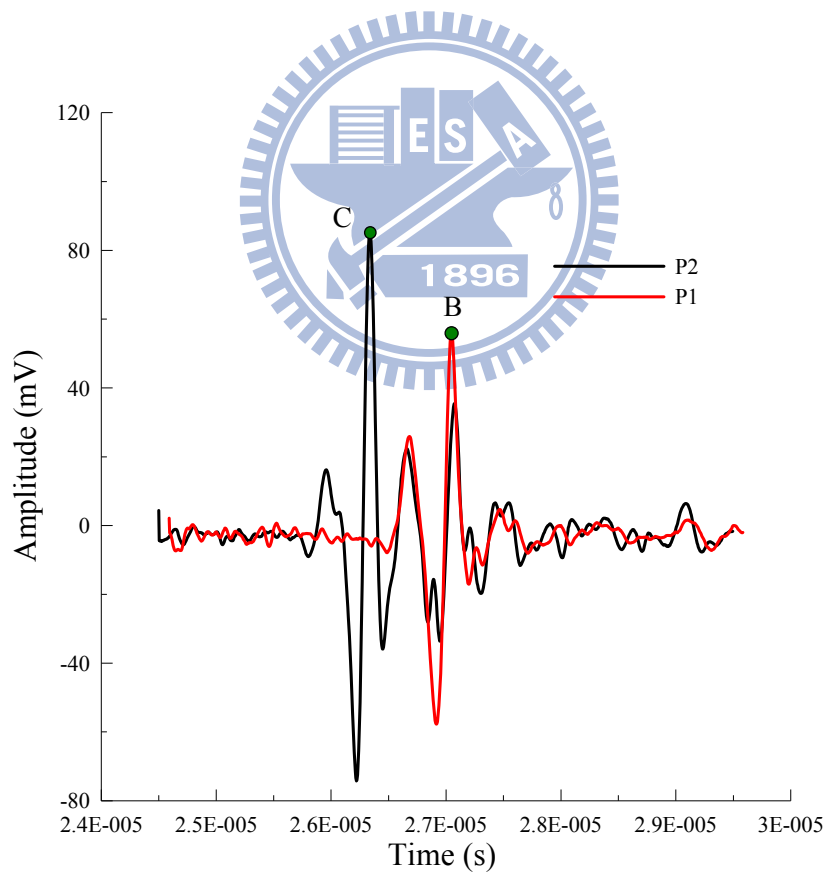


圖 3.2.14 B 點之流道區與非流道區訊號比較

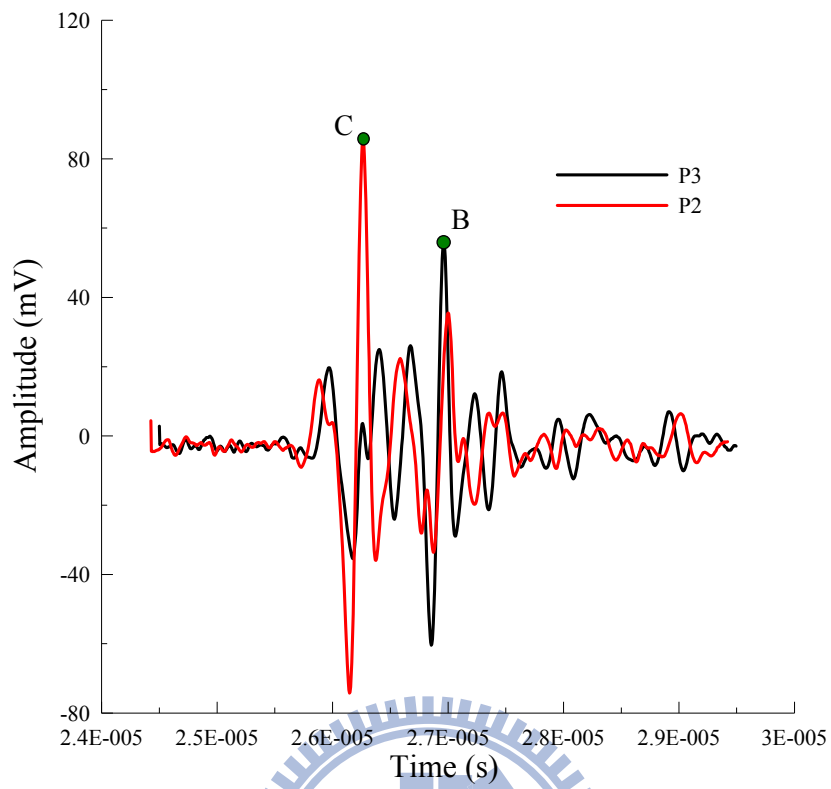


圖 3.2.15 流道區上方移動後之訊號

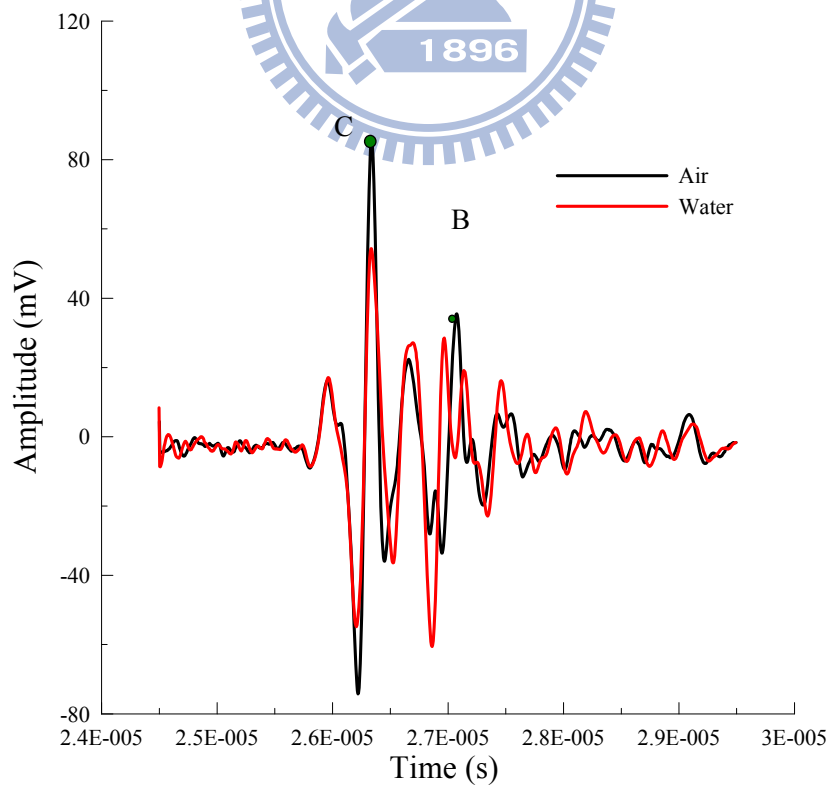


圖 3.2.16 流道區(P2 位置)含空氣及部分含水之差異



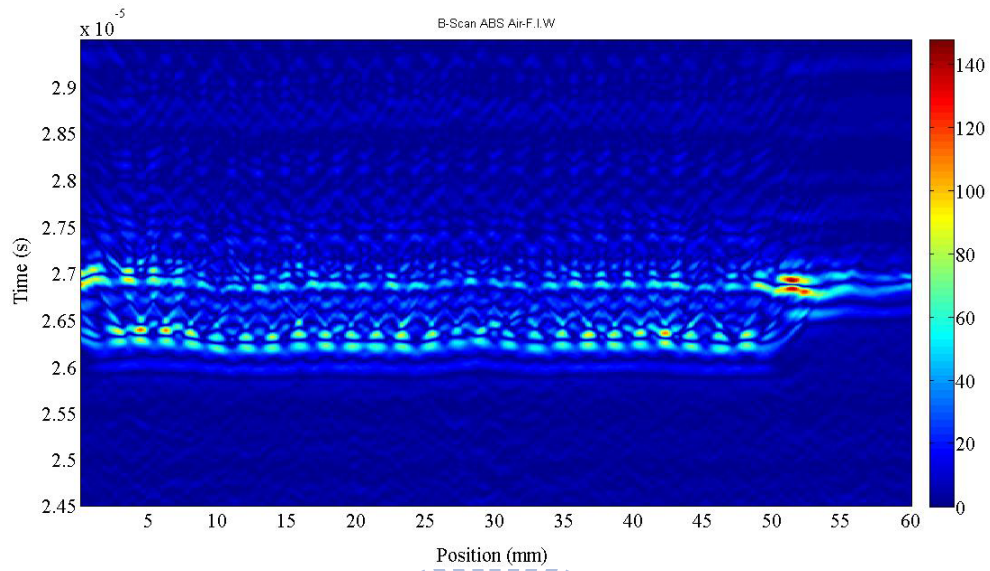


圖 3.2.17 焦點在水中未含水石墨流道板的線掃瞄(B-Scan)影像

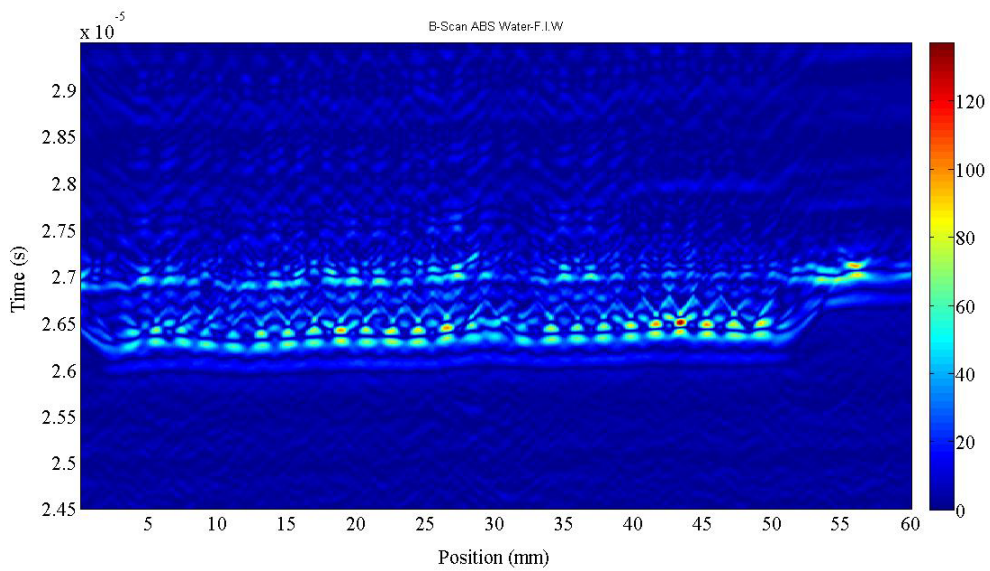


圖 3.2.18 焦點在水中部分含水石墨流道板的線掃瞄(B-Scan)影像

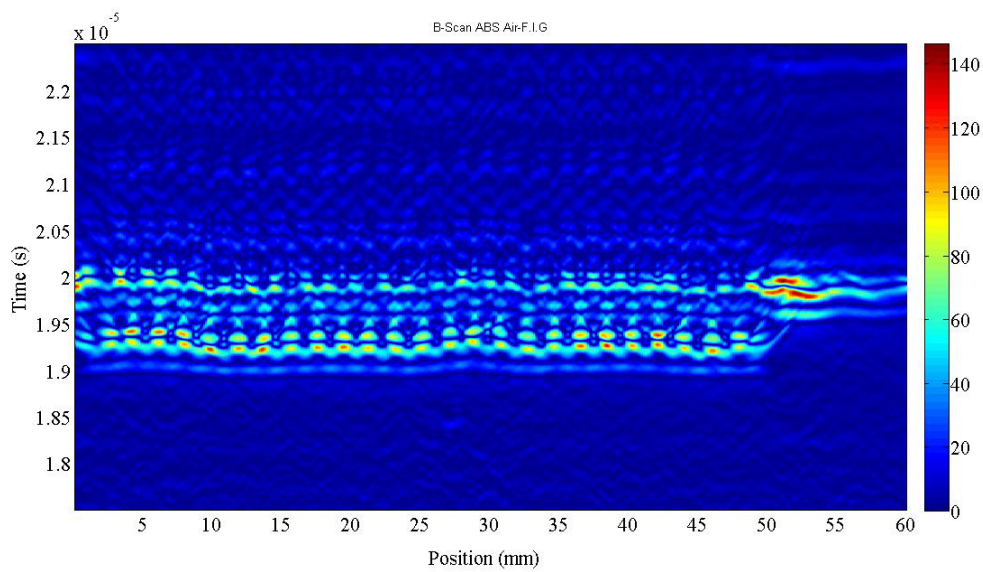


圖 3.2.19 焦點在未含水石墨流道板內部之線掃瞄(B-Scan)影像

