

KAUNO TECHNOLOGIJOS UNIVERSITETAS

ALMANTAS VILPIŠAUSKAS

LEMBO BANGŲ LAKŠTINĖSE  
STRUKTŪROSE SUŽADINIMO PER ORĄ  
ULTRAGARSINE GARDELE METODO  
SUKŪRIMAS IR TYRIMAS

Daktaro disertacija  
Technologijos mokslai, elektros ir elektronikos inžinerija (01T)

2016, Kaunas

UDK 534+620.179+681.586.773](043.3)

Disertacija rengta 2010–2016 metais Kauno technologijos universiteto Prof. K. Baršausko ultragarso mokslo institute.

**Mokslinis vadovas:**

Prof. habil. dr. Rymantas Jonas Kažys (Kauno technologijos universitetas, technologijos mokslai, elektros ir elektronikos inžinerija, 01T)

**Lietuvių kalbos redaktorė:**

Inga Nanartonytė

Leidykla „Technologija“

© A. Vilpišauskas, 2016

ISBN 978-609-02-1207-3

## TURINYS

ĮVADAS .....	4
1. LEMBO BANGŲ SAVYBĖS IR SUŽADINIMO METODAI.....	9
1.1. Lembo bangos ir jų savybės .....	9
1.2. Kontaktiniai metodai Lembo bangoms sužadinti .....	10
1.3. Bekontakčiai metodai Lembo bangoms sužadinti .....	13
1.4. Lembo bangų taikymas neardomiesiems bandymams.....	19
1.5. Skyriaus išvados .....	21
2. LEMBO BANGŲ SUŽADINIMO PER ORĄ MATEMATINIS MODELIS ...	22
2.1. Impulsinės reakcijos metodas .....	23
2.2. Harmoninių sprendinių metodas.....	26
2.3. Skyriaus išvados .....	29
3. IŠTEKANČIŲJŲ LEMBO BANGŲ SUŽADINIMO TYRIMAS.....	31
3.1. Spindulio padėties įtakos sužadinimo procesui tyrimas .....	31
3.2. Plokštelės storio įtakos sužadinimo procesui tyrimas .....	37
3.3. Skyriaus išvados .....	42
4. LĒTŲJŲ LEMBO BANGŲ SUŽADINIMO TYRIMAS.....	43
4.1. Lembo bangų sužadinimo suderintųjų matmenų gardele metodo prielaidos ir pagrindimas .....	43
4.2. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimo per orą galimumo tyrimas .....	45
4.3. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimo per orą detalusis tyrimas .....	48
4.4. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimo artimajame lauke tyrimas .....	51
4.5. Slėgių ir poslinkių signalų pasiskirstymų tyrimas .....	53
4.6. Slėgio laikinio signalo formavimosi tyrimas .....	56
4.7. Normalinių poslinkių laikinio signalo formavimosi tyrimas .....	59
4.8. Sužadinimo proceso optimizavimas .....	63
4.9. Optimaliojo sužadinimo varianto modeliavimas .....	68
4.10. Kontaktinio metodo gardelės gamyba ir tyrimas.....	69
4.11. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimas kontaktiniu metodu.....	73
4.12. Bekontakčio metodo gardelės gamyba ir tyrimas.....	77
4.13. Lembo bangų sužadinimo per orą eksperimentinis tyrimas .....	83
4.14. Skyriaus išvados .....	86
IŠVADOS.....	88
TOLESNIŲ TYRIMŲ KRYPTYS.....	89
LITERATŪRA .....	90
MOKSLINIŲ PUBLIKACIJŲ DISERTACIJOS TEMA SĄRAŠAS .....	98

## IVADAS

### Problemos aktualumas

Šiuolaikinė pramonė sukuria daugybę gaminių, kurių pagrindas yra skirtingai suformuotos lakštinės struktūros, pagamintos iš skardos, folijos arba plėvelės tipo pradinių ruošinių. Tokių struktūrų galima rasti automobiliuose, laivuose, lėktuvuose, vėjo elektrinėse, vamzdynuose, cistnose, rezervuaruose ir įvairiausių technologiniuose induose. Minėtųjų pradinių ruošinių gamybai naudojamos įvairios medžiagos, pavyzdžiui, metalai, plastikai, popierius, kartonas, fanera, stiklo pluoštu armuoti aliuminio kompozitai (angl. GLARE, *Glass Laminate Aluminium Reinforced Epoxy*), stiklo pluoštu armuoti kompozitai (angl. GFRP, *Glass Fiber Reinforced Plastic*), anglies pluoštu armuoti kompozitai (angl. CFRP, *Carbon Fiber Reinforced Polymer*). Reikiamai gaminių kokybei užtikrinti kuriami ir taikomi skirtingi tyrimo metodai.

Lembo (arba nukreiptosios) bangos plačiai naudojamos atliekant neardomuosius bandymus ir kontrolę (angl. NDT&E, *Non Destructive Testing and Evaluation*) lakštinėse struktūrose. Dažniausiai jos sužadamos akustinio keitiklio virpesius tiriamam gaminiui perduodant kontaktiniu būdu per ploną skysčio tarpą. Tačiau daugybe atvejų skysčių panaudoti negalima, nes bus užterštas, sugadintas arba kitaip neigiamai paveiktas pats tyrimo objektas. Tai aktualu tiriant popierių, kartoną, medį, plastikus, kompozitus bei kosmoso ir aviacijos pramonės medžiagas. Šiuo atveju Lembo bangos sužadamos nesant tiesioginio kontakto tarp keitiklio ir tiriamojo objekto.

Bekontaktiniai metodai dažnai taikomi Lembo bangoms sužadinti atliekant įvairius tyrimus. Virpesiai gali būti sukurti naudojant lazerius [1, 2], elektromagnetinius akustinius keitiklius (angl. EMAT, *Electro-Magnetic Acoustic Transducer*) [3], taikant elektrostatinis metodus [2]. Lembo bangų sužadinimas per orą tapo labai populiariu ir šiuolaikišku metodu atliekant neardomuosius tyrimus [4–10]. Didėjant metodo taikymo poreikiui tampa aktualu pašalinti pagrindinį jo trūkumą – sumažinti sistemos nuostolius, siekiančius 120–160 dB. Vienas iš būdų tai atlikti – optimizuoti virpesių sužadinimą tiriamojoje medžiagoje.

Akustinių bangų slopinimas ore ir tiriamojoje medžiagoje didėja netiesiškai augant darbiniam sistemos dažniui, todėl jis parenkamas kiek įmanoma žemesnis ir paprastai neviršija 1 MHz. Žemojo dažnio Lembo bangų sužadinimas per orą tiriamosiose struktūrose aktualus esant dideliems testuojamųjų objektų matmenims.

Lembo bangas per orą tiriamajame objekte galima sužadinti esant dviem sklidimo režimams. Garsinis (angl. *sonic*) režimas gaunamas tada, kai akustinių virpesių greitis ore yra mažesnis už fazinį Lembo bangų greitį bandinyje. Tada egzistuoja optimalusis akustinių virpesių kritimo iš oro į plokštelę kampas, kuriam esant plokštelėje sužadinami didžiausios amplitudės virpesiai. Šis kampas apskaičiuojamas pagal Snelio dėsnį. Plokštelėje sklindantys Lembo bangų poslinkiai aplinkos ore sukuria toli sklindantį virpamąjį akustinį slėgį. Dėl tokios savybės šios Lembo bangos dar vadinamos ištekančiosiomis (angl. *leaky Lamb waves*). Toks

režimas paprastai taikomas kompozicinių medžiagų defektams aptikti, nes nuotėkis labai išauga defekto vietoje. Mažinant sistemos dažnį galima pasiekti ikigarsinį (angl. *subsonic*) režimą, kai Lembo bangų fazinis greitis tampa mažesnis už garso greitį ore, o optimaliojo akustinių virpesių kritimo iš oro į plokštelę kampo neįmanoma apskaičiuoti pagal Snelio dėsnį. Tada sklindančios lėtosios Lembo bangos uždaromos testuojamojoje struktūroje ir gali nukeliauti didelius atstumus, nes ištekėjimas į orą yra silpnas ir egzistuoja tik artimajame lauke. Tokio tipo Lembo bangos dar vadinamos silpstančiosiomis (angl. *evanescent Lamb waves*) [11, 12].

Lėtosios Lembo bangos naudojamos atliekant įvairius matavimus. Aukštųjų dažnių bangos taikomos skysčių biologiniuose jutikliuose [2, 13, 14, 15]. Žemųjų dažnių bangos pasitelkiamos dirvožemio paviršiaus parametrams matuoti [16].

Siekiant praplėsti neardomųjų bandymų galimybes tampa aktualu sužadinti lėtasias Lembo bangas ir panaudoti jas tyrimams.

### **Darbo tikslas ir uždaviniai**

Darbo tikslas – sukurti ir ištirti naują ultragarsinį metodą, kurį taikant būtų galima gardele per orą sužadinti lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modą izotropinėse plastikinėse plėvelėse. Tikslui pasiekti buvo suformuluoti šie uždaviniai:

1. Lembo bangų savybių ir joms sužadinti taikomų metodų analizė.
2. Lembo bangų sužadinimo per orą matematinio modelio pasirinkimas.
3. Ištekančiųjų Lembo bangų sužadinimo per orą teorinis ir eksperimentinis tyrimas.
4. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimo per orą metodo sukūrimas, jo teorinis ir eksperimentinis tyrimas.

### **Mokslinis naujumas**

1. Sukurtas ir ištirtas naujas lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadinimo per orą suderintųjų matmenų ultragarsine gardele metodas, kai atstumas tarp dviejų gretimų gardelės elementų centrų lygus Lembo bangos tiriamajame bandinyje ilgiui.
2. Taikant naująjį metodą galima selektyviai sužadinti per orą lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modą izotropinėse plastikinėse plėvelėse, kai  $A_0$  modos fazinis greitis yra mažesnis už garso greitį ore.
3. Atliktas lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadinimo per orą plonoje skaidraus polivinilchlorido (PVC) plėvelėje proceso teorinis tyrimas ir nustatyti sužadinimo proceso optimizavimo dėsningumai.
4. Atlikti eksperimentiniai lėtųjų Lembo bangų sužadinimo plonoje skaidraus polivinilchlorido plėvelėje tyrimai. Juos atliekant išmatuotas sklindančios ultragarso bangos greitis. Jį palyginus su teoriškai apskaičiuota verte patvirtinta galimybė sužadinti  $A_0$  modą ikigarsiniu režimu daugiaelementėmis gardelėmis tiek kontaktiniu, tiek bekontakčiu metodu per orą.

## Darbo praktinė vertė

Disertacijoje sukurtas ikigarsinis Lembo bangų sužadavimo per orą gardele metodas gali būti pritaikytas pramonėje ir skirtas plastikinių plėvelių kokybės kontrolei. Bekontakčiu metodu plėvelėse sužadintą lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modą būtų galima panaudoti tokiems plėvelės parametrams, kaip storis, tankis, Jungo modulis, matuoti realiuoju laiku gamybos metu.

## Tyrimų metodika

Darbo tikslui pasiekti ir suformuluotiems tyrimo uždaviniams atlikti iš pradžių buvo pritaikyti analitiniai ir pusiau analitiniai skaitmeninio modeliavimo metodai, o vėliau viskas patikrinta atliekant eksperimentus. Darbe pateikiami įvairių skaičiavimų rezultatai, gauti naudojant matematinį skaičiavimo paketą „Matlab“. Virpančiųjų stačiakampių spinduolių ore sukuriama garso slėgio signalui modeliuoti ir sužadintiems normalinių poslinkių signalams tiriamos plokštelės paviršiuje gauti buvo pasitelktas patobulintas atvirojo kodo programinis paketas „The Lamb Matlab® toolbox“. Lembo bangų dispersijos kreivės apskaičiuotos Kauno technologijos universiteto Prof. K. Baršausko ultragarso mokslo institute sukurtu „Matlab“ terpėje veikiančiu programiniu paketu M\_SAFE, pagrįstu pusiau analitiniu baigtinių elementų (angl. SAFE, *Semi Analytical Finite Element*) metodu.

Eksperimentiniai tyrimai atlikti Kauno technologijos universiteto Prof. K. Baršausko ultragarso mokslo institute. Elektriniams signalams registruoti, keitikliams sužadinti stačiakampės formos įtampos impulsais, išoriniam programuojamam signalų generatoriui sinchronizuoti ir erdviniam skenavimui valdyti naudota originali, institute sukurta ir pagaminta ultragarsiniams tyrimams skirta matavimo sistema „Ultralab“. Pjezokeraminių elementų ir jų gardelių elektriniam impedansui išmatuoti naudotas precizinis firmos „Wayne Kerr Electronics“ 6500B serijos matuoklis 1J65120BD2. Keitikliams ir gardelėms sužadinti buvo panaudotas vieno kanalo išorinis programuojamasis funkcinis generatorius „Hewlett Packard“ 33120A su  $50 \Omega$  išėjimo varža. Šiems impulsams stiprinti panaudotas Kauno technologijos universiteto Prof. K. Baršausko ultragarso mokslo institute sukurta ir pagaminta 10 kartų (20 dB) įtampą stiprinantis vieno kanalo stiprintuvas su maža  $1 \Omega$  išėjimo varža. Sužadinantiesiems elektrinės įtampos impulsams stebėti panaudotas firmos „Hameg Instruments“ skaitmeninis dviejų kanalų osciloskopas HMO3522. Akustinio slėgio signalams ore priimti naudotas firmos „Brüel & Kjær“ mikrofonas 4138, kurio skersmuo  $\frac{1}{8}$  colio ( $\approx 3,175$  mm), o darbinių dažnių diapazonas – 6,5 Hz–140 kHz. Mikrofono signalui stiprinti panaudotas firmos „Brüel & Kjær“ dviejų kanalų 2690-A-0S2 tipo NEXUS WH 3219 modifikacijos stiprintuvas. Bandinio paviršiaus normalinių poslinkių signalams registruoti panaudotas kompanijos „Polytec“ lazerinis interferometras, sudarytas iš lazerio ir priimančiojo elemento galvutės OFV-505, interferometro valdiklio OFV-5000 ir duomenų surinkimo kompiuterio DMS (angl. *Data Management System*). Interferometrui valdyti ir matavimams registruoti naudota programa „Polytec Vibrometer Software“, versija 5.0.3.

## Rezultatų apibavimas

Doktorantūros studijų metu mokslinių tyrimų rezultatai buvo paskelbti 3 straipsniuose: 2 straipsniai išspausdinti leidiniuose, įrašytuose į Mokslinės informacijos instituto (ISI) pagrindinį sąrašą, 1 straipsnis išspausdintas Lietuvos mokslo tarybos patvirtinto sąrašo tarptautinėse duomenų bazėse referuojamame leidinyje. Tarptautinėse mokslinėse konferencijose perskaityti 2 pranešimai.

## Ginamieji teiginiai

1. Lembo bangas žadinant per orą plonose plastikinėse plėvelėse, kuriose  $A_0$  modos fazinis greitis yra nedaug didesnis už garso greitį ore, o optimalusis kritimo kampas apskaičiuojamas pagal Snelio dėsnį, gaunamas santykinis normalinių poslinkių impulso trukmės pailgėjimas, palyginti su žadinančiuoju impulsu.
2. Lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modą galima sužadinti ultragarsine gardele per orą, kai  $A_0$  modos fazinis greitis yra mažesnis už garso greitį ore ir optimaliojo kritimo kampo neįmanoma apskaičiuoti pagal Snelio dėsnį. Taikant šį metodą santykinis normalinių poslinkių impulso trukmės pailgėjimas, palyginti su žadinančiuoju impulsu, nepasireiškia.
3. Optimalusis lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadinimo režimas gaunamas tinkamai parinkus gardelės elementų suvėlinimo laikus. Šiems laikams rasti pasiūlytas naujas sužadinimo per orą proceso optimizavimo pagal normalinių poslinkių maksimaliąją amplitudę algoritmas, kurį įvykdžius gaunama laiptuotoji suderintųjų matmenų gardelės fazavimo schema.

## Disertacijos struktūra ir apimtis

Daktaro disertaciją sudaro įvadas, 4 skyriai, išvados, tolesnių tyrimų kryptys, literatūros sąrašas ir mokslinių publikacijų disertacijos tema sąrašas. Darbo apimtis – 98 puslapiai, kuriuose pateikiami 177 paveikslai, 4 lentelės, 46 matematinės išraiškos ir 96 pavadinimų literatūros sąrašas.

Įvade trumpai supažindinama su problemos aktualumu, iškeliami mokslinių tyrimų tikslai ir uždaviniai, įvardijamas mokslinis naujumas ir gauti rezultatai.

Pirmajame skyriuje nagrinėjamos Lembo bangų savybės ir sužadinimo metodai. Apžvelgiami pagrindiniai šių metodų principai, pranašumai ir trūkumai.

Antrajame skyriuje aprašomi Lembo bangų sužadinimo per orą modeliavimo metodai. Virpančiojo stačiakampio spinduolio sukurtiems slėgio signalams skaičiuoti pasirinktas impulsinės reakcijos metodas (angl. IRM, *Impulse Response Method*). Homogeninės izotropinės plokštelės paviršiuje sukuriamiems normalinių poslinkių signalams skaičiuoti pritaikytas harmoninių sprendinių metodas (angl. THS, *Time Harmonic Solution*).

Trečiajame skyriuje atliktas ištekančiųjų Lembo bangų sužadinimo per orą proceso teorinis ir eksperimentinis tyrimas. Modeliuotas pagrindinės  $A_0$  modos sužadinimas virpančiuoju kvadratinio spinduoliu per orą izotropinėje aliuminio

plokštelėje. Teorinis tyrimas atliktas keičiant akustinio slėgio bangos kritimo kampą ir plokštei patenkant į artimąją, pereinamąją ir tolimąją spinduolio akustinio lauko zonas. Modeliavimo rezultatams patikrinti atliktas eksperimentas.

Ketvirtajame skyriuje atliktas lėtųjų Lembo bangų sužadavimo per orą teorinis ir eksperimentinis tyrimas. Modeliuojant ištirtas pagrindinės  $A_0$  modos sužadavimo suderintųjų matmenų ultragarsine gardele per orą metodas ir atliktas jo optimizavimas. Teorinio modeliavimo rezultatų adekvatumas patikrintas eksperimentais.

Kiekvieno skyriaus pabaigoje pateikiamos išvados.

Darbo pabaigoje pateikiamos atliktų teorinių ir eksperimentinių tyrimų išvados, tolesnių tyrimų kryptys, naudotos literatūros sąrašas ir mokslinių publikacijų disertacijos tema sąrašas.



# 1. LEMBO BANGŲ SAVYBĖS IR SUŽADINIMO METODAI

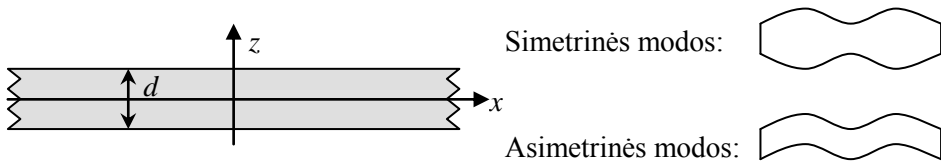
Lembo bangos – tai iš esmės dvimačiai akustiniai virpesiai, sklindantys lakštinėse struktūrose. Pagal pobūdį virpesiai skirstomi į simetrines ir asimetrines modas, turinčias savo eilės numerį. Lembo bangos pasižymi dispersija – fazinio ir grupinio greičių priklausomybe nuo dažnio, plokštelės geometrinių ir jos medžiagų elastinių parametrų bei modos tipo ir eilės numerio.

Šias bangas, kaip geofizikinį reiškinį, 1889 metais [17] teoriškai pirmasis pradėjo tyrinėti Lordas Reilėjus (John William Strutt). Vėliau, 1917 metais, Horace Lambas sukūrė virpesių plokštelėse teorinius pagrindus [18], todėl atrastą bangas imta vadinti jo vardu.

Dėl dvimačio virpesių pobūdžio Lembo bangos gali nusklisti santykinai didelį atstumą, palyginti su bangos ilgiu. Ši naudinga savybė pritaikoma atliekant neardomuosius bandymus aviacijos pramonėje, vamzdžių bei rezervuarų diagnostikos srityje. Sklindančioms Lembo bangoms sąveikaujant su gamybos arba eksploatacijos metu atsiradusiu defektu atsiranda pokytis signalo spektre, taip pat gali įvykti modų konversija arba atsirasti reikšmingas nuotėkis į skysčių ar dujų aplinką.

## 1.1. Lembo bangos ir jų savybės

Laikoma, kad turima izotropinė homogeninė begalinė plokštelė, kurios storis  $d$  (1.1.1 pav.).



1.1.1 pav. Lembo bangos dvimatėje izotropinėje plokštelėje

Plokštelėje gali sklisti dviejų tipų Lembo bangų modos. Vertinant pagal  $x$  ašį simetrinių modų normaliniai poslinkiai yra priešingų kryptių, o asimetrinių modų normaliniai poslinkiai vyksta vienodomis kryptimis. Abiejų tipų modų dispersija vakuume esančioje izotropinėje plokštelėje aprašoma Reilėjaus-Lembo lygtimis (1.1.1, 1.1.2) [19]:

$$\frac{\tan(qd/2)}{\tan(pd/2)} = -\frac{4k^2 pq}{(q^2 - k^2)^2} \quad (\text{simetrinėms modoms}); \quad (1.1.1)$$

$$\frac{\tan(qd/2)}{\tan(pd/2)} = -\frac{(q^2 - k^2)^2}{4k^2 pq} \quad (\text{asimetrinėms modoms}); \quad (1.1.2)$$

čia  $d$  – plokštelės storis;  $p$  ir  $q$  simboliais pažymėtos (1.1.3) ir (1.1.4) išraiškos:

$$p^2 = \left( \frac{\omega}{c_L} \right)^2 - k^2; \quad (1.1.3)$$

$$q^2 = \left( \frac{\omega}{c_S} \right)^2 - k^2; \quad (1.1.4)$$

čia  $c_L$  – išilginių bangų greitis plokštelės medžiagoje,  $c_S$  – skersinių bangų greitis plokštelės medžiagoje,  $k$  – Lembo bangų banginis skaičius (1.1.5):

$$k = \frac{\omega}{c_p}; \quad (1.1.5)$$

čia  $c_p$  – Lembo bangų fazinis greitis,  $\omega$  – kampinis dažnis (1.1.6):

$$\omega = 2\pi f; \quad (1.1.6)$$

čia  $f$  – dažnis.

Kiekvienai konkrečiai dažnio  $f$  reikšmei (1.1.1) ir (1.1.2) lygtys turi daugiau negu vieną sprendinį – banginį skaičių  $k$ . Žemiausiems dažniams egzistuoja tik du sprendiniai, atitinkantys mažiausios – nulinės – eilės pagrindines modas: asimetrinę  $A_0$  ir simetrinę  $S_0$ . Didinant dažnį  $f$  atsiranda ir aukštesnės eilės modos, asimetrinės žymimos  $A_1, A_2, A_3, \dots$ , simetrinės žymimos  $S_1, S_2, S_3, \dots$ . Žemutinė dažnio riba, ties kuria aukštesnės eilės moda nustoja egzistuoti, vadinama ribiniu dažniu (angl. *cut-off frequency*).

Praktikoje būna sudėtingesnių atvejų, kai lakštinė struktūra gaunama sujungus skirtingų medžiagų ir storių lakštus, taip pat patalpinama skystoje arba dujinėje aplinkoje. Tokiais atvejais dispersijos kreivėms skaičiuoti sukurtas ir naudojamas globaliosios matricos metodas (angl. GMM, *Global Matrix Method*) [20, 21] ir pusiau analitinis baigtinių elementų (angl. SAFE, *Semi Analytical Finite Element*) metodas [22]. Apskaičiuotosios dispersijos kreivės naudojamos parenkant sužadavimo režimą. Siekiant supaprastinti signalų interpretavimą, stengiamasi parinkti tokį darbinį dažnį, kuriam esant įmanoma sužadinti tik žemiausios eilės modas  $A_0$  ir  $S_0$ .

Lembo bangoms sužadinti taikomi įvairiausi metodai, sukuriantys poslinkius lakštinėse struktūrose. Pagal sąlyčio su objektu pobūdį šie metodai skirstomi į kontaktinius ir bekontaktinius.

## 1.2. Kontaktiniai metodai Lembo bangoms sužadinti

Lembo bangoms sužadinti taikant kontaktinius metodus akustinius virpesius generuojantis elementas išlaiko fizinį kontaktą su tiriamąja struktūra. Pagal akustinius virpesius generuojančio elemento veikimo principą metodai skirstomi į pjezoelektrinius kontaktinius ir elektrostatinius.

**Pjezoelektriniai kontaktiniai metodai Lembo bangoms sužadinti.** Jie yra labiausiai paplitę ir dažniausiai taikomi. Pagrįsti medžiagų, kuriose vyksta pjezoelektrinis reiškinys, panaudojimu [23].

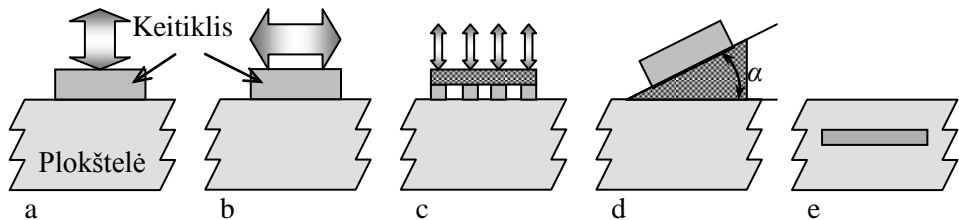
Tiesioginis pjezoelektrinis reiškinys [24] vyksta išorinių jėgų deformuojamame pjezoelektrinės medžiagos elemente. Ant pjezoelemento elektrodų atsiranda elektrinė įtampa, kuri proporcinga pjezoelemento deformacijai. Šis reiškinys panaudojamas akustiniams virpesiams priimti.

