

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	位相検出型超音波顕微鏡による材料の機械的特性評価法に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	西田政弘
Author(English)	Masahiro Nishida
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第3161号, 授与年月日:1996年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第3161号, Conferred date:1996/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

大学院理工学研究科 機械工学専攻 学位論文

位相検出型超音波顕微鏡による
材料の機械的特性評価法に関する研究

大博 93D10061

西田 政弘

目次

第1章 緒論	1
1.1 研究の意義	1
1.2 従来の研究	3
1.3 本研究の目的と概要	5
<参考文献>	9
第2章 超音波顕微鏡による弾性係数測定の基本原則	13
2.1 緒言	13
2.2 超音波顕微鏡の原理	14
2.2.1 超音波顕微鏡の概要	14
2.2.2 超音波顕微鏡の構成	16
2.3 $V(z)$ 曲線法	19
2.3.1 $V(z)$ 曲線の定義	19
2.3.2 複素 $V(z)$ 曲線解析法	21
2.4 複素 $V(z)$ 曲線法による弾性係数の同定法	25
2.4.1 音響レンズの伝達関数の測定結果	25
2.4.2 波動伝ば速度の測定結果	29
2.4.3 弾性係数の測定結果	35
2.4.4 弾性係数分布の測定結果	42
2.4.5 考察	50
2.5 結言	54
<参考文献>	56
第3章 超音波顕微鏡のレンズ特性	59
3.1 緒言	59
3.2 音響レンズの伝達関数	60
3.2.1 理論解析	60
3.2.2 後焦点面の音場特性	60

3.2.3	レンズ先端部における透過関数	62
3.2.4	理論の検証	71
3.3	波動の臨界角計測	72
3.3.1	音響レンズの伝達関数	72
3.3.2	波動の臨界角計測の比較	76
3.3.3	考察	76
3.4	結言	79
	<参考文献>	81
第4章	超音波顕微鏡におけるカップラの役割	83
4.1	緒言	83
4.2	レンズの伝達関数	84
4.3	波動の臨界角計測	88
4.3.1	試料	88
4.3.2	理論および測定結果の比較および考察	89
4.4	結言	93
	<参考文献>	95
第5章	複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズの設計	97
5.1	緒言	97
5.2	音響レンズの設計	97
5.2.1	音響レンズの伝達関数の設計	97
5.2.2	音響レンズの伝達関数の測定	105
5.3	波動伝ば速度の計測	105
5.3.1	測定結果	105
5.3.2	考察	110
5.4	結言	112
	<参考文献>	113
第6章	超音波顕微鏡法の異方性測定への応用	115
6.1	緒言	115
6.2	基礎理論	116
6.2.1	線集束レンズの $V(z)$ 曲線	116
6.2.2	理論の検証	117
6.3	線集束レンズによる異方性材料の波動伝ば速度の計測	123
6.3.1	試料	123
6.3.2	カップラの影響	124

6.3.3	測定結果および考察	132
6.4	弾性係数の同定	138
6.4.1	同定手法	138
6.4.2	GaAs の弾性係数の測定結果	140
6.4.3	Si の弾性係数の測定結果	148
6.5	結言	151
	<参考文献>	153
第7章	結論	155
7.1	各章のまとめと総括	155
7.2	今後の課題	158
付録 A	固/液二層構造の境界における波動伝ば特性	161
A.1	固相と液相の境界を伝ばする表面波の伝ば速度	161
A.1.1	応力および変位の関係式	161
A.1.2	漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度	161
A.1.3	波動の減衰	166
A.2	固相と液相の境界における反射関数	167
A.2.1	固相が等方性体の場合	167
A.2.2	固相が立方晶 (001) の場合	172
	<参考文献>	178
付録 B	$V(z)$ 曲線解析法	179
B.1	緒言	179
B.2	幾何光学的方法	179
B.3	波動光学的方法	181
	<参考文献>	183
付録 C	分解能	185
	<参考文献>	188
付録 D	誤差の評価	189
D.1	誤差の波及	189
D.2	$V(z)$ 曲線解析法の場合	189
D.3	複素 $V(z)$ 曲線解析法の場合	191
	<参考文献>	193
付録 E	最適化問題	195

<参考文献>..... 197

第1章 緒論

1.1 研究の意義

工業材料の破壊に対する余寿命の推定などの損傷評価および材料に要求された性能を調べる品質評価から、弾性係数や塑性係数(構成式に含まれる定数)などの材料の機械的特性の非破壊的評価が要求され、これまで多くの提案および研究が行われてきた。そして、近年のマイクロマシンに代表される機械の微小化、材料科学の分野における極微デバイスの品質管理、複合材料や傾斜機能材料などの不均質性を有する材料の評価、またき裂先端部の微小な塑性変形領域の測定などの損傷評価の要求から、特に微小領域($1\ \mu\text{m}\sim 1\ \text{mm}$)における材料の機械的特性の非破壊的測定法の確立が望まれている。

材料の巨視的な力学的挙動は弾性論や塑性論などの連続体力学により説明できるが、実際の材料はランダムな介在物および空孔などの微細構造を有する多結晶体で構成され集合組織やマイクロクラック群などが含まれている。Fig. 1.1に示すような連続体力学のアプローチが有効である領域の下限界近くである $1\ \mu\text{m}\sim 1\ \text{mm}$ の微小領域では、対象とする領域と微細構造がほぼ等しいオーダーになるため、それら微細構造がその領域の材料の力学的挙動を支配するようになる。そこで微細構造を有する材料を構造部材として用いる分野では、材料の成分の制御・調整・熱処理・塑性加工・再結晶などによってその微細構造を変化させ、その機械的特性の向上を図っている。

微細構造を有する材料の微小領域における機械的特性を評価する方法として、例えばひずみ一定条件である Voigt モデル^[1-1]および応力一定条件である Reuss モデル^[1-2]を始め、粒界での応力の平衡およびひずみの適合条件を考慮した Hill の理論^[1-3, 4]があり、それらに対し X 線^{[1-5] - [1-9]}および超音波^[1-10, 11]を用いた実験により検証が行われている。このような巨視的と微視的の境界である準巨視的領域における、連続体力学の有効性を検討する意味で、準巨視的領域における材料の機械的特性の定量的な情報を実験により得ることが必要である。

ところで、機械・装置類の部品および部材全体の機能および寿命は、その表面の性能に支配される場合が多く、特に重要な部材に優れた耐摩耗性、耐疲労性、耐食性および耐熱性などの表面処理を施すことにより、その部材の機械的特性を最大限に発揮・維持させる努力がなされる。そのため、材料の表面近傍の機械的特性の測定およ

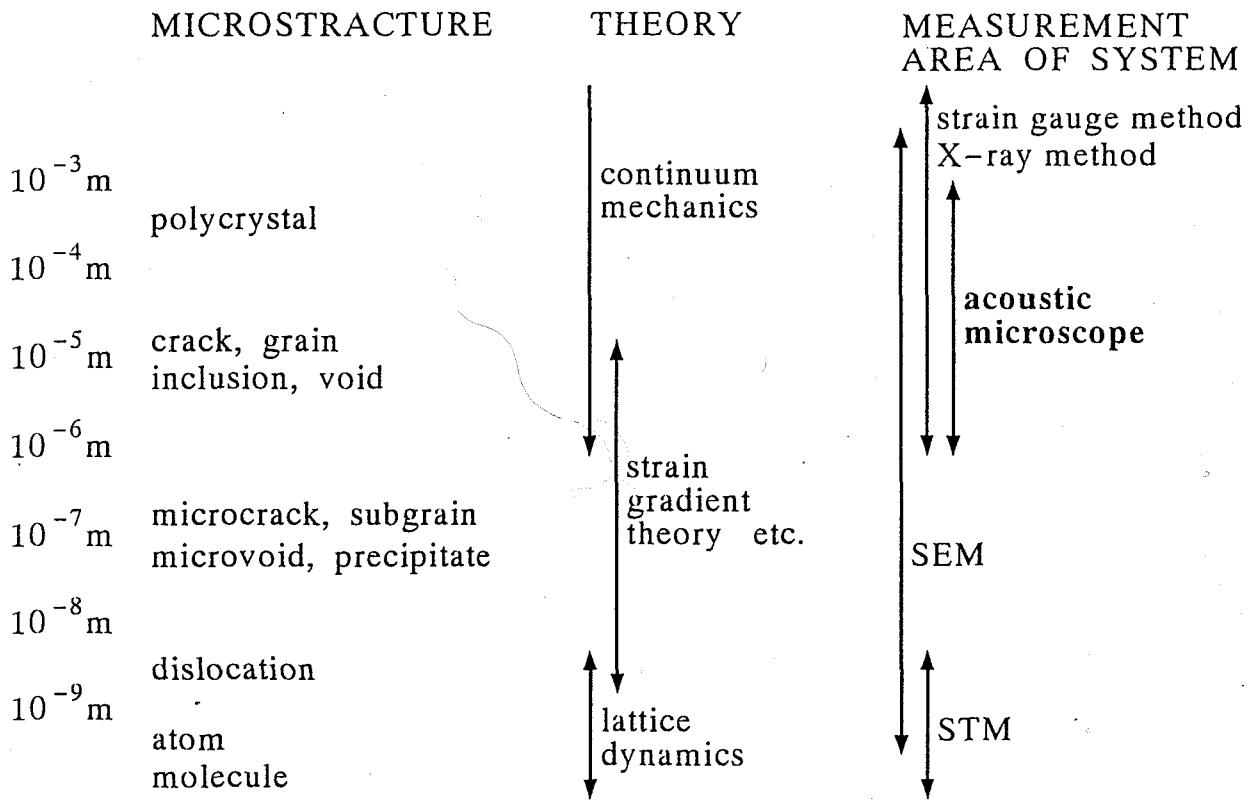


Fig. 1.1 Relationships among microstructure, theory and measurement area of system

び定量的評価が重要な問題となっている^{[1-12]-[1-14]}.

そこで本研究の意義は、試料の表面近傍の微小領域における材料の機械的特性の非破壊的評価法を確立することによって、微小領域の材料評価を可能にすることにある。

1.2 従来の研究

材料の表面近傍の情報を得る方法として、走査電子顕微鏡 (SEM)、光学式顕微鏡および走査トンネル顕微鏡 (STM) などが広く用いられているが、それらは表面観察などの定性的評価が主で、材料の機械的特性の定量的評価には不向きである。材料の表面近傍の機械的特性を定量的に評価する方法として、圧子押し込み時などの力学的応答から直接求める方法^{[1-15]-[1-17]}があり、試験法が簡単などの利点があるため多くの研究が行われているが、品質管理など非破壊的評価には不向きである。そこで、Table 1.1に示した電磁波 (X線^[1-4]、 γ 線および磁気など) および弾性波 (音波および超音波) のような測定領域における材料の物性値の情報を運ぶ波動を用いた非破壊的評価法が提案されている^[1-18]。

波動を用いる方法は、測定位置を自由に移動できる利点があるため、波動を集束させてその有効領域さえ小さくすれば微小領域における材料の機械的特性を非破壊的に測定するのに有効であると考えられ、細束 X線法^{[1-19]-[1-23]}および超音波法などが提案されている。X線法は古くから広く用いられているものの、測定領域に含まれる結晶のうち特定の方位関係にある結晶の平均値を測定しており、使用する特性 X線あるいは回折面により測定結果が異なる。超音波法は、試料の表面仕上げが必要であることや測定結果の絶対的精度が他の方法に劣るなどの問題があるものの、適用材料が多結晶、単結晶、非晶質と比較的広く、人体への影響が少ないなどの利点があるため、近年急速に用いられつつある。

従来、超音波の送受信に用いる探触子の直径が最小でも 1mm 程度であり、1mm 以下の微小領域の測定は困難であった。これに対し、超音波顕微鏡は、超音波をかな

Table 1.1 Electromagnetic waves and elastic waves

Electromagnetic waves	Elastic waves
γ -ray X-ray Ultraviolet ray Visible ray Infrared ray Electric wave	Acoustic wave Ultrasonic wave

Table 1.2 Evaluation by acoustic wave

	Objective	Acoustic method	Acoustic microscopy
Qualitative evaluation	Delamination Crack etc.	A scope, B scope, C scope	
Quantitative evaluation	Wave velocity Absorption etc.	Pulse echo method Resonance method etc.	$V(z)$ curve Complex $V(z)$ curve etc.

り集束させて入射させることができるため、現段階では音響レンズを選択することにより直径100~500 μm 程度の領域の弾性的性質の変化を、超音波の信号の出力変化として測定可能である。また高い周波数(100MHz以上)を用いることにより、試料の表面近傍の情報を主に測定することが可能で、試料の表面近傍の微小領域における材料の機械的特性の新しい非破壊的評価法として期待されている^[1-24]。

光の代りに超音波を用いて材料の微細構造を観察しようという考えは、1949年にソ連のSokolov^[1-25]により提案され、超音波顕微鏡と呼ばれた。その後、構造部材の内部欠陥やはく離を調べる超音波探傷法として発展をとげたが、顕微鏡といえるほどの分解能は容易に実現されなかった。分解能をあげるには周波数をあげれば良いが、 μm オーダーの波長を実現するには数100MHz以上の高い周波数の超音波の送受信が必要で、当時はこれが困難であった。しかし1970年代に入ると、レーダや無線通信で発達した高い周波数の回路技術および薄膜圧電トランスデューサの開発・改良を基に、弾性表面波素子の開発が盛んになり、高い周波数の超音波による映像化技術の基礎ができた。

このような背景のもとで、1973年にスタンフォード大学のLemonsとQuate^[1-2]は、超音波を回折限界まで集束でき、収差の極めて少ない超音波レンズを開発することにより、高分解能の超音波顕微鏡を製作した。超音波は相対屈折率が大きいので、光学レンズと異なり、レンズを1個の球面のみから、収差を小さく集束させることができた。この方式は成功を納め、材料の欠陥や微視的な弾性的性質の変化を超音波像として表示することにより、生体組織の観察^[1-27]、集積回路の検査に応用された。工業材料への応用では、材料の強さと密接に関係する表面下の μm オーダーの欠陥の観察が可能であるため、セラミックスの破壊強度評価や鋼の損傷解析などに用いられた^[1-28]。超音波顕微鏡による画像は、コントラストが豊かで情報量が多く、材料の欠陥や微視的な弾性的性質の変化が一見かなり鮮やかに見える場合もあるが、解釈が困難となる場合があり、画像の結果を定量的評価に用いるには超音波に関する一定の基礎知識が必要で、広く用いるには多くの問題点がある^{[1-15]-[1-1]}。

Table 1.2に示した超音波顕微鏡による材料の評価法は、従来の弾性波(音波および

超音波)による材料の評価法と同様に、超音波を材料に送り、材料中のはく離および欠陥等によって反射してくる波動を捕らえる定性的評価法(A スコープ, B スコープ および C スコープ) および材料の波動の伝ば速度および減衰を測定する定量的評価法に分類される。

波動伝ば速度の測定法のうち、高い周波数の超音波を用いることにより試料の表面近傍の波動伝ば速度を求める方法が提案されている^[1-1]。音響レンズを試料に垂直な z 方向に移動させて、超音波の反射振幅に対応するトランスデューサの出力電圧 V を求め、電圧振幅の z に関する周期から、試料を伝わる波動の伝ば速度および吸収定数を求める方法で、 $V(z)$ 曲線解析法と呼ばれる^[1-15, 4, 2, 35]。高い周波数のフィルタや共振器に使用される弾性表面波素子の材料では、弾性表面波の伝ば速度が直接的な評価項目であるため、特にこの分野で注目されている^[1-36]。しかし試料が層状構造および異方性を有する場合には、種々の波動が励起するため、 $V(z)$ 曲線の振幅の周期が特に複雑になり、その周期間隔から波動伝ば速度を求める $V(z)$ 曲線解析法では各種波動の伝ば速度の解析が困難となる可能性がある。

それに対し、超音波の振幅と位相を考慮した複素 $V(z)$ 曲線を測定し、 $V(z)$ 曲線解析法では得られなかった試料面における反射の情報から試料を伝わる各種波動の伝ば速度を求める複素 $V(z)$ 曲線解析法が提案されている^{[1-11]-[1-20]}。

複素 $V(z)$ 曲線解析法では、試料からの反射の情報を得ることができるため、各種波動の臨界角に対応する信号が同時に測定できるだけでなく、信号の物理的な意味も得られる可能性がある (Fig. 1.2)。そのため異方性材料、不均質材料および層状構造材料など種々の波動が励起され、波動の伝ば挙動が複雑である場合に、特に有望であると考えられる。

これまで $V(z)$ 曲線の位相を利用した研究は、画像による定性的評価が主であった^[1-41, 42]。複素 $V(z)$ 曲線を測定した研究は、高い周波数で $V(z)$ 曲線の位相の測定することが困難であったことや現段階では、複素 $V(z)$ 曲線解析法は $V(z)$ 曲線解析法に比べ波動伝ば速度の測定精度が劣る^{[1-43]-[1-45]}ため、波動伝ば速度計測などの定量評価^{[1-46]-[1-49]}にあまり用いられず、音響レンズの伝達関数の評価^[1-50, 51]に用いた報告例がみられる程度である。

1.3 本研究の目的と概要

本研究は、位相検出型超音波顕微鏡を用いて複素 $V(z)$ 曲線解析法により、試料の表面近傍の微小領域における材料の機械的特性の評価法を確立することを目的とする。

本章は7章で構成されており、本論文の概略を以下に示す。

第2章「超音波顕微鏡法による弾性係数測定の基本原理解」では、複素 $V(z)$ 曲線解析法により得られる試料の表面近傍の縦波および横波の伝ば速度を弾性係数の同定

Complex $V(z)$ Curve Analysis

$V(z)$ Curve Analysis

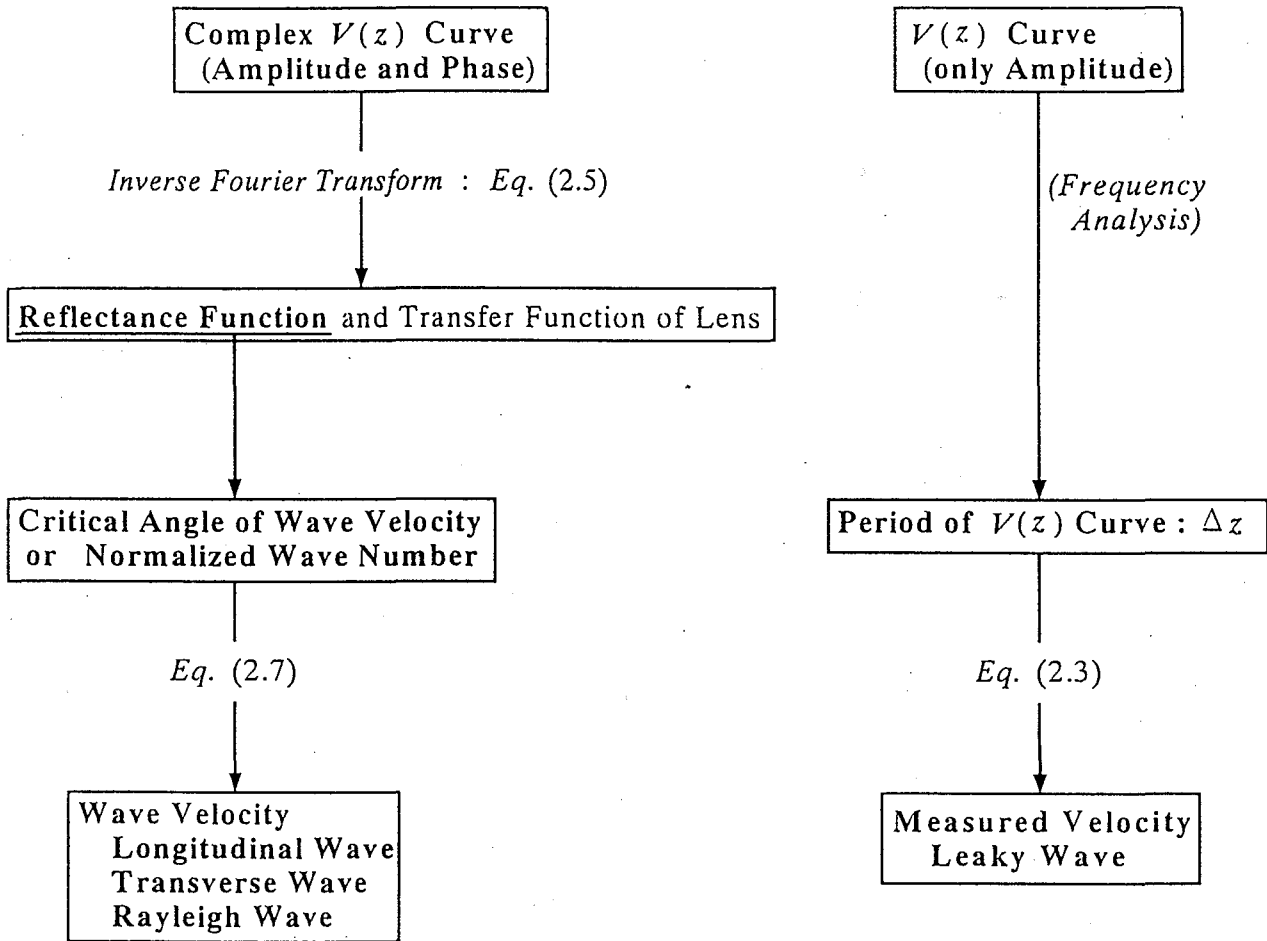


Fig. 1.2 Comparison between complex $V(z)$ curve analysis and $V(z)$ curve analysis

に利用することを試み、その方法の有用性を調べることにより、超音波顕微鏡法の材料の機械的特性の非破壊的評価法としての有効性を調べる。はじめに、超音波顕微鏡の原理および複素 $V(z)$ 曲線解析法について説明する。そして複素 $V(z)$ 曲線解析法を用いて波動伝ば速度計測を行い、その手法を確かめるとともに、その測定精度について考察する。さらに複素 $V(z)$ 曲線解析法により得られた波動伝ば速度を利用して、種々の材料の弾性係数の同定を試み、その有用性および問題点について検討する。

第3章「超音波顕微鏡のレンズ特性」では、 $V(z)$ 曲線を決定するレンズの特性およびカップラと試料の関係のうち、まずレンズの特性に注目し、複素 $V(z)$ 曲線解析法に基づいた波動伝ば速度計測に用いられる臨界角の計測に及ぼすレンズ特性について考察を行う。

実際の複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度測定において、試料が等方性材料の場合でも、縦波もしくは横波の臨界角信号を複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果に確認するのが困難で、 $V(z)$ 曲線解析法と測定可能な波動の種類は同じ場合があった。そこで縦波および横波の伝ば速度を同時に測定することを目的として、まず音響レンズの特性をレンズ内部およびレンズ先端部に分けて、理論的に考察する。そして、レンズ特性の理論解析の妥当性を、実験により確認するとともに音響レンズに望まれる特性について検討する。さらに特性の異なるレンズを用いて、数種の試料の波動伝ば速度測定を行い、レンズ特性が波動の臨界角の測定結果におよぼす影響について明らかにする。

第4章「超音波顕微鏡法におけるカップラの役割」では、カップラと試料の関係に注目し、複素 $V(z)$ 曲線解析法に基づいた波動伝ば速度計測に適したカップラと試料の関係を論じる。

複素 $V(z)$ 曲線解析法の利点を最大限に利用し、縦波および横波の伝ば速度を同時に計測することを目的として、水および水銀を用いてカップラの影響を調べる。まず、カップラに水と水銀を用いた場合のレンズ先端部の透過関数をそれぞれについて理論計算し、両者の結果を比較する。次にレンズの伝達関数におよぼすカップラの影響を実験により調べる。そして波動伝ば速度計測におけるカップラの役割を、音響インピーダンスが異なる6種の試料に対して2種のカップラ(水銀および水)を用いて調べる。

第5章「複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズの設計」では、試料を伝ばする各種波動の伝ば速度を同時に測定することを目的とした複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズの仕様について考察する。

一般に用いられている音響レンズ方式におけるレンズの伝達関数に影響を及ぼすパラメータについて、第2, 3および4章の結果をもとに考察する。そして、本章で設計した音響レンズの伝達関数を測定することにより、新しく提案したレンズの仕

様の妥当性を実験により確認する。さらに本章で設計した音響レンズを用いて、熔融石英に対して複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度測定を行い、レンズの伝達関数が波動の臨界角計測に及ぼす影響について考察する。

第6章「超音波顕微鏡法の異方性測定への応用」では、複素 $V(z)$ 曲線解析法を、線集束レンズを用いた異方性材料の波動伝ば速度の測定に拡張し、その結果を利用して弾性係数の同定を行う。

まず点集束レンズを用いた場合の $V(z)$ 曲線の表現式をもとに、線集束レンズを用いた場合の $V(z)$ 曲線の表現式を導出し、変数変換により複素 $V(z)$ 曲線解析法が異方性材料の波動伝ば速度計測に適用できることを示す。そして均質等方性材料に対して、線集束レンズを用いた測定結果を点集束レンズによる結果と比較することにより、線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法の妥当性を実験により検討する。

次に第4章の結果を踏まえ、線集束レンズを用いた波動伝ば速度計測におよぼすカップラの影響を理論および実験により調べる。そしてカップラに一般に用いられている水の他に、水銀を用いることにより異方性材料の各種波動伝ば速度を計測することを試みる。最後に、測定可能な各種波動伝ば速度の測定結果を利用した異方性材料の弾性係数の同定を試み、その手法の妥当性を検討する。

第7章「結論」では、第2章から第6章まで得られた結果をまとめ、今後の課題について述べる。

<参考文献：第1章>

- [1-1] Voigt, W., Lehrbuch der Kristalphysik, (1928), Teubner, Leipzig.
- [1-2] Reuss, R., Berechnung der Fließgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, 9, (1929), 49.
- [1-3] Bishop, J.F.W. and Hill, R., A Theory of the Plastic Distortion of a Polycrystalline Aggregate under Combined Stresses, Phil. Mag., 42, (1951), 414.
- [1-4] Hill, R., The Elastic Behavior of a Crystalline Aggregates, Proc. Phys. Soc. London A, 65, (1952), 349.
- [1-5] 日本材料学会 X 線材料強度部門委員会報告, 材料, 20, (1971), 1270, 日本材料学会.
- [1-6] Hashin, Z. and Shtrikman, S., A Variational Approach to the Theory of the Elastic Behavior of Multiphase Materials, J. Mech. Phys. Solids, 11, (1963), 127, Pergamon Press.
- [1-7] 曾我, セラミックスの力学的性質, 材料, 32-353, (1984), 101-108.
- [1-8] 田中・松井・秋庭・吉岡, シンクロトロン放射光によるセラミックスの X 線応力測定, 53-491A, (1987), 1267-1272.
- [1-9] 田中・松井・栗村・秋庭, 焼結アルミナの X 線の弾性定数, 材料, 36-407, (1987), 792-798.
- [1-10] 井原・相澤・木原, 表面波による微小領域の非破壊材料評価 (超音波反射率測定による熱処理鋼の表面波速度の定量的評価), 機論, 59-564, (1993-8), 1909-1916.
- [1-11] 井原・相澤・古口・木原, 表面波による微小領域の異方性評価 (弾性異方性評価のための超音波反射率測定法の適用に関する基礎的研究), 機論, 61-584, (1995-4), 769-776.
- [1-12] 梅野, 材料表面のミクロな測定と評価, 精密工学会誌, (1989), 3-6.
- [1-13] 金属表面技術協会, 金属表面技術便覧, (1976), 日刊工業新聞社.
- [1-14] 金原, 薄膜の基本技術 [第2版], (1987), 東京大学出版会.
- [1-15] Swain, M.V. and Weppelmann, E.R., A Simple Method for Determination of the Elastic Modulus of Thin Films on a Substrate, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., vol. 308, (1993), 177-182.
- [1-16] 香川・市川・高松・桑野, 超微小硬度計による弾性定数の評価, 非破壊検査, (1993), 94-100.

- [1-17] 柳井・糸数・村上・岸根, 薄膜の三角錐押し込み弾性解析, 日本機械学会第71期通常総会講演会講演論文集, No.940-10, (1994), 179-181.
- [1-18] 石井, 非破壊検査工学, (1973), 産報.
- [1-19] 加藤, セラミックス基礎講座3 X線回折分析, (1990), 282, 内田老鶴圃.
- [1-20] Sakata, H., Dresselhaus, G., Dresselhaus, M.S. and Endo, M., Effect of Uniaxial Stress on the Raman Spectra of Graphite Fibers, *J. Appl. Phys.*, 63, (1988), 2769.
- [1-21] 日本材料学会, X線材料強度専門委員会, X線応力測定標準, (1982).
- [1-22] Yamamoto, N., Iwata, S and Kume, H., The Influence of Internal Stresses in Tungsten-Gate Electrodes on the Degradation of MOSFET Characteristics Caused by Hot Carriers, *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-34(1987), 607-614.
- [1-23] 山本ほか3名, 日本金属学会会報, 29.
- [1-24] 河田監修, 最新応力・ひずみ測定・評価技術, (1992), 538, 総合技術センター.
- [1-25] Sokolov, S.Y., *Akademia Nauk SSSR Doklady*, 64, (1949), 333-335.
- [1-26] Lemons, R.A. and Quate, C.F., A Scanning Acoustic Microscope, *IEEE Ultrasonics Symp. Proc.*, (1973), 18-21.
- [1-27] Hildebrand, J.A. and Ruger, D., Measurement of Cellular Elastic Properties by Acoustic Microscopy, *J. Microscopy*, 134-3, (1983), 245-260.
- [1-28] Yamanaka, K., Enomoto, Y. and Tsuya, Y., Acoustic Microscopy of Ceramic Surfaces, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU32-2, (1985), 313-319.
- [1-29] 御子柴・生嶋, 超音波スペクトロスコピー [応用編], (1990), 147-187, 倍風館.
- [1-30] 坂田, 超音波と材料, 日本材料科学会編, (1992), 110-146, 裳華房.
- [1-31] 中鉢, 超音波顕微鏡, 固体物理, 17-1, (1982), 51.
- [1-32] 山中, 超音波顕微鏡による材料の機械的性質の研究, 機械技術研究所 報告第141号, (1987).
- [1-33] Weglein, R.D. and Wilson, R.D., Characteristic Material Signatures by Acoustic Microscopy, *Electron Lett.*, 14-12, (1978), 352.
- [1-34] Kushibiki, J and Chubachi, N., Material Characterization by Line-Focus-Beam Acoustic Microscope, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU-32, (1985), 185-212.
- [1-35] Maslov, K. I., Zinin, P. V., Lobkis, O. I. and Kundu, T., $V(z)$ Curve Formation of Solid Spherical Microparticles in Scanning Acoustic Microscopy, *J. Microsc.*, 178-2, (1995), 125-133.
- [1-36] 石地・小林・櫛引・中鉢・佐橋・笹俣, 直線集束ビーム超音波顕微鏡による $36^\circ\text{YX-LiTaO}_3$ 単結晶基板の弾性的不均一の検出, 日本音響学会講演論文集, (1994).
- [1-37] Liang, K.K., Kino, G.S. and Khuri-Yakub, B.T., Material Characterization by the Inversion of $V(z)$, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU-32-2, (1985), 213.

- [1-38] Liang, K.K., Bennett, S.D. and Kino, G.S., Precision Phase Measurement with Short Tone Burst Signals in Acoustic Microscopy, *Amer. Inst. Phys.*, 57-3, (1986), 446.
- [1-39] Endo, T., Sasaki, Y., Yamagishi, T. and Sakai, M., Determination of Sound Velocities by High Frequency Complex $V(z)$ Measurement in Acoustic Microscopy, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31-1, (1992), 160.
- [1-40] 遠藤, 複素 $V(z)$ 曲線による薄膜解析, *超音波テクノ*, 5-2, (1993), 27-32.
- [1-41] Chubachi, N. and Sannomiya, T., Acoustic Interference Microscope with Electrical Mixing Method for Reflection Mode, 1984 IEEE Ultrasonic Symp. Proc., (1984), 604-609.
- [1-42] Reinholdsten, P.A. and Khuri-Yakub, B.T., Image Processing for a Scanning Acoustic Microscope That Measures Amplitude and Phase, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, 38(2), (1991), 141-147.
- [1-43] Kushibiki, J., Asano, H., Ueda, T. and Chubachi, N., Application of Line-Focus-Beam Acoustic Microscope to Inhomogeneity Detection on SAW Device Materials, Proc. 1986 IEEE Ultrasonics Symp., (1986), 749-753.
- [1-44] Kushibiki, J., Wakahara, T., Kobayashi, T. and Chubachi, N., A Calibration Method of the LFB Acoustic Microscope System Using Isotropic Standard Specimens, Proc. 1992 Ultrasonics Symp., (1992), 719-722.
- [1-45] 戸田・坂中・福岡, 超音波顕微鏡によるアルミ合金圧延板の応力測定, 日本機械学会講演論文集, 関西支部第67期講演会, No.924-1, (1992), 10-12.
- [1-46] Sasaki, Y., Endo, T., Yamagishi, T. and Sakai, M., Thickness Measurement of a Thin-Film Layer on an Anisotropic Substrate by Phase-Sensitive Acoustic Microscope, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, 39(5), (1992), 638-642.
- [1-47] Endo, T., Abe, C., Sakai, M. and Ohno, M., Measurement of Dispersion Relations in Acoustic Velocities for the Thin Film on an Anisotropic Substrate Using Acoustic Microscope, *Ultrasonics International 93 Conf. Proc.*, (1993), 45-48.
- [1-48] Abe, C., Endo, T. and Abiko, K., Determination of Crystal Plane Indices of High Purity Iron by a Newly Designed Amplitude and Phase Acoustic Microscope, *Ultra. High Purity Base Metals, UHPM-94*, (1994), 512-515.
- [1-49] 阿部・遠藤・酒井, 位相検出型超音波顕微鏡による非鉄金属材料の微小領域における弾性定数測定, *金属*, 58-6, (1994), 629-633.
- [1-50] 斎藤・櫛引・中鉢, 超音波顕微鏡における点集束ビーム音響レンズの音場特性と $V(z)$ 曲線の制御, *信学技報 US90-43*, (1990), 49-55.
- [1-51] 小野・櫛引・中鉢, 直線集束ビーム超音波顕微鏡における $V(z)$ 曲線形成機構の実験的検討, *信学技報 US94-51*, (1994), 29-36.

第2章 超音波顕微鏡による 弾性係数測定の基本原則

2.1 緒言

弾性係数は材料の機械的特性を判断する上で、重要な基本的特性の1つである。特にセラミックスのような脆性材料では、線形弾性体として扱うことのできる応力領域において破壊が生じるので、この領域における応力-ひずみ関係を知ることは、不可欠である。

弾性係数の測定法としてひずみゲージや変位計などを用いて、引張試験により得られる応力-ひずみ曲線などから求める静的測定法^[2-1]および加振される棒状試料の伸縮、曲げまたはねじりの固有振動数などから求める動的測定法^[2-2]が従来から一般的に用いられてきた。いずれの方法も数 mm²以上の領域を平均化して測定をしており、1mm²以下の微小領域の弾性係数を測定することは困難であった。

微小領域の弾性係数が測定可能な方法として、求める超小形ひずみゲージ法^[2-3]、X線法^[2-4]および超音波法などが提案されている。そのなかで超音波により材料の微小領域の弾性係数の測定を試みた研究には次のようなものがある。Kushibikiら^[2-5]はパルス法から得られる縦波の伝ば速度および超音波顕微鏡で得られる漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度を利用して弾性係数を求める方法を提案している。また Miharaら^[2-6, 7]は超音波顕微鏡で得られる漏洩擬似縦波および漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度から弾性係数を求める方法を提案している。また小林ら^[2-8]は超音波顕微鏡を、相澤ら^[2-9]は超音波スペクトラム顕微鏡^[2-10]を用いて、漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度と超音波の周波数から逆問題的に薄膜材料の弾性係数を評価する方法を提案している。これらの方法では弾性係数が精度良く測定されているものの、Kushibikiらの方法は、試料の形状に制限があり、Miharaらの方法は波動伝ば速度の速い材料では漏洩擬似縦波の測定が困難になると予想され、逆問題的に求める方法では、薄膜および基板が異方性材料など波動の伝ば挙動が複雑な材料の場合、測定が困難になると予想される。

Liangらは超音波顕微鏡により複素 $V(z)$ 曲線 (振幅および位相) を測定し、均質等方性材料の表面近傍の縦波、横波および Rayleigh 波の伝ば速度を得ることができる。

ことを提案した^[2-11, 12]. Endo ら^[2-13]は 400MHz 程度の高い周波数領域を用いることにより, 微小領域 ($\phi 100\sim 400\mu\text{m}$) の波動伝ば速度を測定できることを実験的に示した. 複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度の測定精度は超音波パルス法や $V(z)$ 曲線解析法などに比べ, 現段階では劣っている. しかし複素 $V(z)$ 曲線解析法は試料の各種波動伝ば速度を同時に測定できる可能性があるため, 他の波動伝ば速度測定法を補完する方法として注目されている.

本章では, 複素 $V(z)$ 曲線解析法により得られた試料の縦波および横波の伝ば速度を利用した弾性係数の同定を試み, その方法の材料の機械的特性評価法としての有用性を調べる. まず, 超音波顕微鏡の原理および定量評価に必要な $V(z)$ 曲線について述べるとともに, 複素 $V(z)$ 曲線解析法について説明する. そして複素 $V(z)$ 曲線解析法を用いて波動伝ば速度計測を行い, その手法を確かめるとともに, その測定精度について考察する. さらに複素 $V(z)$ 曲線解析法により求めた波動伝ば速度を利用して, 種々の材料の弾性係数の同定を試み, その有用性および問題点について検討する.

2.2 超音波顕微鏡の原理

2.2.1 超音波顕微鏡の概要

超音波顕微鏡は, 光の代わりに超音波を用いて光学式顕微鏡とは異なった情報を得ることができるシステムである^{[2-4]–[2-18]}.

Fig. 2.1のような音響レンズの上端に取り付けられた圧電トランスデューサからレンズ部に入射された超音波は, レンズ中は平面波として伝ばし, レンズ先端の凹球面で屈折し球面波に変換され, カップラ (超音波伝達媒体) を通って, 集束する. レンズ先端部を広い開口角とし, この球面波を試料に入射させると入射角の範囲が広がる.

試料が音響レンズとレンズの焦点面の間にある場合, この球面波は入射角および試料の音響的性質に応じて, 試料表面で反射 (図中の経路 0[#]), 透過を生じる. また試料にちょうど漏洩弾性表面波が励起される臨界角 θ_{LSAW} で斜めに入射された超音波は, 漏洩弾性表面波にモード変換され, 境界面を伝ばするにしたがいカップラに漏洩波を放射する (図中の経路 1[#]). そして反射波および漏洩波は, 再びレンズ先端の凹球面で屈折し, 入射と反対の経路をたどってレンズ上端の圧電トランスデューサに戻る.

圧電トランスデューサに加える電気信号に, バースト波と呼ばれる数十周期の正弦波 (Fig. 2.2) を用いることにより, 試料面からの反射波および漏洩波は, 互いに干渉する. したがってこの試料面からの反射波および漏洩波の干渉波を解析することにより, 試料面からの反射および漏洩の情報が得られる.

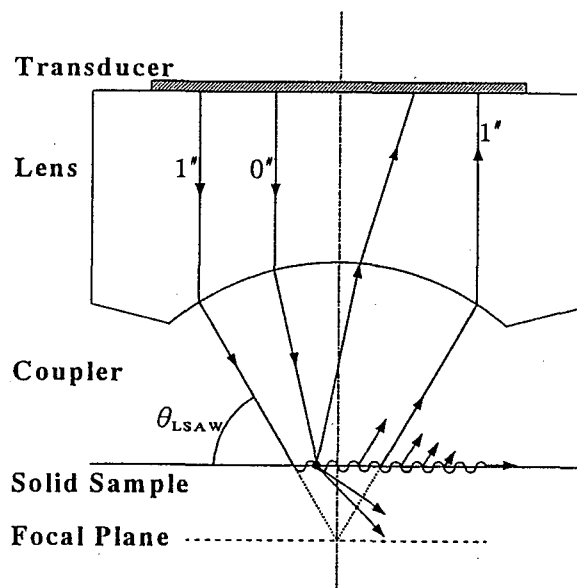


Fig. 2.1 Principle of measuring $V(z)$ curve

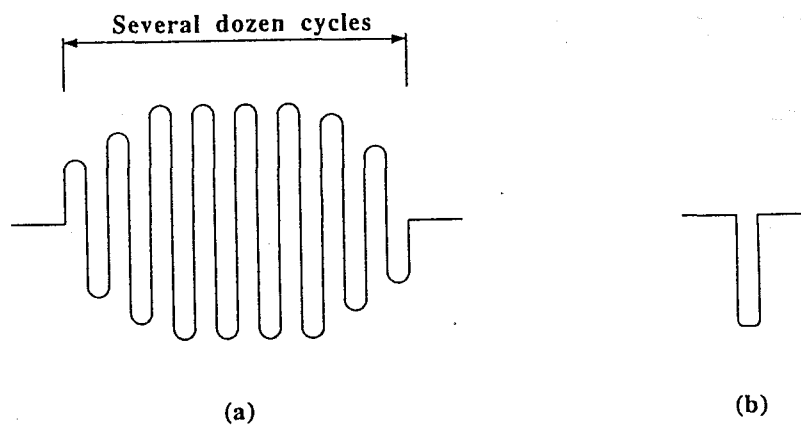


Fig. 2.2 (a) Burst wave and (b) Pulse wave

従来超音波顕微鏡では音響レンズを試料表面に平行に走査させながら、試料面からの信号を測定することにより、数 μm 程度の高い分解能で、試料の表面近傍の音響インピーダンス (密度 \times 波動伝ば速度)、減衰および凹凸の差を画像化するのが主な目的であった。

それに対し、音響レンズを試料表面に垂直に走査することにより得られる $V(z)$ 曲線を測定して試料の波動伝ば速度および吸収定数を求める方法が提案され、新たな定量評価法として期待されている。特に高い周波数 (100MHz 以上) を用いることにより試料の表面近傍のみの情報を得ることができる。

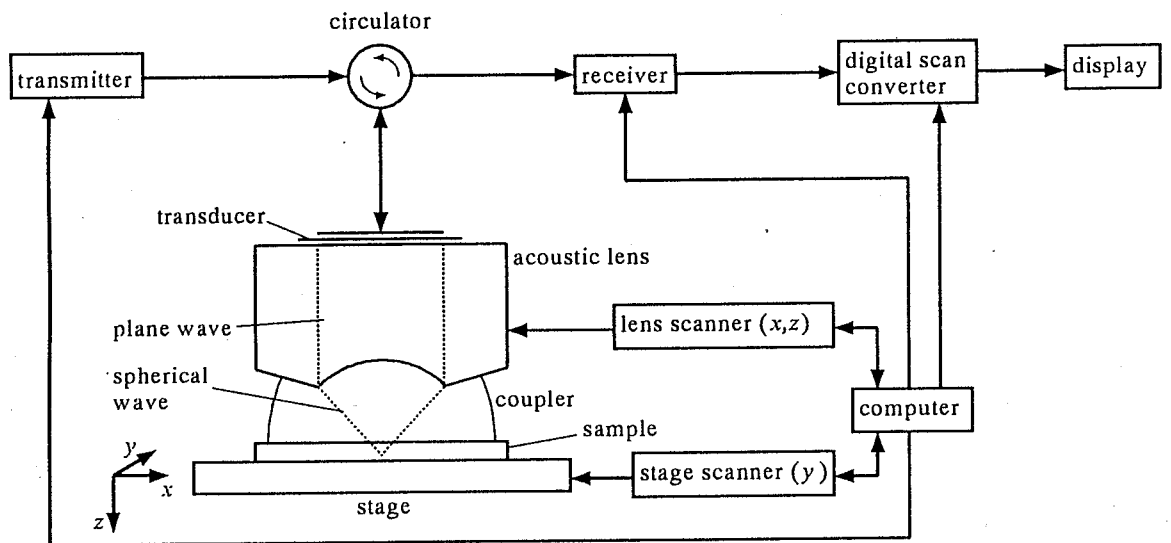
2.2.2 超音波顕微鏡の構成

超音波顕微鏡は超音波の送・受信法に関しては透過型と反射型に分類できる。透過型は送信レンズから試料に入射し、試料内で散乱あるいは吸収されながら透過してきた超音波を、送信レンズに対向して共焦点位置に配置された受信レンズで検出するものである。それに対し、反射型は試料表面または表面直下から反射あるいは漏洩してきた超音波を送信レンズによって検出するものである。また反射型には、送信レンズと受信レンズを別にして斜め入射させる方式なども考案されている^[2-10]。そのなかで本研究では、最も構成が単純で早くから開発され、現在一般的に用いられている反射型超音波顕微鏡で、送受信を同じレンズで行う装置を用いた。

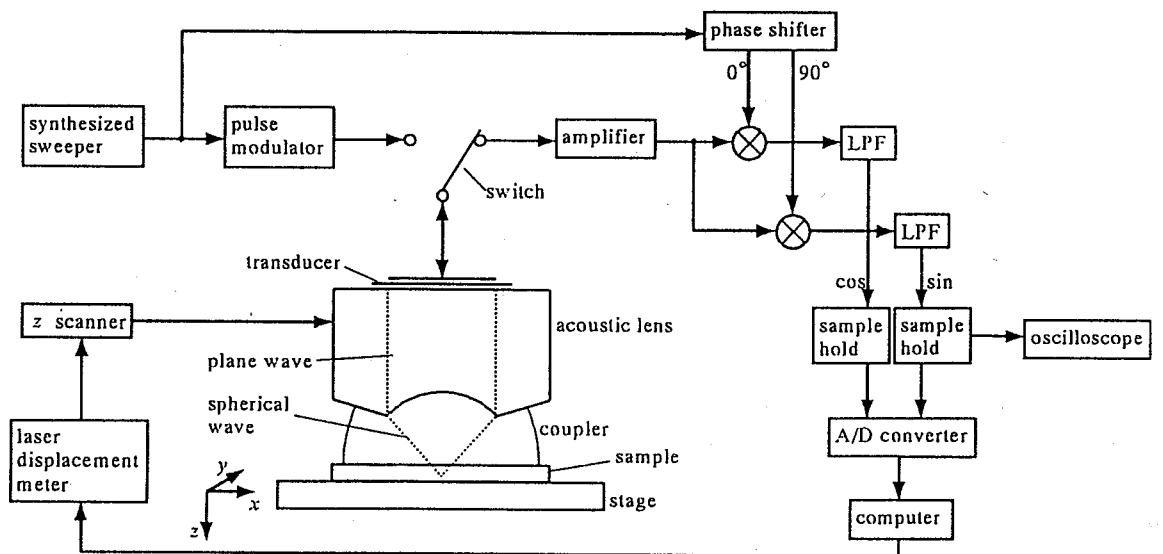
本研究で用いた反射型超音波顕微鏡 (オリンパス光学工業 (株)UH3)^[2-19] および位相検出型超音波顕微鏡 (オリンパス光学工業 (株) 製)^[2-20] の2種類のシステム構成図を Fig. 2.3 に、位相検出型超音波顕微鏡の写真を Fig. 2.4 に示す。画像測定の場合には音響レンズを試料表面に平行 (x 軸方向) にスキャンし、それと同時にステージを1方向 (y 軸方向) に機械走査させる。 $V(z)$ 曲線測定の場合には音響レンズを、試料表面に垂直 (z 軸方向) に走査させる。どちらの場合も音響レンズの機械走査に同期して信号発生器から電気信号が送信される。送信波は、電気波形調整器を通して音響レンズ上端の圧電トランスデューサで超音波に変換され、音響レンズ先端の凹球面で屈折しカップラ (一般に蒸留水) を通って、試料に入射される。

前節で述べたようにこの球面波は、入射角および試料の音響的性質に応じて試料表面で、反射、透過および漏洩を生ずる。そのうち試料面からの反射波および漏洩波は再び音響レンズを通り圧電トランスデューサで電気信号となり、アンプで増幅される。この増幅信号は A/D 変換されメモリに蓄積される。

また位相検出型超音波顕微鏡 (Fig. 2.3(b)) では、送信波の位相をずらして受信波と干渉させることにより、位相が測定可能となっている。信号発生器で発生した連続波を2つに分割し、一方を電気波形調整器で数10周期切り取って送信パルス波とし、もう一方は参照波とする。試料面から戻ってきた信号は2つに分けられ、一方は信号発生器による参照波と電氣的に乗算され (同相成分)、もう一方は 90 deg. 位相をずら



(a) System of acoustic microscope for $V(z)$ curve



(b) System of amplitude and phase acoustic microscope for complex $V(z)$ curve

Fig. 2.3 Block diagram of acoustic microscope

第2章 超音波顕微鏡による弾性係数測定の基本原理

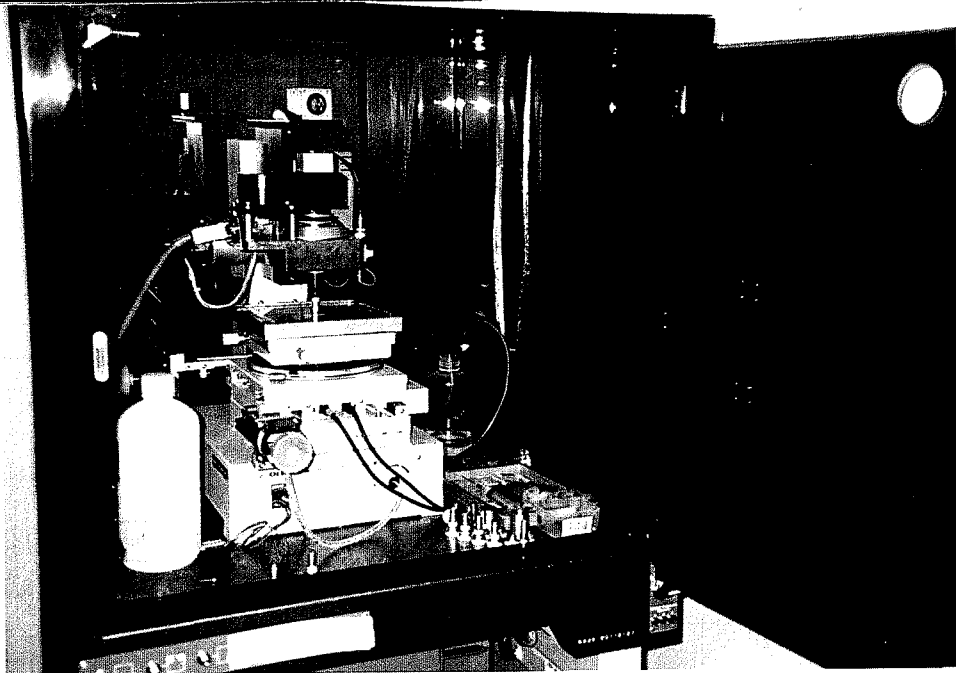
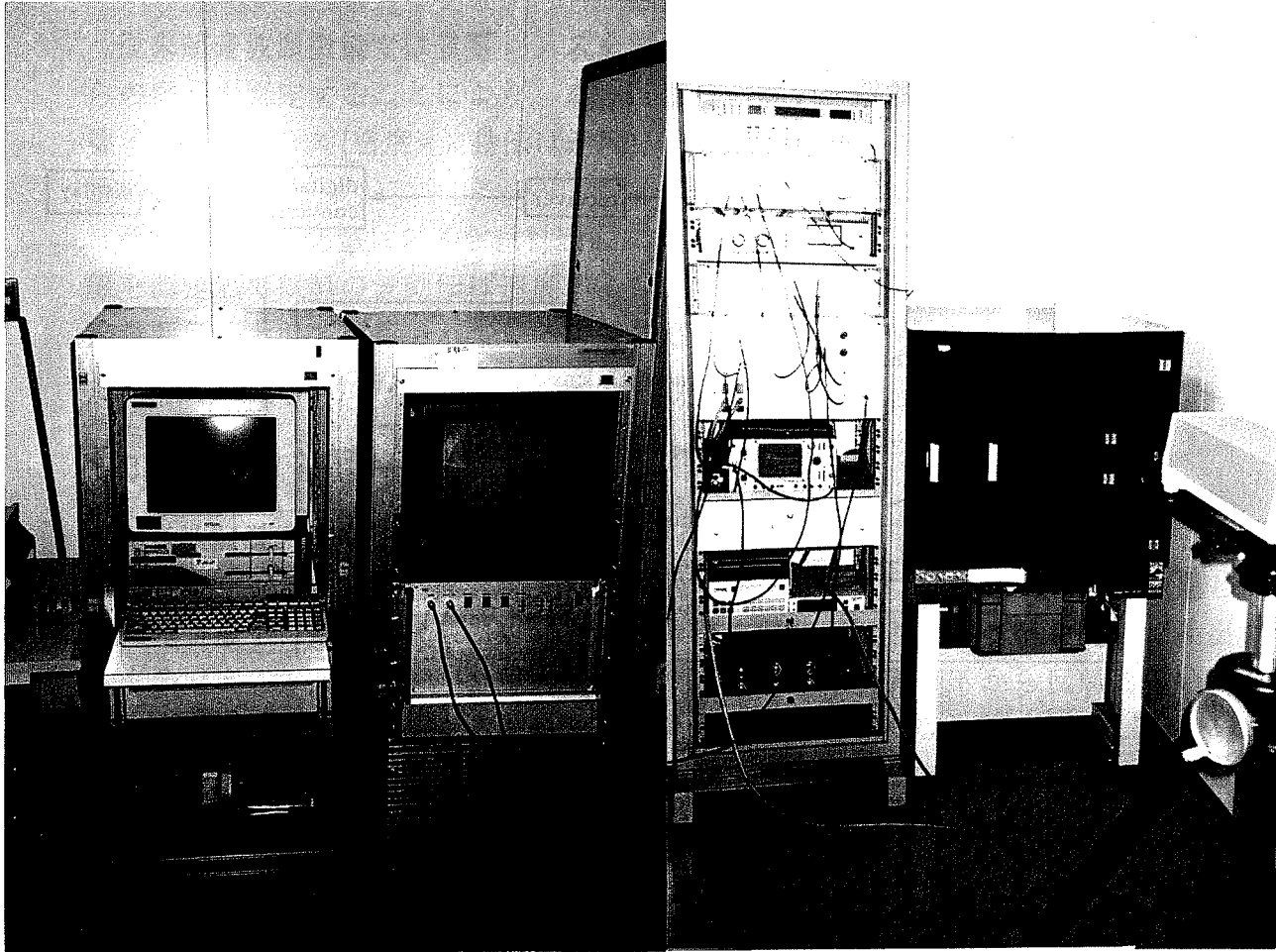


Fig. 2.4 Photograph of amplitude and phase acoustic microscope

した参照波と乗算される(直交成分). 乗算された信号はそれぞれローパスフィルタ(LPF)で高周波成分が除去される. なおトランスデューサで受信された信号には試料面からの信号の他にレンズの内部反射等が含まれているので, 高速サンプルホールドのタイミングを試料面からの信号に合わせる. このようにしてサンプルホールドされた試料面からの信号はA/D変換されてコンピュータに取り込まれる. 測定された同相成分を X , 直交成分を Y とすると, 試料面からの信号つまり複素 $V(z)$ 曲線の振幅は $(X^2 + Y^2)^{1/2}$ で, その位相は $\tan^{-1}(Y/X)$ で得ることができる. また音響レンズと試料の距離が変化すると信号の伝ば経路の変化により試料面からの信号のタイミングも変化するので, 測長器による z 方向の移動距離と水の縦波の伝ば速度からサンプルホールドのタイミングを移動させて, 常に試料からの信号が測定できるようになっている.

本研究では Fig. 2.3(a) のシステムを画像測定に, Fig. 2.3(b) のシステムを波動伝ば速度測定に用いた.

2.3 $V(z)$ 曲線法

2.3.1 $V(z)$ 曲線の定義

試料面からの反射の信号 V をレンズ焦点面と試料表面の距離 z の関数としてプロットした曲線を $V(z)$ 曲線と呼ぶ. この $V(z)$ 曲線は波動光学を超音波に応用したAngular-Spectrumの手法を用いて Fig. 2.5の円柱座標系 (r, ϕ, z) で,

$$V(z) = a_0 \int_0^\infty r I(r)^2 P(r)^2 R(r/f) \exp[i2k_L^f z \{1 - (r/f)^2\}^{1/2}] dr \quad (2.1)$$

と表現される^[2-21, 4]. ここで, a_0 は規格化定数, f はレンズの焦点距離, k_L^f はカップラ中を伝ばする波動の波数, I は音響レンズの伝達関数で, レンズの後焦点面(Fig. 2.5参照)における超音波の振幅分布に主に依存する関数で, 位相遅れも含んだ複素関数である. また P は瞳関数と呼ばれる関数で, レンズ先端部の半径 R_L および音響レンズの開口半角 θ_m に対し,

$$P(r) = \begin{cases} 1 & 0 \leq r \leq R_L \sin \theta_m \\ 0 & R_L \sin \theta_m < r \end{cases} \quad (2.2)$$

である. $R(r/f)$ は反射関数で, 入射角 θ の関数として計算した $R(\sin \theta)$ において, $\sin \theta = r/f$ とおいたものである(付録A.2).