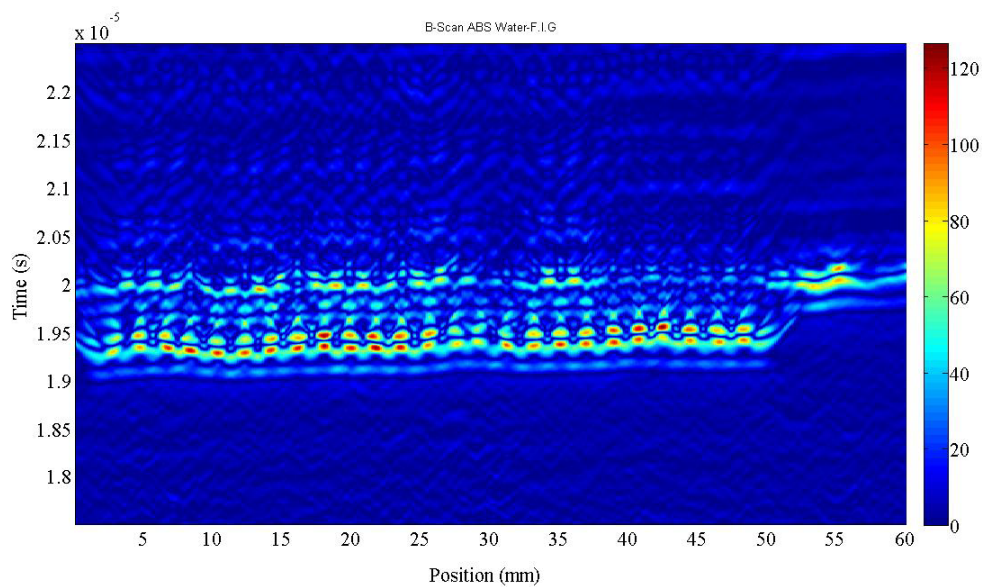


圖 3.2.20 焦點在部分含水石墨流道板內部之線掃瞄(B-Scan)影像

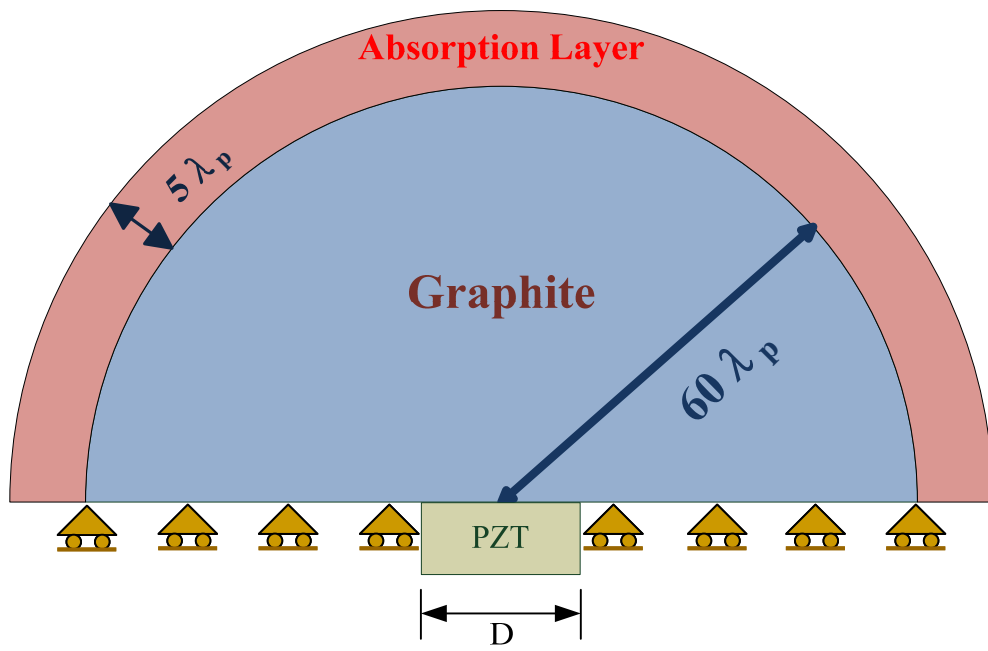


圖 4.1.1 指向性分析所使用之模型

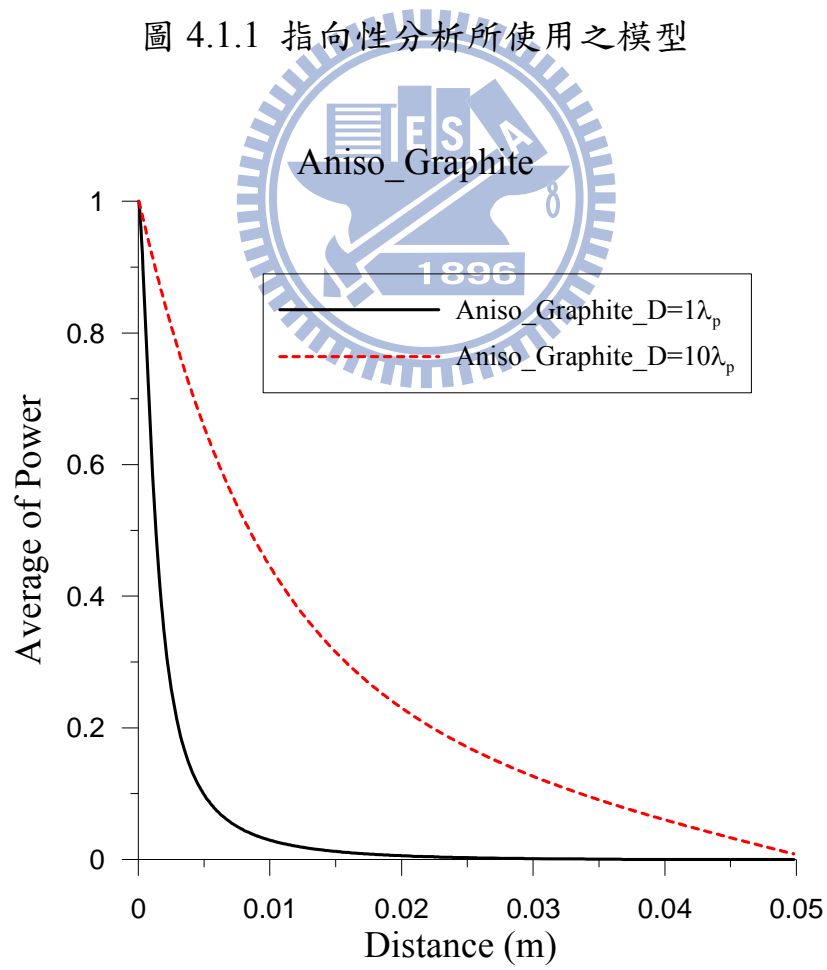


圖 4.1.2 石墨固體在正 90 度方向之能量分佈

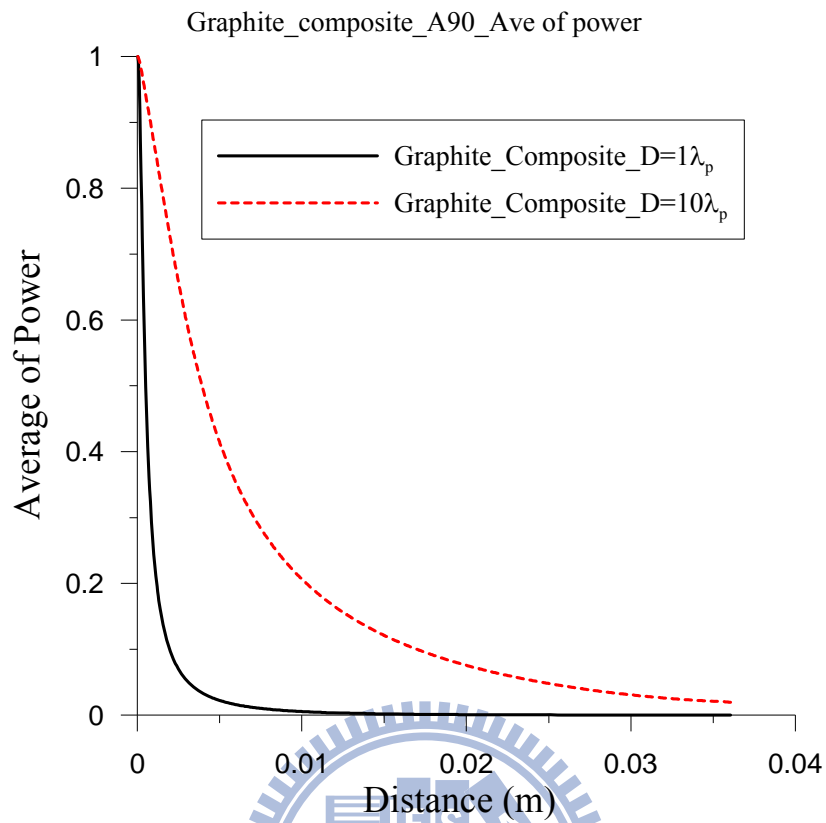


圖 4.1.3 石墨複材固體在正 90 度方向之能量分佈

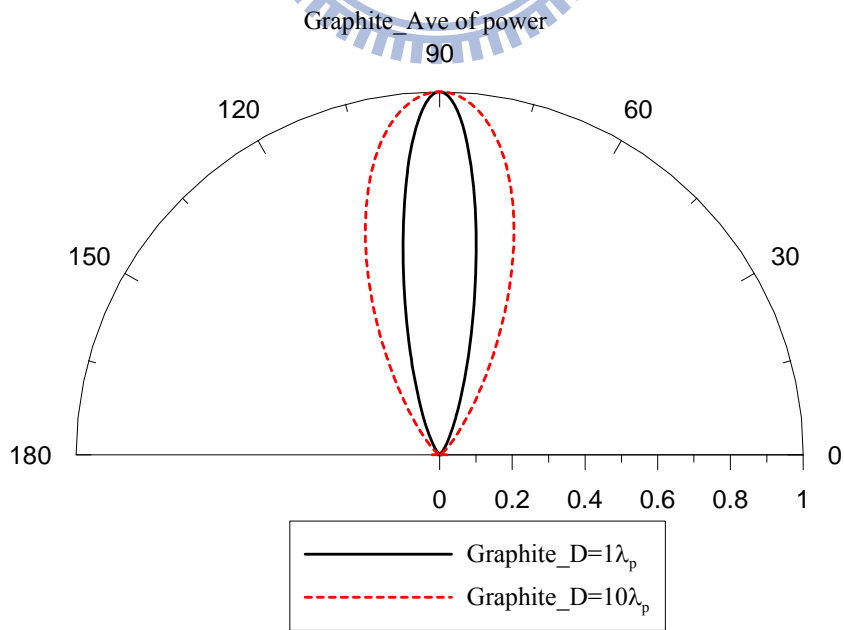


圖 4.1.4 石墨固體受到壓電換能器作用之輻射聲場

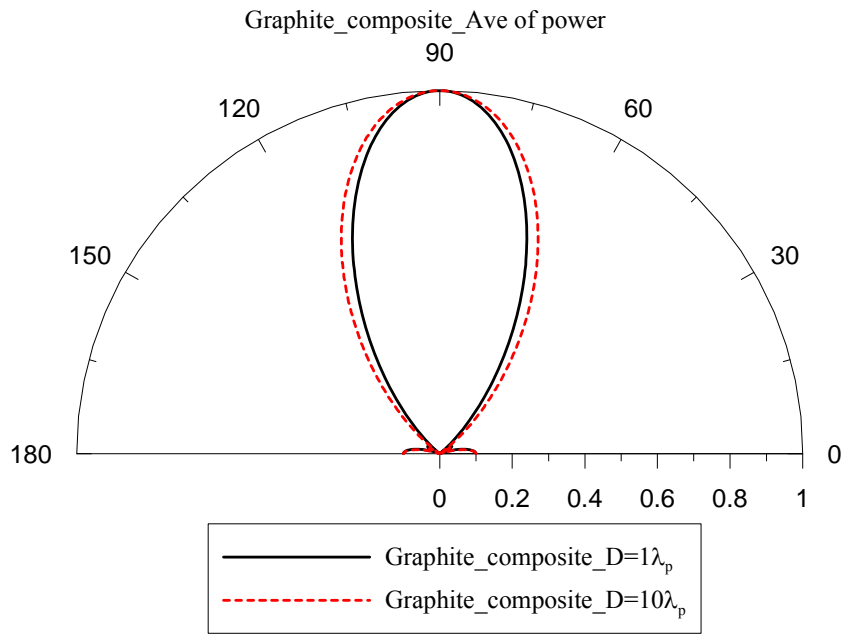


圖 4.1.5 石墨複材固體受到壓電換能器作用之輻射聲場

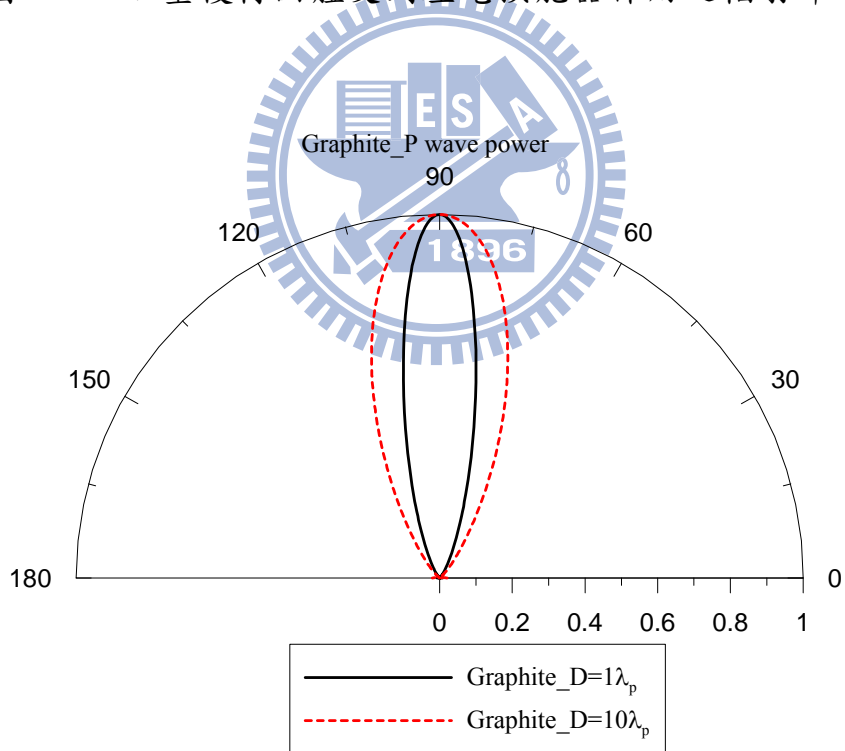