Atvirkštinis pjezoelektrinis reiškinys [24] vyksta prie pjezoelemento elektrodų prijungus išorinės elektrinės įtampos šaltinį. Pjezoelementas mechaniškai deformuojasi, o jo deformacija proporcinga prie elektrodų prijungtos įtampos dydžiui. Ši savybė panaudojama akustiniams virpesiams sužadinti.

Seniausiai žinoma pjezoelektrinė medžiaga yra monokristalinis kvarco (arba silicio dioksido  $\text{SiO}_2$ ) kristalas. Tai natūraliai gamtoje paplitusi medžiaga, randama dideliais kristalais kaip kalnų krištolas ir smulkiais kristalėliais kaip smėlis. Kvarco pjezoelektrines savybes atrado Jacquesas ir Pierre Curie 1880 m. Kristalai pasižymi itin mažais elektriniais ir mechaniniais nuostoliais, nesunkiai pjaustomi ir šlifuojami, taip pat labai atsparūs chemikalų ir aukštos temperatūros poveikiui [25].

Šiuo metu dažniausiai naudojamos sintetinės polikristalinės pjezoelektrinės medžiagos – pjezokeramikos. Svarbiausios iš jų yra bario titanatas  $\text{BaTiO}_2$  [26, 27] ir švino cirkonatas titanatas  $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ , kuris sutrumpintai vadinamas PZT keramika [28, 29]. Dar sukurti ir naudojami pjezoelektriniai polimerai, tokie kaip polivinilidenfluoridas (angl. *polyvinylidene fluoride*, PVDF), kuris gaminamas plonų folijų pavidalu [30]. Kaip naujausia pjezoelektrinė medžiaga paminėtini švino magnio niobato-švino titanato (PMN-PT) monokristalai, pasižymintys dideliu elektromechaninio ryšio koeficientu ir mažais elektriniais nuostoliais [31].

Pjezoelektrinio keitiklio virpesius perduoti plokštelei galima skirtingais būdais (1.2.1 pav.).



**1.2.1 pav.** Pjezoelektriniai kontaktiniai metodai Lembo bangoms sužadinti: a) normalinių poslinkių; b) šlyties poslinkių; c) periodiškai paskirstytų normalinių poslinkių; d) pleišto; e) į struktūrą įterpto keitiklio

Plačiausiai taikomi šie:

- a) Normaliniai poslinkiai per ploną kontaktinio skysčio sluoksnį perduodami plokštelei [32].
- b) Šlyties poslinkiai per ploną klampaus kontaktinio skysčio sluoksnį perduodami plokštelei [32].

- c) Periodiškai paskirstyti normaliniai poslinkiai per ploną kontaktinio skysčio sluoksnį perduodami plokštelei [33].
- d) Keitiklio normaliniai poslinkiai plokštelei perduodami per pleišta [34].
- e) Keitiklis į struktūrą įterpiamas gamybos metu [35].

Taikant pirmuosius du metodus (*a* ir *b*) keitiklio paviršiaus poslinkiai gali nesutapti su norimos sužadinti Lembo bangų modos poslinkiais plokštelės paviršiuje, todėl šie metodai nepasižymi tikslingu norimų modų sužadinimu ir taikomi retai. Paprastai siekiama selektyvaus vienos pasirinktos modos sužadinimo, todėl dažniausiai taikomi periodinės struktūros (1.2.1 pav., *c*) ir pleišto (1.2.1 pav., *d*) metodai, suderinantys keitiklio paviršiaus poslinkius su norimos sužadinti Lembo bangų modos poslinkiais plokštelės paviršiuje. Kaip atskiras periodinės struktūros atvejis yra fazuotoji gardelė – daugiaelementis pjezoelektrinis įtaisas, kurio elementai individualiai sužadinami elektriniais impulsais su programuojamais uždelsimo laikais [36, 37]. Fazuotosios gardelės gali būti pagamintos iš įvairiausiai būdais išdėstytų stačiakampių, apvalių, žiedinių pjezoelementų [37]. Sužadinančiųjų impulsų uždelsimo laikai parenkami atsižvelgiant į norimą sužadinti modą [38]. Žiedinių pjezoelementų gardelės pasižymi selektyviu pasirinktos modos sužadinimu homogeninėse izotropinėse plokštelėse [39, 40].

Pleišto metodas (1.2.1 pav., *d*) pasižymi selektyviu Lembo bangų sužadinimu, priklausomu nuo kampo  $\alpha$  [41]. Pagrįstas pjezoelemento generuojamų tūrinių išilginių akustinių bangų transformacija į Lembo bangas pleišto ir plokštelės medžiagų sąlyčio riboje. Prizmės pavidalo pleištas paprastai gaminamas iš medžiagos, kurioje akustinių bangų slopinimas mažas. Dažniausiai tam naudojamas polimetilmetakrilatas (PMMA), kuris dar žinomas organinio stiklo bei prekių ženklų *Plexiglas*®, *Perspex*®, *LuciteLux*® pavadinimais [37]. Egzistuoja optimalusis sužadinimo kampas  $\alpha_{OPT}$ , kuriam esant gaunama maksimalioji Lembo bangų akustinių virpesių amplitudė. Jis priklauso nuo tūrinių išilginių bangų greičio pleište ir plokštelėje sužadinamos Lembo bangos modos fazinio greičio. Optimaliajam sužadinimo kampui apskaičiuoti taikomas Snelio dėsnis:

$$\sin \alpha_{OPT} = \frac{V_P}{V_L}; \quad (1.2.1)$$

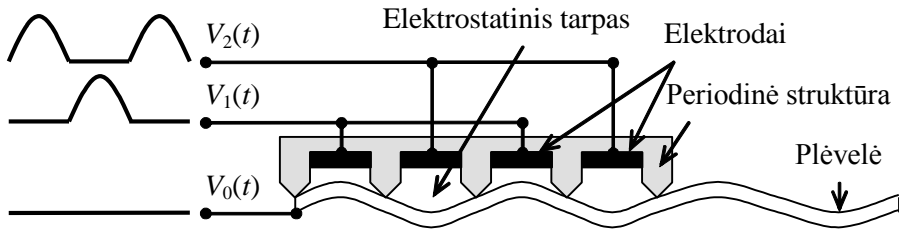
čia  $V_P$  – tūrinių išilginių bangų greitis prizmės medžiagoje,  $V_L$  – Lembo bangos modos fazinis greitis plokštelėje.

Į struktūrą gamybos metu įterpiamais keitikliais (1.2.1 pav., *e*) Lembo bangos sužadinamos tokiuose objektuose, kur reikia atlikti nuolatinį būsenos stebėjimą, pavyzdžiui, šiuolaikiniuose keleiviniuose lėktuvuose [35, 42].

Pjezoelektriniai kontaktiniai metodai Lembo bangoms sužadinti plačiausiai taikomi neardomiesiems tyrimams laboratorijose atlikti. Pasižymi tikslumu, kontroliuojamumu ir paprastumu, tačiau jų panaudojimą masinėje gamyboje apriboja kontaktinis skystis, galintis patekti į tiriamąsias struktūras ir jas pažeisti ar sugadinti.

**Elektrostatiniai metodai Lembo bangoms sužadinti.** Lembo bangoms sužadinti plonose elektrai laidžiose arba metalizuotose dielektrinėse plėvelėse

taikomas elektrostatisinis metodas, pagrįstas periodinės elektrodų struktūros panaudojimu [2]. Dėl struktūroje esančių fiksuotų tarpų tarp elektrodų sužadinamos tik tam tikro ilgio ir modos Lembo bangos. Metodo principas pavaizduotas 1.2.2 pav.



1.2.2 pav. Elektrostatinis metodas Lembo bangoms sužadinti

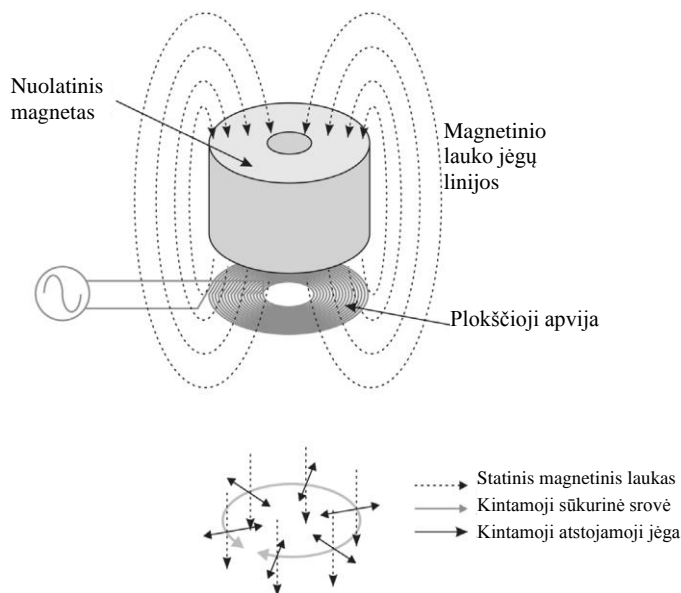
Periodinė dantyta mikrostruktūra su elektrodais priglaudžiama prie plėvelės ir laikosi ant atramų. Tarp plėvelės ir mikrostruktūros elektrodų paliekamas elektrostatisinis tarpas. Plėvelė įžeminama, o į elektrodus tiekiami periodinė kintamoji įtampa. Dėl periodiškai veikiančių elektrostatiųjų jėgų plėvelė lankstosi, ir šitaip joje sužadinamos Lembo bangos.

Metodas paprastai taikomas didelio jautrio (reaguoja į masės pokytį  $\delta m = 3 \text{ ng/cm}^2$ ) Lembo bangų biologiniuose jutikliuose, skirtuose prie plėvelės prikibusioms nedidelės masės dalelėms aptikti [2]. Pagrindinis šio metodo trūkumas – jo neįmanoma pritaikyti Lembo bangoms sužadinti elektrai nelaidžių medžiagų plėvelėse.

### 1.3. Bekontakčiai metodai Lembo bangoms sužadinti

Lembo bangoms sužadinti taikant bekontaktinius metodus akustiniai virpesiai generuojami nesant tiesioginio fizinio kontakto tarp keitiklio ir tiriamosios struktūros. Pagal akustinių virpesių generavimo principą skirstomi į elektromagnetinius akustinius, termoakustinius ir pjezoelektrinius bangų sužadinimo per orą metodus.

**Elektromagnetiniai akustiniai metodai Lembo bangoms sužadinti.** Jie taikomi tik elektros srovei laidžiose lakštinėse struktūrose ir netinkami Lembo bangoms sužadinti plastikuose (1.3.1 pav.) [3].



**1.3.1 pav.** Elektromagnetinis akustinis metodas Lembo bangoms sužadinti

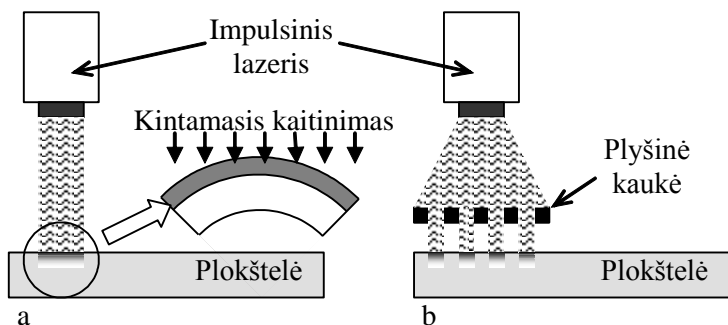
Elektromagnetinis akustinis keitiklis sudarytas iš nuolatinio magneto ir ritės su apvijomis. Keitikliui dirbant siūstovo režimu ritės apvijos sužadina kintamąją elektros srovę. Sukurtas kintamasis magnetinis laukas įsiskverbia į elektrai laidžią lakštinę struktūrą ir jos paviršiuje sužadina kintamasias sūkurines elektros sroves. Dėl sūkurinių elektros srovių ir pridėtojo nuolatinio išorinio magnetinio lauko sąveikos lakšte atsiranda mechaninius įtempius sukurianti kintamoji Lorencio jėga. Dėl šių įtempių lakštas deformuojasi, jame sužadinašamos Lembo bangos.

Keitikliui dirbant imtuvo režimu sklindanti Lembo banga virpina lakštą. Lakštui virpant keitiklio nuolatinio magneto sukuriame magnetiniame lauke, jame indukuojasi sūkurinės elektros srovės. Jos apie save taip pat sukuria magnetinį lauką. Kintamųjų sūkurinių elektros srovių ir nuolatinio magneto sukuriami magnetiniai laukai sumuojasi, ir keitiklyje esančios apvijos patenka į kintamąjį magnetinį lauką, dėl to apvijose sužadinašama kintamoji elektros srovė.

Pagrindinis metodo trūkumas – mažas atsparumas išoriniams elektromagnetiniams trikdžiams ir mažesnis keitiklių jautris, palyginti su pjezoelektriniais keitikliais.

**Termoakustiniai metodai Lembo bangoms sužadinti.** Juos taikant naudojami lazeriai, kuriais galima sukurti didelės energijos sutelktuosius šviesos srautus. Tokiu šviesos srautu per labai trumpą laikotarpį norimoje vietoje galima stipriai įkaitinti kietojo kūno paviršių.

Pasirinktoji plokštelės vieta kaitinama lazerio spinduliu, kuris moduluojamas dažniu  $f$  (1.3.2 pav.,  $a$ ) [1, 2].

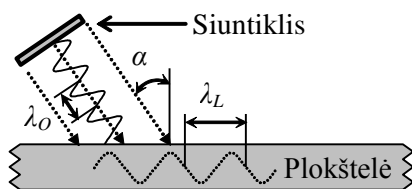


**1.3.2 pav.** Termoakustinis metodas Lembo bangoms sužadinti: a) nenaudojant plyšinės kaukės; b) naudojant plyšinę kaukę

Plokštelės medžiaga sugeria lazerio generuojamą šviesos srautą ir dėl to įkaista. Didžiausią temperatūrą pasiekia viršutinis sluoksnis, o mažiausią – apatinis. Dėl nevienodo temperatūros pasiskirstymo plokštelės skerspjūvyje atsiranda skirtingas šiluminis plėtimasis. Viršutiniai plokštelės sluoksniai plečiasi labiau negu apatiniai, ir plokštelė periodiškai išlinksta lazerio spindulio moduliavimo dažniu  $f$ . Siekiant sužadavimo selektyvumo, pakaitinamos vietos plotis turi būti lygus pusei norimos sužadinti Lembo bangos ilgio. Didesniam selektyvumui užtikrinti dar naudojamos plyšinės kaukės su periodiškai pasikartojančiais šviesai laidžiais ir nelaidžiais tarpeliais, kurių plotis lygus pusei Lembo bangos ilgio (1.3.2 pav., b).

Metodas taikomas Lembo bangų biologiniuose jutikliuose, taip pat medžiagose, nesuyrančiose nuo šilumos poveikio. Tačiau plokštelėje lazerio šviesa sukurti mechaninių poslinkių impulsai pasižymi plačiujuostiškumu, dėl to vienu metu sužadinama keletas Lembo modų [43], o tai apsunkina signalų interpretavimą.

**Pjezoelektriniai metodai Lembo bangoms sužadinti per orą.** Taikant šiuos metodus nereikia jokių papildomų skysčių, užtikrinančių kontaktą tarp siuntiklio ir tiriamojo objekto, nes tam naudojamas aplinkoje esantis oras (1.3.3 pav.).



**1.3.3 pav.** Pjezoelektrinis metodas Lembo bangoms sužadinti per orą

Elektrine įtampa sužadintas siuntiklio pjezoelementas ore sukuria virpamojo garso slėgio bangą. Šiai bangai kampu  $\alpha$  krintant į plokštelės paviršių sukuriama mechaniniai įtempiai. Dėl įtempių plokštelė deformuojama, ir taip sužadamos Lembo bangos. Metodas gerai tinka asimetrinėms modoms sužadinti dėl jose vyraujančių normalinių poslinkių, tačiau praktikoje paprastai stengiamasi apsiriboti

viena  $A_0$  moda. Egzistuoja optimalusis sužadavimo kampas  $\alpha_{OPT}$ , kuriam esant gaunama maksimalioji Lembo bangų akustinių virpesių amplitudė. Tokio kampo vertė apskaičiuojama remiantis anksčiau minėtu Snelio dėsniumi (1.2.1), kuris šiuo atveju užrašomas taip (1.3.1):

$$\sin \alpha_{OPT} = \frac{V_O}{V_L} = \frac{\lambda_O}{\lambda_L}; \quad (1.3.1)$$

čia  $V_O$  – garso greitis ore ( $V_O \approx 343$  m/s),  $V_L$  – Lembo bangos fazinis greitis plokštelėje,  $\lambda_O$  – bangos ilgis ore,  $\lambda_L$  – Lembo bangos ilgis plokštelėje.

Metodas dėl universalumo plačiai taikomas ten, kur negalima naudoti kontaktinių skysčių arba panardinti tiriamosios struktūros į vandenį, nes taip bus sugadintas bandinys arba pakeistos jo savybės. Neardomosios diagnostikos srityje pritaikytas popieriaus elastiniams parametrų kontroliuoti [4], geometriniams defektams kompozicinėse struktūrose aptikti [5, 6, 10], anglies pluoštu sutvirtintų kvadratinio skerspjūvio strypelių mechaninei struktūrai patikrinti [8].

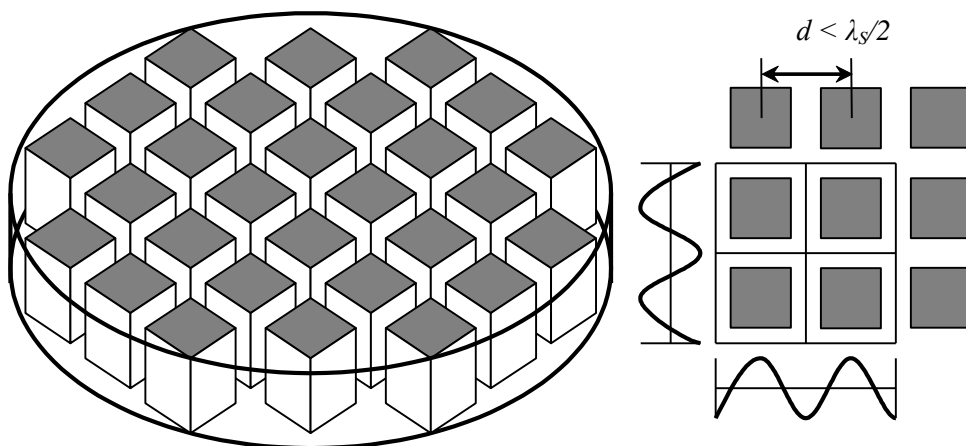
Kontaktinių skysčių nenaudojimas gerokai supaprastina patikros procedūrą, tačiau dėl to atsiranda kitokių problemų. Pirmoji iš jų yra didelis akustinių bangų slopinimas ore, netiesiškai priklausantis nuo signalo dažnio. Šį slopinimą galima išreikšti formule (1.3.2) [44]:

$$A = 1,64 \cdot 10^{-10} f^2; \quad (1.3.2)$$

čia  $A$  – slopinimas ore, dB/m;  $f$  – signalo dažnis, Hz. Esant 1 MHz dažniui slopinimas pasiekia  $A \approx 164$  dB/m, todėl praktikoje dažniausiai naudojami keletą šimtų kHz siekiantys dažniai, o atstumas tarp plokštelės ir keitiklio neviršija keliolikos centimetrų.

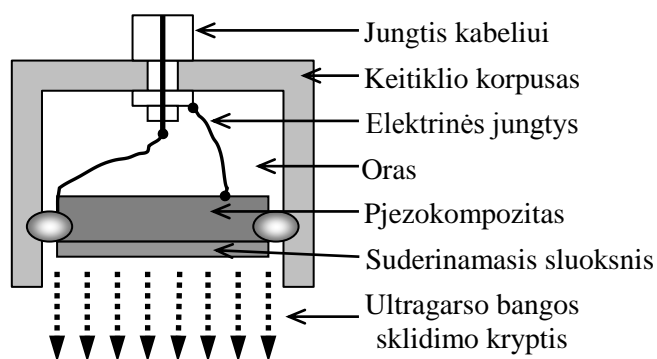
Antroji problema yra reikšmingi signalo energijos nuostoliai akustinei bangai pereinant skirtingų aplinkų ribas. Pirmieji perėjimo nuostoliai atsiranda jau pačiame keitiklyje dėl ypač mažo oro akustinio impedanso ( $Z_{ORO} = 427$  kg/m<sup>2</sup>s esant 1 atmosferos slėgiui 20 °C temperatūroje), palyginti su tipiniu pjzokeraminių medžiagų akustiniu impedansu ( $Z_{PZT} = 29\text{--}35 \cdot 10^6$  kg/m<sup>2</sup>s) [45]. Dėl tokio didelio akustinių impedansų skirtumo sudėtinga perduoti energiją iš keitiklio į orą, ir atvirkščiai. Ši problema sprendžiama keletu būdų. Visų pirma keitiklio aktyvusis elementas gaminamas ne iš vientisos pjzokeramikos, o iš 1–3 konfigūracijos pjzokompozito, kuris gaunamas pasyviaisiais polimerais suklijavus pjzokeraminius strypelius (1.3.4 pav.) su sąlyga, jog atstumas  $d$  tarp dviejų centrų yra mažesnis už pusę skersinės bangos  $\lambda_s$  ilgio. Pasyviojo polimero įterpimas į pjzokeramiką suminį aktyviojo elemento impedansą sumažina iki  $Z_{PC} = 6\text{--}10 \cdot 10^6$  kg/m<sup>2</sup>s, todėl akustinis suderinamumas pagerėja maždaug 4 kartus [45].





1.3.4 pav. 1–3 pjezokompozito keitiklio schema

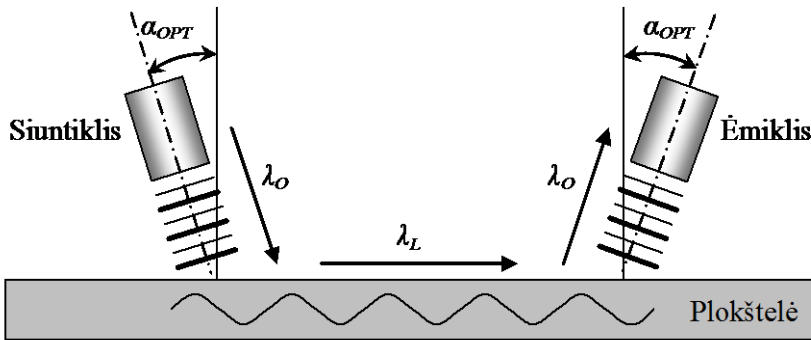
Kitas būdas pagerinti energijos perdavimą – keitikliuose panaudoti suderinamąjį sluoksnį, kurio storis lygus ketvirčiui bangos ilgio [45, 46] (1.3.5 pav.).



1.3.5 pav. Pjezokompozicinio keitiklio su suderinamuoju sluoksniu pjūvis

Suderinamieji sluoksniai gaminami iš įvairių medžiagų, pavyzdžiui, silikoninės gumos su oro burbuliukais, kamštinio ąžuolo žievės, balzos medienos ir mikroporėtų membranų. Energijos perdavimas pagerėja nuo 5 iki 30 kartų [45], tačiau sudėtinga išgauti reikiamas suderinamojo sluoksnio medžiagos fizikines ir geometrines charakteristikas [47].

Neardomosios kontrolės sistemoje, sužadinančioje ir priimančioje Lembo bangas per orą, akustinė banga paprastai sklinda keliu *siuntiklis* → *oras* → *plokštelė* → *oras* → *ėmiklis* (1.3.6 pav.).



1.3.6 pav. Nėardomosios kontrolės sistemos, sužadinančios ir priimančios Lembo bangas per orą, schema

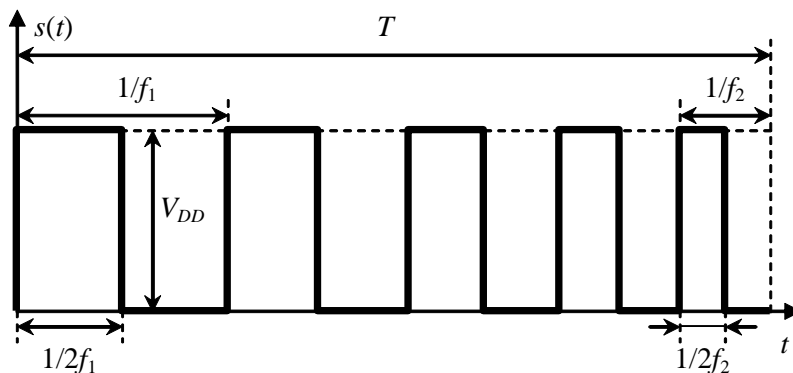
Akustiniams virpesiams pereinant 4 ribas tarp labai besiskiriančių akustinių impedansų, sistemos nuostoliai siekia 120–160 dB. Reikiamas signalo stiprumas ir sistemos darbo patikimumas užtikrinami, kai siuntiklis ir ėmiklis dirba labai besiskiriančiais elektrinių signalų režimais. Siuntiklis paprastai sužadinas kelių šimtų voltų įtampos signalu. Tačiau šią įtampą riboja tokie veiksniai, kaip turimo generatoriaus elektriniai parametrai ir leistinas keitiklio sužadino elektrinis režimas. Ėmiklio elektrinis signalas nukreipiamas į plačiajuostį (iki 10 MHz) mažatriukšmį stiprintuvą su dideliu stiprinimo koeficientu (iki +80 dB). Gautajame elektriniame signale pasitaiko triukšmų, kuriems sumažinti dažniausiai taikomi vidurkinimo laike ir skaitmeninio filtravimo metodai. Nors šios technikos ir pagerina signalų išskiriamumą iš triukšmo, tačiau tam reikia daugiau laiko ir dėl to mažėja matavimų greitis, kuris aktualus masinėje gamyboje. Siekiant išvengti tokio trūkumo tikslinga optimizuoti sužadino procesą ir mažinti sistemos nuostolius.