$V(z)$ 曲線の測定の1例を Fig. 2.6の丸点で示す. 熔融石英について, 周波数400MHz(バースト波)を使用してレンズの試料表面に垂直な z 方向に移動ステップ $0.8 \mu\text{m}$ 間隔で $V(z)$ 曲線を測定した結果である. 測定値(丸点)および計算値(実線)は, ほぼ一致している. $V(z)$ 曲線には周期的な深い極小が $z < 0$ の領域に見られる. ここで音響

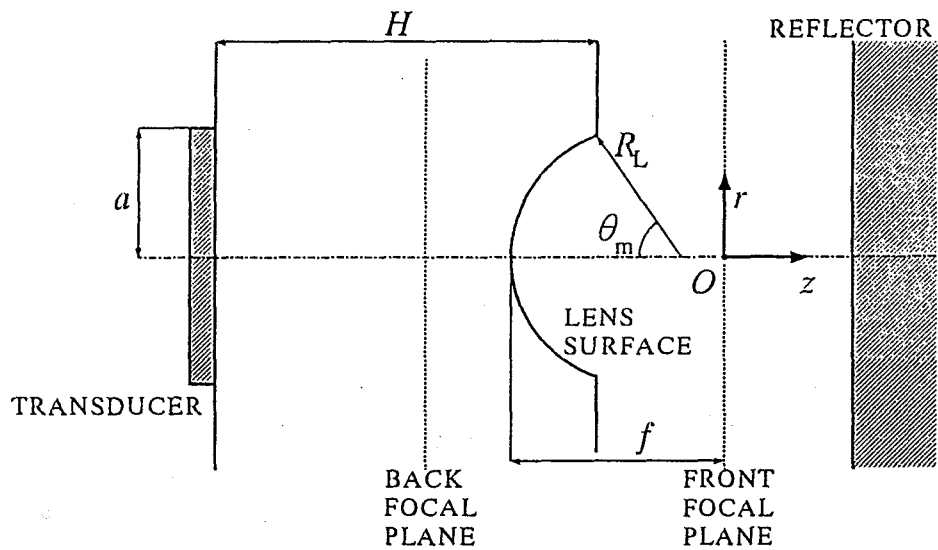


Fig. 2.5 Geometry among transducer, lens and reflector

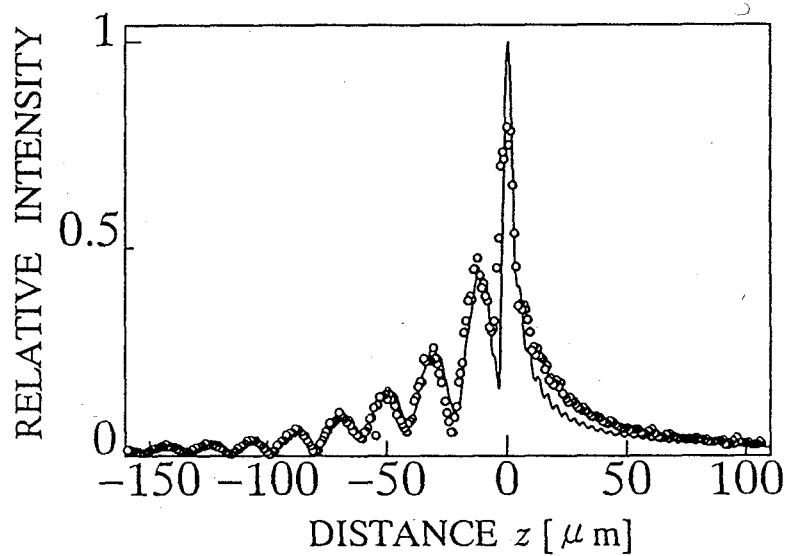


Fig. 2.6 Calculation (solid line) and measurement (circle) results of $V(z)$ curve for fused quartz by point focus lens, 400MHz

レンズの焦点面が試料表面に一致しているときを $z=0$ とし、レンズが試料から遠ざかる方向を正、近づく方向を負としている。

試料面から戻ってきた超音波は、それぞれの経路において、超音波の位相が一致していれば強めあい、ずれていなければ打ち消しあう。レンズ焦点面と試料表面の距離 z が変化すれば、試料面から戻ってくる超音波の経路が変化するので、それぞれの経路において超音波の位相が変化する。これが $V(z)$ 曲線の周期的変動の生ずる原因である。

$V(z)$ 曲線解析法では、 $V(z)$ 曲線の周期的な波形の極小から極小までの距離 Δz 、周波数 F およびカップラの縦波の伝ば速度 C_L^f から、漏洩弾性表面波の伝ば速度 C_{LSAW}^s を、

$$C_{LSAW}^s = \frac{C_L^f}{[1 - (1 - C_L^f/2F\Delta z)^2]^{1/2}} \quad (2.3)$$

により、求めることができる^[2-2, 3](付録 B)。

2.3.2 複素 $V(z)$ 曲線解析法

複素 $V(z)$ 曲線解析法を用いれば、複素 $V(z)$ 曲線 (振幅および位相) の Fourier 変換に、試料を伝わる波動の臨界角に対応する信号などの試料からの反射の情報を得ることができるため、各種波動伝ば速度を同時に測定できる可能性がある。その方法について説明する。

Liang らは、式 (2.1) の $V(z)$ 曲線の表現式の音響レンズの伝達関数 I 、反射関数 R および指数関数部分のみに注目し、 $V(z)$ 曲線の複素振幅 (振幅と位相) を考慮し変数変換を行なうことにより、複素 $V(z)$ 曲線が関数 $I^2(k_{Lz}^f)R(k_{Lz}^f)$ の Fourier 変換となることを導いた^[2-11, 12]。

$$V(z) = a_0 \int_{k_L^f}^{k_L^f \cos \theta_m} I^2(k_{Lz}^f) R(k_{Lz}^f) \exp(-i2k_{Lz}^f z) dk_{Lz}^f \quad (2.4)$$

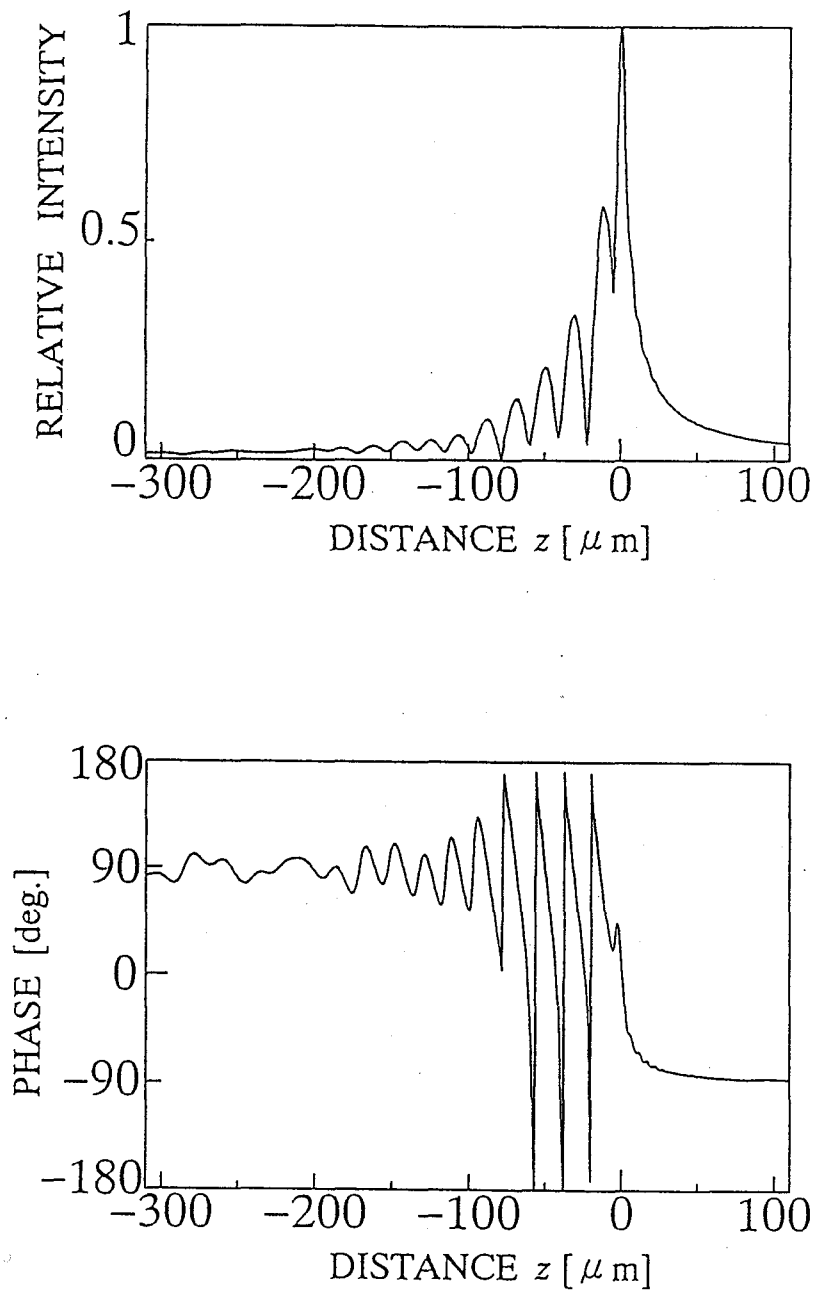
$$\mathcal{F}\{V(z)\} = \frac{1}{a_0} \cdot I^2(k_{Lz}^f) R(k_{Lz}^f) \quad (2.5)$$

$\mathcal{F}\{ \}$ は Fourier 変換を表わす。

ここで θ_m は音響レンズの開口半角、 k_{Lz}^f はカップラの波数ベクトルの z 方向成分である。瞳関数 P はレンズの開口半径内では定数であるとして省略した。

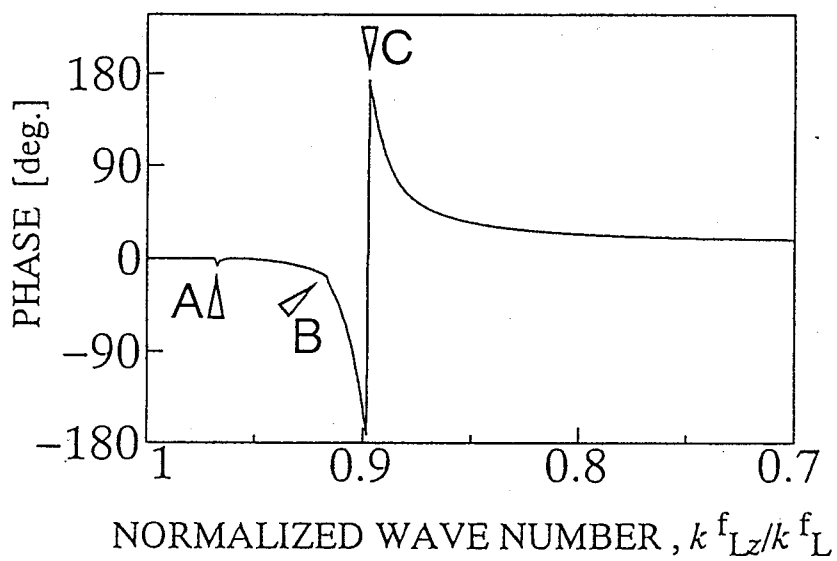
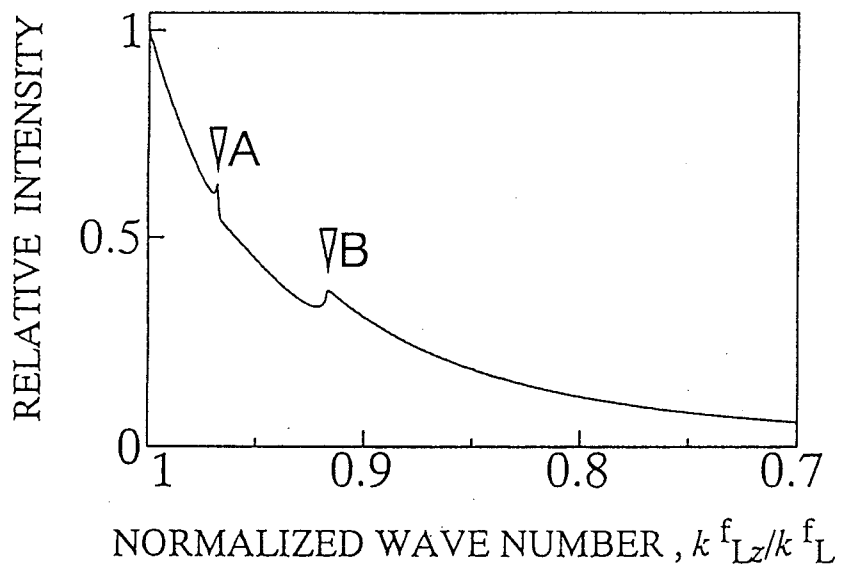
複素 $V(z)$ 曲線および複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換を溶融石英に対して計算した結果を Fig. 2.7 に示す。Fig. 2.7(a) を Fourier 変換すると Fig. 2.7(b) になり、Fig. 2.7(b) を Fourier 逆変換すると Fig. 2.7(a) になる。複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換は Fig. 2.8 に示す音響レンズの伝達関数 $I^2(k_{Lz}^f)$ と付録 Fig. A.4 に示した反射関数 $R(k_{Lz}^f)$ の積である。

ところで反射関数は、付録 Fig. A.4 に示すように、振幅では $k_{Lz}^f/k_{Lz}^f = 1$ に近い方



(a)

Fig. 2.7 (a) Complex $V(z)$ curve at 400 MHz and (b) inverse Fourier transform of fused quartz in calculation, ∇ A: longitudinal wave, ∇ B: transverse wave and ∇ C: Rayleigh wave



(b)

Fig. 2.7 (Continued)

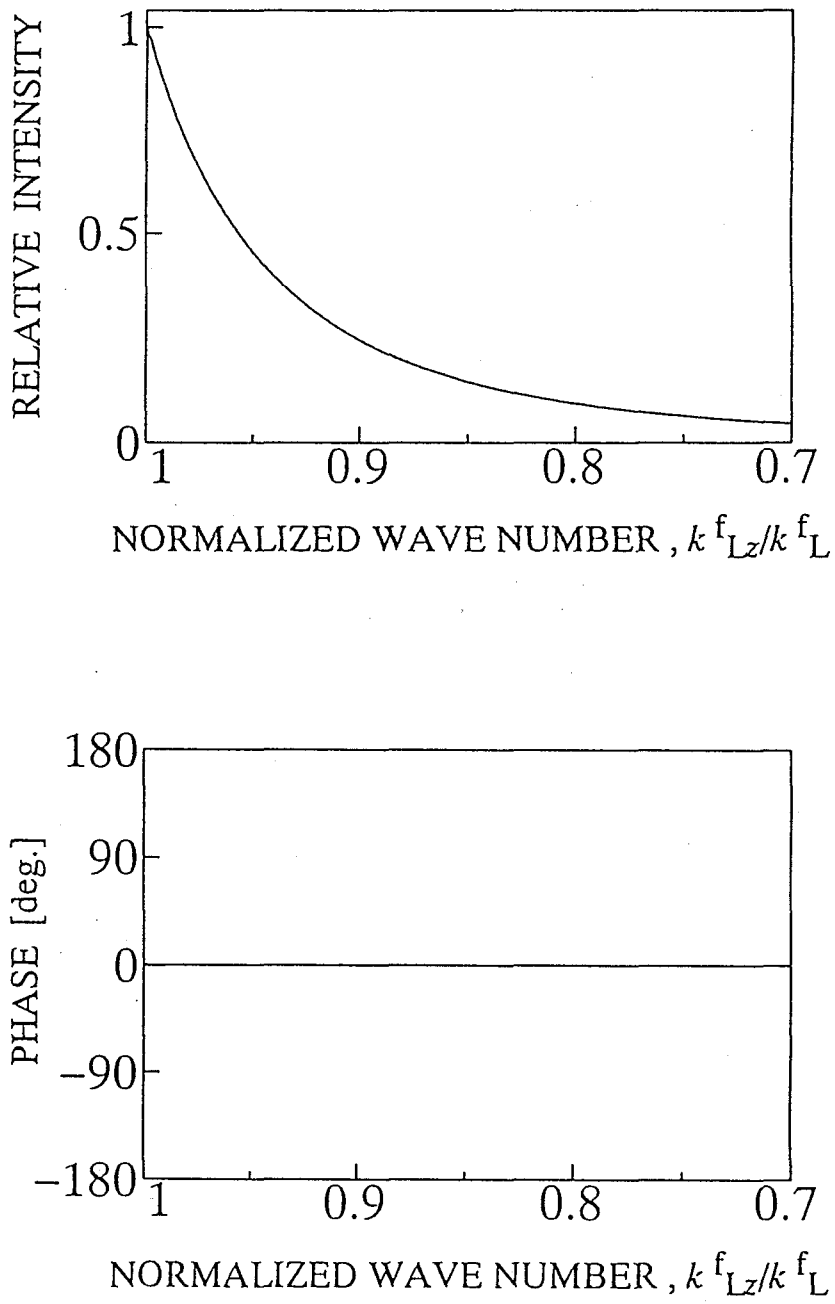


Fig. 2.8 Approximation function of transfer function I^2

から縦波および横波に関するピーク (∇ 印) が観察され、位相では Rayleigh 波に関する信号で 360 deg. 近く位相がずれる。

Fig. 2.7 の計算では、次式で示す Fig. 2.8 のようなレンズの伝達関数 $I^2(k_{Lz}^f)$ を用いた。

$$I(k_{Lz}^f) = \frac{1}{(7 - 6k_{Lz}^f/|k_L^f|)^{3/2}} \quad (2.6)$$

規格化波数に対し、振幅は急激な変動が無く滑らかに変化し、位相は 0 deg. で一定であるので、複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換 (Fig. 2.7(b)) の振幅には反射関数による縦波および横波に関するピークが、位相には Rayleigh 波に関する 360 deg. 近い変動が確認できる。複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果の横軸である規格化波数は、超音波の入射角の余弦に等しいので、それぞれピークおよび急激な変動における規格化波数と波動伝ば速度とは次式の関係で表される。

$$\begin{aligned} \nabla A &: \{1 - (k_{Lz}^f/k_L^f)_{at A}^2\}^{1/2} = C_L^f/C_L^s \\ \nabla B &: \{1 - (k_{Lz}^f/k_L^f)_{at B}^2\}^{1/2} = C_L^f/C_T^s \\ \nabla C &: \{1 - (k_{Lz}^f/k_L^f)_{at C}^2\}^{1/2} = C_L^f/C_R^s \end{aligned} \quad (2.7)$$

C_L^f : カップラの縦波の伝ば速度

C_L^s : 固体の縦波の伝ば速度, C_R^s : 固体の Rayleigh の伝ば速度

C_T^s : 固体の横波の伝ば速度, k_R^s : 固体の Rayleigh の波数

したがって、それぞれの波動のピークおよび急激な変動における k_{Lz}^f/k_L^f を読み取れば、縦波、横波および Rayleigh 波の伝ば速度は求められる。実際の解析においてはカップラの縦波の伝ば速度 C_L^f は、測定時のカップラの温度の測定結果から、液体の温度と波動伝ば速度の実験式を用いて求める。

2.4 複素 $V(z)$ 曲線法による弾性係数の同定法

2.4.1 音響レンズの伝達関数の測定結果

複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果から、試料面での反射関数の情報を用いて波動伝ば速度を得るためには、レンズの伝達関数の挙動を実験によりあらかじめ知っておく必要がある。

測定される波動の中で最も臨界角の小さい縦波の臨界角がレンズの開口角より大きい試料、言い換えると波動伝ば速度の小さい試料 (例えばテフロン ($C_L^s = 1400$ [m/s]), 鉛 ($C_L^s = 1960$ [m/s])) の反射関数の振幅および位相には急激な変動が少ないので、音響レンズの伝達関数は、そのような試料の複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換から実験的に求められる。

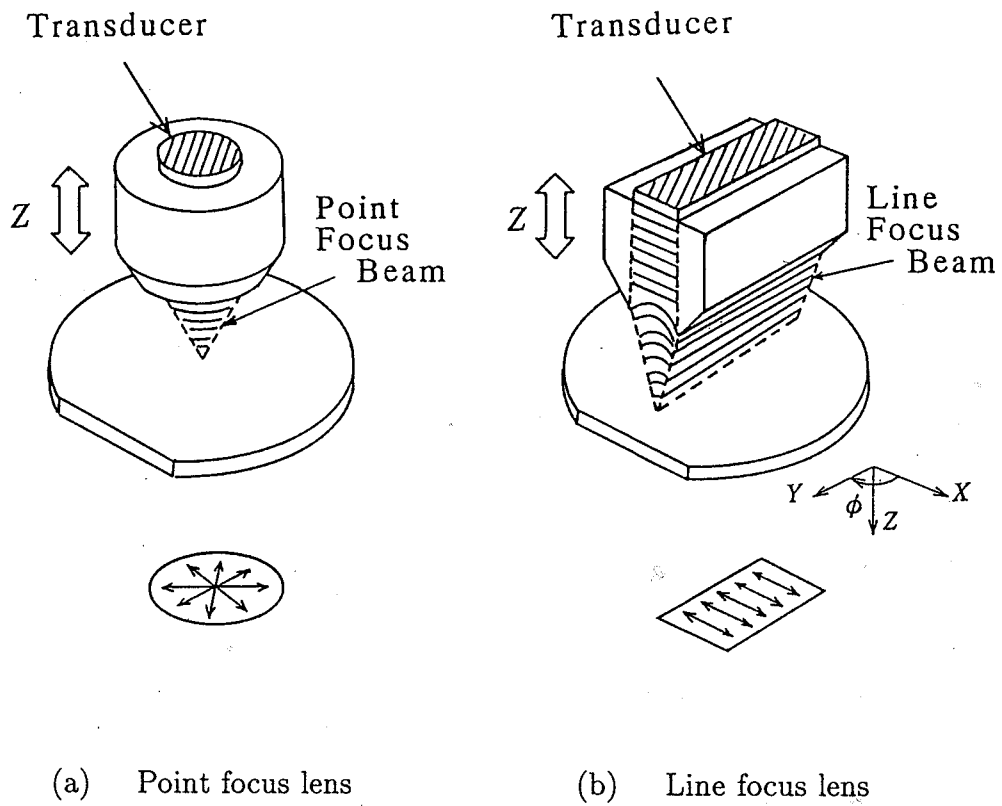


Fig. 2.9 Acoustic lens

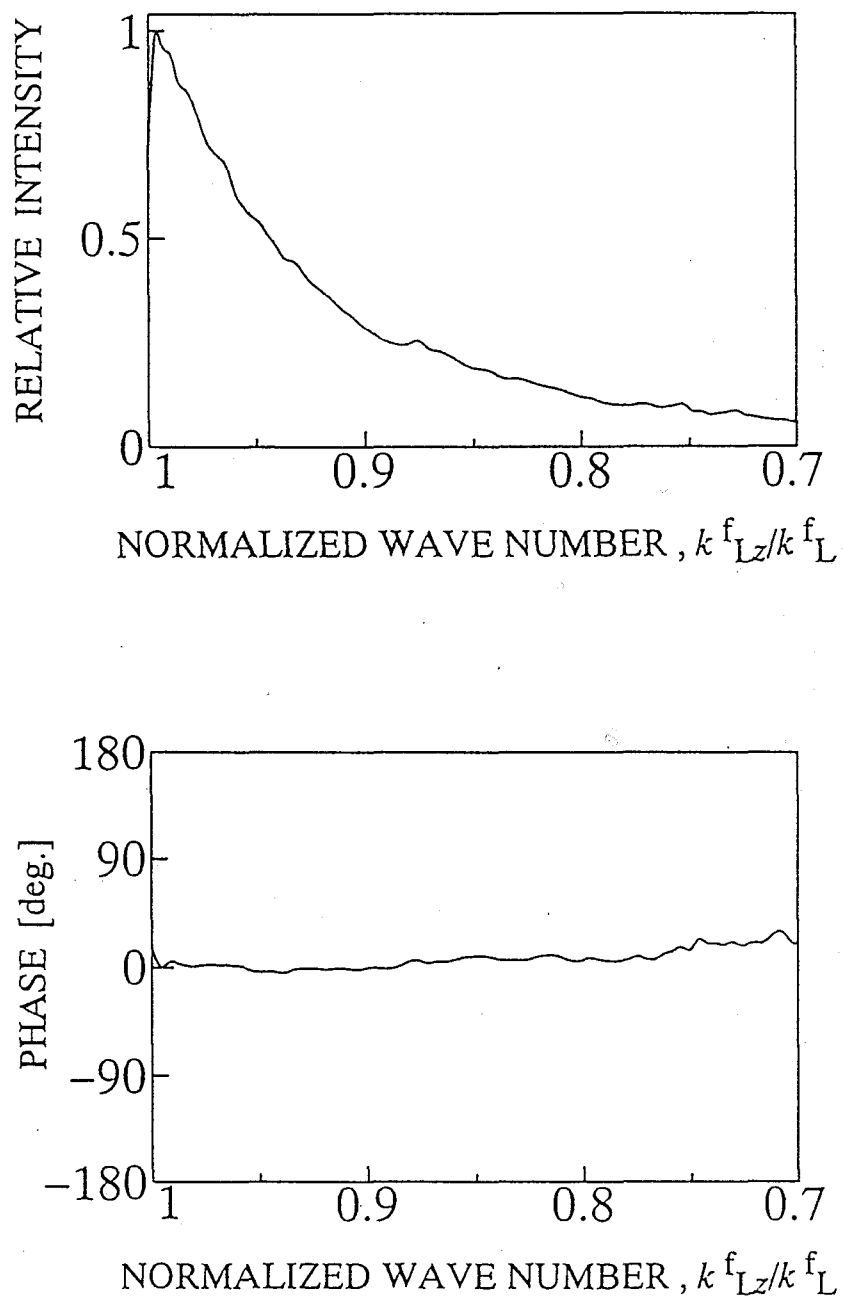


Fig. 2.10 Square of measured transfer function I^2 of acoustic lens (point focus lens), 400MHz

ところで超音波顕微鏡の音響レンズは点集束レンズと線集束レンズに大別される (Fig. 2.9). 点集束レンズでは, カップラ中で集束ビームが球面波となるため試料表面のさまざまな方向に波動が励起される. このためレンズ軸まわりの積分を行っていることになり, その測定結果は測定領域のさまざまな方向の平均値である. そこで点集束レンズは画像計測および定量計測に使用される. 線集束レンズは超音波をくさび型に集束し, 試料表面に波動が線状に励起するため, 試料の異方性が測定可能で, 主に定量計測に用いられる. 本章では測定結果の評価を簡単にするために点集束レンズを用いる.

本章で用いた点集束レンズの伝達関数をテフロン複素 $V(z)$ 曲線の測定を行うことにより求めた. 用いた周波数は 400MHz (パースト波) で, レンズを z 方向移動ステップ $0.8 \mu\text{m}$ 間隔に走査し, 512 点のデータから複素 $V(z)$ 曲線を求めた. 測定は最初の測定位置とそこを中心に 0.5mm 離れた 4ヶ所の計 5ヶ所でそれぞれ 1 回ずつ測定を行った. 5ヶ所の測定結果を平均することにより求めた音響レンズの伝達関数を Fig. 2.10 に示す. 測定結果には, 音響レンズの開口角に相当する横軸の規格化波数 $1 \sim 0.7$ の領域に縦波, 横波および Rayleigh 波のピークおよび信号がみられない. 規格化波数 k_{Lz}^f/k_L^f が小さくなるにしたがい振幅が小さくなり, $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.7$ で 0 に近くなることがわかる. また位相はほぼ一定値である. したがってこのレンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法により波動伝ば速度に関する信号が確認できると予想される.

なお, 節 2.3 で述べた複素 $V(z)$ 曲線解析法では理論の中で複素 $V(z)$ 曲線に水の減衰の効果および音響レンズと試料表面の距離の変化に伴う水中での位相変化 $\exp(i2k_L^f \cdot z)$ は考慮していない. そこで実際の測定結果を解析する際にはこれらの効果を除去しなければならない.

水の減衰の効果は伝ば距離に関係するので, 実際の測定においてはレンズが試料から遠ざかるにつれて (z が大きくなるにつれて) 複素 $V(z)$ 曲線の振幅が理論より小さくなる. そこでレンズが試料から遠ざかるにつれて指数関数的に増加するように波動の減衰の理論を用い, 測定結果の振幅を補正することにより水の減衰の効果を除いた. またここでは $\alpha/F^2 = 2.1 \times 10^{-13} [\text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-2}]$ (20°C) を用いた. ここで α は吸収定数, F は周波数である.

また音響レンズと試料表面の距離 z の移動に伴う水中での位相変化は, $V(z)$ 曲線のもととなる干渉周期の位相の基準が距離により変化するため起こる. 位相の基準を水の縦波の波長の周期で変化させることにより音響レンズと試料の距離の変化に伴う位相変化を取り除いた.

なお, Fig. 2.10 では, テフロンに対する $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果からテフロンの反射関数の影響を取り除いて, 音響レンズの伝達関数を求めた. 上述したようにテフロンの反射関数は各波の伝ば速度が遅いため, $1 > k_{Lz}^f/k_L^f > 0.7$ の領域には波動のピークおよび信号が表われず, 大きな変動はない. しかし反射関数の振幅は規格

化波数が1から小さくなるに従い、わずかに小さくなる。そこでテフロン of の測定結果の振幅をテフロン of の反射関数の振幅の理論結果で除し、テフロン of の影響を除いた。テフロン of の反射関数は文献^[2-11]の値を用いて、付録 A.2 の理論により求めた。

2.4.2 波動伝ば速度の測定結果

複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度の測定を行い、複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度の測定の妥当性を確かめるとともに、その測定精度について検討する。

試料として超音波顕微鏡による波動伝ば速度計測の標準試料の一つである熔融石英(東芝セラミックス(株)製 T-4040)と一般的な構造部材の一つであるアルミニウム合金(JIS A6063)を用いた。用いた試料のパラメータは Table 2.1 に示してある。熔融石英の文献値^[2-10]は、同じ型番の試料を超音波パルス法により測定した広領域の結果である。アルミニウム合金の波動伝ば速度は、弾性係数および密度より求めた。弾性係数はひずみゲージ法による測定結果である。JIS 規格 Z2201 の 13B 試験片を製作し、2軸(直交)のひずみゲージを取り付け、INSTRON 材料試験機で引張試験を行ない、荷重-伸び線図を求め、縦弾性係数および横弾性係数を算出した^[2-27]。

位相検出型超音波顕微鏡を用い、周波数 400MHz (バースト波) を使用して音響レンズを z 方向移動ステップ $0.8 \mu\text{m}$ 間隔に走査し、512 点のデータから複素 $V(z)$ 曲線を求めた。なお音響レンズには点集束レンズを用い、試料は鏡面仕上げを行っている。

それぞれの試料に対して同一点において 10 回ずつ測定を行った。熔融石英の複素 $V(z)$ 曲線の測定結果の 1 例を Fig. 2.11 に示す。カップラとして蒸留水を使用した。振幅および位相において $z < 0$ の領域では漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度に近い周期で変化している。Fig. 2.11 の複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果を Fig. 2.12 に示す。振幅は $z = 0$ 近傍の最大値を 1 として正規化している。まずはじめに、Rayleigh 波の臨界角に対応する信号 (∇C) が $k_{Lz}^r/k_L^r = 0.8992$ で確認できる。縦波および横波の臨界角は Rayleigh 波の臨界角より小さいので、縦波および横波の臨界角の信号は $1 > k_{Lz}^r/k_L^r > 0.9001$ の領域に存在すると考えられる。そこで振幅におけるピーク、位相における変動の様子およびバルクな値を参考に横波の臨界角に対応する信号 (∇

Table 2.1. Velocities of fused quartz and Al alloy

	Fused quartz [m/s]	Al alloy [m/s]	
Longitudinal wave	5953	6320	
Transverse wave	3757	3090	
Rayleigh wave	3404	2890	From eq.(2.8)
Leaky Rayleigh wave	3422	2900	From eq. (A.29)

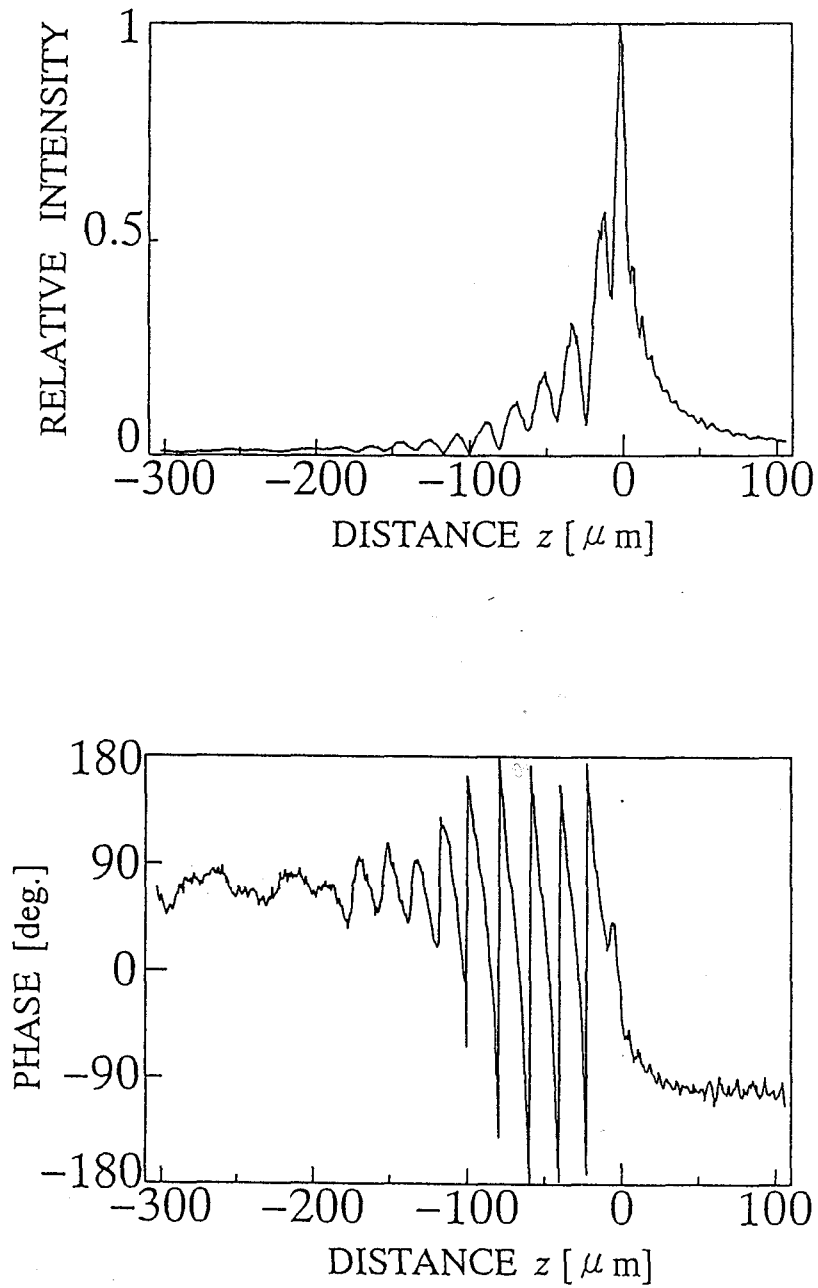


Fig. 2.11 Result of measured complex $V(z)$ curve for fused quartz, 400MHz

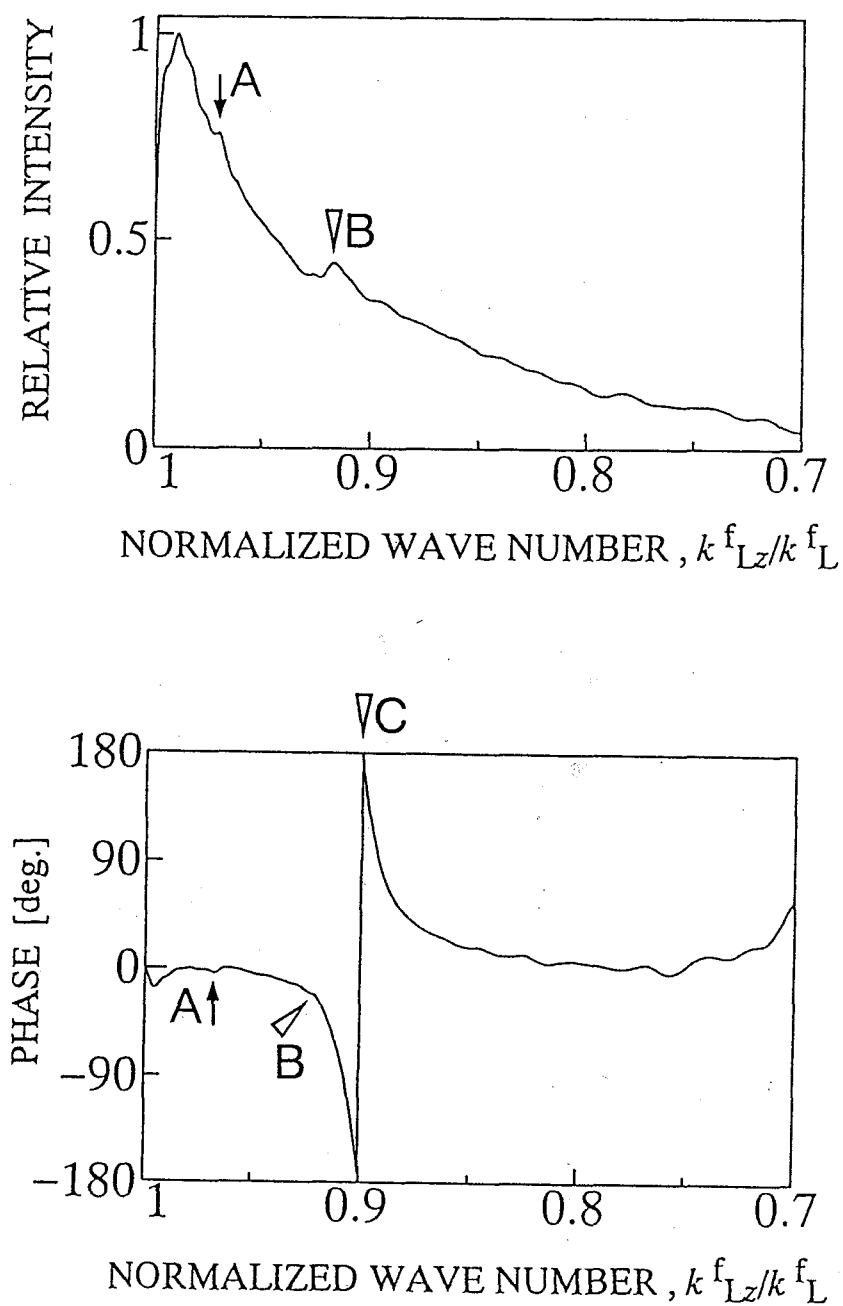


Fig. 2.12 Inverse Fourier transform of measured complex $V(z)$ curve for fused quartz, ∇ B; transverse wave and ∇ C; Rayleigh wave

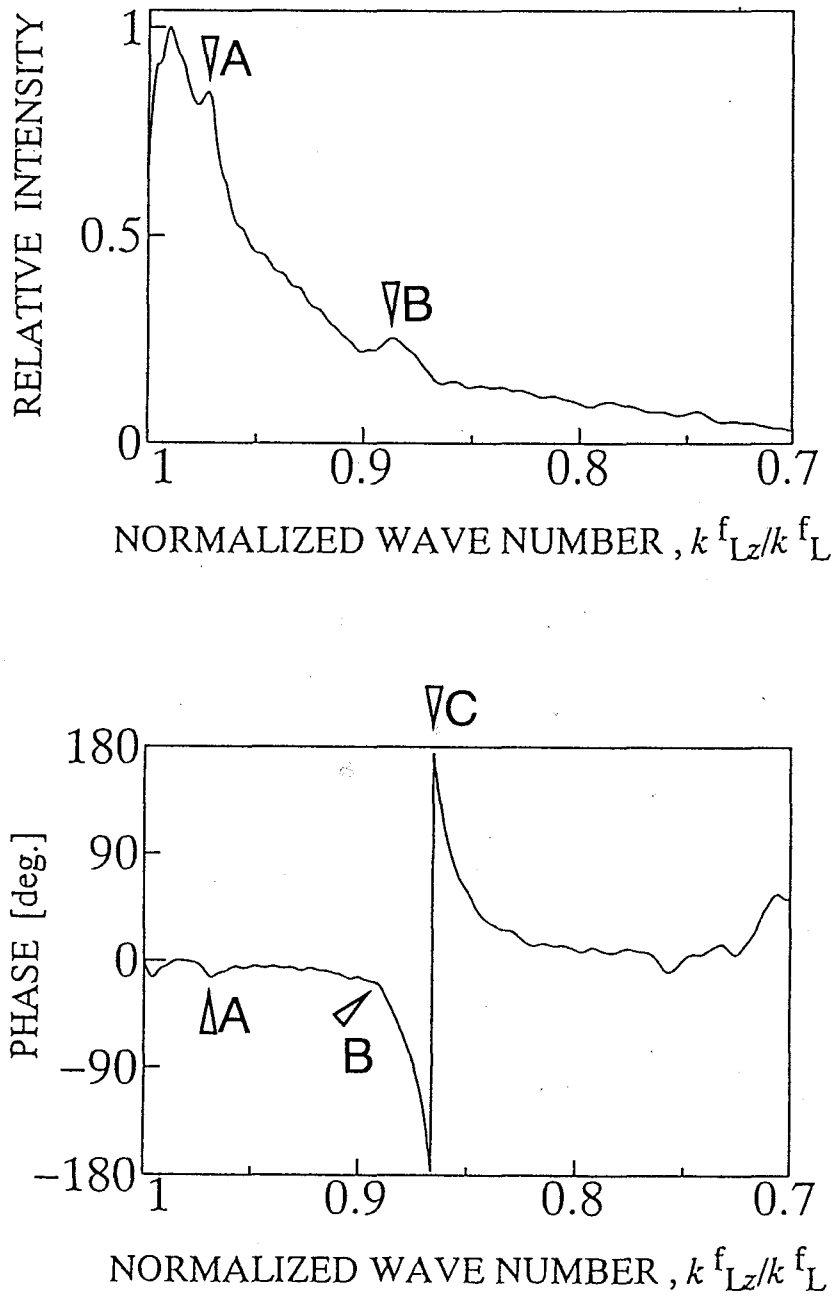


Fig. 2.13 Inverse Fourier transform of measured complex $V(z)$ curve for Al alloy, ∇A ; longitudinal wave, ∇B ; transverse wave and ∇C ; Rayleigh wave

Table 2.2 Measured velocities of specimen by acoustic microscope

Sample	Fused quartz			Al alloy			
	C_T^s [m/s]	C_R^s [m/s]	C_{LR}^s [m/s]	C_L^s [m/s]	C_T^s [m/s]	C_R^s [m/s]	C_{LR}^s [m/s]
No.1	3727	3407	3414	6354	3220	2978	2971
No.2	3739	3411	3418	6437	3238	2977	2970
No.3	3730	3420	3418	6468	3236	2977	2975
No.4	3724	3414	3418	6418	3238	2983	2973
No.5	3712	3409	3418	6402	3229	2975	2973
No.6	3722	3417	3420	6369	3225	2978	2970
No.7	3733	3416	3417	6435	3229	2985	2969
No.8	3726	3418	3415	6368	3228	2977	2967
No.9	3737	3419	3414	6388	3224	2983	2973
No.10	3737	3417	3414	6420	3230	2973	2973
Mean value	3728.8	3414.8	3416.5	6406.0	3229.6	2978.6	2971.9

C_L^s : Longitudinal wave, C_T^s : Transverse wave
 C_R^s : Rayleigh wave, C_{LR}^s : Leaky Rayleigh wave

B, $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.9166$ が確認される。縦波の臨界角に対応する信号は確認できるものの (1A), 波動伝ば速度を求めるには微弱である。それぞれの信号の波数, 測定時の水の波動伝ば速度 (1490.5m/s) および式 (2.7) から, 横波および Rayleigh 波の伝ば速度が 3727m/s および 3407m/s とし得られる。また $V(z)$ 曲線解析法により漏洩 Rayleigh 波が 3414m/s と得られ, Rayleigh 波より大きい結果が得られた。

すべての測定結果を Table 2.2 に示す。均質等方性である熔融石英では超音波顕微鏡により求めた微小領域の波動伝ば速度の測定結果と Table 2.1 に示す巨視的な値は, 絶対値が横波で約 0.7%, Rayleigh 波および漏洩 Rayleigh 波で約 0.3% 異なっているものの, ほぼ一致しており妥当な値が得られている。また横波, Rayleigh 波および漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度の同一点の繰り返し測定における結果の標準偏差はそれぞれ 8.3m/s (ばらつきは平均値の $\pm 0.4\%$), 4.4m/s ($\pm 0.2\%$) および 2.2m/s ($\pm 0.1\%$) で, 複素 $V(z)$ 曲線解析法は $V(z)$ 曲線解析法より誤差が大きくなるという理論結果 (付録 D) と傾向は一致している。また $V(z)$ 曲線解析法により求められた漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度の測定結果は, 複素 $V(z)$ 曲線解析法により求められた Rayleigh 波の伝ば速度より速い結果となり, 漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度の計算結果 (付録 A.1) と傾向は一致している。

次にアルミニウム合金の複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果の 1 例を Fig. 2.13 に示す。まずはじめに, Rayleigh 波の臨界角に対応する信号 (∇C) が $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.8661$ で確認できる。次に縦波および横波の臨界角は Rayleigh 波の臨界角より小さいので, 縦波および横波の臨界角の信号は $1 > k_{Lz}^f/k_L^f > 0.8661$ の領域に存在すると考えられる。

そこで振幅におけるピーク、位相における変動の様子およびバルクな値を参考に縦波の臨界角に対応する信号 ($\nabla A, k_{Lz}^f/k_L^f = 0.97218$) が確認される。そして最後に振幅におけるピーク、位相における変動の様子、縦波および Rayleigh 波の測定結果の比、およびバルクな値を参考に横波の臨界角に対応する信号 ($\nabla B, k_{Lz}^f/k_L^f = 0.8867$) が確認される。アルミニウム合金の縦波のピークが確認できる理由として、反射関数の縦波のピーク ($k_{Lz}^f/k_L^f = 0.97$ 近傍) が、音響レンズの伝達関数が急激な変化をしている領域 ($1 > k_{Lz}^f/k_L^f > 0.98$) からはずれていることおよび熔融石英に比べ横波の伝ば速度が遅いため縦波のピークのすそ野が広がった形をしているためと考えられる。

それぞれの信号の波数および測定時の水の波動伝ば速度 (1488.5m/s) から、式 (2.7) より縦波、横波および Rayleigh 波の伝ば速度が 6354m/s, 3220m/s および 2978m/s として得られる。これらの超音波顕微鏡による微小領域の測定結果は、Table 2.3 に示す巨視的な値と比較的近い値であり、次の Rayleigh 波の伝ば速度に関する式をほぼ満足している。

$$\frac{C_R^{s6}}{C_T^{s6}} - 8 \frac{C_R^{s4}}{C_T^{s4}} + C_R^{s2} \left(\frac{24}{C_T^{s2}} - \frac{16}{C_L^{s2}} \right) - 16 \left(1 - \frac{C_T^{s2}}{C_L^{s2}} \right) = 0 \quad (2.8)$$

また $V(z)$ 曲線解析法により求められた漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度は 2971m/s となり、漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度は Rayleigh 波より速いという理論結果 (付録 A.1) と逆の結果が得られた。この原因については、今後詳細な検討が必要である。

同一点で行った 10 回の測定結果を Table 2.2 に示す。すべての波動伝ば速度の測定結果は Rayleigh 波の伝ば速度に関する式をほぼ満足している。従って、波動伝ば速度を複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換から求める方法は妥当であることが確かめられた。

また縦波、横波、Rayleigh 波および漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度の同一点の繰り返し測定における結果の標準偏差はそれぞれ 36.3m/s (ばらつきは平均値の $\pm 1.0\%$)、6.1m/s ($\pm 0.3\%$)、3.8m/s ($\pm 0.2\%$) および 2.4m/s ($\pm 0.2\%$) で、複素 $V(z)$ 曲線解析法は $V(z)$ 曲線解析法より誤差が大きくなるという理論結果 (付録 D) と傾向は一致している。

以上のように本研究の範囲では複素 $V(z)$ 曲線解析法により波動伝ば速度は、繰り返し誤差 $\pm 1.0\%$ 以下で測定できた。しかし超音波顕微鏡による $V(z)$ 曲線解析法^[2-33, 34] および超音波パルス法^[2-28] では、約 0.1% 以下の精度で測定できるのに比べ、複素 $V(z)$ 曲線解析法は現状では精度の面で劣っている。

ところで、波動伝ば速度による定量評価には、弾性係数測定、音弾性応力測定^[2-29] および厚さ測定などがある。音弾性応力測定では、例えば Rayleigh 波の音弾性定数は、

銅 ^[2-35]	1.14×10^{-6} /MPa
アルミニウム合金 ^[2-36]	10.8×10^{-6} /MPa

である。したがってアルミニウム合金でも数 100MPa の応力の変化に対し、数 m/s

～10 数 m/s の波動伝ば速度の変化であるため、音弾性応力測定では波動伝ば速度を 1m/s 以下の精度で測定する必要がある。

$V(z)$ 曲線解析法では漏洩弾性表面波の伝ば速度を利用して、音弾性定数が大きな材料の応力測定は行われている^{[2-30]-[2-32]}。しかし、複素 $V(z)$ 曲線解析法では波動伝ば速度の精度が他の方法に比べ劣るので、現段階では音弾性応力測定は困難であると思われる。そこで複素 $V(z)$ 曲線解析法により得られる波動伝ば速度を利用した弾性係数の測定を試み、その可能性を検討する。

2.4.3 弾性係数の測定結果

(1) 試料

無機材料（セラミックスおよびアモルファス）では 5 種類で、多結晶窒化ケイ素 (Si_3N_4)、多結晶炭化ケイ素 ($\alpha\text{-SiC}$)、多結晶アルミナ (Al_2O_3)（以上(株)日本セラテック製）、単結晶アルミナ (Al_2O_3) r 面、熔融石英 (SiO_2) である。金属材料では 1 種類でアルミニウム合金である。なお熔融石英およびアルミニウム合金は前節で用いた試料である。用いた試料のパラメータは Table 2.3^[2-4, 11, 37]に示してある。試料の弾性係数はそれぞれ大きく異なっている。また多結晶窒化ケイ素、多結晶炭化ケイ素、多結晶アルミナおよび単結晶アルミナは、特に弾性係数が大きいため、音響レンズの作動距離内に $V(z)$ 曲線の周期が少なく測定精度が低下し、測定結果がばらつくと予想される。

単結晶アルミナは Fig. 2.14 に示す結晶で、r 面は z 軸に垂直な c 面より約 57 deg. 傾いており、六方晶系では $(10\bar{1}1)$ で、三方晶系では (100) で表記される^[2-41]。本章では弾性係数の測定に点集束レンズを用いるため、測定結果は試料の異方性を平均した値である。そのため比較のための文献値として (100) の弾性係数を異方性を平均した理論値を引用した。またすべての試料の表面はすべて鏡面仕上げを行っている。

測定を行う前に材料の不均質性の問題について考える。微小領域で測定を行う場合、測定領域と異方性領域や不均質領域の大きさの関係により測定結果の意味が大きく変わる。

単結晶の場合や測定領域に比べ結晶粒などの異方性領域や不均質領域がかなり小さい場合には、測定結果は測定領域の多少の変化に依存せず、超音波顕微鏡等を用いた微小領域の結果とひずみゲージや超音波共振法等を用いた広領域の結果はほぼ等しい。

それに対し、測定領域の大きさに比べ、ある程度大きな粒が存在するときには、測定領域との大小関係により 3 つの場合が考えられる。測定領域が粒径に比べ大きく、多くの粒を測定している場合には、測定結果は、広領域の結果に近くそれぞれの測定領域の不均質性や異方性の平均値を測定している。しかし、測定領域の違いがあるためその測定結果の値は当然異なる。また測定領域が粒径とほぼ等しいまたは少

Table 2.3 Parameters of measured specimen

Sample	Measured area [μm]	Mean grain Size [μm]	Young's modulus E [GPa]	Shear modulus G [GPa]	Poisson's ratio ν	Density ρ^s $\times 10^3$ [kg/m ³]	Test method
Fused quartz	$\phi 300$	—	72	31	0.17	2.2	Ref.[2-24]
Al alloy	$\phi 360$	$\phi 80$	69.3	25.8	0.34	2.7	Tensile test
SiC(Poly.)	$\phi 140$	$\phi 5 \times 10$	382	165	0.16	3.12	Ultrasonic pulse echo method
Si ₃ N ₄ (Poly.)	$\phi 170$	$\phi 4 \times 10$	314	124	0.27	3.21	
Al ₂ O ₃ (Poly.)	$\phi 160$	$\phi 12$	402	162	0.24	3.99	
Al ₂ O ₃ (Single)	$\phi 160$	—	425	173	0.23	3.99	Ref.[2-3]

Poly. : Polycrystal
Single : Single crystal

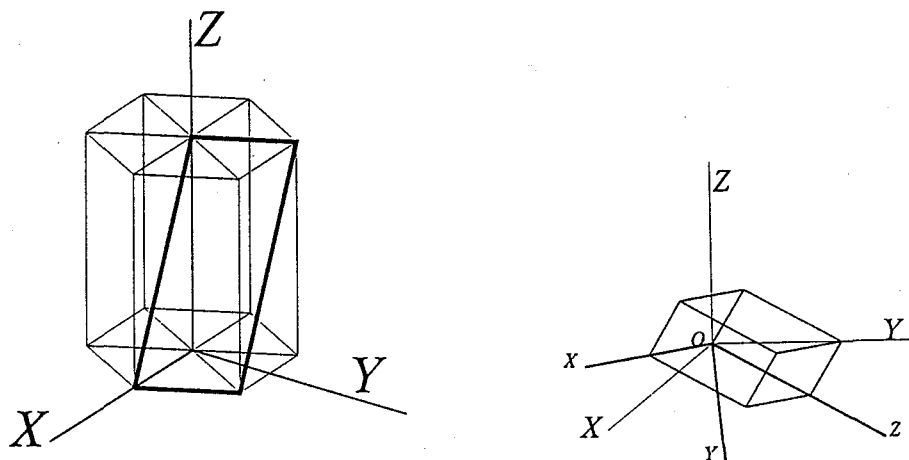


Fig. 2.14 Lattice of single crystal for single Al₂O₃

し大きい場合は、1~2個の異方性を持った不均質で異方性を有する領域の平均値を測定していることになり、測定結果は測定位置に大きく依存した特殊な値となる。最後に測定領域が粒径に比べ小さい場合は、1つの結晶粒界内の比較的均質ではあるが異方性を有する領域を測定していることになり、その測定結果はある特定の結晶の材料定数であると考えられ、広領域の結果とは全く異なる結果であり、結果の意味も異なる。

次に、Table 2.3に示した超音波顕微鏡の測定領域について述べる。本節で用いる点集束レンズの測定領域の直径 D は試料を最もレンズに近づけたときの漏洩弾性表面波の臨界角 θ_{LSAW} の伝ば経路により幾何学的に決まり、音響レンズの作動距離 W_D を用いて次式のようになる^[2-3]。

$$D = 2 \times W_D \times \tan \theta_{\text{LSAW}} = 2 \times W_D \times \tan \{ \sin^{-1} (C_L^f / C_{\text{LSAW}}^s) \} \quad (2.9)$$

漏洩弾性表面波が速くなるほど測定領域が小さくなることがわかる。

本節で用いた試料のうち多結晶アルミナ、多結晶窒化ケイ素、多結晶炭化ケイ素およびアルミニウム合金には、測定領域に比べある程度大きな不均質で異方性のある粒界が存在すると予想される。それぞれの試料に対し、測定領域と結晶粒の関係を調べる。多結晶アルミナ、多結晶窒化ケイ素および多結晶炭化ケイ素の粒径はそれぞれ $\phi 10 \sim 15 \mu\text{m}$ 、 $3 \sim 5 \times 10 \mu\text{m}$ (針状結晶)、 $5 \sim 6 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ (針状結晶) である^[2-37]。従って多結晶アルミナ、多結晶窒化ケイ素および多結晶炭化ケイ素の場合、測定領域内に、かなり多くの結晶粒が入っていると考えられる。次にアルミニウム合金の超音波顕微鏡による表面の観察結果を Fig. 2.15に示す。表面は先に述べたような鏡面研磨を施した面をそのまま観察した結果であり、エッチング等の処理は行っていない。音響的異方性による粒界がみえ、 $50 \mu\text{m} \sim 100 \mu\text{m}$ の大きさである。またその表面をエッチング^[2-39, 40]したのちの光学式の実体顕微鏡による観察結果を Fig. 2.15に示す。褐色の粒界が見え、粒径は超音波顕微鏡による表面の観察結果とほぼ等しい。またアルミニウム合金は Rayleigh 波の伝ば速度が 3000 m/s 程度であるから測定領域の直径は $360 \mu\text{m}$ であり、超音波顕微鏡で観察された音響異方性による領域が10数~数10個がはいる領域を測定していることになる。

したがって超音波顕微鏡で測定する場合、単結晶アルミナと熔融石英では不均質性は問題にならず超音波顕微鏡による微小領域の測定結果とひずみゲージ法や超音波共振法等による広領域の測定結果は等しいと思われる。多結晶アルミナ、多結晶窒化ケイ素、多結晶炭化ケイ素およびアルミニウム合金では測定領域が粒径に比べある程度大きく、多くの粒界を測定しているので超音波顕微鏡による微小領域の測定結果とひずみゲージ法や超音波共振法等による広領域の測定結果は測定領域が異なるため値は異なるが、どちらの結果も測定領域の平均値を測定しているという点で一致している。

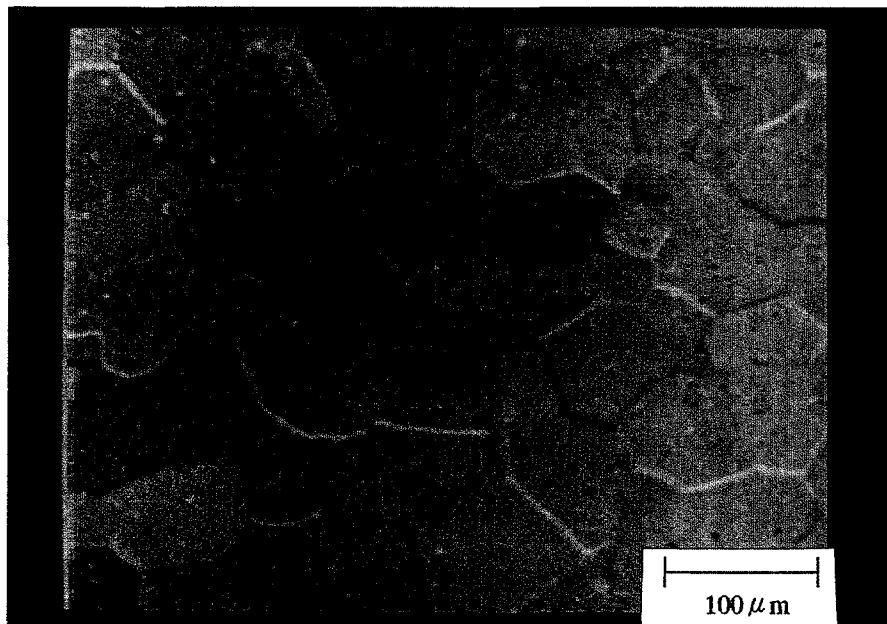


Fig. 2.15 Surface of Al alloy by acoustic microscope, $F=800\text{MHz}$, $z = -6\mu\text{m}$

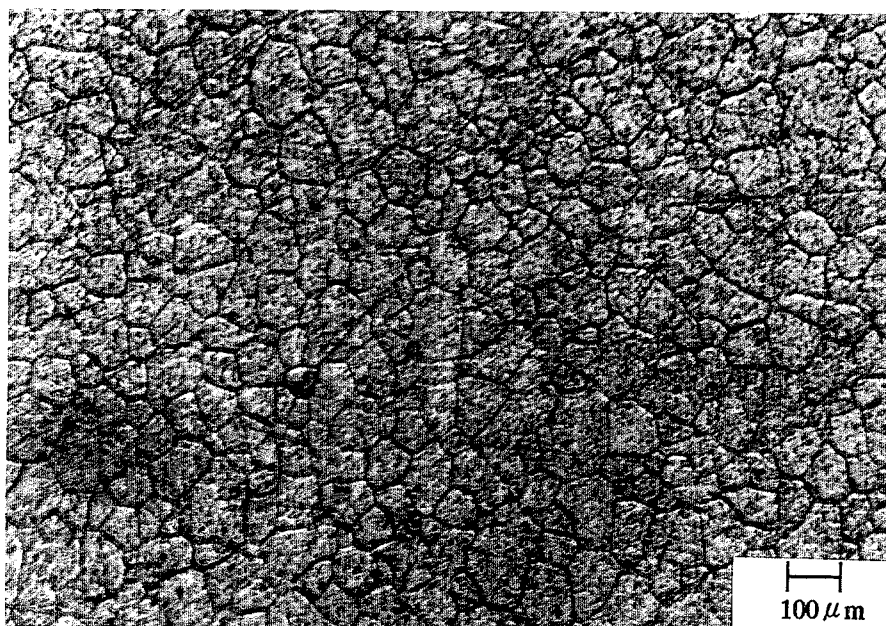


Fig. 2.16 Surface of Al alloy by optical microscope, corrosion condition; NaOH 5g, $\text{H}_2\text{O}(\text{dist.})$ 50g, 10°C , 5min.

Table 2.4 Measured wave velocities of specimen by acoustic microscope

Sample	Longitudinal wave C_L^s [m/s]	Transverse wave C_T^s [m/s]	Rayleigh wave C_R^s [m/s]
Fused quartz No.1	(6250)	3738	3420
No.2	(6280)	3730	3415
No.3	(6370)	3725	3419
No.4	(6280)	3725	3412
No.5	(6320)	3722	3412
Mean value	6300	3728	3416
Al alloy (A6063) No.1	6370	3211	2973
No.2	6440	3207	2976
No.3	6420	3202	2974
No.4	6400	3197	2978
No.5	6370	3231	2979
Mean value	6400	3209	2976
SiC (Poly.) No.1	(11430)	7250	6560
No.2	(12210)	7580	6890
No.3	(11260)	7110	6440
No.4	(11380)	7480	6710
No.5	(11440)	7280	6580
Mean value	11550	7340	6640
Si ₃ N ₄ (Poly.) No.1	(11540)	5800	5410
No.2	(12180)	5800	5430
No.3	(10870)	5870	5430
No.4	(11020)	5840	5420
No.5	(10850)	5880	5450
Mean value	11290	5820	5430
Al ₂ O ₃ (Poly.) No.1	(10290)	6320	5760
No.2	(10540)	6370	5820
No.3	(9600)	6130	5540
No.4	(10290)	6280	5720
No.5	(10910)	6310	5780
Mean value	10330	6280	5720
Al ₂ O ₃ (Single) No.1	(10930)	6550	5990
No.2	(11370)	6490	5980
No.3	(11280)	6490	5970
No.4	(11460)	6530	6010
No.5	(10930)	6580	6010
Mean value	11190	6528	5992

Table 2.5 Measured elastic moduli of specimen by acoustic microscope

Sample	Young's modulus E [GPa]	Shear modulus G [GPa]	Poisson's ratio ν
Fused quartz No.1	75.2	30.8	0.22
No.2	75.2	30.6	0.23
No.3	75.7	30.5	0.24
No.4	75.0	30.5	0.23
No.5	75.2	30.5	0.23
Mean value	75.3	30.6	0.23
Al alloy (A6063) No.1	73.0	27.4	0.33
No.2	73.0	27.4	0.33
No.3	72.8	27.3	0.33
No.4	72.5	27.2	0.33
No.5	73.7	27.8	0.33
Mean value	73.0	27.4	0.33
SiC (Poly.) No.1	382	164	0.16
No.2	426	179	0.19
No.3	369	159	0.17
No.4	391	174	0.12
No.5	383	165	0.16
Mean value	390	168	0.16
Si ₃ N ₄ (Poly.) No.1	288	108	0.33
No.2	293	108	0.35
No.3	286	110	0.29
No.4	285	109	0.30
No.5	287	110	0.29
Mean value	287	109	0.32
Al ₂ O ₃ (Poly.) No.1	382	160	0.20
No.2	393	162	0.21
No.3	347	150	0.16
No.4	379	157	0.20
No.5	397	159	0.25
Mean value	379	157	0.20
Al ₂ O ₃ (Single) No.1	417	171	0.22
No.2	423	168	0.24
No.3	421	168	0.25
No.4	428	170	0.26
No.5	420	173	0.21
Mean value	422	170	0.24

(2) 測定結果

弾性係数および Poisson 比は、試料の縦波および横波の伝ば速度と密度により、次のように表される。

$$\begin{aligned} E &= \rho^s \frac{3C_L^{s2} C_T^{s2} - 4C_T^{s4}}{C_L^{s2} - C_T^{s2}} \\ G &= \rho^s C_T^{s2} \\ \nu &= \frac{C_L^{s2} - 2C_T^{s2}}{2(C_L^{s2} - C_T^{s2})} \end{aligned} \quad (2.10)$$

そこで前節と同様の方法で上述の6種の試料の波動伝ば速度を測定し、上式を用いて弾性係数および Poisson 比を求めた。

測定はそれぞれの試料について1つの点を中心にその点と、0.5mm 離れ 90deg. ずつ回転した4ヶ所の計5ヶ所で、それぞれ1回ずつ測定した。波動伝ば速度の測定結果を Table 2.4に示す。アルミニウム合金を除いた5種の試料では、前節の熔融石英と同様に複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果に縦波の伝ば速度に対応する臨界角を確認するのは困難であった。そこで縦波の伝ば速度は式 (2.8) を用いて測定可能な横波および Rayleigh 波の伝ば速度から計算した。その結果は表中 () 印で示す。また密度は試料全体の密度が均一と仮定して Archimedes の原理により求められる Table 2.3の巨視的な密度を用いた。

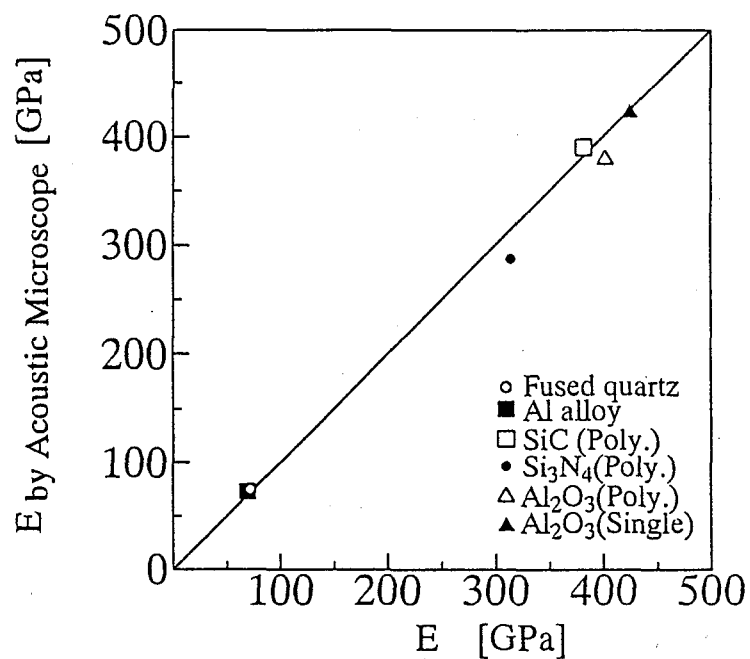
それぞれの試料について5ヶ所の弾性係数の測定結果を Table 2.5に、他の測定方法と本方法による弾性係数の比較を Fig. 2.17に示す。Fig. 2.17は5ヶ所の平均値である。いずれの試料に対しても5ヶ所の縦弾性係数および横弾性係数の測定結果の平均値は他の方法で測定された Table 2.3の巨視的な値と近い値が得られている。単結晶アルミナ、多結晶アルミナ、多結晶窒化ケイ素および多結晶炭化ケイ素のような波動伝ば速度が速いため、作動距離内に $V(z)$ 曲線の周期が少なく測定精度が落ちると思われていた試料でも、測定結果のばらつきは大きいものの、本方法による弾性係数の測定で妥当な値が得られていることがわかる。

Poisson 比の測定結果では全体的には比較的近い値が得られているものの、熔融石英および多結晶窒化ケイ素については若干大きい結果となった。これは Poisson 比が、小数点以下の微量であるため精度が低下すると考えられ、詳細に今後さらに検討する必要がある。

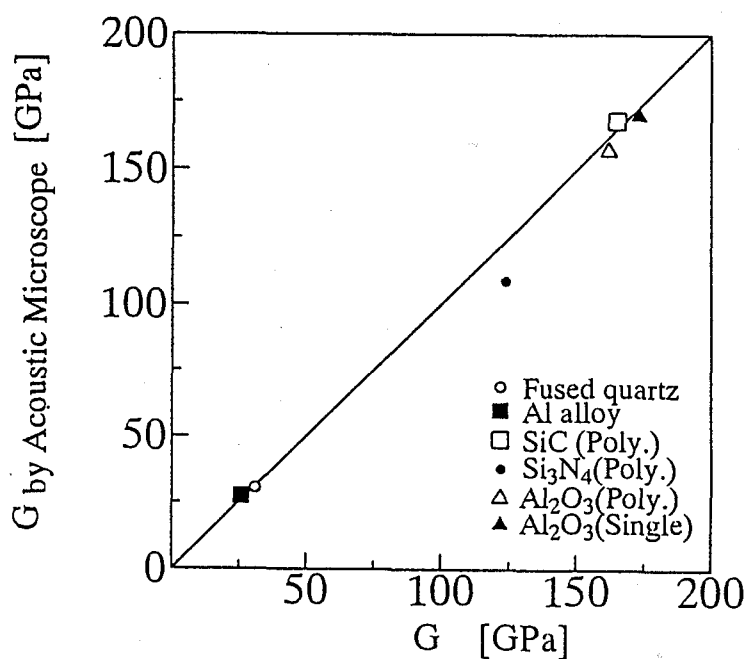
以上のように複素 $V(z)$ 曲線を解析し、弾性係数および Poisson 比を測定する本方法は妥当であり、また実用上有効であることが確認された。

2.4.4 弾性係数分布の測定結果

前節において、弾性係数が大きく異なるセラミックスからアルミニウム合金までの弾性係数を測定できることを確かめた。しかし傾斜機能材料など微小領域ごとの

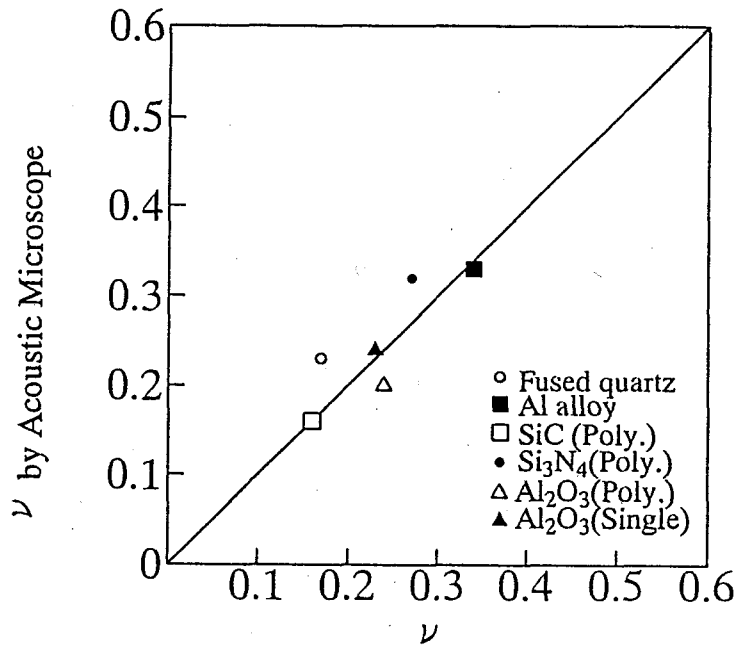


(a) Young's moduli



(b) Shear moduli

Fig. 2.17 Measured Young's moduli, shear moduli and Poisson's ratio compared with other methods



(c) Poisson's ratio

Fig. 2.17 (Continued)

Table 2.6 Parameters of measured specimen

Sample	Measured area [μm]	Mean grain Size [μm]	Young's modulus E [GPa]	Shear modulus G [GPa]	Poisson's ratio ν	Density ρ^s $\times 10^3$ [kg/m^3]	Test method
Glass a	$\phi 310$	—	80.8	33.3	0.21	2.51	Ultrasonic pulse echo method*
Glass b	$\phi 400$	—	82.8	32.6	0.27	3.58	
Glass c	$\phi 380$	—	72.4	29.0	0.25	3.02	
Glass d	$\phi 370$	—	64.7	26.4	0.22	2.61	
Glass e	$\phi 410$	—	79.1	31.2	0.27	3.62	
Glass f	$\phi 520$	—	57.6	23.4	0.23	3.60	
Al alloy (A6063)	$\phi 380$	$\phi 80$	69.3	25.8	0.34	2.7	Tensile test

* Technical data from HOYA Co. Ltd.