圖 4.1.6 石墨固體受到壓電換能器作用之壓力波輻射聲場

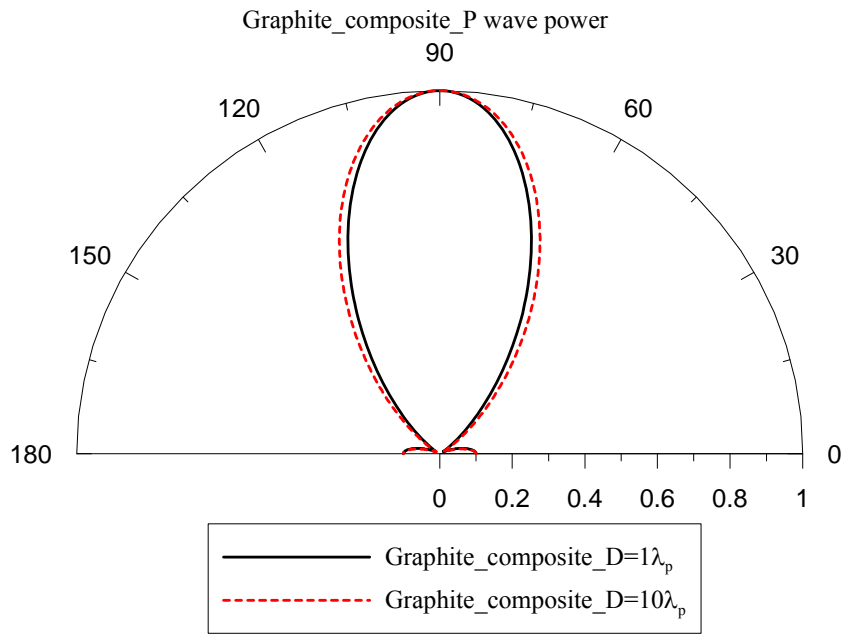


圖 4.1.7 石墨複材固體受到壓電換能器作用之壓力波輻射聲場

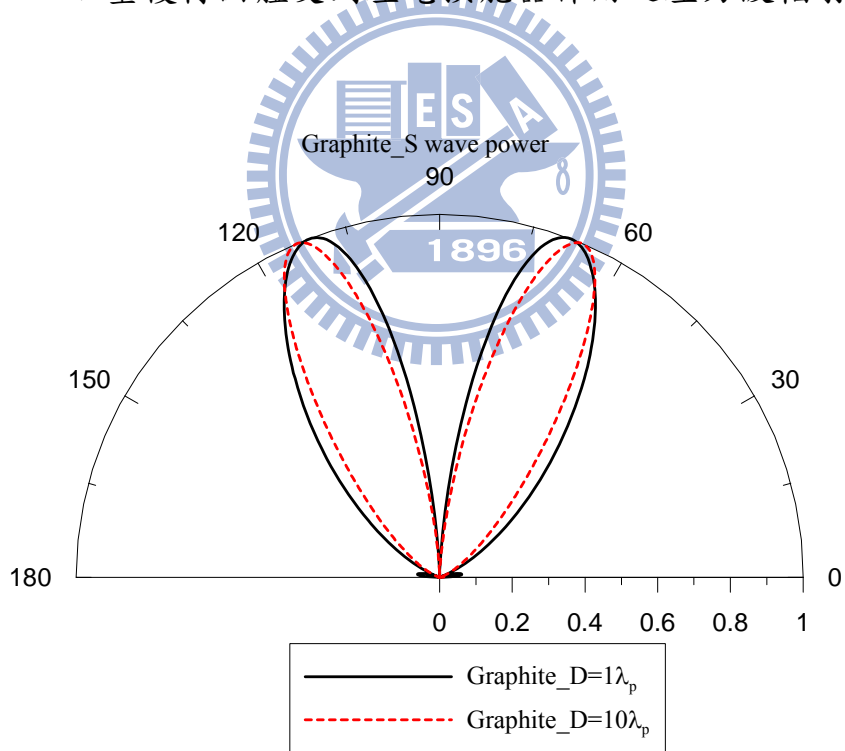


圖 4.1.8 石墨固體受到壓電換能器作用之剪力波輻射聲場

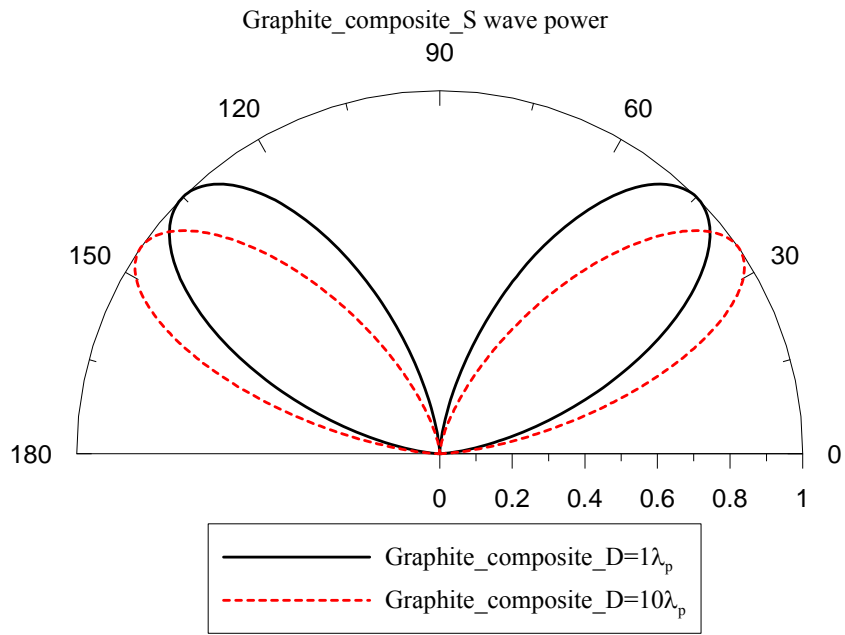


圖 4.1.9 石墨複材固體受到壓電換能器作用之剪力波輻射聲場

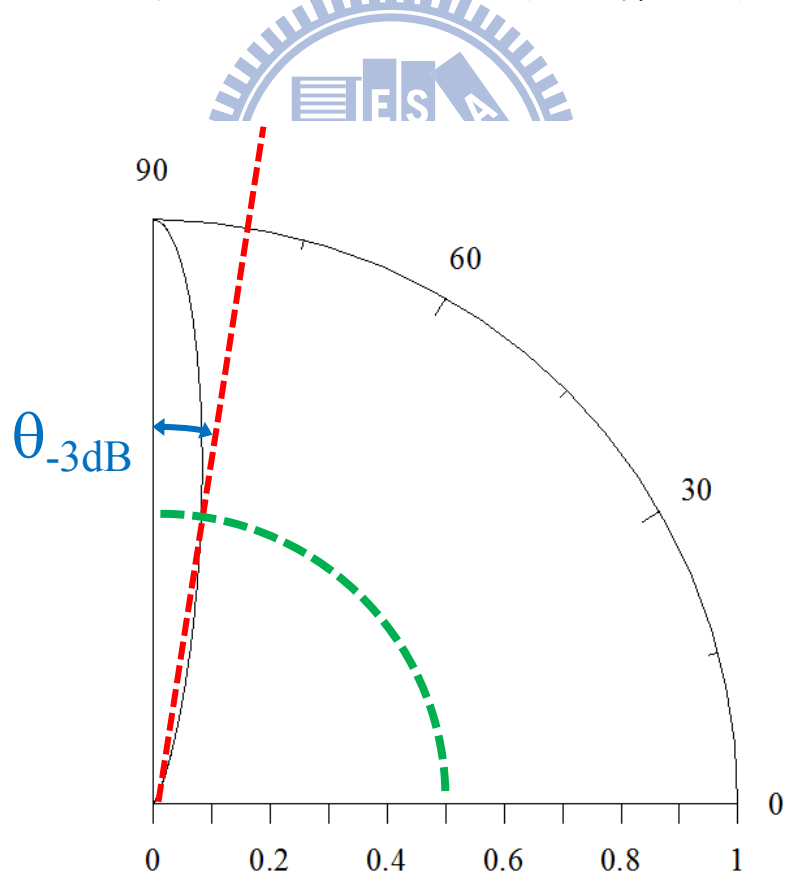


圖 4.2.1 平均功率極圖與聲束發散角度  $\theta_{-3dB}$  的關係圖

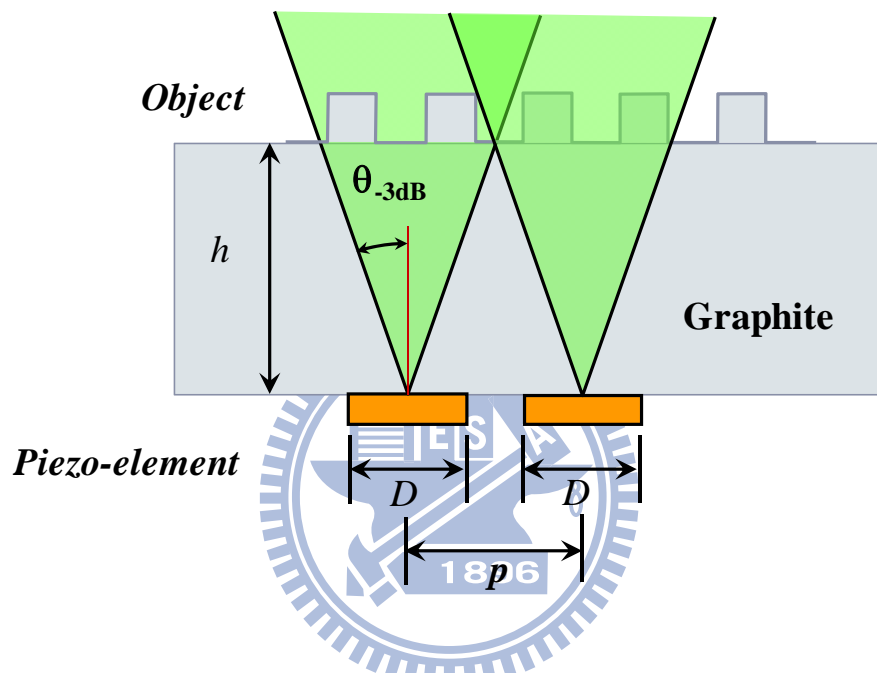


圖 4.2.2 壓電元素寬度  $D$ 、節距  $p$  與聲束發散角度  $\theta_{-3dB}$  的關係示意圖， $h$  代表石墨流道板的厚度