Signalo ir triukšmo santykiui bei skiriamajai gebai laike pagerinti akustinių bangų siuntikliai gali būti sužadiniami didėjančio dažnio impulsu (angl. *chirp signal*) [7, 48]. Jis aprašomas kaip harmoninis sinusinis signalas, kurio dažnis impulso trukmės  $T$  ribose tolygiai kinta nuo reikšmės  $f_1$  iki reikšmės  $f_2$  (1.3.3):

$$s(t) = \sin\left(2\pi f_1 t + \frac{\pi(f_2 - f_1)}{T} t^2\right); 0 \leq t \leq T; \quad (1.3.3)$$

čia  $s(t)$  – didėjančio dažnio impulsas;  $f_1$  – pradinis signalo dažnis;  $f_2$  – galutinis signalo dažnis;  $f_2 > f_1$ ;  $t$  – laikas;  $T$  – impulso trukmė.

Praktikoje keitikliai dažniausiai žadinami stačiakampiais įtampos impulsais. Tokiu atveju stačiakampis kintamojo dažnio impulsas aprašomas kaip impulsų su tolygiai didėjančiu dažniu seka (1.3.7 pav.). Tokiu impulsu sužadinus gardelės elementus, o priimtajam signalui pritaikius impulso suspaudimą, galima gauti daugiau negu 12 dB (daugiau negu 4 kartų) signalo ir triukšmo santykio padidėjimą [48].



**1.3.7 pav.** Stačiakampio kintamojo dažnio signalo parametrai tiriamu laiko intervalu

Kaip viena naujausių mokslinių tyrimų kryptių paminėtinas Lembo bangų sužadinimas ir priėmimas per orą panaudojant fazuotąsias ultragarsines gardeles [7, 44, 48]. Tyrimų metu Lembo bangos buvo sužadintos izotropinėse vario ir aliuminio plokštelėse tam panaudojant 800 kHz centrinio dažnio 32 pjezoelementų įgaubtąją gardelę, kurios spindulys 35 mm [49]. Fazuotosioms gardelėms valdyti kuriamos daugiakanalės žemojo dažnio sistemos [50]. Tiriamas PMN-PT kristalų panaudojimas kuriant 8 elementų 49,3 kHz dažniu ore dirbančią gardelę (51). Tačiau nepavyko rasti tyrimų, kur Lembo bangos būtų sužadinamos gardelė per orą plastikiniuose bandiniuose esant žemiesiems dažniams (<100 kHz). Galimos to priežastys:

1. Sudėtinga pagaminti ore dirbančias ultragarsines gardeles.
2. Tokioms gardelėms sužadinti reikia programuojamų daugiakanalių aukštosios įtampos elektrinių virpesių generatorių.

Nepaisant šių trūkumų Lembo bangų sužadinimas per orą gardelė esant žemiesiems dažniams gali būti perspektyvus būdas sumažinti nuostolius sistemoje.

#### 1.4. Lembo bangų taikymas neardomiesiems bandymams

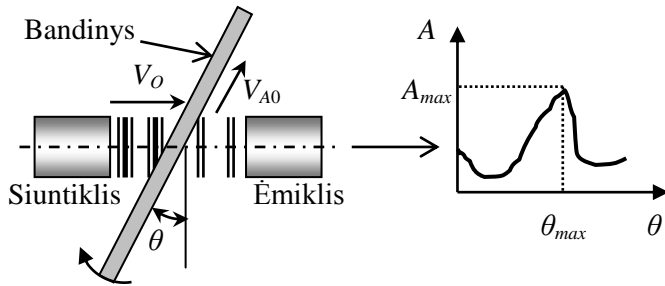
Supaprastinus klasikinę elastinę teoriją Lembo bangų  $A_0$  modos fazinį greitį  $V_{A_0}$  izotropinėje homogeninėje plokštelėje galima aprašyti (1.4.1) formule [4]:

$$V_{A_0}^2 = \sqrt{\frac{E}{12\rho(1-\nu^2)}} 2\pi f d; \quad (1.4.1)$$

čia  $E$  yra Jungo modulis;  $\rho$  – tankis;  $\nu$  – Puasono koeficientas;  $f$  – dažnis;  $d$  – storis.

Iš šios formulės matyti, kad  $A_0$  modos fazinis greitis priklauso nuo plokštelės medžiagos elastinių parametrų ir jos storio. Dėl šios priežasties išmatuotoji greičio vertė naudojama plokštelės medžiagos elastinėms savybėms matuoti.

Ištekančiųjų Lembo bangų atveju  $A_0$  modos faziniam greičiui matuoti naudojamas taikomojo rezonanso metodas (angl. *applied resonance method*) [4]. Šis būdas pagrįstas eksperimentiniu optimaliojo kritimo kampo matavimu (1.4.1 pav.).

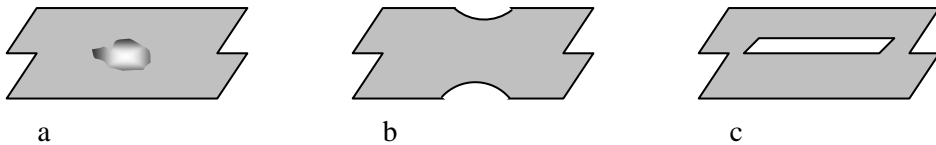


1.4.1 pav. Optimaliojo kritimo kampo matavimo schema

Plokščiasis bandinys yra sukamas kampu  $\theta$  siuntiklio ir ėmiklio ašies atžvilgiu, ir fiksuojama signalo amplitudės  $A$  ėmiklio išėjime priklausomybė nuo kampo  $\theta$ . Maksimalioji amplitudės reikšmė  $A_{max}$  atitinka optimalųjį kritimo kampą  $\theta_{max}$ . Žinant šio kampo reikšmę  $A_0$  modos fazinis greitis  $V_{A0}$  apskaičiuojamas pagal formulę:

$$V_{A0} = \frac{V_0}{\sin \theta_{max}}. \quad (1.4.2)$$

Šios disertacijos tyrimo objektas yra plonos plastikinės plėvelės. Jos gaminamos išspaudžiant skystą plastiką pro siaurą ir ilgą plyšį. Tokiu būdu gauta plėvelė suvyniojama ant apvalaus cilindro [52]. Į plastiko žaliavą patekus nepageidaujama medžiagų dulkių plėvelėje gali susidaryti pašalinių intarpų (1.4.2 pav., *a*). Pakitus išspaudimo greičiui ir sąlygoms atsiranda plėvelės storio pokyčių (1.4.2 pav., *b*) ir atsiskuosiavimų (1.4.2 pav., *c*). Taip pagamintoje plėvelėje bus raukšlių, įtrūkių, šviesesnių ir tamsesnių ruožų arba dėmių.



1.4.2 pav. Plėvelių defektai: a) pašalinis intarpas, b) storio pokytis, c) atsiskuosiavimas

Norint užtikrinti reikiamą kokybę ir išvengti finansinių nuostolių svarbu gamybos metu vykdyti parametrų kontrolę. Šiuo metu tai atliekama taikant optinius metodus, jais pagrįsti sprendimai pramonei [53, 54]. Tačiau tokių sistemų galimybės priklauso nuo specializuotų optinių jutiklių ir precizinių lazerių, kurie yra brangūs. Kadangi plėvelėje pasitaikantys struktūros defektai taip pat darytų įtaką Lembo bangų  $A_0$  modos sklidimui ir pakeistų jos greitį, tikslinga ištirti bekontakčio

nukreiptųjų bangų sužadavimo per orą metodo taikymo plastikinėse plėvelėse galimybes.

### **1.5. Skyriaus išvados**

1. Ultragarsinės Lembo bangos plačiai naudojamos neardomiesiems lakštinių gaminių bandymams ir kontrolei atlikti. Joms sužadinti taikomi kontaktiniai ir bekontaktiniai metodai.
2. Lembo bangoms sužadinti plačiausiai taikomi pjezoelektriniai kontaktiniai metodai. Pagrindinis jų pranašumas yra stiprių akustinių virpesių generavimas, tačiau jie netinkami objektams, kuriems gali pakenkti kontaktinis skystis.
3. Siekiant išsaugoti tiriamųjų objektų struktūrą ir savybes Lembo bangos juose sužadamos taikant bekontaktinius metodus. Dažniausiai Lembo bangoms sužadinti per orą taikomi pjezoelektriniai metodai, tačiau pagrindinis jų trūkumas yra dideli signalo nuostoliai.
4. Neardomosios diagnostikos sistemos nuostolius būtų galima sumažinti Lembo bangas generuojant esant žemiesiems dažniams (<100 kHz). Tačiau taikant įprastinius sužadavimo metodus tai atlikti problemiška, ši sritis nėra tyrinėta. Dėl šių priežasčių tikslinga ištirti Lembo bangų sužadimą per orą gardele, esant žemiesiems dažniams, panaudojant ultragarsines žemojo dažnio gardeles.

## 2. LEMBO BANGŲ SUŽADINIMO PER ORĄ MATEMATINIS MODELIS

Nagrinėjant Lembo bangų sužadavimo per orą procesą svarbu žinoti, kaip tiriamajame bandinyje sukurtų akustinių virpesių parametrai priklauso nuo ultragarsinių bangų siuntiklio, veikiančio ore. Šiuo atveju tikslinga panaudoti matematinį modeliavimą.

Modeliuojant Lembo bangų sužadimą per orą, būtina įvertinti daugybę veiksnių:

1. Siuntiklio matmenys yra baigtiniai. Dėl to kraštuose pasireiškia virpamojo akustinio slėgio signalo difrakcija ir generuojama ne plokščioji, o sudėtingos formos banga.
2. Siuntikliai paprastai dirba ne nuolatiniu, o impulsiniu režimu, todėl ore sklindanti banga kinta erdvėje ir laike.
3. Ore sklindantis virpamojo akustinio slėgio impulsas yra slopinamas. Šie nuostoliai priklauso nuo signalo dažnio, sklidimo atstumo ir oro parametrų: drėgumo, atmosferos slėgio ir cheminės sudėties.
4. Lakštinėje struktūroje sužadintas ir sklindantis Lembo bangų signalas silpsta dėl ištekėjimo į orą, medžiagos slopinimo savybių, joje esančių defektų ir kitų geometrinių ypatybių.

Lembo bangų sužadavimo per orą modeliavimas buvo plačiai tyrinėtas [44]. Kaip šių tyrimų rezultatas buvo parašytas „Matlab“ programavimo terpės aplinkoje veikiantis atvirojo kodo paketas „The Lamb Matlab® toolbox“ (pirmasis leidimas, beta versija 0.1) [55]. Nuspręsta pasinaudoti minėtuoju paketu disertacijos teoriniams tyrimams atlikti. Išnagrinėjus programą buvo ištaisytos smulkios loginės ir programinės klaidos bei atlikti šie patobulinimai:

1. Pakoreguotos funkcijos, skirtos impulsiniams signalams generuoti, gardelės geometrijos parametrus skaičiuoti ir rezultatams grafiškai pavaizduoti.
2. Įdiegtos procedūros skaičiavimo rezultatams išsaugoti bylose.
3. Parašyti programiniai papildymai, skirti išsaugotiems skaičiavimo rezultatams grafiškai pavaizduoti ir skaitmeniškai analizuoti.

Pakete „The Lamb Matlab® toolbox“ pritaikyti šie skaičiavimo metodai:

1. Ore virpančių stačiakampių spinduolių sukuriamas akustinis slėgis modeliuojamas impulsinės reakcijos metodu (angl. *Impulse Response Method*).
2. Vienasluoksnės homogeninės izotropinės medžiagos plokštelės paviršiuje sukurti normaliniai poslinkiai apskaičiuojami harmoninių sprendinių metodu (angl. *Time Harmonic Solution*).

Tolesniuose poskyriuose paaiškinama šių metodų esmė.

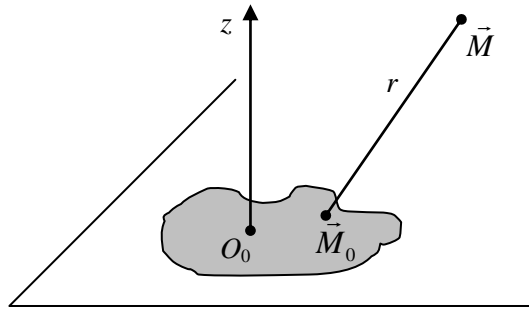
## 2.1. Impulsinės reakcijos metodas

Klasikinė garso skystojoje arba dujinėje aplinkoje teorija nurodo, kad akustinio lauko momentinis slėgis  $p(\vec{M}, t)$  (2.1.1 pav.) bendruoju atveju aprašomas (2.1.1) formule [56]:

$$p(\vec{M}, t) = \rho \frac{\partial \phi(\vec{M}, t)}{\partial t}; \quad (2.1.1)$$

čia  $\rho$  – aplinkos tankis;  $\phi(\vec{M}, t)$  – greičio potencialas, susijęs su dalelės greičiu  $\vec{V}(\vec{M}, t)$  pagal (2.1.2) formulę:

$$\vec{V}(\vec{M}, t) = -\vec{\nabla} \phi(\vec{M}, t). \quad (2.1.2)$$



2.1.1 pav. Plokščiojo spinduolio geometrija

Esant tolygiai žadinamam plokščiajam  $S_0$  ploto spinduoliui, išsidėsčiusiam plokštumoje  $z = 0$ , greičio potencialas  $\phi(\vec{M}, t)$  išreiškiamas Reilejaus paviršiniu integralu:

$$\phi(\vec{M}, t) = \iint_{S_0} \frac{V_n(\vec{M}_0, t - r/c)}{2\pi r} dS_0; \quad (2.1.3)$$

čia  $r$  – atstumas, skiriantis lauko tašką  $\vec{M}$  nuo šaltinio taško  $\vec{M}_0$ ;  $c$  – garso greitis aplinkoje. Virpančiojo stūmoklinio spinduolio paviršiaus greitis yra statmenas plokštumai ir aprašomas funkcija  $V_n(\vec{M}_0, t)$ .

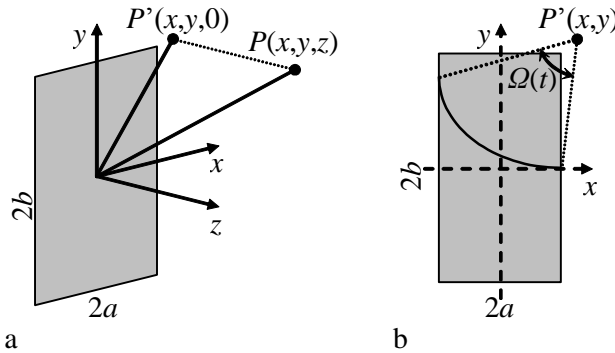
Virpantieji stūmokliniai spinduoliai gali būti skirtingų tipų:

1. Taškiniai – spinduliuoja pusiau sferinę bangą.
2. Dviejų taškų – spinduliuoja bangą, kurios fazė ir amplitudė erdvėje išreiškiama kaip dviejų pusiau sferinių bangų superpozicija.

3. Plokštieji – spinduliuoja sudėtingos formos bangą, kuriai apskaičiuoti taikomas difraccinis impulsinės reakcijos metodas.

Praktikoje garsą dažniausiai spinduliuoja tam tikrų taisyklingų geometrinių formų plokštumos. Dėl to remiantis impulsinės reakcijos metodu yra sukurtos metodikos, skirtos apvaliųjų plokščiųjų ir apvaliųjų sferiškai įgaubtųjų [56, 57, 58] bei stačiakampių plokščiųjų [59, 60, 61, 62, 63] spinduolių sukuriama akustiniam laukui skaičiuoti. Tačiau realių pjezoelektrinių keitiklių paviršius paprastai nevirpa vienodai kaip stūmoklis [64, 65] ir skirtingose vietose virpesių amplitudė gali skirtis. Dėl šios priežasties atsiranda skirtumas tarp išmatuotų ir sumodeliuotų akustinių laukų.

Šioje disertacijoje tyrinėjamų stačiakampių plokščiųjų spinduolių ir gardelių ore sukuriama akustinio slėgio laukas modeliuojamas difracciniu impulsinės reakcijos metodu. Jo pradinėse sąlygose laikoma, kad turimas stačiakampis spinduolis, kurio ilgis  $2b$ , o plotis  $2a$  ( $a \leq b$ ), esantis  $z_0 = xy_0$  plokštumoje (2.1.2 pav., a).



2.1.2 pav. Stačiakampio spinduolio geometrija ir koordinačių sistema

Impulsinės reakcijos funkcija  $h$  priklauso nuo laiko  $t$ , taško  $P(x, y, z)$  erdviųjų koordinačių, garso greičio ore  $c$ , įtvirtinimo faktoriaus  $\beta(z, t)$ , nusakančio spinduolio kraštinės sąlygas, ir kampo  $\Omega(P', t)$ , gauto tarp taško  $P(x, y, z)$  projekcijos  $P'(x, y, 0)$  ir keitiklio kraštų (2.1.2 pav., b):

$$h(P, t) = c \cdot \frac{\beta(z, t)}{4\pi} \cdot \Omega(P', t). \quad (2.1.4)$$

Įtvirtinimo faktorius (angl. *obliquity factor*)  $\beta(z, t)$  priklauso nuo spinduolio įtvirtinimo būdo ir yra lygus:

$$\beta(z, t) = \begin{cases} 2 & \text{standžiai plokštumai,} \\ 2z/(ct) & \text{minkštajai plokštumai,} \\ 1 + [z/ct] & \text{laisvajai sričiai.} \end{cases} \quad (2.1.5)$$



Plokščiojo stačiakampio spinduolio paviršiu suteikiamas virpamasis greitis  $v(t)$ . Tada ore, kurio tankis  $\rho$ , akustinio slėgio impulsas  $p(P,t)$  taške  $P(x,y,z)$  apskaičiuojamas taikant sąsūkos (\*) operaciją:

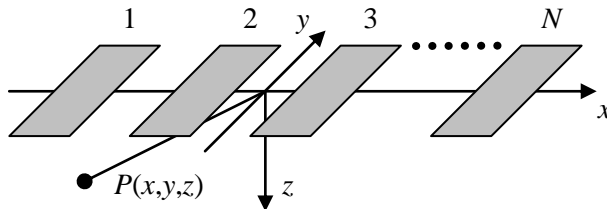
$$p(P,t) = \rho \frac{\partial v(t)}{\partial t} * h(P,t). \quad (2.1.6)$$

Kad modeliavimas būtų kuo tikslesnis, būtina įvertinti nuo atstumo, dažnio ir oro cheminės sudėties priklausomą slopinimą. Tai atliekama skaičiuojant slopstančiąją impulsinės reakcijos funkciją  $h_a(P,t)$ . Tokia funkcija gaunama perkėlus impulsinės reakcijos funkciją į dažnių sritį:  $h(P,t) \rightarrow H(i\omega)$ , ją padauginus iš slopinimo funkcijos  $A_{atte}(P,i\omega)$  ir gautajai sandaugai atlikus atvirkštinę Furjė transformaciją (2.1.7):

$$p(P,t) = \rho \frac{\partial v(t)}{\partial t} * h_a(P,t) = \rho \frac{\partial v(t)}{\partial t} * \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{atte}(P,i\omega) H(i\omega) d\omega. \quad (2.1.7)$$

Slopinimo ore skaičiavimas išsamiai aprašytas [44, 65]; impulsinės reakcijos funkcijos skaičiavimas yra gana sudėtingas ir detalai aprašytas [61], todėl išsamiau šie metodai nenagrinėjami.

$N$  stačiakampių spinduolių gardelės atveju (2.1.3 pav.) akustinis slėgis taške  $P(x,y,z)$  apskaičiuojamas remiantis tiesinės akustikos superpozicijos principu.

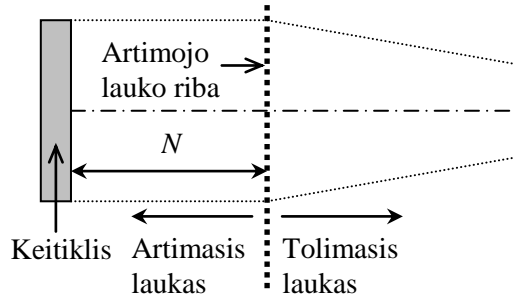


**2.1.3 pav.** Stačiakampių spinduolių gardelės geometrija ir koordinačių sistema

Visos gardelės akustinio slėgio signalas  $p(P,t)$  gaunamas sumuojant atskirų elementų slėgio dedamąsias:  $p_1(P,t), p_2(P,t), p_3(P,t), \dots, p_N(P,t)$  (2.1.8):

$$p(P,t) = \sum_{i=1}^N p_i(P,t). \quad (2.1.8)$$

Praktikoje žadinant Lembo bangas per orą labai svarbu taip parinkti atstumą tarp plokštelių ir siuntiklio, kad plokštelė būtų paveikiama kuo didesniu slėgiu. Žinoma, kad spinduolio akustiniame lauke egzistuoja stacionarus maksimaliosios slėgio amplitudės pasiskirstymas, kuris pagal pobūdį išskiriamas į dvi dalis. Artimasis laukas pasižymi didžiausiomis maksimaliojo virpamojo slėgio reikšmėmis ir osciliacijomis erdvėje, o tolimajame lauke didėjant atstumui iki keitiklio maksimaliojo slėgio amplitudė monotoniškai mažėja (2.1.4 pav.).



**2.1.4 pav.** Artimasis ir tolimasis keitiklio laukas

Šiuo atveju geriausios Lembo bangų sužadavimo sąlygos užtikrinamos tada, kai atstumas tarp plokštelės ir siuntiklio yra ne didesnis už artimojo lauko ribą. Kvadratiniam spinduoliui, kurio kraštinė  $2a$ , artimojo lauko riba  $N_{kv}$  apskaičiuojama pagal (2.1.9) formulę [67]:

$$N_{kv} = 1,37 \frac{a^2}{\lambda_0}; \quad (2.1.9)$$

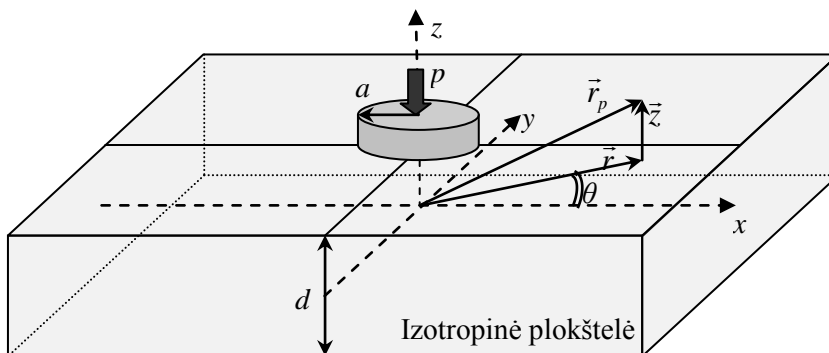
čia  $\lambda_0$  – garso bangos ilgis ore.

Stačiakampiam spinduoliui, kurio ilgis  $2b$ , o plotis  $2a$  (2.1.2 pav.), artimojo lauko riba  $N_{st}$  apskaičiuojama pagal (2.1.10) formulę [67]:

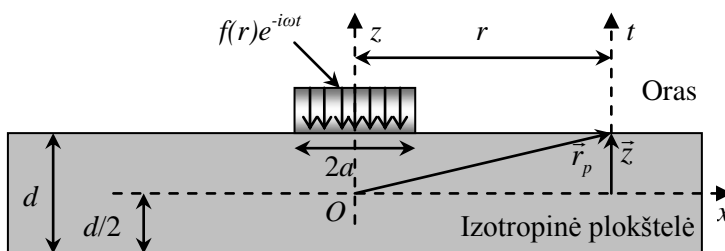
$$N_{st} = \frac{2a \cdot 2b}{\pi \cdot \lambda_0}. \quad (2.1.10)$$

## 2.2. Harmoninių sprendinių metodas

Akustinių bangų siuntiklio sugeneruotas slėgio signalas krinta į plokštelės paviršių ir sužadina joje Lembo bangų virpesius, kuriems skaičiuoti taikomas harmoninių sprendinių metodas (angl. THS, *Time Harmonic Solution*) [44, 68, 69]. Jo pradinėse sąlygose laikoma, kad turima begalinė izotropinė homogeninė plokštelė, kurios storis  $d$ . Ji sužadinama harmoniniu normalinio slėgio signalu, pridėtu apskritimo profilio poveikio srityje (2.2.1, 2.2.2 pav.).