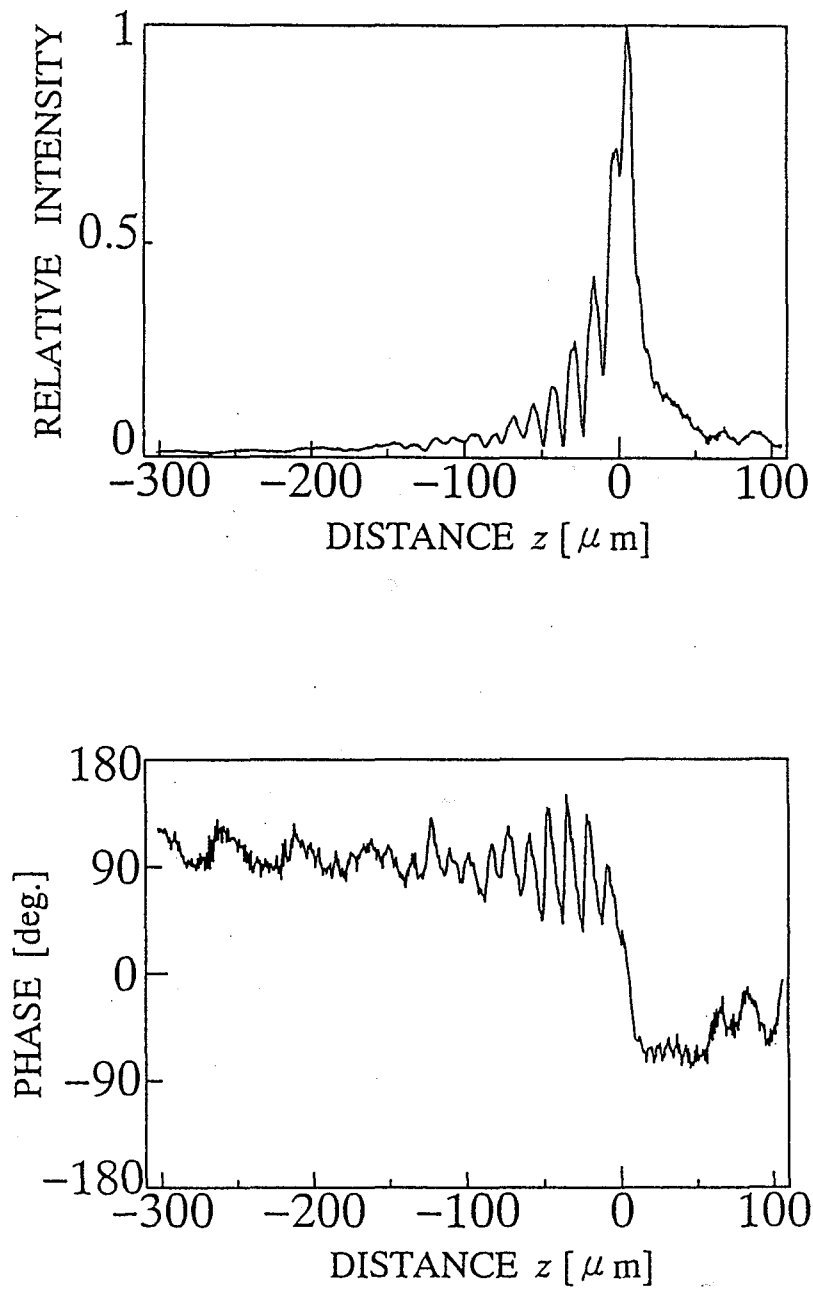


Fig. 2.18 Measured complex $V(z)$ curve for glass c, 400MHz

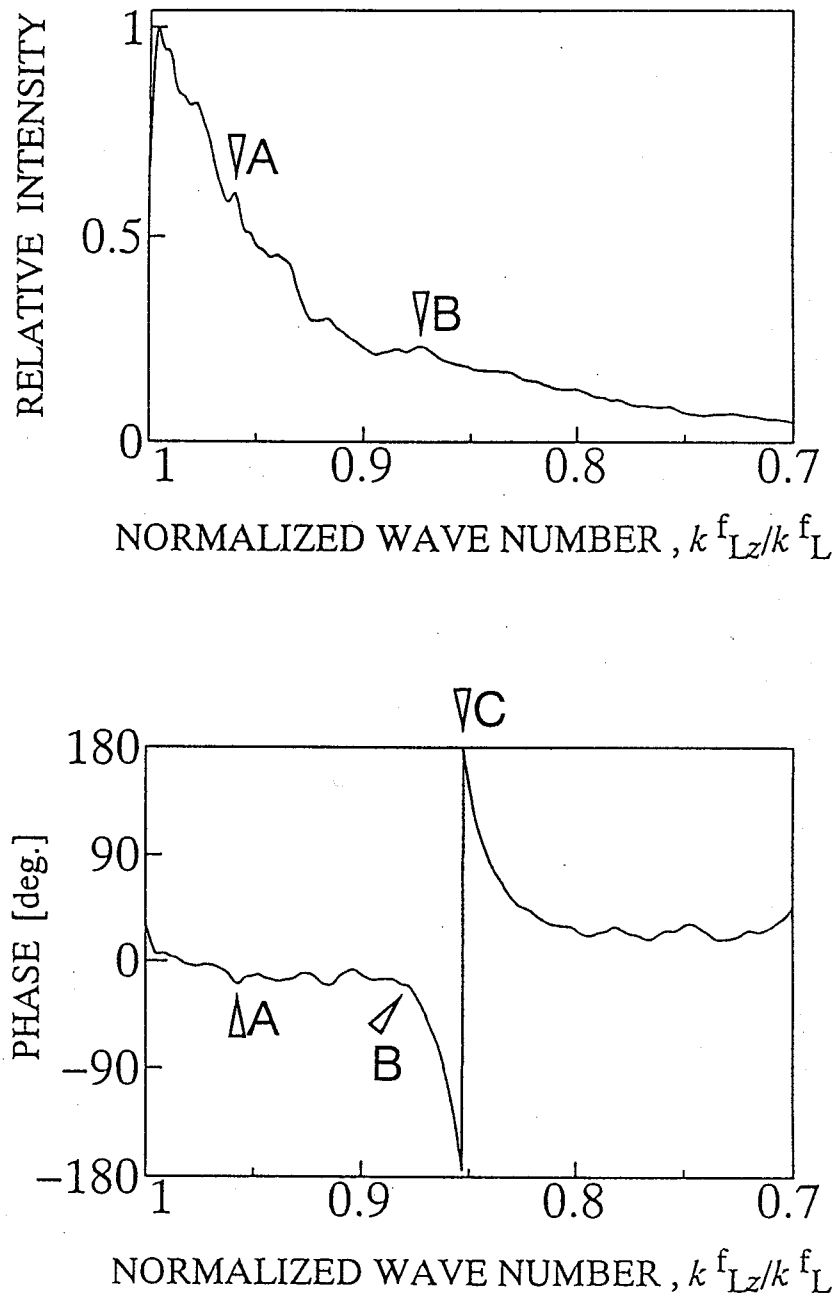


Fig. 2.19 Inversion of measured $V(z)$ curve for glass c, ∇A ; longitudinal wave, ∇B ; transverse wave and ∇C ; Rayleigh wave

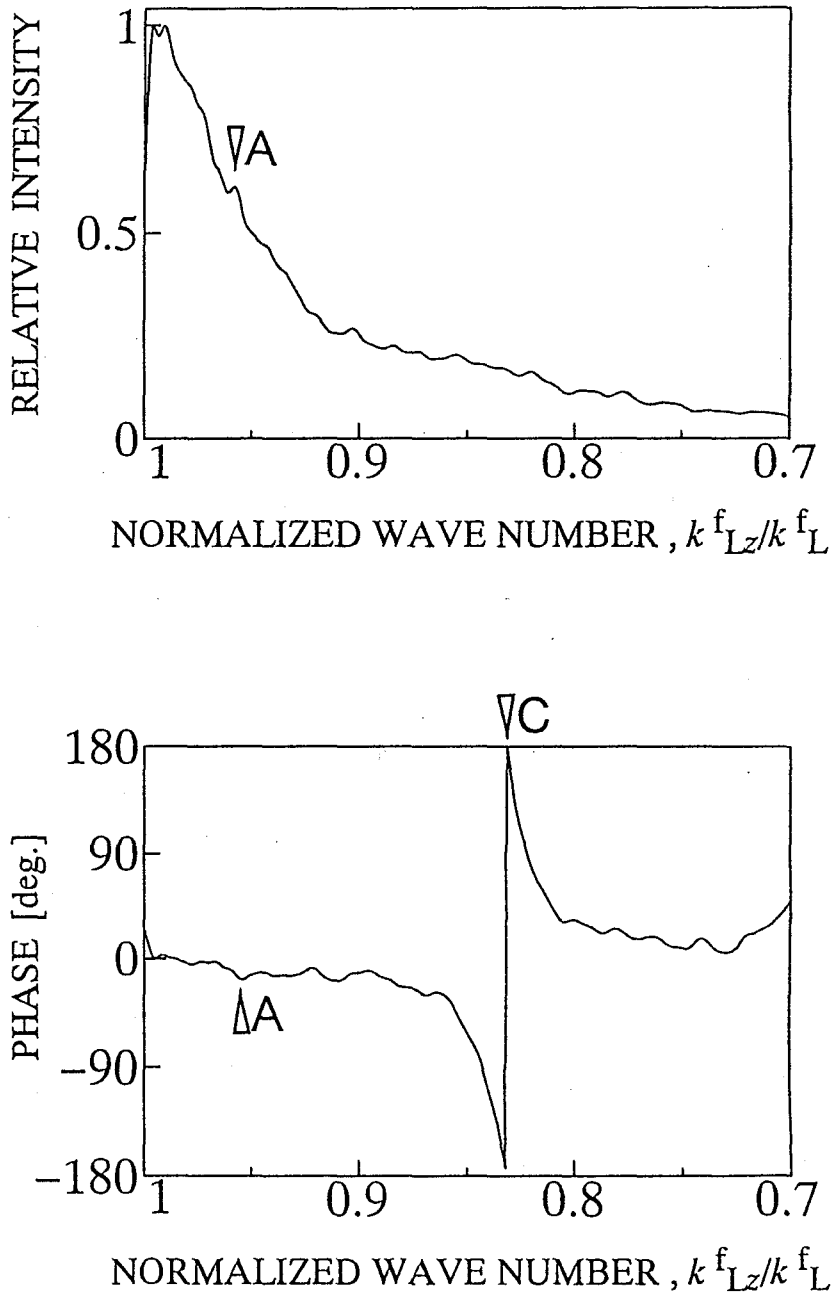


Fig. 2.20 Inversion of measured $V(z)$ curve for glass e, ∇A ; longitudinal wave, ∇B ; transverse wave and ∇C ; Rayleigh wave

Table 2.7 Measured elastic moduli of specimen by acoustic microscope

Sample	Young's modulus E [GPa]	Shear modulus G [GPa]	Poisson's ratio ν
Glass a No.1	82.7	32.4	0.28
No.2	80.5	32.2	0.25
No.3	80.7	32.4	0.25
No.4	81.6	32.3	0.26
No.5	82.7	32.4	0.27
Mean value	81.6	32.4	0.26
Glass b No.1	80.5	31.0	0.30
No.2	80.9	31.4	0.29
No.3	80.1	31.1	0.29
No.4	80.9	31.4	0.29
No.5	80.0	31.0	0.29
Mean value	80.5	31.2	0.29
Glass c No.1	71.3	28.4	0.26
No.2	71.3	28.4	0.26
No.3	72.1	28.7	0.26
No.4	71.7	28.5	0.26
No.5	71.8	28.6	0.26
Mean value	71.7	28.5	0.26
Glass d No.1	65.3	26.2	0.24
No.2	65.5	26.4	0.24
No.3	64.4	26.0	0.24
No.4	65.4	26.3	0.24
No.5	64.7	26.1	0.24
Mean value	65.1	26.2	0.24
Glass e No.1	78.5	30.8	0.27
No.2	78.3	30.7	0.28
No.3	77.9	30.6	0.27
No.4	78.3	30.7	0.28
No.5	77.8	30.6	0.27
Mean value	78.2	30.7	0.27
Glass f No.1	56.2	22.6	0.25
No.2	56.6	22.9	0.24
No.3	56.3	22.7	0.24
No.4	56.6	22.8	0.24
No.5	56.3	22.7	0.24
Mean value	56.4	22.7	0.24

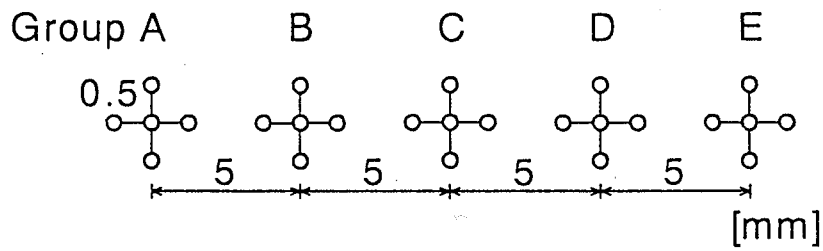


Fig. 2.21 Measured points of complex $V(z)$ curve for aluminum alloy (white circles denote points of measurement)

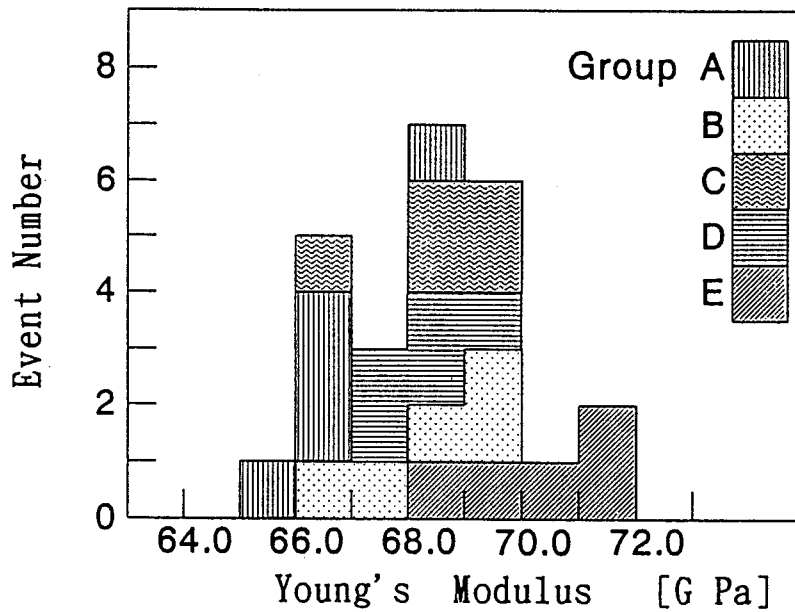


Fig. 2.22 Distribution of Young's modulus for aluminum alloy

機械的特性の分布を測定する場合、材料の機械的特性が近いため、弾性係数の比較的小さな差を測定しなければならない。そこで本節では Table 2.6^[2-4]に示すように弾性係数がすこしずつ異なる6種類のガラス試料(HOYA(株)製)に対して複素 $V(z)$ 曲線解析法を用いた弾性係数測定により試料の弾性係数の大小関係を評価することができるか調べる。そしてアルミニウム合金の弾性係数をわずかずつ離れた25点で測定することにより、実際の弾性係数分布の測定の可能性を検討する。なお Table 2.6の値は巨視的な値である。

まずはじめにガラス試料の測定結果を示す。複素 $V(z)$ 曲線の測定結果の1例として、ガラスcの結果を Fig. 2.18に示す。位相ではその周期が360 deg. よりむしろ120 deg. 程度の領域でしか変動していない。この現象はガラスa以外の5つの試料で観察された。この原因は、音響レンズの伝達関数が $k_{Lz}^f/k_{Lz}^i = 1$ での振幅の値に比べ、複素 $V(z)$ 曲線の周期の一因である Rayleigh 波の臨界角での振幅の値が小さいためである。

Fig. 2.18の Fourier 変換結果を Fig. 2.19に示す。ガラスcでは、縦波、横波および Rayleigh 波の臨界角が確認できた。しかしガラスaの縦波、ガラスb, e, fの横波を観察することは困難であった。(1例としてガラスeの結果を Fig. 2.20に示す。)そこで式(2.8)を用いて縦波、横波および Rayleigh 波のうち測定可能な2つの伝ば速度から測定が困難な波動の伝ば速度を求めた。

弾性係数の測定はそれぞれの試料について1つの点を中心にその点と0.5mm離れ90deg. ずつ回転した4ヶ所の計5ヶ所でそれぞれ1回ずつ測定した。その5ヶ所の弾性係数の測定結果を Table 2.7に示す。表中のNo. は測定点を示している。超音波顕微鏡で測定した6種の試料の5ヶ所の微小領域の測定結果の平均値は Table 2.6の値とほぼ一致している。しかし縦弾性係数では、ガラスaとbの弾性係数の測定結果は、Table 2.6の値と大小関係が逆になった。したがって本研究の範囲では縦弾性係数の3GPa程度(4%程度)の差を評価できると考えられる。次に横弾性係数は、Table 2.6に比べ若干小さいものの、すべての試料で大小関係を評価でき、本研究の範囲では約1GPa(約4%)の差を評価できると考えられる。

そして Poisson 比は、ガラスaの場合、Table 2.6の値に比べ大きくかつばらつきが大きい結果となったものの、それ以外の試料ではその大小関係を評価でき、本研究の範囲では約0.03(約13%)の差を評価できると考えられる。以上のように、ガラスaの縦弾性係数および Poisson 比を除いた5つのガラス試料の弾性係数について本方法によりその大小関係を評価することができた。ガラスaにおいて縦弾性係数および Poisson 比が精度が低下した原因は次の節で考察する。

次にアルミニウム合金の弾性係数を測定することにより、弾性係数分布の測定を行った。Fig. 2.21に示す25点を測定した。そして測定点間が0.5mmのみ離れている5点を同じグループとし、5mm程度ずつ離れたグループを5つの異なるグループと

考えた。それぞれのグループの縦弾性係数の測定結果を Fig. 2.22 に示す。0.5mm のみ離れている同じグループの5点は図中同じ模様である。それぞれのグループ内の測定結果は比較的等しく、グループ間の弾性係数は異なった結果を示すという傾向がみえる。これは、試料の測定領域ごとの材質の不均質もしくは試料表面の酸化膜の厚さの不均質などの微小な測定領域ごとの材料の不均質性を示していると思われる。

以上のように、複素 $V(z)$ 曲線を解析し、微小領域ごとの弾性係数および Poisson 比の差を非破壊的に評価する本方法は妥当であり、また実用上有効であると思われる。

2.4.5 考察

複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度を利用した弾性係数の同定の際の原因について考える。

まず複素 $V(z)$ 曲線を Fourier 変換する際のデータの離散化誤差がある。解析の際、ダミーデータを加え見かけ上データを多くしてスペクトルが多く分解できるようにしている^[2-42]。しかし複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果は規格化波数 k_{Lz}^f/k_L^f の関数で標本化されているので、規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 1$ に近いほど波動伝ば速度の誤差が大きくなる。今回の解析ではダミーデータを加えて見かけ上のデータを 2^{14} (=16384) にまで多くしてスペクトルが多く分解できるようにした。その場合の規格化波数と波動伝ば速度の誤差の関係を Fig. 2.23 に示す。データ点数が 2^{14} では $0.97 > k_{Lz}^f/k_L^f$ (波動伝ば速度に直すと 6170 m/s 以下) の領域では離散化誤差が 10 m/s 以下になっている。従って本節で測定を行った試料の中で最も波動伝ば速度の速い多結晶炭化ケイ素の横波では $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.98$ (波動伝ば速度に直すと 7540 m/s) 近傍で離散化誤差は 25 m/s であるが、それ以外のすべての試料のすべての波動伝ば速度の離散化誤差は 10 m/s (波動伝ば速度の 0.4%) 以下である。

次にアルミニウム合金およびガラス試料 **c**, **d** を除き縦波、横波のどちらかの臨界角しか測定できない問題がある。このような場合、縦波、横波および Rayleigh 波のうち測定可能な2つ波の伝ば速度から式 (2.8) の Rayleigh の方程式を用いて、測定が困難な縦波もしくは横波を求め、弾性係数を同定した。節 2.4.2 に示したように、アルミニウム合金の縦波の伝ば速度の同一点の繰り返し測定におけるばらつきは $\pm 1.0\%$ であるのに対し、Table 2.2 の横波、Rayleigh 波および Rayleigh の方程式により計算した縦波の伝ば速度のばらつきは $\pm 2.7\%$ である。そこで式 (2.8) の Rayleigh の方程式を用い横波および Rayleigh 波から縦波の伝ば速度を算出する際の、横波および Rayleigh 波の伝ば速度の変化の影響を調べる。アルミニウム合金に対し、横波の伝ば速度を一定にしたまま Rayleigh 波の伝ば速度を変化させ、式 (2.8) を用い縦波の伝ば速度を算出した結果を Fig. 2.24 に示す。Rayleigh 波の伝ば速度を $\pm 0.5\%$ 変化させると縦波伝ば速度は $\pm 4.0\%$ 程度変化することがわかる。したがって横波と Rayleigh 波の伝ば速度から縦波の伝ば速度を求めると、横波および Rayleigh 波のわずかな誤差が縦波では

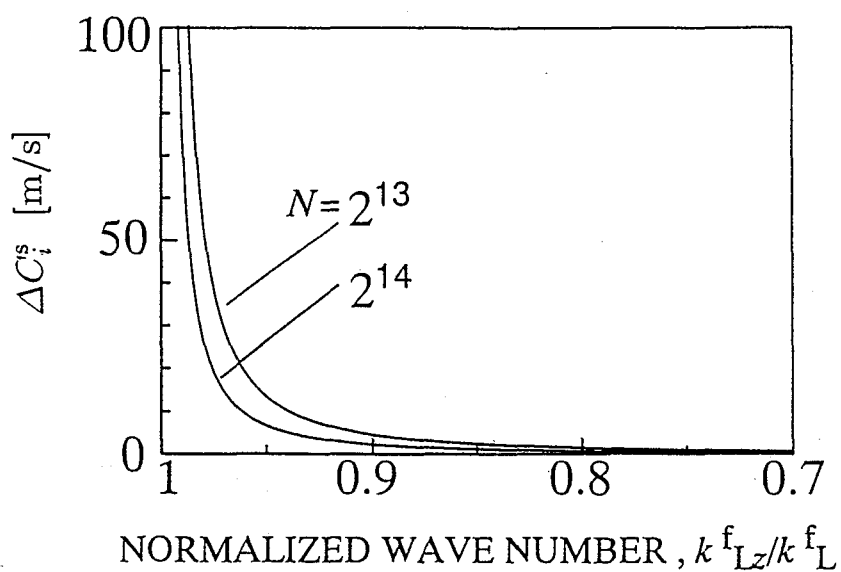


Fig. 2.23 Error of velocity and normalized wave number by discrete Fourier transform, N : numbers of data

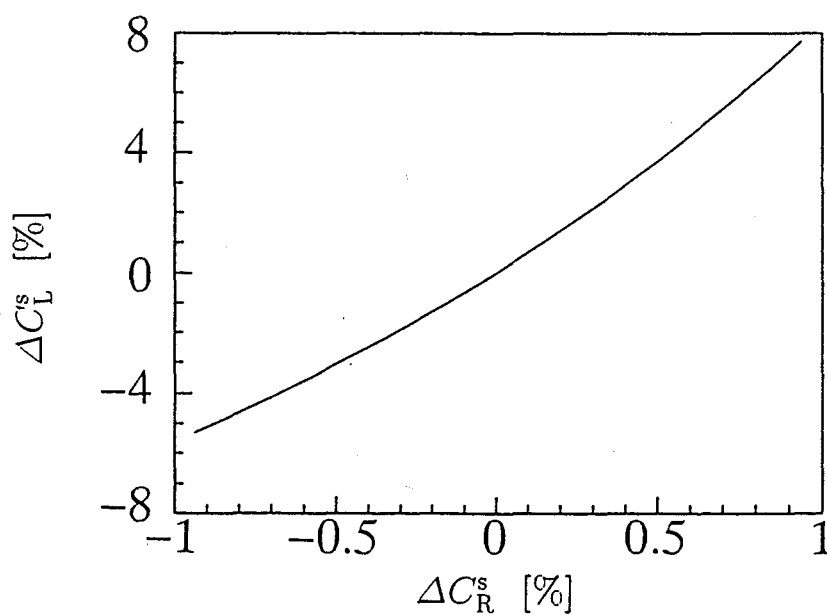
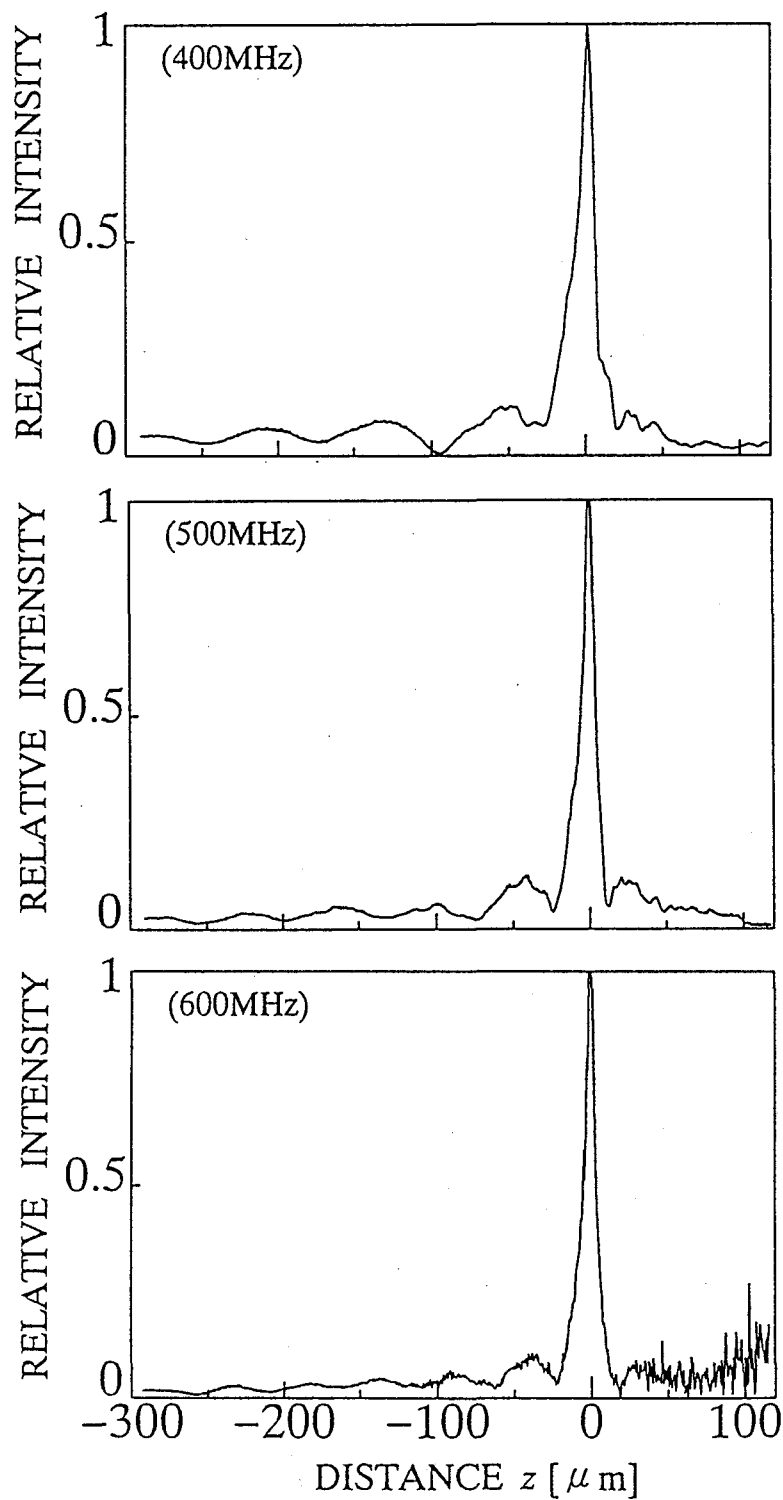
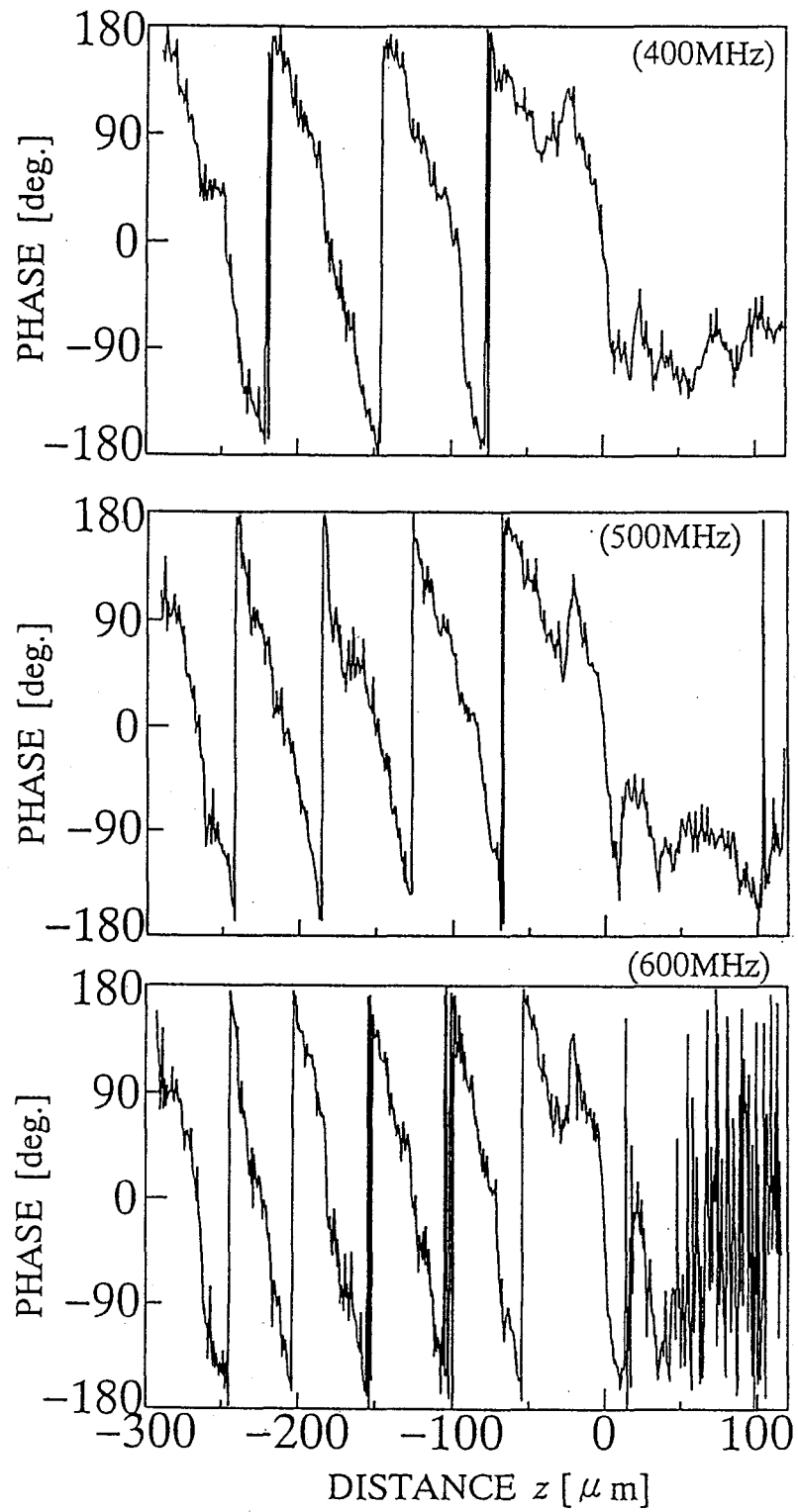


Fig. 2.24 Effect by the use of Rayleigh equation



(a)

Fig. 2.25 Measured complex $V(z)$ by several frequencies, (a) amplitude and (b) phase



(b)

Fig. 2.25 (Continued)

大きな誤差となる。

次に音響レンズの z 方向の作動距離内に入る $V(z)$ 曲線の周期の個数の影響を考える。多結晶炭化ケイ素をはじめ本節で用いたセラミックスでは波動伝ば速度が速いため、用いた音響レンズの作動距離 ($310\mu\text{m}$) 内に入る周期の個数は3~4であった。式 (2.3) からわかるように波動伝ば速度が速いほど $V(z)$ 曲線の周期 Δz が長くなり、伝ば速度が遅いほど短くなる。 $V(z)$ 曲線解析法では、 z 方向の作動距離内に入る周期の数は多いほど測定精度が上がり、測定周期が少ないほど測定結果のばらつきが大きくなるとともにその値が変化し、1,2周期では測定の再現性、波動伝ば速度の誤差が突然悪化することが報告されている^[2-43]。

そこで測定を行ったなかで最も波動伝ば速度が速い多結晶炭化ケイ素を用いて、複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度に与える $V(z)$ 曲線の周期の個数の影響を調べる。その結果を Fig. 2.25 に示す。周波数を上げることにより周期の数が多くなるが、S/N 比が悪くなる。これは付録 A.1.3 に示すように波動の吸収係数 α は、周波数 F とすると水の場合 10GHz までは α/F^2 は一定であるので、周波数を上げれば減衰が急激に大きくなるからである。波動伝ば速度の測定結果および弾性係数の計算結果を Table 2.8 に示す。同一点での測定にも関わらずかなり結果が異なっている。ここでは作動距離と $V(z)$ 曲線の周期の個数の問題を測定誤差の問題として考えたが、逆に周波数を細かく変化させることにより、多結晶炭化ケイ素について周期の個数と S/N 比のバランスが良い周波数がみつけることができる。そしてより精度を必要とする場合、このように測定条件を変化させ、それぞれの材料について、経験的なより良い条件をみつけなければならない。

Table 2.8 Measured velocities and moduli by several frequencies

Sample(SiC-No.5)	Frequency [MHz]		
	400	500	600
Rayleigh wave velocity [m/s]	6578	6738	6623
Transverse wave velocity [m/s]	7276	7384	7357
Young's modulus [GPa]	383	411	385
Shear modulus [GPa]	165	170	169
Poisson's ratio	0.16	0.21	0.14

2.5 結言

本章では，複素 $V(z)$ 曲線解析法により得られた波動伝ば速度を利用した弾性係数の同定を試み，その方法の有用性を調べた。

まずはじめに，溶融石英およびアルミニウム合金に対して複素 $V(z)$ 曲線解析法により波動伝ば速度測定を求め，その手法を確かめた．そしてその測定精度を調べたところ，溶融石英およびアルミニウム合金を用いた本研究の範囲では同一点の繰り返し測定における結果の標準偏差は，アルミニウム合金の縦波が最も大きく 36m/s 程度であった。

次に，複素 $V(z)$ 曲線法により測定される縦波および横波の伝ば速度を利用した弾性係数および Poisson 比を同定する方法を提案し，その妥当性を検討した．その結果，セラミックなどのように波動伝ば速度が速く作動距離内に $V(z)$ 曲線の周期が少ないため従来測定精度が低下すると考えられていた材料でも，本手法では弾性係数および Poisson 比は測定可能であることがわかった．しかし Poisson 比の測定結果は他の方法および文献値の測定結果に近い結果が得られない場合があり，今後検討が必要である。

そして弾性係数が異なるガラス試料を用いた弾性係数の測定結果では，その大小関係を評価することができた．本研究の範囲では，縦弾性係数および横弾性係数が約 4%，Poisson 比が約 13% の差を，評価することができた．またアルミニウム合金を用いた弾性係数分布の測定を行うことにより，本方法による弾性係数分布測定の可能性を示し，材料の微小領域の機械的特性評価が可能であることを示唆した。

しかしアルミニウム合金およびガラス試料 c,d 以外のすべての材料の測定結果で，縦波もしくは横波の測定が困難であった．本章ではこれらの波動の伝ば速度を，測定可能な 2 つの波動伝ば速度から Rayleigh 波の伝ば速度に関する方程式を用いることにより求めたが，求められた波動伝ば速度はばらつきが大きかった．そしてこの波動伝ば速度を利用した弾性係数の同定では，巨視的な値に近い値が得られるものの，比較的近い弾性係数を持つ材料との弾性係数の大小関係を評価できるほど精度は得られない場合があった。

このように，実際の測定では，測定可能な波動が複素 $V(z)$ 曲線解析法と $V(z)$ 曲線解析法でほぼ等しく，種々の波動伝ば速度の同時に測定しその物理的意味を理解できるという複素 $V(z)$ 曲線解析法の特長が必ずしも明瞭でない．そこで複素 $V(z)$ 曲線解析法により測定が困難な波動の信号を明確にすることを以下の第 3, 4 および 5 章で検討する。

<参考文献：第2章>

- [2-1] 日本機械学会編，技術資料 金属材料の弾性係数，(1980)，4，日本機械学会。
- [2-2] Spinner, S. and Tefft, W.E., A Method for Determining Mechanical Resonance Frequencies and for Calculating Elastic Moduli from These Frequencies, Proc. ASTM, 61(1961), 1221-1238.
- [2-3] 共和電業総合カタログ Cat. No300v/1990.
- [2-4] 田中・松井・栗村・秋庭，焼結アルミナの X 線的弾性定数，材料，36-407，(1987)，792.
- [2-5] Kushibiki, J., Ueda, T. and Chubachi, N., Determination of Elastic Constants by LFB Acoustic Microscope, IEEE Ultrasonics Symp. Proc., (1987), 817-821.
- [2-6] Mihara, T. and Obata, M., Elastic Constant Measurement by Using Line-Focus-Beam Acoustic Microscope, Experimental Mechanics, 32, (1992), 30-33.
- [2-7] 三原・浅野・小幡・渡辺・川崎，線集束型超音波顕微鏡によるジルコニア/ステンレス鋼焼結複合材料の弾性定数の評価，金属，56-3，(1992)，321-326.
- [2-8] 小林・轟・中村・朴・飯田，超音波顕微鏡による薄膜材料の弾性係数測定，日本機械学会材料力学部門講演会講演論文集，920-72，(1992)，653-654.
- [2-9] 相澤・伊藤・木原，超音波スペクトロスコーピー法による PVD-TiN 被覆 WC/Co 材料評価，日本機械学会第 70 期通常総会講演会講演論文集，930-9，(1993)，309-311.
- [2-10] Tsukahara, Y., Nakaso, N. and Ohira, K., Angular Spectral Approach to Reflection of Focused Beams with Oblique Incidence in Spherical-Planar-Pair Lenses, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., 38-5, (1991), 468-480.
- [2-11] Liang, K.K., Kino, G.S. and Khuri-Yakub, B.T., Material Characterization by the Inversion of $V(z)$, IEEE Trans. Sonics Ultrason., SU-32-2, (1985), 213.
- [2-12] Liang, K.K., Bennett, S.D. and Kino, G.S., Precision Phase Measurement with Short Tone Burst Signals in Acoustic Microscopy, Amer. Inst. Phys., 57-3, (1986), 446.
- [2-13] Endo, T., Sasaki, Y., Yamagishi, T. and Sakai, M., Determination of Sound Velocities by High Frequency Complex $V(z)$ Measurement in Acoustic Microscopy, Jpn. J. Appl. Phys., 31-1, (1992), 160.
- [2-14] 坂田編，超音波と材料，日本材料科学会編，(1992)，裳華房。
- [2-15] 御子柴・生嶋，超音波スペクトロスコーピー [応用編]，(1990)，倍風館。
- [2-16] 内野・館岡，超音波顕微鏡の原理とその応用，機械の研究，35-9，(1983)，7.

- [2-17] 酒井, 超音波顕微鏡の原理と応用, 非破壊検査, 39-5, (1990), 363.
- [2-18] 櫛引, 超音波によるマテリアルキャラクタライゼーション, 日本音響学会誌, 45-4, (1989), 294.
- [2-19] オリンパス光学工業(株), 超音波顕微鏡UH3取扱説明書, (1984).
- [2-20] 遠藤, 複素 $V(z)$ 曲線による薄膜解析, 超音波テクノ, 5-2, (1993), 27-32.
- [2-21] Atalar, A., An Angular-spectrum Approach to Contrast in Reflection Acoustic Microscope, J. Appl. Phys., 49, (1978), 5130-5139.
- [2-22] Atalar, A., A Physical Model for Acoustic Signatures, J. Appl. Phys., 50, (1979), 8237-8239.
- [2-23] Weglein, R. D., A Model for Predicting Acoustic Material Signatures, Appl. Phys. Lett., 34-3, (1979), 179.
- [2-24] Parmon, W. and Bertoni, N., Ray Interpretation of the Material Signature in the Acoustic Microscope, Electron. Lett., 15-21, (1979), 684-686.
- [2-25] 東芝セラミックス(株)資料.
- [2-26] Kushibiki, J., Wakahara, T., Kobayashi, T. and Chubachi, N., A Calibration Method of the LFB Acoustic Microscope System Using Isotropic Standard Specimens, Ultrasonics Symposium, (1992), 719-722.
- [2-27] 日本機械学会編, 機械工学便覧, (1987).
- [2-28] 根岸・高木, 超音波技術, (1984), 147-150, 東京大学出版会.
- [2-29] 福岡・戸田・平尾, 音弾性の基礎と応用, (1993), 73-105, オーム社.
- [2-30] 島田・渡辺・小幡・三原, Line-Focus-Beam超音波顕微鏡による応力測定, 非破壊検査, 36, (1987), 540.
- [2-31] 小幡・江原・小島・島田, Line-Focus-Beam超音波顕微鏡による局所応力測定 - 音弾性定数未定の場合 -, 非破壊検査, 37, (1988), 660.
- [2-32] Okade, M. and Kawashima, K., Localized Stress Measurement of Aluminum Alloy with Acoustic Microscope, 7th International Symposium on Nondestructive Characterization of Materials, (1995).
- [2-33] 岡出・河合・長谷部・川嶋, 超音波顕微鏡による表面波速度の高精密度測定, 機論A, 61-588, (1995-8), 1847-1850.
- [2-34] Kushibiki, J., Wakahara, T., Kobayashi, T. and Chubachi, N., A Calibration Method of the LFB Acoustic Microscope System Using Isotropic Standard Specimens, Ultrasonic Symp., (1992), 719-722.
- [2-35] Zeiger, A. and Jassby, K., Measurement of Acoustoelastic Coefficients of Rayleigh Waves in Steel Alloys, J. Nondestruct. Eval., 3-2, (1982), 115.
- [2-36] Jassby, K. and Kishoni, D., Experimental Technique for Measurement of Stress-acoustic Coefficients of Rayleigh Waves, Exp. Mech., 23, (1983), 74.

- [2-37] (株)日本セラテック資料.
- [2-38] HOYA(株)資料.
- [2-39] Petzow,G., 金属エッチング技術, (1977), アグネ.
- [2-40] 日本金属学会編, 金属組織写真集 非鉄材料編, 丸善, (1972).
- [2-41] 小川, 結晶物理工学, 裳華房, (1976), 197.
- [2-42] 南, 科学計測のための波形データ処理, CQ出版社, (1986).
- [2-43] 三原・中鉢・佐藤, LBF超音波顕微鏡における音速測定範囲の狭域化と不均質材料評価への適用, 非破壊検査, 41-10, (1992), 607-612.

第3章 超音波顕微鏡のレンズ特性

3.1 緒言

複素 $V(z)$ 曲線解析法を用いれば、 $V(z)$ 曲線解析法では得られなかった試料からの反射の情報を得ることができるため、各種波動伝ば速度を同時に測定できる可能性がある。しかし実際の波動伝ば速度測定においては、前章のように試料が一般的な等方性材料の場合でも、縦波および横波の臨界角信号を、複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果に確認するのが困難で、 $V(z)$ 曲線解析法と測定可能な波動の種類は同じ場合があった。このことは、一般的な工学材料の各種波動伝ば速度計測に、複素 $V(z)$ 曲線解析法を適用する際の妨げの一つとなっていた。

前章で述べたように、 $V(z)$ 曲線はレンズの特性およびカップラと試料の関係によって決定される。そこで本章では、まずレンズの特性に注目し、複素 $V(z)$ 曲線解析法に基づいた波動伝ば速度計測に適したレンズ特性について考察を行う。

複素 $V(z)$ 曲線解析法において、従来の $V(z)$ 曲線解析用の音響レンズをそのまま用いているのが現状であるが、 $V(z)$ 曲線解析に用いられる音響レンズは、一般に Fresnel パラメータが 1 付近になるように設計されている。そのため、レンズの伝達関数の振幅および位相は、超音波の入射角に対し、極大および極小を示さず、振幅がレンズ曲面の中心軸部から周辺部へなだらかに変化している^[3-1]。このことが、複素 $V(z)$ 曲線解析法で試料中の各種波動の伝ば速度を同時に計測するのが困難になる原因の 1 つと考えられる。そこで、あらかじめ理論的にレンズの特性を把握し、複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズを設計・製作することが望まれる。

音響レンズは、凹面トランスデューサ方式^{[3-2]-[3-4]}および音響レンズ方式^[3-5, 6]に大別される。凹面トランスデューサ方式は完全に無収差であるという特徴を持つが、音響レンズ方式に比べて、デバイス作成上の技術的問題があり、高周波数化の研究は行われている^[3-9]ものの、現段階では、400MHz 程度が限界のようである。一方、音響レンズ方式は、広い周波数領域で実用化でき、技術的にも確立されており、レンズ特性を容易に変化させることができるため、一般的に用いられている。また凹面トランスデューサと音響レンズを組み合わせた非同心球殻凹面トランスデューサと呼ばれる方式も研究されている^[3-7, 8]。これは研磨した球面殻の凸面上に超音波トランスデューサを形成し、凹面を音響レンズとして利用するものである。しかしこれらレ

レンズ特性の研究は、 $V(z)$ 曲線解析法に関する報告が主で、レンズ特性の理論結果を複素 $V(z)$ 曲線解析法による実験結果によって検証した報告は少ない。

そこで本章では、複素 $V(z)$ 曲線解析法に基づいて波動の臨界角を計測するのに適したレンズ特性について考察を行う。一般に用いられている音響レンズ方式について、音響レンズの特性をレンズ内部およびレンズ先端部に分けて、理論的に考察する。そして、レンズ特性の理論解析の妥当性を、実験により確認するとともに、音響レンズに望まれる特性について検討する。最後に特性の異なるレンズを用いて、数種の試料の測定を行い、レンズ特性が波動の臨界角の測定結果に及ぼす影響について明らかにする。なお本章では、解析結果の考察を簡単にするために、試料の異方性を考慮しない点集束レンズを用いた。

3.2 音響レンズの伝達関数

3.2.1 理論解析

第2章で述べたレンズの伝達関数 I は、後焦点面 (Fig. 2.5 参照) の音場特性 U およびレンズ先端部における透過関数 T_i ($i = 1, 2$) により、

$$I^2(k_{Lz}^f) = U^2(k_{Lz}^f) T_1(k_{Lz}^f) T_2(k_{Lz}^f) \quad (3.1)$$

で表わされる^[3-10]。ここで、 k_{Lz}^f は、カップラの波数ベクトルの z 方向成分である。また添字 1 および 2 はそれぞれレンズからカップラおよびカップラからレンズへの透過関数を示す。

3.2.2 後焦点面の音場特性

実際の音響レンズの材料は単結晶アルミナで異方性材料である。しかしここでは理論解析を簡単にする目的から、ピストン状トランスデューサから均質等方性のレンズ内へ放射された1種類の波動(縦波)による変位分布を Fig. 3.1 のようにモデル化し、Fig. 3.2 のように円柱座標系 (r, ϕ, z) を用いて理論解析する。

トランスデューサから距離 L 離れた点における変位ポテンシャル $\Phi(r, z)$ は次式で与えられる^[3-11]。

$$\Phi(r, z) = -\frac{U_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{e^{-i\kappa L}}{L} \rho d\phi d\rho \quad (3.2)$$

ここで U_0 および κ は、トランスデューサの変位および音響レンズ材料の縦波の波数である。

したがってトランスデューサ全面からの点 Q における変位の z 方向成分 $U(r, z)$ は、

$$U(r, z) = \partial\Phi/\partial z \quad (3.3)$$

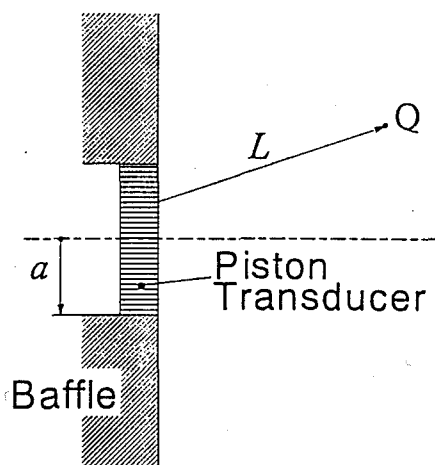


Fig. 3.1 Model used in calculation for the plane piston transducer

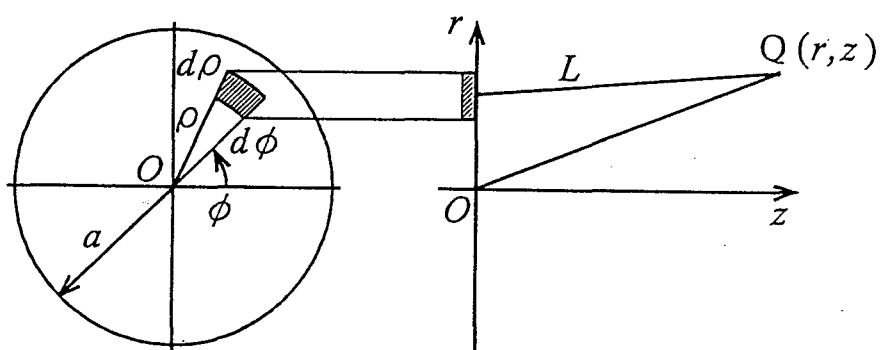


Fig. 3.2 Notation used in calculation for the plane piston transducer

で表される^[3-5]. この変位分布は, 音響レンズ材料の縦波の波長を Λ とおくと Fresnel パラメータ $S \equiv \Lambda z/a^2$ により決定される^{[3-13]-[3-17]}ことが知られている.

$\kappa a = 50$ (κ は音響レンズ材料の縦波の波数で $\kappa = 2\pi/\Lambda$) の場合の $U(r, z)$ の計算結果を Fig. 3.3に示す. ピストン状トランスデューサの中心軸 (z 軸) 上における変位分布を上側の図に示す. $S = 1.0$ 付近で最大値を取り, $S < 1.0$ では振動し, $S > 1.0$ の領域では単調に減少する. そして $S = 0.25, 0.5, 1.0, 2.0$ における変位の r 方向分布を下側の図に示す. $S = 0.25$ および 0.5 では, トランスデューサの中心軸上から少し離れたところで最大値を取る. $S = 1.0$ および 2.0 では, トランスデューサの中心軸上で最大値を取り, トランスデューサの中心軸から離れるにしたがい, 小さくなる. このように $S > 1.0$ の領域では, なだらかな変位の変動を示す. このため $V(z)$ 曲線解析法を利用する従来の超音波顕微鏡の音響レンズでは, 後焦点面の音場が $S > 1.0$ になるように設計されている.

3.2.3 レンズ先端部における透過関数

音響インピーダンスが大きく異なるレンズとカップラとの境界面で波動を効率良く透過させるために, レンズ先端部には表面整合層が蒸着されている. 本研究のように音響レンズの母材が単結晶サファイアでカップラが水ならば, 表面整合層が蒸着されていない場合, 12%のパワーしか透過せず, また低周波数用の音響レンズの材料が熔融石英でカップラが水の場合には 36%のパワーしか透過しない^[3-18]という報告がある.

また実際のレンズ先端部は球面であることから, レンズ先端表面ではさまざまな方向に波動が入射するため透過現象は著しく複雑となる. そこでレンズ先端部における透過関数を, 一定の厚さの表面整合層を含むレンズとカップラの3層の平面構造と近似して, y 軸に平行な波面をもつ波動が一定の角度で入射するとして透過関数の理論解析を行った. 表面整合層が球面の法線方向に一定であれば, 表面整合層はこのような近似で良いが, Lemons は Fig. 3.4(b) のように膜厚が中心軸に平行な方向に一定値 d で,

$$d(\theta) = d \cos \theta \quad (3.4)$$

として, 理論解析を行っている^[3-2]. 実際の表面整合層がどのようなになっているかは不明であるため, 解析を簡単にするため本研究ではすべての角度で d が一定とした (Fig. 3.4(a)). レンズ母材には, z 軸が結晶の c 軸と一致するように単結晶サファイアが用いられているが, 前節と同様本節においても解析を簡単にするため, 均質等方性材料と仮定して理論解析を行う.

はじめにレンズからカップラ (液体) に透過する場合の透過関数を求める. 直角座標 (x, z) を Fig. 3.5 のように定義すると, 固体の変位 u_i および応力 σ_{ij} ($i, j = x, z$) は

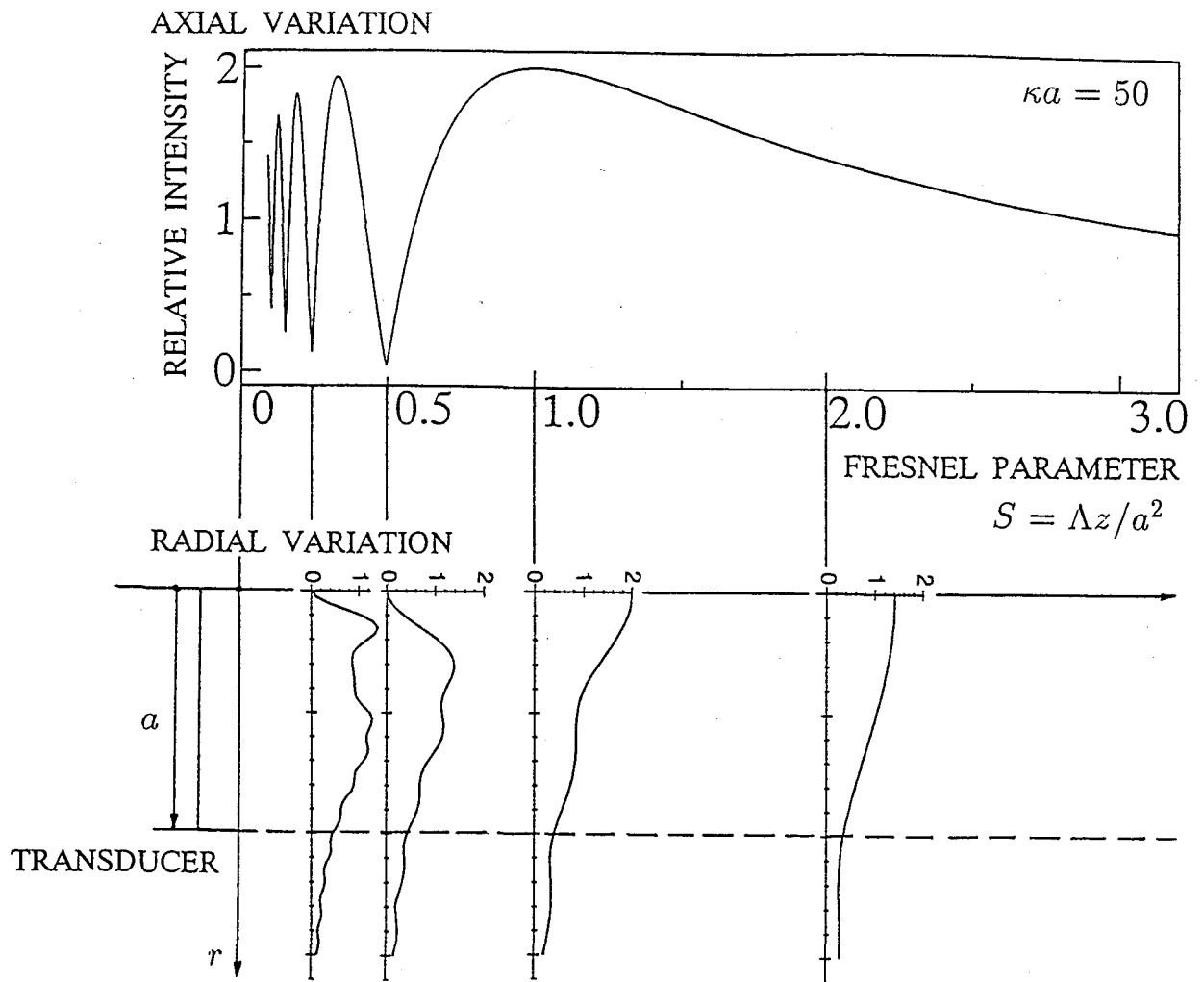


Fig. 3.3 Displacement distribution produced by a circular transducer

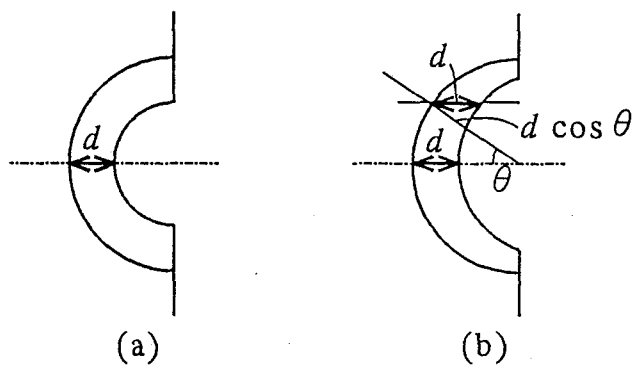


Fig. 3.4 Thickness of antireflection coating for (a) this calculation and (b) Lemons' calculation

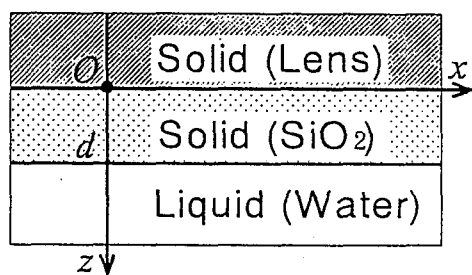


Fig. 3.5 Notation used in calculation for the 3 layers at the tip of acoustic lens

Helmholtz の定理 (付録式 (A.1)) により, 縦波および横波を表す変位ポテンシャル ϕ および ψ と関係づけられる.

固体には縦波および横波が, 液体には縦波のみが伝ばするため, 媒質中の変位ポテンシャルはそれぞれ次のように置くことができる^[3-20].

$$\begin{aligned}\phi_1 &= (\phi_1^+ e^{i\alpha_1 z} + \phi_1^- e^{-i\alpha_1 z}) e^{i(\xi x - \omega t)} \\ \psi_1 &= \psi_1^- e^{-i\beta_1 z} e^{i(\xi x - \omega t)} \\ \phi_2 &= (\phi_2^+ e^{i\alpha_2 z} + \phi_2^- e^{-i\alpha_2 z}) e^{i(\xi x - \omega t)} \\ \psi_2 &= (\psi_2^+ e^{i\beta_2 z} + \psi_2^- e^{-i\beta_2 z}) e^{i(\xi x - \omega t)} \\ \phi_3 &= \phi_3^+ e^{i\alpha_3(z-d)} e^{i(\xi x - \omega t)}.\end{aligned}\tag{3.5}$$

ただし d は表面整合層の膜厚, α_i および β_i は縦波および横波の伝ばベクトルの z 方向成分, ξ は x 方向成分である. ω は角振動数, t は時間を示す. また上添字の+および-は, 入射波および反射波に関するものを, 下添字の1,2 および3 はそれぞれレンズ, 表面整合層およびカップラに関するものを示す.