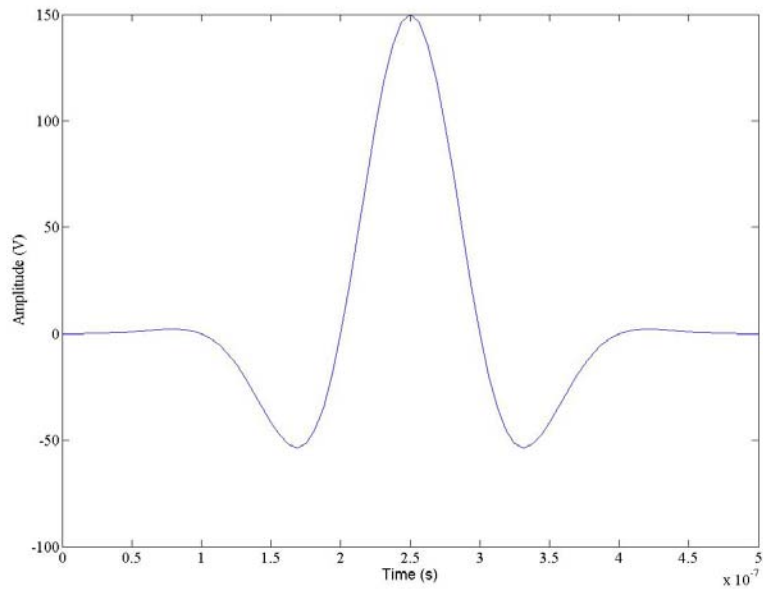


圖 4.3.1 激發壓電陶瓷之高斯餘弦時域電壓訊號

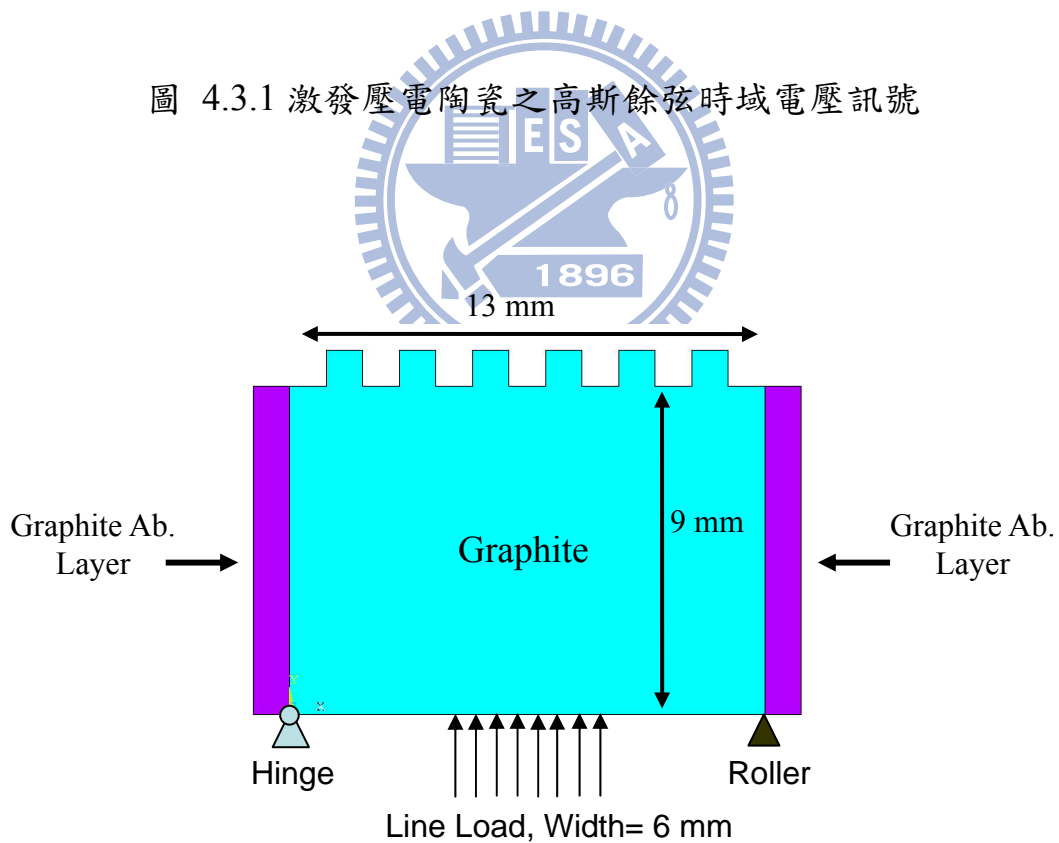


圖 4.3.2 以平均分佈壓力模擬壓電元素作用在石墨流道板波傳之分析模型，左右兩側為吸收層，其中每一流道的高度與寬度皆為 1 mm。

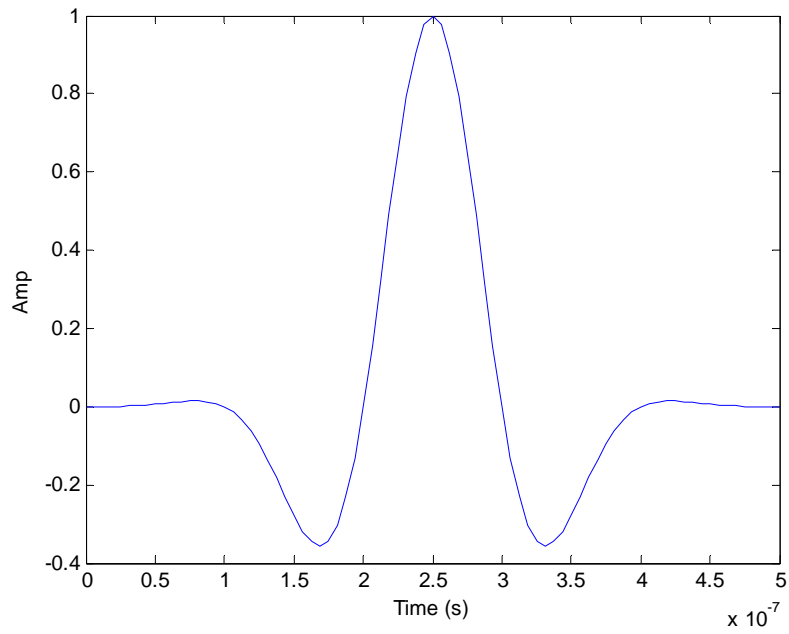


圖 4.3.3 平均分佈力之時變高斯脈波函數波形。

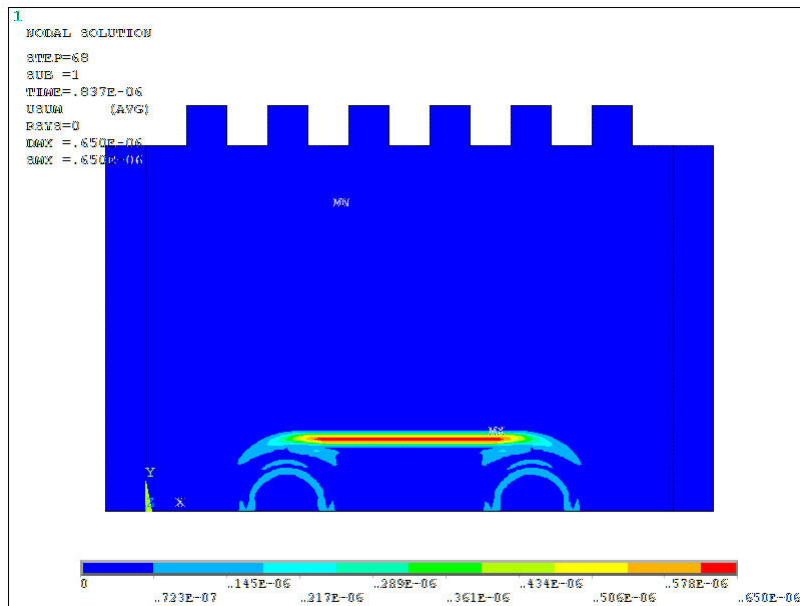


圖 4.3.4 平均分佈壓力作用在石墨流道板波傳之位移圖。

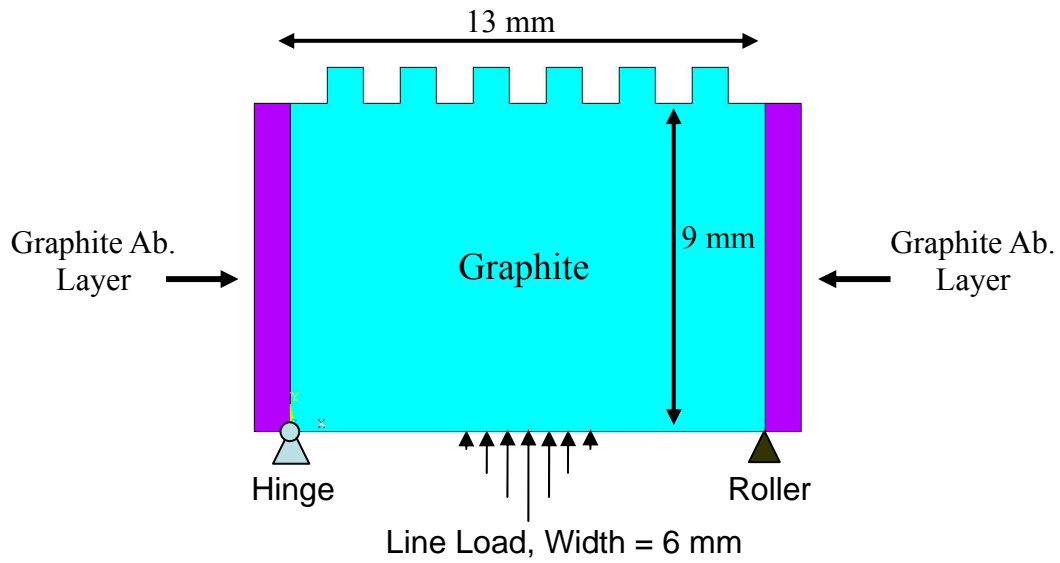


圖 4.3.5 具三角分佈壓力模擬壓電元素作用在石墨流道板波傳之分析模型，在中央的的壓力值為最大，兩端壓力則為零，左右兩側為吸收層，其中每一流道的高度與寬度皆為 1 mm。