2.2.1 pav. Harmoninių sprendinių metodas trimatėje erdvėje



2.2.2 pav. Harmoninių sprendinių metodas dvimatėje erdvėje

Elastinė teorija nurodo, kad poslinkių laukas  $u(r,t)$  turi tenkinti Naviero judesio lygtį (2.2.1):

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla(\nabla u) + \mu \nabla^2 u; \quad (2.2.1)$$

čia  $\rho$  – plokštelės medžiagos tankis,  $\lambda$  ir  $\mu$  – Lamė (Lamé) konstantos.

Modeliuojant priimama, kad apskritimo, kuriame pridodamas slėgis, spindulys lygus  $a$ , ir pritaikomos tokios kraštinės sąlygos (2.2.2):

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(r, z = d/2, t) &= \begin{cases} f(r)e^{-i\omega t} & 0 < r \leq a \\ 0 & r > a \end{cases} \\ \sigma_{zz}(r, z = -d/2, t) &= 0 \\ \sigma_{rz}(r, z = d/2, t) &= \begin{cases} g(r)e^{-i\omega t} & 0 < r \leq a \\ 0 & r > a \end{cases}; \\ \sigma_{rz}(r, z = -d/2, t) &= 0 \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

čia  $\sigma$  – mechaniniai įtempiai,  $f(r)$  – normalinė įtempių komponentė plokštelės paviršiuje,  $g(r)$  – skersinė įtempių komponentė plokštelės paviršiuje.

Per orą sužadinant Lembo bangas, plokštelės paviršius veikiamas tik normaliniu slėgiu. Esant gana mažam poveikio srities spinduliui  $a$  priimama, kad normalinio slėgio  $P$  pasiskirstymas apskritime yra tolygus, todėl

$$\begin{aligned} f(r) &= \begin{cases} P, & r \leq a \\ 0, & r > a. \end{cases} \\ g(r) &= 0 \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

Pritaikius Helmholco dekompoziciją poslinkių laukas  $u(r,t)$  išskaidomas į dvi komponentes. Viena iš jų priklauso nuo spindulio  $r$ , o kita – nuo koordinatės  $z$ . Tada atliekama Hankelio transformacija ir įskaičiuojamos kraštinės sąlygos. Išsprendus gautąsias lygtis nežinomųjų poslinkių amplitudžių atžvilgiu gaunamas bendrasis sprendinys. Toliau atlikus atvirkštinę Hankelio transformaciją ir panaudojus reziduumų skaičiavimą įvertinami gautieji integralai. Atlikus visus veiksmus gaunamos formulės simetriniams ( $s$ ) ir asimetriniams ( $a$ ) plokštelės poslinkių  $u_{r,z}^{s,a}$  komponentams skaičiuoti:

$$\begin{aligned} u_z^{s,a}(r,z) &= i \frac{\pi}{2\mu} \sum_{k_{s,a}} Pa \frac{J_1(k_{s,a}a)}{k_{s,a}} k_{s,a} \frac{\Gamma_{zn}^{s,a}(k_{s,a})}{\Delta_{s,a}'(k_{s,a})} H_0^{(1)}(k_{s,a}r); & r > a \\ u_r^{s,a}(r,z) &= i \frac{\pi}{2\mu} \sum_{k_{s,a}} Pa \frac{J_1(k_{s,a}a)}{k_{s,a}} k_{s,a} \frac{\Gamma_{rn}^{s,a}(k_{s,a})}{\Delta_{s,a}'(k_{s,a})} H_1^{(1)}(k_{s,a}r); & r > a \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

čia  $\mu$  – Lamė konstanta;  $P$  – slėgio amplitudė;  $a$  – apskritiminės srities spindulys;  $J_1$  – pagalbinė funkcija;  $k_{s,a}$  – simetrinių ir asimetrinių Lembo bangų modų dispersijos kreivių banginiai skaičiai;  $\Gamma_{zn}^{s,a}$  – specialiosios funkcijos simetrinėms ir asimetrinėms Lembo bangų modams;  $\Delta_{s,a}'$  – dispersijos kreivių išvestinės pagal  $k_{s,a}$ ;  $H_n^1$  – pirmosios rūšies  $n$ -tosios eilės Hankelio funkcija. Lembo bangų dispersijos kreivių banginiai skaičiai  $k_{s,a}$  izotropinei homogeninei plokštei, kai žinomas jos storis  $d$  ir medžiagos elastiniai parametrai, apskaičiuojami iš anksto. Tam paprastai taikomas analitinis globaliosios matricos metodas (angl. *Global Matrix Method*) [21] arba pusiau analitinis baigtinių elementų (angl. *Semi Analytical Finite Element*) metodas [22].

(2.2.4) išraiška nurodo, kad gautieji plokštelės poslinkių sprendiniai galioja tik tolimajame poslinkių lauke, kai  $r > a$ . Apibendrintai minėtoji lygčių sistema užrašoma taip:

$$u_{z,r}^{s,a}(r,z) = \sum_{k_{s,a}} u_{z,r}^{s,a}(\omega) e^{i\varphi(\omega)}; \quad (2.2.5)$$

čia  $u_{z,r}^{s,a}(\omega)$  – plokštelės harmoninių virpesių moduliai;  $\varphi(\omega)$  – plokštelės harmoninių virpesių fazės.

Lembo bangų sužadavimo per orą atveju plokštelės paviršių veikiantis slėgio signalas paprastai yra baigtinės trukmės impulsas. Pasirinktas baigtinis reikšmingiausių dažnių ruožas ( $f_{\min}$ ,  $f_{\max}$ ) išskaidomas į  $N_f$  harmoninių dedamųjų pasinaudojus Furjė transformacija. Skaičiuojant plokštelės poslinkius apsiribojama akustinį slėgį ore sukurančia normaline komponente, kurios impulsas gaunamas sumuojant harmonines dedamąsias:

$$\bar{u}_z^{s,a}(t, r, z) = \Re \left\{ \frac{1}{N/2} \sum_{n=1}^{N_f} u_z^{s,a}(\omega_n) e^{i[k(\omega_n)r\bar{I} - \omega_n\bar{t} - \varphi(\omega_n)\bar{I}]} \right\}; \quad (2.2.6)$$

čia  $\bar{u}_z^{s,a}$  – galutinis simetrinių arba asimetrinių Lembo bangų normalinių poslinkių signalas ( $r, z$ ) koordinatėse;  $\bar{I}$  – vienetinis eilutės vektorius, kurio dydis (1,  $N$ );  $\bar{t}$  – laiko vektorius, kurio dydis (1,  $N$ ).

Kiekviena iš  $N_f$  dažnio dedamųjų turi vienodą amplitudinį spektrą ir atitinkamą fazę apibrėžtame dažnių ruože  $\Delta\omega$ :

$$\Delta\omega = \frac{2\pi f_s}{N}; \quad (2.2.7)$$

čia  $f_s$  yra signalo diskretizavimo dažnis.

Galutinis normalinių poslinkių signalas  $\tilde{u}_z(t, r, z)$  gaunamas susumavus visų Lembo bangų modų sukuriamus normalinių poslinkių signalus:

$$\tilde{u}_z(t, r, z) = \sum_{s,a} \bar{u}_z^{s,a}(t, r, z). \quad (2.2.8)$$

Lembo bangų sužadavimo per orą atveju galima apsiriboti tik pagrindinės  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalu, nes  $S_0$  ir kitų aukštesnės eilės modų normaliniai poslinkiai yra kur kas mažesni, todėl jų galima nevertinti [44].

Šioje disertacijoje modeliuojant Lembo bangų sužadimą per orą iš pradžių apibrėžiamas reikšmingiausių dažnių ruožas ( $f_{\min}$ ,  $f_{\max}$ ) ir apskaičiuojamas dėl tokio apribojimo atsiradęs minimalus naudojamos Lembo bangos ilgis. Tada apibrėžiama stačiakampė sužadavimo zona, ji padalijama į apvalias poveikio sritis su spinduliu  $a$ . Šio spindulio reikšmė parenkama taip, kad neviršytų  $1/4$  apskaičiuotosios minimalios Lembo bangos ilgio. Tada apvaliųjų poveikio sričių centruose apskaičiuojami stačiakampio spindulio (arba gardelės) sukuriami slėgio signalai. Žinant šiuos signalus skaičiuojami  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalai plokštelės paviršiuje apibrėžtuose skaičiavimo srities taškuose.

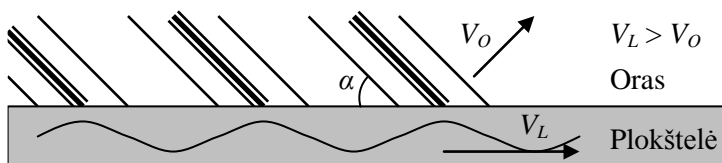
### 2.3. Skyriaus išvados

1. Virpančiojo spindulio sukuriamam akustiniam slėgiui ore modeliuoti taikomas impulsinės reakcijos metodas. Skaičiuojant įvertinami spindulio geometriniai matmenys, įtvirtinimo kraštinės sąlygos, virpamasis greitis ir slopinimas ore.

2. Impulsinės reakcijos metodas leidžia apskaičiuoti akustinio slėgio signalą tik dominančiuose taškuose. Ši savybė yra naudinga modeliuojant Lembo bangų sužadavimo per orą procesą, nes leidžia skaičiuoti akustinio slėgio lauką pasirinktoje zonoje, kuri esamu atveju atitinka plokštelės paviršių.
3. Dėl akustinio virpamojo slėgio poveikio begalinėje izotropinėje homogeninėje plokštelėje sužadami Lembo bangų normalinių poslinkių signalai randami harmoninių sprendinių metodu. Skaičiavimams reikalingi Lembo bangų dispersijos kreivių banginiai skaičiai, kurie randami globaliosios matricos ir pusiau analitiniu baigtinių elementų metodais.
4. Harmoninių sprendinių metodas leidžia apskaičiuoti sužadintuosius normalinių poslinkių signalus plokštelėje už pasirinktų virpamojo slėgio poveikio sričių ribų, todėl skaičiavimo zona pasirenkama už sužadavimo zonos ribų.

### 3. IŠTEKANČIŪJŲ LEMBO BANGŲ SUŽADINIMO TYRIMAS

Plokščiųjų struktūrų bekontaktiems neardomiesiems bandymams ir tyrimams dažniausiai naudojamos ištekančiosios Lembo bangos (angl. *leaky Lamb waves*), kurios yra sužadinamos ir priimamos per orą. Tokio tipo akustiniai virpesiai plokščiuosiuose bandiniuose sklinda tada, kai Lembo bangų fazinis greitis  $V_L$  yra didesnis už garso greitį ore  $V_O$  (3.1 pav.) [70]. Esant tokioms sąlygoms ore susiformuoja akstinių virpesių nuotėkio laukas, kurio sklidimo kampas  $\alpha$  aprašomas Snelio dėsnio (1.3.1).



3.1 pav. Ištekančiųjų Lembo bangų sklidimas

Kadangi šio metodo taikymo nuostoliai dideli (120–160 dB), svarbu juos sumažinti. Vienas iš būdų tai padaryti – ištirti ir optimizuoti sužadinimo procesą.

Lembo bangų sužadinimas per orą priklauso nuo šių veiksnių:

- 1) akustinės bangos kritimo kampo,
- 2) atstumo tarp plokštelės ir siuntiklio,
- 3) plokštelės storio ir jos medžiagos elastinių parametrų,
- 4) pasirinkto dažnio.

Tiriant ištekančiųjų Lembo bangų sužadinimą siekta nustatyti, kokią įtaką minėtieji veiksniai daro sužadinimo procesui, ir išsiaiškinti, ar nėra kitokių trūkumų, ribojančių metodo pritaikymą plonoms plastikinėms plėvelėms.

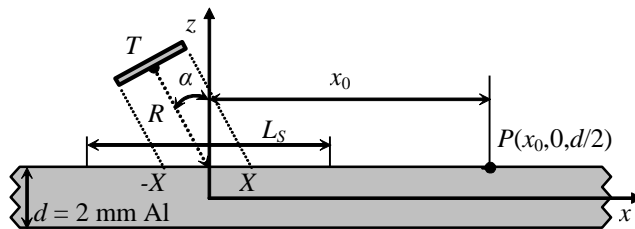
#### 3.1. Spinduolio padėties įtakos sužadinimo procesui tyrimas

Atliekant spinduolio padėties įtakos sužadinimo procesui tyrimą yra svarbu, kad jo rezultatai kuo mažiau priklausytų nuo bandinio elastinių savybių. Dėl šios priežasties naudotina medžiaga, kurioje gerai sklinda akustiniai virpesiai, o jų greitis yra gerokai didesnis už garso greitį ore. Minėtuosius reikalavimus atitinka izotropinis homogeninis aliuminis, kurio pagrindiniai akustiniai parametrai pateikiami 3.1.1 lent.

3.1.1 lentelė. Pagrindiniai aliuminio akustiniai parametrai

Parametras	Vertė
Tankis	$\rho = 2620 \text{ kg/m}^3$
Išilginių tūrinių bangų greitis	$c_L = 6370 \text{ m/s}$
Skersinių tūrinių bangų greitis	$c_S = 3170 \text{ m/s}$

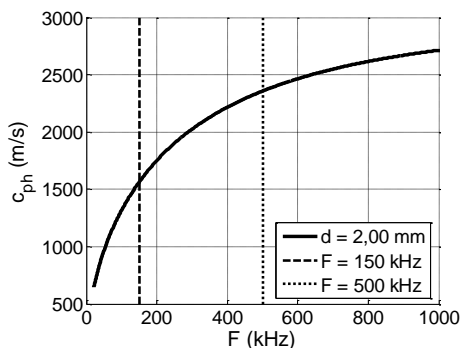
Pasirinktas aliuminio lakšto storis  $d = 2$  mm. Modeliuojant siekta išsiaiškinti, kaip pagrindinės Lembo bangų  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimalioji amplitudė viename taške priklauso nuo plokščiojo spinduolio pasukimo kampo  $\alpha$  ir atstumo iki lakšto  $R$ . Šiai užduočiai atlikti tinka supaprastintas dvimatis modelis: kvadratinio spinduolio  $T$  sukuriamas akustinis slėgis skaičiuojamas linijos tipo sužadavimo zonoje, o Lembo bangų  $A_0$  modos normaliniai poslinkiai modeliuojami plokštelės paviršiaus taške  $P$  (3.1.1 pav.).



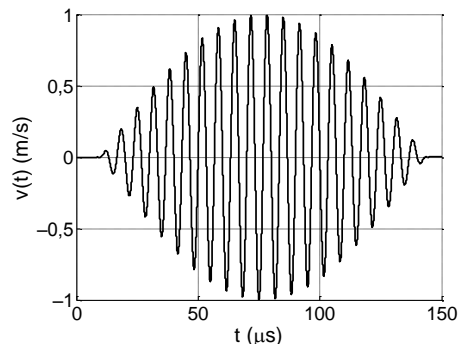
**3.1.1 pav.** Lembo bangų sužadavimo tyrimas taikant supaprastintą dvimatį modelį

Kvadratinio spinduolio  $T$  matmenys yra  $15 \times 15$  mm, nuo sužadavimo zonos centro plokštelės paviršiuje jis nutolęs atstumu  $R$  ir pasuktas kampu  $\alpha$ . Linijos tipo sužadavimo zonos ilgis  $L_s = 70$  mm, zona užpildoma 176 apskritiminėmis sritimis, kurių spindulys  $a = 0,2$  mm. Normalinių poslinkių signalas apskaičiuojamas plokštelės paviršiaus taške  $P$ , nutolusiame  $x_0 = 50$  mm atstumu nuo sužadavimo zonos centro.

Pagrindinės  $A_0$  modos fazinio greičio  $c_{ph}$  dispersijos kreivė (3.1.2 pav.) 2 mm storio aliuminio plokštelėje apskaičiuota globaliosios matricos metodu [21] naudojant 3.1.1 lentelėje pateikiamus parametrus. Joje pasirinkti du modeliavimo dažniai: 150 kHz ir 500 kHz.



**3.1.2 pav.** Lembo bangų  $A_0$  modos fazinio greičio dispersijos kreivė 2 mm storio aliuminio plokštelėje



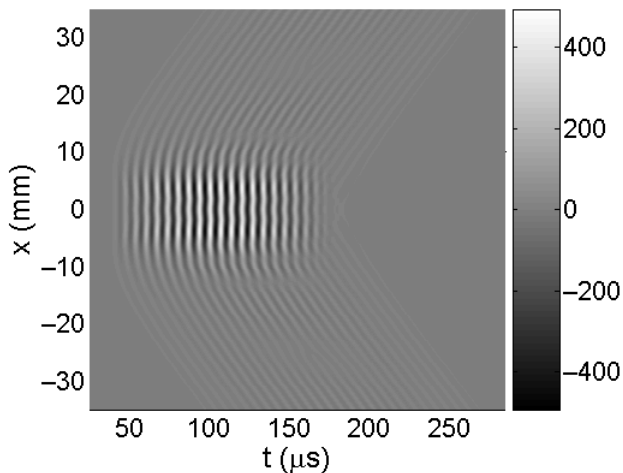
**3.1.3 pav.** Spinduolio paviršiaus virpamojo greičio signalas esant 150 kHz dažniui ir 50–500 kHz dažnių juostai



Modeliuojant spinduolį  $T$  pasirinktas standžiosios plokštumos  $\beta(z, t) = 2$  įtvirtinimo faktorius. Spinduolio paviršiaus normaliniai poslinkiai aprašomi siaurajuosčiu virpamojo greičio impulsu, kuris sudarytas iš 20 periodų harmoninio sinusinio signalo su sinuso gaubtine, jo maksimalioji amplitudė 1 m/s, o diskretizavimo dažnis 100 MHz. 150 kHz modeliavimo dažniui buvo parinkta 50–500 kHz dažnių juosta (3.1.3 pav.) ir 260  $\mu$ s modeliavimo laiko trukmė, o 500 kHz dažniui buvo parinkta 300–900 kHz dažnių juosta ir 180  $\mu$ s modeliavimo laiko trukmė.

Spinduolio akustinio slėgio lauko struktūra keičiasi išilgai atstumo  $R$ , todėl Lembo bangų sužadavimo sąlygos skiriasi. Įvertinus pakreipimą kampu  $\alpha$ , gali egzistuoti trys zonos: artimasis laukas, pereinamasis laukas ir tolیمasis laukas. Pagal (2.1.8) formulę buvo gauta  $N_{150} = 33,68$  mm artimojo lauko riba 150 kHz dažniui ir  $N_{500} = 112,34$  mm artimojo lauko riba 500 kHz dažniui.

Atsižvelgus į  $N_{150} = 33,68$  mm artimojo lauko ribą 150 kHz dažniui, pasirinkti trys spinduolio atstumai  $R$  nuo plokštėlės:  $R = 10$  mm artimajam laukui;  $R = 35$  mm pereinamajam laukui (keičiant keitiklio pasukimo kampą  $\alpha$  viena sužadavimo zonos dalis patenka į artimąją, o kita – į tolimąją slėgio zoną);  $R = 45$  mm tolیمajam laukui. Slėgio signalas, sukurtas sužadavimo zonoje  $R = 10$  mm atstumu ir esant  $\alpha = 0^\circ$  pasukimo kampui, pavaizduotas 3.1.4 pav.

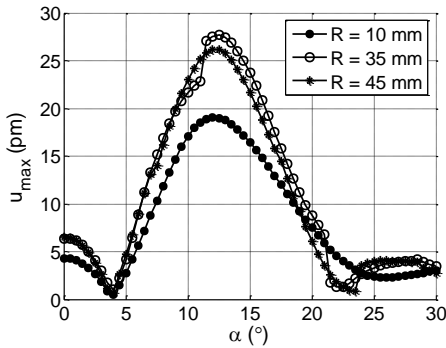


**3.1.4 pav.** Slėgio signalas (Pa), sukurtas sužadavimo zonoje  $R = 10$  mm atstumu esant  $\alpha = 0^\circ$  spinduolio pasukimo kampui

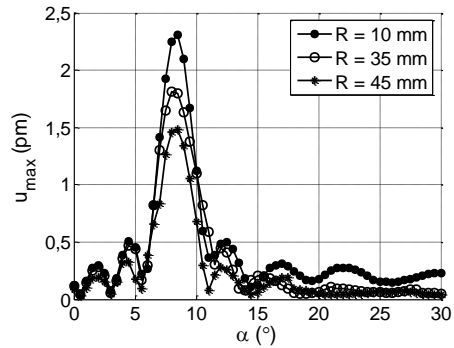
Spinduolio  $T$  pasukimo kampas  $\alpha$  buvo keičiamas  $0^\circ$ – $30^\circ$  ribose taikant  $0,5^\circ$  žingsnį. Apskaičiuotus  $A_0$  modos normalinių poslinkių laikinį signalą  $u(t)$  buvo paimama maksimali teigiama amplitudės vertė  $u_{max}$ :

$$u_{max} = \max [u(t)]. \quad (3.1.1)$$

Tada nubraižytos priklausomybės nuo spinduolio pasukimo kampo  $\alpha$  ir atstumo  $R$  (3.1.5, 3.1.6 pav.).



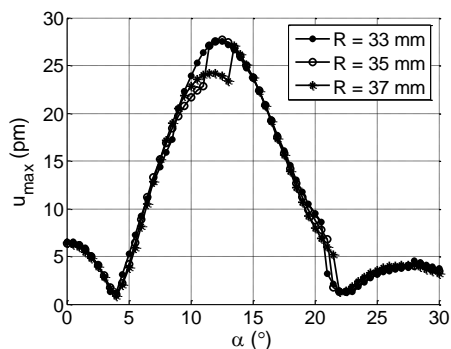
**3.1.5 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  priklausomybė nuo spinduolio pasukimo kampo  $\alpha$ . Aliuminio plokštelės storis  $d = 2$  mm, dažnis 150 kHz



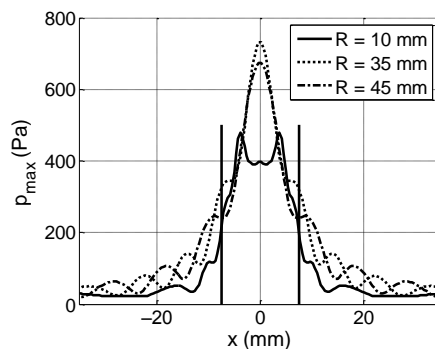
**3.1.6 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  priklausomybė nuo spinduolio pasukimo kampo  $\alpha$ . Aliuminio plokštelės storis  $d = 2$  mm, dažnis 500 kHz

Didžiausia priklausomybių amplitudės  $u_{max}$  vertė atitinka optimalųjį sužadinimo kampą  $\alpha_{OPT}$ . Pagal Snelio dėsnį (1.3.1) plokščiosios bangos atveju gaunami tokie teoriniai optimalieji sužadinimo kampai: 150 kHz dažniui  $\alpha_{150} = 12,7^\circ$ ; 500 kHz dažniui  $\alpha_{500} = 8,4^\circ$ . Iš modeliutųjų maksimaliosios amplitudės priklausomybių (3.1.5 ir 3.1.6 pav.) matyti, kad optimalieji sužadinimo kampai mažai priklauso nuo atstumo tarp plokštelės ir spinduolio ir kinta tokiose ribose: 150 kHz dažniui  $\alpha_{150} = 12^\circ - 12,5^\circ$ ; 500 kHz dažniui  $\alpha_{500} = 8^\circ - 8,5^\circ$ . Įvertinus modeliavimui taikytą  $0,5^\circ$  žingsnį gaunamas gana geras metodų sutapimas.

Sumodeliuotoje kreivėje (3.1.5 pav.,  $R = 35$  mm,  $\alpha = 11^\circ \rightarrow 11,5^\circ$ ) matomas staigus šuolis netoli optimaliojo sužadinimo kampo. Iškelta prielaida, jog šitoks šuolis atsiranda dėl slėgio signalų amplitudės ir fazės erdviųjų charakteristikų pokyčių pereinamojo lauko zonoje. Šiai prielaidai patikrinti atlikti du papildomi modeliavimai 2 mm storio aliuminio plokštelėje esant 150 kHz dažniui. Spinduolis  $T$  orientuotas skirtingais atstumais  $R = 33$  mm ir  $R = 37$  mm (3.1.7 pav., priklausomybė, kai  $R = 35$  mm, pateikta kaip palyginimas). Staigus šuolis netoli optimaliojo sužadinimo kampo nefiksuojaamas esant  $R = 33$  mm, tačiau gaunamas kai  $R = 37$  mm ( $\alpha = 13^\circ \rightarrow 13,5^\circ$ ).



**3.1.7 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  priklausomybė nuo spindulio pasukimo kampo  $\alpha$ . Aliuminio plokštelės storis  $d = 2$  mm, dažnis 150 kHz



**3.1.8 pav.** Maksimaliojo slėgio pasiskirstymas išilgai  $x$  linijos tipo sužadinimo zonos esant  $\alpha = 0^\circ$  spindulio pasukimo kampui (vertikalios linijos atitinka keitiklio matmenis)

Skirtingas akustinio slėgio amplitudės erdvinis pasiskirstymas įvertinamas nubraižius maksimaliosios slėgio reikšmės  $p_{max}$  priklausomybę nuo koordinatės  $x$ :

$$p_{max} = \max [p(t)]. \quad (3.1.2)$$

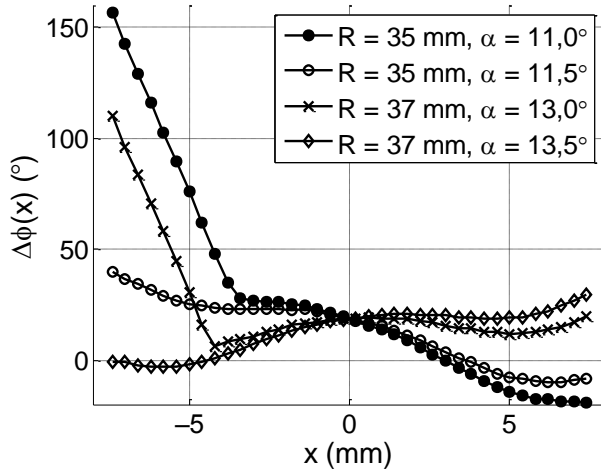
Nustačius maksimaliąją teigiamą slėgio reikšmę kiekviename iš 176 sužadinimo zonos signalų buvo nubraižyti 3.1.8 pav. grafikai. Jie rodo, kad reikšmingiausios slėgio vertės pasiskirsto zonoje po spinduliu ( $X = -7,5-7,5$  mm).