境界条件として $z=0$ において z 方向の垂直応力, x 方向のせん断応力および, x および z 方向の粒子速度が等しく, $z=d$ において z 方向の垂直応力および z 方向の粒子速度が等しく, また x 方向のせん断応力が零であると仮定する. Helmholtz の定理である式 (A.1)(付録), 式 (3.5) および境界条件から入射波に対する透過波の縦波の透過関数 $T_1 = (\rho_3 \alpha_3 / \rho_1 \alpha_1)^{1/2} (\phi_3^+ / \phi_1^+)$ は次のように求められる.

$$T_1 = \frac{(w_{21} e_{43} - e_{23} w_{41}) G_3 - (w_{31} e_{43} - e_{33} w_{41}) G_2}{e_{43} \omega \alpha_3 G_3 + \lambda_3 k_3^2 G_2} \sqrt{\frac{\rho_3 \alpha_3}{\rho_1 \alpha_1}}\tag{3.6}$$

ここで ρ_i は密度, k_3 はカップラの縦波の波数,

$$G_i = e_{i1} e_{43} - e_{i3} e_{41} \quad (i = 2, 3)\tag{3.7}$$

である. また, w_{ij} および e_{ij} は以下のとおりである.

$$\begin{aligned}w_{ij} &= W_{ij} + W_{ij+1} \\ e_{ij} &= (-1)^{(j-1)/2} (W_{ij} - W_{ij+1}) \quad (i = 2, 3, 4, j = 1, 3)\end{aligned}$$

ただし W_{ij} は, 次の行列式 W の各成分である.

$$[W] \equiv [M_2(d)][M_2(0)]^{-1} \begin{bmatrix} 1 & & & 0 \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ 0 & & & \mu_1/\mu_2 \end{bmatrix} [M_1(0)]\tag{3.8}$$

また行列 M の成分は, 次式のようになる. ここで λ_i および μ_i は Lamé の定数である.

$$\begin{aligned}M_j(z) &= \{M_{kl}^j\} \\ M_{11}^j &= \omega \xi \cos(\alpha_j z), & M_{12}^j &= i\omega \xi \sin(\alpha_j z), \\ M_{13}^j &= -\omega \beta_j \cos(\beta_j z), & M_{14}^j &= -i\omega \beta_j \sin(\alpha_j z),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 M_{21}^j &= i\omega\alpha_j \sin(\alpha_j z), & M_{22}^j &= \omega\alpha_j \cos(\alpha_j z), \\
 M_{23}^j &= i\omega\xi \sin(\beta_j z), & M_{24}^j &= \omega\xi \cos(\beta_j z), \\
 M_{31}^j &= -(\lambda_j k_j^2 + 2\mu_j \alpha_j^2) \cos(\alpha_j z), \\
 M_{32}^j &= -i(\lambda_j k_j^2 + 2\mu_j \alpha_j^2) \sin(\alpha_j z), \\
 M_{33}^j &= -2\mu_j \xi \beta_j \cos(\beta_j z), & M_{34}^j &= -i2\mu_j \xi \beta_j \sin(\beta_j z), \\
 M_{41}^j &= -i\alpha_j \xi \sin(\beta_j z), & M_{42}^j &= -\alpha_j \xi \cos(\beta_j z), \\
 M_{43}^j &= -i \frac{(\xi^2 - \beta_j^2)}{2} \sin(\beta_j z), & M_{44}^j &= -\frac{(\xi^2 - \beta_j^2)}{2} \cos(\beta_j z).
 \end{aligned}$$

逆にカップラからレンズへの透過関数 T_2 を求める場合も同様にして、変位ポテンシャルを次のように仮定する。

$$\begin{aligned}
 \phi_1 &= \phi_1^+ e^{i\alpha_1(z-d)} e^{i(\xi x - \omega t)} \\
 \psi_1 &= \psi_1^- e^{i\beta_1(z-d)} e^{i(\xi x - \omega t)} \\
 \phi_2 &= \{\phi_2^+ e^{i\alpha_2(z-d)} + \phi_2^- e^{-i\alpha_2(z-d)}\} e^{i(\xi x - \omega t)} \\
 \psi_2 &= \{\psi_2^+ e^{i\beta_2(z-d)} + \psi_2^- e^{-i\beta_2(z-d)}\} e^{i(\xi x - \omega t)} \\
 \phi_3 &= \{\phi_3^+ e^{i\alpha_3 z} + \phi_3^- e^{-i\alpha_3 z}\} e^{i(\xi x - \omega t)}
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

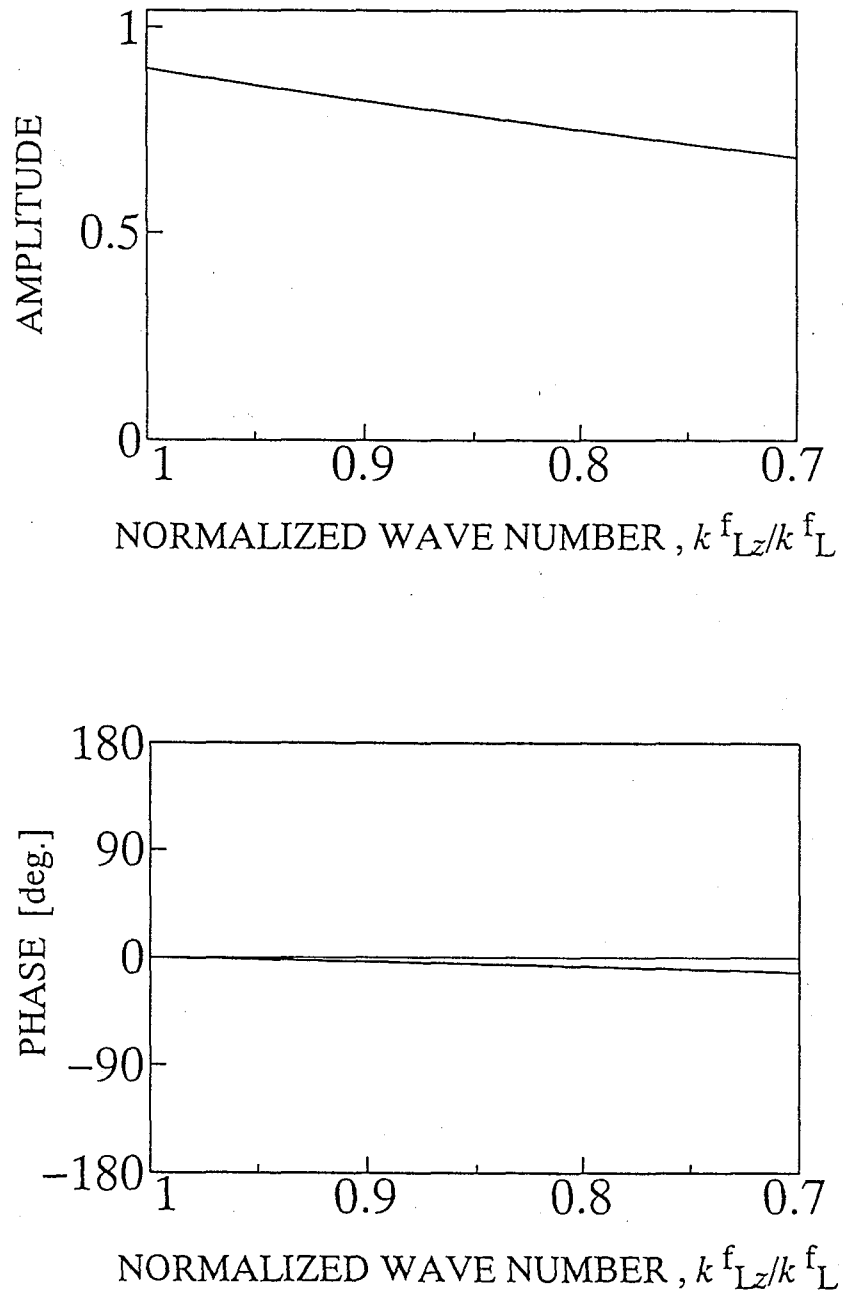
よって、透過関数 $T_2 = (\rho_1 \alpha_1 / \rho_3 \alpha_3)^{1/2} (\phi_1^+ / \phi_3^+)$ は、

$$T_2 = \frac{2\alpha_3 \omega \lambda_3 k_3^2 w_{43}}{\lambda_3 k_3^2 (w_{21} w_{43} - w_{23} w_{41}) - \alpha_3 \omega (w_{31} w_{43} - w_{33} w_{41})} \sqrt{\frac{\rho_1 \alpha_1}{\rho_3 \alpha_3}} \tag{3.10}$$

となる。なお各記号は式(3.6)と同様である。

これまで述べてきた3層の中間層である音響整合層の音響インピーダンス（波動伝ば速度×密度）の最適値は、両側の音響インピーダンスの積の平方根であることが知られており^[3-18]、化学組成比を調合したカルゴゲナイト・ガラスでは、100%近い透過が実現されている^[3-21]。しかしカルゴゲナイト・ガラスは、一般にカップラに用いられる水に長時間浸しておくとう融けてしまうため、実用的ではなく研究用にしか用いられない。そこで、市販の音響レンズの母材がサファイアの場合は、一般に溶融石英などのガラス膜が^[3-22, 23]、溶融石英の場合には、PVDFやP(VDF-TrFE)などの高分子膜が用いられる^[3-24]。また効率よく波動を透過させるための表面整合層の厚さは、表面整合層材料の縦波の1/4波長が良いことが知られている^[3-2]。

そこで、レンズ母材にサファイア、表面整合層に溶融石英、カップラに水を用いた場合のレンズ → 表面整合層 → カップラの透過関数 T_1 の計算結果を Fig. 3.6 に示す。表面整合層の膜厚は溶融石英の縦波の1/4波長にしている。その他、用いたパラメータは Table 3.1 に示す。Fig. 3.6 の横軸は、複素 $V(z)$ 曲線解析法に与える影響を調べるために、複素 $V(z)$ 曲線解析法と同じ規格化波数で表した。振幅は、横軸の規格化波数が1から小さくなるにしたがい、次第に小さくなっている。また、位相の変化はほとんどなく、0deg. 付近でほぼ一定である。次に、カップラ → 表面整合層 → レンズの透過関数 T_2 を Fig. 3.7 に示す。透過関数 T_1 とほぼ同じ形であることがわかる。

Fig. 3.6 Transmission function T_1 of antireflection coating for acoustic lens

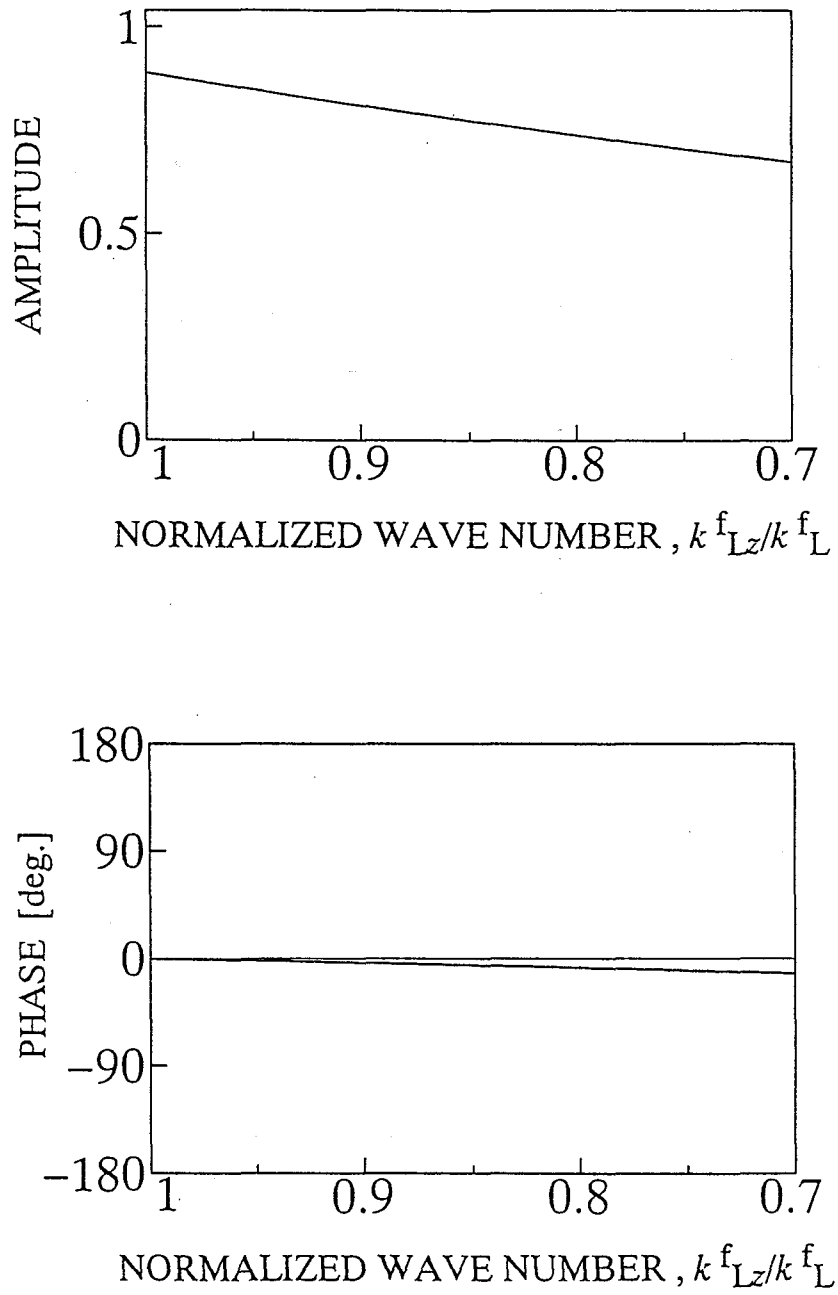


Fig. 3.7 Transmission function T_2 of antireflection coating for acoustic lens

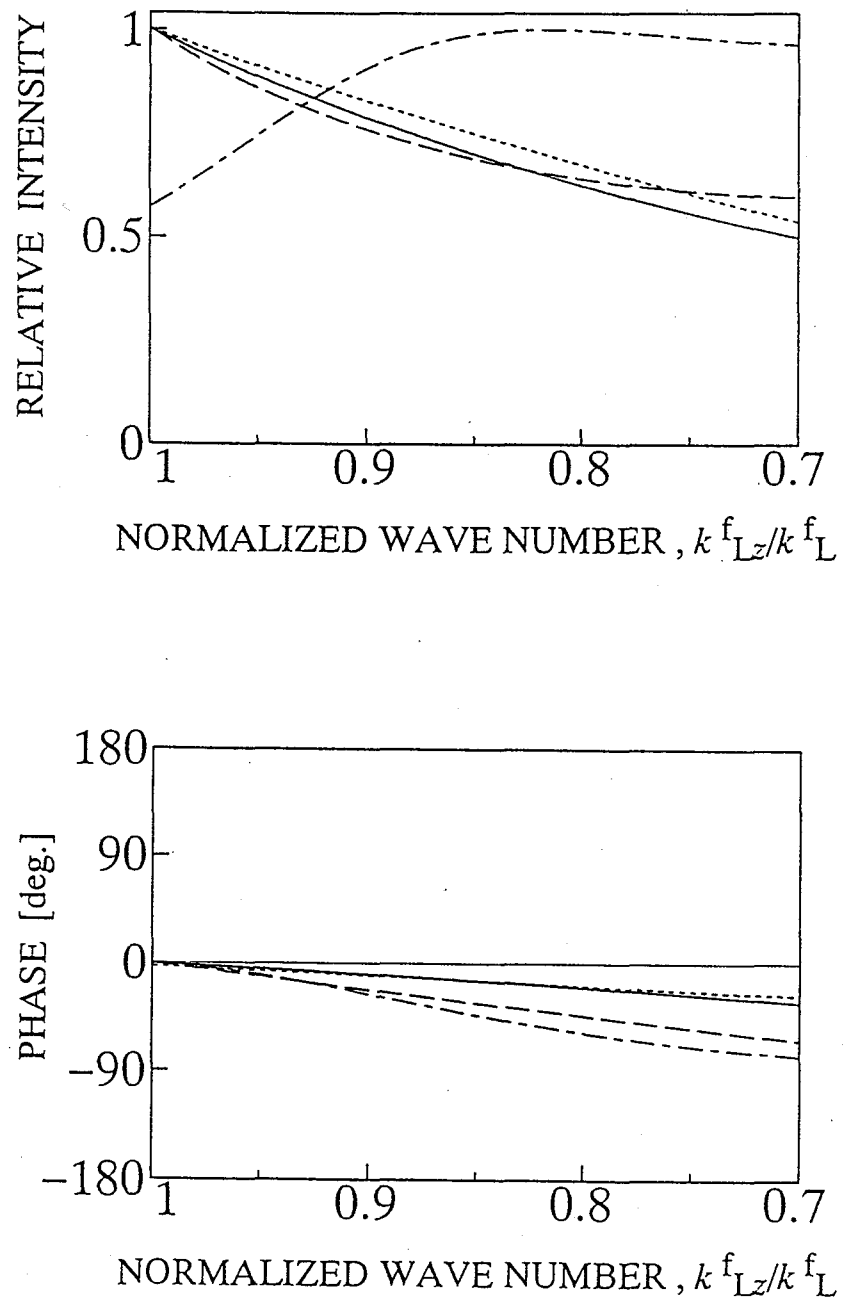


Fig. 3.8 Transmission function $T_1 \times T_2$ of acoustic lens (dotted line: 150MHz, solid line: 200MHz, broken line: 300MHz, dash-dotted line: 400MHz)

Table 3.1 Parameter used in calculation of transmission function

Sample	Velocity [m/s]		Density [10 ³ kg/m ³]
	Longitudinal wave	Transverse wave	
Z-cut sapphire	11174	6950	3.99
Fused quartz	5980	3760	2.2
Water	1500	—	1.0

第2章で述べたように、反射関数とレンズの伝達関数の積は $V(z)$ 曲線の Fourier 変換の形になっている。一般的な材料の場合、音響レンズの開口端に相当する規格化波数で、反射関数の振幅は 1 である。音響レンズの開口端に相当する規格化波数で、レンズの伝達関数の振幅がある大きさを持っている場合、Fourier 変換の関係にある $V(z)$ 曲線に離散 Fourier 変換における打ち切り誤差に相当するものが表れる。しかし、レンズ先端部における透過関数 T_1 および T_2 は、規格化波数が 0.7 に近くなるほど小さくなるため、レンズ先端部における透過関数は、レンズの伝達関数に離散 Fourier 変換における窓関数の役割を与えるように作用する。

次に、レンズの周波数とレンズ先端部における透過関数の関係を調べた。次節の理論の検証において、レンズの伝達関数の理論結果と実験結果を比較する。レンズの伝達関数を実験的に変化させるには、Fresnel パラメータを変化させなければならないので、トランスデューサ径、レンズ長または周波数のいずれかを変化させなければならない。そのなかで周波数を変化させることが、最も簡単であるため、次節では周波数を変化させ、レンズの伝達関数を変化させる。しかし周波数にあわせて表面整合層の厚さを変化させることは困難である。

そこであらかじめ、レンズ先端部における透過関数における周波数つまり膜厚の影響を評価する必要がある。次節ではトランスデューサの最大出力が 200MHz であるレンズを、160, 200, 250, 300, 400MHz の周波数で用いるので、150~400MHz の領域で周波数つまり波長を変化させ、表面整合層の厚さを一定としたままレンズ先端部における透過関数 $T_1 \times T_2$ を計算した。周波数が 150MHz (表面整合層の厚さは縦波の波長の 3/16, 図中点線), 200MHz (波長の 1/4, 実線), 300MHz (波長の 3/8, 破線), 400MHz (波長の 1/2, 一点鎖線) の計算結果を Fig. 3.8 に示す。比較のために、縦軸は最大値で規格化している。周波数が 150, 200, 300MHz のときの振幅は、規格化波数が 1 で最大値を示す。しかし周波数が 400MHz のとき振幅は規格化波数が 1 で最小値を示す。また位相は 150MHz, 200MHz では、規格化波数に対し、ほとんど 0deg. 付近でほぼ一定である。しかし 300MHz, 400MHz では、規格化波数が 1 から 0.7 に近づくとつれて、位相は次第に 0 より小さくなる。

したがって、表面整合層の厚さが表面整合層の縦波の波長の約 3/16~約 3/8 にあ

る場合には、レンズ先端部における透過関数は、振幅の絶対値は異なるものの、規格化した場合にはほぼ同じ形を示す。そのためこの領域で用いるならば、レンズの伝達関数の振幅に大きな影響は与えない。しかし表面整合層の厚さが波長の約 1/2 程度の場合には、振幅の形がかなり異なってしまうので、波長と膜厚の関係がこのような場合は、実験結果を考察するのに、注意が必要である。また位相では、表面整合層の厚さが表面整合層の縦波の波長の約 1/4 以下では、問題とならないくらいの小さい変化しか表れない。したがってこの領域で用いるならば、レンズの伝達関数の位相に大きな影響を与えない。しかし表面整合層の厚さがそれ以上となると、規格化波数が 0.7 付近では位相のずれが大きいので、波長と膜厚の関係がこのような場合には、注意が必要である。

3.2.4 理論の検証

位相検出型超音波顕微鏡（オリンパス光学工業(株)製）を用い、レンズの伝達関数を第2章で述べた複素 $V(z)$ 曲線解析法により実験的に求めた。カップラとして蒸留水を使用し、 z 方向移動ステップ $0.8\mu\text{m}$ 間隔で走査して、512点のデータを測定した。

レンズの伝達関数の測定用の試料として、テフロンを用いた。テフロンの複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果を文献値^[3-5]を用いた理論反射関数で割ることにより、テフロンの影響を除いたレンズの伝達関数を求めた。また試料については底面の影響がないように厚さを縦波の波長の 10 倍以上とし、表面は鏡面仕上げした。

Table 3.2に示されるレンズ I を用い、周波数を 160, 200, 250, 300, 400MHz の 5 通りについて伝達関数の測定を行った。なおレンズ I のトランスデューサは 200MHz に

Table 3.2 Parameter of used acoustic lens

Lens type	I	II
Material of transducer	Zinc oxide film	
Material of buffer rod	Z-cut sapphire	
Material of antireflection coating	Fused quartz	
Radius of transducer [mm]	0.60	0.38
Frequency of maximum output of transducer [MHz]	200	
Length of buffer rod [mm]	6.1	
Radius of lens [mm]	0.50	
Aperture angle [deg.]	60	
Thickness of antireflection coating	1/4 of longitudinal wave length at 200 MHz	

において最大出力を示すように設計されている。200MHzにおける音響レンズの伝達関数 I^2 の振幅および位相の測定結果を規格化波数 k_{Lz}^f/k_L^f を変数として Fig. 3.9の実線で示す。この場合、Table 3.2から求めた Fresnel パラメータ S は 0.95 であり、振幅は $k_{Lz}^f/k_L^f = 1$ で小さく、約 0.93 で最大値をとり、0.75 付近で再び小さなピークを示す。位相は $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.75$ までなだらかであり、その後急激に増加している。Table 3.2の諸元を用いて前節の理論からレンズの伝達関数 I^2 の計算を行ない、実験結果と比較した。その結果、振幅の極大値をとる規格化波数が、ずれる傾向にあることがわかった。

そこで実験結果に一致するように理論解析において、トランスデューサ径だけを変化させて Fresnel パラメータ S を変え、Fig. 3.9の破線のような理論結果を得た。Table 3.3にこのようにして求めた Fresnel パラメータ S の理論値と Table 3.2から求めた実験値とを比較して示した。Table 3.2を用いて算出した Fresnel パラメータ S は、理論値の約 1.97 倍であった。ちなみに、斉藤らは約 1.4 倍大きい値が得られたと報告 [3-26] している。両方で数値は異なるが、実験による値が理論値より大きくなる傾向は一致している。Fresnel パラメータ S の理論値がトランスデューサ径のみに関係していると仮定すると、トランスデューサは実際より約 1.4 倍大きい有効径を持つとみなせる。このトランスデューサ有効径をもちいて理論解析を行うことにより、実験結果を良い精度で近似できた。

3.3 波動の臨界角計測

3.3.1 音響レンズの伝達関数

波動の伝ば速度を求めるために必要な臨界角を明確に識別するためのレンズの伝達関数 I^2 について検討する。

Table 3.3 Parameter S in experiment and theory

Frequency [MHz]	Experimental value S	Theoretical value S	Theoretical value a [mm]
160	1.19	0.600	0.845
200	0.95	0.473	0.850
250	0.76	0.392	0.835
300	0.63	0.319	0.845
400	0.48	0.248	0.830
Mean value			0.841

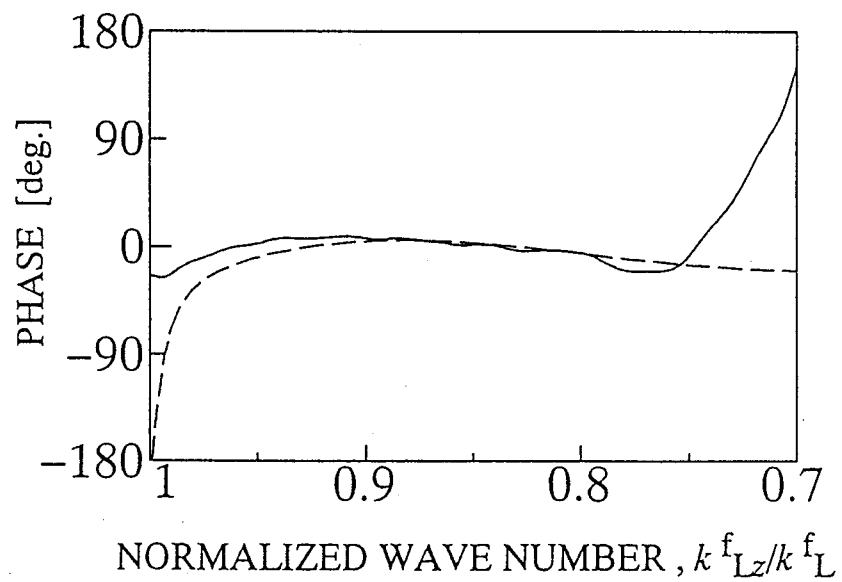
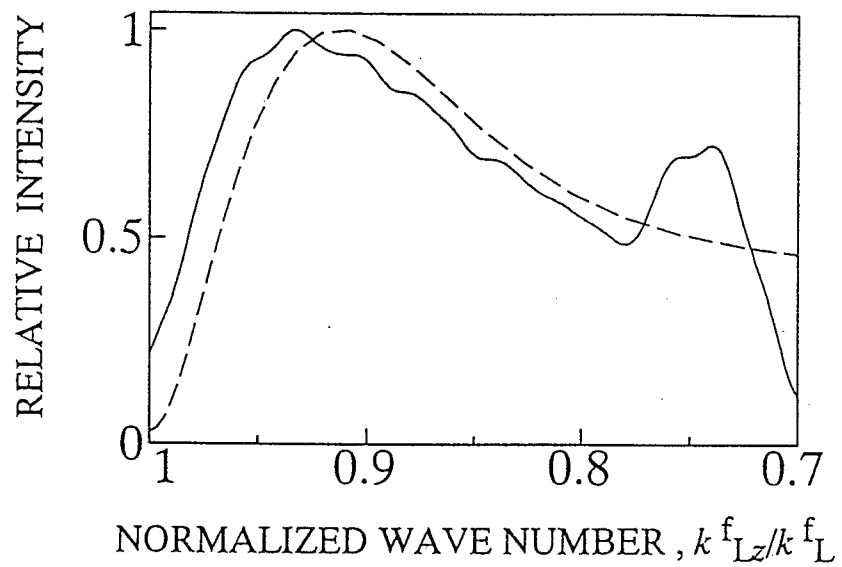


Fig. 3.9 Transfer function I^2 of lens type I (200MHz), solid line: experiment, dashed line: theory ($a=0.841$ [mm])

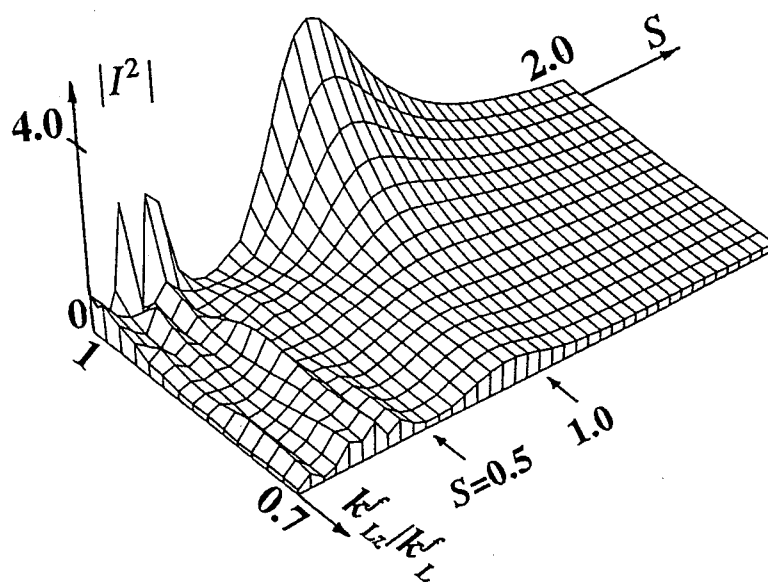


Fig. 3.10 Amplitude in transfer function of acoustic lens (calculation)

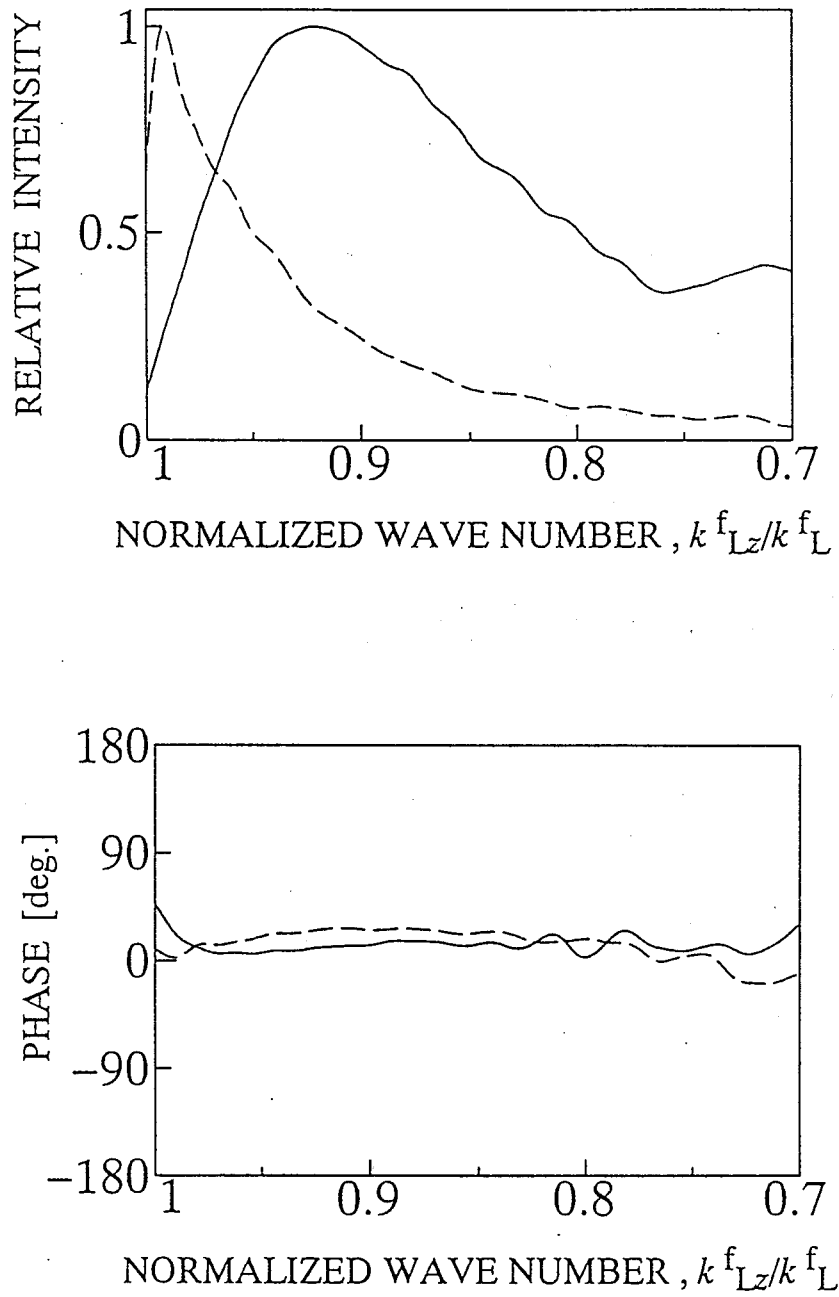


Fig. 3.11 Measured transfer function I^2 of lens (180MHz), solid line: lens type I, dashed line: lens type II

トランスデューサ有効径を考慮したレンズの伝達関数 I^2 の計算結果を Fig. 3.10 に示す。従来の $V(z)$ 曲線解析法用のレンズでは、Fresnel パラメータ S は 1.0 付近に設定されており、この領域における音響レンズの伝達関数の振幅が、レンズの中心軸上で大きく、中心軸から離れるに従い小さくなる。

それに対し、複素 $V(z)$ 曲線解析法用の音響レンズでは伝達関数の振幅は一定である方が好ましいと考えられる。Fig. 3.10 から振幅が一定値になる Fresnel パラメータ S は存在しないが、Fresnel パラメータ S が 0.5 付近では、金属材料などの縦波の臨界角に相当する規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.97 \sim 0.90$ の領域は伝達関数の振幅が他の領域より大きく、しかも大きな変動が少ない。Fresnel パラメータ S が 0.5 付近の場合と 1.0 付近の場合を比べると、Fresnel パラメータ S が 0.5 付近の方が振幅の絶対値はかなり小さいが、それ自身の変化量は小さい。

そこで変化量が小さいことに着目した Fresnel パラメータ S が 0.5 付近の音響レンズと、振幅の絶対値つまり $V(z)$ 曲線の信号の絶対的大きさに着目した従来の Fresnel パラメータ S が 1.0 以上のレンズを用いて、実験によりレンズの伝達関数を比較する。

使用したレンズ I および II のパラメータは Table 3.2 に示されている。レンズ I および II の伝達関数 I^2 は予想されたように Fig. 3.11 のように、振幅には大きな差が認められる。ここで周波数はともに 180MHz とした。

3.3.2 波動の臨界角計測の比較

次に音響レンズの伝達関数が波動の臨界角に及ぼす影響を調べるために Table 3.4 に示される 4 種類のガラス (HOYA(株) 製) を用いて測定を行った。これらタイプ a から d までの 4 種類のガラスは弾性係数および密度が異なっているため、波動伝ば速度が異なる。また表中のカッコ内の値は規格化波数である。すべての試料の表面は、鏡面仕上げが施されている。そして測定結果に試料の底面の影響が無いように厚さを縦波の波長の 10 倍以上とした。

それぞれの試料について 5 回ずつ測定した。測定条件は、前節と同じであり、用いた周波数はすべて 180MHz である。

ガラス c の複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果 I^2R を Fig. 3.12 に示す。Fig. 3.12 の位相は、実線のレンズ I および破線のレンズ II とともに Rayleigh 波の臨界角で 360deg. の変化 (∇C) を示す。振幅ではレンズ I には縦波 (∇A) および横波 (∇B) の臨界角に極大値が識別できる。レンズ II には 5 回測定したうち 3 回ほど縦波 (∇A) の臨界角に極大値が識別できるが、レンズ I に比べ信号が小さく良好な精度が得られていない。

3.3.3 考察

レンズによる波動の臨界角計測の可否を Table 3.5 にまとめる。Table 3.4 の波動伝ば速度から求められる臨界角に信号が識別できれば、波動の臨界角が計測されたと

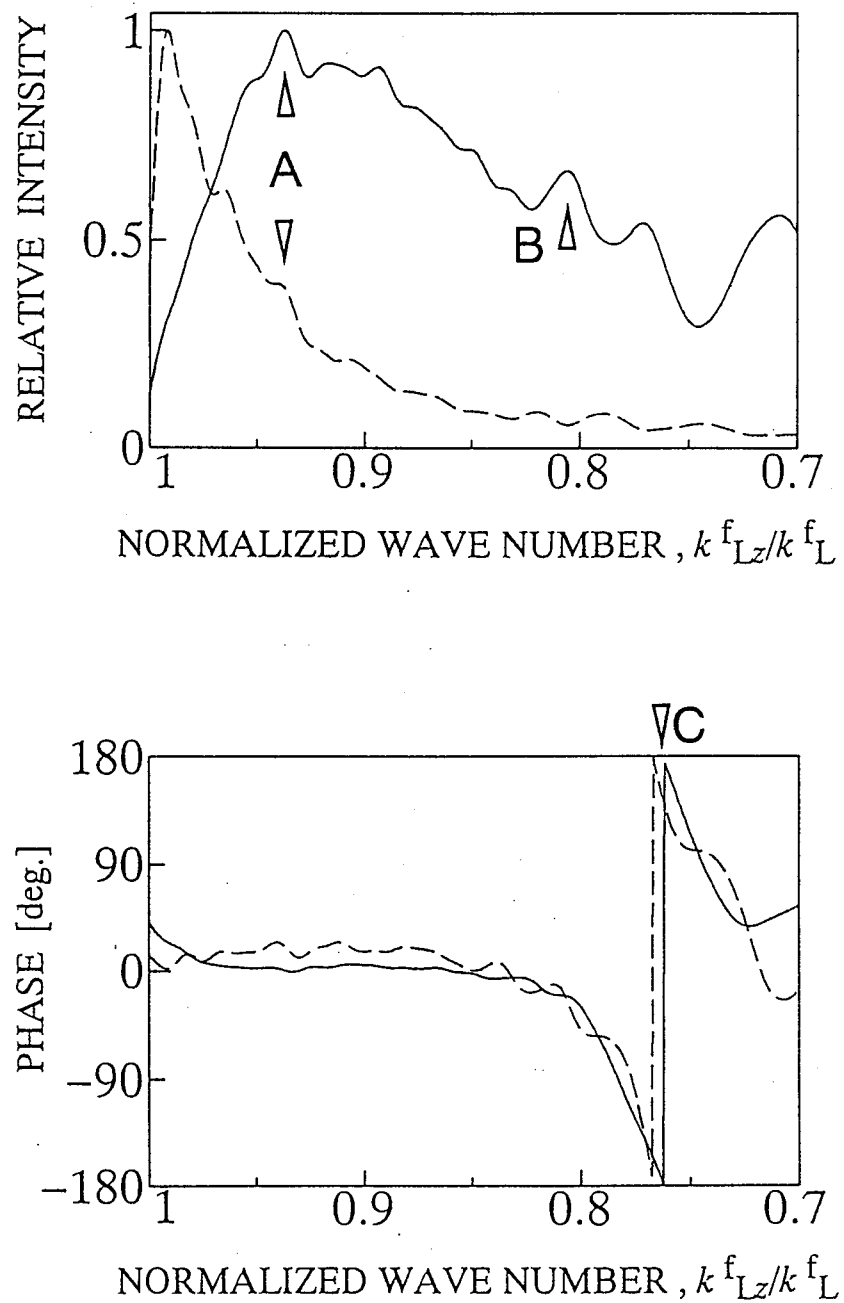


Fig. 3.12 Inverse Fourier transform I^2R of measured complex $V(z)$ curve for glass c (180MHz), solid line: lens type I, dashed line: lens type II, ∇ A:longitudinal wave, ∇ B:transverse wave, ∇ C:Rayleigh wave

Table 3.4 Wave velocities of used glass specimens[†]

Glass sample	Velocity [m/s] (Normalized wave number)		
	Longitudinal	Transverse	Rayleigh
Type a	5980(0.969)	3606(0.911)	3293(0.890)
Type b	5330(0.960)	2987(0.867)	2756(0.839)
Type c	4270(0.937)	2525(0.807)	2314(0.761)
Type d	3800(0.920)	2191(0.733)	2014(0.668)

[†] Technical data from HOYA Co., Ltd.

Table 3.5 Results of measurement for wave velocities

Glass sample	Lens type I			Lens type II		
	C_L^s	C_T^s	C_R^s	C_L^s	C_T^s	C_R^s
Type a	N	Y	Y	N	Y	Y
Type b	Y	Y	Y	N	Y	Y
Type c	Y	Y	Y	△	N	Y
Type d	Y	N	N	N	N	N

Y: Appearance of signals
 C_L^s : Longitudinal wave
 C_R^s : Rayleigh wave

N: No appearance
 C_T^s : Transverse wave

みなし表中に Y 印で、計測されない場合は、N 印で示す。また Δ 印は 5 回の測定のうち計測される場合とされない場合のあることを示している。なお、Table 3.4 に示された波動伝ば速度に比べ、規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f > 0.90$ では 4% 以下、 $k_{Lz}^f/k_L^f < 0.90$ では 1% 以下の精度で伝ば速度が求められている。

縦波の臨界角は、レンズ II に比べ、レンズ I の方がより計測に適している。これは測定したガラス b~d の試料において縦波の臨界角が存在する領域で、レンズ I の伝達関数 I^2 の振幅の方が大きく、急激な変化がないからであると思われる (Fig. 3.11)。またガラス a では、縦波の臨界角が存在する領域で、レンズ I の伝達関数の振幅が急激に変化しているため、臨界角計測が困難になったと思われる。

横波については、レンズ I と II とで臨界角計測の可否に大きな差が見られないものの、ガラス c においてのみ差がみられ、レンズ I で横波の臨界角が計測可能である。これはこの領域において、レンズ II の伝達関数 I^2 の振幅は、急激な変化がないものの、小さいためではないかと考えられる。

したがってレンズの伝達関数 I^2 の振幅を規格化波数 0.95 から 0.80 の領域で大きくしたレンズ I では、規格化波数が 0.95 から 0.80 の領域にある縦波および横波の臨界角が計測可能である。

Rayleigh 波について、それぞれのレンズにおいても臨界角の計測の適否に差はみられない。これは Rayleigh 波の臨界角で、位相が約 360deg. と大きく変化するためである。

以上のように、波動の臨界角が計測される領域において、レンズの伝達関数の振幅が大きく、急激な変化がないレンズを用いれば、レンズの作動距離内に $V(z)$ 曲線の振幅の変動周期が少ない縦波でも、その臨界角計測が可能となり、このようなレンズが複素 $V(z)$ 曲線解析法に適していることがわかった。

3.4 結言

超音波顕微鏡の音響レンズの特性を理論および実験により検討を行った。そしてレンズの特性が試料の波動伝ば速度計測に用いられる臨界角の計測に及ぼす影響を調べた。得られた結果を要約すると以下のとおりである。

- (1) レンズの伝達関数は後焦点面における音場分布の Fresnel パラメータ S に大きく依存することを実際にレンズの伝達関数を測定することにより確かめた。
- (2) レンズにサファイア、表面整合層に熔融石英、カップラに水を用いた理論解析では、表面整合層の膜厚が表面整合層の縦波の波長の約 1/4 以下であれば、レンズ先端部における透過関数は、最大値で規格化すればその形状はほぼ同じ

で、膜厚の影響はほとんど無い。しかし表面整合層の膜厚が波長の約 $1/4$ を越える場合には、振幅および位相は最大値で規格化しても膜厚により形状は異なり、注意が必要である。

- (3) 本研究の範囲では、理論解析において実際のトランスデューサ半径の約 1.4 倍のトランスデューサ有効径を導入すれば、実験結果を良い精度で近似できた。
- (4) 複素 $V(z)$ 曲線解析法における縦波、横波の臨界角計測には、レンズの伝達関数の振幅が大きくかつ急激な変化のないレンズが、適している。Rayleigh 波の臨界角計測には、レンズの伝達関数の位相に急激な変化がないレンズが、適している。したがって、 $V(z)$ 曲線解析と異なり、複素 $V(z)$ 曲線解析法では、後焦点の音場特性は Fresnel パラメータが 1 以下でも波動伝ば測定に適している場合がある。

<参考文献：第3章>

- [3-1] 野中・藤島・早川, 超音波顕微鏡におけるレンズ音場の影響, 機論, 58-548, C(1992), 1154-1161.
- [3-2] 菅原・櫛引・中鉢, 超音波顕微法における凹面トランスデューサの動作解析, 電子情報通信技術研究報告 超音波 US 88, 88-180, (1988), 25-30.
- [3-3] Chubachi,N., Kushibiki,J. and Sugawara, Y., Off-Centric Concave Transducer for Acoustic Microscopy, Jpn. J. Appl. Phys., Suppl.25-1,(1986),203-205.
- [3-4] Chou,C. and Kino,G.S., The Evaluation of $V(z)$ in a Type II Reflection Microscope, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., UFFC 34-3, (1987), 341-345.
- [3-5] Kushibiki,J., Ohkubo,A. and Chubachi,N., Linearly Focused Acoustic Beams for Acoustic Microscopy, Electron Lett., 17-15, (1981), 520-522.
- [3-6] 石川, 高深度分解能超音波干渉顕微鏡の作製とその非破壊試験への適用に関する研究, 東京工業大学学位論文, (1990), 95-103.
- [3-7] Chubachi,N., Kushibiki,J. and Sugawara,Y., Off-centric Concave Transducer for Acoustic Microscopy, Jpn. J. Appl. Phys., 25, Suppl. 25-1, (1986), 203-205.
- [3-8] Sugawara,Y., Kushibiki,J. and Chubachi,N., Theoretical Analysis on Acoustic Fields Formed by Focusing Devices in Acoustic Microscopy, 1986 Ultrasonic Symp., (1986), 783-788.
- [3-9] Ohigashi,H., Koyama,K., Takahashi,S. Kimura,K., Maida,Y. and Wada,Y., High-resolution Scanning Acoustic Microscope Using a Thin Film Transducer of P(VDF-TrFE), Ultrasonic Technology 1987, (1987), 63-70.
- [3-10] Chou,C., Khuri-Yakub,B.T. and Kino,G.S., Lens Design for Acoustic Microscopy, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., SU 32-2, (1985), 213-224.
- [3-11] 太田編, 基礎物理音響工学, (1990), 101-113, 朝倉書店.
- [3-12] Kino,G.S., Acoustic Waves, (1987), 164-175, Prentice-Hall Inc.
- [3-13] 鳥飼, 超音波音場とLommel関数, 東京大学生産技術研究所報告, 25-4, (1976), 105-166.
- [3-14] Zemanek,J., Beam Behavior within the Nearfield of a Vibrating Piston, J. Acoust. Soc. Am., 49-1(2), (1970), 181-191.
- [3-15] Seki,H., Granato,A. and Truell,R., Diffraction Effects in the Ultrasonic Field of a Piston Source and Their Importance in the Accurate Measurement of Attenuation, J. Acoust. Soc. Am., 28-2, (1956), 230-238.

- [3-16] Hutchins,D.A. and Archer-Hall,J.A., Particle Velocity and Displacement Patterns of Disc Transducers with Amplitude Shading, *Acoustical Imaging*, 12, 327-338.
- [3-17] 実吉・菊池・能本監修, 超音波技術便覧(新訂版), (1978), 日刊工業新聞社.
- [3-18] 御子柴・生嶋, 超音波スペクトロスコープ [応用編], (1990), 157-158, 培風館.
- [3-19] Lemons,R.A., Acoustic Microscope by Mechanical Scanning, Ph. D. Thesis, Stanford University, (1978), 119-147.
- [3-20] Brekhovskih, L. M., *Waves in Layered Media*, (1980), 41-60, Academic Press.
- [3-21] Kushibiki,J., Maehara,H. and Chubachi,N., Acoustic Properties of Evaporated Chalcogenide Glass Films, *Electron. Lett.*, 17-9, (1981), 322-323.
- [3-22] Kushibiki,J., Sannomiya,T. and Chubachi,N., Performance of Sputtered SiO₂ Film as Acoustic Antireflection Coating at Sapphire/Water Interface, *Electron. Lett.*, 16-19, (1980), 737-738.
- [3-23] Weglein,R.D., Acoustic Properties of Sputtered Glass at Microwave Frequencies, *Appl. Phys. Lett.*, 29-5(1), (1976), 277-279.
- [3-24] 草刈・三野宮・櫛引・中鉢, 電気関係学会東北支部連合大会講演論文集, (1980-8), 261.
- [3-25] Liang,K.K., Kino,G.S. and Khuri-Yakub,B.T., Material Characterization by the Inversion of $V(z)$, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, SU 32-2, (1985), 213-224.
- [3-26] 斉藤・櫛引・中鉢, 超音波顕微鏡における点集束ビーム音響レンズの音場特性と $V(z)$ 曲線の制御, 電子情報通信学会技術報告 超音波 US90, 90-371, (1990), 49-55.

第4章 超音波顕微鏡法における カップラの役割

4.1 緒言

複素 $V(z)$ 曲線解析法を用いれば、複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換に試料を伝わる縦波、横波あるいは表面波の臨界角に対応する信号などの試料面からの反射の情報を得ることができるため、各種波動伝ば速度を同時に測定できる可能性がある。しかしこれまで等方性材料を点集束レンズで測定した際に、縦波および横波の臨界角に対応する信号を、確認するのが困難で、複素 $V(z)$ 曲線解析法と $V(z)$ 曲線解析法で測定可能な波動の種類が同じ場合があった。そのため、工業材料の各種波動伝ば速度計測に、複素 $V(z)$ 曲線解析法を適用することの利点が必ずしも明瞭ではなかった。第2章で述べたように $V(z)$ 曲線は、レンズ特性およびカップラと試料の関係によって決定される。前章では、レンズ特性に注目し、複素 $V(z)$ 曲線解析法に基づいた波動伝ば速度計測に適したレンズ特性について考察を行った。本章では、カップラと試料の関係に注目し、複素 $V(z)$ 曲線解析法に基づいた波動伝ば速度計測に適したカップラと試料の関係を論じる。

カップラおよび試料の関係は反射関数により表され、それぞれの波動伝ば速度および密度から決定される（付録 A.2 式 (A.56)）。工業材料の試料の音響インピーダンス（波動伝ば速度×密度）はカップラ（一般に水）の音響インピーダンスより一般的にはかなり大きい。このことが、反射関数に波動の臨界角に対応する信号がわずかしか表れない原因の1つと考えられる。

カップラとして、室温で扱いやすい^[4-2]こと、またその物性がかなり研究され温度の関数として既知であることから、水が広く使われている。しかし高い分解能の画像を得るため、カップラには縦波の波長が短くかつ波動の減衰が少ないものが選ばれるべきである。このような観点からカップラとして特殊な液体や気体を用いることにより、これまで測定が困難であった材料の物性値を得ようとする試みが検討されている^[4-2]。Table 4.1に示すメタノール^[4-3, 4]、高圧アルゴンガス^[4-5]、液体窒素^[4-6]、液体ヘリウム^[4-7, 8]、液体金属（ガリウム^[4-9]、水銀^{[4-10]-[4-13]}）などをカップラとして使用した報告例がある。

Table 4.1 Parameter of liquid and fluid used as coupler

	Velocity [m/s]	Density $\times 10^3$ [kg/m ³]	Impedance $\times 10^3$ [kg/m ² s]	$\alpha/F^{2\dagger}$ $\times 10^{-13}$ [m ⁻¹ Hz ⁻²]	Temperature [K]
Water	1510	1.00	1.51	19.1	298
Methanol	1090	0.80	0.87	30.2	303
Ethanol	1130	0.79	0.89	48.5	303
Acetone	1160	0.79	0.92	54.0	303
Mercury	1449	13.6	19.7	5.8	297
Gallium	2870	6.09	17.5	1.58	303
Helium	183	0.15	0.027	260	4
Nitrogen	962	0.81	0.78	10.6	74
Argon	853	1.40	1.94	10.1	85

[†] α : Absorption coefficient, F : Frequency

それらの中でも、水銀は、常温常圧で波動伝ば速度が水に近く、密度は水の約13倍であり、吸収は水の4分の1である。水銀の音響インピーダンスは、一般的な工業材料のそれに近く、水と水銀とをカップラに用いて比較すれば波動伝ば速度計測に与えるカップラの影響が明瞭になると予想される。これまでも水銀の吸収が小さいことに注目して、画像計測および $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度計測の研究が行われている^[4-10, 12]。

本研究では、複素 $V(z)$ 曲線解析法の利点を最大限に利用し、縦波および横波の伝ば速度を計測することを目的として、水および水銀を用いてカップラの影響を調べる。まず始めに、カップラに水と水銀を用いた場合のレンズ先端部の透過関数をそれぞれについて理論計算し、両者の結果を比較する。次にカップラに水および水銀を用いて、レンズの伝達関数に及ぼすカップラの影響を実験により調べる。そして波動伝ば速度計測におけるカップラの役割を、音響インピーダンスが異なる6種の試料に対して2種のカップラ(水銀および水)を用いて調べる。最後にその結果から、超音波顕微鏡におけるカップラの役割を考察する。なお本章では解析結果の考察を簡単にするため、試料の異方性を考慮しない点集束レンズを用いる。

4.2 レンズの伝達関数

レンズの伝達関数に与えるカップラの影響について調べる。レンズの伝達関数のうち後焦点面の音場特性はカップラの影響を受けない。そこで、カップラが水と水銀の場合のレンズ先端部の透過関数 $T_1 \times T_2$ を前章の理論にもとづいて計算し、比較した。その結果をFig. 4.1に示す。表面整合層は熔融石英である。用いたパラメータの数値は、Table 3.1 および Table 4.3に示してある。音響インピーダンスは、水と水銀

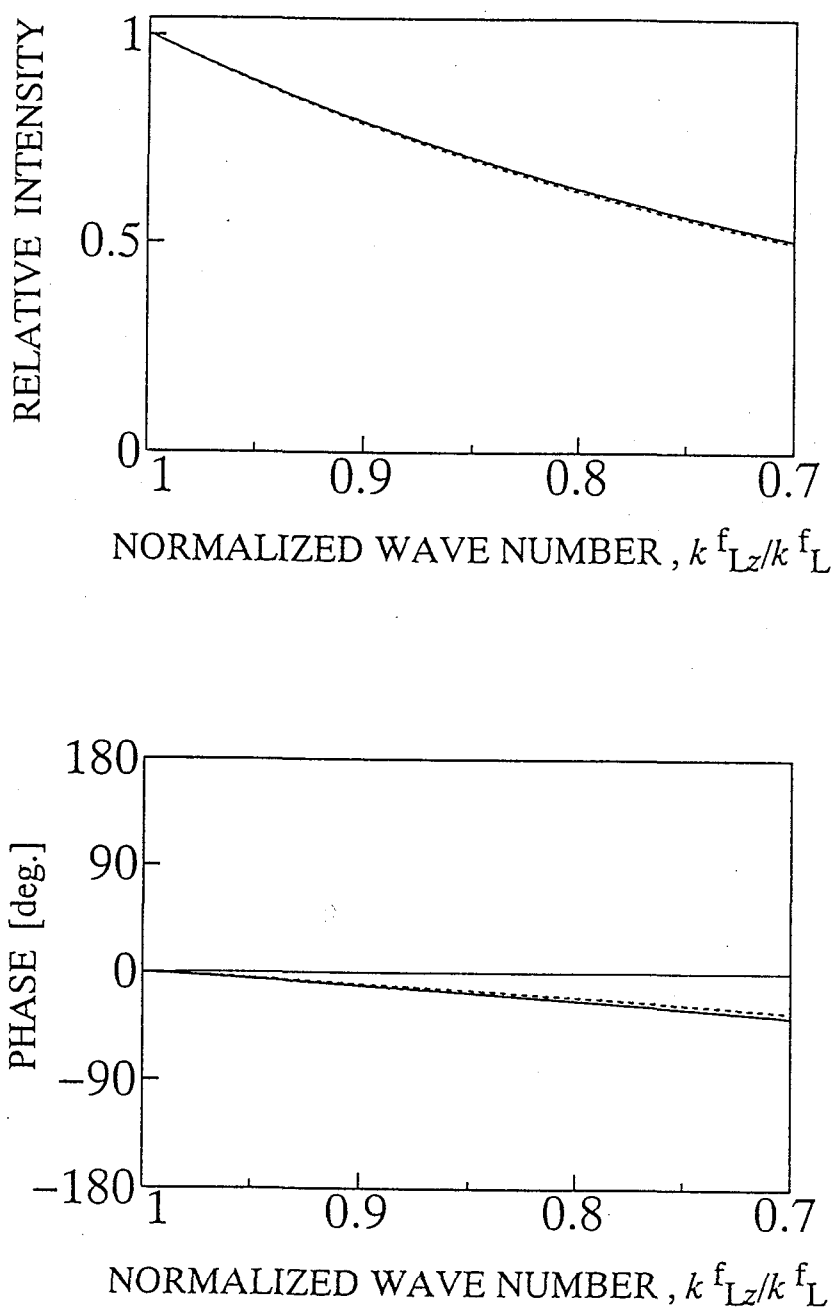


Fig. 4.1 Transmission function $T_1 \times T_2$ of acoustic lens with mercury (solid line) and water (dotted line) in the calculation

で約10倍異なるので、透過関数の振幅の絶対値は異なる。しかし Fig. 4.1に示すように、縦軸の振幅をその最大値で規格化すると、その形状はほぼ一致する。これは、音響レンズの母材であるサファイアの音響インピーダンスが水および水銀に比べて大きいこと、および水と水銀の波動伝ば速度が比較的近いことであると考えられる。また位相は、カップラが水および水銀の場合ともに規格化波数 $k_L^f/k_L^e = 0.7$ に近づくほど、0 deg. より減少する。

次に、カップラが水および水銀の場合のレンズの伝達関数 I^2 を、テフロンを用いて測定した結果を Fig. 4.2に示す。位相検出型超音波顕微鏡（オリンパス工学工業（株）製）を用いて、第2章で述べた複素 $V(z)$ 曲線解析法によりレンズの伝達関数を求めた。用いた周波数は400MHzである。実線は水銀、点線は水を用いた結果である。振幅において、両者はピークを示す規格化波数はわずかに異なるものの、規格化した振幅で比べると、その傾向はレンズの開口角に相当する横軸の規格化波数1~0.7の領域で、ほぼ等しい。また位相は規格化波数1~0.7の領域で、共にほぼ0 deg. で一定である。このように、レンズ先端部における透過関数はカップラの波動伝ば速度に主に依存するため、レンズの伝達関数の振幅および位相はほぼ同じ形になる。この結果より、波動の臨界角計測に与えるレンズの伝達関数の影響は、水および水銀の場合ではほぼ等しいことが理論および実験により確かめられた。

次に、カップラによる焦点距離の違いについて調べる。焦点距離 f は、レンズ先端部の半径、カップラおよびレンズの母材の縦波の伝ば速度をそれぞれ R_L 、 C_L^f および C_L^{AL} とすると、

$$f = R_L / (1 - C_L^f / C_L^{AL}) \quad (4.1)$$

となることが知られている^[4-1, 2]。そこで、上式を用いて、焦点距離を計算した結果を、Table 4.2に示す。ここで、 $C_L^{AL} = 11170$ [m/s] とした。このように、焦点距離の差は、ほとんどない。したがって、作動距離はほとんど同じで、水および水銀は同様に使うことができる。

Table 4.2 Focal length for couplers

Coupler	Velocity [m/s]	Focal length [μm]
Water	1500	577.52
Mercury	1450	574.55

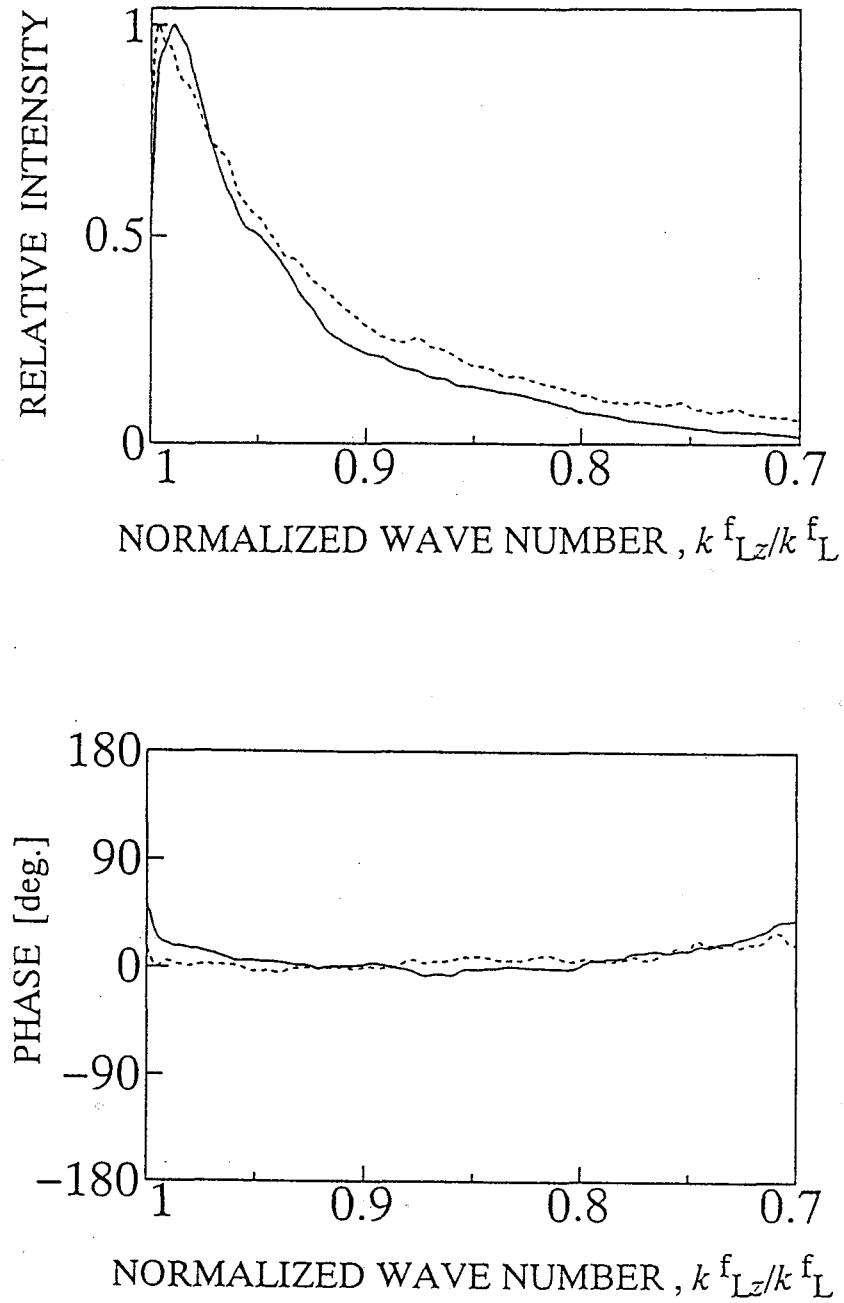


Fig. 4.2 Square of transfer function of lens I^2 with mercury (solid line) and water (dotted line) in the experiment; frequency = 400 MHz

Table 4.3 Density, wave velocities and acoustic impedance of specimens

Specimen	Density ρ [10^3 kg/m^3]	Longitudinal wave, C_L [m/s]	Transverse wave, C_T [m/s]	Rayleigh wave, C_R [m/s]	$\frac{\rho^s C_L^s}{(\rho^f C_L^f)_{\text{water}}}$	$\frac{\rho^s C_L^s}{(\rho^f C_L^f)_{\text{mercury}}}$
Mercury ^{a)}	13.6	1450	—	—		1
Water ^{b)}	1.00	1500	—	—	1	
Tungsten ^{c)}	19.3	5220	2890	2670	67	5.1
Zirconia ^{d)}	5.88	6940	3640	3380	27	2.1
Si (001) ^{e)}	2.3	8777	5500	5000	13	1.0
Al alloy ^{f)}	2.7	6320	3090	2890	11	0.87
Fused silica ^{c)}	2.2	5953	3757	3404	8.7	0.66
PMMA ^{g)}	1.2	2730	1380	1290	2.2	0.17

^{a)} Ref. [4-14] ^{b)} Ref. [4-15] ^{c)} Ref. [4-16] ^{d)} Ref. [4-17] ^{e)} Ref. [4-18]

^{f)} Calculated from density and elastic constant by tensile test

^{g)} Typical data

4.3 波動の臨界角計測

複素 $V(z)$ 曲線解析法により試料を伝わる波動の臨界角に及ぼすカップラの影響を調べる。すなわち、実験により得られたトランスデューサの出力電圧 $V(z)$ を Fourier 変換し、振幅と位相を規格化波数の関数で表す。そして振幅と位相に現れる信号から波動の臨界角に対応する規格化波数を調べ、波動の伝ば速度を求める。

4.3.1 試料

試料として、縦波の音響インピーダンスが互いに異なるタングステン、多結晶ジルコニア、単結晶 Si(001)、アルミニウム合金 (JIS A6063)、熔融石英 (東芝セラミックス (株) 製 T-4040) および PMMA (polymethylmethacrylate) の6種を用いた。カップラには、水および水銀の2種を用いた。Table 4.3に文献値より得られた密度、波動伝ば速度および水および水銀との音響インピーダンスの比を示す。Si(001)の値は材料の異方性の影響を方位角に対し平均化した値である^[4-18]。

これらの試料はカップラとの音響インピーダンスの比により、3つのグループに分類される。第1のグループは、タングステンおよびジルコニアである。これらは、2つのカップラより音響インピーダンスが大きい。第2のグループは、Si(001)およびアルミニウム合金である。これらの音響インピーダンスは水銀とほとんど同じである。第3のグループは、熔融石英およびPMMAである。これらの音響インピーダンスは

水銀よりは小さい。いずれのグループの音響インピーダンスも水の値よりは大きい。

すべての試料の表面は鏡面仕上げとした。また、試料の厚さは、試料の底面の影響がないように縦波の波長の10倍以上にしている。

4.3.2 理論および測定結果の比較および考察

6種の材料の反射関数の計算結果を Fig. 4.3(a) – (f) に、それに対応する実験結果を Fig. 4.4(a) – (f) に示す。水銀の結果を実線、水の結果を点線で示す。計算結果は、Table 4.3を用いて付録 A.2 式 (A.56) により求めた。実験結果は、第2章で示した方法と同様に位相検出型超音波顕微鏡（オリンパス工学工業（株）製）を用いて複素 $V(z)$ 曲線を測定し、その結果を Fourier 変換した関数 I^2R である。前節で示したように開口角内でのレンズの伝達関数 I^2 は、規格化波数の変化に対し、振幅についてはなだらかに減少し、位相については 0deg. でほぼ一定である。波動の臨界角の値のみに注目すれば、反射関数 R と関数 I^2R の変化は、ほぼ同等と考えられる。本測定は周波数 400MHz で行った。

Fig. 4.3(a) に、タンゲステンの反射関数の理論曲線を示す。水を用いた場合の結果（図中点線）には、縦波、横波および Rayleigh 波の3つの臨界角が観察できる。 $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.958$ で反射関数の振幅および位相に縦波の臨界角にあたる小さなピークおよび極小値がみられる（ ∇A ）。そして $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.855$ で横波の臨界角にあたる反射関数の振幅および位相に不連続点が観察される（ ∇B ）。そしてこの臨界角より大きい、つまりこの規格化波数より小さい領域において反射関数の振幅は、1で一定値となる。最後に $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.827$ で、Rayleigh 波の臨界角である 360 deg. の位相変化が見られる（ ∇C ）。

これら3つの波の臨界角信号は、カップラが水銀の場合（実線）でも同様に観察される。縦波の臨界角に一致するピークは（ ∇A ）、カップラが水銀の場合の方がより急激に変化しており、より明確である。Rayleigh 波（ ∇C ）の臨界角近傍の位相変動は、水の場合に比べて水銀の場合にはより広い領域で変動している。なお、水と水銀の波動伝ば速度が異なるため、波動の臨界角が水（点線）と水銀（実線）で異なっている。

Fig. 4.4(a) にタンゲステンの実験結果を示す。水を用いた場合（点線）、Rayleigh 波の臨界角（ ∇C ）で、振幅に極小値が、位相に 360deg の変化が観察できる。しかし、縦波および横波の臨界角を決定するのは困難であった。反射関数の計算において縦波および横波の減衰を考慮しない場合、Fig. 4.3のように振幅には縦波および横波の臨界角に対応する信号のみ確認される（付録 A.2.1）。縦波および横波の伝ば速度を複素伝ば速度とし、波動の減衰を考慮すると、反射関数の振幅には Rayleigh 波の臨界角に対応する規格化波数で、振幅に極小値が確認できる^[4-19, 1]ことが知られている。この極小値は Fig. 4.4(a), (b) および (c) のカップラが水の場合（点線）に明確にみられ、波動の減衰を考慮した反射関数がこれらの場合の現象を良く表していると考え

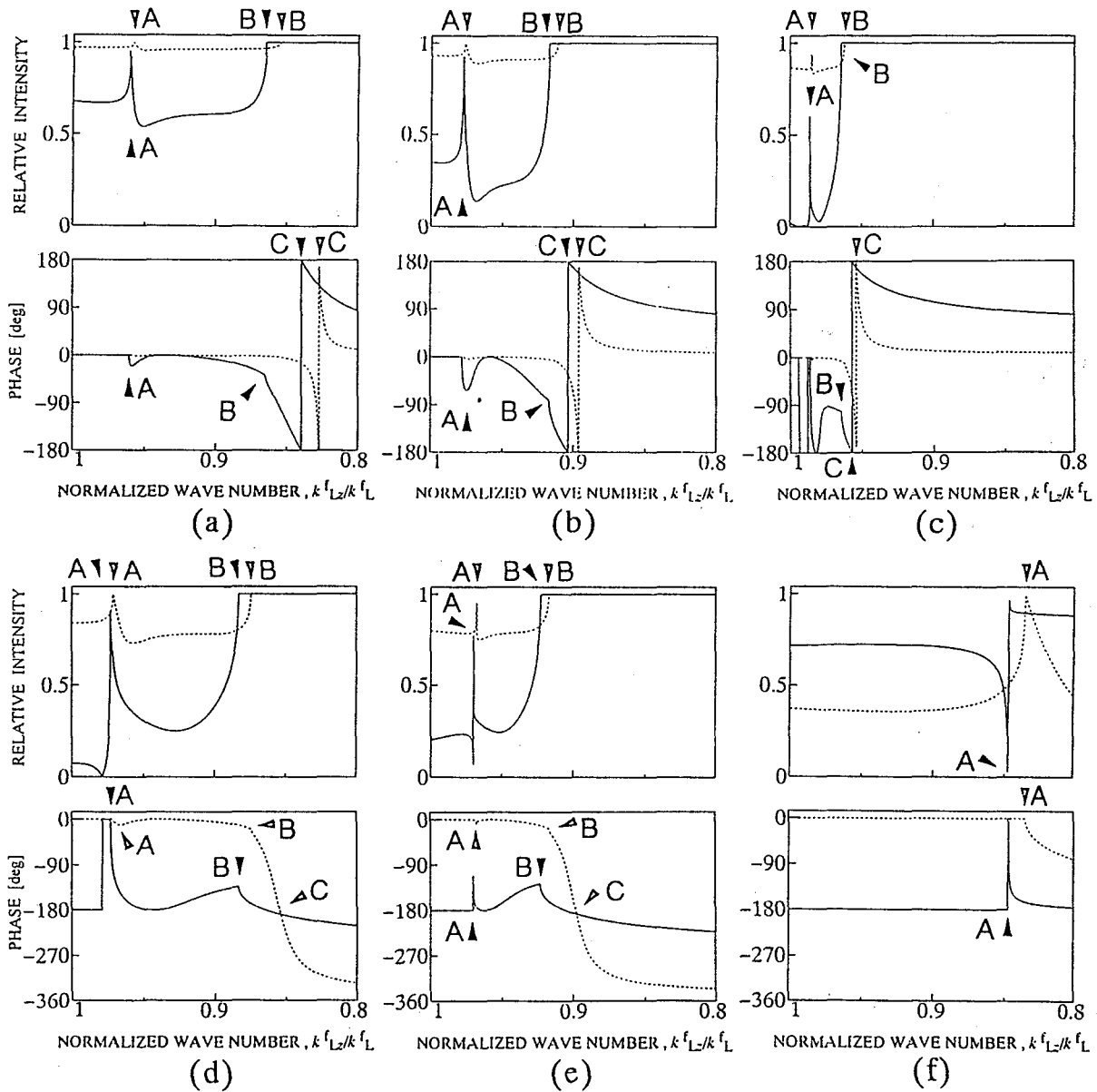


Fig. 4.3 Reflectance functions for (a) tungsten, (b) zirconia, (c) Si (001), (d) Al alloy, (e) fused silica and (f) PMMA with mercury (solid line) and water (dotted line) obtained theoretically, critical angle in mercury coupling: ▼, in water coupling: ▽, longitudinal wave: A, transverse wave: B, Rayleigh wave: C

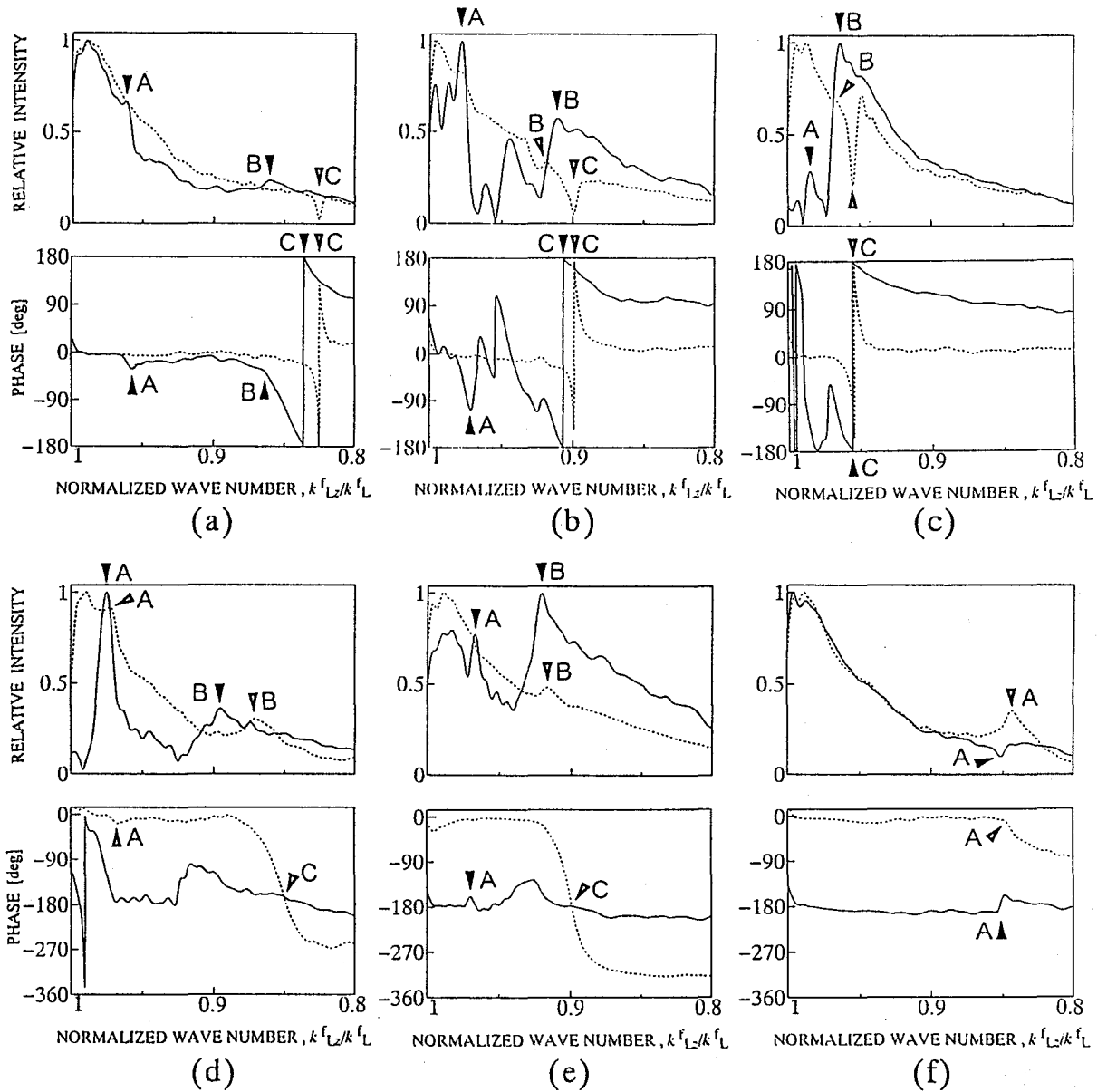


Fig. 4.4 Inversions of complex $V(z)$ curves for (a) tungsten, (b) zirconia, (c) Si (001), (d) Al alloy, (e) fused silica and (f) PMMA with mercury (solid line) and water (dotted line) obtained experimentally, frequency = 400 MHz, critical angle in mercury coupling: ▼, in water coupling: ▲, longitudinal wave: A, transverse wave: B, Rayleigh wave: C