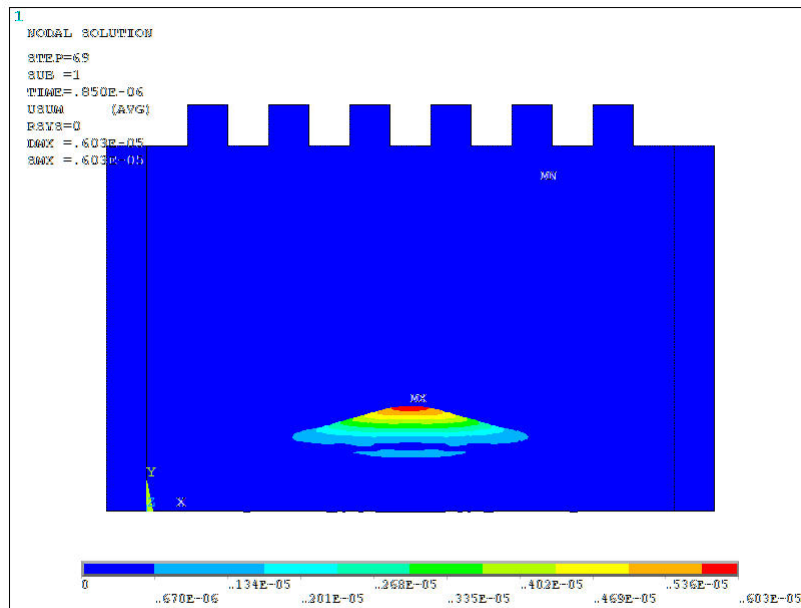


圖 4.3.6 具三角分佈壓力作用在石墨流道板波傳之位移圖。

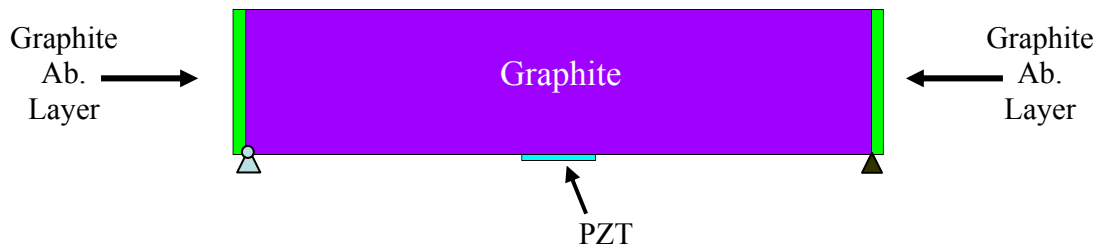


圖 4.3.7 壓電元素下方具滑動邊界之分析模型

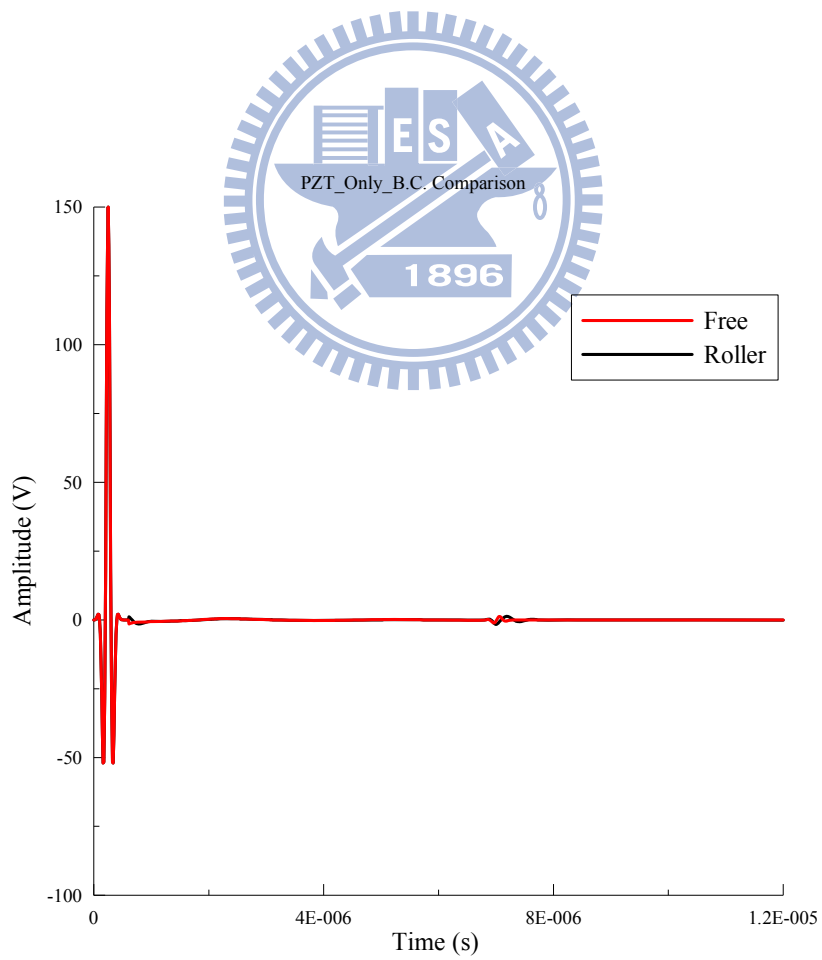


圖 4.3.8 非流道區不同邊界條件回波訊號比較。

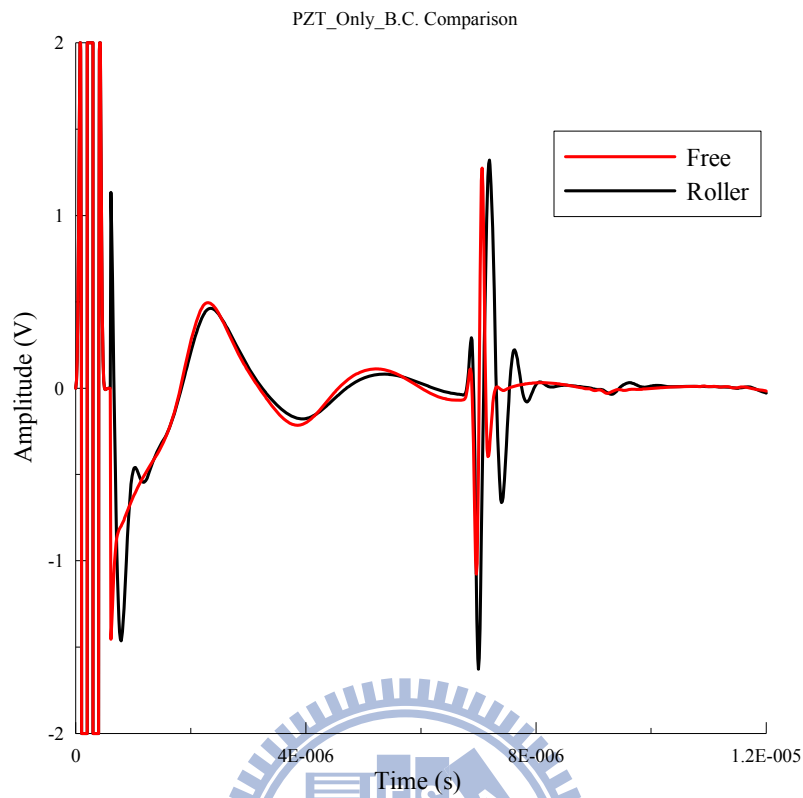


圖 4.3.9 非流道區不同邊界條件回波訊號比較。

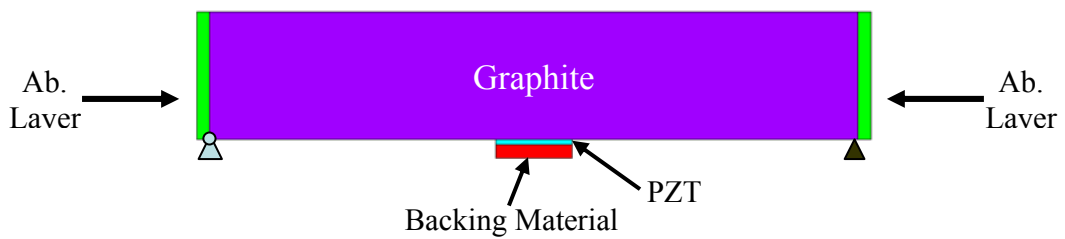


圖 4.3.10 於壓電陶瓷背面加上基底材料之分析模型

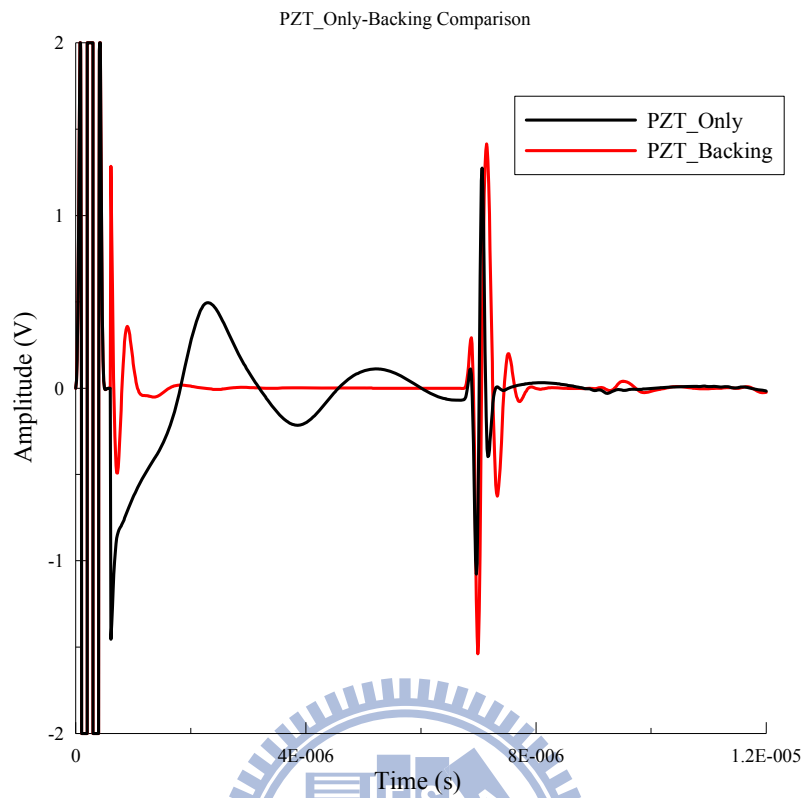


圖 4.3.11 壓電陶瓷有無基底材料之反射訊號比較

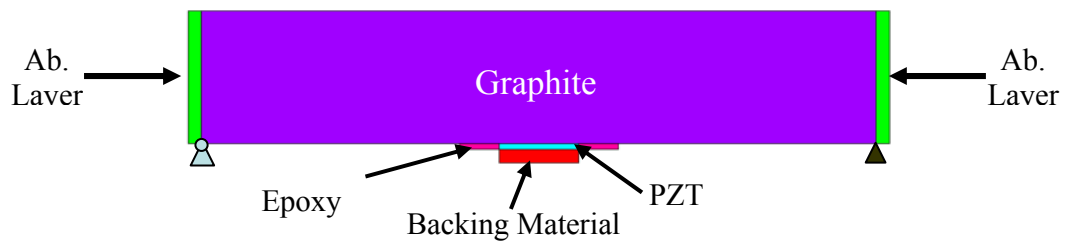


圖 4.3.12 無水狀態之非流道區模擬模型

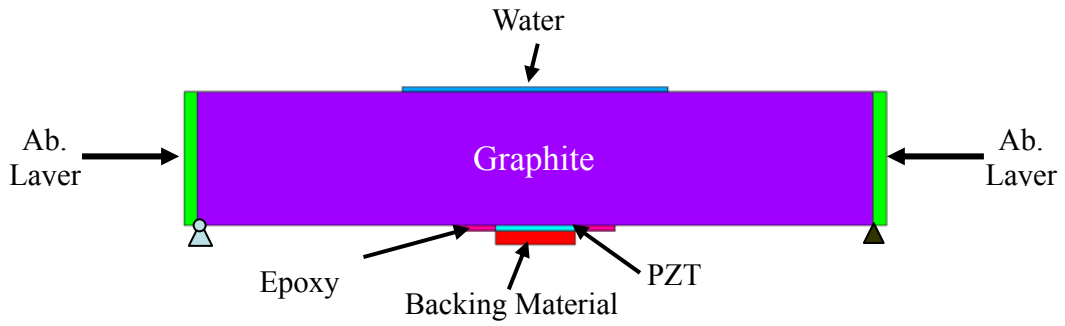


圖 4.3.13 含有 0.5 mm 厚度水之非流道區模擬模型

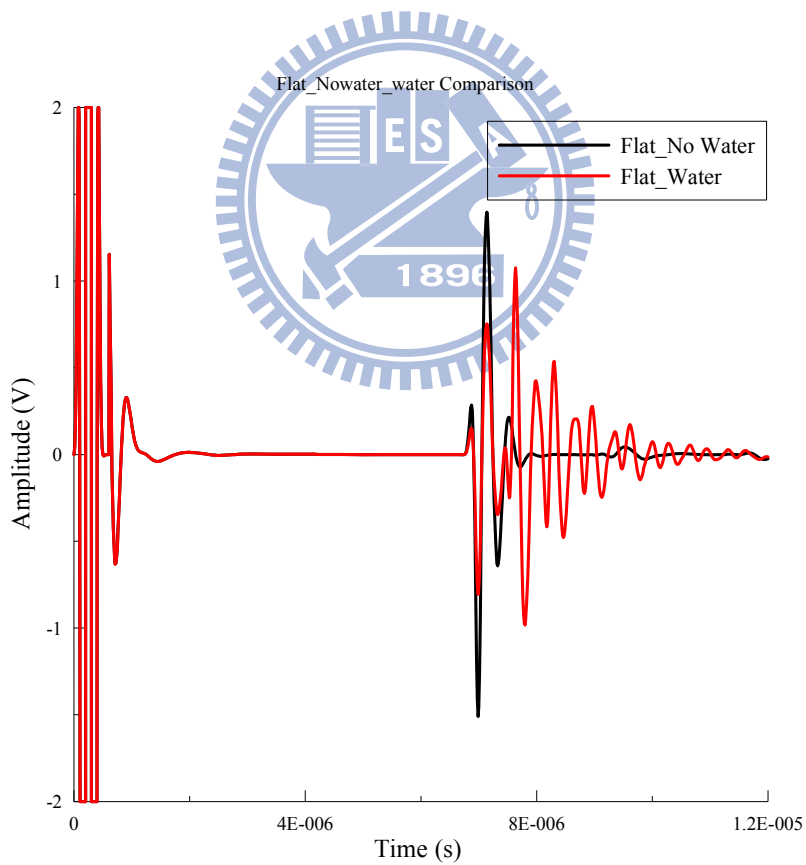


圖 4.3.14 非流道區單探頭之等效分析模型回波訊號比較