Santykinis reikšmingiausių slėgio signalų sklidimo laikas buvo įvertintas kaip fazių skirtumas tarp idealiosios plokščiosios bangos fronto esant optimaliajam kritimo kampui ir modeliuotosios slėgio bangos fronto:

$$\Delta\varphi(x) = 2\pi f (\tau_\alpha(x) - \tau_{OPT}(x)); \quad (3.1.3)$$

čia  $\Delta\varphi(x)$  – fazių skirtumas taške  $x$ ;  $f$  – signalo dažnis;  $\tau_\alpha(x)$  – slėgio signalo sklidimo laikas, užregistruotas 0,25 % santykiname lygyje;  $\tau_{OPT}(x)$  – slėgio signalo sklidimo laikas, apskaičiuotas idealiosios plokščiosios bangos frontui krintant optimaliuoju  $\alpha_{OPT} = 12,7^\circ$  kampu.

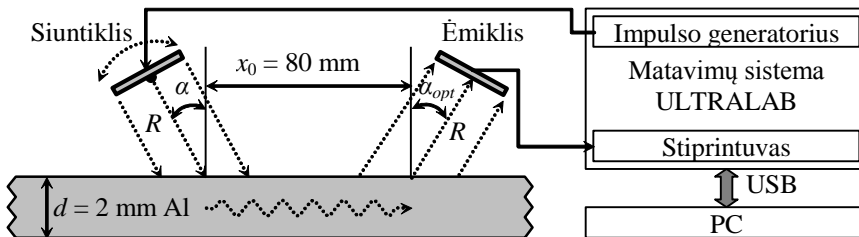
Fazių skirtumo charakteristikos apskaičiuotos ties dviem šuolio taškais:  $R = 35$  mm,  $\alpha = 11^\circ \rightarrow 11,5^\circ$ ;  $R = 37$  mm,  $\alpha = 13^\circ \rightarrow 13,5^\circ$  (3.1.9 pav.).



**3.1.9 pav.** Slėgio signalų fazių skirtumo priklausomybės maksimaliųjų normalinių poslinkių pasiskirstymo kreivių trūkio taškuose

Fazių skirtumo charakteristikoje matoma, kad prieš minėtuosius šuolius staigiai išauga fazių skirtumas toje sužadavimo zonos dalyje, kur spinduolis  $T$  yra arčiausiai plokštelės. Po šuolio fazių skirtumas gerokai sumažėja.

Teorinio modeliavimo rezultatams patikrinti buvo atliktas eksperimentas panaudojant du stačiakampius ultragarsinius keitiklius, esančius 10 mm atstumu nuo aliuminio plokštelės, kurios storis 2 mm (3.1.10 pav.). Turėtųjų keitiklių matmenys buvo  $10 \times 20$  mm. Ėmiklį pakreipus optimaliuoju kampu pagal maksimalų signalą, siuntiklio kampas buvo keičiamas ribose nuo  $0^\circ$  iki  $30^\circ$  taikant  $0,5^\circ$  žingsnį.

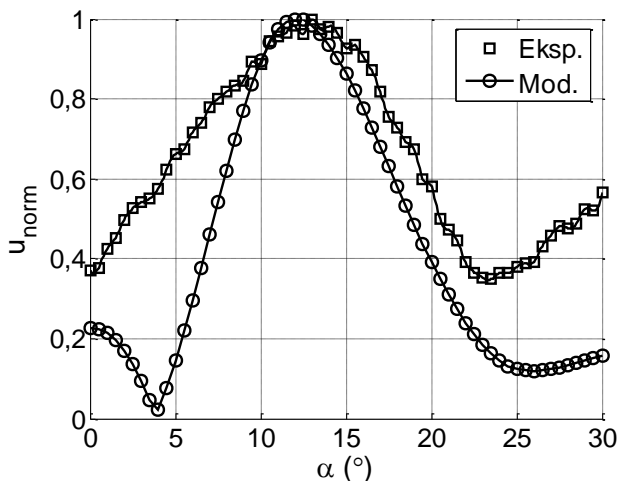


**3.1.10 pav.** Lembo bangų sužadavimo ir priėmimo per orą eksperimento schema

Atliekant Lembo bangų sužadavimo ir priėmimo per orą eksperimentą ir esant dideliems nuostoliams sistemoje matavimo rezultatus labai iškraipo triukšmai. Siekiant sumažinti jų įtaką buvo išmatuotos penkios maksimaliosios signalo amplitudės priklausomybės nuo keitiklio pasukimo kampo  $\alpha$  charakteristikos  $u_{max}(\alpha)$ , tada suvidurkintos ir normalizuotos:

$$u_{norm}(\alpha) = \frac{\frac{1}{5} \sum_{n=1}^5 u_{max}(\alpha)_n}{\max[u_{max}(\alpha)]}. \quad (3.1.4)$$

Eksperimentų rezultatai pavaizduoti kartu su modeliavimo metu apskaičiuotais duomenimis (3.1.11 pav.).



**3.1.11 pav.** Normalizuotųjų maksimaliosios amplitudės priklausomybių, gautų eksperimentiškai ir modeliuojant, palyginimas

Eksperimente gautos kreivės maksimumas atitinka praktinį optimalųjį kritimo kampą  $\alpha_{prakt} = 13^\circ$  ir yra  $0,3^\circ$  didesnis už apskaičiuotąjį pagal Snelio dėsnį  $\alpha_{150} = 12,7^\circ$ . Teorinės ir eksperimentinės kreivių formų nesutapimai galėjo atsirasti dėl dviejų priežasčių. Pirmoji – tai supaprastinto modelio taikymas, o antroji – skirtingi modeliuotojo spinduolio ( $15 \times 15$  mm) ir eksperimente naudotų keitiklių ( $10 \times 20$  mm) matmenys.

### 3.2. Plokštelės storio įtakos sužadinimo procesui tyrimas

Atliekant plokštelės storio įtakos Lembo bangų generavimo per orą procesui tyrimą pasirinkta medžiaga, atitinkanti du kriterijus:

- 1) medžiaga yra plačiai naudojama;
- 2)  $A_0$  modos fazinis greitis esant žemiesiems dažniams pasiekia garso greitį ore.

Šiuos kriterijus atitiko polivinilchlorido (PVC) plastikas, kurio metinis Europos poreikis siekia 5 milijonus tonų [71]. Kaip tyrimuose naudojamas bandinys pasirinkta iš skaidraus PVC gaminama plėvelė. Ši plėvelė plačiai naudojama įvairiose srityse, ir jai keliami specifiniai reikalavimai. Pagal atitiktą poreikiams gaminamos skirtingų klasių plėvelės:

- 1) bendrosios paskirties plėvelės,

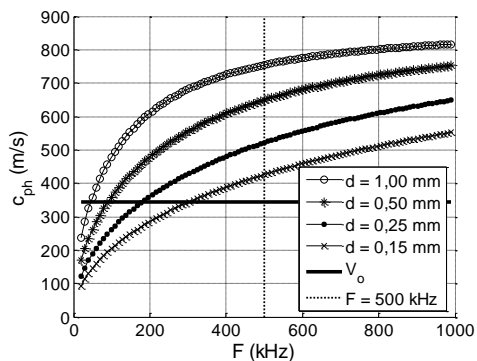
- 2) jūrinės klasės skaidraus PVC plėvelės [72],
- 3) aukščiausios klasės skaidraus PVC plėvelės [73],
- 4) tamsintos suvirinimo kaukių ir užuolaidų PVC plėvelės [74],
- 5) skaidrios ir su atspalviu presuotosios PVC plėvelės [75].

Užtikrinti reikiamai tokios plėvelės kokybei būtina matuoti jos elastinius parametrus. Tai būtų galima padaryti žadinant nukreiptąsias bangas.

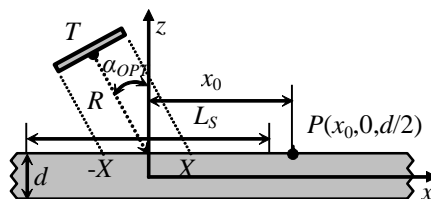
Lembo bangų sužadinimą modeliuojant skirtingo storio plėvelėse norėta išsiaiškinti, kaip pagrindinės  $A_0$  modos normalinių poslinkių impulso parametrai viename taške priklauso nuo skaidraus PVC plėvelės storio. Pasirinkti keturi PVC plėvelės storiai: 1 mm, 0,5 mm, 0,25 mm ir 0,15 mm. Fazinio greičio dispersijos kreivėms skaičiuoti iš pradžių taikytas globaliosios matricos metodas, tačiau rezultatų nebuvo gauta dėl žinomo trūkumo: dauginant labai didelius ir labai mažus skaičius gaunama išsigimusi matrica ir apskaičiuoti dispersijos kreivių neįmanoma [44]. Šiuo atveju pasinaudota „Matlab“ terpėje veikiančiu programiniu paketu  $M\_SAFE$ , taikančiu pusiau analitinį baigtinių elementų metodą [22] (3.2.1 pav.), įvedant 3.2.1 lent. pateikiamus skaidraus PVC elastinius parametrus [76].

**3.2.1 lentelė.** Skaidraus PVC elastiniai parametrai

Parametras	Vertė
Tankis	$\rho = 1400 \text{ kg/m}^3$
Jungo modulis	$E = 2937 \text{ MPa}$
Puasono koeficientas	$\nu = 0,42$



**3.2.1 pav.**  $A_0$  modos fazinio greičio  $c_{ph}$  dispersijos kreivės skirtingo storio  $d$  skaidraus PVC plėvelėse



**3.2.2 pav.** Lembo bangų sužadinimo tyrimas taikant supaprastintą dvimatį modelį

Modeliavimas atliktas esant optimalioms sužadinimo sąlygoms. Atstumas  $R$  ir virpesių dažnis nebuvo keičiami, o optimalusis sužadinimo kampas  $\alpha_{OPT}$  parinktas įvertinus PVC plėvelės storį  $d$ . Šiai užduočiai atlikti tinka supaprastintas dvimatis modelis panaudojant kvadratinį spinduolį  $T$  (3.2.2 pav.).

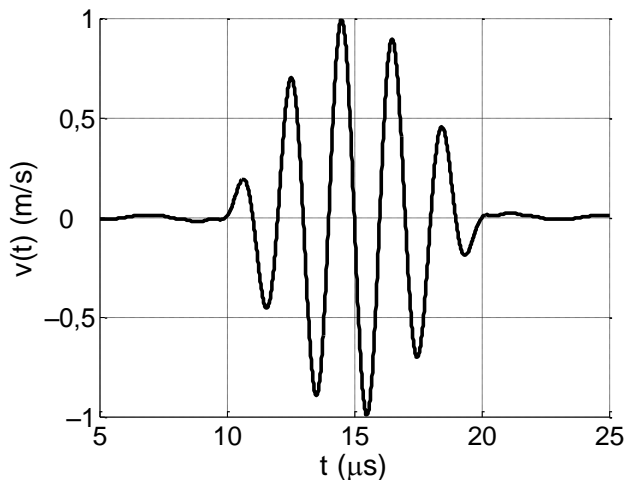
Iš fazinio greičio dispersijos kreivių matyti, kad PVC plėvelei tampant vis plonesnei  $A_0$  modos fazinis greitis  $c_{ph}$  tampa lygus garso greičiui ore  $V_0$  esant vis

didesnėms dažnio reikšmėms. O optimalusis sužadavimo kampas  $\alpha_{OPT}$  pagal Snelio dėsnį (2.3.1) yra realusis skaičius tik tada, kai Lembo bangų fazinis greitis didesnis už garso greitį ore ( $V_O = 343$  m/s). Atsižvelgus į šias aplinkybes buvo pasirinktas 500 kHz pagrindinis dažnis ir apskaičiuotos optimaliųjų sužadavimo kampų reikšmės (3.2.2 lent.).

**3.2.2 lentelė.**  $A_0$  modos faziniai greičiai ir optimalieji sužadavimo kampai esant 500 kHz dažniui

PVC plėvelės storis (mm)	$A_0$ modos fazinis greitis (m/s)	Optimalusis kampas ( $^\circ$ )
1,00	754,6	27,1
0,50	650,4	31,9
0,25	521,8	41,1
0,15	426,6	53,6

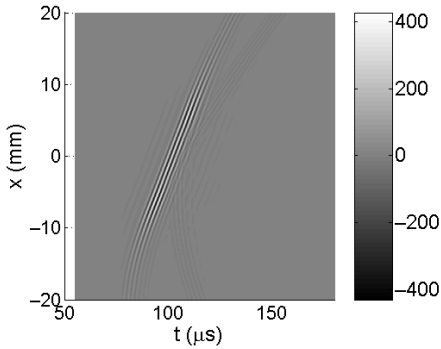
Modeliuotojo kvadratinio spinduolio  $T$  matmenys yra  $18 \times 18$  mm, jis nutolęs 30 mm atstumu nuo sužadavimo zonos centro plėvelės paviršiuje ir nukreiptas optimaliuoju sužadavimo kampu  $\alpha_{OPT}$  (3.2.2 pav.). Linijos tipo sužadavimo zonos ilgis  $L_S = 40$  mm, zona užpildoma 201 apskritimine sritimi, kurios spindulys  $a = 0,1$  mm. Modeliuojant spinduolį  $T$  buvo pasirinktas standžiosios plokštumos įtvirtinimo faktorius  $\beta(z, t) = 2$ . Spinduolio paviršiumi suteiktas 5 periodų harmoninio sinusinio signalo su sinuso gaubtine virpamojo greičio impulsas, kurio maksimalioji amplitudė 1 m/s, pagrindinis dažnis 500 kHz, o diskretizavimo dažnis 100 MHz. Signalui parinkta 303–950 kHz baigtinė dažnių juosta (3.2.3 pav.).



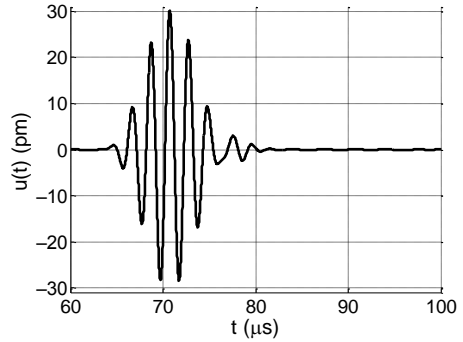
**3.2.3 pav.** Spinduolio  $T$  virpamojo greičio signalas: pagrindinis dažnis 500 kHz, juosta 303–950 kHz

Lembo bangų  $A_0$  modos normalinių poslinkių impulsas apskaičiuojamas PVC plėvelės paviršiaus taške  $P$ , nutolusiame  $x_0 = 21$  mm atstumu nuo sužadavimo zonos

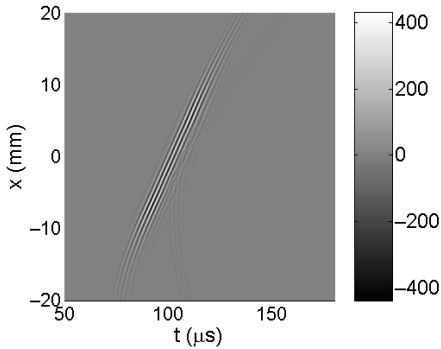
centro. Sumodeliuoti slėgio signalai sužadavimo zonoje ir normalinių poslinkių signalai plokštelės paviršiaus taške  $P$  pateikiami 3.2.4–3.2.11 pav.



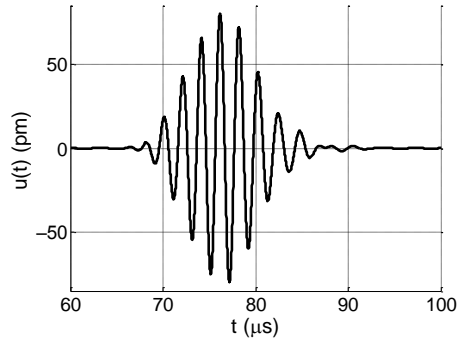
**3.2.4 pav.** Slėgio signalas (Pa) 1 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiuje, kai  $\alpha_{OPT} = 27,1^\circ$



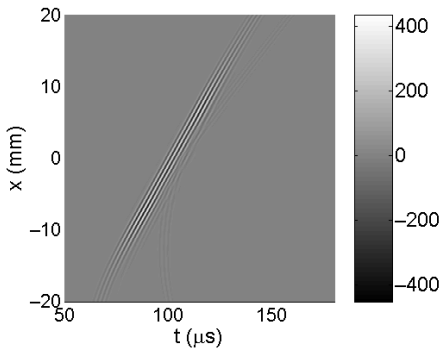
**3.2.5 pav.** Normalinių poslinkių signalas 1 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiaus taške  $P$



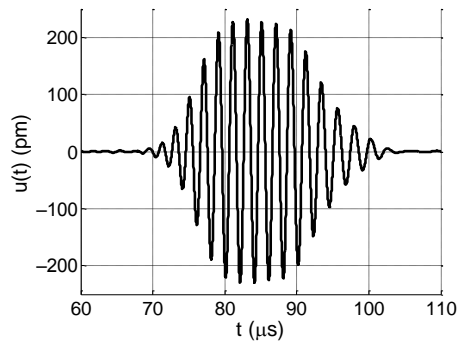
**3.2.6 pav.** Slėgio signalas (Pa) 0,5 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiuje, kai  $\alpha_{OPT} = 31,9^\circ$



**3.2.7 pav.** Normalinių poslinkių signalas 0,5 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiaus taške  $P$

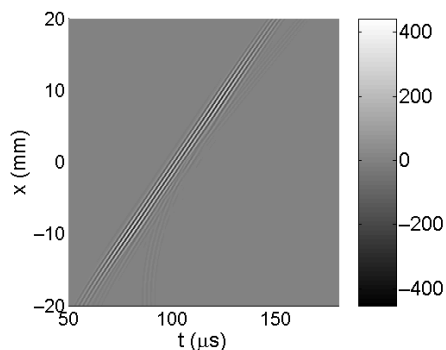


**3.2.8 pav.** Slėgio signalas (Pa) 0,25 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiuje, kai  $\alpha_{OPT} = 41,1^\circ$

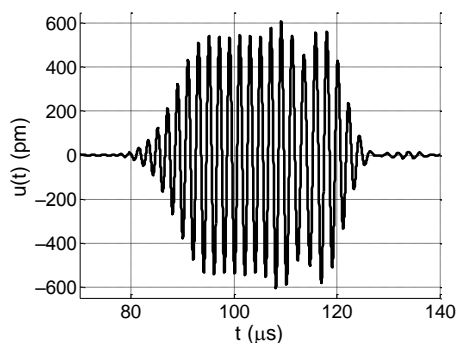


**3.2.9 pav.** Normalinių poslinkių signalas 0,25 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiaus taške  $P$



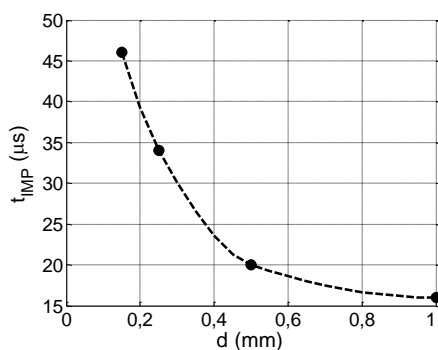


**3.2.10 pav.** Slėgio signalas (Pa) 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiuje, kai  $\alpha_{OPT} = 53,6^\circ$

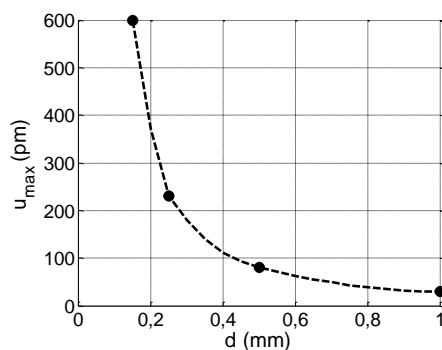


**3.2.11 pav.** Normalinių poslinkių signalas 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiaus taške *P*

Modeliavimo rezultatai rodo, kad PVC plėvelei tampant vis plonesnei ilgėja generuojamo  $A_0$  modos normalinių poslinkių impulso trukmė (3.2.12 pav.) ir didėja maksimalioji amplitudė (3.2.13 pav.).

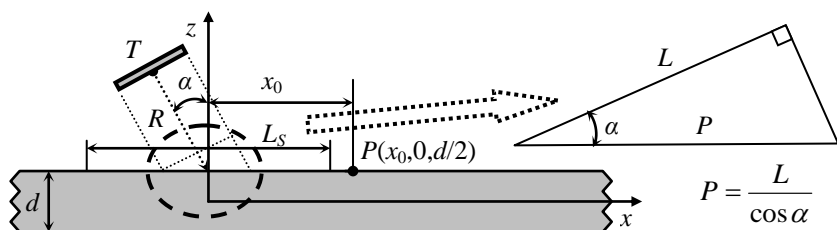


**3.2.12 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių impulso trukmės  $t_{IMP}$  priklausomybė nuo PVC plėvelės storio



**3.2.13 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių impulso maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  priklausomybė nuo PVC plėvelės storio

Impulso trukmės pailgėjimo efektas yra susijęs su Lembo bangų fazinio greičio dispersija. PVC plėvelei tampant plonesnei ir esant pastoviam pasirinktam dažniui  $A_0$  modos fazinis greitis taip pat tampa mažesnis. Atitinkamai didesnis tampa ir optimalusis sužadavimo kampas  $\alpha_{OPT}$ . Padidėjus optimaliajam sužadavimo kampui  $\alpha_{OPT}$ , ilgėja ir spinduolio *T* projekcija *P* (3.2.14 pav.) į sužadavimo zoną (3.2.3 lentelė), kurioje pasiskirsto reikšmingiausios garso slėgio vertės. Pastoviu greičiu ore sklindantis akustinio slėgio impulsas paveikia vis didesnę plėvelės zoną. Šio impulso harmoninės dedamosios sužadina skirtingais faziniais greičiais sklindančias Lembo bangų harmonines dedamąsias.  $A_0$  modos dedamųjų faziniams greičiams esant ne daugiau kaip 2 kartus didesniems už garso greitį ore, o žadinimui vykstant vis didesniame ilgyje, dėl dispersijos pailgėja normalinių poslinkių impulso trukmė.



3.2.14 pav. Spinduolio  $T$  projekcijos ilgio sužadinimo zonoje apskaičiavimo schema

3.2.3 lentelė. Spinduolio  $T$  projekcijos ilgio  $P$  skaičiavimai, kai spinduolio ilgis  $L = 18$  mm

PVC plėvelės storis (mm)	Optimalusis kampas ( $^{\circ}$ )	Spinduolio projekcija $P$ (mm)
1,00	27,1	20,22
0,50	31,9	21,20
0,25	41,1	23,89
0,15	53,6	30,33

Sužadinti didelės trukmės impulsus plonose plėvelėse nepraktiška, nes tai ap sunkina signalų išskyrimą, apdorojimą ir interpretavimą. Dėl šio apribojimo tikslinga sukurti ir ištirti naują asimetrinių Lembo bangų sužadinimo per orą metodą, kurį taikant normalinių poslinkių impulso trukmė išlieka artima sužadinančiojo signalo trukmei.

### 3.3. Skyriaus išvados

1. Išstėkančiųjų Lembo bangų  $A_0$  modą sužadinant per orą didžiausia normalinių poslinkių amplitudė gaunama esant optimaliajam akustinės bangos kritimo kampui, kuris plokščiosios bangos atveju apskaičiuojamas pagal Snelio dėsnį. Tačiau spinduolių ir keitiklių ore sukuriama akustinė banga nėra idealiai plokščia ir priklauso nuo atstumo iki plokštelės ir pasukimo kampo. Šie veiksniai nedaro įtakos optimaliojo sužadinimo kampo vertei, nuo jų priklauso tik normalinių poslinkių impulso maksimalioji amplitudė.
2. Keičiant kritimo kampą ir atstumą tarp spinduolio ir plokštelės,  $A_0$  modos sužadinimas gali būti atliktas artimojoje, pereinamojoje ir tolimojoje akustinio lauko zonose. Pereinamojoje zonoje kintant kritimo kampui atsiranda netolydumų normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės charakteristikoje, todėl sužadinimo joje reikėtų vengti.
3. Plonose plastikinėse PVC plėvelėse, kuriose  $A_0$  modos fazinis greitis yra nedaug didesnis už garso greitį ore, gaunamas santykinis normalinių poslinkių impulso trukmės pailgėjimas, palyginti su žadinančiuoju impulsu. Žadinti didelės trukmės  $A_0$  modos impulsus plonose plėvelėse nepraktiška, todėl tikslinga sukurti ir tirti naują bekontaktį generavimo metodą, neturintį impulso santykinio pailgėjimo efekto.