えられる。

一方、水銀を用いた場合(実線)、縦波(▼A)、横波(▼B)およびRayleigh波(▼C)の3つの波の臨界角が観察できた。縦波の臨界角では、振幅のピークおよび位相の極小値が観察された。横波の臨界角では、振幅のピークおよび位相の不連続点が観察できた。そしてRayleigh波の臨界角では、360deg.の位相の変化がみられる。

Fig. 4.4(b)にジルコニアの実験結果を示す。水銀を用いた場合、縦波の臨界角(▼A)は、振幅における最も大きなピークと位相における極小値により識別される。横波の臨界角は、振幅における比較的大きなピークにより識別できる。水を用いた場合も、それら臨界角の信号は確認できるものの、水銀の場合に比べて、信号はかなり弱い。また水銀を用いた場合には、臨界角の信号が観察されるものの、雑音と思われるピークが多く観察された。

Fig. 4.3(c)にSi(001)の反射関数の理論結果を示す。異方性の影響を考慮しない点集束レンズを実験に用いるので、計算において、Si(001)の異方性の影響を方位角に対し平均した値を用いた。理論結果より、縦波および横波の臨界角における反射関数の変化は、水銀を用いた方がより急激になっていることがわかる。実験結果をFig. 4.4(c)に示す。理論結果から予想されるとおり、水銀を用いた方が縦波および横波の臨界角信号がより明確になっている。

Fig. 4.3(d)およびFig. 4.4(d)にアルミニウム合金の理論結果および実験結果を示す。Rayleigh波は水を用いた方が、縦波および横波は水銀を用いた方がより容易に識別できることがわかる。

Fig. 4.3(e)およびFig. 4.4(e)は溶融石英の結果である。アルミニウム合金の場合と同様、Rayleigh波は水を用いた方が、縦波および横波は水銀を用いた方がより容易に識別できた。

Fig. 4.3(f)およびFig. 4.4(f)にPMMAの結果を示す。試料の波動伝ば速度が小さいため、音響レンズの開口角内に縦波の臨界角しか存在しない。この場合、カップラに水および水銀を用いた場合ともに縦波の臨界角が観察できた。

測定された複素 $V(z)$ 曲線のFourier変換結果にはレンズの伝達関数の影響が含まれるものの、すべての試料について測定結果のピークおよび変動の傾向は、反射関数の理論解析結果と一致した。

それぞれの試料について5ヶ所の測定点の縦波、横波およびRayleigh波の伝ば速度の測定結果の平均値をTabel 4.4に示す。カップラに水銀を用いた場合、すべての縦波および横波の伝ば速度が測定された。しかし水銀/溶融石英および水銀/アルミニウム合金の場合、Rayleigh波の波動伝ば速度を測定することは困難であった。

カップラに水および水銀を用いた場合の測定結果は、文献値に比較的近い値であった。文献値と測定試料では、全く同じ材料物性の試料ではないのに加え、超音波顕微鏡では微小領域の結果が得られるので、測定結果はTabel 4.3の値と必ずしも一致

Table 4.4 Experimental results of wave velocities

Specimen	Water			Mercury		
	C_L^s	C_T^s	C_R^s	C_L^s	C_T^s	C_R^s
	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]
Tungsten	—	—	2641	5309	2827	2651
Zirconia	7360	3717	3402	7000	3525	3389
Si (001)	—	5790	4959	8260	5470	4945
Al alloy	6430	3236	2973	6073	3041	—
Fused silica	—	3733	3415	5810	3667	—
PMMA	2780			2768		

C_L^s : Longitudinal wave, C_T^s : Transverse wave, C_R^s : Rayleigh wave

していない。

また水を用いた場合の縦波および横波の測定結果は、水銀より大きな値が得られた。水と水銀の測定で同一点を測定しているわけではないので、特に多結晶体の場合全く同じ測定結果になるとは限らないが、すべての結果でこの傾向はみられた。反射関数の理論結果をみると、用いたカップラにより、波動の臨界角の左右で反射関数の振幅および位相の変化の様子が大きく異なるため、波動の臨界角の測定結果に一定の傾向が表れる可能性がある。またレンズの伝達関数が規格化波数1~0.95の領域で急激に変化していることによる測定結果への影響も考えられる。しかしこの傾向の明確な原因については不明であり、今後詳細な検討が必要である。

4.4 結言

カップラに水および水銀を用いて複素 $V(z)$ 曲線解析法におけるカップラの影響を調べた。その結果、従来カップラに水を用いた場合、測定が困難であった縦波および横波の伝ば速度を水銀を用いることにより、明確に測定できることを示した。

一般に、試料の音響インピーダンスにマッチしたカップラを選ぶことにより、必要な波動の伝ば速度の計測が容易になり、本研究の範囲では、試料の音響インピーダンスがカップラの1~5倍の範囲にある場合、材料の縦波、横波およびRayleigh波の伝ば速度を同時に測定が可能であった。また、試料の音響インピーダンスがカップラより小さい場合でも、縦波および横波の伝ば速度は測定可能であった。しかしこの場合、主に反射関数の位相に臨界角信号が表れるRayleigh波の信号の測定は困難であった。

本章では、カップラとして波動伝ば速度がほぼ等しい2種類の材料を用いた。その

ため、音響インピーダンスの影響よりむしろ、カップラの密度の影響を調べている可能性がある。より厳密にカップラと試料の関係を明確にするには、今回用いたカップラのどちらかと密度が等しく波動伝ば速度が異なるカップラを用いて測定する必要がある。

またPMMAのような波動伝ば速度が小さい材料では、横波およびRayleigh波の臨界角は、レンズの開口角より大きく測定できない。このような材料に波動伝ば速度の遅いカップラを用いれば、波動の臨界角はレンズの開口角より小さくなり、測定可能になると予想される。

さらに複素 $V(z)$ 曲線解析法においては、Fourier変換の際の離散化により、規格化波数が小さいほど、波動伝ば速度の離散化誤差が少なくなる。そこで波動伝ば速度の異なるカップラのうち、規格化波数が小さい臨界角になるものを選べば、離散化誤差を少なくすることができるかと予想される。

今後波動伝ば速度に差のあるカップラを用いて、カップラの波動伝ば速度の影響を検討する必要がある。ガリウムは、波動伝ば速度は速く、音響インピーダンスは水銀とほぼ同じで、波動の減衰が少ないため有望であるが、融点が 29.78°C [4-11]であるため、常温で用いることは困難である。しかし現段階では望ましい波動伝ば速度をもち、減衰が小さく、測定に有望な液体は少ない。

<参考文献：第4章>

- [4-1] 鈴木, 応用光学 I, (1982), 14, 朝倉書店.
- [4-2] Lemons, R.A., Acoustic Microscope by Mechanical Scanning, Ph. D. Thesis, Stanford University, (1978), 119-147.
- [4-3] Yamanaka, K., Nagata, Y. and Koda, T., Low Temperature Acoustic Microscopy with Continuous Temperature Control, Ultrasonic International Proc., (1989), 744-749.
- [4-4] Yamanaka, K., Nagata, Y. and Koda, T., Low Temperature Acoustic Microscopy for Material Characterization, Ultrasonic International Proc., (1990), 913-920.
- [4-5] Petts, C.R. and Wickramasinghe, H.K., Acoustic Microscopy in Gases, Electron. Lett., 16-1, (1980) 9-11.
- [4-6] Karaki, K. and Sakai, M., Acoustic Microscope using Liquid Nitrogen, Proc. Toyohashi Int. Conf. Ultrasonic Technology, MYU, (1987), 25-30.
- [4-7] Foster, J.S. and Rugar, D., High Resolution Acoustic Microscopy in Superfluid Helium, Appl. Phys. Lett., 42-10, (1983), 869-871.
- [4-8] Heiserman, J., Rugar, D. and Quate, C.F., Cryogenic Acoustic Microscopy, J. Acoust. Soc. Am., 67-5, (1980), 1629-1637.
- [4-9] Attal, J., Scanned Image Microscopy, ed. Ash, E.A., (1980), 97-118, Academic, New York.
- [4-10] Attal, J., Amaudric du Chaffaut, C., Alami, K., Coelho Mandes, H. and Saied, A., Role of Coupling Fluid in Acoustic Signature $V(z)$, Electron. Lett., 25-24, (1989), 1625-1626.
- [4-11] 西村・富田・中山, SAMによるポリマーアロイの評価, 日本機械学会材料力学部門講演会講演論文集, No.930-73, (1993), 297-298.
- [4-12] 三原・伊達・鈴木・阿部, 水銀カップラーを用いた超音波顕微鏡による高減衰材料の測定, 日本非破壊検査協会 平成7年度春季大会講演概要集, (1995), 298-294.
- [4-13] Doghmane, A., Hadioub, Z., Alami, K., Saurel, J. and Attal, J., Effects of Couplant Mass Loading on the Acoustic Signature $V(z)$, J. Acoust. Soc. Am., 92-3, (1992), 1545-1550.
- [4-14] Abowitz, G. and Gordon, R.B., Internal Friction in Liquid Metal: Mercury and Mercury-Thallium Alloys, Acta. Metall., 10, (1962), 671-679.
- [4-15] Greenspan, M. and Tschiegg, C.E., Speed of Sound in Water by a Direct Method,

- J. Res. Natl. Bur. Stand., 59-4, (1957), 249-254.
- [4-16] CRC Handbook of Chemistry and Physics, ed. Lide, D.R., CRC Press, Boston, 1992, 72nd ed., 14-35.
- [4-17] 川嶋・藤井・木野・竹田, 各種セラミックスの音弾性定数, 日本機械学会材料力学部門講演会講演論文集, No.930-73, (1993), 241-242.
- [4-18] Crean, G.M. and Waintal, A., Average Rayleigh-wave Velocity of a Computer-simulated Crystallographic Plane, J. Appl. Cryst., 19, (1986), 181-187.
- [4-19] Becker, F.L. and Richardson, R.L., Critical-angle reflectivity, J. Acoust. Soc. Amer., 45(3), (1969), 793-794.
- [4-20] 山中, 超音波顕微鏡による材料の機械的性質の研究, 機械技術研究所 報告 第141号, (1987).
- [4-21] 東京天文台編, 理科年表, (1985), 丸善, 478.

第5章 複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズの設計

5.1 緒言

複素 $V(z)$ 曲線解析法において、従来の $V(z)$ 曲線解析用の音響レンズをそのまま用いているのが現状である。 $V(z)$ 曲線解析に用いられる音響レンズは、一般にレンズの伝達関数の振幅がレンズ曲面の中心軸部から周辺部へなだらかに変化して、Fresnel パラメータが1付近になるように設計されている^[5-5]。そのため、複素 $V(z)$ 曲線解析法において試料中の各種波動の伝ば速度を同時に計測するのが困難となる場合があることを第3章で確かめた。しかし、これまで複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズの設計について理論および実験により検討した報告は少ない。

本章では、試料を伝ばする各種波動の伝ば速度を同時に測定することを目的とした複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズの設計について考察する。一般に用いられている音響レンズ方式におけるレンズの伝達関数に影響を及ぼすパラメータについて、第2, 3および4章の結果をもとに考察し、複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズを設計する。そして、本章で設計した音響レンズの伝達関数を測定することにより、レンズの伝達関数の設計の妥当性を実験により確認する。さらに新しく設計した音響レンズを用いて、溶融石英に対して複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度測定を行い、その結果と第2章で用いた $V(z)$ 曲線解析用の音響レンズによる結果を比較する。そして、レンズの伝達関数が波動の臨界角計測に及ぼす影響について考察する。なお本章では、解析結果の考察を簡単にするために、試料の異方性を考慮しない点集束レンズを用いた。

5.2 音響レンズの設計

5.2.1 音響レンズの伝達関数の設計

音響レンズの伝達関数は音響レンズの後焦点面における音場分布の Fresnel パラメータ $S = \Lambda H/a^2$ に依存することは、第3章「超音波顕微鏡のレンズ特性」で実験

により確かめた。したがって、音響レンズの伝達関数は、レンズ材料の縦波の波長 Λ (波長=波動伝ば速度/周波数であるので、音響レンズの縦波の伝ば速度が一定であると周波数 F に依存する。), トランスデューサから後焦点面までの距離 H , トランスデューサ半径 a , レンズ先端部の半径 R_L およびレンズの開口半角 θ_m より決定される。

それらのパラメータのうち、予想される測定対象である試料およびカップラの物性値に依存するレンズの開口半角、レンズ先端部の半径および周波数は、はじめに決定される。

[1] レンズの開口半角

測定対象である試料を伝わる波動の臨界角を測定するには、レンズの開口半角は、波動の臨界角より大きくなければならない。均質等方性材料の場合には、材料を伝わる波動のうち Rayleigh 波の伝ば速度が最も遅く、臨界角が最も大きい。Table 5.1 にカップラである水に対する一般的な材料の Rayleigh 波の伝ば速度とその臨界角の計算値を示す。Rayleigh 波の臨界角は 10~45 deg. の広い範囲に存在していることがわかる。また実際の測定において、測定結果がレンズの開口端の影響を受けないように、レンズの開口半角は試料を伝わる波動の臨界角より少し大きく方がよいと考えられる。したがって一般的な材料の波動伝ば速度計測を対象とした場合の複素 $V(z)$ 曲線解析法用の音響レンズでは、レンズの開口半角は 60 deg. が良いと考えられる。

Table 5.1 Wave velocities and critical angle for several materials

Sample	Rayleigh wave velocity [m/s]	Critical angle [deg.]
SiC (Polycrystal)	6650	13.0
Al ₂ O ₃ (Single crystal)	6100	14.2
Al ₂ O ₃ (Polycrystal)	5700	15.2
Si ₃ C ₄ (Polycrystal)	5450	16.0
Fuzed quartz	3500	25.4
Steel	3000	30.0
Al alloy	2850	31.8
Glass	2310	40.5

[2] レンズ先端部の半径

焦点距離 f は、レンズ先端部の半径 R_L , カップラおよびレンズの母材の縦波の伝

ば速度をそれぞれ C_L^f および C_L^{AL} とすると,

$$f = R_L / (1 - C_L^f / C_L^{AL}) \quad (4.1)$$

である。高い周波数で用いられる音響レンズの材料は一般に単結晶サファイアであるので、焦点距離はレンズ先端部の半径により決定される。また超音波顕微鏡の測定領域 D は、作動距離 W_D により,

$$D = 2 \times W_D \times \tan \theta_{LSAW} = 2 \times W_D \times \tan \{ \sin^{-1} (C_L^f / C_{LSAW}^s) \} \quad (2.9)$$

と表される。ここで、 C_{LSAW}^s は漏洩弾性表面波の速度である。したがってレンズ先端部の半径により、測定領域が決まる。

測定対象とする多結晶材料の一般的な結晶の平均粒径が数 $10\mu\text{m}$ 以下であることを考慮して、測定領域はその10倍程度である数 $100\mu\text{m}$ が適していると考えられる。第2章の Table 2.2 に示した一般的な測定領域を参考にして、新しく設計する音響レンズのレンズ先端部の半径は、 0.5mm とする。

[3] 周波数

周波数 F は、次式からわかるように $V(z)$ 曲線の周期間隔 Δz と関係している^[5-3]。

$$C_{LSAW}^s = \frac{C_L^f}{(1 - (1 - C_L^f / 2F\Delta z)^2)^{1/2}} \quad (2.3)$$

複素 $V(z)$ 曲線解析法は、 $V(z)$ 曲線解析法と異なり、 $V(z)$ 曲線の周期に注目するわけではないので、必ずしも音響レンズの作動距離内に、 $V(z)$ 曲線の周期が多く含まれる必要はない。しかし作動距離内に $V(z)$ 曲線の周期の個数が 2~3 以上測定できなければ、波動伝ば速度の測定結果がばらつくと予想される。

そこで一般的な材料の Rayleigh 波の伝ば速度に対する周期間隔 Δz および作動距離 (レンズ開口半径が 60 deg. で、レンズ先端部の半径が 0.5 mm の場合には約 $310\mu\text{m}$) 内の周期の個数の計算値を Table 5.2 に示す。周波数が大きくなるにつれて作動領域中の周期の個数が多くなり、周波数が高い方がよいことがわかる。

一方、カップラの縦波の吸収定数 α は、周波数 F の 2 乗との比が一定である (付録 A.1.3) ため、周波数が小さいほど減衰が少なくなる。したがって、周期の個数、波動の減衰および本章で設計する音響レンズによる測定結果と第2章で用いた $V(z)$ 曲線解析用の音響レンズによる測定結果を比較することから、周波数は第2章で用いた音響レンズと等しい 400MHz とする。なお、レンズ形状などのパラメータと異なり、周波数はある程度の範囲で変化させることができる。しかしトランスデューサの設計周波数で最大の利得が得られるようにトランスデューサの厚さが作成されているので、設計周波数以外で作動させると、信号が小さくなる。

次に、音響レンズの伝達関数を考慮することにより、トランスデューサから後焦点

Table 5.2 Wave velocities and the number of period of $V(z)$ curve

Sample	Rayleigh wave velocity [m/s]	500 [MHz]		400 [MHz]		300 [MHz]	
		Period Δz [μm]	Number [cycle]	Period Δz [μm]	Number [cycle]	Period Δz [μm]	Number [cycle]
SiC (Poly.)	6650	58.2	5.3	72.8	4.2	97.0	3.2
Al ₂ O ₃ (Single)	6100	48.9	6.3	61.1	5.1	81.4	3.8
Al ₂ O ₃ (Single)	5700	42.6	7.3	53.2	5.7	70.9	4.4
Si ₃ C ₄ (Poly.)	5450	38.8	8.0	48.5	6.3	64.7	4.8
Fuzed quartz	3500	15.5	19.9	19.5	15.9	25.9	11.9
Steel	3000	11.2	27.7	14.1	21.9	18.6	16.7
Al alloy	2850	10.0	31.0	12.5	24.8	16.7	18.2
Glass	2314	6.3	49.3	7.9	39.4	10.5	29.6

Poly. : Polycrystal
Single : Single crystal

面までの距離およびトランスデューサ半径を決定する。

[4] トランスデューサから後焦点面までの距離およびトランスデューサ半径

音響レンズの伝達関数に影響を与えるパラメータのうちトランスデューサ半径に関する研究は、Kinoら^[5-4]をはじめ、幾つか行われている。野中ら^[5-5]はレンズの開口端と後焦点面における音場分布の第一零点が一致するようにトランスデューサの半径を決めている。またLemons^[5-6]および石川^[5-7]は、トランスデューサの半径とレンズの開口端を一致させている。しかしこれらの研究は $V(z)$ 曲線の周期的な変動の幅を大きくかつ明確にすることが主な目的で、 $V(z)$ 曲線解析法に適したレンズを対象とした設計であった。

複素 $V(z)$ 曲線解析法では、複素 $V(z)$ 曲線の周期が明確である必要はなく、複素 $V(z)$ 曲線解析法に適したレンズの定義は明確に決まっていな。音響レンズの S/N 比の問題や作製されたレンズの性能を評価する必要性から、複素 $V(z)$ 曲線の振幅の絶対値は大きい方がよいと考えられる。

そこで複素 $V(z)$ 曲線の振幅が大きくなるように音響レンズの伝達関数を設計する。第2章の音響レンズの伝達関数と複素 $V(z)$ 曲線の関係式(2.4)に $z=0$ を代入すると、

$$V(0) \propto \int_{k_L^f}^{k_L^f \cos \theta_m} I^2 R dk_{Lz}^f \quad (5.1)$$

となり、レンズの伝達関数と反射関数の積 $I^2 R$ の積分値が大きいほど、 $z=0$ 近傍での $V(z)$ 曲線の振幅が大きくなることがわかる。したがって、レンズの開口角内に相当する規格化波数の領域で、音響レンズの伝達関数の振幅が大きい方がよいと考えられる。

次にレンズの伝達関数と反射関数の積 $I^2 R$ の積分値と $V(z)$ 曲線の積分値を比較した。レンズの伝達関数 I^2 を変化させることにより、 $V(z)$ 曲線の積分値について調べた。ここで作動距離 W_D にはこれまでに決まっている音響レンズのパラメータの値から計算した $310\mu\text{m}$ を用い、レンズの伝達関数には、

$$I(k_{Lz}^f)^2 = \gamma_0 \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\pi \frac{k_{Lz}^f / |k_L^f| - 1}{\cos \theta_m - 1} \right) \right] \right\}^n \quad (5.2)$$

$n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$

と近似した値を用いた^[5-9]。 $\gamma_0 = 2$ はレンズの後焦点面における音場分布のFresnelパラメータ $S=1$ を、 $\gamma_0 = \sqrt{2}$ は $S=2$ を、 $\gamma_0 = 1$ は $S=3$ を想定し、 n を変化させることにより、レンズ曲面の中心軸部から周辺部へのレンズの伝達関数の振幅の形状を変化させている。

アルミニウム合金^[5-8]に対し、カップラに水を用いた場合の計算結果をFig. 5.1に示す。□は $S=1$ 、○は $S=2$ 、△は $S=3$ の結果である。なお▲は $S=3$ においてレンズの開口端において振幅が0でなく、振幅がある程度大きさをもつように式(5.2)

においてレンズの開口半角 θ_m を大きくしたレンズの伝達関数を用いた結果である。

その結果、 $I^2 R$ の積分値が大きくなるほど、 $V(z)$ 曲線の積分値が大きくなること
 がわかる。しかし $I^2 R$ の積分値が同じでも、□印で示した $S = 1$ の場合が $V(z)$ 曲
 線の積分値は最も大きくなり、規格化波数が1つまりレンズの中心軸付近における
 $I^2 R$ が大きいほど $V(z)$ 曲線の振幅の積分が大きくなることわかった。またレンズ
 の開口端で振幅がある程度大きさをもつ ▲印の結果は、開口端の振幅を0にした△
 の結果に比べて、レンズの伝達関数と反射関数の積 $I^2 R$ の積分値および $V(z)$ 曲線
 の積分値が大きくなった。したがって後焦点面における音場分布の Fresnel パラメータ
 S が1に近く、レンズの開口端における振幅がある程度大きさをもつレンズが良いこ
 とがわかる。

一方、第3章より、複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズはその振幅が大きく
 かつ急激な変化がなく、位相が急激な変化のないレンズであることがわかっている。
 Fresnel パラメータ S が1より大きくなるほど、レンズの中心軸付近と周辺部の音響
 レンズの伝達関数の振幅の差が小さくなる。したがって第3章の結果を満足するよう
 な伝達関数の振幅および位相が一定である音響レンズをつくるには Fresnel パラメー
 タが1より大きい方がよい。

以上のように、実際のレンズの設計では種々のパラメータが、複雑に影響する。そ
 こで、これまでの考察および第3章の Fig. 3.10 に示した音響レンズの伝達関数の計
 算結果を参考にして、音響レンズの後焦点面における音場分布の Fresnel パラメータ
 S が2.0付近で、レンズ開口端付近まで伝達関数の振幅が大きいレンズが複素 $V(z)$
 曲線解析に適したレンズと考え、設計を行う。

第3章においては、理論解析において実際のトランスデューサ半径の約1.4倍のト
 ランスデューサ有効径を導入することにより、実験結果を良い精度で近似できたの
 で、本章でもその結果を考慮して、トランスデューサから後焦点面までの距離およ
 びトランスデューサの半径を決定する。その音響レンズ (Type III) のパラメータの数
 値を Table 5.3 に、設計図を Fig. 5.2 に示す。比較のため第2章で用いた $V(z)$ 曲線解
 析用の音響レンズ (Type IV) のパラメータの数値を Table 5.3 に示す。このレンズは
 Fresnel パラメータが $S = 1$ 付近に設計されている。

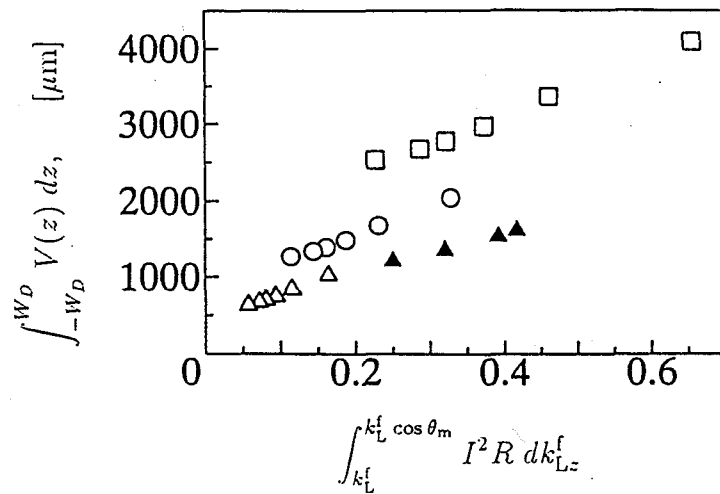


Fig. 5.1 Amplitude of $V(z)$ curve and transfer function of acoustic lens, \square : $S = 1$, \circ : $S = 2$, \triangle and \blacktriangle : $S = 3$

Table 5.3 Parameter of new acoustic lens

Lens Type	III	IV
Material of transducer	Zinc oxide film	
Material of buffer rod	Z-cut sapphire	
Material of antireflection coating	Fused quartz	
Radius of transducer a [mm]	0.42	0.38
Frequency of maximum output of transducer [MHz]	400	
Length of buffer rod [mm]	27.0	6.45
Radius of buffer rod [mm]	14.0	6.1
Radius of lens R_L [mm]	0.50	
Aperture angle θ_m [deg.]	60	
Thickness of antireflection coating	1/4 of longitudinal wave length at 400 MHz	
Theoretical value of Fresnel parameter	2.2	0.6

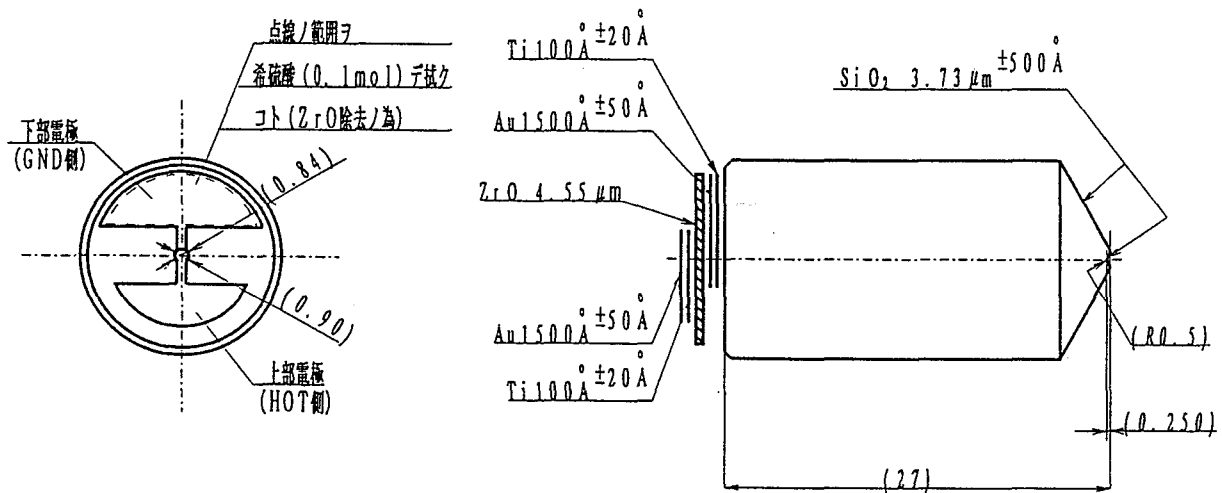


Fig. 5.2 Dimensions of acoustic lens III

5.2.2 音響レンズの伝達関数の測定

Fig. 5.2に示す音響レンズを作製し、その伝達関数 I^2 を、テフロンに対しカップラに水を用いて測定した結果を Fig. 5.3に示す。用いた周波数は400MHzである。実線が伝達関数の測定結果である。点線は第3章の理論を用いて音響レンズの伝達関数を計算した結果である。用いたパラメータの数値は Table 5.3 および Table 3.1 に示してある。なお理論解析において、第3章に基づきトランスデューサ有効径を用いた。

振幅では、実線の実験結果は規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 1$ 付近で最大値を示し、 k_{Lz}^f/k_L^f が小さくなるとともに減少し、レンズの開口端付近の規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.7$ でも振幅はある程度大きい。この結果は、点線の理論結果と傾向がほぼ一致した。位相では、実線の実験結果は規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 1$ 近くでは0 deg. で、 k_{Lz}^f/k_L^f が小さくなるとともに減少する。点線の理論結果は k_{Lz}^f/k_L^f が小さくなるとともに増加し、実験結果と理論結果の傾向は異なっている。この原因は不明で、今後音響レンズのより詳細な検討が必要である。しかし音響レンズⅢにおいても、第3章のトランスデューサ有効径を導入した理論解析により、実験結果を良い精度で近似でき、音響レンズの伝達関数の設計が可能であることがわかった。

5.3 波動伝ば速度の計測

5.3.1 測定結果

本章で設計した音響レンズⅢの伝達関数が波動の臨界角計測に及ぼす影響を、第2章で用いた $V(z)$ 曲線解析用の音響レンズⅣによる測定結果と比較することにより、調べる。

まず始めに、Fig. 5.4でレンズの伝達関数を比較した。規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 1 \sim 0.7$ の領域においてレンズⅢ(実線)の振幅の絶対値は、レンズⅣ(点線)に比べ大きい。特に規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.95 \sim 0.90$ の領域でレンズⅢの方が振幅の勾配が小さく、この領域に存在する波動の臨界角に対応する信号は、用いる音響レンズによる差がみられると予想される。位相は、点線で示したレンズⅣの結果が0 deg. 近傍でほぼ一定値を示すのに対し、実線で示したレンズⅢは、 k_{Lz}^f/k_L^f が小さくなるとともに減少するのが明瞭である。

次に熔融石英(東芝セラミックス(株)製 T-4040)に対しカップラに水を用いて複素 $V(z)$ 曲線の測定を行った。その結果を Fig. 5.5に示す。用いた周波数は400MHzである。 $z = 0$ 近傍の最大値で規格化した振幅では、 $V(z)$ 曲線解析用のレンズⅣ(点線)の方が本章で設計したレンズⅢ(実線)に比べ、 $V(z)$ 曲線の周期的な変動の幅が大きい。しかし位相では、レンズⅢ(実線)の方がレンズⅣ(点線)に比べ、周期的な変動が確認できる z の範囲が広く、 $z = -300[\mu\text{m}]$ 付近でも、周期的な変動が確認できる。

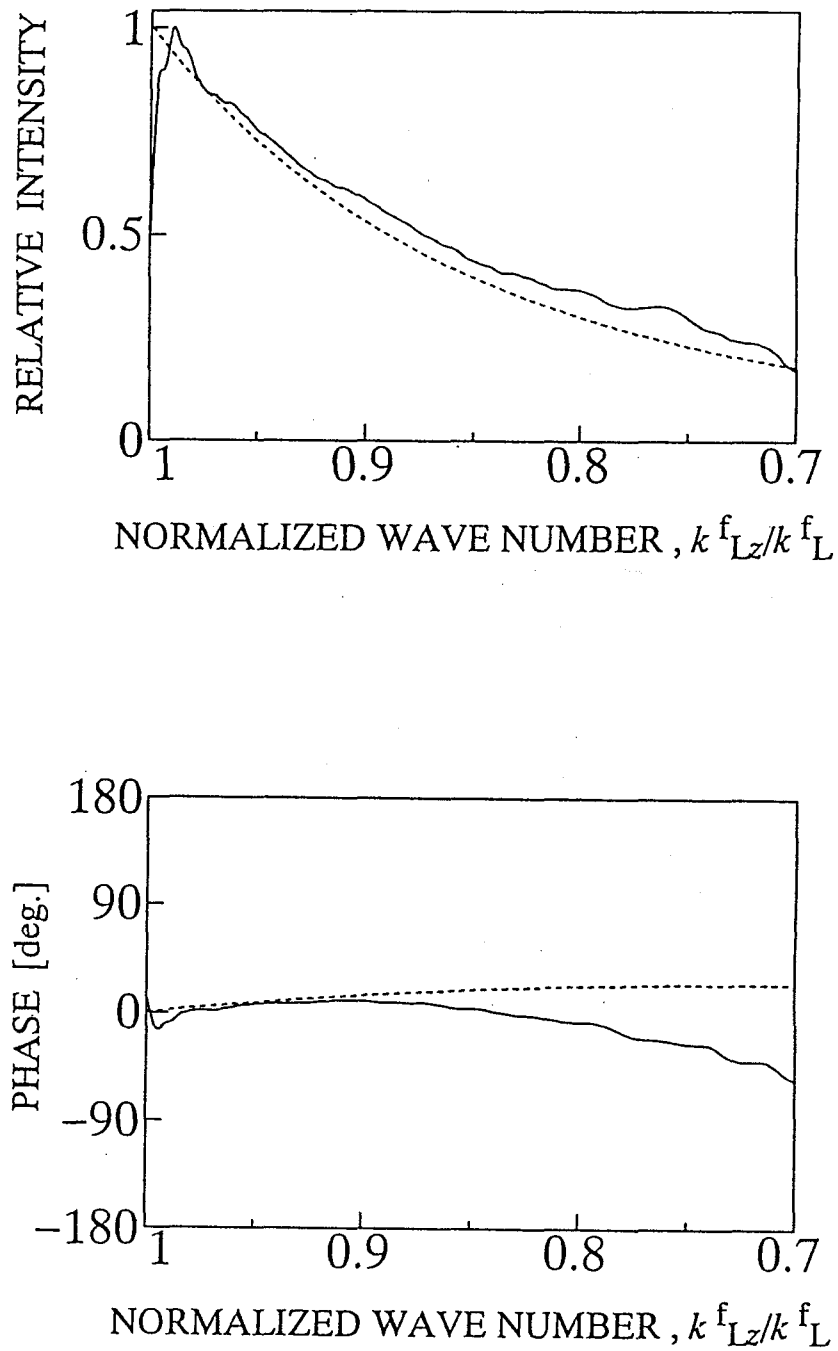


Fig. 5.3 Measured (solid line) and calculated (dotted line) transfer function I^2 of acoustic lens type III

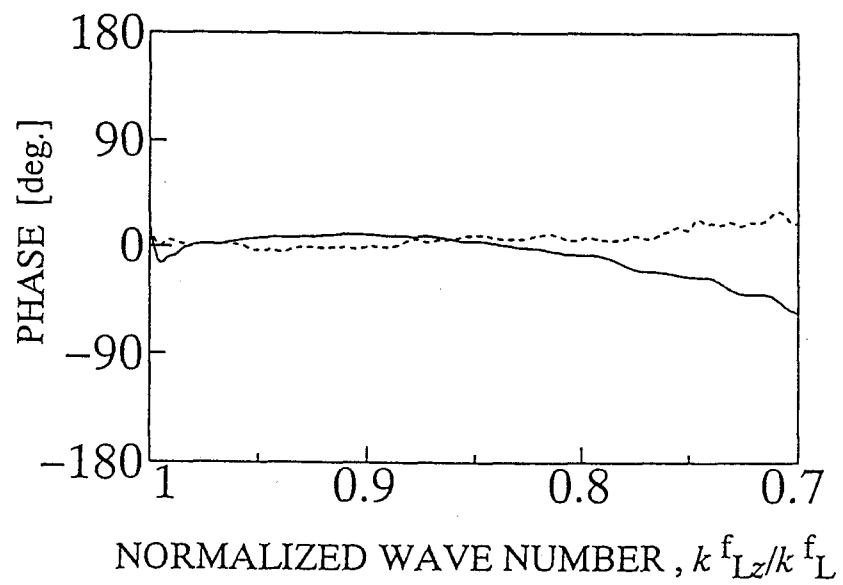
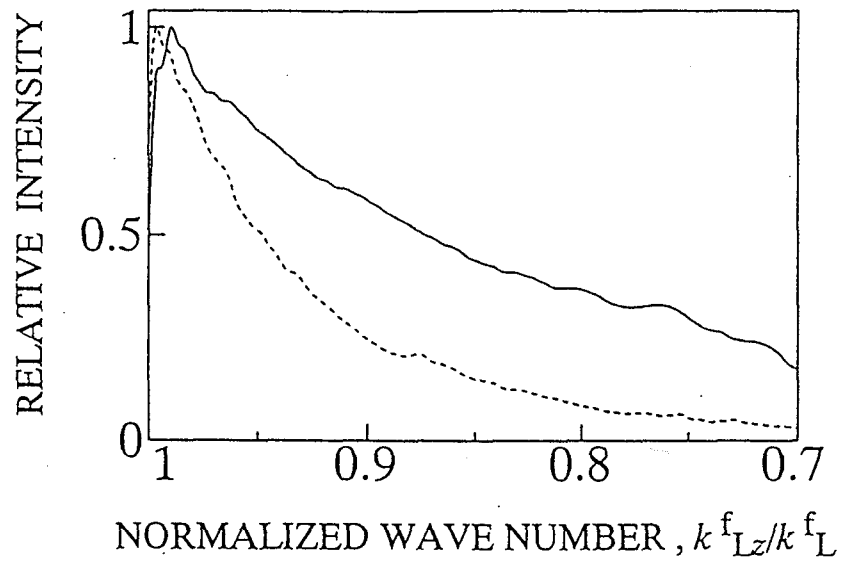


Fig. 5.4 Measured transfer function I^2 of acoustic lens type III (solid line) and type IV (dotted line), 400MHz

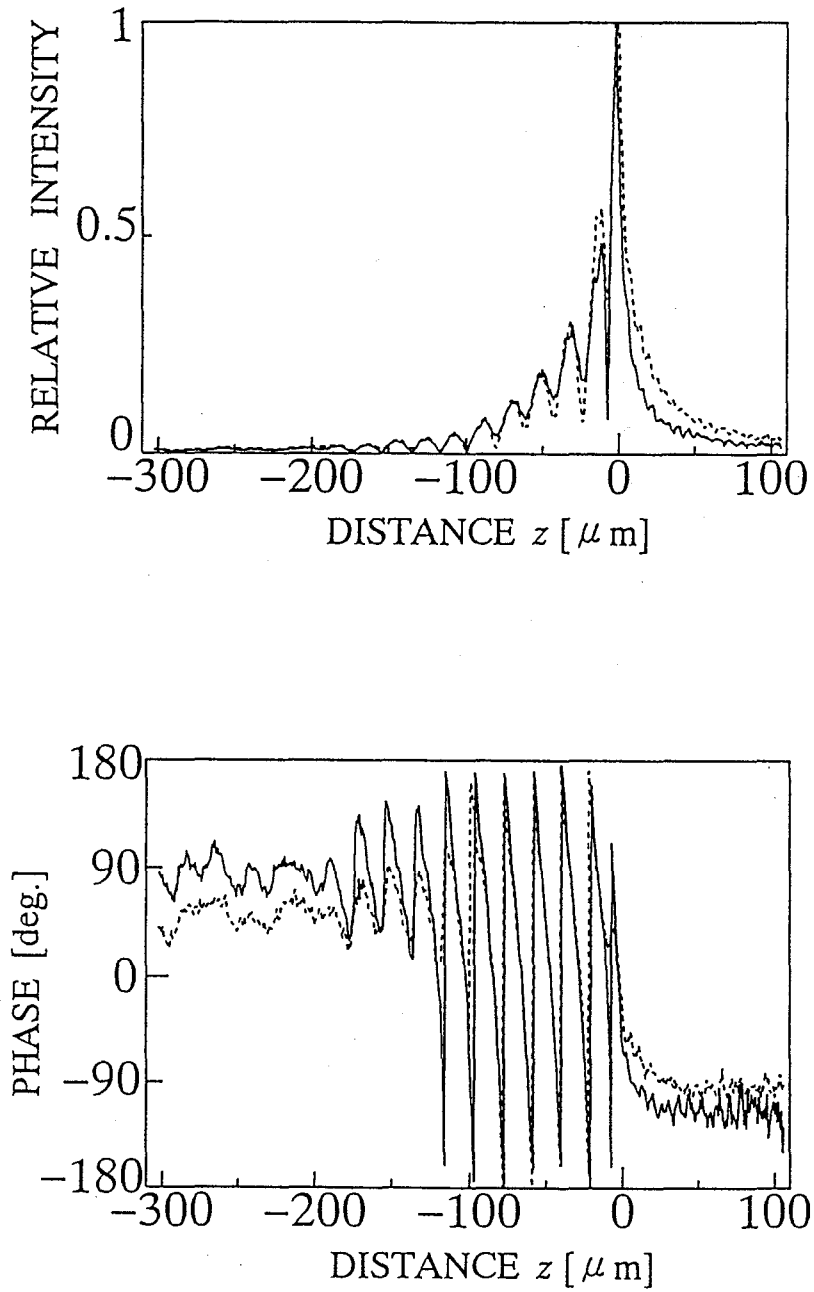


Fig. 5.5 Measured complex $V(z)$ curve for fused quartz/water by acoustic lens type III (solid line) and type IV (dotted line), 400MHz

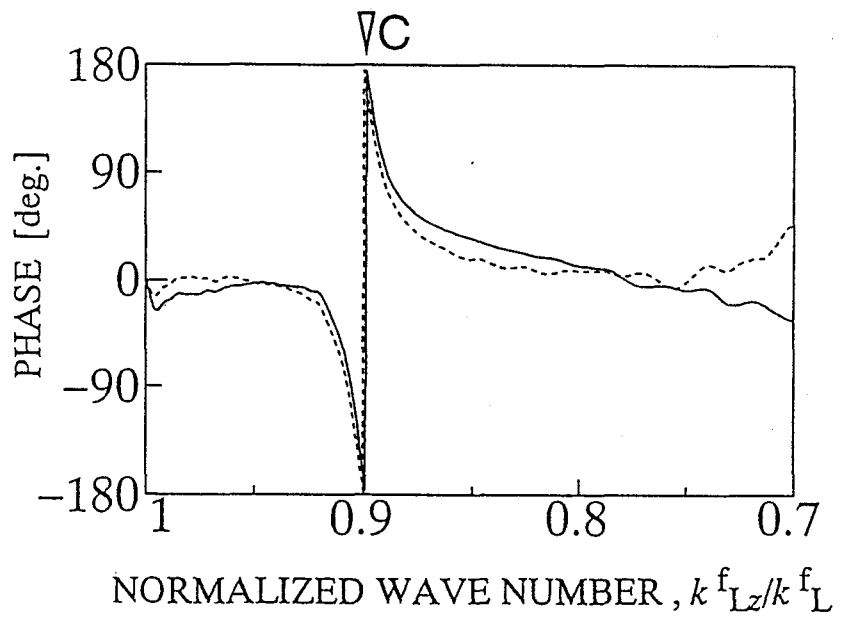
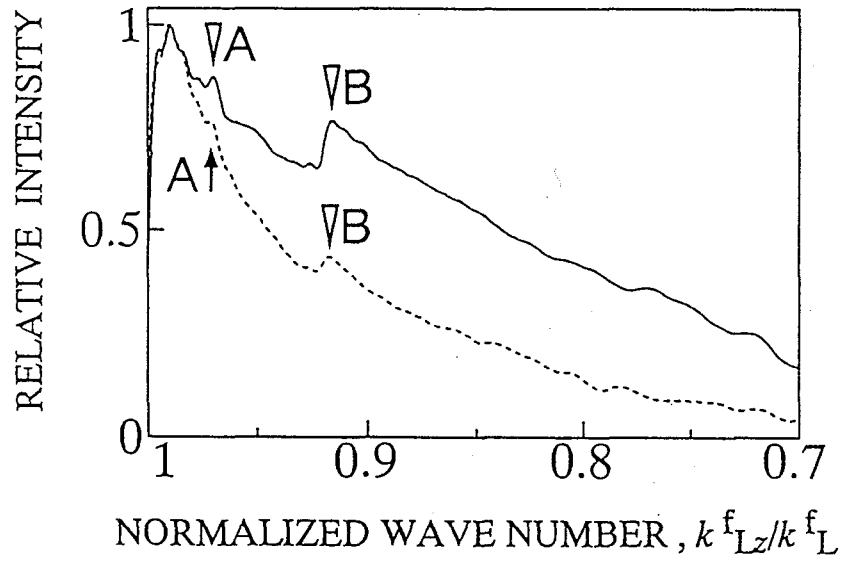


Fig. 5.6 Inversion Fourier transform I^2R of measured complex $V(z)$ curve for fused quartz/water by acoustic lens type III (solid line) and type IV (dotted line), 400MHz, ∇ A:longitudinal wave, ∇ B:transverse wave and ∇ C:Rayleigh wave

複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果を Fig. 5.6 に示す。位相には、実線のレンズ III および点線のレンズ IV とともに Rayleigh 波の臨界角で 360 deg. の変化 (∇C) がみられる。振幅において、レンズ IV (点線) では縦波の臨界角に対応する信号が微弱 ($\downarrow A$) であるのに対し、レンズ III (実線) ではより明確に (∇A) 確認できる。横波の臨界角に対応する信号は、レンズ III および IV とともに確認され、レンズ III の方がより明確に確認された。これは、この規格化波数におけるレンズ III の伝達関数の振幅の勾配が小さいからであると思われる。

5.3.2 考察

溶融石英 (東芝セラミックス (株) 製 T-4040) に対しカップラに水を用いて、5ヶ所においてそれぞれ 1 回ずつ波動伝ば速度を測定した。すべての測定結果を Table 5.4 に示す。レンズ III による結果は、同じ型番の溶融石英を超音波パルス法で測定した文献値^[5-10]とほぼ等しい。均質等方性材料を用いた測定では超音波顕微鏡による微小領域の結果の平均値と超音波パルス法などによる広領域の結果はほぼ等しいと考えられるので、レンズ III を用いた各種波動の伝ば速度計測により妥当な値が得られることがわかる。

したがって音響レンズの後焦点面における音場特性が、 $S = 2$ 付近のレンズ III により縦波、横波および Rayleigh 波の同時測定が可能となり、このような音響レンズが、 $V(z)$ 曲線解析法に用いられている Fresnel パラメータ $S = 1$ 付近のレンズに比べ、複素 $V(z)$ 曲線解析法に適していることがわかった。この結果は、第3章「超音波顕微鏡のレンズ特性」における伝達関数の振幅が大きくかつ急激な変化のない音響レンズが複素 $V(z)$ 曲線解析法に適しているという結果と傾向が一致している。

またレンズ III による縦波および横波の測定結果は、第2章の Table 2.4 に示したレンズ IV の結果に比べ、わずかではあるが小さい値であった。これは、縦波および横波の臨界角に対応する規格化波数における、レンズ III の伝達関数の振幅の勾配が、レンズ IV に比べ小さいため、波動の臨界角の測定結果が小さい方に移動したと考えられるが、明確な原因は不明であり今後検討が必要である。またこの点についてより詳細な検討を行えば、波動伝ば速度計測の絶対的精度を向上が可能であると予想される。

またレンズ III による波動伝ば速度を利用した弾性係数の同定結果を Table 5.5 に示す。レンズ III による縦弾性係数および Poisson 比の結果は、レンズ IV の結果に比べ同じ型番の試料を超音波パルス法により測定した文献値^[5-10]にわずかに近い値が得られ、縦波の伝ば速度が測定可能となったことにより、弾性係数の測定精度が向上した。

以上のように、第2, 3 および 4 章の結果を考慮することに、複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズを設計することができた。

Table 5.4 Measured velocities of fused quartz

Sample		Longitudinal wave C_L^s [m/s]	Transverse wave C_T^s [m/s]	Rayleigh wave C_R^s [m/s]
Lens type III	No. 1	6118	3710	3390
	No. 2	6104	3698	3388
	No. 3	6133	3704	3388
	No. 4	6114	3722	3401
	No. 5	6060	3705	3384
	Mean value	6106	3708	3390
Mean value by lens IV		—	3728	3416
Reference [5-10]		5953	3757	3404*

* Calculation from longitudinal and transverse wave of reference [5-10]

Table 5.5 Measured elastic moduli of fused quartz

Sample		Young's modulus E [GPa]	Shear modulus G [GPa]	Poisson's ratio ν
Lens type III	No. 1	73.2	30.3	0.21
	No. 2	72.8	30.1	0.21
	No. 3	73.2	30.2	0.21
	No. 4	73.5	30.5	0.21
	No. 5	72.6	30.2	0.20
	Mean value	73.1	30.2	0.21
Mean value by lens IV		75.3	30.5	0.23
Reference [5-11]		72	31	0.17

5.4 結言

本章では、複素 $V(z)$ 曲線法に基づいた波動の臨界角計測に適した音響レンズの設計について考察した。

- (1) 第2, 3および4章の測定結果をもとに複素 $V(z)$ 曲線法に適した音響レンズの伝達関数の設計について、伝達関数に影響を与えるパラメータについて検討を行った。
- (2) 第3章で用いたトランスデューサ有効径を導入した音響レンズの伝達関数の理論解析により、本章で設計した音響レンズの実験結果の振幅は良い精度で近似できた。しかし位相は、理論結果と実験結果で傾向が異なった。
- (3) 本研究の範囲では、後焦点面における音場特性が Fresnel パラメータ $S = 2$ 付近の音響レンズを用いることにより、縦波、横波および Rayleigh 波の伝ば速度が同時に測定可能になり、複素 $V(z)$ 曲線解析に適していることがわかった。また本章で設計したレンズによる波動伝ば速度の測定結果を利用した縦弾性係数および Poisson 比の同定結果では、その5ヶ所の測定結果の平均値は超音波パルス法を用いて広領域を測定した文献値^[5-10]に近い結果であった。

<参考文献：第5章>

- [5-1] Atalar, A., An Angular-spectrum Approach to Contrast in Reflection Acoustic Microscopy, *J. Appl. Phys.*, 49-10(1978), 5130-5139.
- [5-2] 鳥飼, 超音波音場と Lommel 関数, 東京大学 生産技術研究所報告, 25-4(1976), 105-166.
- [5-3] Parmon, W. and Bertoni, H. L., Ray Interpretation of the Material Signature in the Acoustic Microscope, *Elect. Lett.*, 15-21(1977), 684-686.
- [5-4] Chou, C., Khuri-Yakob, B. T. and Kino, G. S., Lens Design for Acoustic Microscopy, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Control.*, 35-4(1988), 464-469.
- [5-5] 野中・藤島・早川, 超音波顕微鏡におけるレンズ音場の影響, 日本機械学会論文集, 58-548, C(1992), 1154-1161.
- [5-6] Lemons, R. A., Acoustic Microscopy by Mechanical Scanning, Ph. D. dissertation, Stanford Univ., Stanford, CA, 1975.
- [5-7] 石川, 高深度分解能超音波干渉顕微鏡の作製とその非破壊試験への適用に関する研究, 東京工業大学博士論文, (1990), 34-43.
- [5-8] 東京天文台編, 理科年表, (1985), 488-489, 丸善.
- [5-9] Endo, T., Sasaki, Y., Yamagishi, T. and Sakai, M., Determination of Sound Velocities by High Frequency Complex $V(z)$ Measurement in Acoustic Microscopy, *J. J. Appl. Phys.*, 31-1(1992), 160-162.
- [5-10] Kushibiki, J., Wakahara, T., Kobayashi, T. and Chubachi, N., A Calibration Method of the LFB Acoustic Microscope System Using Isotropic Standard Specimens, *Ultrasonics Symposium*, (1992), 719-722.
- [5-11] 東芝セラミックス (株) 資料.

第6章 超音波顕微鏡法の 異方性測定への応用

6.1 緒言

工業材料は微小領域において異方性を示すことがあり、また薄膜材料では、薄膜が選択配向を示すことがあるため、特性評価の目的を含めて異方性材料の表面近傍の機械的特性を精度良く測定することが必要がある。

超音波顕微鏡の音響レンズは点集束レンズおよび線集束レンズに大別され、それぞれレンズ先端部が球面および円筒になっている (Fig. 2.9)。点集束レンズは、試料の異方性の平均値が求められ、画像計測および定量計測に使用される。それに対し線集束レンズでは、超音波をくさび状に集束させることにより試料に波動を線状に発生させるので、試料の異方性を測定することが可能で、主に定量計測に用いられる。一方、トラスデューサの形状を変化させたり、レンズ先端部にスリットを用いることにより、線集束レンズの特徴をあわせ持たせた点集束レンズの研究も行われている^{[6-1]-[6-5]}。

複素 $V(z)$ 曲線解析法では、試料の各種波動の臨界角に対応する信号が得られるだけでなく、信号の物理的意味も明確であるため、特に複雑な波動伝ば挙動を示す異方性材料などの波動伝ば速度を精密に測定できる可能性がある^[6-6]。これまで、線集束レンズを用いた $V(z)$ 曲線解析法による異方性材料の波動伝ば速度計測の研究は行われている^[6-7, 8]ものの、線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法による異方性材料の波動伝ば速度計測の報告例は少ない。

本章では、複素 $V(z)$ 曲線解析法を、線集束レンズを用いた異方性材料の波動伝ば速度の測定に拡張し、その結果を利用して弾性係数の同定を行うことを目的とする。

まず点集束レンズを用いた場合の $V(z)$ 曲線の表現式をもとに、線集束レンズを用いた場合の $V(z)$ 曲線の表現式を導出し、変数変換により複素 $V(z)$ 曲線解析法が異方性材料の波動伝ば速度計測に適用できることを示す。そして均質等方性材料に対して、線集束レンズを用いた測定結果を点集束レンズによる結果と比較することにより、線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法の妥当性を実験により検討する。

次に第4章に示した点集束レンズを用いた波動伝ば速度計測に及ぼすカップラの

影響の結果を踏まえ、カップラが線集束レンズを用いた波動伝ば速度計測に及ぼす影響を理論および実験により調べる。そしてカップラに一般に用いられている水に加え、水銀を用いる^[6-9, 10]ことにより異方性材料の各種波動伝ば速度を計測することを試みる。最後に、測定可能な各種波動伝ば速度の測定結果を利用した異方性材料の弾性係数の同定を試み、その手法の妥当性を検討する。

6.2 基礎理論

6.2.1 線集束レンズの $V(z)$ 曲線

点集束レンズにおける $V(z)$ 曲線の定義式は、近軸近似が成り立たない場合、レンズの伝達関数を I 、試料の反射関数を R とすると、

$$V(z) = \int_0^{\infty} r I^2(r) R(r/f) \times \exp[j2k_L^f z \{1 - (r/f)^2\}^{1/2}] dr \quad (2.1)'$$

である^[6-11]。ここで f は焦点距離、 k_L^f はカップラの縦波の波数で、係数は省略した。これを Fig. 6.1 のような直角座標系 (x, y, z) を用いて表すと、

$$V(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I^2(x, y) R(x/f, y/f) \times \exp[j2k_L^f z \{1 - (x^2 + y^2)/f^2\}^{1/2}] dx dy \quad (2.1)''$$

となる^[6-11]。線集束レンズでは、レンズ先端部の形状が y 方向に一定であるから、 y を消去して、

$$V(z) = \int_{-\infty}^{\infty} I^2(x) R(x/f) \times \exp[j2k_L^f z \{1 - (x^2/f^2)\}^{1/2}] dx \quad (6.1)$$

となる。また $\sin \theta = x/f$ とおくと、

$$V(z) = \int_0^{\theta_m} I^2(\theta) R(\theta) \times \exp[j2k_L^f z \cos \theta] \cos \theta d\theta \quad (6.2)$$

と表すことができ、これが線集束レンズを用いて測定する場合の $V(z)$ 曲線である^[6-12]。ここで θ_m はレンズの開口半角である。 $k_L^f = 2\pi/\lambda_L^f$ だから、ここで $u = z/\lambda_L^f$ 、 $\Theta = 2 \cos \theta$ とおくと、

$$V(u) = \int_{2 \cos \theta_m}^2 I^2(\Theta) \frac{\Theta}{2\sqrt{4 - \Theta^2}} R(\Theta) \times \exp[j2\pi u \Theta] d\Theta \quad (6.3)$$

となり、さらに $\hat{I}^2(\Theta) \equiv I^2(\Theta) \frac{\Theta}{2\sqrt{4 - \Theta^2}}$ とおくと、

$$V(u) = \int_{2 \cos \theta_m}^2 \hat{I}^2(\Theta) R(\Theta) \times \exp[j2\pi u \Theta] d\Theta \quad (6.4)$$

のように書ける。また $\pi u \Theta = k_{Lz}^f z$ とおくと、式(6.4)は、

$$V(z) = \int_{k_{Lz}^f \cos \theta_m}^{k_{Lz}^f} \hat{I}^2(k_{Lz}^f) R(k_{Lz}^f) \times \exp[j2k_{Lz}^f z] dk_{Lz}^f \quad (6.5)$$

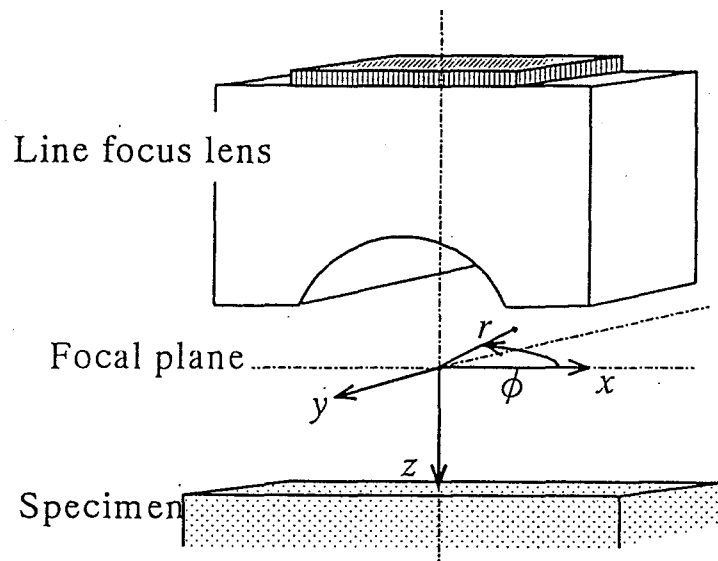


Fig. 6.1 Notation used in calculation for line focus lens

となる。したがって上式は、

$$\mathcal{F}\{V(z)\} = \hat{I}^2(k_{Lz}^f) R(k_{Lz}^f) \quad (6.6)$$

と書くことができる。ここで $\mathcal{F}\{ \}$ は Fourier 変換を表す。よって、反射関数の情報は、線集束レンズによる複素 $V(z)$ 曲線の Fourier 変換結果に含まれている。

6.2.2 理論の検証

均質等方性材料について、点集束レンズおよび線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法により波動伝ば速度を測定し、比較することにより、前節の線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度計測の妥当性を実験より調べる。

まずはじめに、用いた音響レンズの伝達関数の測定結果を Fig. 6.2 および Fig. 6.3 に示す。後で述べる異方性材料の波動伝ば速度計測において、カップラに水および水銀を用いるので、これらの場合の点および線集束レンズの伝達関数を測定し、比較した。

Fig. 6.2に示した水の場合および Fig. 6.3に示した水銀の場合では、線集束レンズ(実線)と点集束レンズ(点線)の結果は、伝達関数の振幅の絶対値は大きく異なっている。しかしともに横軸の規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 1$ (レンズの中心) 近くで振幅は最大値を示し、 k_{Lz}^f/k_L^f が小さくなるとともに減少していくという傾向は一致している。またともに位相はほぼ 0 deg. 近くである。したがって波動伝ば速度計測に与える伝達関数の影響は点および線集束レンズでほぼ等しいと考えられる。線集束レンズの伝達関数の測定結果は規格化波数 $0.8 > k_{Lz}^f/k_L^f > 0.7$ で、振幅はかなり小さく、位相は

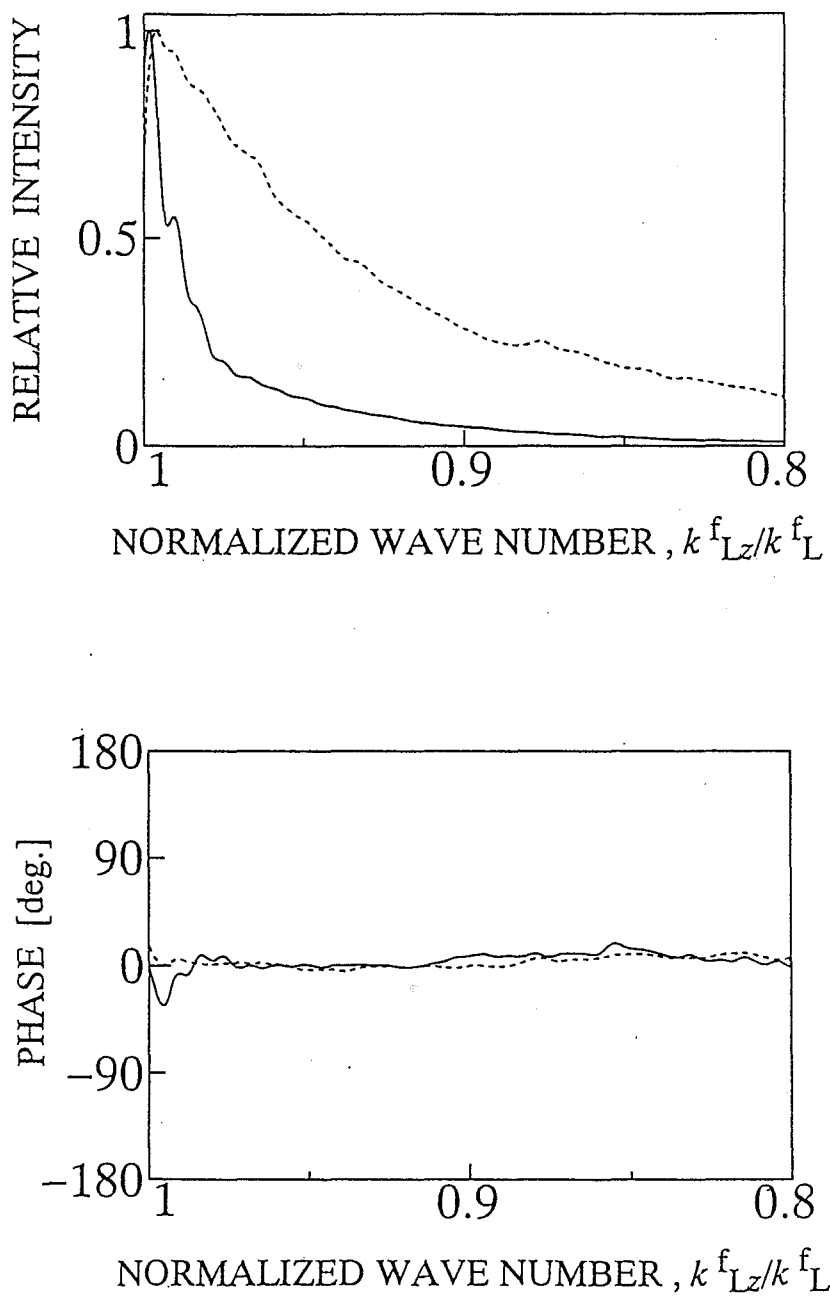


Fig. 6.2 Measured pupil function by water/teflon, solid line: line focus lens, dotted line: point focus lens

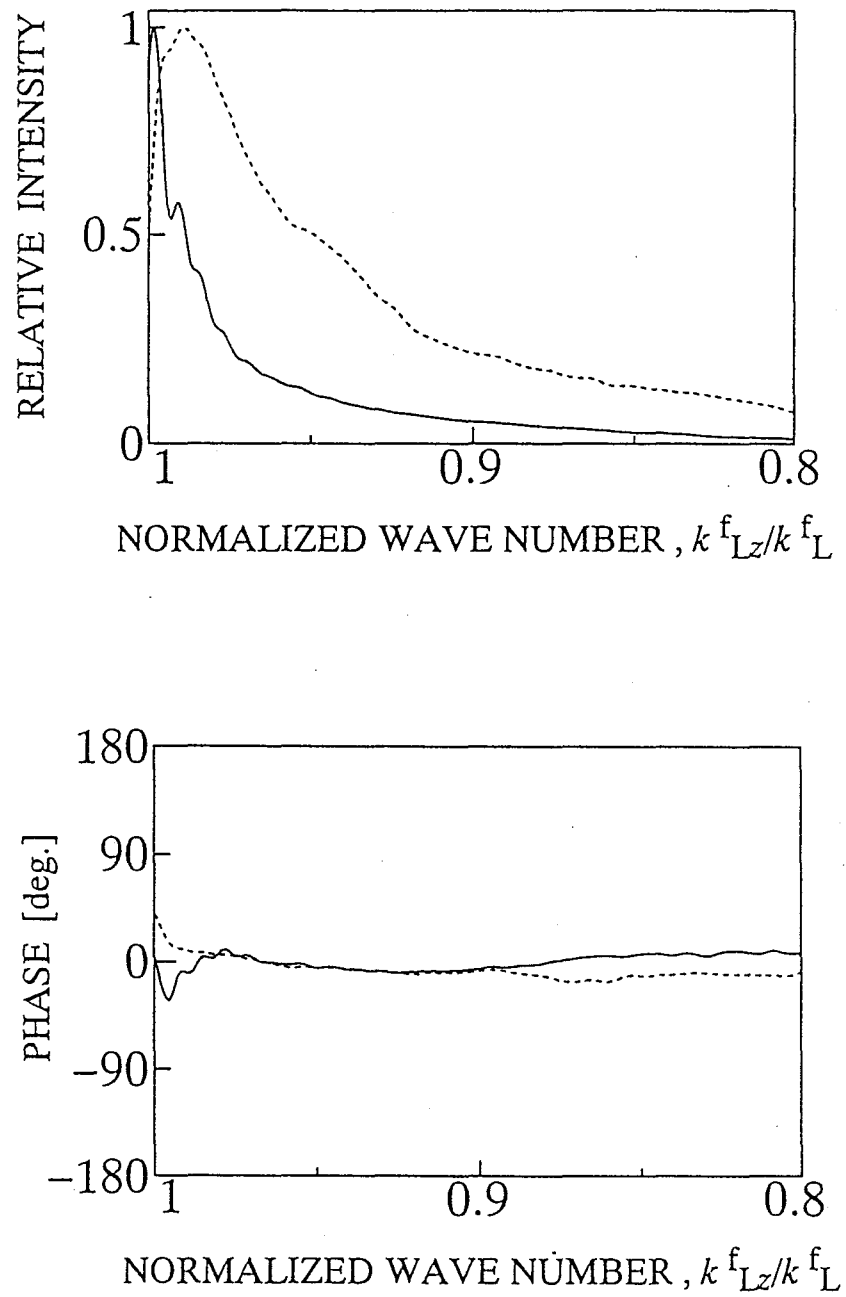


Fig. 6.3 Measured pupil function by mercury/tefflon, solid line: line focus lens, dotted line: point focus lens