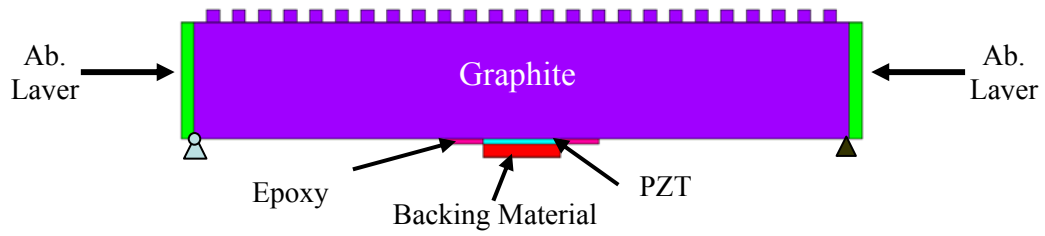


圖 4.3.15 流道區未含水之單探頭分析模型

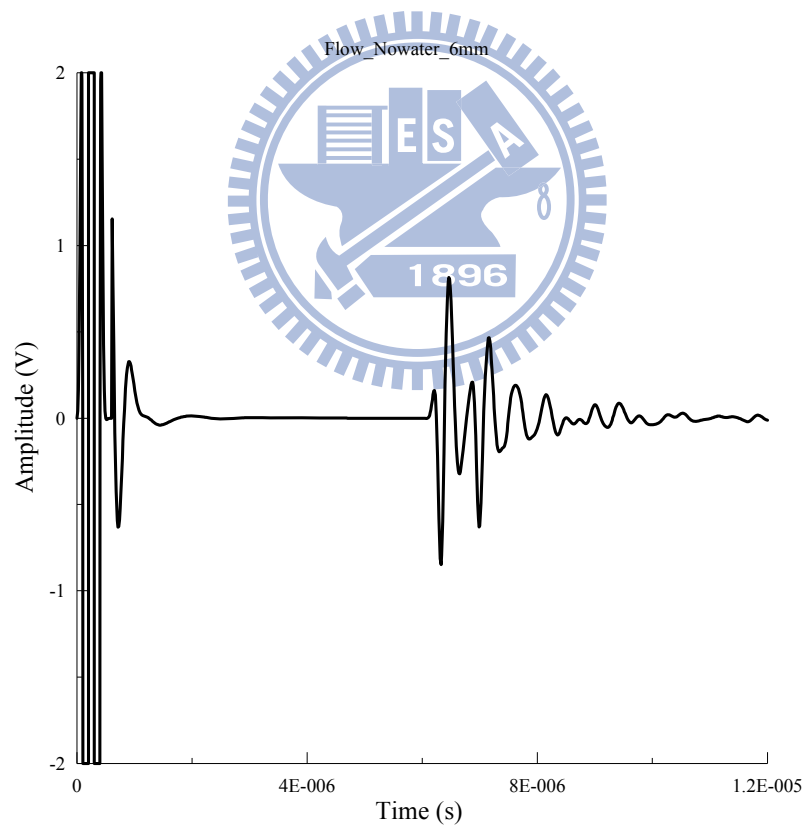


圖 4.3.16 流道區未含水單探頭分析模型之回波訊號



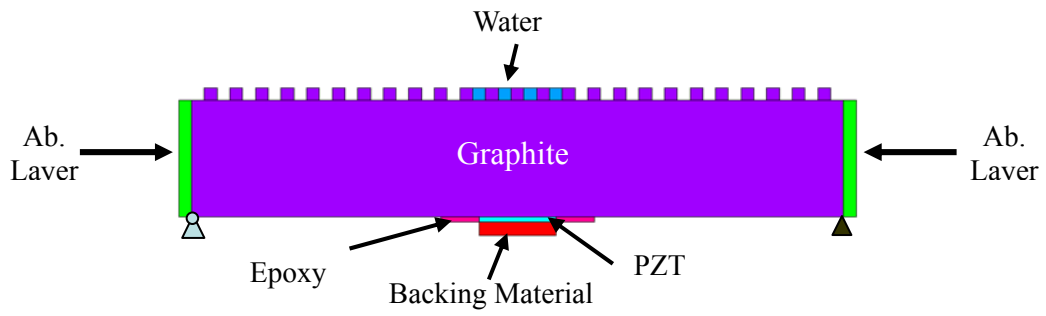


圖 4.3.17 流道區含四流道水之單探頭分析模型

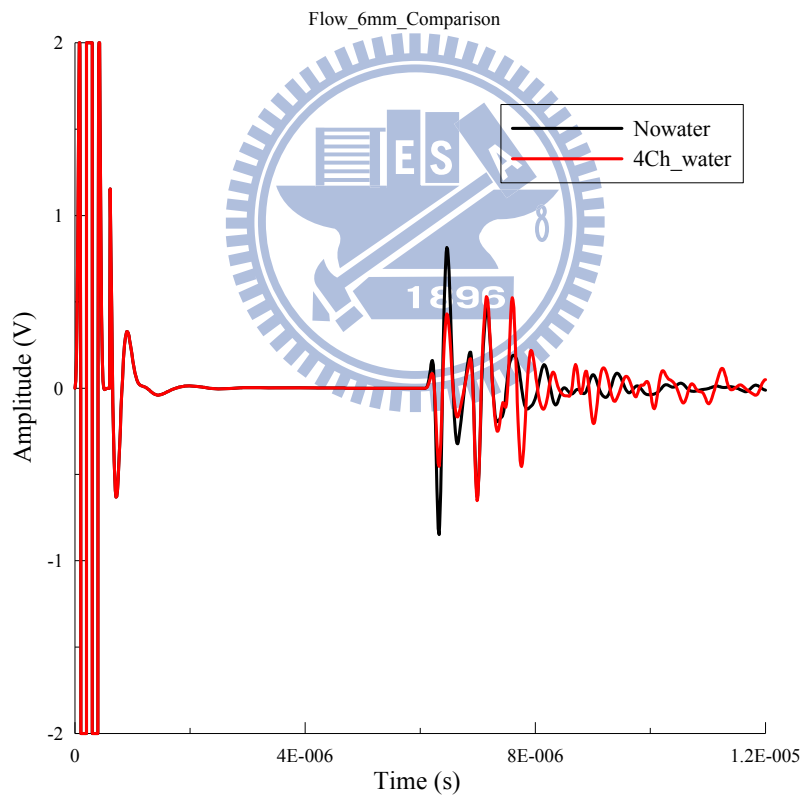


圖 4.3.18 流道區單探頭分析模型有水與沒水狀態回波訊號比較圖

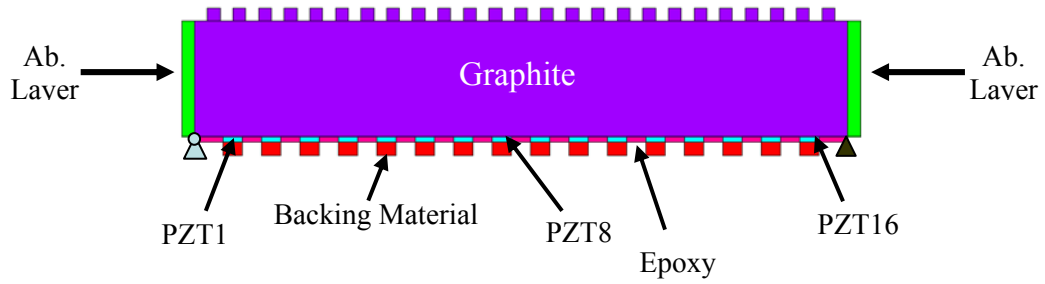


圖 4.3.19 陣列式超音波探頭未含水狀態流道區分析模型

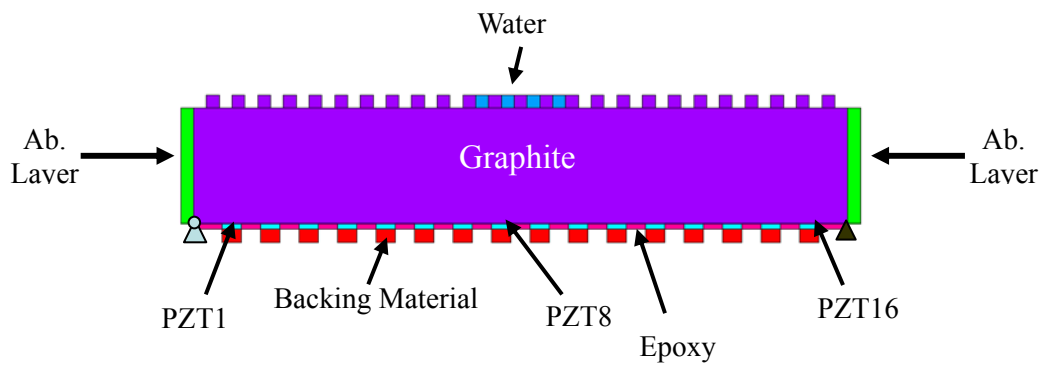


圖 4.3.20 流道區陣列式超音波探頭分析模型

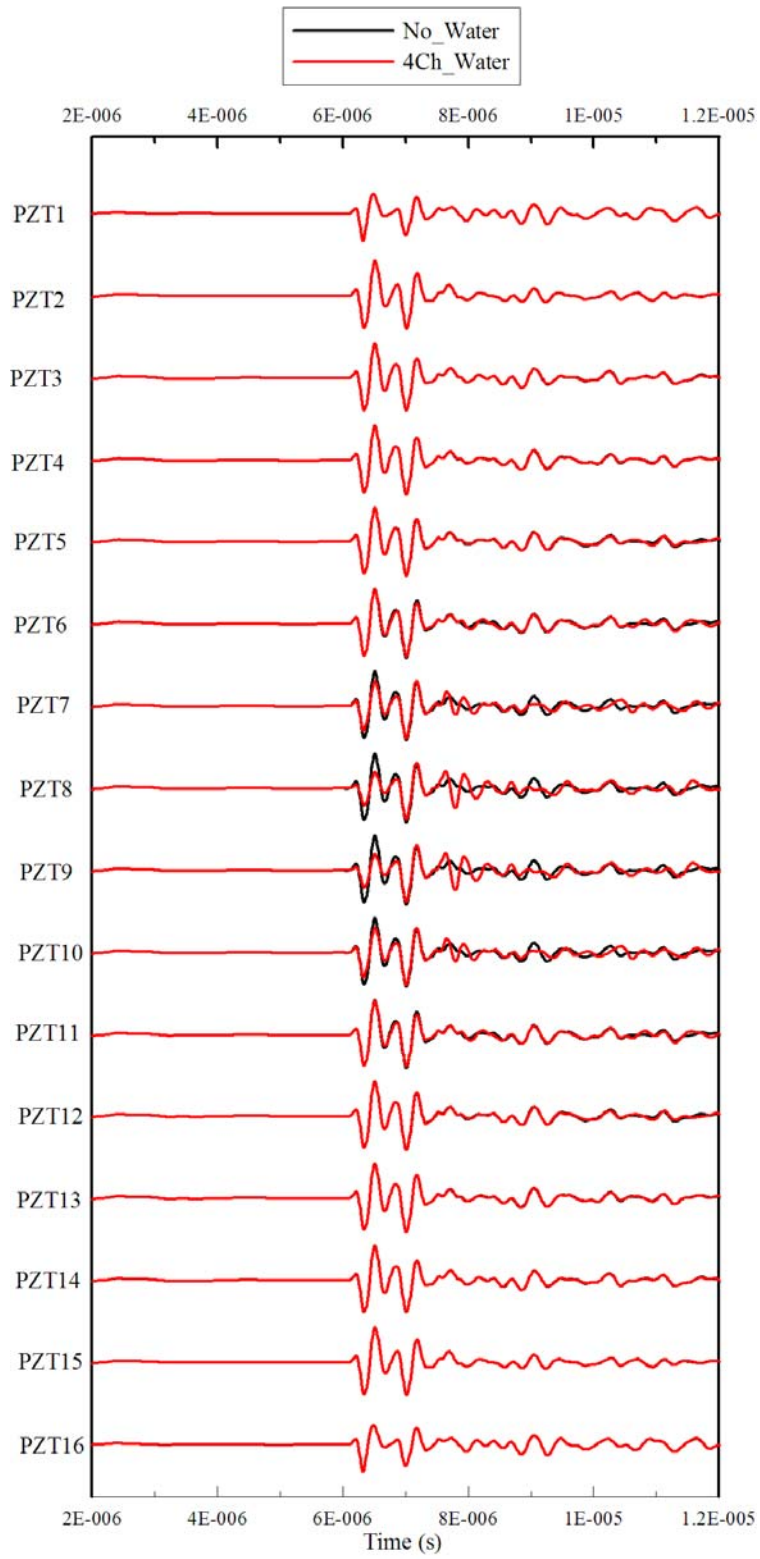


圖 4.3.21 齊發齊收模式之陣列式超音波探頭回波訊號

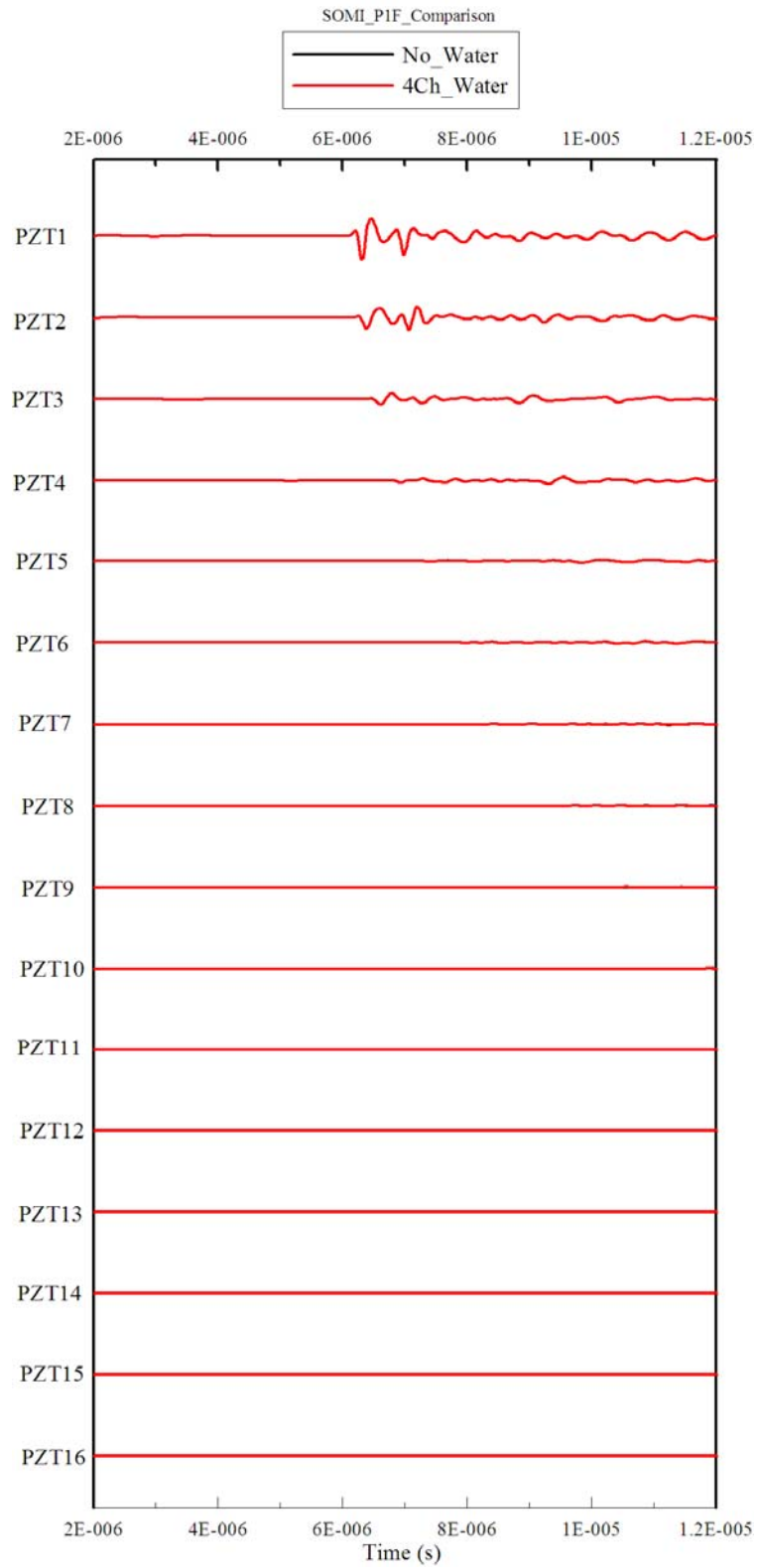


圖 4.3.22 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號

(PZT1 為激發探頭)