#### 4. LĒTŪJŪ LEMBO BANGŲ SUŽADINIMO TYRIMAS

Plonose PVC plėvelėse modeliuojant ištekančiųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadimą per orą pastebėta, kad normalinių poslinkių impulso trukmė tampa gerokai didesnė už sužadinančiojo signalo trukmę. Ši savybė riboja metodo pritaikomumą tais atvejais, kai Lembo bangų fazinis greitis yra nedaug didesnis už garso greitį ore. Tačiau plonos plėvelės turi ir naudingą savybę: esant tokiems patiems sužadinančiosios sistemos parametrams optimaliai sužadintos  $A_0$  modos normalinių poslinkių amplitudė yra didesnė negu storesnėse plėvelėse. Iškeltos šios mokslinės problemos:

1. Kaip būtų galima išvengti santykinio normalinių poslinkių impulso pailgėjimo ir per orą sužadinti didelės amplitudės  $A_0$  modos virpesius plonose plėvelėse?
2. Ar įmanoma tai atlikti, kai  $A_0$  modos fazinis greitis yra mažesnis už garso greitį ore?

Lembo bangų faziniam greičiui  $V_L$  esant mažesniau už garso greitį ore  $V_o$ , plokštelėje sklinda lėtosios Lembo bangos, o akustinių virpesių nuotėkio laukas greitai silpsta ir egzistuoja tik artimojoje zonoje (4.1 pav.) [70]. Tokio tipo akustiniai virpesiai vadinami silpstančiosiomis Lembo bangomis (angl. *evanescent Lamb waves*).



4.1 pav. Silpstančiųjų Lembo bangų sklidimas

Minėtoms problemoms spręsti buvo sukurtas naujas lėtųjų Lembo bangų sužadimo per orą suderintųjų matmenų gardele metodas ir iškelti šie uždaviniai:

1. Ištirti teorines  $A_0$  modos sužadimo ultragarsine suderintųjų matmenų gardele galimybes.
2. Nustatyti gardelės fazavimo schemas įtaką virpesių sužadimo procesui.
3. Atlikti eksperimentinius Lembo bangų sužadimo suderintųjų matmenų gardele per orą tyrimus.

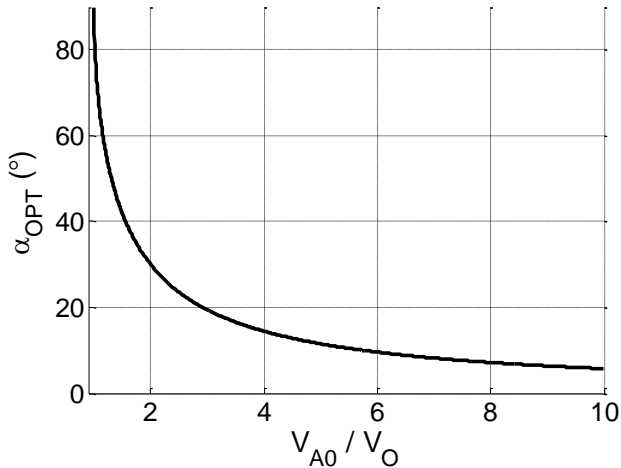
##### 4.1. Lembo bangų sužadimo suderintųjų matmenų gardele metodo prielaidos ir pagrindimas

Remiantis Snelio dėsniumi (1.2.1) atliktas ištekančiųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadimo sąlygų tyrimas. Optimalusis bangos kritimo kampas, kuriam esant plokštelėje sužadunami didžiausios amplitudės virpesiai, išreiškiamas taip:

$$\alpha_{OPT} = \arcsin \frac{\lambda_O(f)}{\lambda_{A_0}(f)} = \arcsin \frac{V_O}{V_{A_0}(f)}, \quad (4.1.1)$$

čia  $f$  – dažnis;  $\lambda_O$  – garso bangos ilgis ore;  $V_O$  – garso greitis ore,  $V_O = 343$  m/s;  $\lambda_{A_0}$  –  $A_0$  modos bangos ilgis;  $V_{A_0}$  –  $A_0$  modos fazinis greitis.

Optimaliojo kritimo kampo  $\alpha_{OPT}$  priklausomybė nuo  $A_0$  modos fazinio greičio ir garso greičio ore santykio pateikiama 4.1.1 pav.

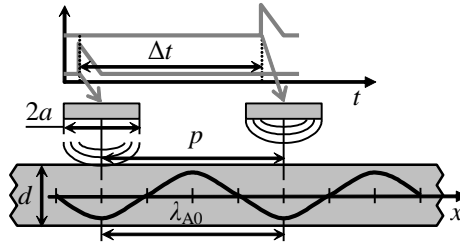


**4.1.1 pav.** Optimaliojo kritimo kampo  $\alpha_{OPT}$  priklausomybė nuo  $A_0$  modos fazinio greičio ir garso greičio ore santykio

Optimaliojo kritimo kampo  $\alpha_{OPT}$  reikšmės yra santykinai mažos ( $<30^\circ$ ) ir jas lengva gauti praktiškai, kai  $V_{A_0} > 2V_O$ . Toliau mažėjant  $A_0$  modos faziniam greičiui optimalusis kritimo kampas  $\alpha_{OPT}$  pradeda staigiai augti ir pasiekia  $90^\circ$  (staus kampo) reikšmę, kai  $V_{A_0} = V_O$ . Didelių kampų neįmanoma realizuoti praktikoje dėl baigtinių keitiklio matmenų, nes keitiklio kampas ims liestis su plokšte.  $A_0$  modos faziniam greičiui  $V_{A_0}$  tapus mažesniau už garso greitį ore  $V_O$  trigonometrinės funkcijos arcsin argumentas (4.1.1) formulėje yra didesnis už 1, todėl optimaliojo kritimo kampo  $\alpha_{OPT}$  reikšmė tampa kompleksiniu skaičiumi ir pasiekama Snelio dėsnio galiojimo riba.

Žemojo dažnio ir mažo fazinio greičio lėtųjų Lembo bangų asimetrinėms modoms sužadinti per orą nuspręsta taikyti suderintųjų matmenų stačiakampių elementų gardelės metodą (4.1.2 pav.). Jo esmė – atstumas tarp dviejų gardelės elementų centrų  $p$  lygus Lembo bangos ilgiui  $\lambda_{A_0}$ :

$$p = \lambda_{A_0}. \quad (4.1.2)$$



**4.1.2 pav.** Lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadinimo per orą stačiakampių elementų suderintųjų matmenų gardele metodas

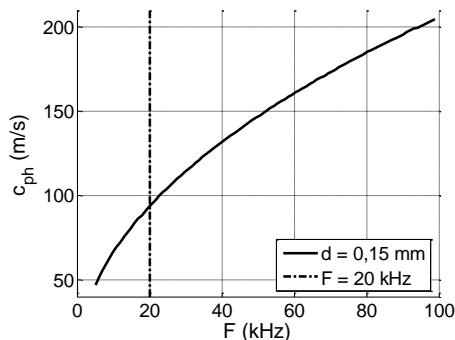
Sužadinant gardelės elementus ir tinkamai parinkus suvėlinimo laiką  $\Delta t$  plokštelėje sukuriama vieno elemento virpesiai turi susidėti su kito elemento sukuriama virpesiais. Tokiu atveju  $\Delta t$  yra laikas, per kurį  $A_0$  moda nusklinda atstumą  $p$ , ir apskaičiuojamas pagal (4.1.3) formulę:

$$\Delta t = \frac{p}{V_{A_0}(f)} = \frac{\lambda_{A_0}(f)}{V_{A_0}(f)}. \quad (4.1.3)$$

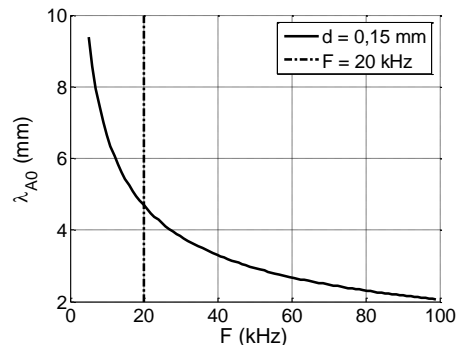
Teorinis silpstančiųjų asimetrinių Lembo bangų  $A_0$  modos sužadinimo per orą metodo galimumas tyrinėtas pasinaudojant programiniu paketu „The Lamb Matlab® toolbox“.

## 4.2. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimo per orą galimumo tyrimas

Teoriniam lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadinimo per orą suderintųjų matmenų gardele galimumo tyrimui buvo pasirinkta 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelė.  $A_0$  modos fazinio greičio (4.2.1 pav.) ir bangos ilgio (4.2.2 pav.) dispersijos kreivės esant žemesiems dažniams buvo apskaičiuotos taikant pusiau analitinį baigtinių elementų metodą [22].



**4.2.1 pav.** Lembo bangų  $A_0$  modos fazinio greičio dispersijos kreivė



**4.2.2 pav.** Lembo bangų  $A_0$  modos bangos ilgio dispersijos kreivė

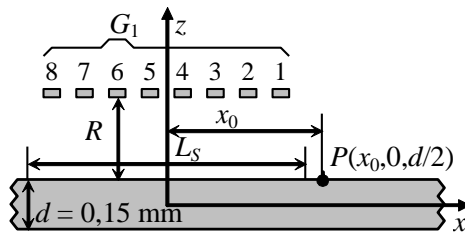
Gardelės ir jos elementų geometriniai matmenys parenkami įvertinus  $A_0$  modos fazinį greitį ir bangos ilgį ties pasirinktuoju dažniu. Remiantis pasiūlytuoju metodu (4.1.2 pav.) gardelės elemento plotis  $2a$  turi būti mažesnis už pusę norimos sužadinti Lembo bangos ilgio arba lygus pusei šios bangos ilgio:

$$2a \leq \frac{\lambda_{A_0}(f)}{2}. \quad (4.2.1)$$

Atsižvelgus į bangos ilgio dispersijos kreivę (4.2.2 pav.) pasirinktas 20 kHz darbinis dažnis, kuriam esant  $A_0$  modos fazinis greitis  $c_{ph} = 93,63$  m/s, o bangos ilgis  $\lambda_{A_0} = 4,7$  mm. Pasirinkti gardelės elementų matmenys: plotis  $2a = 2$  mm, ilgis  $2b = 15$  mm. Atstumas tarp elementų centrų  $p = 4,7$  mm. Kadangi gardelėms sužadinti paprastai naudojami kompiuterizuoto skaitmeninio valdymo daugiakanaliai generatoriai, todėl gardelės elementų skaičius  $N$  yra skaitmens 2 laipsnis [77], jis nustatomas (4.2.2) formule:

$$N = 2^n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.2.2)$$

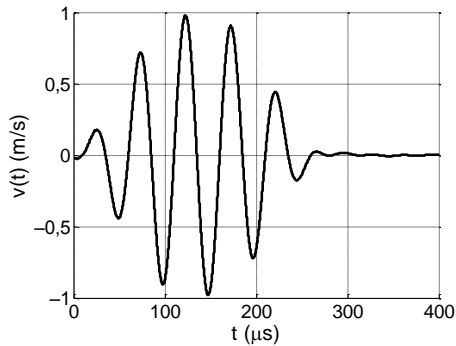
Šiuo atveju pasirinkta gardelė  $G_1$  iš 8 elementų ( $N$ ) (4.2.3 pav.):



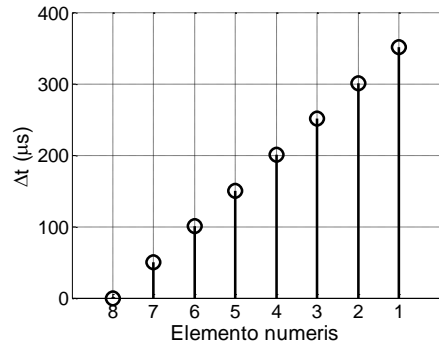
**4.2.3 pav.** Lembo bangų  $A_0$  modos sužadavimo per orą stačiakampių elementų suderintųjų matmenų gardele supaprastintas dvimatis modelis

Atstumas tarp gardelės ir PVC plėvelės  $R$  parinktas atsižvelgus į vieno elemento artimojo lauko ribą (2.1.9). Esant 20 kHz dažniui ši riba siekia  $N_{st20} = 0,56$  mm. Norint Lembo bangas sužadinti artimojo lauko zonoje būtų sudėtinga praktiškai realizuoti tokį arba mažesnę atstumą, todėl parinktas mažiausias realiai galimas 1 mm atstumas, kuris yra tolimojoje zonoje.

Kiekvienam gardelės  $G_1$  elementui buvo suteiktas 20 kHz dažnio 5 periodų trukmės harmoninis sinuso gaubtinės formos virpamojo greičio impulsas, kurio maksimalioji amplitudė 1 m/s. Dažnių juosta apribota nuo 10 iki 30 kHz, esant 10 MHz diskretizacijos dažniui (4.2.4 pav.), elementams taikytas standžiosios plokštumos įtvirtinimo faktorius  $\beta(z, t) = 2$ .



**4.2.4 pav.** Gardelės elementui suteiktas virpamojo greičio signalas: pagrindinis dažnis 20 kHz, dažnių juosta 10–30 kHz



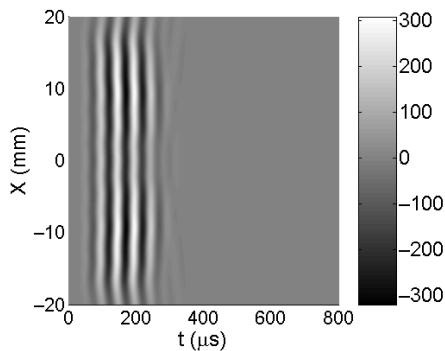
**4.2.5 pav.** Tiesinė gardelės elementų suvėlinimo schema taikant  $\Delta t = 50,2 \mu s$  suvėlinimo žingsnį

Teoriniam lėtųjų Lembo bangų sužadavimo per orą galimumui įvertinti visiškai pakanka rasti normalinių poslinkių impulsą viename taške. Dėl šios priežasties taikytas supaprastintas dvimatis modelis. Pasirinkta linijos tipo sužadavimo zona, kurios ilgis  $L_S = 40 \text{ mm}$ , ji užpildyta 201 apskritimine sritimi, kurios spindulys  $a = 0,1 \text{ mm}$ . Normalinių poslinkių signalas skaičiuotas plėvelės paviršiaus taške  $P$ , nutolusiame  $x_0 = 21 \text{ mm}$  atstumu.

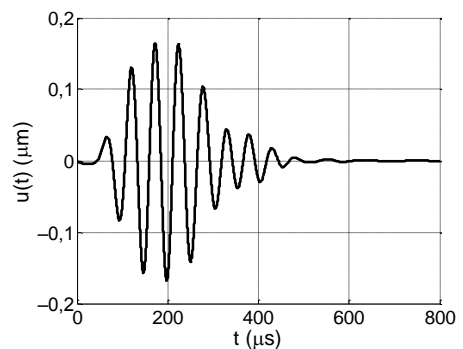
Sužadavimo zonoje  $L_S$  gardelės  $G_1$  sukuriamas slėgio signalas ir taške  $P$  gaunamas  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas modeliuoti taikant dvi elementų suvėlinimo schemas:

1. Visi elementai sužadunami vienu metu.
2. Elementai sužadunami taikant tiesinę suvėlinimo schemą, kurioje pagal (4.1.2) išraišką apskaičiuotas laiko žingsnis  $\Delta t = 50,2 \mu s$  (4.2.5 pav.).

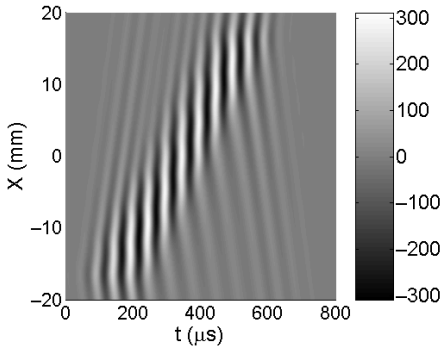
Skaičiavimo rezultatai pateikiami 4.2.6–4.2.9 pav.



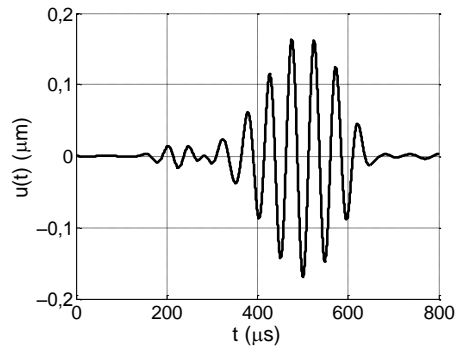
**4.2.6 pav.** Slėgio signalas (Pa) 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiuje, kai visi gardelės elementai žadinami tuo pačiu metu



**4.2.7 pav.** Normalinių poslinkių signalas 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiaus taške  $P$ , kai visi gardelės elementai žadinami tuo pačiu metu



**4.2.8 pav.** Slėgio signalas (Pa) 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiuje, kai visi gardelės elementai žadinami taikant vėlinimą

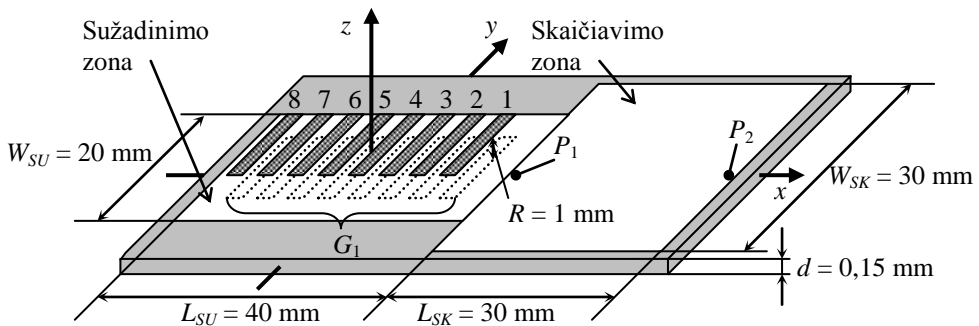


**4.2.9 pav.** Normalinių poslinkių signalas 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiaus taške  $P$ , kai visi gardelės elementai žadinami taikant vėlinimą

Teoriniai modeliavimo rezultatai rodo, kad lėtųjų Lembo bangų sužadavimo per orą gardele metodas yra galimas. Gauta dviejų normalinių poslinkių impulsų maksimalioji amplitudė yra iš esmės vienoda. Tačiau elementus žadinant pagal (4.2.5 pav.) tiesinę fazavimo schemą gaunamas suvėlintas impulsas, kurio pradžioje atsiranda pašalinių virpesių (jų atsiradimo priežastys ir amplitudės mažinimas tiriami 4.7 ir 4.8 skyriuose). Šių virpesių maksimalioji amplitudė yra maždaug 10 kartų mažesnė už pagrindinio impulso maksimaliąją amplitudę.

### 4.3. Lėtųjų Lembo bangų sužadavimo per orą detalūs tyrimai

Supaprastintuoju dvimačiu modeliu patvirtinus lėtųjų Lembo bangų sužadavimo per orą suderintųjų matmenų gardele metodo taikymo galimumą svarbu atlikti nuodugnesnius sužadavimo proceso tyrimus. Tam panaudotas trimatis modelis, kai slėgis ir normaliniai poslinkiai modeliuojami pasirinktų stačiakampių plėvelės paviršiaus zonų taškuose (4.3.1 pav.).



**4.3.1 pav.** Lembo bangų  $A_0$  modos sužadavimo per orą stačiakampių elementų suderintųjų matmenų gardele  $G_1$  trimatis modelis

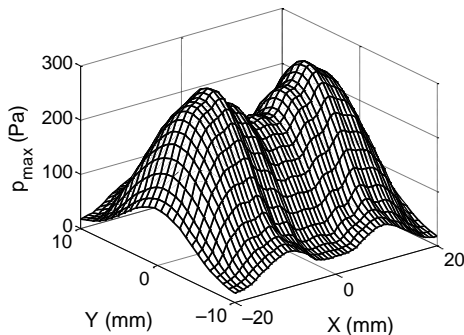


Plėvelės paviršių veikiantys slėgio signalai sužadavimo zonoje  $p(x, y, t)$  ir skaičiavimo zonos paviršiuje susiformuojantys normalinių poslinkių signalai  $u(x, y, t)$  kinta erdvėje ir laike. Iš laikinių signalų paėmus maksimaliausias amplitudžių vertes gaunami erdviniai pasiskirstymai  $p_{max}(x, y)$  ir  $u_{max}(x, y)$ :

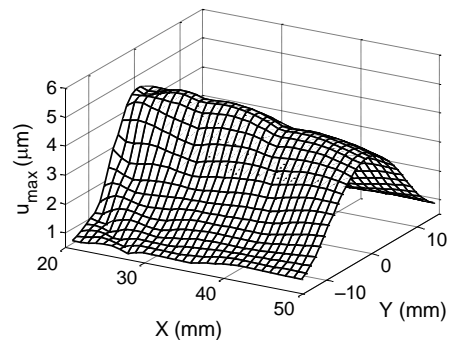
$$\begin{aligned} p_{max}(x, y) &= \max(p[x, y, t]). \\ u_{max}(x, y) &= \max(u[x, y, t]). \end{aligned} \quad (4.3.1)$$

Reikšmingiausios maksimaliojo slėgio vertės pasiskirsto po gardelės  $G_1$  projekcija plėvelės paviršiuje, kurios dydis  $34,9 \times 15$  mm. Siekiant tikslesnių modeliavimo rezultatų stačiakampės sužadavimo zonos matmenys pasirinkti didesni: ilgis  $L_{SU} = 40$  mm, plotis  $W_{SU} = 20$  mm. Zona užpildoma 1236 apskritimais, kurių spindulys  $a = 0,4$  mm. Skaičiavimo zonos ilgis  $L_{SK} = 30$  mm, plotis  $W_{SK} = 30$  mm. Zona padalyta į taškus naudojant 1 mm kvadratinį tinklą.

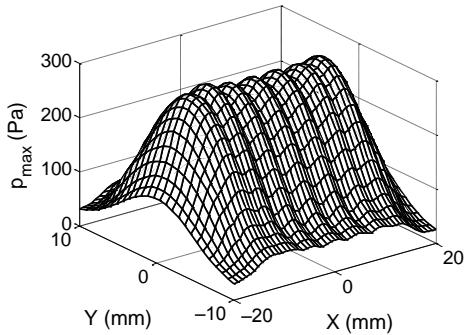
Slėgio signalai sužadavimo zonoje ir normalinių poslinkių signalai skaičiavimo zonoje modeliuoti pagal dvi gardelės  $G_1$  elementų suvėlinimo schemas. Pirmuoju atveju visi elementai žadinti vienu metu, o antruoju atveju buvo pritaikyta tiesinė schema su vėlinimo laiko žingsniu  $\Delta t = 50,2 \mu s$  (4.2.5 pav.). Maksimaliųjų slėgio ir normalinių poslinkių amplitudžių pasiskirstymai stačiakampėse plėvelės paviršiaus zonose pavaizduoti 4.3.2–4.3.5 pav.



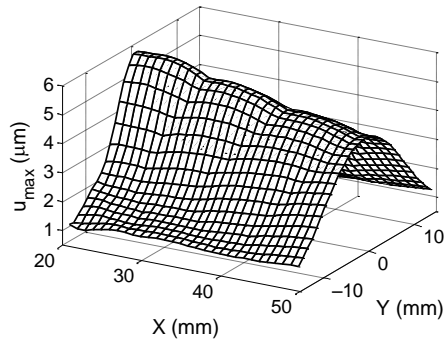
**4.3.2 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje, kai visi gardelės elementai žadinami tuo pačiu metu



**4.3.3 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, kai visi gardelės elementai žadinami tuo pačiu metu



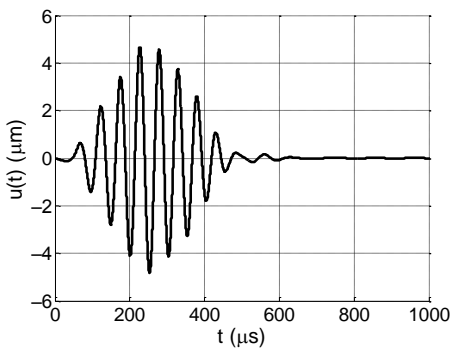
**4.3.4 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje, kai visi gardelės elementai žadinami taikant vėlinimą



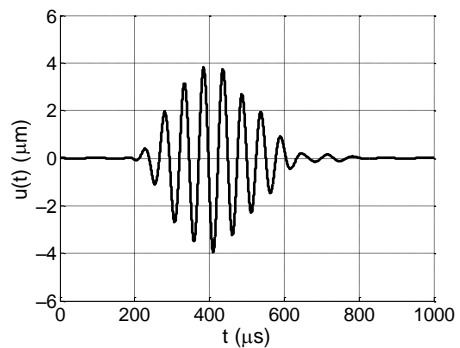
**4.3.5 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, kai visi gardelės elementai žadinami taikant vėlinimą

Naudojamoje gardelės elementų suvėlinimo schemoje keičiamos sąlygos, kurioms esant sumuojasi atskirų elementų sukuriama slėgio signalai. Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymo sužadavimo zonoje modelyje matomi 2 maksimumai ( $p_{max} = 294$  Pa), kai gardelės  $G_1$  elementai sužadunami tuo pačiu metu (4.3.2 pav.), ir 7 maksimumai ( $p_{max} = 298$  Pa) pritaikius suvėlinimo schemą (4.3.4 pav.). Normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymai abiem atvejais išlaiko iš esmės tokią pačią formą, o taikant tiesinę suvėlinimo schemą gaunamos maždaug 1,2 karto didesnės normalinių poslinkių maksimaliųjų amplitudžių vertės.