Table 6.1 Wave velocities of sample

Sample	Velocity		Density ×10 ³ [kg/m ³]
	Longitudinal [m/s]	Transverse [m/s]	
Fused quartz ^{*1}	5953	3757	2.2
Glass b ^{*2}	5330	2987	3.58
Glass e ^{*2}	5170	2905	3.62
Water ^{*3}	1500	—	1.0
Mercury ^{*4}	1450	—	13.6

^{*1}Ref.[6-11] ^{*2}Ref.[6-12] ^{*3}Ref.[6-13] ^{*4}Ref.[6-14]

Table 6.2 Measured wave velocities of fused quartz and glass by point focus lens and line focus lens

Lens type	Fused quartz			Glass b			Glass e		
	Mercury C_L^s [m/s]	Water C_T^s [m/s]	Water C_R^s [m/s]	Mercury C_L^s [m/s]	Water C_T^s [m/s]	Water C_R^s [m/s]	Mercury C_L^s [m/s]	Water C_T^s [m/s]	Water C_R^s [m/s]
Point	5812	3677	3418	5091	2964	2745	4940	2872	2680
Line	5813	3692	3405	5080	2945	2739	4940	2851	2668

C_L^s : Longitudinal wave, C_T^s : Transverse wave, C_R^s : Rayleigh wave

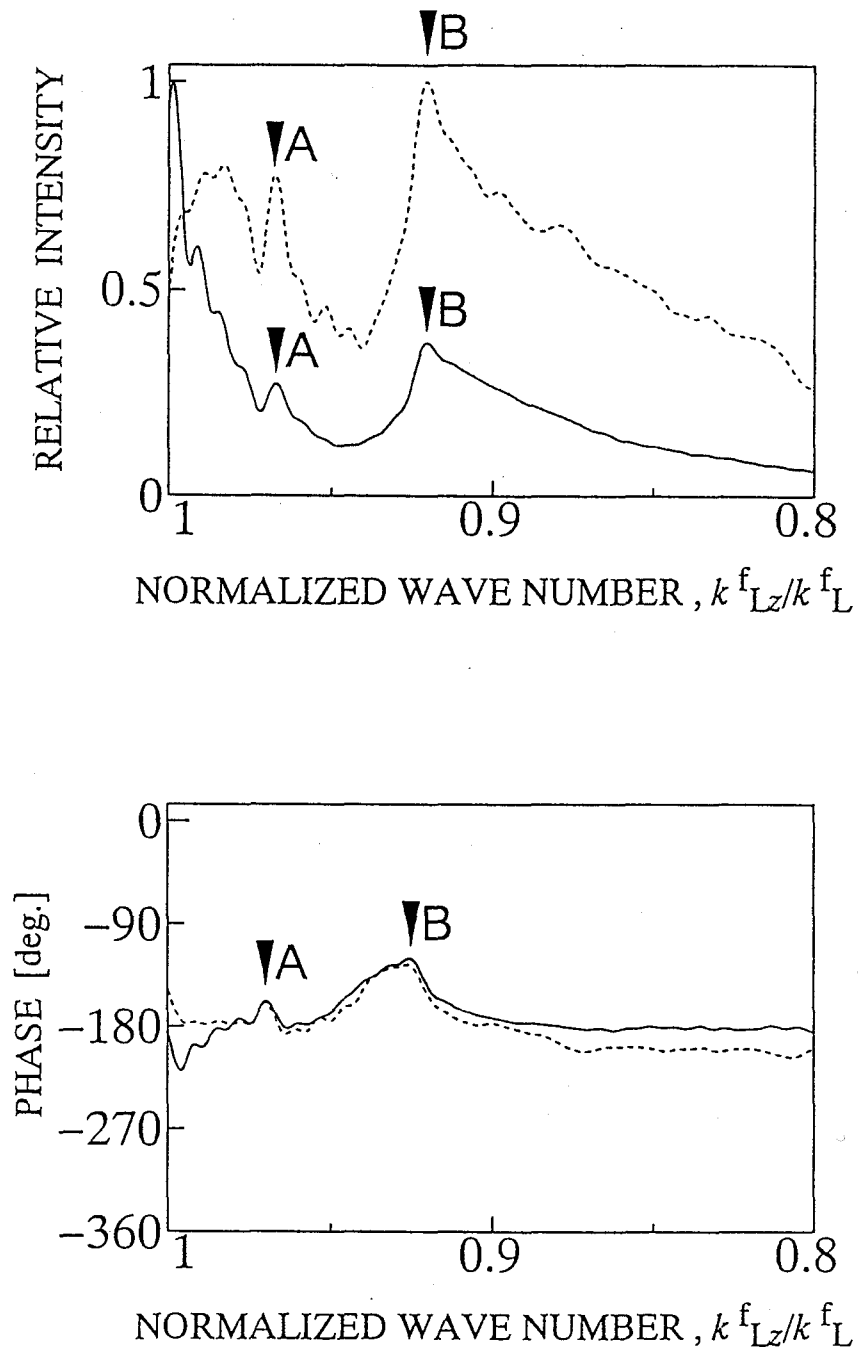


Fig. 6.4 Inversion of measure complex $V(z)$ for mercury/fused quartz, solid line: line focus lens, dotted line: point focus lens, \blacktriangledown A: longitudinal wave, \blacktriangledown B: transverse wave

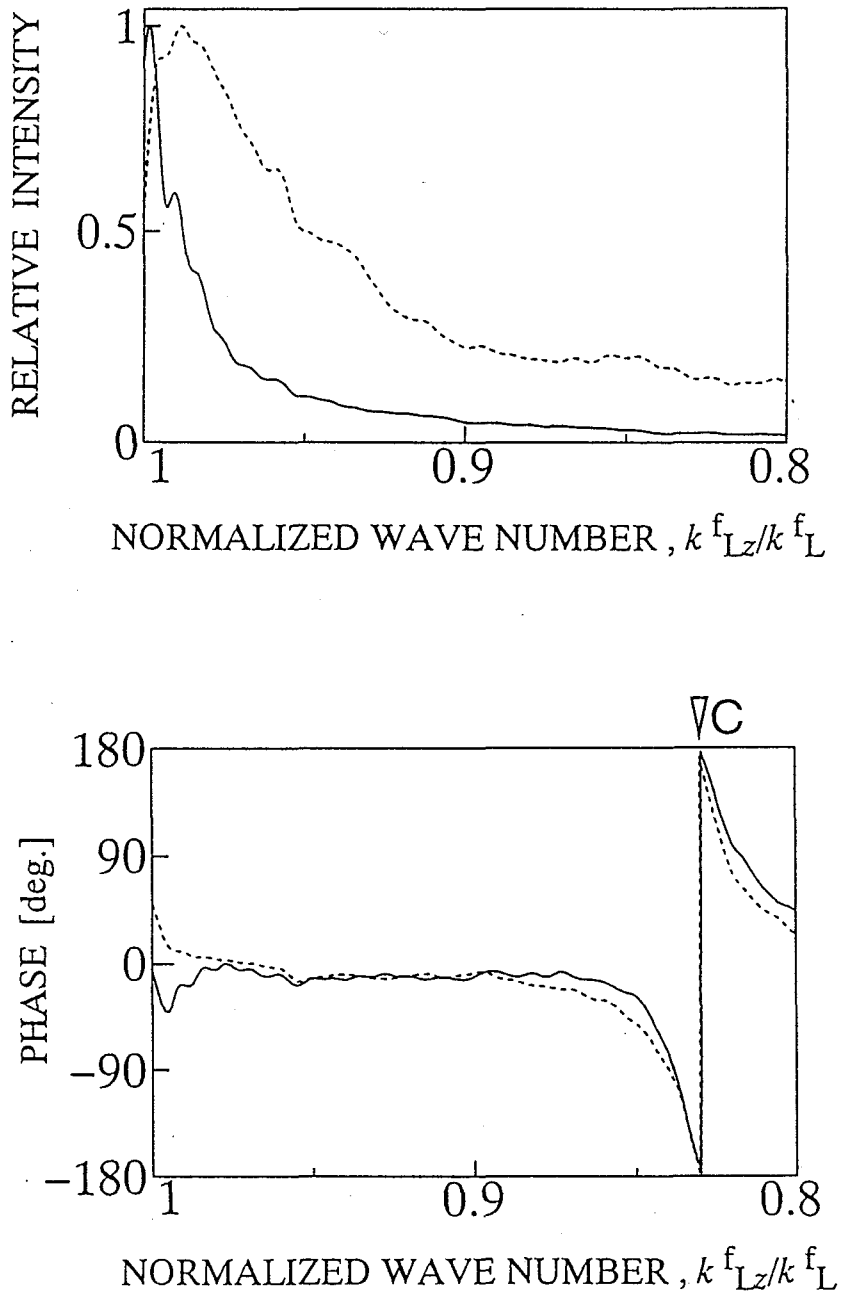


Fig. 6.5 Inversion of measure complex $V(z)$ for water/glass type e, solid line: line focus lens, dotted line: point focus lens, ∇C : Rayleigh wave

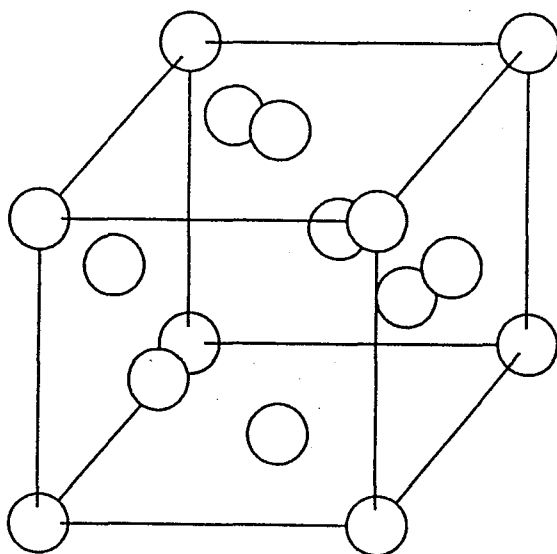


Fig. 6.6 Structure of cubic system

である。実際の解析では、音響インピーダンスが異なる GaAs(001) および Si(001) の 2 種類を用いた。この立方晶の結晶構造を Fig. 6.6 に示す。

6.3.2 カップラの影響

第4章に述べたように、点集束レンズを用いた結果では、試料の音響インピーダンスにマッチしたカップラを選ぶことにより、必要な波動の伝ば速度の計測が容易になることがわかっている。そこで、線集束レンズを用いた波動伝ば速度計測において、カップラが測定結果に与える影響を調べる。

まずはじめに、反射関数を計算することにより、理論解析においてカップラが波動伝ば速度計測に与える影響を調べる。異方性体の反射関数は従来の等方性体の反射関数を拡張して、計算することができる(付録 A.2.2)。音響インピーダンスの異なる GaAs(001) および Si(001) に対して、2 種のカップラ(水および水銀^[6-10, 9])を用いて調べた。

Fig. 6.7 に GaAs(001) の反射関数([100] 方向からの角度 $\phi = 25.0$ [deg.]) の理論結果を示す。用いたパラメータの数値は Table 6.3 に示してある。実線は水銀、点線は水の結果である。カップラが水の場合(図中点線)、縦波(規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.9553$, ∇

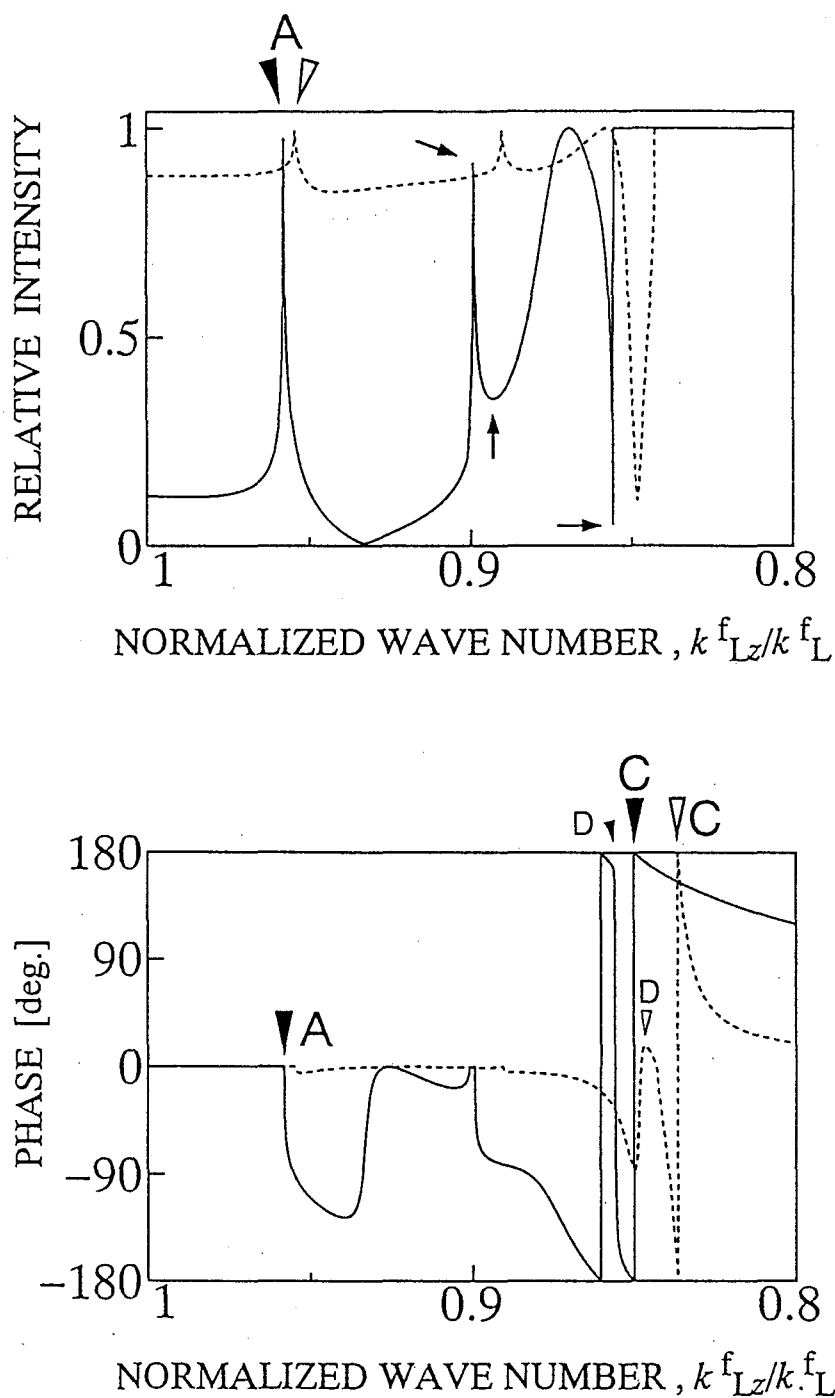


Fig. 6.7 Theoretical reflectance function of GaAs(001), solid line: mercury, dotted line: water, ($\phi = 25$ [deg.] from [100] direction), \blacktriangledown : critical angle in mercury coupling, ∇ : water coupling, A: longitudinal wave, C: Rayleigh wave, D: pseudo Rayleigh wave

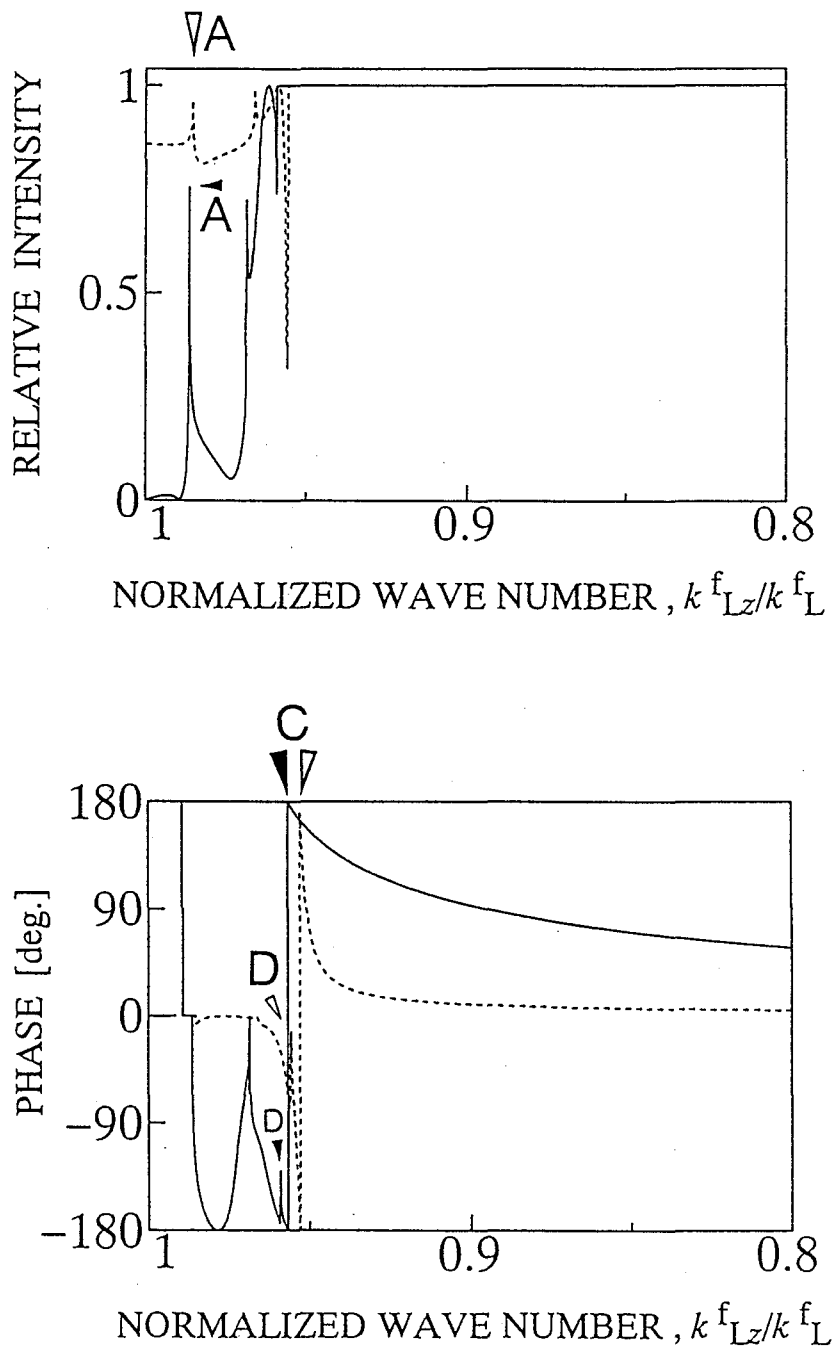


Fig. 6.8 Theoretical reflectance function of Si(001), solid line: mercury, dotted line: water, ($\phi = 25$ [deg.] from [100] direction), ▼: critical angle in mercury coupling, ▽: water coupling, A: longitudinal wave, C: Rayleigh wave, D: pseudo Rayleigh wave

6.3 線集束レンズによる異方性材料の波動伝ば速度の計測

A), 擬似 Rayleigh 波 ($k_{Lz}^f/k_L^f = 0.8498$, ∇D) および Rayleigh 波 ($k_{Lz}^f/k_L^f = 0.8385$, ∇C) の臨界角で変化がみられる。しかし横波の臨界角に対応する規格化波数で振幅および位相に顕著な変化はみられない^[6-12, 13]。縦波の臨界角の信号は、水に比べ水銀の方が明確になっている (図中 $\blacktriangledown A$)。また位相は複雑な変化を示している。

Fig. 6.8に Si(001) の反射関数 ([100] 方向からの角度 $\phi = 25.0$ [deg.]) の理論結果を示す。用いたパラメータの数値を Table 6.3に示す。実線は水銀, 点線は水の結果である。GaAs(001) の場合と同様に, カップラが水の場合 (点線), 縦波 ($k_{Lz}^f/k_L^f = 0.9857$, ∇A), 擬似 Rayleigh 波 ($k_{Lz}^f/k_L^f = 0.9562$, ∇D) および Rayleigh 波 ($k_{Lz}^f/k_L^f = 0.9536$, ∇C) の臨界角で変化がみられる。また波動伝ば速度の臨界角に対応する信号が規格化波数1~0.95の狭い領域に集中している。そして擬似 Rayleigh 波の信号は GaAs(001) に比べ, かなり小さい (∇D)。また縦波の臨界角の信号は, 水に比べ水銀の方が明確になっている (図中 $\blacktriangledown A$)。

次に, カップラが波動伝ば速度計測に与える影響を実験により調べた。GaAs(001) に対してカップラに水および水銀を用いて複素 $V(z)$ 曲線を測定し, Fourier 変換した結果を Fig. 6.9および Fig. 6.10に示す。水の場合周波数 400MHz, 水銀の場合 450MHz を用いた。周波数は, 波動の臨界角に対応する信号がより明確になる周波数を用いた。

Fig. 6.9に示した水の場合では, 測定結果の位相に擬似 Rayleigh 波 (図中 ∇D) および Rayleigh 波の臨界角 (∇C) が確認できる。しかし測定結果の振幅および位相に縦波の臨界角の信号を確認することは困難であった。なお, この測定結果は, 次節で結晶方位を決めた結果より [100] 方向からの方位角 ϕ は 25.5 deg. と考えられる。この測定結果では, 擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波が観察されることから, 方位角 ϕ が 20 deg.~30 deg. にあるとみなせる。以下本節の測定結果の方位角 ϕ は, 次節から得られた値である。

Fig. 6.10に示された水銀を用いた結果では, 測定結果の振幅に縦波の臨界角 ($\blacktriangledown A$) が確認できる。また理論結果の振幅にみられる極大および極小は (図中 \downarrow 印), ほぼ等しい

Table 6.3 Parameter of sample

Sample	Elastic constant			Density [10 ³ kg/m ³]	Mean velocity of longitudinal wave [m/s]	Acoustic impedance [10 ⁶ kg/m ² s]
	c_{11} [GPa]	c_{12} [GPa]	c_{44} [GPa]			
GaAs(001) ^{*1}	118.8	53.8	59.4	5.31	5010	26.6
Si(001) ^{*2}	165.7	63.9	79.6	2.33	8780	20.5
Water ^{*3}				1.0	1500	1.5
Mercury ^{*4}				13.6	1450	19.7

*1 Ref. [6-15]

*2 Ref. [6-16]

*1 Ref. [6-13]

*2 Ref. [6-14]

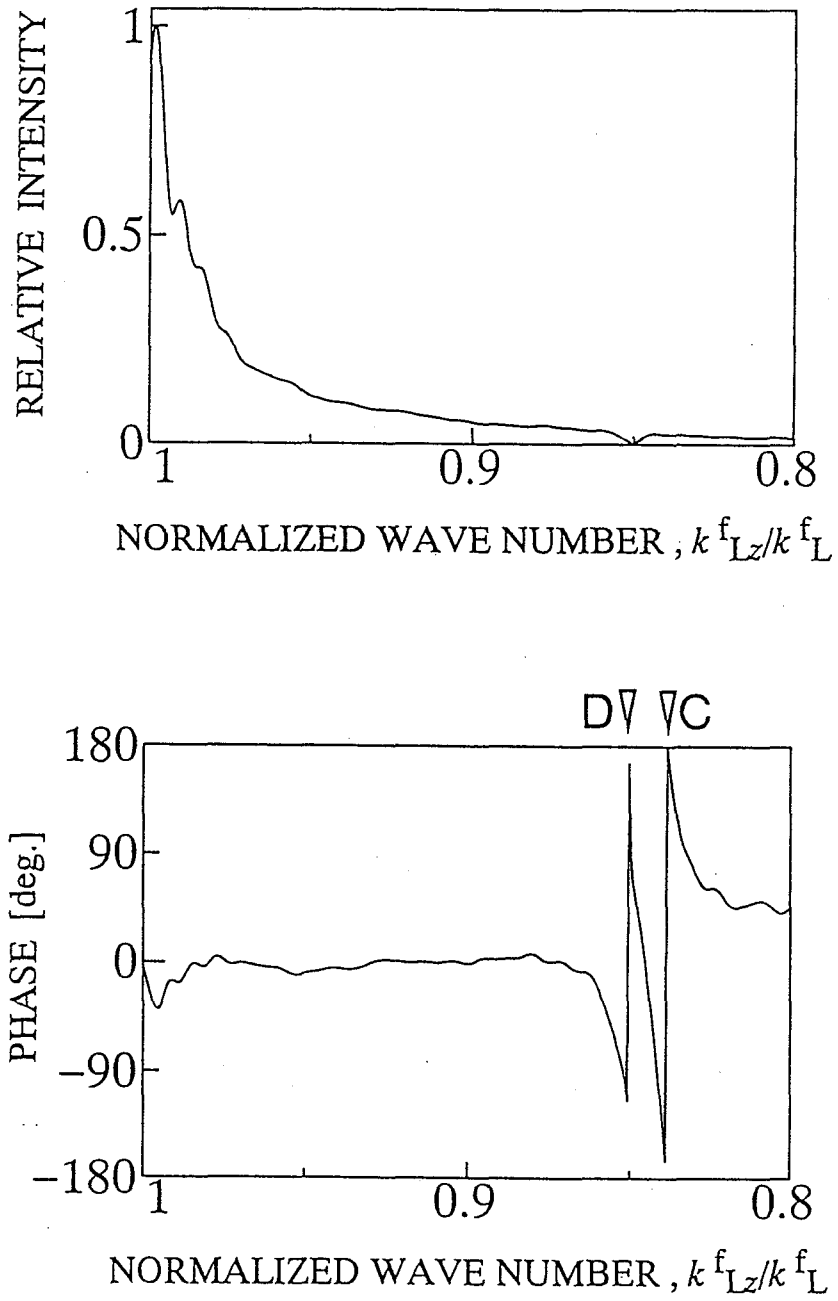


Fig. 6.9 Measured I^2R of water/GaAs(001), 400MHz, $\phi = 25.5$ [deg.] from [100] direction, ∇C : Rayleigh wave, ∇D : pseudo Rayleigh wave

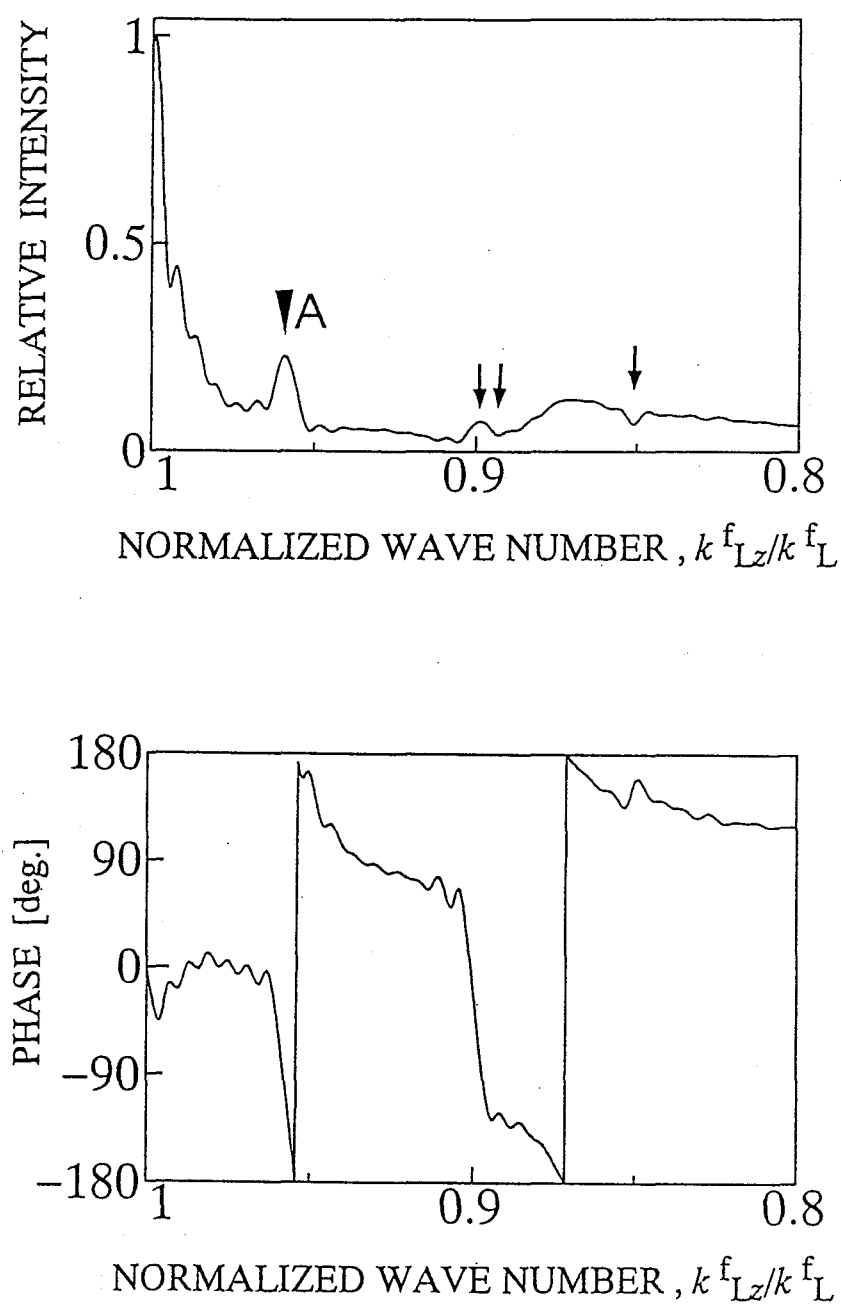


Fig. 6.10 Measured I^2R of mercury/GaAs(001), 450MHz, $\phi = 27$ [deg.] from [100] direction, \blacktriangledown A: longitudinal wave

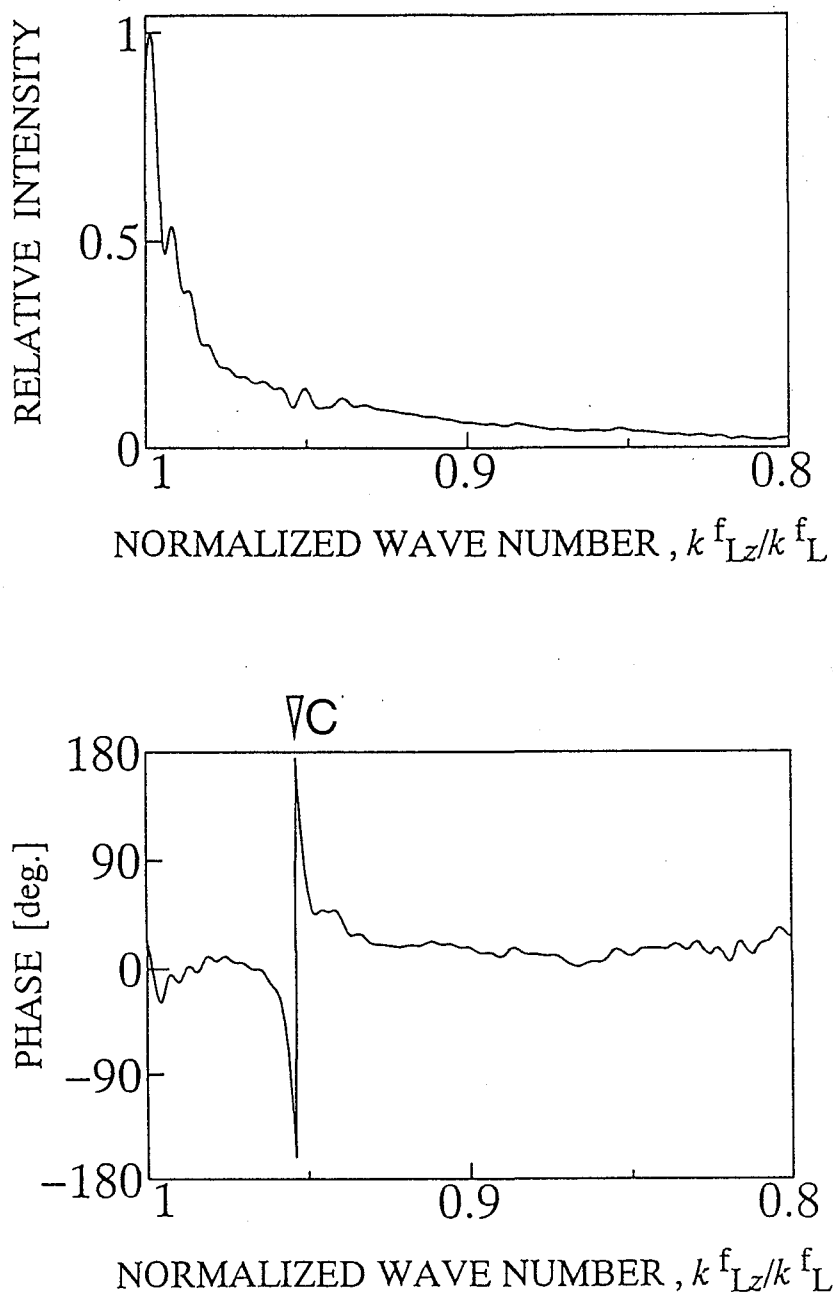


Fig. 6.11 Measured I^2R of water/Si(001), 480MHz, $\phi = 24$ [deg.] from [100] direction, ∇C : Rayleigh wave

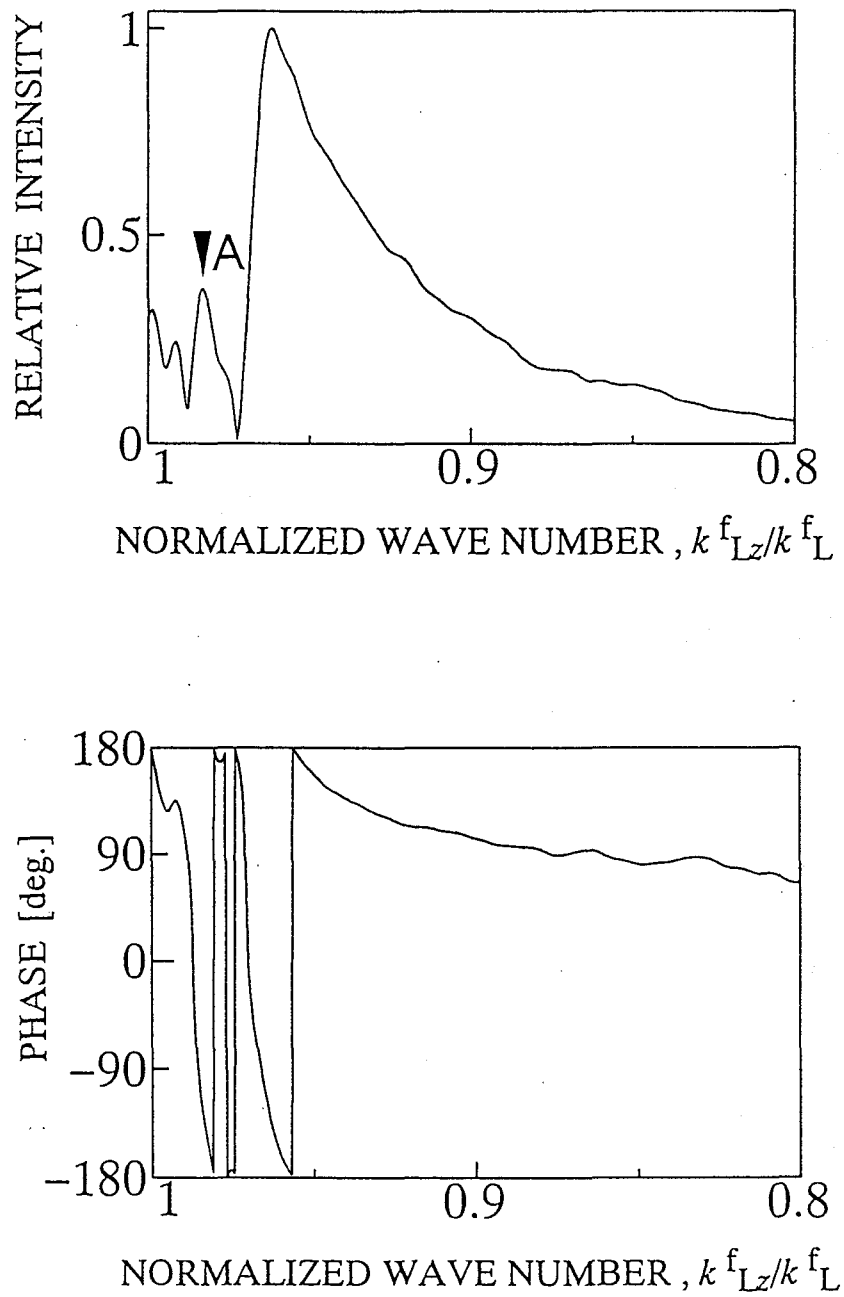


Fig. 6.12 Measured I^2R of mercury/Si(001), 400MHz, \blacktriangledown A: longitudinal wave

規格化波数で測定結果に確認できる。しかし測定結果の位相は、 $0.95 > k_{Lz}^f/k_L^f > 0.90$ の領域で、理論結果と大きく異なっている。測定結果の位相が理論結果と大きく異なる現象は、第4章の水銀を用いたジルコニアの測定結果にもみられる。理論結果および測定結果において、この領域における振幅は、他の領域に比べてかなり小さく、また実部に対し虚部が約1/10程度になっている。これが、理論結果と測定結果が大きく異なる原因の1つと考えられるが、詳細について今後検討が必要である。

次にSi(001)に対してカップラに水および水銀を用いて複素 $V(z)$ 曲線を測定しFourier変換した結果をFig. 6.11およびFig. 6.12に示す。水の場合周波数480MHz、水銀の場合400MHzを用いた。Fig. 6.11に示された水を用いた結果では、位相にRayleigh波の臨界角(∇C)が明確に観察できる。しかしGaAs(001)の場合と異なり、擬似Rayleigh波の信号を確認することは困難であった。また測定結果の振幅に縦波の臨界角の信号を確認することが困難であった。Fig. 6.12に示された水銀を用いた結果では、縦波の臨界角(∇A)が、確認できる。しかし理論解析にみられる振幅の極大および極小は、確認することが困難であった。

試料の縦波の音響インピーダンスに比べ小さい音響インピーダンスをもつ水をカップラに用いた場合、測定結果の位相の信号がより明確に測定された。そして試料の音響インピーダンスに比較的近い水銀をカップラに用いた場合は、測定結果の振幅の信号がより明確に測定された。

以上のように、異方性材料の波動伝ば速度計測において試料の音響インピーダンスにマッチしたカップラを選ぶことにより、必要な波動の臨界角に対応する信号をより明確にできた。この結果は、点集束レンズの測定結果と傾向が一致している。

6.3.3 測定結果および考察

GaAs(001)およびSi(001)において、波動伝ば速度と方位角の関係を調べる。それぞれの試料において、弾性的性質の対称性(単結晶の場合、結晶面)は既知であるものの、対称軸方向(単結晶の場合、結晶方位)は未知である。そのため、まず対称軸方向を決定する必要がある。本研究では、波動伝ば速度と方位角との関係を調べることにより対称軸方向を決定する。測定に用いたGaAs(001)およびSi(001)の場合には、縦波は[100]方向で伝ば速度が最も遅く、[110]方向で最も速くなる。また表面波のうち、擬似Rayleigh波は[110]方向で最も速く、Rayleigh波は[100]方向から ± 20 deg.の範囲では[100]方向で最も遅くなることが知られている^[6-22]。

そこで波動伝ば速度の最大もしくは最低のどちらかが2回表れるように、方位角約135 deg.の領域を、3 deg.おきに各々一回ずつ複素 $V(z)$ 曲線を測定し、そのFourier変換結果から臨界角を求め、波動伝ば速度と方位角との関係を調べた。

測定された波動伝ば速度が最大および最小を示した角度近傍において、波動伝ば速度と角度の関係を2次曲線で曲線適合させることにより、対称軸方向を決定した。

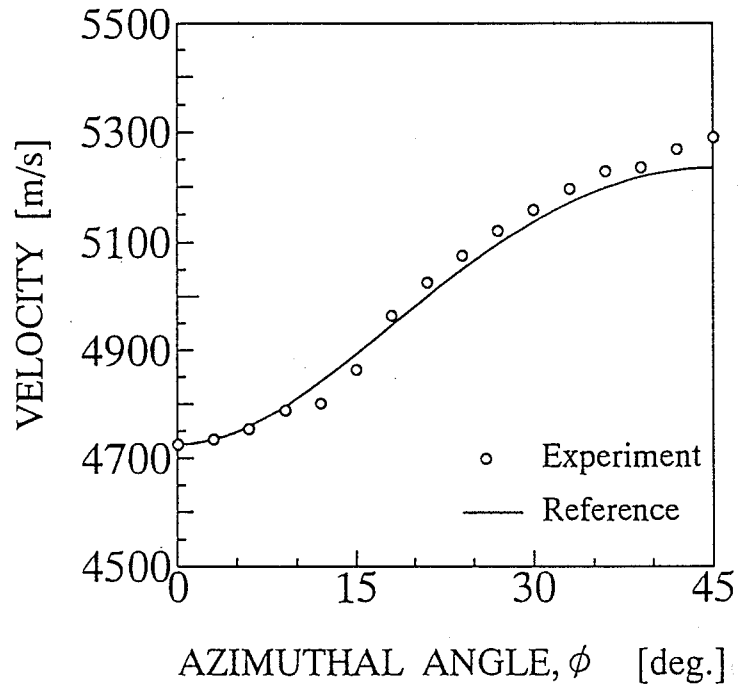


Fig. 6.13 Measured velocities of longitudinal wave for GaAs(001), mercury coupler, 450MHz, $\phi=0$ [deg.]: [100] direction, $\phi=90$ [deg.]: [110] direction

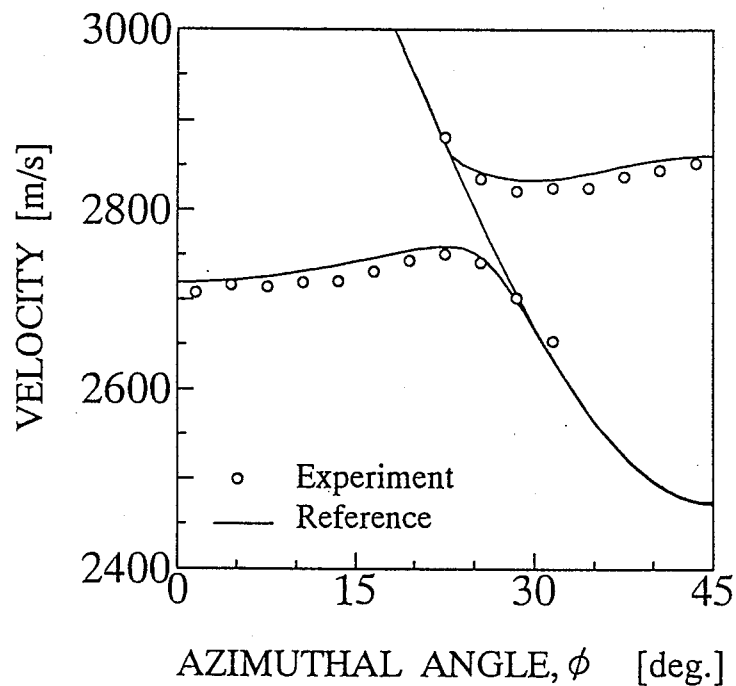


Fig. 6.14 Measured velocities of surface wave (Rayleigh wave and pseudo Rayleigh wave) for GaAs(001), water coupler, 400MHz, $\phi=0$ [deg.]: [100] direction, $\phi=90$ [deg.]: [110] direction

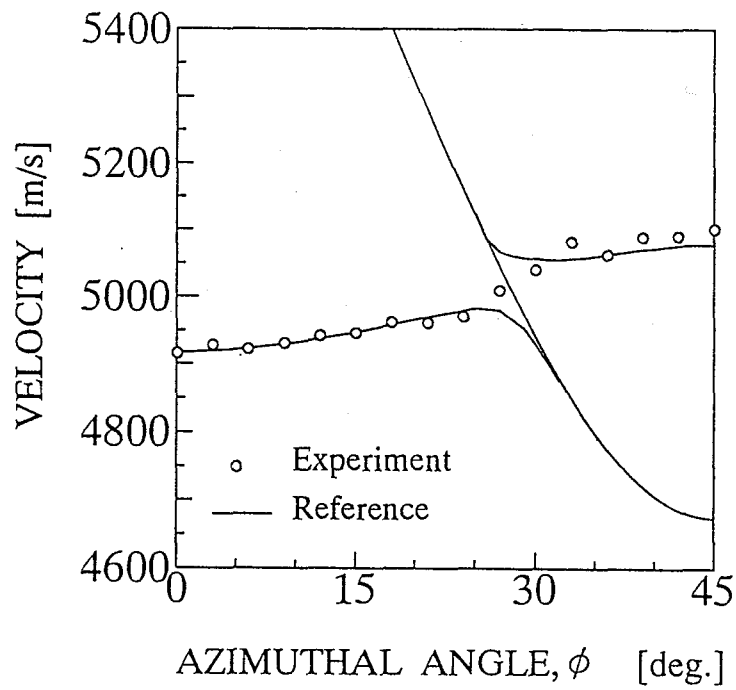


Fig. 6.15 Measured velocities of surface wave (Rayleigh wave and pseudo Rayleigh wave) for Si(001), water coupler, 480MHz, $\phi = 0$ [deg.]: [100] direction, $\phi=90$ [deg.]: [110] direction

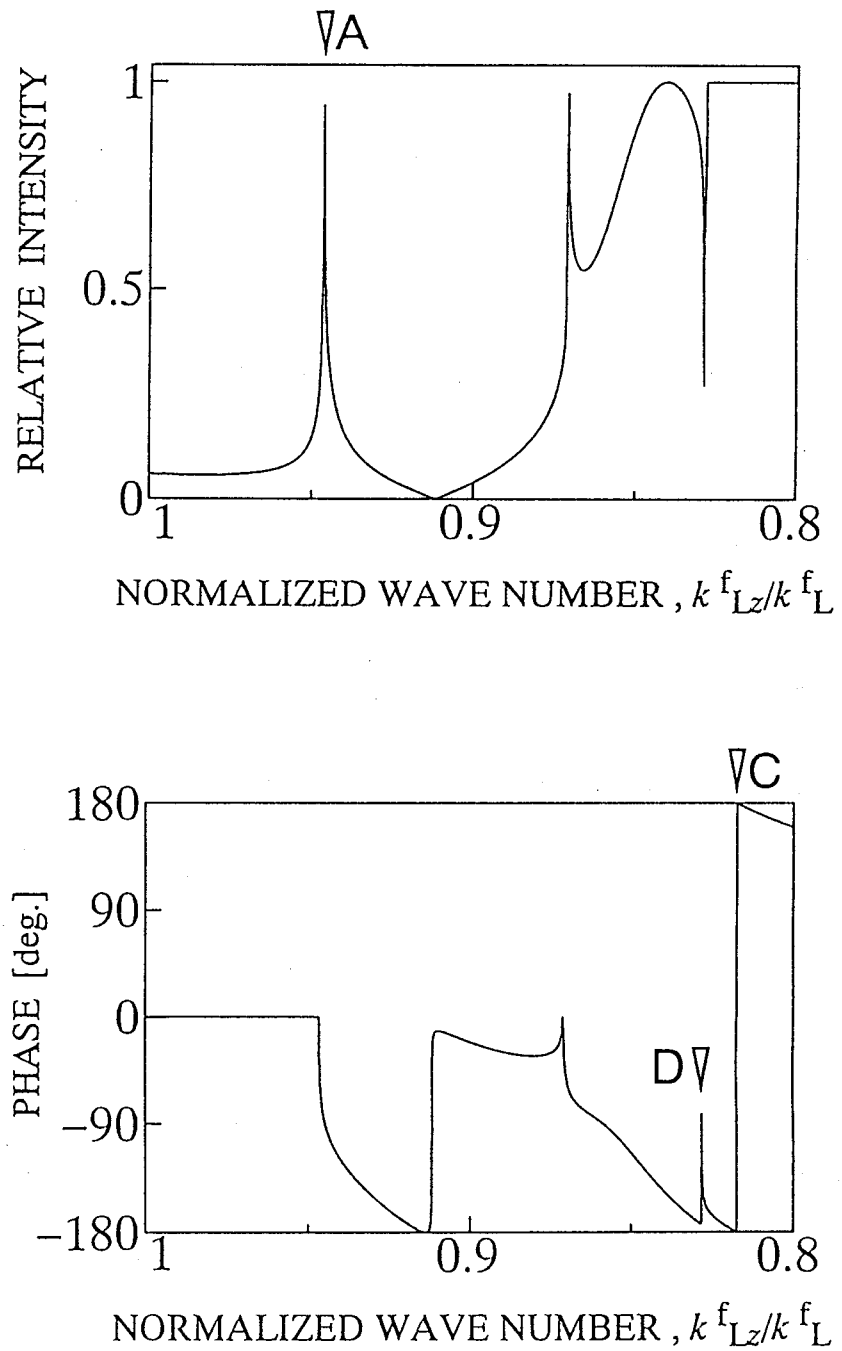


Fig. 6.16 Theoretical reflectance function of gallium/Si(001) ($\phi = 25$ [deg.] from [100] direction), ∇A : longitudinal wave, ∇C : Rayleigh wave, ∇D : pseudo Rayleigh wave

そして測定した角度を, [100] 方向を基準とした方位角 ϕ に変換した. なお測定した角度の間隔は 3 deg. であるので, 測定した角度を方位角 ϕ に変換する際に角度の最低単位を 0.5 deg. に丸めた.

GaAs(001) に対してカップラに水銀を用いた場合の縦波の伝ば速度と方位角 ϕ の関係を Table 6.4 および Fig. 6.13 に示す. カップラに水を用いた場合の擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波の伝ば速度と方位角 ϕ の関係を Table 6.5, Table 6.6 および Fig. 6.14 に示す.

図中丸印で示した縦波および表面波 (Rayleigh 波および擬似 Rayleigh 波) の測定結果と実線で示される文献値から求めた計算結果は, ほぼ一致していることがわかる. 方位角 ϕ が 22.5 deg. ~ 31.5 deg. の領域で擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波の両方が同時に測定された.

次に Si(001) に対してカップラに水を用いた場合の表面波 (擬似 Rayleigh 波もしくは Rayleigh 波) の伝ば速度と方位角 ϕ の関係を Table 6.7 および Fig. 6.15 に示す. 図中丸印で示した表面波の測定結果と文献値から求めた計算結果 (実線) は, ほぼ一致していることがわかる. しかし GaAs(001) の場合と異なり, 方位角 ϕ が 25 deg. ~ 30 deg. の領域で擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波の伝ば速度を同時に測定することは困難で, 両者の波動伝ば速度の中間の値が測定されている.

Si(001) に対してカップラに水銀を用いた場合には, 方位角の変化に対する波動伝ば速度の測定結果は理論結果と傾向が一致せず, 波動伝ば速度の測定結果は一定の幅でばらついた. 複素 $V(z)$ 曲線解析法においては, Fourier 変換の際の離散化により, 規格化波数 k_{Lz}^f/k_L^f が 1 に近い領域では波動伝ば速度の離散化誤差が大きくなる.

そのため Si(001) の縦波のように伝ば速度が速く, 臨界角に対応する信号の位置が $k_{Lz}^f/k_L^f = 1$ に近い領域に存在する波動は, 伝ば速度の変化量を測定するのが困難となる可能性がある. 今後, 波動伝ば速度の速い材料の波動伝ば速度の変化を測定するためには, 波動伝ば速度が速いカップラを用いる必要がある. Table 4.1 で示したガリウムは, 波動伝ば速度が 2870 m/s で密度が 6.09×10^3 kg/m³ である. Ga/Si(001) の反射関数を Fig. 6.16 に示す. 縦波の臨界角に対応する規格化波数は $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.95$ 近傍になり, 水および水銀を用いた場合に比べ小さくなるため, 波動伝ば速度の変化量を測定できる可能性がある.

以上のように, 線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法により, 異方性材料の波動伝ば速度が測定できることを示した. 本研究の範囲では GaAs(001) の縦波および表面波 (Rayleigh 波および擬似 Rayleigh 波), および Si(001) の表面波 (Rayleigh 波および擬似 Rayleigh 波) が方位角の変化に対し精度良く測定できた.

Table 6.4 Measured velocities of longitudinal wave for GaAs(001)

Angle ϕ [deg.]	0	3	6	9	12	15	18	21
Longitudinal wave [m/s]	4730	4740	4750	4790	4800	4860	4970	5030
Angle ϕ [deg.]	24	27	30	33	36	39	42	45
Longitudinal wave [m/s]	5080	5120	5160	5200	5230	5240	5270	5290

Table 6.5 Measured velocities of pseudo Rayleigh wave for GaAs(001)

Angle ϕ [deg.]	22.5	25.5	28.5	31.5	34.5	37.5	40.5	43.5
Pseudo Rayleigh wave [m/s]	2880	2840	2820	2830	2830	2840	2850	2850

Table 6.6 Measured velocities of Rayleigh wave for GaAs(001)

Angle ϕ [deg.]	1.5	4.5	7.5	10.5	13.5	16.5
Rayleigh wave [m/s]	2710	2720	2720	2710	2720	2730
Angle ϕ [deg.]	19.5	22.5	25.5	28.5	31.5	
Rayleigh wave [m/s]	2740	2750	2740	2700	2650	

Table 6.7 Measured velocities of surface wave for Si(001)

Angle ϕ [deg.]	0	3	6	9	12	15	18	21
Surface wave [m/s]	4920	4930	4920	4930	4940	4950	4960	4960
Angle ϕ [deg.]	24	27	30	33	36	39	42	45
Surface wave [m/s]	4970	5010	5040	5080	5070	5090	5090	5100

6.4 弾性係数の同定

6.4.1 同定手法

本節では、複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度の測定結果を利用した異方性材料の弾性係数の同定を試みる。

波動伝ば速度から異方性材料の弾性係数を高精度で測定する場合、Table 6.8^[6-5, 19]に示すような、波動伝ば速度と弾性係数の関係が簡単になる方位角の波動を用い、未知の弾性係数と等しい個数だけ波動の種類および方向を選び、波動伝ば速度が測定できるように試料をそれぞれ作成し、その波動伝ば速度の測定結果から弾性係数を求める。

しかし微小領域の表面近傍の弾性係数を求める場合、測定領域の試料の弾性係数に加え、弾性的性質の対称性(単結晶の場合、結晶面)およびその対称軸方向(単結晶の場合、結晶方位)も未知である。そこで、以下のような弾性的性質の対称性およびその対称軸方向の決定、そして弾性係数の決定の2段階の手順が必要である。

1. 弾性的性質の対称性および対称軸方向の決定

まず方位角を変化させながら波動伝ば速度を測定し、方位角と波動伝ば速度の関係を得る。そして選択配向など現れやすい弾性的性質の対称性の候補を挙げ、その方位角と波動伝ば速度の理論曲線を先の測定結果へ曲線適合させることにより、候補の中から最適な弾性的性質の対称性を求める。さらに求められた弾性的性質の対称性、および方位角と波動伝ば速度の関係から対称軸方向を決定する。

2. 弾性係数の決定

未知の弾性係数と等しい個数だけ、Table 6.8のような波動伝ば速度と弾性係数の関係を簡単に表すことのできる波動の種類および方位を選び、その波動伝

Table 6.8 Wave, direction of propagation and equation for velocity for cubic system

Type mode	Direction of propagation	Direction of particle motion	Equation for velocity
Shear	110	$\bar{1}\bar{1}0$	$[(c_{11} - c_{12})/2\rho^s]^{1/2}$
Shear	110	001	$[c_{44}/\rho^s]^{1/2}$
Shear	100	—	$[c_{44}/\rho^s]^{1/2}$
Longitudinal	110	110	$[(0.5c_{11} + 0.5c_{12} + c_{44})/\rho^s]^{1/2}$
Longitudinal	100	100	$[c_{11}/\rho^s]^{1/2}$

ば速度の測定結果から、弾性係数を求める。

そして、実際に上記の手法を用いて弾性係数の測定を行う場合、以下のような問題点が考えられる。

1. 弾性的性質の対称性および対称軸方向の決定、そして弾性係数の決定のために2度波動伝ば速度を測定しなければならない。このような場合、1回目の測定と2回目の測定の間、試料の位置を固定しておかなければならないなど、実用面で問題ある。
2. 表面を測定するため、表面の面内方向に伝ばする波動しか測定できない。そのため、Table 6.8のような波動伝ば速度と弾性係数の関係が簡単に表せる波動の種類および方位の波動伝ば速度を未知の弾性係数と等しい個数だけ測定するのが困難な場合がある。

また複素 $V(z)$ 曲線解析法では、試料面からの反射の情報を得ているため、波動の臨界角に対応して反射の情報に急激な変化が生じない場合は、その波動を測定するのが困難である。例えば、立方晶 (001) の場合、どの方位角においても試料面からの反射の情報に横波の臨界角に対応した急激な変化はみられない^[6-12, 13]。

これまで $V(z)$ 曲線解析法により得られた方位角に対する漏洩弾性表面波の伝ば速度の測定結果を利用して、単結晶材料の弾性係数を同定した報告例はある^[6-23, 24]。しかし、 $V(z)$ 曲線解析法を用いると漏洩弾性表面波以外の伝ば速度を測定することは困難である場合が多く、材料の異方性が強く、未知の弾性係数の個数が多い場合、1種の波動伝ば速度から未知の弾性係数をすべて同定するのは困難であると予想される。

前節で示したように水および水銀をカップラに用いれば、複素 $V(z)$ 曲線解析法により立方晶 (001) の表面波および縦波の伝ば速度が測定可能である。そこで本節では、前節で得られた立方晶 (001) の方位角に対する縦波および表面波の伝ば速度の測定結果を利用して、異方性材料の弾性係数を求めることを試みる。なお研究の最終的な目的は、測定領域における材料の弾性的性質の対称性および対称軸方向が未知である場合の弾性係数の同定であるが、本節では、その前段階として材料の弾性的性質の対称性が既知で、対称軸方向が未知である場合の弾性係数の同定を目的とする。

GaAs(001) について縦波および Rayleigh 波の測定結果を用いて、以下の5種の弾性係数の同定法を提案し、その妥当性を検討する。

- (1) Table 6.8に示された縦波の伝ば速度の表示式より少し複雑ではあるが、波動伝

ば速度と弾性係数の関係が比較的容易である方位角の波動伝ば速度を用いて弾性係数を求める方法を試みる。本研究では縦波による直接的方法と呼ぶ。

- (2) まず Table 6.8に示される特定の方位角の縦波の測定結果から直接的方法で同定が可能な弾性係数を求める。そして直接的方法で同定が困難である弾性係数を、縦波の伝ば速度と方位角の測定結果に、理論による縦波の伝ば速度、方位角および弾性係数の関係式を曲線適合させることにより同定する。この方法を本研究では、縦波による直接的方法と曲線適合法の併用と呼ぶ。
- (3) 方位角に対する縦波の伝ば速度の測定結果に、理論による縦波の伝ば速度、方位角および弾性係数の関係式を曲線適合させることにより、すべての弾性係数を同定する。この方法を本研究では、縦波による曲線適合法と呼ぶ。
- (4) 方位角に対する表面波 (Rayleigh 波および擬似 Rayleigh 波) の伝ば速度の測定結果に、理論による表面波の伝ば速度、方位角および弾性係数の関係式を曲線適合させることにより、すべての弾性係数を同定する。この方法を本研究では、表面波による曲線適合法と呼ぶ。
- (5) 方位角に対する縦波および表面波の伝ば速度の測定結果に、理論による縦波および表面波それぞれの伝ば速度、方位角および弾性係数の関係式をそれぞれ曲線適合させることにより、すべての弾性係数を同定する。この方法を本研究では、縦波および表面波による曲線適合法と呼ぶ。

Si(001) については、方位角に対する Rayleigh 波の伝ば速度の測定結果を用いて、GaAs(001) における第4の方法、つまり表面波による曲線適合法を用いて弾性係数を同定する。

6.4.2 GaAs の弾性係数の測定結果

(1) 縦波による直接的方法

立方晶 (001) 面の縦波の伝ば速度 C_L^s は、[100] 方向からの方位角 ϕ 、弾性係数 c_{11}, c_{12}, c_{44} および密度 ρ^s により、

$$C_L^s(\phi, c_{11}, c_{12}, c_{44}, \rho^s) = \left(\{ c_{11} + c_{44} + \sqrt{(c_{11} - c_{44})^2 \cos^2 2\phi + (c_{12} + c_{44})^2 \sin^2 2\phi} \} / 2\rho^s \right)^{1/2} \quad (6.8)$$

と表すことができる^[6-25]。弾性係数3個に対し、波動伝ば速度と弾性係数の関係が比較的簡単になる3個の方位角の波動伝ば速度が得られれば弾性係数を求めることができる。超音波顕微鏡を用いた波動伝ば速度計測では、Table 6.8に示した [100] 方向および [110] 方向の縦波が測定可能である。したがって、 $\phi = 0$ [deg.] および 90 [deg.] の結果から、 $c_{11} = 118.6$ [GPa] および $2c_{44} + c_{12} = 178.6$ [GPa] が得られる。この結果は文献値^[6-5]と近い値であった。なお、この文献値^[6-5]は、Table 6.8に示される特定の

Table 6.9 Results of elastic constants for GaAs by direct method

	Azimuthal angle [deg.]	c_{11} [GPa]	c_{12} [GPa]	c_{44} [GPa]
Direct method	18	118.6	109.2	34.7
	21		94.3	42.1
	24		142.5	18.1
Reference[6-17]	—	118.8	53.8	59.4

方位の波動が測定できるように試料をそれぞれ作成し、パルス法によりすべての波動伝ば速度を測定して、得られた弾性係数の平均値が示されている。そして、文献値の相対的誤差は、測定値の約0.4%以下と述べられている。

超音波顕微鏡では、[100]方向および[110]方向の縦波以外のTable 6.8に示した波動および方位角の測定が困難である。式(6.8)において角度 $2\phi = 45$ [deg.]の場合、若干簡単な形になり、しかも \sin および \cos の大きさが等しいので、 c_{12} および c_{44} が精度良く求められると予想される。しかし3 deg. 間隔で波動伝ば速度を測定したため、 $\phi = 22.5$ [deg.]では測定を行っていない。そこで、その近傍の $\phi = 18, 21, 24$ [deg.]の測定結果を用いて弾性係数を求めた。その結果をTable 6.9に示す。得られた弾性係数 c_{12} および c_{44} は、文献値^[6-5]と大きく異なり、また方位角ごとに大きく異なっている。したがって、本方法は、弾性係数 c_{11} および $2c_{44} + c_{12}$ の同定に有効である。

(2) 縦波による直接的方法と曲線適合法の併用

縦波による直接的方法では、弾性係数 c_{11} および $2c_{44} + c_{12}$ の妥当な値を求めることができたが、弾性係数 c_{12} および c_{44} の値を精度良く求めることは困難であった。そこで方位角に対する波動伝ば速度の測定結果に式(6.8)を曲線適合することによって弾性係数 c_{12} および c_{44} の値を求めることを試みる。

はじめに、 $c_{44} = (178.6 - c_{12})/2$ であることから、理論による縦波の伝ば速度 C_L^s を弾性係数では c_{12} のみの関数と考え、縦波の測定値 $C_{L(M)}^s$ と計算値 $C_L^s(c_{12})$ との残差の関数 f^{L1} を、

$$f^{L1} = \left\{ \sum_{i=1}^N |C_{L(M)i}^s - C_{Li}^s(c_{12}, \phi_i)| \right\} / N \quad (6.9)$$

とおくことにより、この関数が最も小さくなる弾性係数 c_{12} を調べた。 c_{12} と f^{L1} 関係をFig. 6.17に示す。このように文献値^[6-5]に近い領域には、 f^{L1} が最小値を持つ c_{12} が存在しない。

次に、 C_L^s を c_{12} および c_{44} の関数と考え、関数 f^{L2} を、

$$f^{L2} = \left\{ \sum_{i=1}^N |C_{L(M)i}^s - C_{Li}^s(c_{12}, c_{44}, \phi_i)| \right\} / N \quad (6.10)$$