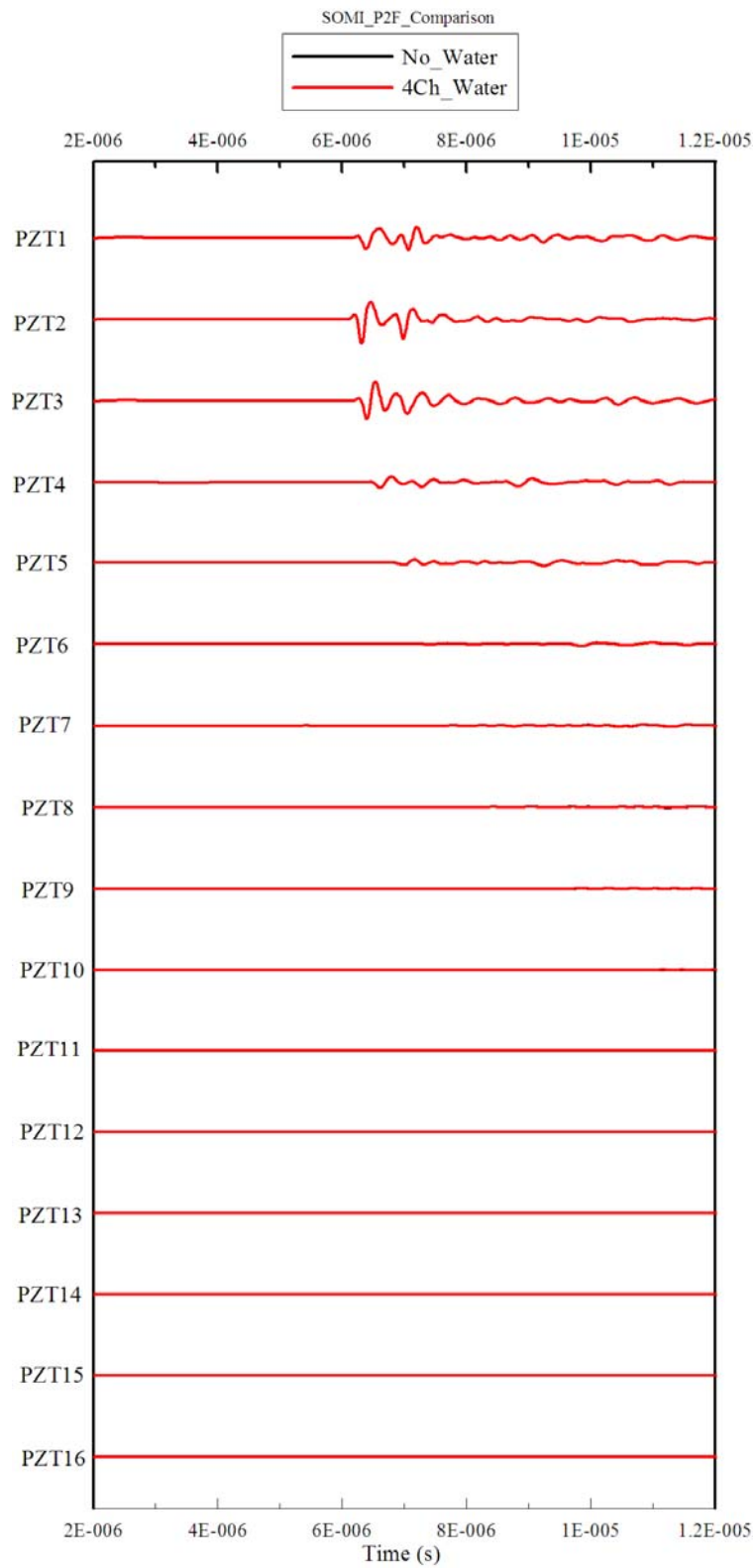


圖 4.3.23 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號  
(PZT2 為激發探頭)

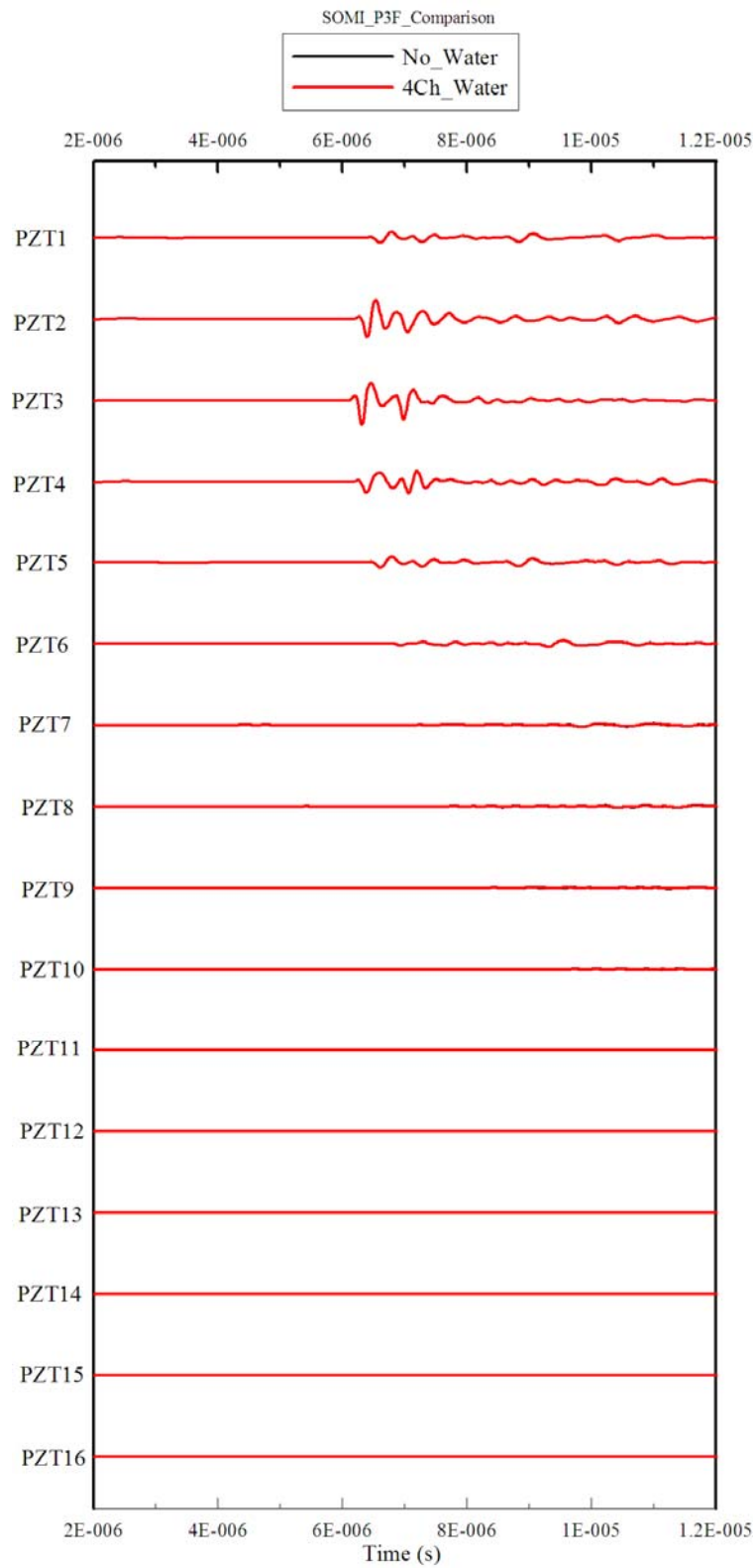


圖 4.3.24 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號  
(PZT3 為激發探頭)

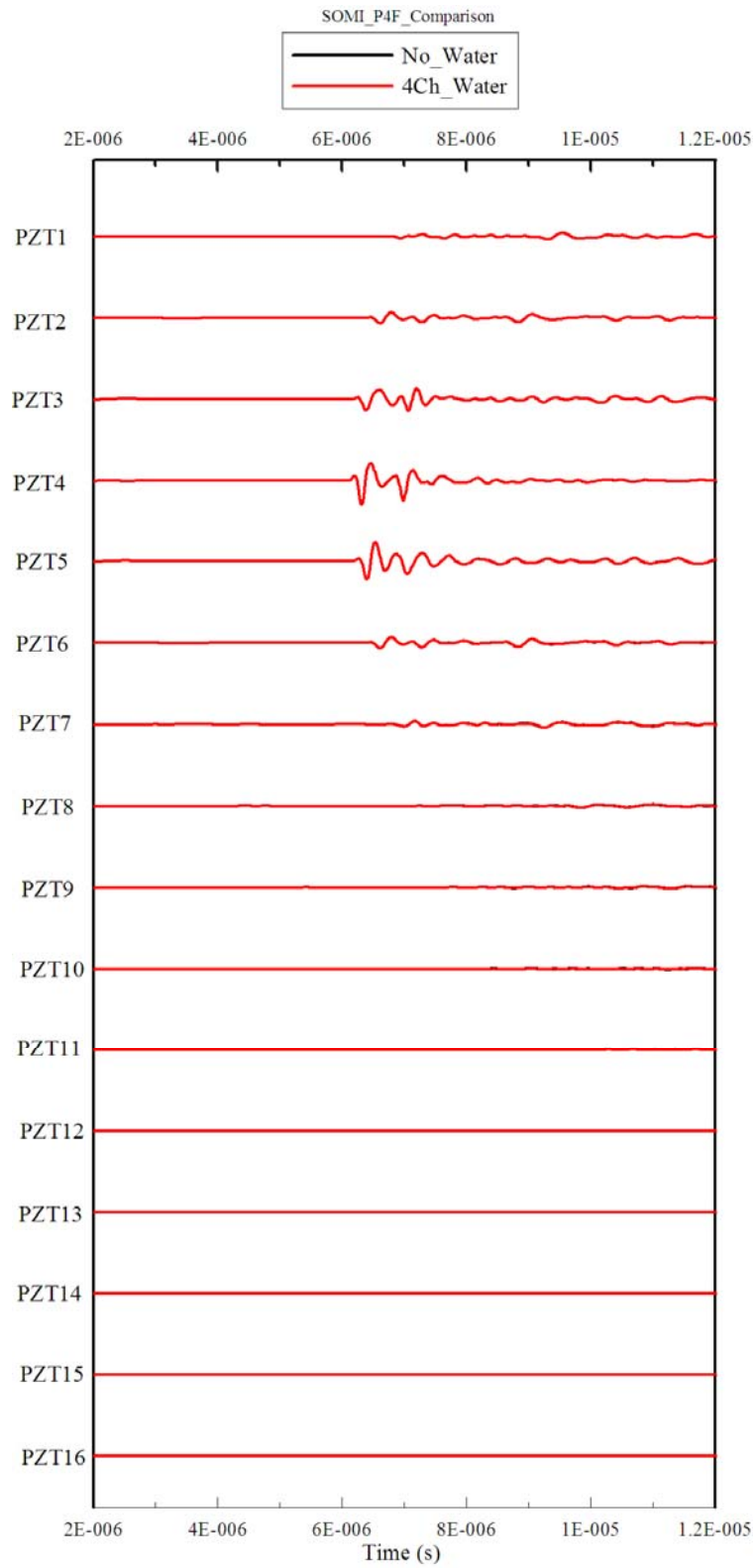


圖 4.3.25 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號  
(PZT4 為激發探頭)