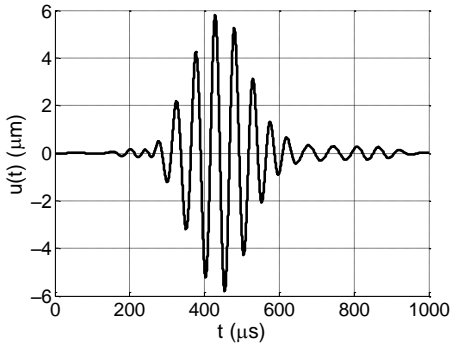
Svarbu palyginti ir normalinių poslinkių signalus tam tikru laiko tarpu. Tam tikslui iš gautųjų pasiskirstymų pasirinkti du taškai skaičiavimo zonoje. Taškas  $P_1$  (20,5, -0,5,  $d/2$ ) atitinka vietą, esančią arčiausiai gardelės  $G_1$  ir  $x$  ašies, o taškas  $P_2$  (49,5, -0,5,  $d/2$ ) atitinka vietą, esančią toliausiai nuo gardelės  $G_1$  ir arčiausiai  $x$  ašies. Normalinių poslinkių impulsai, kai gardelės elementai sužadunami tuo pačiu metu, pateikiami 4.3.6 ir 4.3.7 pav., o taikant vėlinimą pavaizduoti 4.3.8 ir 4.3.9 pav.



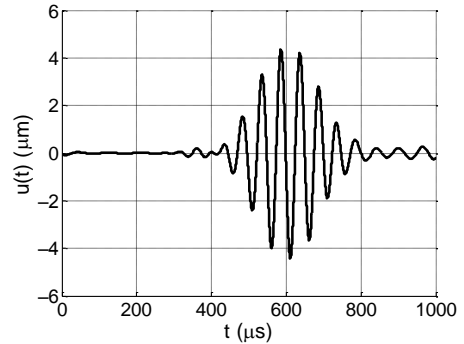
**4.3.6 pav.** Normalinių poslinkių impulsas taške  $P_1$ , kai visi gardelės elementai žadinami tuo pačiu metu



**4.3.7 pav.** Normalinių poslinkių impulsas taške  $P_2$ , kai visi gardelės elementai žadinami tuo pačiu metu



**4.3.8 pav.** Normalinių poslinkių impulsas taške  $P_1$ , kai visi gardelės elementai žadinami taikant vėlinimą



**4.3.9 pav.** Normalinių poslinkių impulsas taške  $P_2$ , kai visi gardelės elementai žadinami taikant vėlinimą

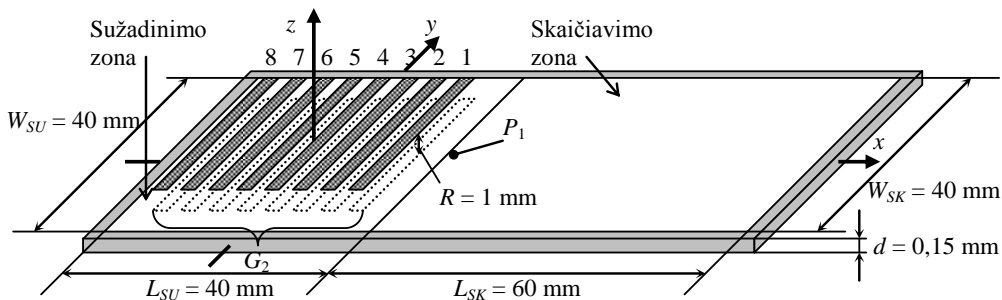
Abiem atvejais normalinių poslinkių signalo amplitudė mažėja tolstant nuo gardelės  $G_1$ . Tuo pačiu metu žadinant gardelės elementus amplitudė krinta maždaug 1,2 karto, o taikant tiesinę suvėlinimo schemą – maždaug 1,3 karto. Taikant vėlinimą elementams atsiranda pašalinių virpesių impulso pradžioje ir gale (4.3.8 ir 4.3.9 pav.). Taške  $P_1$  jie yra apytiksliai 20 kartų, o taške  $P_2$  – maždaug 16 kartų mažesni už pagrindinio impulso maksimaliąją amplitudę.

#### 4.4. Lėtųjų Lembo bangų sužadavimo artimajame lauke tyrimas

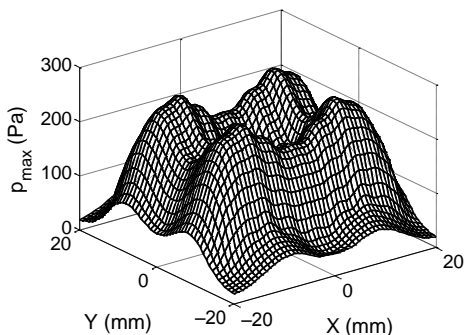
Tiriant Lembo bangų generavimą per orą gardele  $G_1$  modeliuotas  $A_0$  modos sužadimas tolimajame akustiniame lauke. Siekiant iširti sužadimą artimajame lauke ir nekeičiant atstumo tarp gardelės ir plėvelės buvo padvigubintas elemento ilgis. Naujos gardelės  $G_2$  elemento plotis  $2a = 2$  mm, ilgis  $2b = 30$  mm. Pagal (2.1.9) formulę apskaičiuota artimojo lauko riba siekia  $N_{st20} = 1,11$  mm. Kai atstumas tarp plėvelės ir plokštelės  $R = 1$  mm,  $A_0$  modos sužadimas atliekamas artimajame lauke.

Pakeitus gardelės elemento matmenis, teko padidinti ir sužadavimo bei skaičiavimo zonų matmenis. Stačiakampės sužadavimo zonos ilgis  $L_{SU} = 40$  mm, plotis  $W_{SU} = 40$  mm, zona užpildyta 2601 apskritimu, kurio spindulys  $a = 0,4$  mm. Skaičiavimo zonos ilgis  $L_{SK} = 60$  mm, plotis  $W_{SK} = 40$  mm. Zona padalyta į taškus naudojant 1 mm kvadratinį tinklėlį (4.4.1 pav.).

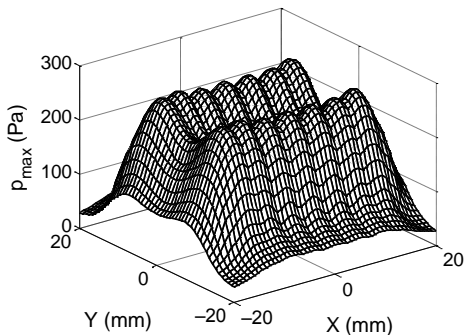
Atitinkamai apskaičiuoti maksimaliojo slėgio ir maksimaliųjų normalinių poslinkių pasiskirstymai sužadavimo ir skaičiavimo zonose dviem atvejais: elementus žadinant tuo pačiu metu (4.4.2 ir 4.4.3 pav.) bei taikant (4.2.5 pav.) tiesinę suvėlinimo schemą, kurios laiko žingsnis  $\Delta t = 50,2 \mu s$  (4.4.4 ir 4.4.5 pav.).



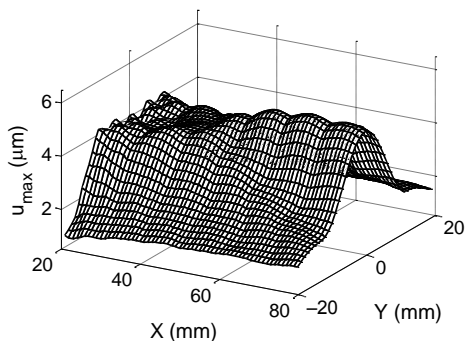
**4.4.1 pav.** Lembo bangų  $A_0$  modos sužadavimo per orą stačiakampių elementų suderintųjų matmenų gardele  $G_2$  trimatis modelis



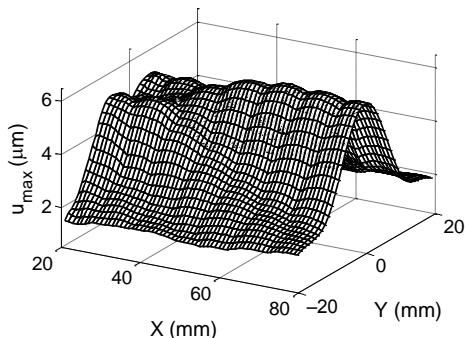
**4.4.2 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje, kai visi gardeles elementai žadinami tuo pačiu metu



**4.4.4 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje, kai visi gardeles elementai žadinami taikant vėlinimą



**4.4.3 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, kai visi gardeles elementai žadinami tuo pačiu metu



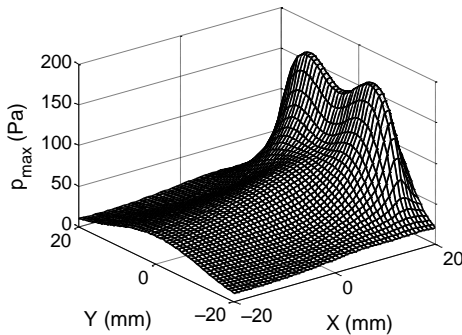
**4.4.5 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, kai visi gardeles elementai žadinami taikant vėlinimą

Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje modelyje yra 4 maksimumai ( $p_{max} = 262$  Pa), kai gardeles  $G_2$  elementai sužadunami tuo pačiu metu

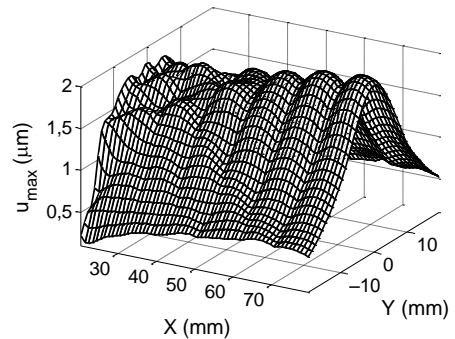
4.4.2 pav.), ir 14 maksimumų ( $p_{max} = 266$  Pa) pritaikius suvėlinimo schemą (4.4.4 pav.). Normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės pasiskirstymai abiem atvejais išlaiko iš esmės tokią pačią formą. Taikant suvėlinimo schemą gaunamos apytiksliai 1,2 karto didesnės normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės.

#### 4.5. Slėgių ir poslinkių signalų pasiskirstymų tyrimas

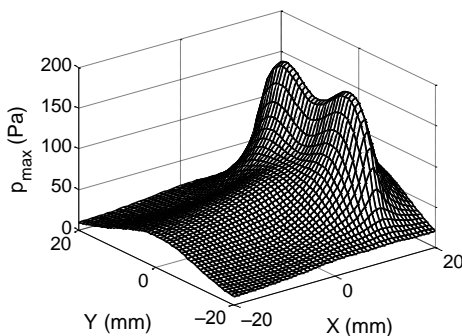
Iš bendrų maksimaliojo slėgio ir  $A_0$  modos maksimaliųjų normalinių poslinkių pasiskirstymų nėra aišku, kaip juos veikia atskirų gardelės  $G_2$  elementų darbas. Siekiant nustatyti šiuos dėsningumus atlikti 8 modeliavimai taikant (4.2.5 pav.) suvėlinimo schemą ir įjungiant tik vieną gardelės elementą. Maksimaliųjų slėgių ir poslinkių signalų reikšmių pasiskirstymai pateikiami 4.5.1–4.5.16 pav.



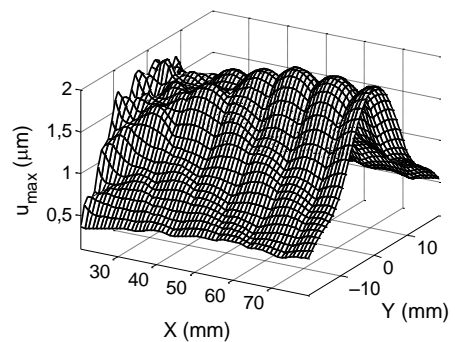
4.5.1 pav. Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 1



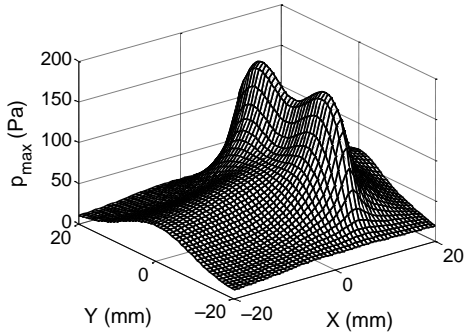
4.5.2 pav. Maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 1



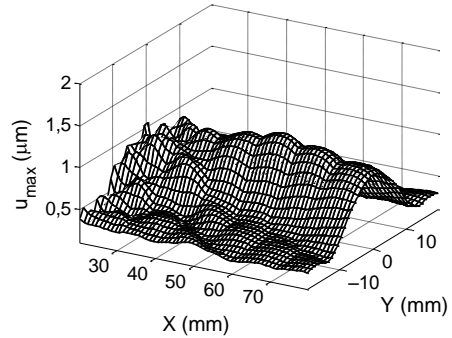
4.5.3 pav. Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 2



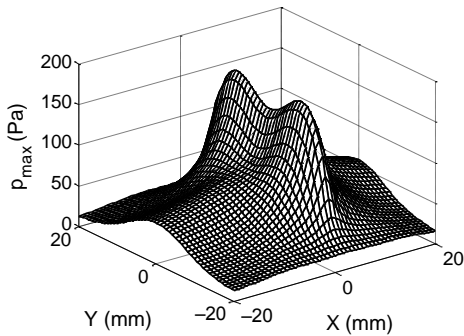
4.5.4 pav. Maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 2



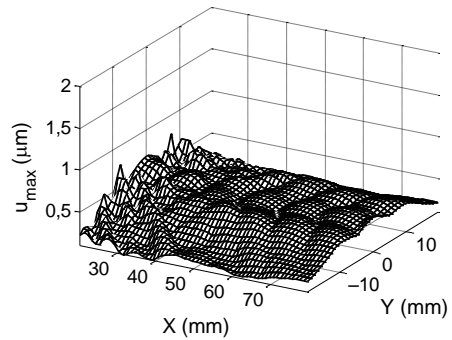
**4.5.5 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadiniimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 3



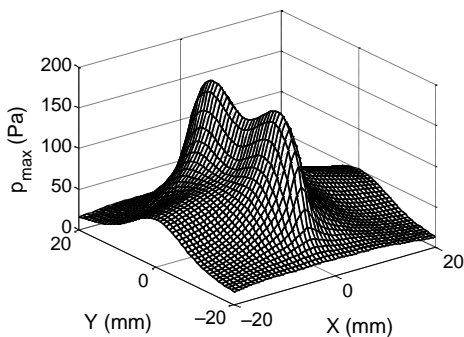
**4.5.6 pav.** Maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 3



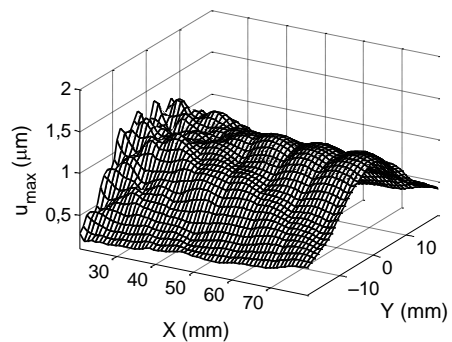
**4.5.7 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadiniimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 4



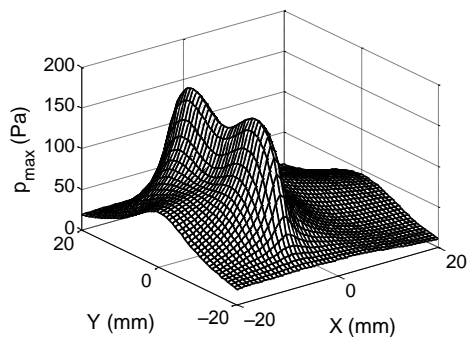
**4.5.8 pav.** Maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 4



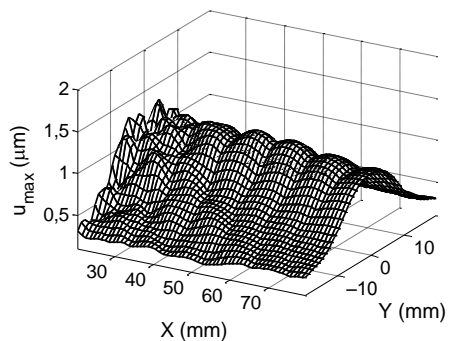
**4.5.9 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadiniimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 5



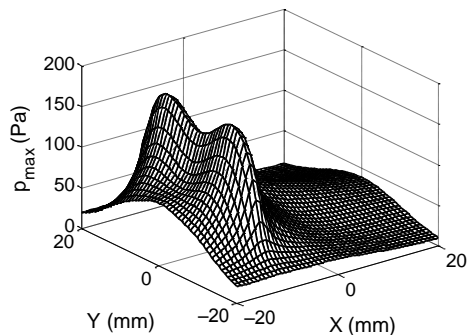
**4.5.10 pav.** Maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 5



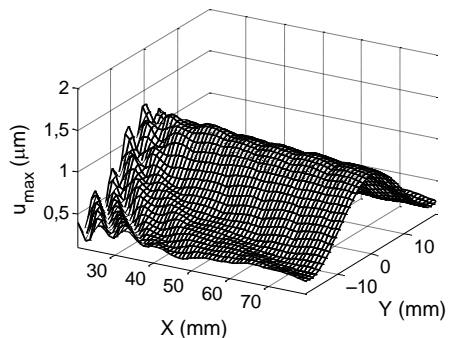
**4.5.11 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadinimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 6



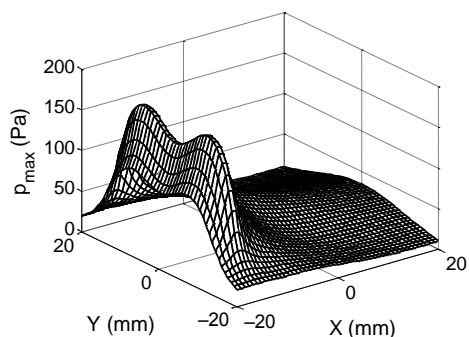
**4.5.12 pav.** Maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 6



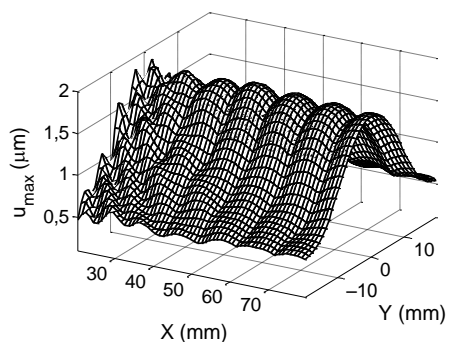
**4.5.13 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadinimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 7



**4.5.14 pav.** Maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 7



**4.5.15 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadinimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 8



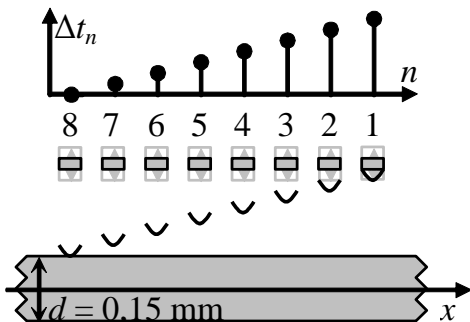
**4.5.16 pav.** Maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje, gautas įjungus gardelės elementą Nr. 8

Kiekvieno įjungto gardelės  $G_2$  elemento maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymai išlaiko tokią pačią formą su dviem maksimumais ( $p_{max} = 177$  Pa), kurios erdvinė padėtis atitinka elemento vietą gardelėje. Tačiau maksimaliosios poslinkių amplitudės pasiskirstymai turi ryškių skirtumų. Mažiausios vertės gautos viduriniams gardelės elementams Nr. 3, 4, 5, 6 ir 7, o didžiausios vertės – kraštiniams gardelės elementams Nr. 1, 2, ir 8. Taip atsitinka dėl baigtinio sužadinimo zonos dydžio, kai neįvertinama už jos ribų patenkančių mažesnės amplitudės slėgio signalų įtaka.

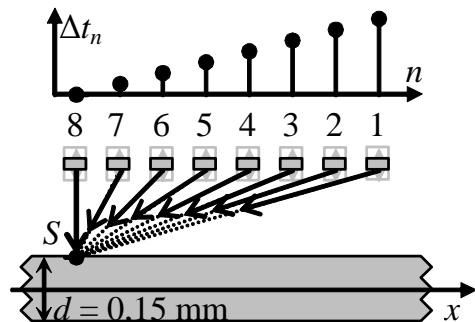
#### 4.6. Slėgio laikinio signalo formavimosi tyrimas

Kuriant silpstančiųjų Lembo bangų sužadinimo per orą suderintųjų matmenų gardele metodą tikėtasi, kad kiekvieno elemento sugeneruotas akustinio slėgio signalas sklis jo projekcijos ribose (4.6.1 pav.), tačiau atskirų gardelės elementų maksimaliojo slėgio pasiskirstymai rodo, jog gana stiprūs slėgio signalai patenka už generuojančiojo elemento projekcijos ribų. Taikant tiesinę fazavimo schemą (4.2.5 pav.) plėvelės paviršius elemento projekcijos plote paveikiamas ne tik pagrindiniu, bet ir iš gretimų elementų atsklidusiais šalutiniais slėgio signalais. Dėl keleto elementų generuojamų slėgio signalų interferencijos kiekvieną sužadinimo zonos tašką veikia sudėtingas slėgio signalas, lemiantis  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalų laiko intervale amplitudę ir formą. Kaip jau buvo ištirta 4.2 ir 4.3 skyriuje, tiesinės fazavimo schemos naudojimas lemia pašalinių virpesių atsiradimą normalinių poslinkių signalų pradžioje ir gale. Šių virpesių amplitudė yra nuo 10 iki 20 kartų mažesnė už pagrindinio impulso maksimaliąją amplitudę.

Iškilo klausimas, ar įmanoma pašalinti nepageidautinus mažos amplitudės virpesius iš normalinių poslinkių signalų taikant kitokią gardelės fazavimo schemą. Dėl šios priežasties ištirtas slėgio signalo formavimosi po elementu Nr. 8, panaudojant anksčiau sumodeliuotus slėgio pasiskirstymus (4.6.2 pav.).



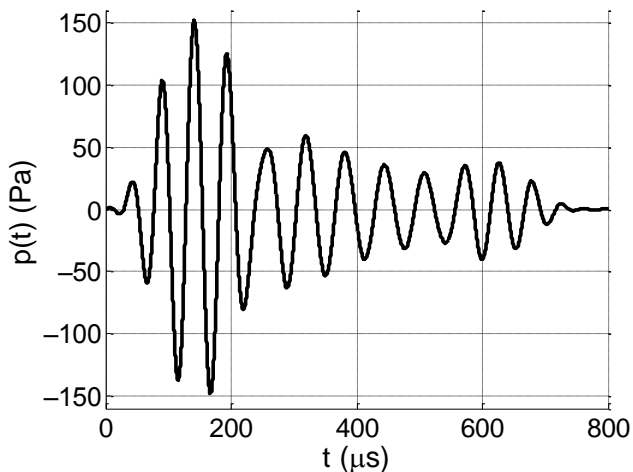
4.6.1 pav. Slėgio signalo sklidimas iš gardelės elementų, kurio tikėtasi



4.6.2 pav. Slėgio signalo formavimosi taške S po gardelės elementu Nr. 8 schema

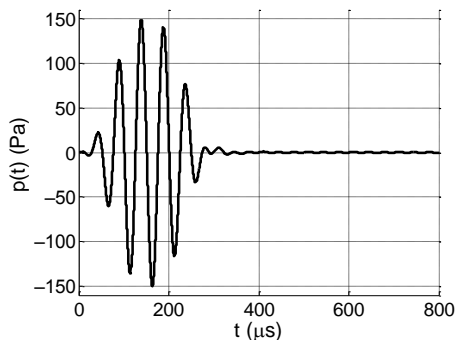


Gautose slėgio pasiskirstymo schemose pasirinktas taškas  $S$   $(-16,8, 0)$ , esantis arčiausiai elemento Nr. 8 centro  $(-16,45, 0)$ . Taikant tiesinę fazavimo schemą taške  $S$  gautas akustinio slėgio signalas pateiktas 4.6.3 pav.

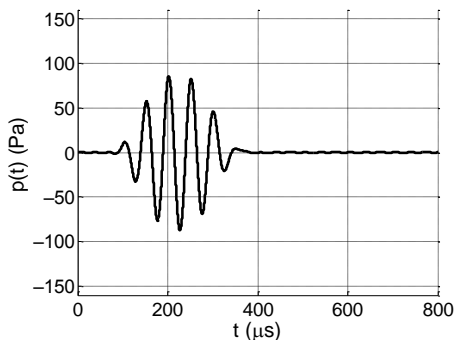


**4.6.3 pav.** Fazuotosios gardelės  $G_2$  sukurtas akustinio slėgio signalas taške  $S$

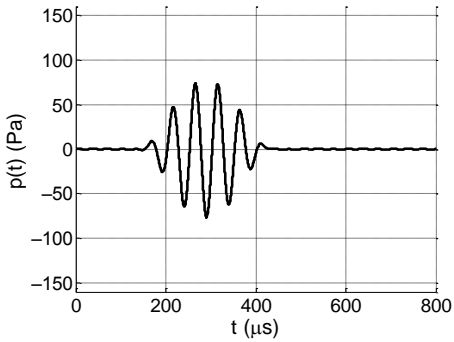
Šio signalo pradžia gana taisyklinga, tačiau praėjus 200  $\mu\text{s}$  laikotarpiui susidaro pašalinių virpesių. Šie trunka iki 700  $\mu\text{s}$ . Tokių virpesių atsiradimo priežastiai išsiaiškinti buvo išskirtos atskirų gardelės elementų sukuriamo akustinio slėgio dedamosios (4.6.4–4.6.11 pav.).