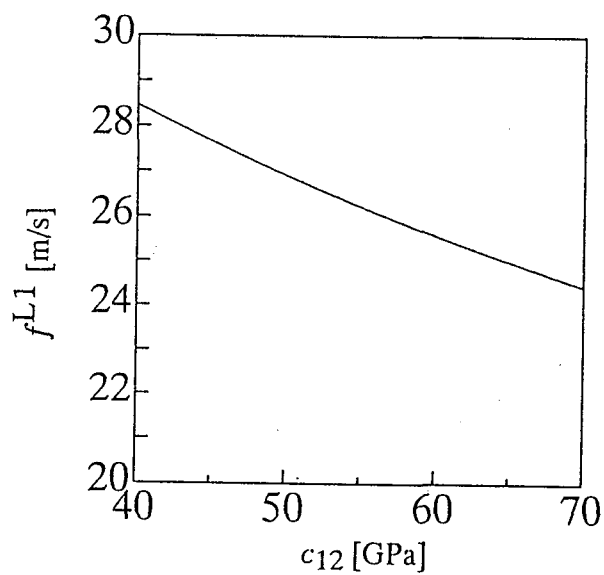


Fig. 6.17 Results of f^{L1} for elastic constants c_{12} of GaAs

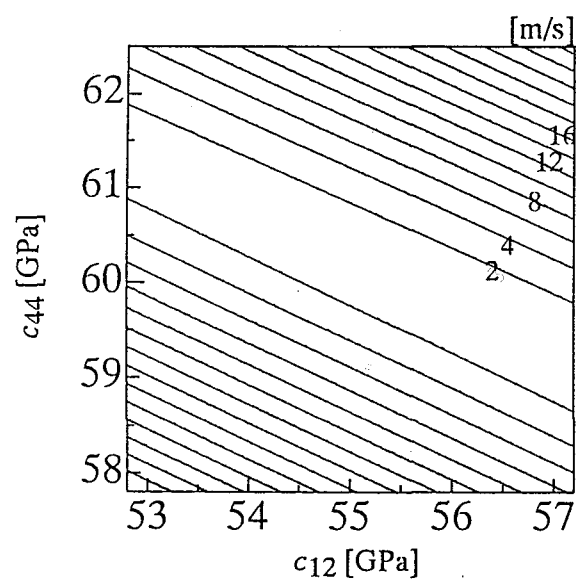


Fig. 6.18 Results of f^{L2} for elastic constants c_{12} versus c_{44} of GaAs

Table 6.10 Results of elastic constants for GaAs

	c_{11} [GPa]	c_{12} [GPa]	c_{44} [GPa]
Function f^{L2}	118.6	55.1	60.3
Function f^{L3}	117.6	55.5	61.0
Function f^R	118.0	53.3	58.5
Function f^{LR}	118.1	54.6	60.6
Reference [6-17]	118.8	53.8	59.4

とおくことにより、この関数が最も小さくなる弾性係数 c_{12} および c_{44} を求めた。ここで N は測定点数である。その手法として座標方向逐次探索法 (付録 E) を用いた。初期値として Table 6.10 の文献値を用いた。弾性係数の同定結果を Table 6.10 に示す。文献値^[6-5]と近い値が得られており、ほぼ妥当な結果が得られている。

次にこの弾性係数の同定法における精度を検討する。得られた弾性係数 2 個をそれぞれ少しずつ変化させ、関数 f^{L2} の計算を行った。その結果を Fig. 6.18 に示す。等高線は、関数 f^{L2} の最小値を基準に 2 m/s 間隔で引いている。すべての図において、2 m/s 以下の領域がかなり広がっている。ところで複素 $V(z)$ 解析法における波動伝ば速度の解析上の離散化間隔は、GaAs(001) の縦波では、約 8 m/s である。したがって、本方法では、離散化誤差の変化など波動伝ば速度の測定結果のわずかな変化により、弾性係数 c_{12} および c_{44} の同定結果が容易に変化する可能性がある。

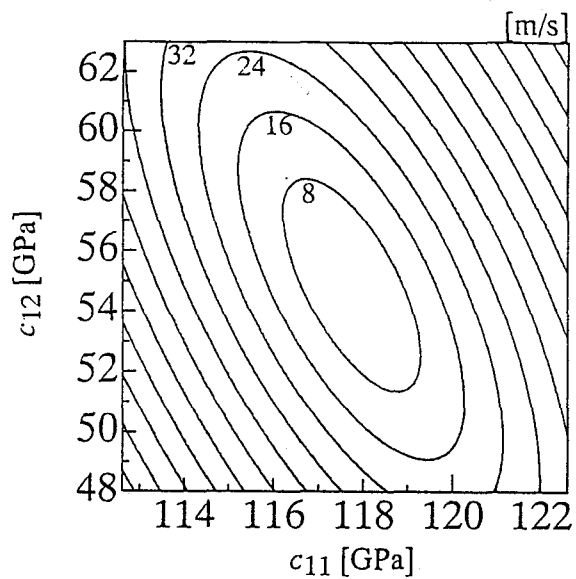
(3) 縦波による曲線適合法

縦波の測定値 $C_{L(M)}^s$ と計算値 $C_L^s(c_{11}, c_{12}, c_{44})$ との残差の関数 f^{L3} を、

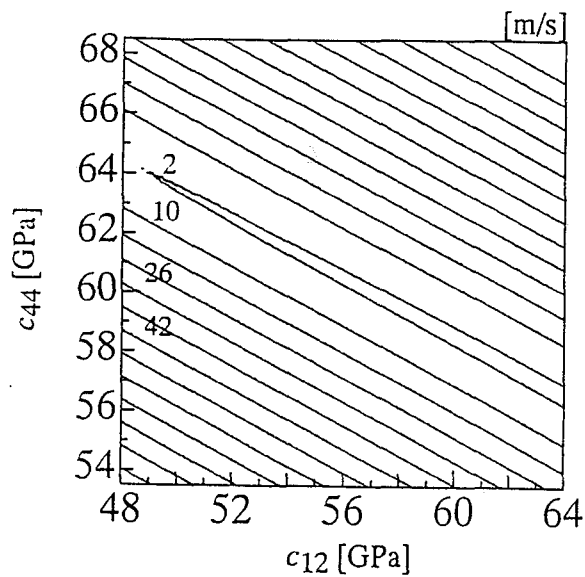
$$f^{L3} = \left\{ \sum_{i=1}^N |C_{L(M)i}^s - C_{Li}^s(c_{11}, c_{12}, c_{44}, \phi_i)| \right\} / N \quad (6.11)$$

とおくことにより、この関数が最も小さくなる弾性係数 c_{11} , c_{12} および c_{44} を求めた。ここで N は測定点数である。その手法として座標方向逐次探索法を用いた。初期値として Table 6.10 の文献値を用いた。弾性係数の同定結果を Table 6.10 に示す。文献値^[6-5]と近い値が得られており、ほぼ妥当な結果が得られている。

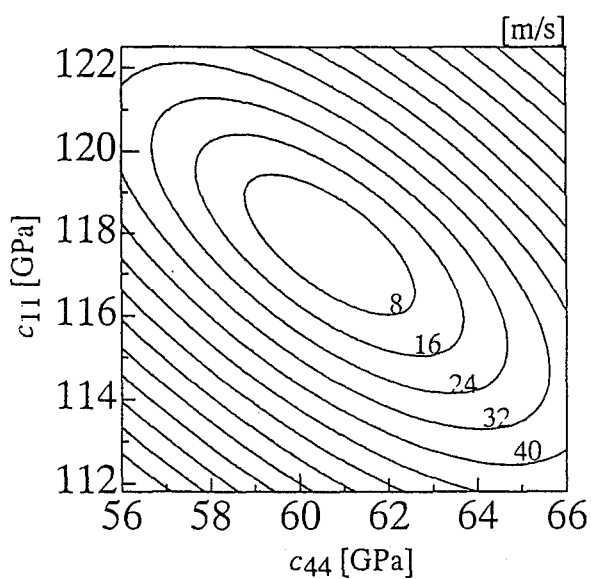
次にこの弾性係数の同定法における精度を検討する。得られた弾性係数 3 個のうち、1 個を固定し、残り 2 個を少しずつ変化させ、関数 f^{L3} の計算を行った。その結果を Fig. 6.19 に示す。等高線は、関数 f^{L3} の最小値を基準に 8 m/s 間隔で引いている。すべての図において、10 m/s 以下の領域がかなり広がっている。特に c_{11} を固定した Fig. 6.19(b) では、細長く広がっている。したがって、本方法では、複素 $V(z)$ 解析法における解析上の離散化誤差の変化など波動伝ば速度の測定結果のわずかな変化により、弾性係数 c_{12} および c_{44} の同定結果が容易に変化する可能性がある。



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.19 Results of f^{L3} for elastic constants (a) c_{11} versus c_{12} , (b) c_{12} versus c_{44} and (c) c_{44} versus c_{11} of GaAs

(4) 表面波による曲線適合法

異方性材料の表面波の方位角，弾性係数，密度および波動伝ば速度の関係式は，縦波の波動伝ば速度と異なり，式(6.8)のような簡単な形に表すことができない^[6-18]。そのため，表面波の伝ば速度の測定結果から弾性係数を直接的に求めることは困難である。そこで表面波の測定値 $C_{R(M)}^s$ と計算値 $C_R^s(c_{11}, c_{12}, c_{44})$ との残差の関数 f^R を，

$$f^R = \left\{ \sum_{i=1}^N |C_{R(M)i}^s - C_{Ri}^s(c_{11}, c_{12}, c_{44}, \phi_i)| \right\} / N \quad (6.12)$$

のようにおき，この関数が最も小さくなる弾性係数 c_{11}, c_{12} および c_{44} を求めた。ここで N は測定点数である。その手法として座標方向逐次探索法を用いた。初期値として Table 6.10 の文献値を用いた。弾性係数の同定結果を Table 6.10 に示す。文献値^[6-5] と近い値が得られており，ほぼ妥当な結果が得られている。

次にこの弾性係数の同定法における精度を検討する。得られた弾性係数3個のうち，1個を固定し，残り2個を少しずつ変化させ，関数 f^R の計算を行った。その結果を Fig. 6.20 に示す。等高線は，関数 f^R の最小値を基準に引いている。すべての図において，8 m/s 以下の領域がかなり広がっている。 c_{44} を固定した Fig. 6.20(a) では，特に細長く広がっている。複素 $V(z)$ 曲線解析法による GaAs(001) の Rayleigh 波の離散化誤差は約 1.2 m/s であるので，本方法では波動伝ば速度の測定結果のわずかな変化により，弾性係数 c_{11} および c_{12} の同定結果が容易に変化する可能性がある。

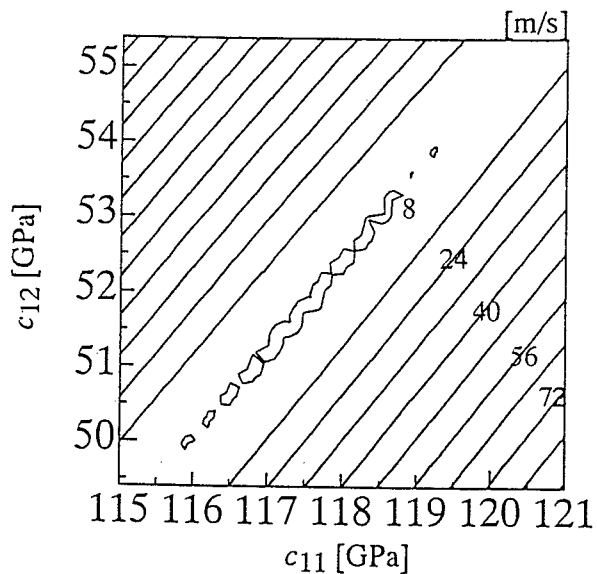
(5) 縦波および表面波による曲線適合法

縦波および表面波の両方の伝ば速度の測定結果を利用して弾性係数を求めることを試みる。縦波および表面波の測定値 $C_{L(M)}^s$ および $C_{R(M)}^s$ と計算値 $C_L^s(c_{11}, c_{12}, c_{44})$ および $C_R^s(c_{11}, c_{12}, c_{44})$ との残差の関数 f^{LR} を，

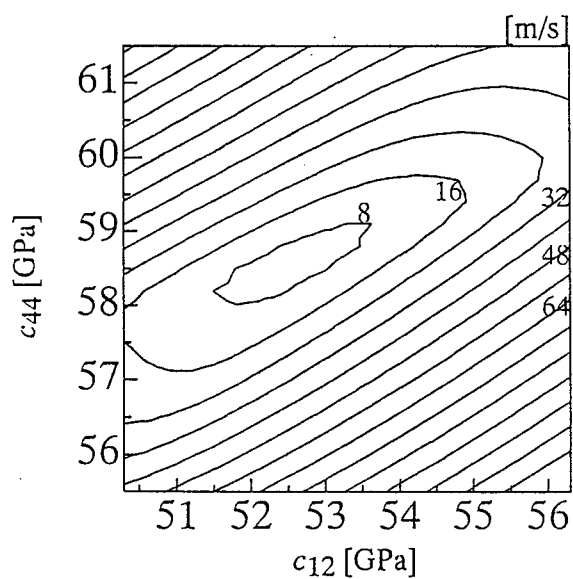
$$f^{LR} = \left\{ \sum_{i=1}^{N_L} |C_{L(M)i}^s - C_{Li}^s(c_{11}, c_{12}, c_{44}, \phi_i)| \right\} / N_L + \left\{ \sum_{j=1}^{N_R} |C_{R(M)j}^s - C_{Rj}^s(c_{11}, c_{12}, c_{44}, \phi_j)| \right\} / N_R \quad (6.13)$$

のようにおき，この関数が最も小さくなる弾性係数 c_{11}, c_{12} および c_{44} を求めた。ここで N_L および N_R は，それぞれ縦波および表面波の測定点数である。その手法として座標方向逐次探索法を用いた。初期値として Table 6.10 の文献値を用いた。弾性係数の同定結果を Table 6.10 に示す。文献値^[6-5] と近い値が得られており，ほぼ妥当な結果が得られている。

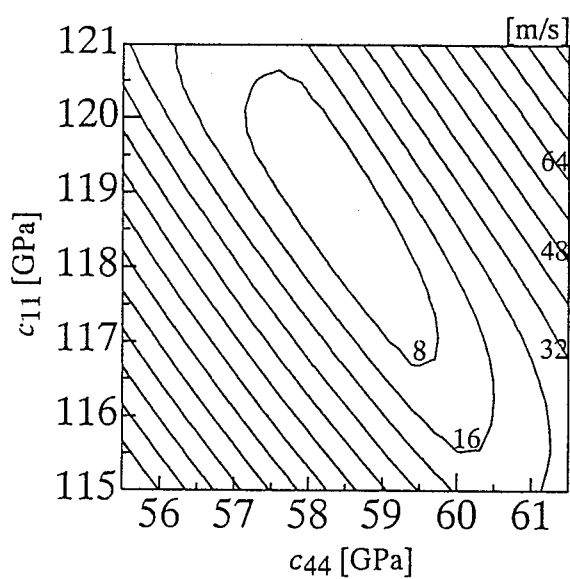
次にこの弾性係数の同定法における精度を検討する。これまでと同様に，得られた弾性係数3個のうち，1個を固定し，残り2個を少しずつ変化させ，関数 f^{LR} の計算を行った。その結果を Fig. 6.21 に示す。等高線は，関数 f^{LR} の最小値を基準に引いている。すべての図において，5 m/s 以下の領域がかなり広がっている。しかし縦波



(a)

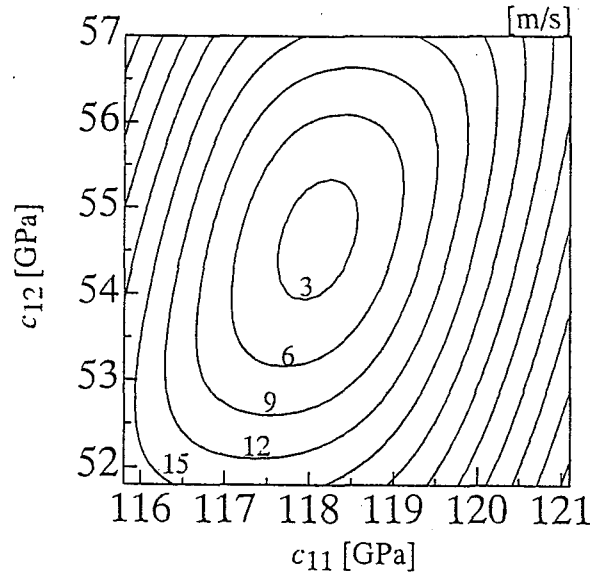


(b)

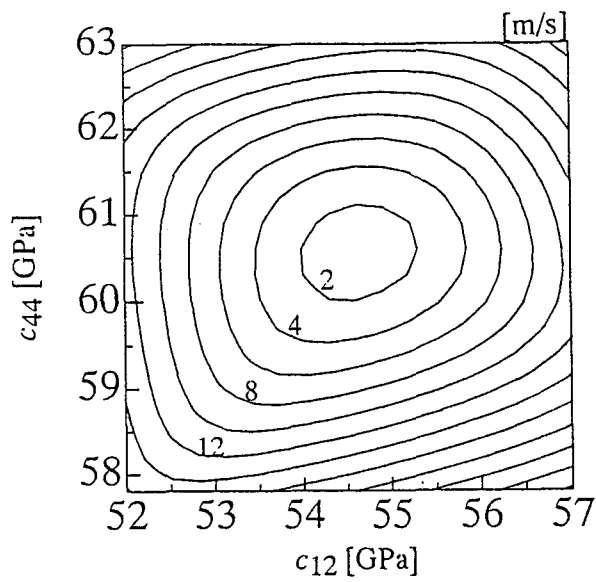


(c)

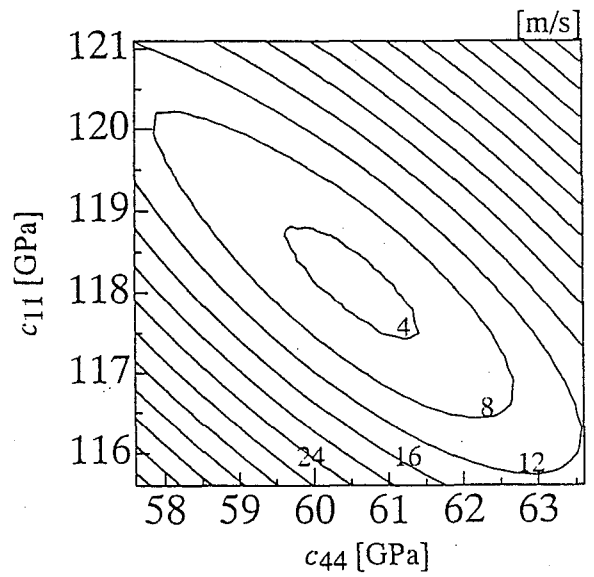
Fig. 6.20 Results of f^R for elastic constants (a) c_{11} versus c_{12} , (b) c_{12} versus c_{44} and (c) c_{44} versus c_{11} of GaAs



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.21 Results of f^{LR} for elastic constants (a) c_{11} versus c_{12} , (b) c_{12} versus c_{44} and (c) c_{44} versus c_{11} of GaAs

による直接的方法と曲線適合法の併用および縦波による曲線適合法において c_{11} を固定した場合、および Rayleigh 波による曲線適合法において c_{44} を固定した場合、弾性係数の変化に対し、斜めに細長かった領域は、Fig. 6.21(a) および (b) では比較的丸形になっている。したがって、離散化誤差の変化など波動伝ば速度の測定結果が多少変化しても、弾性係数の同定結果はあまり変化せず、本方法により比較的安定な弾性係数が得られると考えられる。

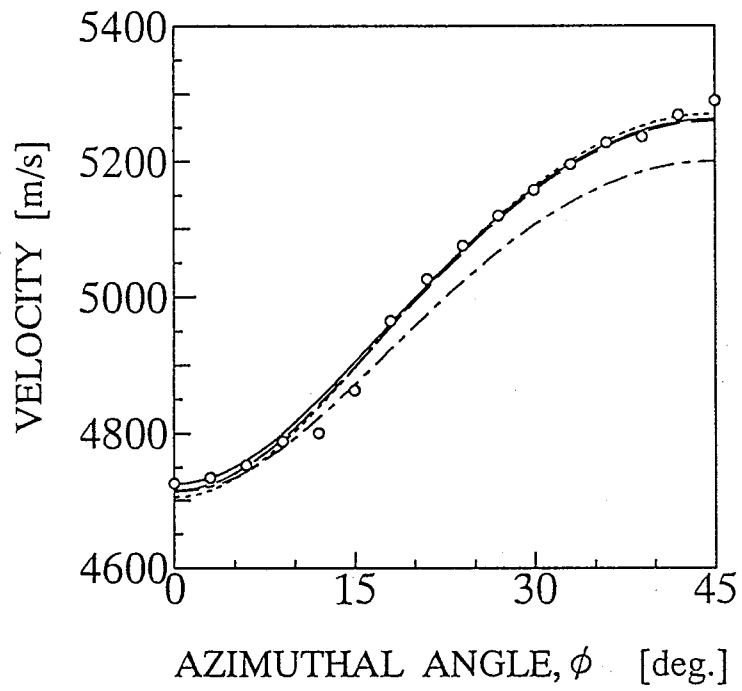
最後に、4種の弾性係数の同定法により得られた Table 6.10の弾性係数を用いて、縦波および表面波の伝ば速度をそれぞれ計算し、縦波および表面波の測定結果と比較した結果を Fig. 6.22に示す。Fig. 6.22(a)に示した縦波の比較では、Rayleigh 波の伝ば速度の測定結果から弾性係数を求めた図中の一点鎖線だけが、測定結果と離れた結果となった。その他の場合は、縦波の測定結果に近い結果となっており、これは弾性係数の同定に縦波の伝ば速度の測定結果を用いているためであると考えられる。また、方位角 $\phi = 0$ [deg.] の縦波の測定結果から弾性係数 c_{11} を求め、残り2個の弾性係数を曲線適合により求めた場合、 $\phi = 0$ [deg.] 近傍の計算結果(図中実線)が、測定結果に最も近くなった。Fig. 6.22(b)に示した Rayleigh 波の比較では、表面波の伝ば速度の測定結果から求めた図中の一点鎖線は、本節で行った4種の方法のなかで、擬似 Rayleigh 波の測定結果 ($\phi = 25 \sim 45$ [deg.]) に最も近い結果となった。

したがって、本節の GaAs(001) の測定結果では、[100] 方向 ($\phi = 0$ [deg.]) の縦波の伝ば速度の測定結果から c_{11} を求め、残りの弾性係数を縦波の伝ば速度の測定結果に理論による波動伝ば速度の関係式を曲線適合することにより求める方法で、縦波に加え表面波の測定結果を比較的精度良く表す弾性係数が簡便に得られた。これは第2章で示したように、縦波の伝ば速度の同一点の繰り返し測定の際のばらつきが、Rayleigh 波の約5倍程度であるのに対し、GaAs(001)において、方位角に対する縦波の伝ば速度の変化量(600m/s程度)が Rayleigh 波および擬似 Rayleigh 波の変化量(それぞれ100m/s程度)の約6倍であるためであると思われる。

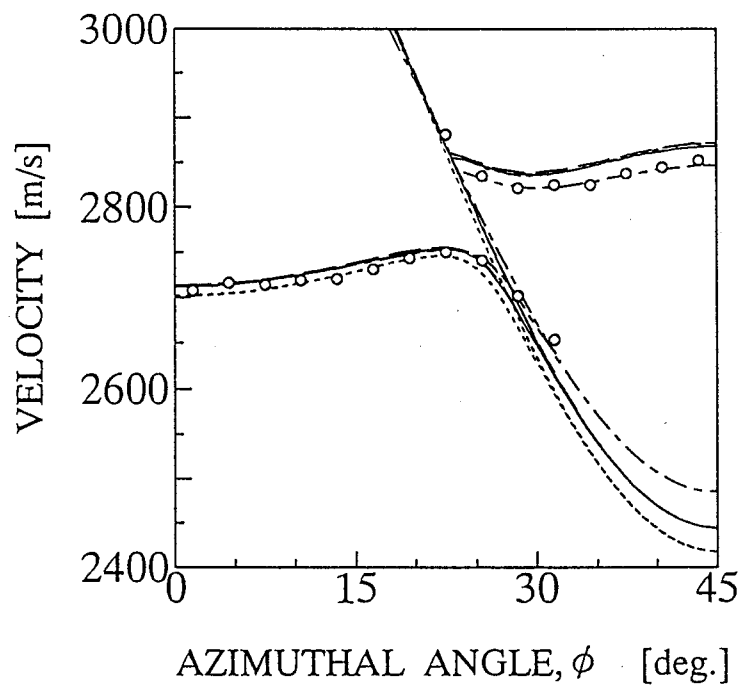
また、縦波および表面波の波動伝ば速度の測定結果へ理論による波動伝ば速度の関係式を曲線適合することにより弾性係数を求める方法で、弾性係数の同定結果が変化しない、比較的安定な弾性係数の同定ができた。

6.4.3 Si の弾性係数の測定結果

Si(001)では、方位角の変化に対し Rayleigh 波の伝ば速度のみ測定可能であった。Rayleigh 波の測定値 $C_{R(M)}^s$ と計算値 $C_R^s(c_{11}, c_{12}, c_{44})$ との残差の関数を、式(6.12)と同様にとり、この関数が最も小さくなる弾性係数 c_{11}, c_{12} および c_{44} を求めた。その方法として座標方向逐次探索法を用いた。初期値として Table 6.11の文献値^[6-19]を用いた。

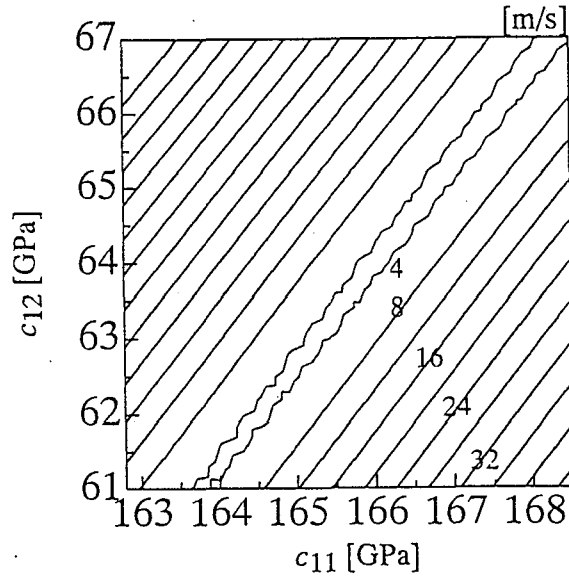


(a)

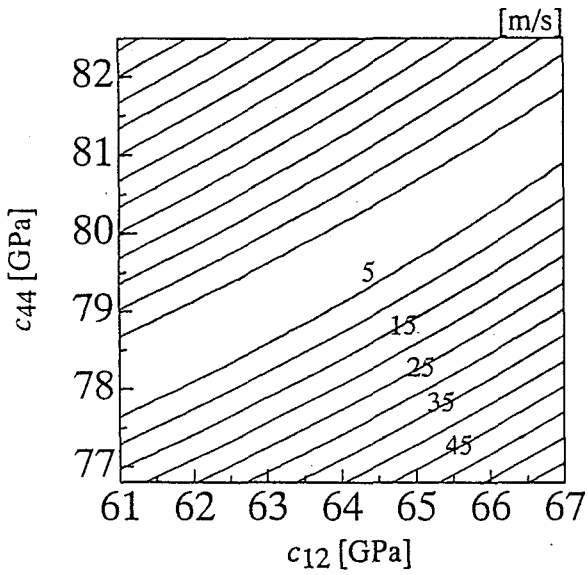


(b)

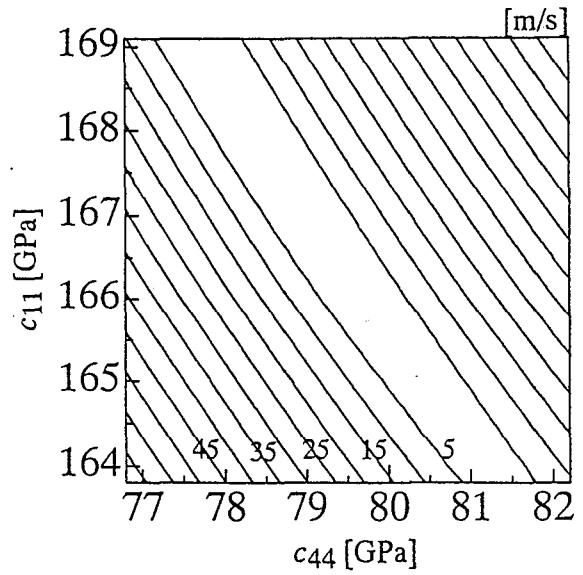
Fig. 6.22 Calculation of (a) longitudinal and (b) surface wave velocities by obtained elastic constants by this method, solid: f^{L2} , dotted line: f^{L3} , broken line: f^R dash-dotted line: f^{LR} and circle: measurement



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.23 Results of f^R for elastic constants (a) c_{11} versus c_{12} , (b) c_{12} versus c_{44} and (c) c_{44} versus c_{11} of Silicon

Table 6.11 Results of elastic constants of Si by function f^R

	c_{11} [GPa]	c_{12} [GPa]	c_{44} [GPa]
Reference[6-18]	165.7	63.9	79.6
Function f^R	165.8	64.0	79.5

弾性係数の同定結果を Table 6.11 に示す。文献値^[6-19]に近い値が得られており、妥当な結果が得られている。

次にこの弾性係数の同定法における精度を検討する。得られた弾性係数3個のうち、1個を固定し、残り2個を少しずつ変化させ、関数 f^R の計算を行った。その結果を Fig. 6.23 に示す。等高線は、関数 f^R の最小値を基準に引いている。すべての図において、5 m/s 以下の領域が細長く広がっている。ところで複素 $V(z)$ 解析法における波動伝ば速度の解析上の離散化間隔は、Si(001) の Rayleigh 波の伝ば速度の近傍では、約 8 m/s である。したがって、本方法では、離散化誤差の変化など波動伝ば速度の測定結果のわずかな変化により、弾性係数 c_{11} 、 c_{12} および c_{44} の同定結果が容易に変化する可能性がある。

6.5 結言

線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法により、異方性材料の波動伝ば速度の測定およびその結果を利用した弾性係数の同定を試みた。

- (1) 線集束レンズを用いた場合の $V(z)$ 曲線の表現式を導出し、複素 $V(z)$ 曲線解析法が、異方性材料の波動伝ば速度の解析に適用できる理論的根拠を明らかにした。
- (2) 均質等方性材料を対象とした点および線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法の測定結果を比較して、線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法により波動伝ば速度を求めることができることを示した。
- (3) 試料とカップラの音響インピーダンスが近いと測定結果の振幅における縦波の臨界角に対応する信号が、試料の音響インピーダンスがカップラより大きいと測定結果の位相における表面波の臨界角に対応する信号が明確に測定された。このカップラの傾向は点集束レンズを用いた場合と同様である。
- (4) 線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度計測において、異方性材料である GaAs(001) に対し、カップラに水銀を用いた場合には縦波の伝ば速度が、水を用いた場合には表面波(擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波)の伝ば速度が方位角の変化に対し精度良く測定できた。また方位角によっ

ては、擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波の伝ば速度が同時に測定され、異方性材料の種々の波動の伝ば速度計測の可能性を示唆した。Si(001) に対し、カップラに水を用いた場合には方位角の変化に対し表面波 (擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波) の伝ば速度が精度良く測定できた。しかし水銀を用いた場合には、水の場合に比べ縦波の臨界角の信号はより明確になるものの、方位角の変化に対し縦波の伝ば速度の変化を精度良く測定するのは困難であった。

- (5) 波動伝ば速度の測定結果を利用して弾性係数を求めることを試みた。本研究の範囲では、GaAs(001) の場合、縦波の伝ば速度の測定結果のみから、まず c_{11} を求め、残りの c_{12} および c_{44} を縦波の伝ば速度の測定結果へ理論による縦波の伝ば速度、方位角および弾性係数の関係式を曲線適合する方法で、縦波および Rayleigh 波の測定結果を比較的精度良く表すことができる弾性係数を簡便に得ることができた。また、縦波および Rayleigh 波の測定結果へ理論による波動伝ば速度の関係式を曲線適合する方法で、弾性係数の同定結果が変化しない、比較的安定な弾性係数が同定できた。Si(001) の場合、Rayleigh 波の測定結果へ理論による波動伝ば速度の関係式を曲線適合する方法で、妥当な弾性係数が同定できた。

<参考文献：第6章>

- [6-1] 三野宮・櫛引・中鉢, 方向性点集束ビーム超音波顕微鏡システム, 日本音響学会誌, 51-3, (1995), 211-220.
- [6-2] Kushibiki, J., Chubachi, N. and Tejima, E., Quantitative Evaluation of Materials by Directional Acoustic Microscope, Ultrason. International '89 Proc., (1989), 736-743.
- [6-3] 石川, 超音波顕微鏡による弾塑性変形領域の観察, 材料科学, 29-4, (1992), 175-180.
- [6-4] 石川・小倉, 超音波顕微鏡による疲労き裂の観察, 機講論, 95-10, (1995), 340-341.
- [6-5] Atalar, A., Ishikawa, I., Ogura, Y. and Tomita, K., Anisotropy Sensitivity of an Acoustic Lens with Slit Aperture, Ultrason. Symp., (1993), 613-616.
- [6-6] 井原・相澤・古口・木原, 表面による微小領域の異方性評価, 機論, 61-584, A(1995), 769-776.
- [6-7] Kushibiki, J., Chubachi, N., Material Characterization by Line-Focus-Beam Acoustic Microscope, IEEE Trans. Sonics Ultrason., SU-32(2), (1985), 189-212.
- [6-8] 小幡・三原・島田, 超音波顕微鏡による定量測定への表面粗さの影響, 非破壊検査, 36-12, (1987), 888-893.
- [6-9] Attal, J., Amaudric du Chaffaut, C., Alami, K., Coelho Mandes, H. and Saied, A., Role of Coupling Fluid in Acoustic Signature $V(z)$, Electron. Lett., 25-24, (1989), 1625-1626.
- [6-10] 西村・富田・中山, SAMによるポリマーアロイの評価, 日本機械学会材料力学部門講演会講演論文集, No.930-73, (1993), 297-298.
- [6-11] A. Atalar, A Physical Model for Acoustic Signatures, J. Appl. Phys., 50-12, (1979), 8237-8239.
- [6-12] Somekh, M.G., Briggs, G.A.D. and Ilett, C, The Effect of Elastic Anisotropy on Contrast in the Scanning Acoustic Microscope, Phil. Mag. A, 49-2, (1984), 179-204.
- [6-13] CRC Handbook of Chemistry and Physics 72nd ed., David R. Lide ed., (1993), 14-35, CRC Press Inc.
- [6-14] HOYA (株) 資料.
- [6-15] Greenspan, M. and Tschiegg, C.E., Speed of Sound in Water by a Direct Method, J. Res. Natl. Bur. Stand., 59-4, (1957), 249-254.

- [6-16] Abowitz, G. and Gordon, R.B., Internal Friction in Liquid Metal: Mercury and Mercury-Thallium Alloys, *Acta. Metall.*, 10, (1962), 671-679.
- [6-17] Bateman, T.B., Mckimin, H.J. and Wilelan, J.M., Elastic Moduli of Single-crystal Gallium Arsenide, *J. Appl. Phys.*, 30-4, (1959), 544-555.
- [6-18] Buchwald, V.T. and Davis, A., Surface Waves in Elastic Media with Cubic Symmetry, *Quart. Mech. Appl. Math.*, 16, (1963), 283-294.
- [6-19] Mckimin, H.J., Measurement of Elastic Constants at Low Temperatures by Means of Ultrasonic Waves Data for Silicon and Germanium Single Crystals, and for Fused Silica, *J. Appl. Phys.*, 24-8, (1953), 988-997.
- [6-20] Atalar, A., Reflection of Ultrasonic Waves at a Liquid-cubic-solid Interface, *Acoust. Soc. Am.*, 73-2, (1983), 435-440.
- [6-21] Arikan, O., Telatar, E. and Atalar, A., Reflection Coefficient Null of Acoustic Waves at a Liquid-anisotropic-solid Interface, *Acoust. Soc. Am.*, 85-1, (1988), 1-10.
- [6-22] Musgrave, M.J.P. (大森訳), *Crystal Acoustics*, (1970), 91-125, Holden-day.
- [6-23] Lee, Y.-C., Achenbach, J.D., Nystrom, M.J., Gilbert, S.R., Block, B.A. and Wesels, B.W., Line-Focus Acoustic Microscopy Measurements of Nb₂O₅/MgO and BaTiO₃/LaAlO₃ Thin-Film/Substrate Configurations, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, 42-3, (1995), 376-380.
- [6-24] Achenbach, J.D. Kim, J.O. and Lee, Y.-C., *Advances in Acoustic Microscopy* vol. I, ed. Briggs, A., (1995), 153-208, Plenum Press, New York.
- [6-25] Briggs, A., *Acoustic Microscopy*, (1992), 236, Oxford Science Publications.

第7章 結論

7.1 各章のまとめと総括

本論文では、試料の表面近傍の微小領域における材料の機械的特性の非破壊的評価法を確立することを目的として、位相検出型超音波顕微鏡を用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法により、試料の表面近傍の微小領域における材料の機械的特性の評価法の研究を行った。

本論文の各章で得られた結果をそれぞれ要約すれば、以下のようになる。

第2章「超音波顕微鏡による弾性係数測定の基本原則」では、複素 $V(z)$ 曲線解析法により得られる試料の縦波および横波の伝ば速度を弾性係数の同定に利用することを試み、その方法が材料の機械的特性の評価法として有効であることを確かめた。この章の結果をまとめると次のようになる。

- (1) 熔融石英およびアルミニウム合金に対して複素 $V(z)$ 曲線解析法により波動伝ば速度の測定を行った。そしてその測定精度を調べたところ、熔融石英およびアルミニウム合金を用いた本研究の範囲では同一点の繰り返し測定における結果の標準偏差は、最も大きいアルミニウム合金の縦波の場合においても 36m/s 程度であった。
- (2) 複素 $V(z)$ 曲線法により測定される縦波および横波の伝ば速度を利用して弾性係数および Poisson 比を同定した。その結果、セラミックなどのように波動伝ば速度が速く、そのため作動距離内に $V(z)$ 曲線の周期が少なく、従来測定しにくかった材料でも、本手法では弾性係数および Poisson 比は測定可能であることがわかった。しかし Poisson 比の測定結果は他の方法および文献値の測定結果に近い結果が得られない場合があった。
- (3) 弾性係数がわずかずつ異なるガラス試料の弾性係数の測定を行ったところ、本研究の範囲では、縦弾性係数および横弾性係数が約 4%、Poisson 比が約 13% の差を、識別することができた。またアルミニウム合金を用いた弾性係数分布の測定を行うことにより、本方法による弾性係数分布測定の可能性を示し、材料の微小領域の機械的特性評価が可能であることを示唆した。

第7章 結論

第3章「超音波顕微鏡のレンズ特性」では、超音波顕微鏡の音響レンズの特性を理論および実験により検討を行った。そしてレンズの特性が試料の波動伝ば速度計測に用いられる臨界角の計測に及ぼす影響を調べた。この章の結果をまとめると次のようになる。

- (1) レンズの伝達関数は後焦点面における音場分布の Fresnel パラメータ S に大きく依存することを実際にレンズの伝達関数を測定することにより確かめた。
- (2) レンズにサファイア、表面整合層に熔融石英、カップラに水を用いた場合の理論解析では、表面整合層の膜厚が表面整合層の縦波の波長の約 $1/4$ 以下であれば、レンズ先端部における透過関数は、最大値で規格化すればその形状はほぼ同じで、膜厚の影響はほとんど無いことがわかった。
- (3) 本研究の範囲では、理論解析において実際のトランスデューサ半径の約 1.4 倍のトランスデューサ有効径を導入すれば、実験結果を良い精度で近似できた。
- (4) 複素 $V(z)$ 曲線解析法における縦波、横波の臨界角計測には、レンズの伝達関数の振幅が大きくかつ急激な変化のないレンズが、適している。Rayleigh 波の臨界角計測には、レンズの伝達関数の位相に急激な変化がないレンズが、適している。したがって、 $V(z)$ 曲線解析と異なり、複素 $V(z)$ 曲線解析法では、後焦点の音場特性は Fresnel パラメータが 1 以下でも波動伝ば測定に適している場合がある。

第4章「超音波顕微鏡法におけるカップラの役割」では、カップラに水および水銀を用いて複素 $V(z)$ 曲線解析法におけるカップラの影響を調べた。この章の結果をまとめると次のようになる。

- (1) 従来カップラに水を用いた場合、同時に測定が困難であった縦波および横波の伝ば速度を水銀を用いることにより、明確に測定できる場合のあることを示した。
- (2) 一般に、試料の音響インピーダンスにマッチしたカップラを選ぶことにより、必要な波動の伝ば速度の計測が容易になり、本研究の範囲では、試料の音響インピーダンスがカップラの $1\sim 5$ 倍の範囲にある場合、材料の縦波、横波および Rayleigh 波の伝ば速度を同時に測定が可能であった。
- (3) また、試料の音響インピーダンスがカップラより小さい場合でも、縦波および横波の伝ば速度は測定可能であった。しかしこの場合、主に反射関数の位相に臨界角信号が表れる Rayleigh 波の信号の測定は困難であった。

第5章「複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した音響レンズの設計」では、複素 $V(z)$ 曲線法に基づいた波動の臨界角計測に適した音響レンズの設計について考察した。この章

の結果をまとめると次のようになる。

- (1) 第2, 3および4章の測定結果をもとに複素 $V(z)$ 曲線法に適した音響レンズの伝達関数の設計に際して, 伝達関数に影響を与えるパラメータについて検討を行った。
- (2) 第3章で用いたトランスデューサ有効径を導入した音響レンズの伝達関数の理論解析により, 本章で設計した音響レンズの実験結果の振幅は良い精度で近似できた。しかし位相は, 理論結果と実験結果で傾向が異なった。
- (3) 本研究の範囲では, 後焦点面における音場特性が Fresnel パラメータ $S = 2$ 付近の音響レンズを用いることにより, 縦波, 横波および Rayleigh 波の伝ば速度が同時に測定可能になり, 複素 $V(z)$ 曲線解析に適していることがわかった。

第6章「超音波顕微鏡法の異方性測定への応用」では, 複素 $V(z)$ 曲線解析法を線集束レンズを用いた異方性測定に拡張し, 異方性材料の波動伝ば速度の測定およびその結果を利用した弾性係数の同定を試みた。この章の結果をまとめると次のようになる。

- (1) 線集束レンズを用いた場合の $V(z)$ 曲線の表現式を導出し, 複素 $V(z)$ 曲線解析法が, 異方性材料の波動伝ば速度の解析に適用できる理論的根拠を明らかにした。
- (2) 均質等方性材料を対象とした点および線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法の測定結果を比較して, 線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法により波動伝ば速度を求めることができることを示した。
- (3) 試料とカップラの音響インピーダンスが近い場合には測定結果の振幅における縦波の臨界角に対応する信号が, 又試料の音響インピーダンスがカップラより大きい場合には測定結果の位相における表面波の臨界角に対応する信号が, 明確に測定された。この傾向は点集束レンズを用いた場合と同様である。
- (4) 線集束レンズを用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度計測において, 異方性材料である GaAs(001) に対し, カップラに水銀を用いた場合には縦波の伝ば速度が, 水を用いた場合には表面波 (擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波) の伝ば速度が方位角の変化に対し精度良く測定できた。また方位角によっては, 擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波の伝ば速度が同時に測定され, 異方性材料の各種波動の伝ば速度計測の可能性を示唆した。Si(001) に対し, カップラに水を用いた場合には方位角の変化に対し表面波 (擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波) の伝ば速度が精度良く測定できた。しかし水銀を用いた場合には, 水の場合に比べ縦波の臨界角の信号はより明確になるものの, 方位角の変化に対し縦波の伝ば速度の変化を精度良く測定するのは困難であった。

- (5) 波動伝ば速度の測定結果を利用して弾性係数を求めることを試みた。本研究の範囲では、GaAs(001)の場合、縦波の伝ば速度の測定結果のみから、まず c_{11} を求め、残りの c_{12} および c_{44} を縦波の伝ば速度の測定結果へ縦波の伝ば速度と弾性係数の理論式を曲線適合する方法で、簡便に得ることができた。また、縦波および Rayleigh 波の測定結果へ波動伝ば速度の理論式を曲線適合する方法で、弾性係数を比較的安定に同定できた。Si(001)の場合、Rayleigh 波の測定結果へ波動伝ば速度の理論式を曲線適合する方法で、妥当な弾性係数が同定できた。

本研究を総括すると次のようになる。

複素 $V(z)$ 曲線解析法により得られた試料の縦波および横波の伝ば速度を弾性係数の同定に利用することを試み、その方法が材料の機械的特性の評価法として有効であることを確かめた。まず均質等方性材料に対して複素 $V(z)$ 曲線解析法により波動伝ば速度を測定し、その結果が弾性係数の同定に利用できることを確かめた。しかし試料によっては、試料を伝わる各種波動の同時測定が困難となる場合があった。そこで複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度計測に及ぼす測定系(レンズの特性および試料とカップラの関係)の影響を点集束レンズについて調べた。その結果を考慮して、複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した点集束レンズを設計し、試料を伝わる各種波動の同時測定が可能なることを明らかにした。さらに、複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば速度計測を、線集束レンズを用いた異方性測定に拡張し、本方法が異方性材料の波動伝ば速度およびその結果を利用した弾性係数の評価法として有効であることを確かめた。

7.2 今後の課題

位相検出型超音波顕微鏡を用いた複素 $V(z)$ 曲線解析法により、試料の表面近傍の微小領域における材料の機械的特性をより精度良く評価するために解決すべき問題について以下にまとめる。

- (1) 本研究では、複素 $V(z)$ 曲線解析法における波動伝ば速度計測に及ぼすカップラの影響を調べるために一般に用いられている水の他に水銀を用いたが、水銀と水は波動伝ば速度が近いいため、カップラの影響というよりむしろ波動伝ば速度の影響を調べている可能性がある。そこで、水と水銀以外のカップラを用いて、カップラの波動伝ば速度の影響を調べる必要がある。また波動伝ば速度の異なるカップラを用いれば、試料を伝わる波動の臨界角が変化し、試料の各種波動の伝ば速度計測が可能になることや波動伝ば速度の解析上の離散化誤差が少なくできることが予想される。

- (2) 異方性材料のより精密な波動伝ば速度計測に及ぼすレンズ特性の影響を調べ、複素 $V(z)$ 曲線解析法に適した線集束音響レンズを設計する必要がある。
- (3) 超音波顕微鏡の測定メカニズムについては、幾つかのモデルが提案され理論および実験解析によりその妥当性が検討されているが、測定メカニズムの詳細については、未解明な部分が多く、より精密な測定のためには詳細な検討が必要である。
- (4) 複素 $V(z)$ 曲線解析法は、 $V(z)$ 曲線解析法などに比べ波動伝ば速度の測定精度が劣る場合があり、精度向上のため処理法の改良などが必要である。
- (5) 本研究で論じた複素 $V(z)$ 曲線解析法による波動伝ば測定およびその結果を利用した弾性係数測定を、薄膜材料、不均質材料および異方性のかなり強い材料に適用し、本方法の妥当性および可能性についてさらに検討する必要がある。

付録 A 固／液二層構造の境界における 波動伝ば特性

A.1 固相と液相の境界を伝ばする表面波の伝ば速度

A.1.1 応力および変位の関係式

均質等方性な線形弾性体の場合，変位ベクトル \mathbf{u} はスカラーポテンシャル ϕ の勾配とベクトルポテンシャル ψ の和として

$$\mathbf{u} = \text{grad } \phi + \text{curl } \psi \quad (\text{A.1})$$

のように表される (Helmholtz の方程式)^[A-1]。例えば， z 方向の応力成分は，変位の変化量であるひずみおよび Lamé の定数を用いて変位成分により次の式で与えられる。

$$\sigma_{zz} = (2\mu + \lambda) \frac{\partial u_z}{\partial z} + \lambda \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \quad (\text{A.3})$$

$$\sigma_{zy} = \mu \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) \quad (\text{A.4})$$

A.1.2 漏洩 Rayleigh 波の伝ば速度

Fig. A.1 のような固/液二層構造の境界面の波動伝ば特性は，境界面の両側の材料特性が複合した特性を示す。 $z \geq 0$ に固体， $z \leq 0$ に液体を考え，平面波が x 方向に伝ばする場合を考える。この場合，固体は平面ひずみ状態となり， $\partial/\partial y = 0$ とおける。そして，変位ベクトルの成分は2つのポテンシャル

$$\phi = \phi(x, z, t), \quad \psi = \psi_x \mathbf{i} + \psi_y \mathbf{j} + \psi_z \mathbf{k}, \quad \psi_y = -\psi(x, z, t) \quad (\text{A.5})$$

を用いて，次のように表わされる。

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (\text{A.6})$$

ここで，式 (A.6) が変位の平衡条件式

$$\nabla^2 u_x + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial x} = \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}$$

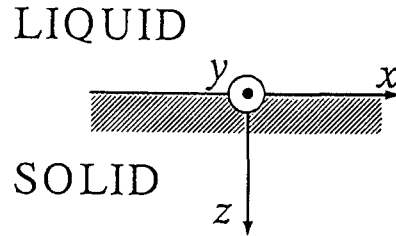


Fig. A.1 Boundary between liquid and solid

$$\nabla^2 u_z + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial e}{\partial z} = \frac{1}{C_T^{s2}} \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \quad (\text{A.7})$$

ただし $e = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

を満たす条件として, ϕ, ψ を波動方程式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = C_L^{s2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right), \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = C_T^{s2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (\text{A.8})$$

から選べば良い. ここで C_L^s, C_T^s は固体側の縦波, 横波の伝ば速度を示す.

流体の基礎式は次のようにまとめられる.

$$\frac{\partial^2 \phi^f}{\partial t^2} - C_L^{f2} \nabla^2 \phi^f = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial u_z^f}{\partial t} = \frac{\partial \phi^f}{\partial z} \quad (\text{A.10})$$

$$p = -\rho^f \frac{\partial \phi^f}{\partial t} \quad (\text{A.11})$$

ここで $C_L^{f2} = K/\rho^f$

K : 流体の体積弾性係数

ρ^f : 流体の密度

表面波は縦波と横波がカップリングしているので ϕ, ψ は同じ波数 k , 角周波数 ω を持たねばならないから,

$$\phi = A \exp[i\{-\omega t + (kx + k_{Lz}^s z)\}] \quad (\text{A.12})$$

$$\psi = B \exp[i\{-\omega t + (kx + k_{Tz}^s z)\}] \quad (\text{A.13})$$

A.1 固相と液相の境界を伝ばする表面波の伝ば速度

とおける。ここで k_{Lz}^s , k_{Tz}^s はそれぞれ縦波、横波の波数ベクトルの z 方向成分である。式 (A.12) および式 (A.13) を式 (A.8) に代入すれば、

$$\frac{\omega^2}{C_L^{s2}} = k^2 + k_{Lz}^{s2} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\omega^2}{C_T^{s2}} = k^2 + k_{Tz}^{s2} \quad (\text{A.15})$$

ここで波動伝ば速度を C とすると $k = \omega/C$ であり、一般に $C < C_T^s < C_L^s$ なので、 k_{Lz}^s , k_{Tz}^s は虚数 $i\gamma_L^s$, $i\gamma_T^s$ (γ_L^s , γ_T^s は実数) となり、式 (A.12) および式 (A.13) は、

$$\phi = A \exp(-\gamma_L^s z) \exp[i(kx - \omega t)] \quad (\text{A.16})$$

$$\psi = B \exp(-\gamma_T^s z) \exp[i(kx - \omega t)] \quad (\text{A.17})$$

となる。ポテンシャル ϕ , ψ が共に z 方向に減衰しているので、 $z \rightarrow \infty$ で ϕ , $\psi \rightarrow 0$ とならなければならないので、 γ_L^s , γ_T^s は正の実数である。

そこでポテンシャルを次のように置く。

$$\text{流体中の速度ポテンシャル} : \phi^f = A_1 \exp(\gamma_L^f z) \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\text{固体中の変位ポテンシャル} : \phi = A_2 \exp(-\gamma_L^s z) \exp[i(kx - \omega t)] \quad (\text{A.18})$$

$$\psi = A_3 \exp(-\gamma_T^s z) \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\begin{aligned} \text{ただし} \quad \gamma_L^{f2} &= k^2 - \omega^2/C_L^{f2} \\ \gamma_L^{s2} &= k^2 - \omega^2/C_L^{s2} \\ \gamma_T^{s2} &= k^2 - \omega^2/C_T^{s2} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

ここで A_1 , A_2 , A_3 は複素定数である。係数 γ_L^f , γ_L^s , γ_T^s は正の実数である。

ここで境界条件 (B.C.) は応力の法線線分と粒子速度の法線成分が連続で、応力の接線成分が 0 となることから、

境界条件 (B.C.)

固体側 液体側

$$(\sigma_z)_{z=0} = p_{z=0} \quad (\text{A.20})$$

$$\left(\frac{\partial u_z}{\partial t}\right)_{z=0} = \left(\frac{\partial u_z^f}{\partial t}\right)_{z=0} \quad (\text{A.21})$$

$$(\tau_{xz})_{z=0} = 0 \quad (\text{A.22})$$

$$(\tau_{zy})_{z=0} = 0 \dots \text{この式は自動的に成立する。} \quad (\text{A.23})$$

ここでそれぞれの関数について、境界条件式 (A.20)~式 (A.22) より次の 3 つの等式

が得られる。

$$i\rho^f\omega A_1 \exp[i(kx - \omega t)] = \{\gamma_L^f{}^2 - \nu\omega^2/(1 - 2\nu C_L^{s2})\}A_2 \exp[i(kx - \omega t)] - ik\gamma_T^f A_3 \exp[i(kx - \omega t)] \quad (\text{A.24})$$

$$\gamma_L^f A_1 \exp[i(kx - \omega t)] = \frac{\omega}{2G}(iA_2\gamma_L^s) \exp[i(kx - \omega t)] \quad (\text{A.25})$$

$$-i\gamma_L^s k A_2 \exp[i(kx - \omega t)] - \frac{1}{2}(k + \gamma_T^s)A_3 \exp[i(kx - \omega t)] = 0 \quad (\text{A.26})$$

式 (A.24)～式 (A.26) の連立方程式の解が存在するためには係数の行列式が 0 でなければならないから、

$$\frac{1}{2}(k^2 + \gamma_T^f{}^2)(\gamma_L^s{}^2 - \frac{\nu}{1 - 2\nu} \frac{\omega^2}{C_L^{f2}} + \frac{\rho^f\omega^2\gamma_L^s}{2G\gamma_L^f}) - k^2(\gamma_L^s\gamma_T^s + \frac{\rho^f\omega^2\gamma_L^s}{2G\gamma_L^f}) = 0 \quad (\text{A.27})$$

式 (A.19) と、 $C_T^{f2} = G/\rho^s$ および $C_L^s/C_T^s = \kappa$ を式 (A.27) に代入すると、

$$\left(1 - \frac{C^2}{2C_T^{s2}}\right)\left(1 - \frac{C^2}{2C_T^{s2}} + \frac{\rho^f C^2 \gamma_L^s}{2\rho^s C_T^{s2} \gamma_L^f}\right) - \left(\frac{\gamma_L^s \gamma_T^s}{k} + \frac{\rho^f C^2 \gamma_L^s}{2\rho^s C_T^{s2} \gamma_L^f}\right) = 0 \quad (\text{A.28})$$

となる。Rayleigh 波の伝ば速度を C_R^s とおくと、 C が $C < C_R^s < C_T^s < C_L^s$ の場合には式 (A.28) の解が存在しない。 $C_R^s < C < C_T^s < C_L^s$ の場合には特性方程式 (A.28) は、

$$\left(1 - \frac{C^2}{2C_T^{s2}}\right)^2 - \left(1 - \frac{C^2}{\kappa^2 C_T^{s2}}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{C^2}{C_T^{s2}}\right)^{1/2} = \pm \frac{\rho^f C^4 (1 - C^2/C_L^{s2})^{1/2}}{4\rho^s C_T^{s4} (C^2/C_L^{f2} - 1)^{1/2}} \quad (\text{A.29})$$

となる。式 (A.29) の解が存在すれば固／液二層構造の境界面に沿う表面波が存在することになる。この解は C を複素数とおくことによって求められる。この表面波は伝ばするにつれて、液体側にエネルギーを放射し、伝ば損により著しく減衰することになる。一般に Poisson 比が小さい固体ほど、比重の大きな液体ほど、この影響は大きい。このようにエネルギーを媒質の中に漏洩しながら伝ばする波は漏洩弾性表面波 (Leaky Surface Acoustic Wave: LSAW) と呼ばれる^[A-3]。また求める解は液体の密度 ρ^f を $\rho^f \rightarrow 0$ としたときに Rayleigh 波の解に漸近する。そこでこの波は特に漏洩 Rayleigh 波 (Leaky Rayleigh Wave) と呼ばれる^[A-2]。この表面波は Rayleigh 波速度 C_R よりほんのわずかに速い速度で伝ばし、一般に Poisson 比の小さい固体ほど、比重の大きな液体ほど、伝ば速度は速くなる^[A-2]。

解は数値計算によりのみ求められ、非線形方程式の解法の 1 つである Muller 法^[A-4]によって解を求めた結果を Table A.1 に示す。またその計算で用いた数値を Table A.2^[A-11] に示す。Fig. A.2 には溶融石英の計算結果の 1 例を示す。実部は 3424.2 [m/s] 付近で虚部は 135.7 [m/s] 付近で収束していることがわかる。

Table A.1 Theoretical result on velocities of leaky Rayleigh wave

Sample	Calculated Velocity [m/s]
Fused quartz	3419.7+113.1i
Al alloy	2897.9+ 86.4i
Si[100]	5155.5+140.0i
Zr	2107.2+ 43.7i

Table A.2 Parameters used in calculation

Sample	Velocity [m/s]		Density [10 ³ kg/m ³]
	Longitudinal wave	Transverse wave	
Fused quartz	5970	3760	2.20
Al alloy	6325	3090	2.66
Si[100]	8460	5840	2.33
Zr	4650	2250	6.44
Water	1500	—	1.00

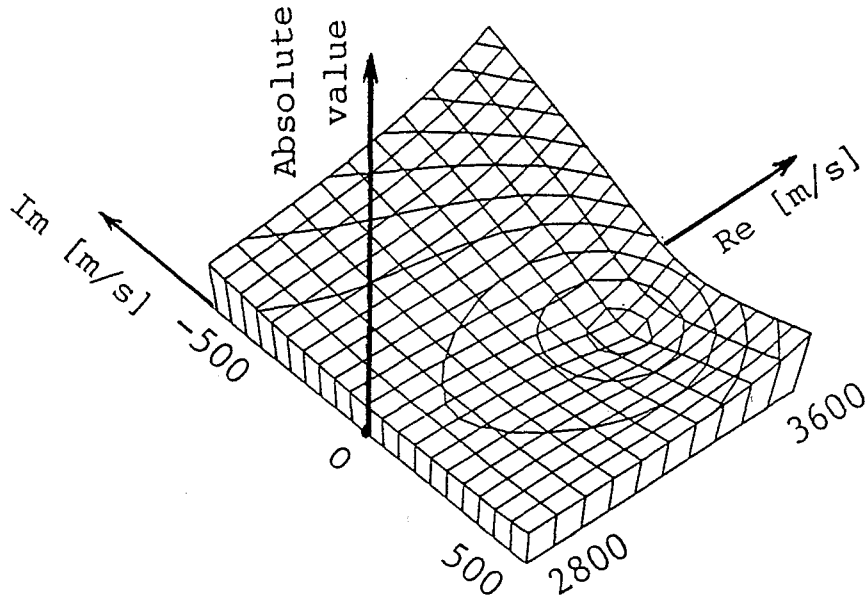


Fig. A.2 Calculation result for fused quartz and water half-spaces

A.1.3 波動の減衰

ここで前節の複素波動伝ば速度の虚部の意味について考える。波動の振幅が伝ばにつれて減衰していく場合、材料中を x 方向に速度 C で進む波動は、一般的に次式によって表わすことができる^[A-5, 10]。

$$q = q_0 \exp(-\alpha x) \exp[i(kx - \omega t)] \quad (\text{A.30})$$

q_0 : 振幅

$$\omega = 2\pi f$$

$$k = \omega/C$$

ここで α を吸収定数, $1/\alpha$ を減衰距離と呼ぶ。1 波長以内で減衰するような特別な場合 (たとえば液体中の横波) を除いては $k \gg \alpha$ である。式 (A.30) は、

$$k^* = k - i\alpha \quad (\text{A.31})$$

で定義される複素波数 k^* を用いると

$$q = q_0 \exp[i(k^* x - \omega t)] \quad (\text{A.32})$$

となり,

$$k^* = \omega/C^* \quad (\text{A.33})$$

とおいたとき, C^* を複素伝ば速度と呼ぶ.

$$C^* = C' + iC'' \quad (\text{A.34})$$

とおくと, これと k および α の関係は次のようになる.

$$\begin{aligned} C &= (C'^2 + C''^2)/C' \\ \alpha &= \omega C''/(C'^2 + C''^2) \\ C' &= \omega k/(k^2 + \alpha^2) \\ C'' &= \omega \alpha/(k^2 + \alpha^2) \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

このことを前節の境界面を伝ばする波に適用すると, 伝ば速度 C および吸収定数を角周波数で割った α/ω は Tabel A.3 のようになる.

水は液体の中では吸収が小さい方であるが, 10 GHz までは波動伝ば速度 C も α/F^2 も一定である. ただしこれらは温度によって変わる. 20°C における水の値は,

$$C = 1500 \quad [\text{m/s}] \quad (\text{A.36})$$

$$\alpha/F^2 = 2.17 \times 10^{-13} \quad [\text{dB} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-2}] \quad (\text{A.37})$$

である.

A.2 固相と液相の境界における反射関数

A.2.1 固相が等方性体の場合

反射関数は, 2種類の物質の界面に波が入射したのち反射・透過したときの入射振幅と反射振幅の比として定義される. そしてこの関数は液体と固体試料固有の特性を示す. Fig. A.3に示すように液体と固体が接し, 流体側から平面波が入射した場合を考える. ここで伝ば速度を C , 波数を k , 密度を ρ とする. なお上添字 f, s は流体および固体側を示し, 下添字 L, T は固体側の縦波, 横波成分を示す. また添字 x, z はそれぞれ x, z 方向成分を示す.