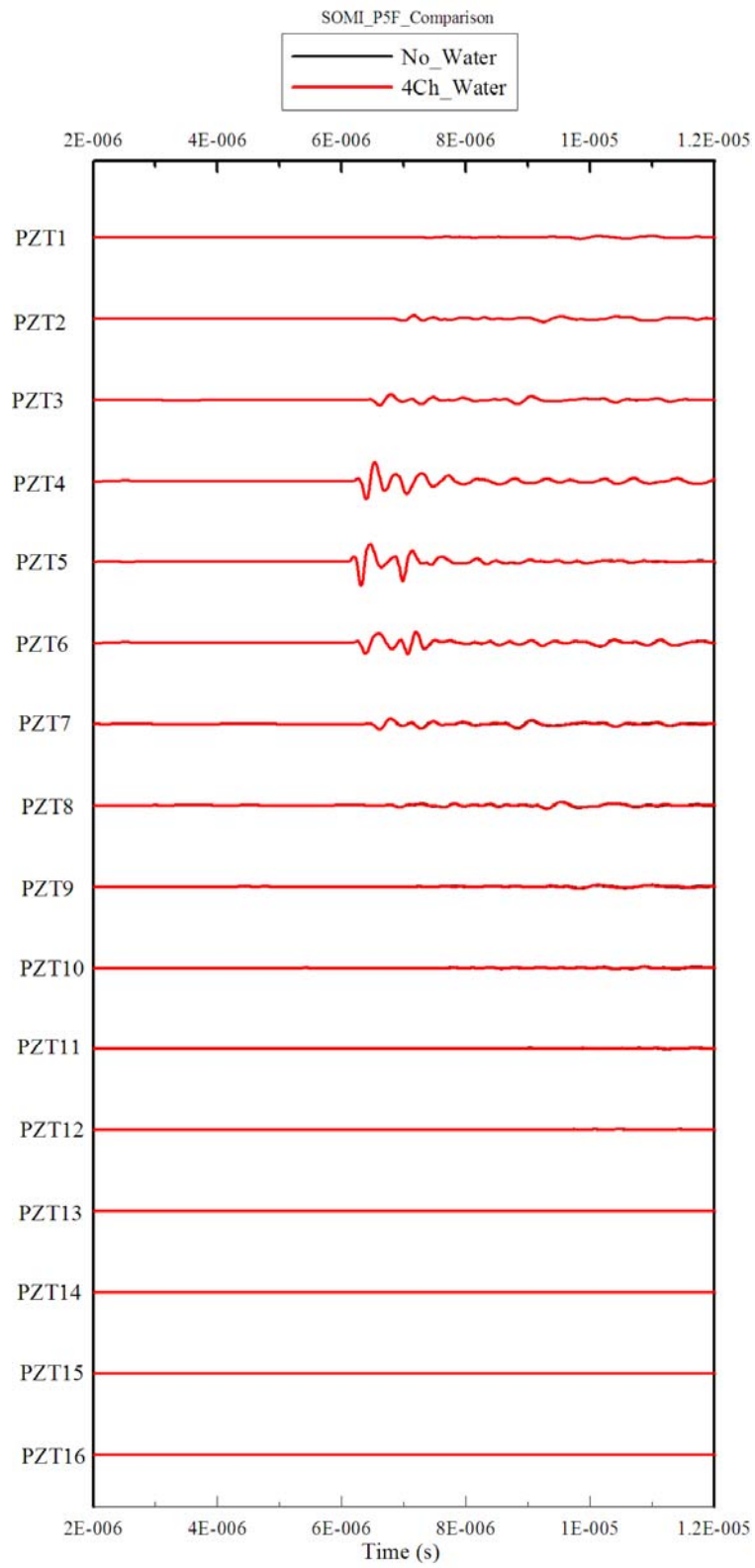


圖 4.3.26 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號  
(PZT5 為激發探頭)



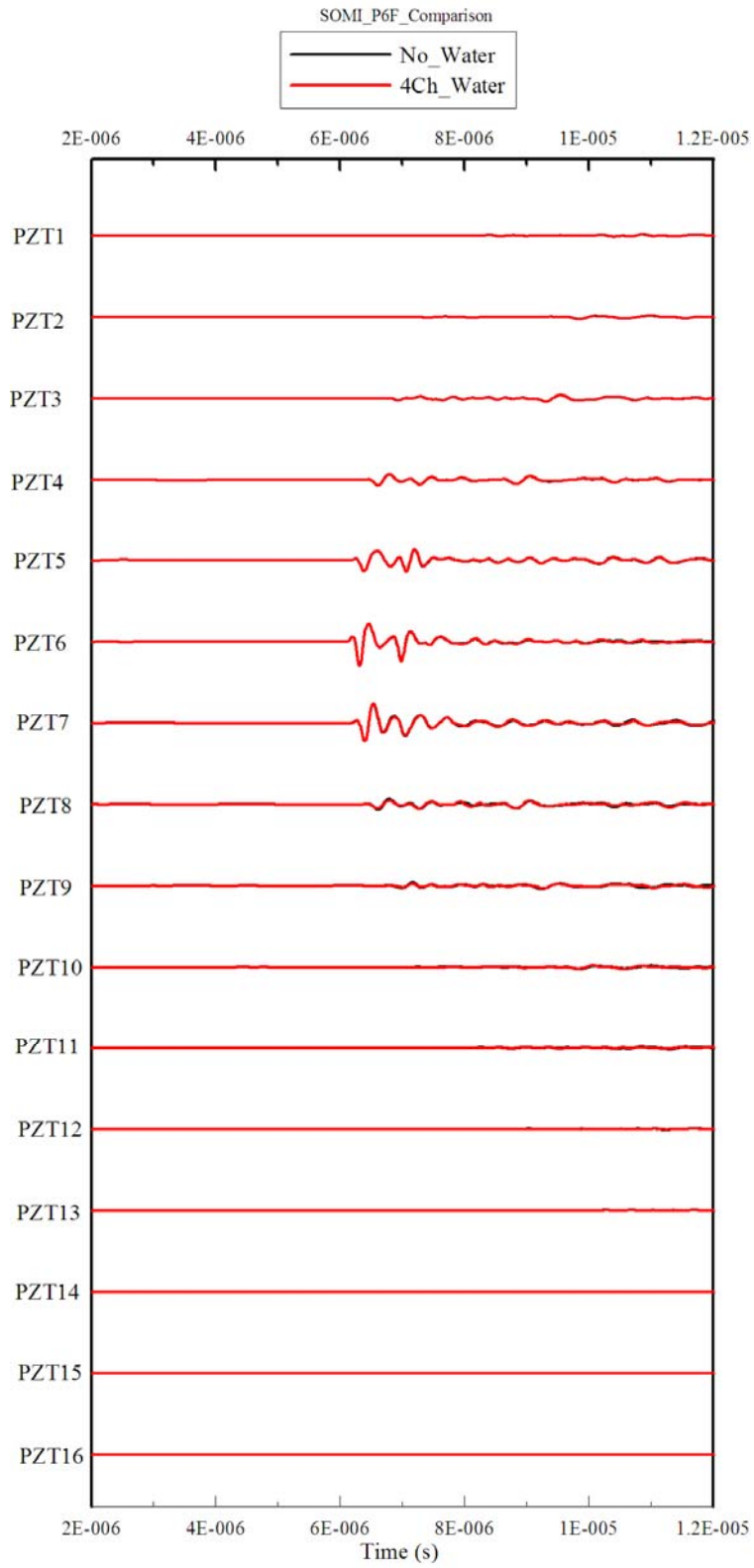


圖 4.3.27 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號  
(PZT6 為激發探頭)

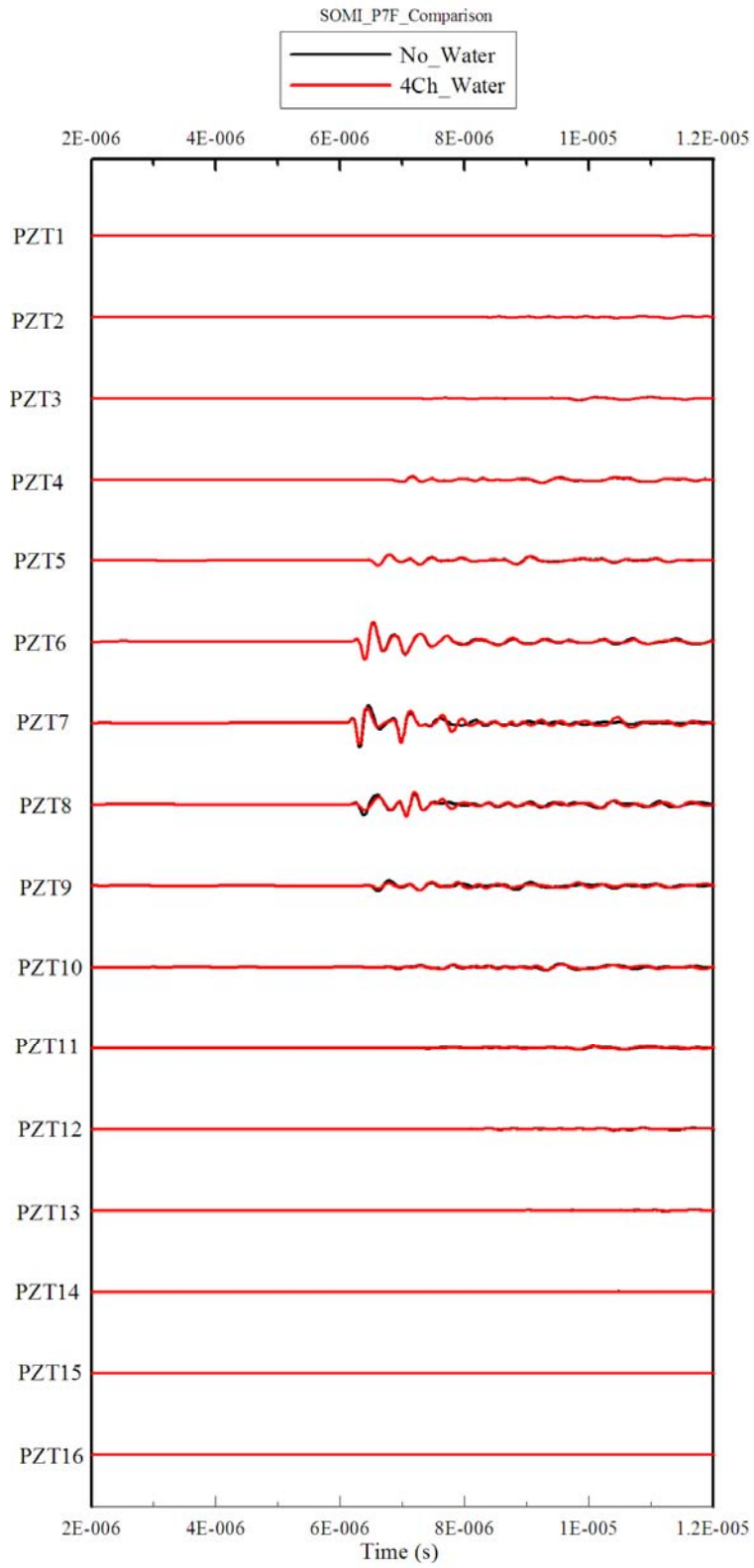


圖 4.3.28 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號  
(PZT7 為激發探頭)

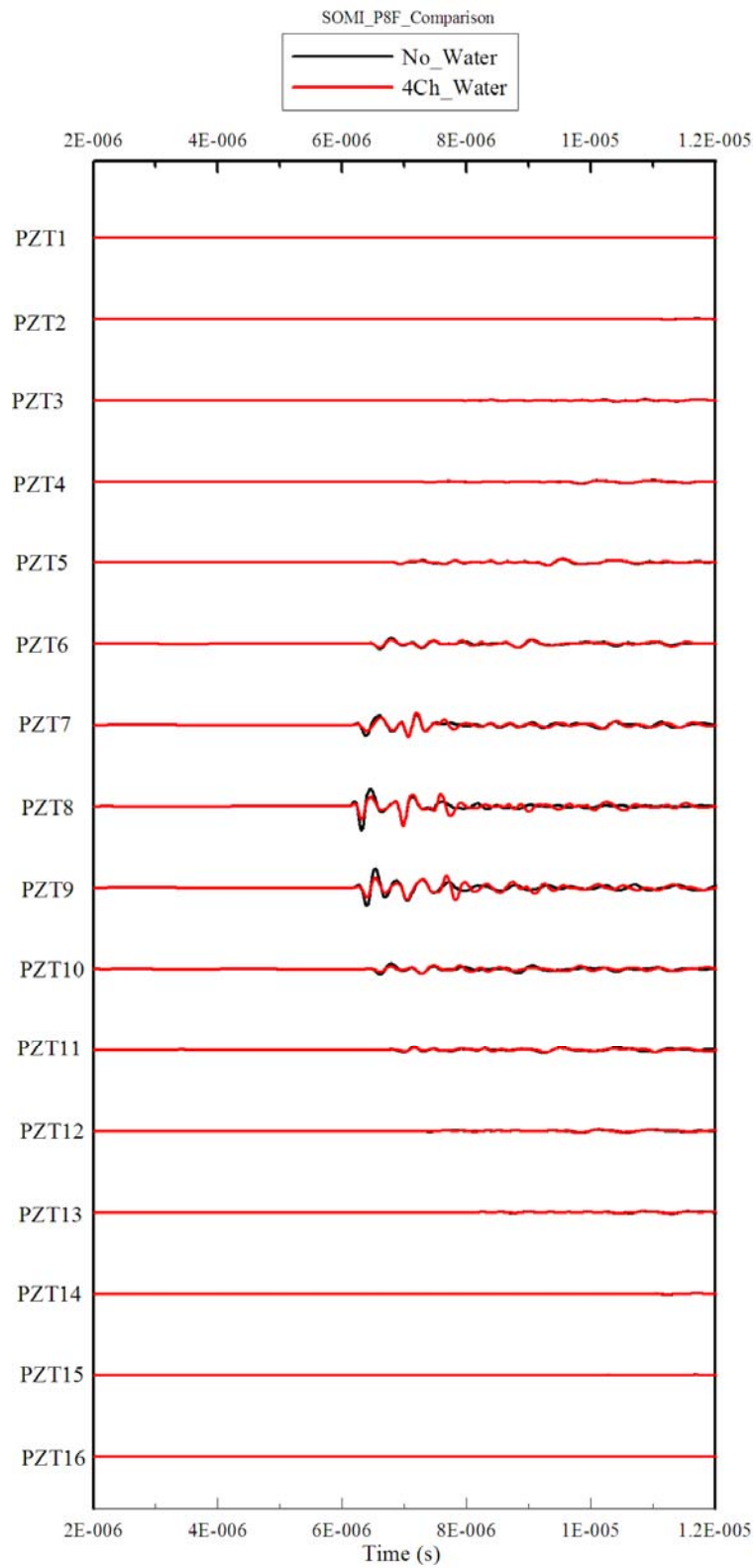


圖 4.3.29 單發齊收激發模式陣列式超音波探頭回波訊號  
(PZT8 為激發探頭)