入射角と反射角は等しいから

$$\theta_I = \theta_O = \theta_L^f \quad (\text{A.38})$$

(添え字 I は入射を, O は反射を示す)

Table A.3 Theoretical result of velocities and attenuation of leaky Rayleigh wave

Sample	C [m/s]	α/ω [1/m]
Fused quartz	3424.9	11.36×10^{-6}
Al alloy	2897.8	10.28×10^{-6}
Si[100]	5159.3	5.26×10^{-6}
Zr	2108.1	9.83×10^{-6}

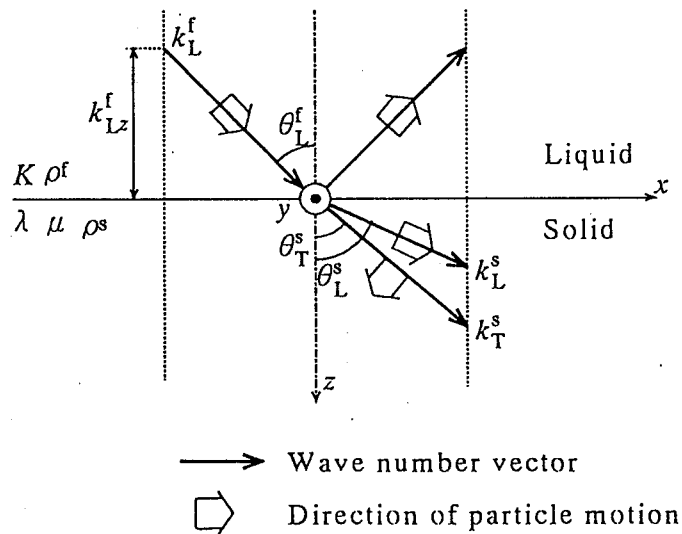


Fig. A.3 Reflection and refraction at a liquid-solid interface

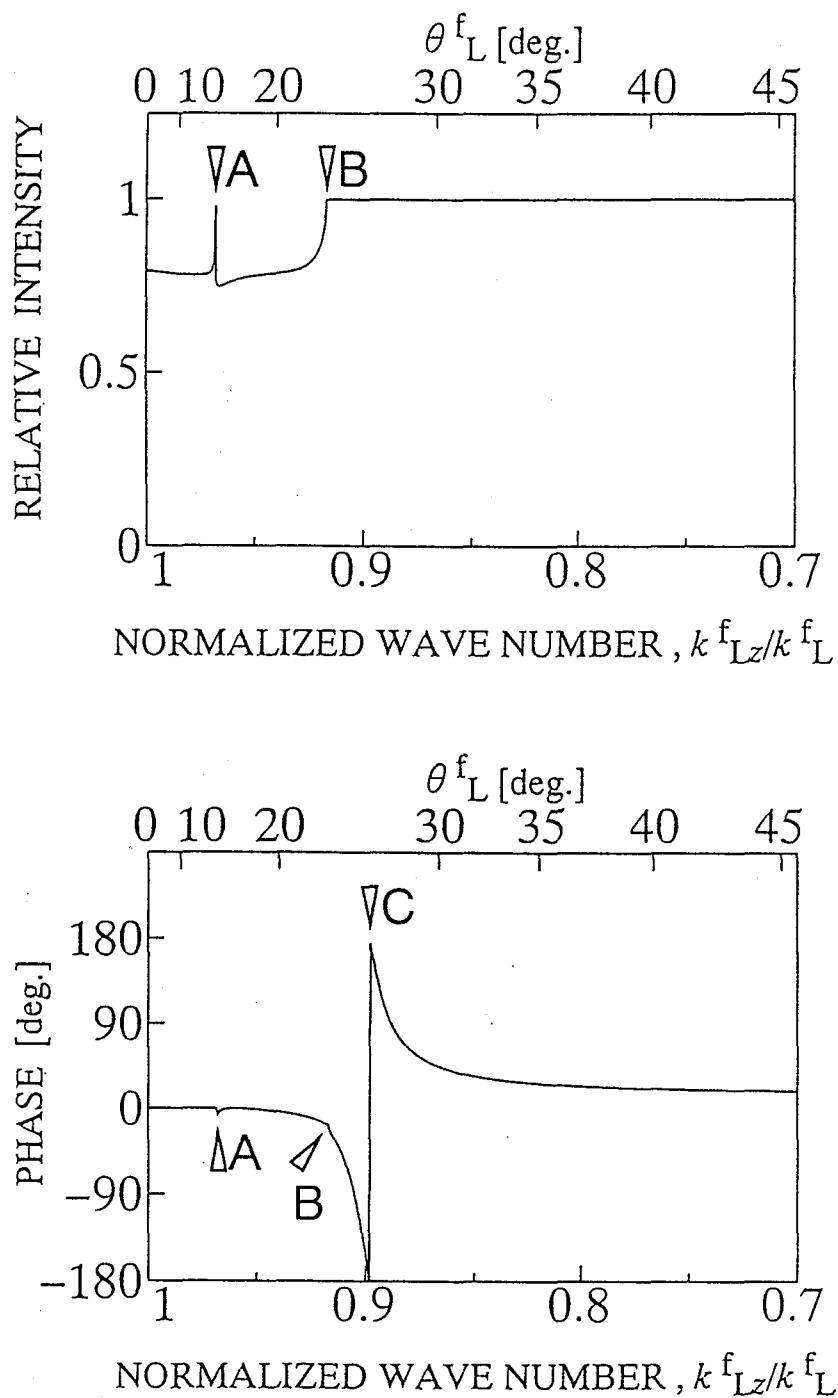


Fig. A.4 Calculation results of reflectance function for water and fused quartz half-spaces, ∇A :longitudinal wave, ∇B :transverse wave and ∇C :Rayleigh wave

とおく。まず Snell の法則より

$$\frac{\sin \theta_L^f}{C_L^f} = \frac{\sin \theta_L^s}{C_L^s} = \frac{\sin \theta_T^s}{C_T^s} \quad (\text{A.39})$$

角振動数 ω を辺々にかけて

$$k_L^f \sin \theta_L^f = k_L^s \sin \theta_L^s = k_T^s \sin \theta_T^s = \xi \quad (\text{A.40})$$

とする。

まず流体では横波が存在しないことからポテンシャルは ϕ のみであり、また y 方向の運動を考えないので、

$$\phi^f = (\phi^{f'} \exp(i\beta_L^f z) + \phi^{f''} \exp(-i\beta_L^f z)) \exp(i\xi x) \exp(-i\omega t) \quad (\text{A.41})$$

$$\beta_L^f = (k_L^{f2} - \xi^2)^{1/2} = k_L^f \cos \theta_L^f \quad (\text{A.42})$$

式 (A.42) で $\phi^{f'}$ は入射波、 $\phi^{f''}$ は反射波を表わす。

次に固体中では、

$$\phi^s = \phi^{s''} \exp(i\beta_L^s z) \exp(i\xi x) \exp(-i\omega t) \quad (\text{A.43})$$

$$\beta_L^s = k_L^s \cos \theta_L^s \quad (\text{A.44})$$

$$\psi^s = \psi^{s''} \exp(i\beta_T^s z) \exp(i\xi x) \exp(-i\omega t) \quad (\text{A.45})$$

$$\beta_T^s = k_T^s \cos \theta_T^s \quad (\text{A.46})$$

となる。

次に境界条件を考える。

$$z = 0 \text{ において} \quad \begin{array}{l} z \text{ 方向の応力は等しい。} \\ x \text{ 方向のせん断力は 0} \\ z \text{ 方向の速度は等しい。} \end{array}$$

すなわち

$$\sigma_{zz}^s|_{z=0} = \sigma_{zz}^f|_{z=0} \quad (\text{A.47})$$

$$\sigma_{xz}^s|_{z=0} = 0 \quad (\text{A.48})$$

$$\frac{\partial u_z^s}{\partial t}|_{z=0} = \frac{\partial u_z^f}{\partial t}|_{z=0} \quad (\text{A.49})$$

式 (A.47) より $P_1 = (\xi^2 - k_T^{s2}/2)\xi^{-1}$ とおくと、

$$\rho^f \phi^f = -2\rho^s \xi k_T^{s-2} \left(P_1 \phi^s + i \frac{\partial \psi^s}{\partial z} \right) \quad (\text{A.50})$$

式 (A.48) より

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial z} + iP_1 \psi^s = 0 \quad (\text{A.51})$$

式 (A.49) より

$$\beta_L^f (\phi^{f'} - \phi^{f''}) = \beta_L^s \phi^{s''} + \xi \psi^{s''} \quad (\text{A.52})$$

A.2 固相と液相の境界における反射関数

を得ることができ、ここで入射波 $\phi^{f'}$ について $R = \phi^{f''}/\phi^{f'}$, $W_L = \psi^{s''}/\phi^{f'}$, $W_T = \psi^{s''}/\phi^{f'}$ として整理すると,

$$W_L = 2\beta_L^f P_1 \xi (R - 1) / \beta_L^s k_T^{s^2} \quad (\text{A.53})$$

$$W_T = -2\beta_L^f \xi (R - 1) / k_T^{s^2} \quad (\text{A.54})$$

$$R = \frac{4\varrho^s \beta_L^f \xi^2 (\beta_L^s \beta_T^s + P_1^2) - \varrho^f \beta_L^f k_T^{s^4}}{4\varrho^s \beta_L^f \xi^2 (\beta_L^s \beta_T^s + P_1^2) + \varrho^f \beta_L^f k_T^{s^4}} \quad (\text{A.55})$$

ここで式(A.55)で ξ , β_L^f , β_L^s , β_T^s , P_1 を波動伝ば速度と密度と角度のみで表わすと, R は下式のように表わされる^{[A-6]–[A-8]}.

$$R = \frac{(\varrho^s C_L^s / \cos \theta_L^s) \cos^2 2\theta_T^s + (\varrho^s C_T^s / \cos \theta_T^s) \sin^2 2\theta_T^s - \varrho^f C_L^f / \cos \theta_L^f}{(\varrho^s C_L^s / \cos \theta_L^s) \cos^2 2\theta_T^s + (\varrho^s C_T^s / \cos \theta_T^s) \sin^2 2\theta_T^s + \varrho^f C_L^f / \cos \theta_L^f} \quad (\text{A.56})$$

式(A.56)により求めた反射関数の角度依存性を Fig. A.4に示す。横軸は入射角 $\theta_I (= \theta_L^f)$ に対する液体の規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f (= \cos \theta_L^f)$ または $\sin \theta_L^f$, 縦軸は Fig. A.4上図が反射関数の振幅, Fig. A.4下図は反射関数の位相である。ここで液体を水, 固体を溶融石英とし, 水の縦波の伝ば速度, 密度は 1.50×10^3 [m/s], 1.00×10^3 [kg/m³], 溶融石英の縦波と横波の伝ば速度, 密度は 5.97×10^3 [m/s], 3.76×10^3 [m/s], 2.20×10^3 [kg/m³]として求めた。

一般の材料では $C_L^f < C_T^s < C_L^s$ であり, $0 < \sin \theta_L^f < C_L^f/C_L^s = 0.251$ の場合には, θ_L^s, θ_T^s ともに実数で縦波, 横波共に生じることになる。また $R < 1$ である。

次に図中A点の $\sin \theta_L^f = C_L^f/C_L^s = 0.251$ の場合は $\theta_L^s = \pi/2$ で縦波の臨界角となり, $R = 1$ である。縦波の臨界角をすぎた $0.251 = C_L^f/C_L^s < \sin \theta_L^f < C_L^f/C_T^s = 0.399$ の場合は θ_L^s が複素数になる。なぜなら $1 < \sin \theta_L^s$ なので $\cos \theta_L^s$ は虚数となるからである。

さらに図中B点の横波の臨界角 $\sin \theta_L^f = C_L^f/C_T^s = 0.399$ になると $\theta_T^s = \pi/2$ となり, $R = 1$ である。横波の臨界角を過ぎた $0.399 = C_L^f/C_T^s < \sin \theta_L^f$ では θ_T^s も虚数になり, R は常に1である。 R の位相は横波全反射角をわずかに超えた入射角で約 2π 変化する(図中C点近傍)。この位相が π ずれる入射角を θ_R^s とすると, 反射関数 R の実部が -1 でなければならない。 $R = -1 + 0i$ および Snell の法則より,

$$\begin{aligned} \sin \theta_L^s &= C_L^s \sin \theta_R^s / C_L^f \\ \sin \theta_T^s &= C_T^s \sin \theta_R^s / C_L^f \\ \cos^2 \theta_L^s &= 1 - C_L^{s^2} \sin^2 \theta_R^s / C_L^{f^2} \\ \cos^2 \theta_T^s &= 1 - C_T^{s^2} \sin^2 \theta_R^s / C_L^{f^2} \end{aligned}$$

の関係を式(A.56)に代入し変形すると,

$$\frac{C_R^{s^6}}{C_T^{s^6}} - 8 \frac{C_R^{s^4}}{C_T^{s^4}} + C_R^{s^2} \left(\frac{24}{C_T^{s^2}} - \frac{16}{C_L^s} \right) - 16 \left(1 - \frac{C_T^{s^2}}{C_L^s} \right) = 0 \quad (\text{A.57})$$

となる。これは Rayleigh の方程式であるから, θ_R^s は Rayleigh 波の臨界角であること

がわかる。

A.2.2 固相が立方晶 (001) の場合

Fig. A.5に示すような液体と固体が接し、液体側から平面波が入射した場合の反射関数を考える。ここで固体には立方晶、 $x-y$ 面は (001) 面とする。

入射波の粒子変位を、

$$\mathbf{u}^I = (\mathbf{k}^I/k_L^I) \exp(j\mathbf{k}^I \cdot \mathbf{r}) \quad (\text{A.58})$$

$$\mathbf{r} = x\bar{x} + y\bar{y} + z\bar{z}$$

とおく。ここで k_L^I は液体の波数、 $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ は単位ベクトルである。また反射波および透過波の粒子変位は、それぞれ次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^R &= R(\mathbf{k}^R/k_0) \exp(j\mathbf{k}^R \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{u}^L &= L\mathbf{a}^L \exp(j\mathbf{k}^L \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{u}^{T_1} &= T_1\mathbf{a}^{T_1} \exp(j\mathbf{k}^{T_1} \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{u}^{T_2} &= T_2\mathbf{a}^{T_2} \exp(j\mathbf{k}^{T_2} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (\text{A.59})$$

ここで $\mathbf{k}^R, \mathbf{k}^L, \mathbf{k}^{T_1}, \mathbf{k}^{T_2}$ および R, L, T_1, T_2 は、液体の縦波および固体の縦波、2つの横波の波数ベクトルおよび複素振幅である。また、 $\mathbf{a}^L, \mathbf{a}^{T_1}, \mathbf{a}^{T_2}$ は透過波の単位偏向ベク

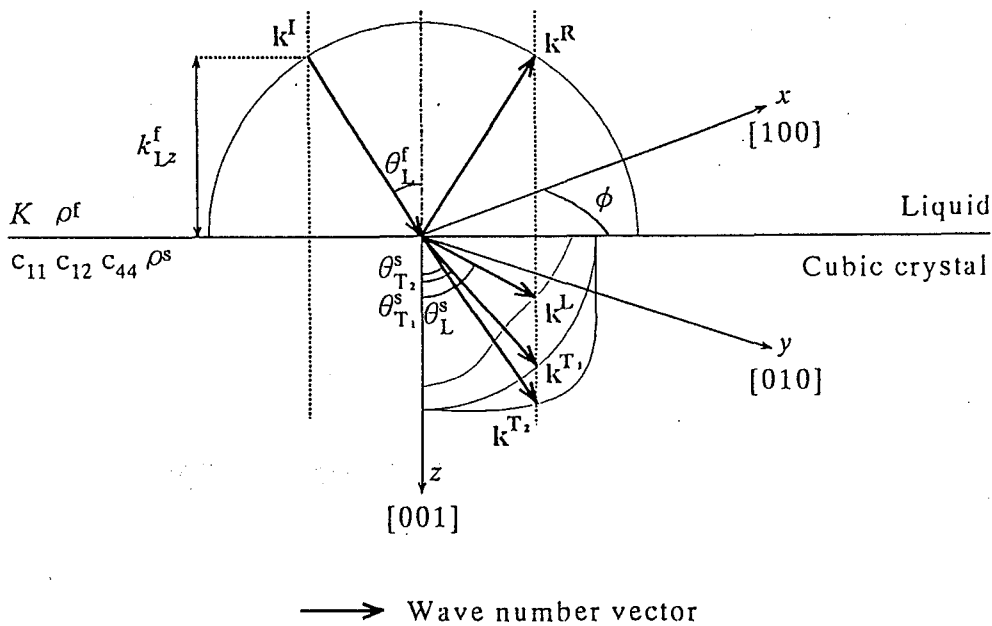


Fig. A.5 Reflection and refraction at a liquid-cubic crystal interface

トルである。なお、式 (A.58) および式 (A.59) で時間に関する項は省略している。

境界条件は、等方性材料の場合と同様に、境界面において、粒子速度 $\partial \mathbf{u} / \partial t$ の法線成分と応力 σ の接線成分が 0 となるから、

$$\left[\left(\frac{\partial u_z^f}{\partial t} \right)^I + \left(\frac{\partial u_z^f}{\partial t} \right)^R \right]_{z=0} = \left[\left(\frac{\partial u_z^s}{\partial t} \right)^L + \left(\frac{\partial u_z^s}{\partial t} \right)^{T_1} + \left(\frac{\partial u_z^s}{\partial t} \right)^{T_2} \right]_{z=0} \quad (\text{A.60})$$

$$(\sigma_{ij}^I + \sigma_{ij}^R)|_{z=0} = (\sigma_{ij}^L + \sigma_{ij}^{T_1} + \sigma_{ij}^{T_2})|_{z=0} \quad (\text{A.61})$$

$$i = z, j = x, y, z$$

である。

最初の境界条件より

$$\mathbf{k}^I \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}^R \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}^L \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}^{T_1} \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}^{T_2} \cdot \mathbf{r} \quad (\text{A.62})$$

$$at \quad z = 0$$

が得られ、液体中では

$$k_z^I = (k_L^f{}^2 - k_{Lx}^f{}^2 - k_{Ly}^f{}^2)^{1/2} = k_L^f (1 - \ell_x^2 - \ell_y^2)^{1/2} \quad (\text{A.63})$$

$$k_z^R = -k_z^I \quad (\text{A.64})$$

である。ここで ℓ_x, ℓ_y は入射波の方向余弦である。

異方性材料の場合、等方性材料の場合と異なり、入射角、弾性係数および密度が既知でも、Snell の法則のみから透過波 (固体の縦波および 2 つの横波) の角度を決定することができない。Snell の法則から固体中の k_x^s および k_y^s は決定できるため、固体中の意味のある 3 つの k_z^s を求めることにより、それぞれの透過波の角度を決定する。

異方性固体中の平面波の波動特性は、Christoffel 方程式により

$$k^s{}^2 \Gamma_{ij} C_j = \rho^s \omega^2 C_i \quad (\text{A.65})$$

$$i, j = x, y, z$$

と表すことができる。ここで Γ_{ij} および ρ^s は Christoffel マトリックスおよび固体の密度である。

$$|\Gamma_{ij}(k_L^f \ell_x, k_L^f \ell_y, k_z^s) - \rho^s \omega^2 \delta_{ij}| = 0 \quad (\text{A.66})$$

上式は、 k_z^s の 6 次方程式となり、これを解くことにより k_z^s を解くことができる。

立方晶の弾性係数は、

$$\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & & & \\ & c_{11} & c_{12} & & & \\ & & c_{11} & & & \\ & & & c_{44} & & \\ \text{sym} & & & & c_{44} & \\ & & & & & c_{44} \end{bmatrix} \quad (\text{A.67})$$

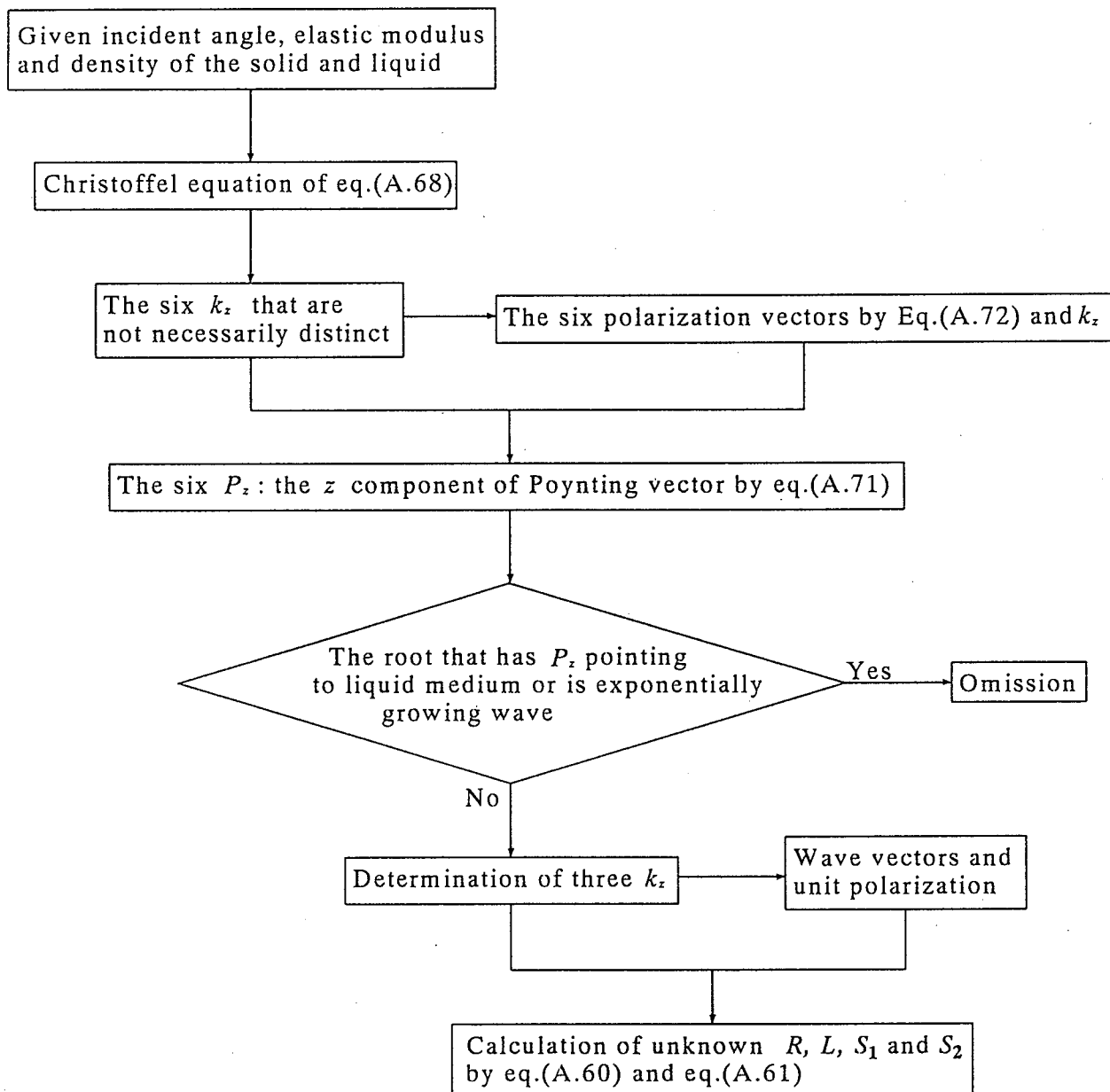


Fig. A.6 Flow chart of calculation of reflectance function for cubic system(001)

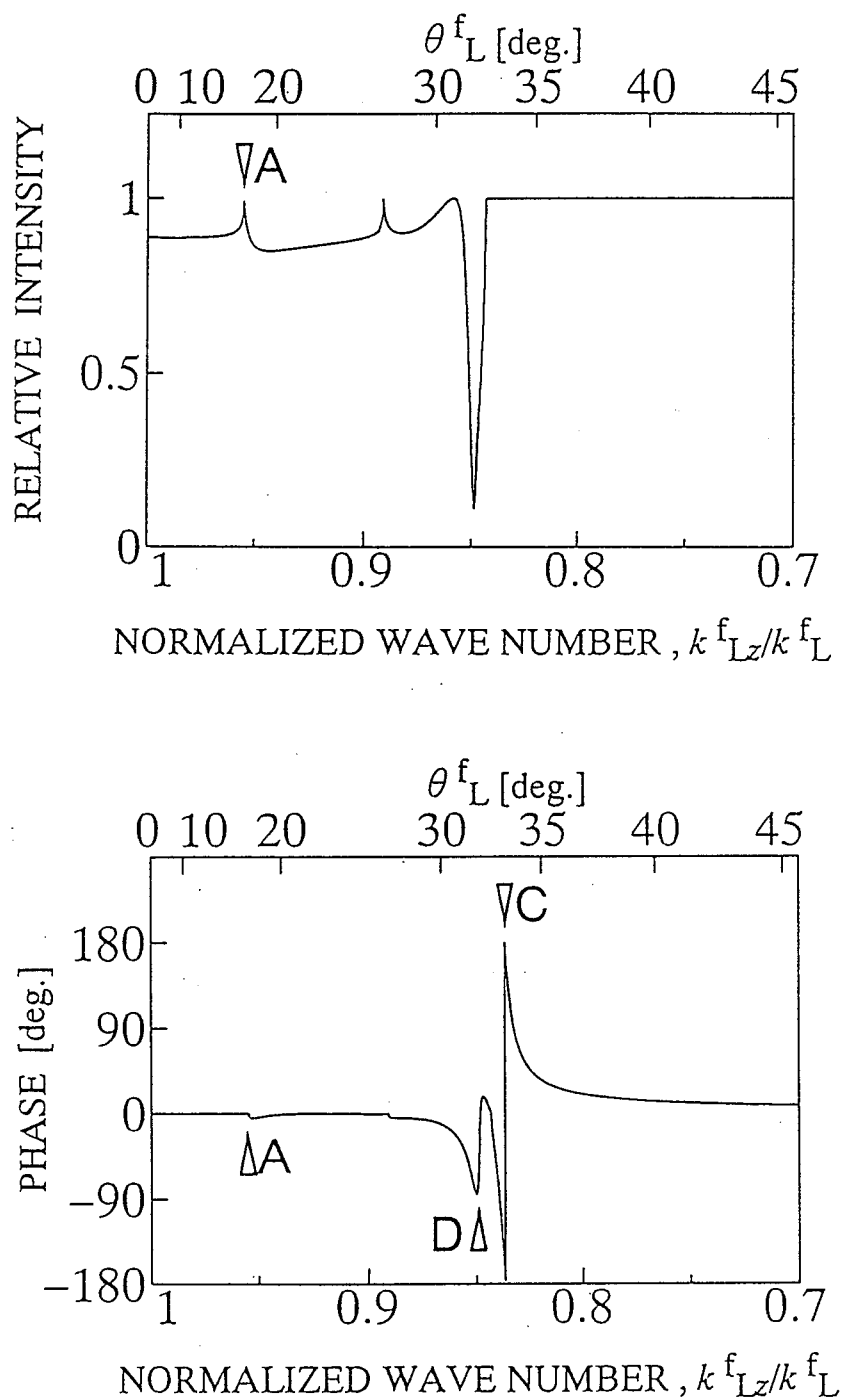


Fig. A.7 Calculation result of reflectance function for water and GaAs(001) half-spaces, ∇A :longitudinal wave, ∇C :Rayleigh wave and ∇D :pseudo Rayleigh wave

のようになっている。液体の体積弾性係数を K とおくと、式 (A.66) は次のような 3 次方程式として書くことができる。

$$\begin{aligned}
 & (c_{44}/c_{11})^2 h_z^3 + [A(h_x + h_y) - C] h_z^2 \\
 & + [A(h_x^2 + h_y^2) + B h_x^2 h_y^2 - D(h_x + h_y) + \mathcal{E}] h_x \\
 & + [(c_{44}/c_{11})^2 (h_x^3 + h_y^3) + A(h_x^2 h_y + h_x h_y^2) \\
 & - C(h_x^2 + h_y^2) - D h_x h_y + \mathcal{E}(h_x + h_y) - 1] = 0
 \end{aligned} \tag{A.68}$$

ここで

$$h_x = \frac{\rho^f c_{11}}{\rho^s K} \ell_x^2, \quad h_y = \frac{\rho^f c_{11}}{\rho^s K} \ell_y^2, \quad h_z = \frac{c_{11} k_z^s}{\rho^s \omega^2} \tag{A.69}$$

そして

$$\begin{aligned}
 A &= (c_{11} c_{44}^2 + c_{11}^2 c_{44} - c_{44} c_{12}^2 - 2c_{44}^2 c_{12}) / c_{11}^3 \\
 B &= (c_{11}^3 + 4c_{44}^3 + 2c_{12}^3 - 3c_{11} c_{12}^2 - 6c_{11} c_{12} c_{44} \\
 & \quad + 6c_{12}^2 c_{44} + 6c_{12} c_{44}^2) / c_{11}^3 \\
 C &= (2c_{11} c_{44} + c_{44}^2) / c_{11}^2 \\
 D &= (c_{11}^2 + 2c_{44}^2 - c_{12}^2 + 2c_{11} c_{44} - 2c_{12} c_{44}) / c_{11}^2 \\
 \mathcal{E} &= (c_{11} + 2c_{44}) / c_{11}
 \end{aligned}$$

である。また

$$k_z^s = (\rho^s / c_{11})^{1/2} \omega \xi, \quad (\xi = \mp h_z^{1/2}) \tag{A.70}$$

であるので、 h_z の 3 つの解から k_z^s の 6 つの解が得られる。しかし、この 6 つの k_z^s には意味のない解が含まれている。そこで意味のある 3 つの k_z^s を選ぶ必要がある。

その方法として波動のエネルギーの流れを示す Poynting ベクトル

$$P_z = -(1/2)(\mathbf{a}^{L*} \sigma_{xz} + \mathbf{a}^{T_1*} \sigma_{yz} + \mathbf{a}^{T_2*} \sigma_{zz}) \tag{A.71}$$

を用いる。ここで偏向ベクトル \mathbf{a}^{i*} ($i = L, T_1, T_2$) は \mathbf{a}^i の共役複素数である。

Poynting ベクトルについて次の条件を考えることによりこれまでに得られた 6 つを 3 つに絞ることができる。

- 波動が透過波であるためには、Poynting ベクトルが固体方向に向いていなければならない。
- 波動が指数関数的に大きくなるようにする。

またここで、透過波の偏向ベクトルは Christoffel 方程式の固有ベクトルから計算

することができる。そして Christoffel 方程式

$$\begin{bmatrix} h_x + c_{44}(h_y + h_z)/c_{11} - 1 & (c_{12} + c_{44})(h_x h_y)^{1/2}/c_{11} & (c_{12} + c_{44})h_x^{1/2}\xi/c_{11} \\ & h_y + c_{44}(h_x + h_z)/c_{11} - 1 & (c_{12} + c_{44})h_y^{1/2}\xi/c_{11} \\ \text{sym} & & h_z + c_{44}(h_x + h_y)/c_{11} - 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{A.72})$$

により、6つの波数に対する偏向ベクトルをそれぞれ計算することができる。

透過波および反射波の波数および偏向ベクトルが得られたので、境界条件式 (A.60) および式 (A.61) より4つの未知の複素振幅 R, L, T_1, T_2 を求めることができる^[A-12, 13]。

以上の解析手順のフローチャートを Fig. A.6に示す。そして固体に GaAs(001)、液体に水を用いた場合の計算結果を Fig. A.7に示す。用いたパラメータは Tabel 6.3 である。方位角 $\phi = 25 \text{ deg.}$ [$\phi = \tan^{-1}(l_y/l_x)$] の結果である。

横軸の規格化波数 $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.95525$ ($\theta_L^f = 17.2 \text{ deg.}$) の縦波の臨界角で振幅および位相に変化がみられる。 $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.84981$ ($\theta_L^f = 31.8 \text{ deg.}$) および $k_{Lz}^f/k_L^f = 0.83850$ ($\theta_L^f = 33.0 \text{ deg.}$) の擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波の臨界角で位相に急激な変化がみられる。このように一般に立方晶 (001) の反射関数は縦波および表面波 (擬似 Rayleigh 波および Rayleigh 波) の臨界角でのみ急激な変化を示し、2つの横波の臨界角には急激な変化を示さない。

<参考文献：付録 A >

- [A-1] Y.C. ファン, 固体の力学／理論, (1970), 185, 培風館.
- [A-2] Bertoni,H.L. and Tamir,T., Unified Theory Rayleigh-Angle Phenomena for Acoustic Beams at Liquid-Solid Interfaces, Appl. Phys., 2, (1973),157-172.
- [A-3] 柴田, 弾性表面波工学, 電子通信学会編, (1983), 45-47, コロナ社.
- [A-4] Traub,J.F., The Solution of Transcendental Equations, Mathematical Methods for Digital Computers, Vol II, John Wiley & Sons,Inc, New York, (1967), 171-184.
- [A-5] 根岸・高木, 物理実験 14 超音波技術, (1984), 153-154, 東京大学出版会.
- [A-6] Brekhovski,L.M. and Godin,O.A., Acoustics of Layered Media I, (1990), Springer-Verlag.
- [A-7] Graff,K.F., Wave Motion in Elastic Solid, (1975), Oxford.
- [A-8] Brekhovski,L.M., Applied Mathematics and Mechanics 16 Waves in Layered Media, (1980), Academic Press.
- [A-9] 菊池, 固／液層状構造音波伝搬特性解析と水中漏洩表面波を用いた音響計測系の開発に関する研究, 東京工業大学博士論文, (1986).
- [A-10] 和田, 固体の音波物性, (1967), 槇書店.
- [A-11] 理科年表, 東京天文台, (1985), 丸善.
- [A-12] Atalar,A., Reflection of Ultrasonic Waves at a Liquid-cubic-solid Interface, Acoust. Soc. Am., 73-2, (1983), 435-440.
- [A-13] Arikan,O., Telatar,E. and Atalar,A., Reflection Coefficient Null of Acoustic Waves at a Liquid-anisotropic-solid Interface, Acoust. Soc. Am., 85-1, (1988), 1-10.

付録 B $V(z)$ 曲線解析法

B.1 緒言

$V(z)$ 曲線にみられる周期的変動は、試料の弾性表面波の伝ば速度測定に利用できることが、Weglein により指摘された^[B-1, 2]。その後 Parmon ら^[B-3]は、幾何学モデルによって、弾性表面波の伝ば速度を、 $V(z)$ 曲線の周期、周波数およびカップラの縦波の伝ば速度により表現した。またこれとは別に Atalar は、幾何学的モデルをもちいて、同じ関係式を導いた。そこで、ここでは幾何学的モデルおよび波動光学的モデルをもちいて弾性表面波の伝ば速度を導く。

B.2 幾何光学的的方法

Parmon ら^[B-3]は、Fig. B.1に示すような境界面を伝ばする漏洩弾性表面波に注目した幾何学的モデルにより、漏洩弾性表面波の伝ば速度 C_{LSAW}^s を求める式を導いた。

(I):EO'E と伝ばする波と (II):ABCD と伝ばする波とは試料を焦点においたときは (I) と (II) は同位相であり、これを Φ_f とすると、焦点面から距離 z のデフォーカスに対し位相は、

$$\Phi_{\text{(I)}} = \Phi_f - \frac{2OO'}{\lambda_L^f} 2\pi = \Phi_f - \frac{z}{\lambda_L^f} 4\pi \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{(II)}} &= \Phi_f - \frac{2BO}{\lambda_L^f} 2\pi + \frac{BC}{\lambda_{\text{LSAW}}^s} 2\pi \\ &= \Phi_f - \frac{z}{\lambda_L^f \cos \theta_{\text{LSAW}}} 4\pi + \frac{z \tan \theta_{\text{LSAW}}}{\lambda_{\text{LSAW}}^s} 4\pi + \pi \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

ここで λ_L^f はカップラの縦波の波長である。したがって位相差 $\Delta\Phi$ は、

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \Phi_{\text{(II)}} - \Phi_{\text{(I)}} \\ &= 4\pi z \left[\frac{1}{\lambda_L^f} \left(1 - \frac{1}{\cos \theta_{\text{LSAW}}} \right) + \frac{z \tan \theta_{\text{LSAW}}}{\lambda_{\text{LSAW}}^s} \right] + \pi \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

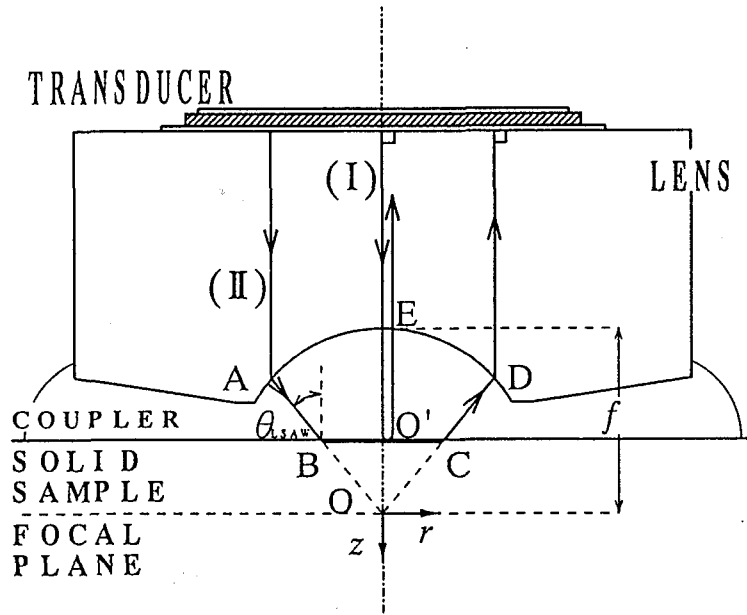


Fig. B.1 Principle of measurement for $V(z)$ curve

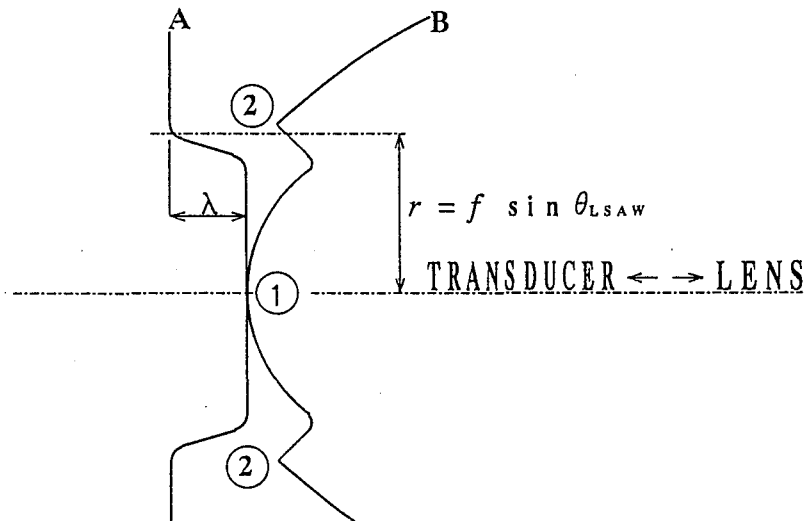


Fig. B.2 Shape of the reflected wave fronts at the back focal plane of the lens; A: $z = 0$, B: $z < 0$

Snellの法則より

$$\lambda_{\text{LSAW}}^s = \frac{\lambda_L^f}{\sin \theta_{\text{LSAW}}} \quad (\text{B.4})$$

であるから、式(B.4)を式(B.3)に代入して整理すると、

$$\Delta\Phi = 4\pi z(1 - \cos \theta_{\text{LSAW}})/\lambda_L^f + \pi \quad (\text{B.5})$$

この位相が π の奇数倍のとき $V(z)$ 曲線は極小をとるので、 Δz は、

$$\Delta z = \lambda_L^f / [2(1 - \cos \theta_{\text{LSAW}})] \quad (\text{B.6})$$

となる。入射波の周波数を F とすると、

$$\lambda_L^f = C_{\text{LSAW}}^s / F \quad (\text{B.7})$$

であるから、式(B.4)(B.6)(B.7)より、

$$C_{\text{LSAW}}^s = \frac{C_L^f}{[1 - (1 - C_L^f / 2F\Delta z)^2]^{1/2}} \quad (\text{B.8})$$

が得られ、漏洩弾性表面波の伝ば速度 C_{LSAW}^s は、 $V(z)$ 曲線の周期 Δz 、周波数 F およびカップラの縦波の伝ば速度 C_L^f により表される。

B.3 波動光学的方法

式(B.8)の関係は、波動光学的に導出された式(2.1)から導くことができる^[B-4, 4]。第2章の式(2.1)に第3章の式(3.1)を代入すると、

$$V(z) = a_0 \int_0^\infty r U^2(r) T_1(r) T_2(r) P(r)^2 R(r/f) \exp[i2k_L^f \cdot z\{1 - (r/f)^2\}]^{1/2} dr \quad (\text{B.9})$$

のようになる。

式(B.9)中のうち試料からの反射の成分は、後焦点面の音場特性 U を、試料への入射の成分 U^+ および試料から反射の成分 U^- とおくと、

$$U^-(r) = U^+(r) T_1(r) T_2(r) P(r)^2 R(r/f) \exp[i2k_L^f \cdot z\{1 - (r/f)^2\}]^{1/2} \quad (\text{B.10})$$

で表される。 $z=0$ の場合には \exp の中が0となるので、試料からの反射の波面は反射関数の位相変化と同じ形状をもち、図B.2中のAのようになる。このときの波面はトランスデューサと平行なので出力は大きくなる。

次に $z < 0$ の場合は \exp の中も値をもつので波面はBのような曲線となる。このときトランスデューサの出力に影響を及ぼすのはトランスデューサと平行な波面を有する部分①と②の部分である。すなわち

$$\text{①: } r \doteq 0$$

$$\text{②: } r \doteq f \sin \theta_{\text{LSAW}}$$

である。この2つの部分が同位相であったときトランスデューサの出力は極大値をと

る。したがって

$$2k_L^f z [1 - (r/f)^2]^{1/2} \Big|_{r=f \sin \theta_{\text{LSAW}}} - 2k_L^f z [1 - (r/f)^2]^{1/2} \Big|_{r=0} = 2n\pi \quad (\text{B.11})$$

よって

$$\Delta z = \lambda_L^f / [2(1 - \cos \theta_{\text{LSAW}})] \quad (\text{B.12})$$

これは式 (B.6) の結果と同じであり, C_{LSAW}^s も同様に,

$$C_{\text{LSAW}}^s = \frac{C_L^f}{[1 - (1 - C_L^f / 2F \Delta z)^2]^{1/2}} \quad (\text{B.8})$$

で求められる。

<参考文献：付録B>

- [B-1] Weglein,R.D. and Wilson, R.D., Charactic Material Signatures by Acoustic Microscopy, Electron Lett., 14-12, (1978), 352.
- [B-2] Weglein, R. D., A Model for Predicting Acoustic Material Signatures, Appl.Phys.Lett., 34-3, (1979), 179.
- [B-3] Parmon, W. and Bertoni, N., Ray Interpretation of the Material Signature in the Acoustic Microscope, Electron. Lett., 15-21, (1979), 684-686.
- [B-4] 坂田編, 超音波と材料, 日本材料科学会編, (1992), 裳華房.
- [B-5] Atalar,A., A Physical Model for Acoustic Signatures, J. Appl.Phys., 50, (1979), 8237-8239.

付録 C 分解能

超音波顕微鏡の分解能^[C-1]について検討する．分解能には試料表面に平行な方向の方位分解能と，試料表面に垂直な方向の深度分解能がある．このうち，深度分解能にはビームの空間的集束効果によるものと，超音波の伝ぱの時間測定の分解能によるものがある．

ビームの空間的な集束効果による分解能は，音響レンズの特性により決まるもので，光学顕微鏡の場合と同様に取り扱える．しかし音響レンズは光学顕微鏡の対物レンズと違い一枚の凹レンズである．そこでまず超音波の凹面での屈折の仕方について調べる．

超音波においても屈折に関して Snell の法則が成り立ち，音響レンズおよびカップラの縦波の伝ぱ速度をそれぞれ C_L^{AL} および C_L^f とし入射角を θ ，屈折角を θ'' とすれば，

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta''} = \frac{C_L^{AL}}{C_L^f} = n \quad (C.1)$$

が成り立つ．音響レンズがサファイア，カップラが水の場合， $C_L^{AL} \doteq 10^4$ [m/s]， $C_L^f \doteq 1.5 \times 10^3$ [m/s] であるから屈折率 n は $10/1.5 = 6.67$ となる．このように音響レンズでは境界面での相対屈折率が大きいので，光に比べて屈折が大きい．

Fig. C.1 に示すように，半径 R_L の凹面に平面波が入射した場合，球面収差 Δ は次のように表わされる^[C-2]．

$$\begin{aligned} \Delta &\equiv f(0) - f(\theta'') \\ &= \left(\frac{n}{n-1} - \frac{n}{(n^2 - 2n \cos \theta'' + 1)^{1/2}} \right) R \end{aligned} \quad (C.2)$$

$f(0)$ は焦点距離で， $f(0) = n R_L / (n - 1)$ である． n が大きければ $f(0) \rightarrow R_L$ となり焦点は凹面の幾何学的中心 O に近くなる．() 内の値は光の場合に比べ，超音波の場合は屈折率が大きいため係数が非常に小さくなっている．本研究で用いた音響レンズの R_L は $500 \mu\text{m}$ である．したがって収差はほとんど無視でき，超音波の分解能は理論分解能に近い値が得られる．

次に分解能について述べる．超音波レンズは開口角が大きいので，厳密には近軸近似が成り立たないが，ここでは簡単のために近軸近似を用いて議論する．超音波の集束ビームの焦点における幅 Δd_c と焦点深度 $\Delta \rho_c$ は，

$$\Delta d_c = 1.22 \lambda_L^f F_N \quad (C.3)$$

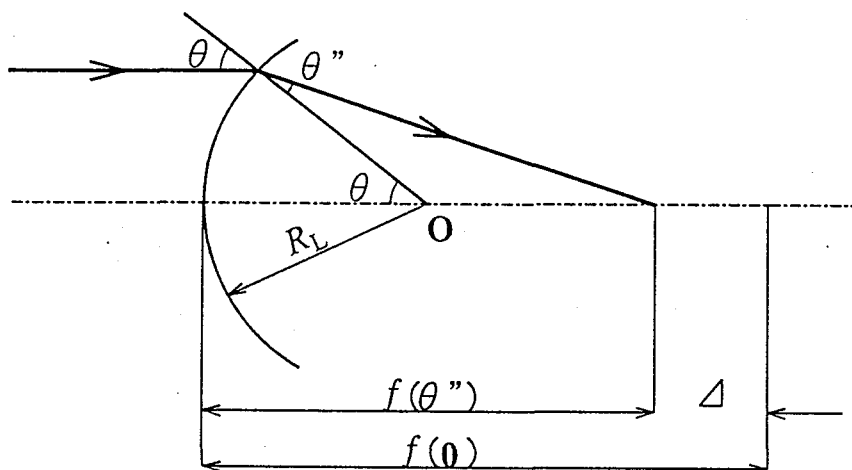


Fig. C.1 Aberration of acoustic lens

Table C.1 Resolving power

Frequency F [MHz]	Resolving power	
	Δd_c [μm]	$\Delta \rho_c$ [μm]
200	6.0	14.7
400	3.0	7.4
600	2.0	4.9
800	1.5	3.7
1000	1.2	2.9

$$\Delta\rho_c = 4 \lambda_L^f F_N^2 \quad (\text{C.4})$$

で与えられる^[C-3]. ここで, λ_L^f は超音波の波長, F_N はレンズの明るさを表わす F ナンバである. これらは,

$$\lambda_L^f = C_L^f / F \quad (\text{C.5})$$

$$F_N = 2f / R_L \sin \theta_m \quad (\text{C.6})$$

であたえられる^[C-4]. ただし C_L^f はカップラの縦波の伝ば速度, F は超音波の周波数, f はレンズの焦点距離および θ_m はレンズの開口半角である.

式(C.3)および式(C.4)から, 分解能を向上させるためには, 周波数を高くして波長 λ_L^f を小さくすると同時に, 開口角を大きくして F ナンバを小さくするとよいことがわかる.

低周波数を用いる超音波探傷法などで試料の内部を観察する場合, カップラの音速より伝ば速度の大きい固体試料では, 波長がカップラ中より大きいので, 波長がカップラと等しい固体材料の場合と比べて, 分解能が低下する. たとえばセラミックスでは, 波動伝ば速度が 10000 m/s を越える場合があり, 分解能はカップラと同じ波長の固体材料と比べて 5~6 倍低下する. 高周波数を用いる超音波顕微鏡では, 表面から一波長 (アルミナセラミックスの縦波では 23 μm (400MHz)) 以内の深さにおいては, 分解能は水中と試料内部での値の中間の値になり, 必ずしも試料の内部の波動伝ば速度のみによって決定されるものではない. ただし, 波動伝ば速度の大きい試料では, 表面での屈折によって幾何光学的収差も増大するため, 無収差の場合の分解能を与える式(C.3)および式(C.4)の値より実際の分解能は低下する.

具体的な例としてカップラに水を用いたときのそれぞれの周波数での方位および深度分解能を Table C.1に示す. 実際の音響レンズは F ナンバ F_N を通常 0.7 程度として設計されているので, 方位および深度分解能の理論値は約 0.8 λ_L^f および 2.0 λ_L^f である^[C-5]. 表に示す通り, 周波数を高くすることで分解能は向上するが, 実際には吸収および散乱の影響を受けやすくなる. なお, 波長の短い液体ヘリウムを用いることにより 0.1~0.2 μm の分解能を得た報告例もある^[C-6].

次に超音波の伝ばの時間測定の分解能であるが, これは時間測定の精度で決まる. 100MHz 以下の低周波領域では, パルス波を用いることにより 1ns 程度の時間分解能は達成されているが, しかしこれは波動伝ば速度 10000 m/s 程度の物質中で 10 μm の深度分解能に相当し, 高周波領域では現段階ではかなり困難である.

<参考文献：付録 C >

- [C-1] 山中, 超音波顕微鏡による材料の機械的性質の研究, 機械技術研究所 報告 第 141 号, (1987).
- [C-2] 諸隈, 超音波顕微鏡, 光学技術コンタクト, vol.19 No.9.
- [C-3] 久保田, 応用光学, (1959), 141-143, 岩波全書.
- [C-4] 高橋, レンズ設計, (1994), 17, 東海大学出版会.
- [C-5] Kino, G.S., Acoustic Waves, (1987), 182-197, Prentice-Hall.
- [C-6] Foster, J.S. and Ruger, D., High Resolution Acoustic Microscopy in Superfluid Helium, Appl. Phys. Lett., 42(10), (1983), 869-871.

付録 D 誤差の評価

D.1 誤差の波及

互いに独立した直接観測量 X, Y, Z, \dots から、目的の未知量 $G = g(X, Y, Z, \dots)$ を求める際に、各直接観測量の誤差 $\delta X, \delta Y, \delta Z, \dots$ は、目的の未知量の誤差 δG に波及する。

$$G = g(X, Y, Z, \dots) \quad (\text{D.1})$$

に基づいて、

$$G + \delta G = g(X + \delta X, Y + \delta Y, Z + \delta Z, \dots) \quad (\text{D.2})$$

の関係が成り立つ。この式の右辺を多変数のテーラーの定理によって展開する。第2次以上の項は微小量なので省略し、第1次の項のみで展開すると、展開式は、

$$G + \delta G \doteq g(X, Y, Z, \dots) + \frac{\partial g}{\partial X} \delta X + \frac{\partial g}{\partial Y} \delta Y + \frac{\partial g}{\partial Z} \delta Z + \dots \quad (\text{D.3})$$

のようになる。よって

$$\delta G \doteq \frac{\partial g}{\partial X} \delta X + \frac{\partial g}{\partial Y} \delta Y + \frac{\partial g}{\partial Z} \delta Z + \dots \quad (\text{D.4})$$

となる。 g の関数形に応じ、上式または $\delta G/G$ により誤差は考察される [D-1, 2]。

D.2 $V(z)$ 曲線解析法の場合

波動伝ば速度 C_i^s ($i = \text{LSAW}$: 漏洩弾性表面波, LSSCW : 漏洩擬似縦波) は、第2章の式 (2.3) より、

$$C_i^s = \frac{C_L^f}{[1 - (1 - C_L^f/2F\Delta z)^2]^{1/2}} \quad (\text{2.3})$$

である。式 (2.3) および式 (D.4) より、

$$\delta C_i^s = \frac{\partial C_i^s}{\partial C_L^f} \delta C_L^f + \frac{\partial C_i^s}{\partial F} \delta F + \frac{\partial C_i^s}{\partial \Delta z} \delta \Delta z \quad (\text{D.5})$$

のように表される。ここで、それぞれの偏導関数は、

$$\frac{\partial C_i^s}{\partial C_L^f} = \frac{C_L^f}{2F\Delta z \{1 - (C_L^f/2F\Delta z)^2\}^{3/2}} \quad (D.6)$$

$$\frac{\partial C_i^s}{\partial F} = \frac{C_L^{f2}(1 - C_L^f/2F\Delta z)}{2F^2\Delta z \{1 - (C_L^f/2F\Delta z)^2\}^{3/2}} \quad (D.7)$$

$$\frac{\partial C_i^s}{\partial \Delta z} = \frac{C_L^{f2}(1 - C_L^f/2F\Delta z)}{2F(\Delta z)^2 \{1 - (C_L^f/2F\Delta z)^2\}^{3/2}} \quad (D.8)$$

である。また $\zeta \equiv C_L^f/2F\Delta z \{1 - (C_L^f/2F\Delta z)^2\}$, $\eta \equiv (1 - C_L^f/2F\Delta z)$ とおくと、式 (D.5)~(D.8) より

$$\frac{\delta C_i^s}{C_i^s} = \zeta \frac{\delta C_L^f}{C_L^f} + \zeta \eta \frac{\delta F}{F} + \zeta \eta \frac{\delta \Delta z}{\Delta z} \quad (D.9)$$

となる^[D-3]。ところで、波動の臨界角 θ_i^s には、

$$C_L^f/2F\Delta z = 1 - \cos \theta_i^s \quad (D.10)$$

の関係が成り立つ。よって $\zeta = (1 - \cos \theta_i^s) / \sin^2 \theta_i^s$, $\eta = \cos \theta_i^s$ となる。

カップラを水、試料を熔融石英と考え、それぞれの波動伝ば速度を $C_L^f = 1500$ m/s, $C_{LSAW}^s = 3400$ m/s とおくと、 $\theta_{LSAW}^s = 26.179$ で、 $\zeta = 0.5270$, $\eta = 0.8974$ となり、式 (D.9) より

$$\frac{\delta C_{LSAW}^s}{C_{LSAW}^s} = 0.5270 \frac{\delta C_L^f}{C_L^f} + 0.4729 \frac{\delta F}{F} + 0.4729 \frac{\delta \Delta z}{\Delta z} \quad (D.11)$$

となる。また比率誤差は、

$$\frac{\delta C_{LSAW}^s}{C_{LSAW}^s} = \pm \sqrt{\left(0.5270 \frac{\delta C_L^f}{C_L^f}\right)^2 + \left(0.4729 \frac{\delta F}{F}\right)^2 + \left(0.4729 \frac{\delta \Delta z}{\Delta z}\right)^2} \quad (D.12)$$

である。このようにカップラの波動伝ば速度、周波数および $V(z)$ 曲線の振幅の周期の誤差によって波及する試料の表面波速度の誤差への影響は、それぞれの比率誤差の約半分である。

実際の測定では周波数および z 方向変位の誤差は少ないと考えられる。カップラの波動伝ば速度は温度に依存するため、最も誤差が大きくなると考えられる。したがって式 (D.12) において、 $\frac{\delta F}{F} = 0$ および $\frac{\delta \Delta z}{\Delta z} = 0$ とすると

$$\frac{\delta C_{LSAW}^s}{C_{LSAW}^s} = 0.5388 \frac{\delta C_L^f}{C_L^f} \quad (D.13)$$

になり、 $\delta C_L^f = 1.0$ m/s に対し、 $\delta C_{LSAW}^s = 1.19$ m/s となる。また式 (D.13) の計算結果を Fig. D.1 の点線に示す。

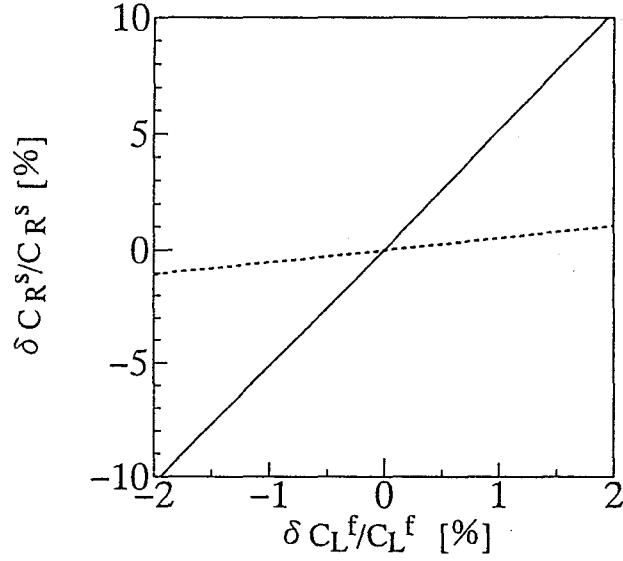


Fig. D.1 Results of accuracy in calculation, solid line: complex $V(z)$ curve analysis, dotted line: $V(z)$ curve analysis

D.3 複素 $V(z)$ 曲線解析法の場合

$V(z)$ 曲線は、レンズの伝達関数 I^2 および反射関数 R により次のように表わされる [D-4, 5].

$$V(z) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I^2(k_{Lz}^f/\pi) R(k_{Lz}^f/\pi) \exp\{-i2\pi(k_{Lz}^f/\pi) z\} dk_{Lz}^f \quad (2.4)'$$

$$I^2(k_{Lz}^f/\pi) R(k_{Lz}^f/\pi) \propto \int_{-\infty}^{\infty} V(z) \exp\{i2\pi(k_{Lz}^f/\pi) z\} dz \quad (2.5)'$$

実際には、電圧 $V(z)$ は距離 z に対して、 Δz_d 間隔で離散的に測定される。したがって、式 (2.4)' および式 (2.5)' は、

$$V\left(\frac{n\pi}{N\Delta k_{Lz}^f}\right) \propto \sum_{\ell=0}^{n-1} I^2\left(\ell \frac{\Delta k_{Lz}^f}{\pi}\right) R\left(\ell \frac{\Delta k_{Lz}^f}{\pi}\right) \exp\left\{-i2\pi n \frac{\ell}{N}\right\} \quad (D.14)$$

$$I^2\left(\ell \frac{\Delta k_{Lz}^f}{\pi}\right) R\left(\ell \frac{\Delta k_{Lz}^f}{\pi}\right) \propto \frac{1}{N} \sum_{\ell=0}^{n-1} V\left(\frac{n\pi}{N\Delta k_{Lz}^f}\right) \exp\left\{i2\pi n \frac{\ell}{N}\right\} \quad (D.15)$$

$$\Delta k_{Lz}^f = \frac{\pi}{N\Delta z_d}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

となる [D-6]–[D-8]. Fourier 変換結果の横軸の離散化間隔

$$\Delta \frac{k_{Lz}^f}{k_L^f} = \frac{\pi}{N \Delta z_d k_L^f} \quad (D.16)$$

に対し、 m 番目に波動の臨界角 θ_i^s が存在すると仮定すると、臨界角の余弦は規格化波数に等しいから、

$$\cos \theta_i^s = m \Delta \frac{k_{Lz}^f}{k_L^f} = \frac{m C_L^f}{N \Delta z_d 2F} \quad (\text{D.17})$$

である。したがって $I^2\left(\ell \frac{\Delta k_{Lz}^f}{\pi}\right) R\left(\ell \frac{\Delta k_{Lz}^f}{\pi}\right)$ を求める際の誤差は、式 (D.4) より

$$\delta \cos \theta_i^s = \frac{\partial \cos \theta_i^s}{\partial C_L^f} \delta C_L^f + \frac{\partial \cos \theta_i^s}{\partial F} \delta F + \frac{\partial \cos \theta_i^s}{\partial \Delta z_d} \delta \Delta z_d \quad (\text{D.18})$$

となる。したがって上式と式 (D.17) から

$$\frac{\delta \cos \theta_i^s}{\cos \theta_i^s} = \frac{\delta C_L^f}{C_L^f} - \frac{\delta F}{F} - \frac{\delta \Delta z_d}{\Delta z_d} \quad (\text{D.19})$$

となる。 C_i^s は、水の波動伝ば速度 C_L^f および測定された波動の臨界角 θ_i^s より求められる。

$$C_i^s = \frac{C_L^f}{(1 - \cos^2 \theta_i^s)^{1/2}} \quad (\text{D.20})$$

式 (D.4) より、

$$\delta C_i^s = \frac{\partial C_i^s}{\partial C_L^f} \delta C_L^f + \frac{\partial C_i^s}{\partial \cos \theta_i^s} \delta \cos \theta_i^s \quad (\text{D.21})$$

であるから、式 (D.19) に代入すると、

$$\frac{\delta C_i^s}{C_i^s} = \frac{1}{\sin^2 \theta_i^s} \frac{\delta C_L^f}{C_L^f} - \frac{1}{\tan^2 \theta_i^s} \frac{\delta F}{F} - \frac{1}{\tan^2 \theta_i^s} \frac{\delta \Delta z_d}{\Delta z_d} \quad (\text{D.22})$$

となる。

ここで再びカップラを水、試料を熔融石英と考え、それぞれの波動伝ば速度を $C_L^f = 1500$ m/s, $C_R^s = 3400$ m/s とおくと、 $\theta_R^s = 26.179$ となり、式 (D.22) は、

$$\frac{\delta C_R^s}{C_R^s} = 5.138 \frac{\delta C_L^f}{C_L^f} + 4.138 \frac{\delta F}{F} + 4.138 \frac{\delta \Delta z_d}{\Delta z_d} \quad (\text{D.23})$$

となる。それぞれの係数は $V(z)$ 曲線解析法の約 10 倍となっている。

実際の測定では周波数および z 方向変位の誤差は少ない。カップラの波動伝ば速度は温度に依存するため、最も誤差が大きくなると考えられる。したがって式 (D.23) において、 $\frac{\delta F}{F} = 0$ および $\frac{\delta \Delta z_d}{\Delta z_d} = 0$ とすると

$$\frac{\delta C_R^s}{C_R^s} = 5.138 \frac{\delta C_L^f}{C_L^f} \quad (\text{D.24})$$

になり、 $\delta C_L^f = 1.0$ m/s に対し、 $\delta C_R^s = 11.64$ m/s となる。また式 (D.24) の計算結果を Fig. D.1 の実線に示す。波動伝ば速度の測定誤差に対し、複素 $V(z)$ 曲線解析法 (実線) は $V(z)$ 曲線解析法 (点線) の約 10 倍敏感であることがわかる。

<参考文献：付録D>

- [D-1] 一瀬, 誤差論, (1953), 1-4, 培風館.
- [D-2] 千葉, 測量的ための最小2乗法, (1965), 27-31, 山海堂.
- [D-3] A. Briggs, Acoustic Microscopy, (1992), 148-150, Oxford Science Publications.
- [D-4] Atalar, A., An Angular-spectrum Approach to Contrast in Reflection Acoustic Microscopy, J. Appl. Phys., 49-10, (1978), 5130-5139.
- [D-5] Liang, K.K., Kino, G.S. and Khuri-Yakub, T., Material Characterization by the Inversion of $V(z)$, IEEE Trans. Sonics Ultrason., SU-32(2), (1985), 213-224.
- [D-6] 宮川・今井訳 / Bringham, E.O. 著, 高速フーリエ変換, (1982), 102-122, 科学技術出版社.
- [D-7] 安居院・中嶋, FFTの使い方, (1986), 41-64, 秋葉出版.
- [D-8] 南, 科学計測のための波形データ処理, (1986), 140-165, CQ出版社.

付録 E 最適化問題

最適化問題とは、ある制約条件のもとで、目的関数 $h(X)$ を最小もしくは最大にする変数 $X(x_1, \dots, x_n)$ を求めることである。その具体的な方法としては、最小 2 乗法、最大勾配法、共役勾配法、座標方向逐次探索法、シンプレックス法、コンプレックス法など目的関数の形や収束効率により色々な方法が提案されている^{[E-1]–[E-4]}。なかでも、座標方向逐次探索法^{[E-1]–[E-4]}は目的関数 h の値のみ用い、簡単である。そこで、本研究では座標方向逐次探索法の考えを、本研究の弾性係数の同定に用いた。この方法は、探索の方向を順次座標軸と平行にしていく方法である。そのアルゴリズムは、

(1) 初期値 $X^{(0)}$ を任意に与える。またその目的関数の値 h_0 を求める。

(2) $\epsilon_j^{(0)}$ を適当に決める。

(3) $X(x_1, x_2, \dots, x_j, \dots, x_n)$ におけるパラメータ x_j を $x_j + \epsilon_j^{(0)}, x_j - \epsilon_j^{(0)}$ と変化させたときの目的関数 $h(X)$ の値をそれぞれ h_+, h_- とするとき、

$$\begin{aligned} h_+ < h_0 < h_- &\rightarrow x_j = x_j + \epsilon_j^{(0)} \\ h_+ > h_0 > h_- &\rightarrow x_j = x_j - \epsilon_j^{(0)} \\ h_+ \geq h_0 \leq h_- &\rightarrow x_j = x_j \end{aligned} \tag{E.1}$$

とおく。

(4) 上記操作を $j = 1, \dots, n$ まで繰り返し、すべての x_j が式 (E.1) の第 3 式の状態になるまで計算を行えば解が求められる。そして ϵ の値をさらに小さくすれば、その解の精度が向上する。

この方法は、簡便であるが、効率の面では悪くなる場合があることが知られている。実際に、プログラムを作成した後、最適化の手法のテストを行うために用いられる問題の 1 つである Rosenbrock の関数:

$$h(x_1, x_2) = 100(x_2 - x_1^2)^2 + (1 - x_1)^2 \tag{E.2}$$

を用いて、プログラムの妥当性を調べるとともに、座標方向逐次探索法の性質について調べた。なお、この Rosenbrock の関数 h は $x = (1, 1)$ に最小値 0 をもち、 $x_2 = x_1^2$

にそって、険しい谷がある。その結果、初期値の与え方により、収束までの計算回数に大きな差がみられ初期値の与え方に注意が必要であることがわかった。

第 6 章の Table 6.10 に示した表面波による曲線適合法を用いた GaAs の弾性係数の同定結果における初期値および収束までの計算回数の関係の 1 例を Table E.1 に示す。初期値を GaAs の文献値^[E-5]にした場合には、505 回で収束した (Case 1)。弾性係数 c_{11} の初期値を、Case 1 における弾性係数 c_{11} の同定結果と一致させた Case 2 では、収束までの計算回数が減少することを期待したが、逆に増大する結果となった。弾性係数 c_{11} の初期値を、Case 1 における弾性係数 c_{11} の同定結果および GaAs の文献値^[E-5]よりかなり小さくした Case 3 では、収束までの計算回数が減少した。

座標方向逐次探索法は、座標軸方向に値を順次変化させていくので、初期値が収束解に近いほど収束までの計算回数は減少すると予想されるが、本研究のように収束解に近い初期値を与えても収束までの計算回数が増大する現象がみられ、目的関数の形により初期値の与え方に注意が必要であることがわかった。

Table E.1 Results of elastic constants and initial value for GaAs

$\epsilon_j^{(0)} = 0.01$ [GPa]

Step	Case 1 [GPa]			Case 2 [GPa]			Case 3 [GPa]		
	c_{11}	c_{12}	c_{44}	c_{11}	c_{12}	c_{44}	c_{11}	c_{12}	c_{44}
Initial value	118.8	53.8	59.4	118.1	53.8	58.4	117.4	53.8	59.4
100 times	118.6	54.1	59.7	118.4	54.1	58.7	117.7	54.1	59.7
200 times	118.4	54.4	60.0	118.8	54.5	59.1	118.1	54.5	60.1
400 times	118.2	54.7	60.5	118.8	54.9	59.6	118.1	54.7	60.6
422 times							118.1	54.6	60.6
505 times	118.1	54.6	60.6						
822 times				118.1	54.6	60.6			

<参考文献：付録E>

- [E-1] 尾田・佐藤・車古・鶴崎, 工学のためのコンピュータプログラミング, (1980), 173, 実教出版.
- [E-2] L.C.W. デイクソン/松原訳, 非線形最適化計算法, (1972), 72, 倍風館.
- [E-3] J. コワリック・M.R. オスボーン/山本・小山共訳, 非線形最適化問題, (1968), 11, 倍風館.
- [E-4] 南, 科学計測のための波形データ処理, (1986), 181, CQ 出版社.
- [E-5] Bateman, T.B., Mcskimin, H.J. and Wilelan, J.M., Elastic Moduli of Single-crystal Gallium Arsenide, J. Appl. Phys, 30-4, (1959), 544-555.

謝 辞

本研究を進めるにあたって、終始御指導、御鞭撻を賜りました東京工業大学工学部機械科学科 松本浩之教授、山路昭彦教授、足立忠晴助教授に感謝の意を表します。そして数々の有益な御教示を賜りました東京工業大学大学院情報理工学研究科情報環境学専攻 宇治橋貞幸教授ならびに東京工業大学工学部制御システム工学科 戸倉和助教授に心より感謝致します。また、研究活動を行う上で、御助力頂いた荒井政大助手、神崎正美助手に感謝の意を表します。さらに、高い技術水準をもって本研究の推進にご協力いただいた東京工業大学工学部機械科学科 山本英夫技官、渡辺純一前技官に心から御礼申し上げます。

位相検出型超音波顕微鏡の測定にあたり、忙しい中、夜遅くまで度重なる貴重な御助言、ご指導下さったオリンパス光学工業(株)の内野文雄氏、大野正弘博士、酒井貢氏、遠藤富男氏、阿部千幹氏、宮坂千晶氏に深く御礼申し上げます。試験片を提供していただきましたHOYA(株)の相楽弘治氏、戸田精一氏ならびに東芝セラミックス(株)の坂下伊佐男氏に心より御礼申し上げます。

1995年夏、米国ペンシルバニア州立大学での1ヶ月の滞在中、本研究について貴重な御助言を賜ったTittmann教授をはじめ、小生を暖かく迎えてくださったUltrasonic Lab.の皆様に厚く感謝の意を表します。

諸先生方は、常に大局的見地にたって多くのアイデアと貴重な研究時間を小生のために惜しげもなく注がれ、まるで子に惜しみなく分け与える慈父のように、またときには試験官のように厳しくもあられましたが、ご指摘のすべては非常に適切でかつ有益でありました。本論文に優れたところがあれば、そのほとんどが御示唆によるものと言っても過言ではありません。

最後に、研究をはじめるとあたりいろいろ細かなことまで教えていただき、常に暖かく迎えていただいた東京工業大学工学部機械宇宙学科宇宙構造制御学講座の皆様感謝致します。また東京工業大学工学部機械科学科構造科学講座で小生が過ごした6年間に、研究室で一緒に研究生活を過ごし、さまざまなことを教えていただいたり、研究を手伝っていただいた構造科学講座、計測情報学講座の諸先輩、同輩、後輩の皆様感謝致します。

1995年12月