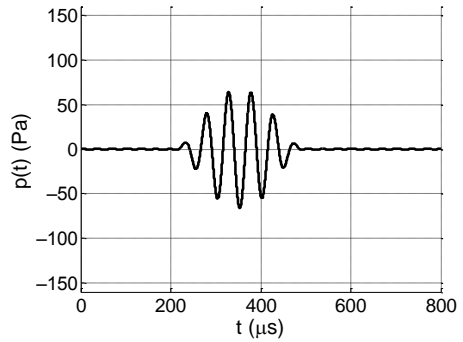
**4.6.4 pav.** Akustinio slėgio signalo dedamoji, kurią sukuria elementas Nr. 8



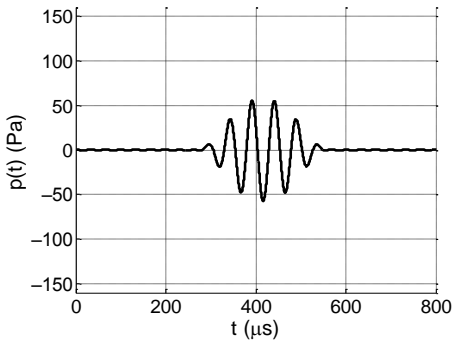
**4.6.5 pav.** Akustinio slėgio signalo dedamoji, kurią sukuria elementas Nr. 7



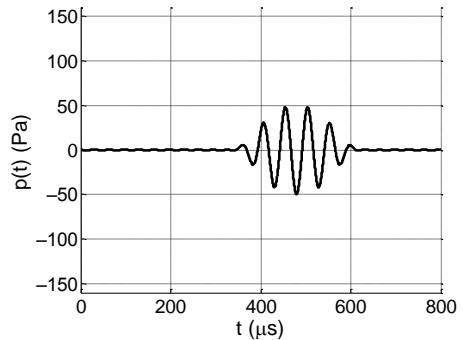
**4.6.6 pav.** Akustinio slėgio signalo dedamoji, kurią sukuria elementas Nr. 6



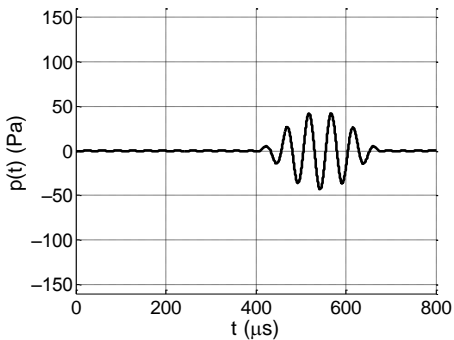
**4.6.7 pav.** Akustinio slėgio signalo dedamoji, kurią sukuria elementas Nr. 5



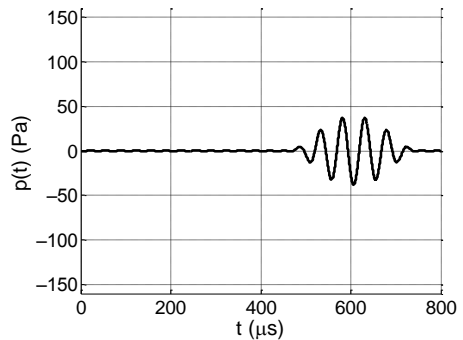
**4.6.8 pav.** Akustinio slėgio signalo dedamoji, kurią sukuria elementas Nr. 4



**4.6.9 pav.** Akustinio slėgio signalo dedamoji, kurią sukuria elementas Nr. 3



**4.6.10 pav.** Akustinio slėgio signalo dedamoji, kurią sukuria elementas Nr. 2



**4.6.11 pav.** Akustinio slėgio signalo dedamoji, kurią sukuria elementas Nr. 1

Iš pateiktų 4.6.4–4.6.11 pav. matyti, kad elementas Nr. 8 sukuria pagrindinę slėgio laikinio signalo dedamąją, kurios maksimalioji amplitudė siekia 150 Pa. Elementų Nr. 7, 6 ir 5 dedamosios sukuria didesnės amplitudės ( $\approx 60$  Pa) pašalinį signalą laikotarpiu nuo 200 iki 400  $\mu\text{s}$ , o elementų Nr. 4, 3, 2 ir 1 dedamosios

sukuria mažesnės amplitudės ( $\approx 35$  Pa) pašalinį signalą laikotarpiu nuo 400 iki 700  $\mu\text{s}$ .

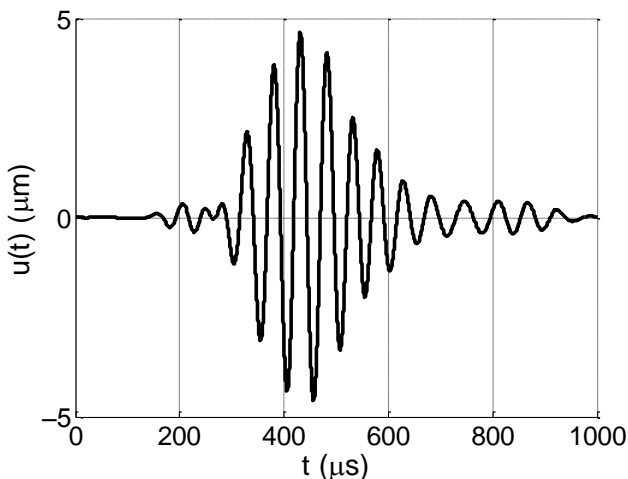
Atskirų gardelės elementų sukuriama slėgio laikinio signalo dedamosios tiriamąjį tašką pasiekia skirtingais laiko momentais, kurie priklauso nuo gardelės fazavimo schemos. Tikėtina, kad pakoregavus šią schemą būtų galima pagerinti slėgio formavimosi ir kartu normalinių poslinkių signalų generavimo plėvelėje procesą.

#### 4.7. Normalinių poslinkių laikinio signalo formavimosi tyrimas

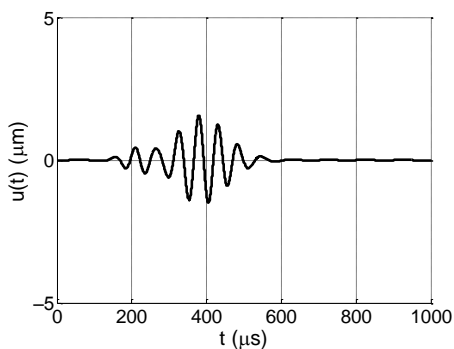
Kadangi į plėvelės paviršių krinta sudėtingi, pašalinių virpesių turintys slėgio signalai, todėl sužadinti Lembo bangų  $A_0$  modos virpesiai taip pat turi nepageidaujamų virpesių. Tiriant iškraipytųjų akustinio slėgio signalų įtaką normalinių poslinkių impulsų sužaditimui pasinaudota ankstesnių modeliavimų duomenimis.

Sužadavimo zonoje iš modeliuojamų normalinių poslinkių pasiskirstymo modelių pasirinktas taškas  $P_1$  ( $20,5, -0,5, d/2$ ), esantis arčiausiai gardelės  $G_2$  ir  $x$  ašies (4.4.1 pav.). Normalinių poslinkių signalas, gautas taikant tiesinę fazavimo schemą (4.6.2 pav.), pateikiamas 4.7.1 pav.

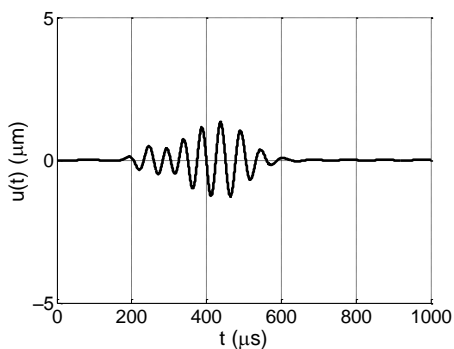
Atskirų gardelės  $G_2$  elementų sukurtos normalinių poslinkių laikinio signalo dedamosios pateikiamos 4.7.2–4.7.9 pav.



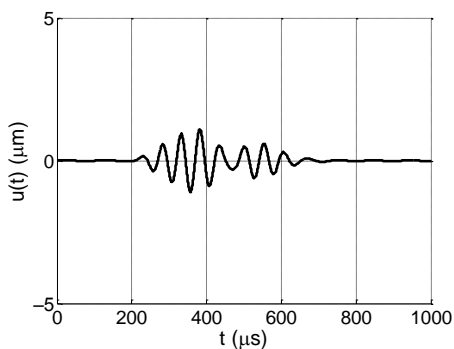
4.7.1 pav.  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas taške  $P_1$



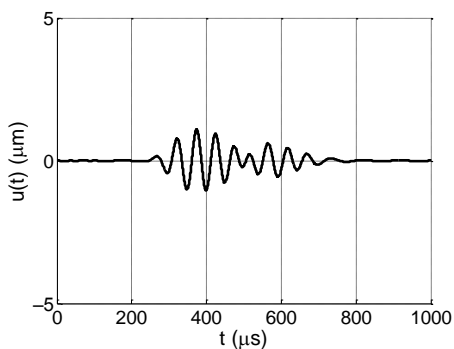
**4.7.2 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalo dedamoji, kurią sužadina elementas Nr. 8



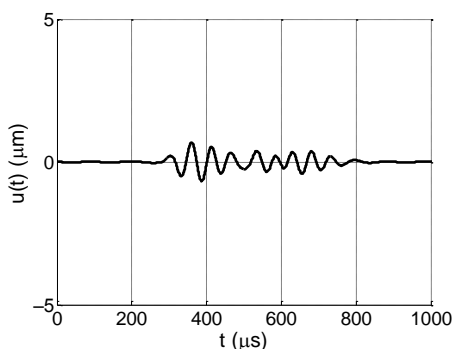
**4.7.3 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalo dedamoji, kurią sužadina elementas Nr. 7



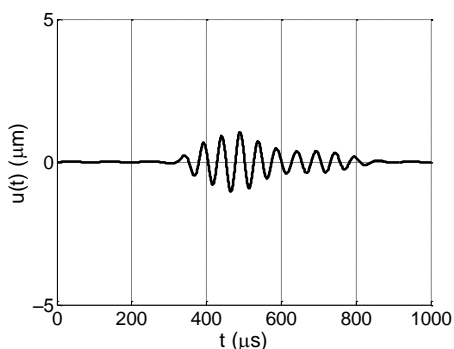
**4.7.4 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalo dedamoji, kurią sužadina elementas Nr. 6



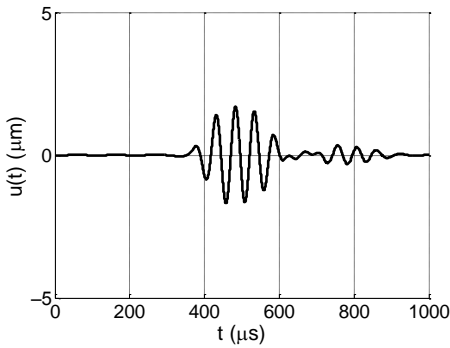
**4.7.5 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalo dedamoji, kurią sužadina elementas Nr. 5



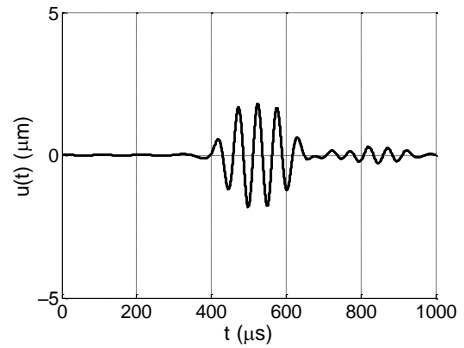
**4.7.6 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalo dedamoji, kurią sužadina elementas Nr. 4



**4.7.7 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalo dedamoji, kurią sužadina elementas Nr. 3

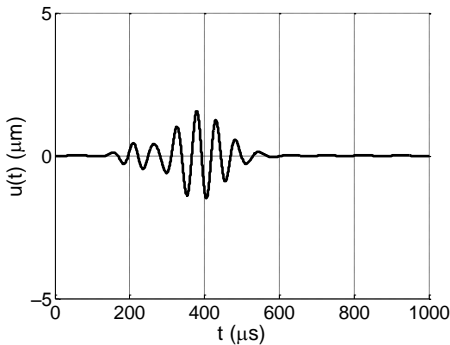


**4.7.8 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalo dedamoji, kurią sužadina elementas Nr. 2

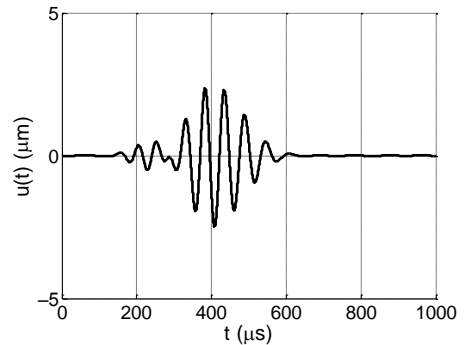


**4.7.9 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalo dedamoji, kurią sužadina elementas Nr. 1

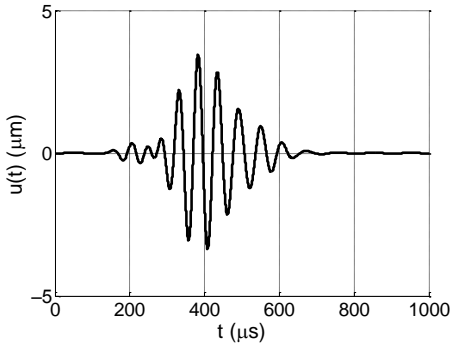
Modeliavimo rezultatai (4.7.2–4.7.9 pav.) rodo, kad skirtingų elementų sužadintos normalinių poslinkių signalo dedamosios tašką  $P_1$  pasiekia skirtingais laikotarpiais nuo 135 iki 350  $\mu\text{s}$  momentais. Tačiau įvertinus taikomą tiesinę gardelės fazavimo schemą šie laiko momentai turėtų būti panašūs. Iškelta prielaida, jog remiantis tiesinės akustikos superpozicijos principu tokių komponentų sumavimasis taške  $P_1$  gali būti neoptimalus ir neužtikrinti tolygios maksimaliosios amplitudės augimo priklausomybės nuo gardelės elementų skaičiaus. Ši prielaida patikrinta ištiriant, kaip didėja maksimalioji amplitudė sumuojant atskirų gardelės elementų sukurtas normalinių poslinkių signalų dedamąsias (4.7.10–4.7.17 pav.).



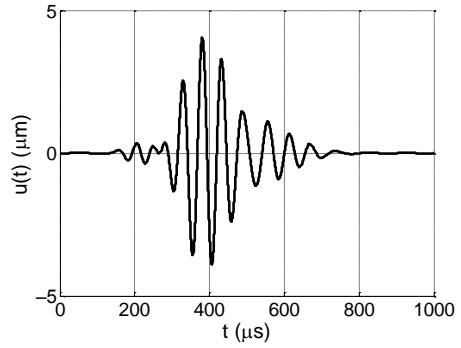
**4.7.10 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas, sužadintas elemento Nr. 8



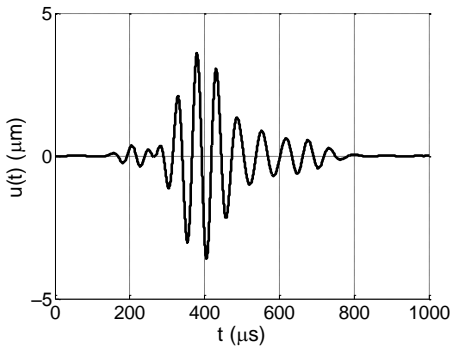
**4.7.11 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas, sužadintas elementų 8 + 7



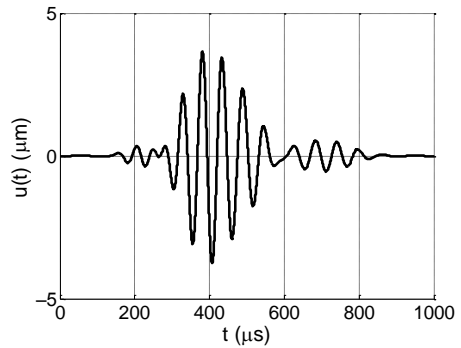
**4.7.12 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas, sužadintas elementų  $8 + 7 + 6$



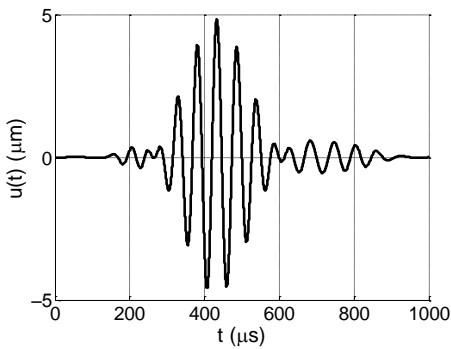
**4.7.13 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas, sužadintas elementų  $8 + 7 + 6 + 5$



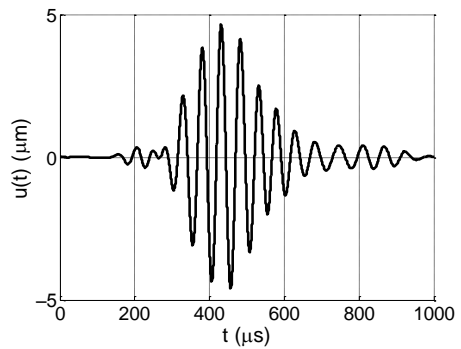
**4.7.14 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas, sužadintas elementų  $8 + 7 + 6 + 5 + 4$



**4.7.15 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas, sužadintas elementų  $8 + 7 + 6 + 5 + 4 + 3$

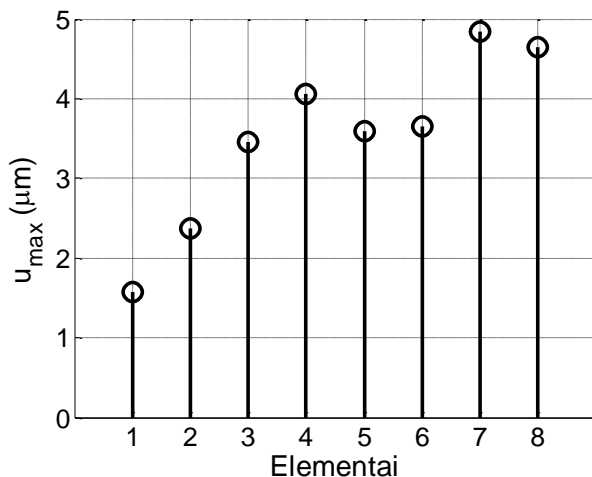


**4.7.16 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas, sužadintas elementų  $8 + 7 + 6 + 5 + 4 + 3 + 2$



**4.7.17 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių signalas, sužadintas elementų  $8 + 7 + 6 + 5 + 4 + 3 + 2 + 1$

Normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  priklausomybės nuo atskirų elementų dedamųjų skaičiaus grafikas pateikiamas 4.7.18 pav.



**4.7.18 pav.** Normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{\max}$  priklausomybė nuo atskirų elementų dedamųjų skaičiaus

Remiantis tiesine akustika būtų galima tikėtis stabilaus normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės augimo, tačiau tokio nelieka, kai dedamųjų skaičius viršija keturias. Sudėjus penkių ir šešių dedamųjų signalus gaunama maždaug 1,1 karto mažesnė maksimalioji amplitudė negu sudėjus keturių dedamųjų signalus. Analogiškai sudėjus aštuonių dedamųjų signalus gaunama maždaug 1,04 karto mažesnė maksimalioji amplitudė negu sudėjus septynių dedamųjų signalus.

Tokiu atveju 8 elementų gardelės panaudojimas tampa neracionalus ir išškyla klausimas – ar įmanoma optimizuoti sužadinimo procesą ir gauti stabilų amplitudės augimą pakoregavus gardelės fazavimo schemą.

#### 4.8. Sužadinimo proceso optimizavimas

Lembo bangas sužadinant per orą gardele ypač svarbu gauti kiek įmanoma stipresnį signalą. Šio signalo amplitudė priklauso nuo gardelės elementų skaičiaus. Tačiau gardelės  $G_2$  atvejis rodo, kad stabilus normalinių poslinkių amplitudės augimas dingsta, kai elementų skaičius viršija keturis, ir todėl esama aštuonių elementų gardelė panaudojama neoptimaliai.

Iškelta prielaida, kad gardelės fazavimo schema su pastoviuoju laiko žingsniu (4.2.5 pav.) nėra optimali. Atvejis ištirtas ieškant maksimaliosios amplitudės normalinių poslinkių impulso, kai aštuonių dedamųjų suma maksimizuojama pagal tokį algoritmą:

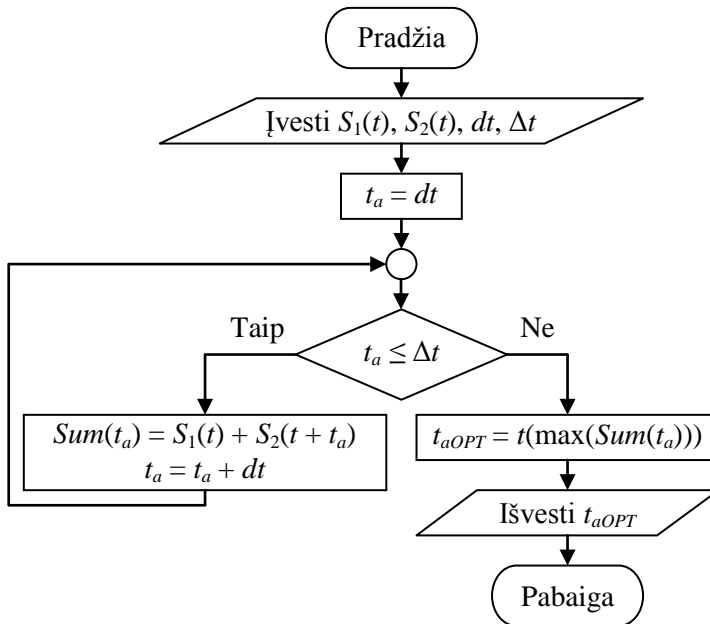
1. Pirmajam signalui  $S_1(t)$  priskiriama anksčiausiai sužadinamo elemento sukuriama normalinių poslinkių dedamoji.
2. Antrajam signalui  $S_2(t)$  priskiriama žingsniu  $\Delta t$  pavėlintai sužadinamo elemento sukuriama normalinių poslinkių dedamoji.

3. Antrasis signalas  $S_2(t)$  paankstinamas per vieną diskretinę laiko atskaitą  $dt$ , sudedami abu signalai ir fiksuojama maksimali teigiama amplitudės vertė. Toliau ankstinant antrąjį signalą  $S_2(t)$  iki gardelės suvėlinimo schemos žingsnio  $\Delta t$  gaunama dviejų signalų sumos maksimaliosios amplitudės priklausomybė nuo paankstinimo laiko  $t_a$ :

$$Sum(t_a) = \max_{t_a=dt} \sum^{\Delta t} (S_1(t) + S_2(t + t_a)). \quad (4.8.1)$$

4. Užfiksuojama optimaliojo paankstinimo laiko  $t_{aOPT}$  vertė, kuriai esant gaunama didžiausia maksimaliosios amplitudės reikšmė.
5. Pirmajam signalui  $S_1(t)$  priskiriamas iš dedamųjų su optimaliais paankstinimais gautas suminis signalas.
6. Antrajam signalui  $S_2(t)$  priskiriama kito žingsniu  $\Delta t$  pavėlintai sužadinto elemento sukuriamą normalinių poslinkių dedamoji.
7. Sumavimas kartojamas, kol visoms poslinkių dedamosioms randami optimalieji paankstinimo laikai  $t_{aOPT}$ .

Šis algoritmas dviejų signalų  $S_1(t)$  ir  $S_2(t)$  atveju pateikiamas 4.8.1 pav.

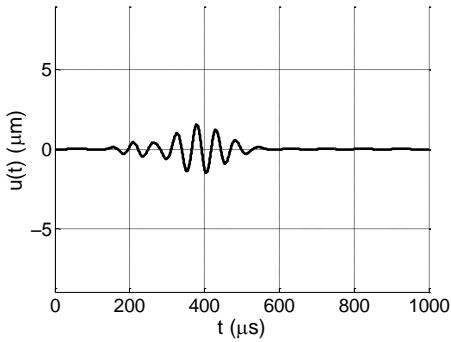


4.8.1 pav. Dviejų signalų sumos maksimizavimas

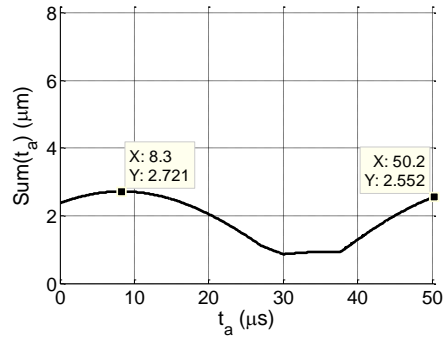
Normalinių poslinkių signalų sumavimo optimizacijos procesas pateikiamas 4.8.2–4.8.16 pav.

Optimalieji paankstinimo laikai  $t_{aOPT}$  atskirų elementų dedamosioms pateikiami 4.8.17 pav.

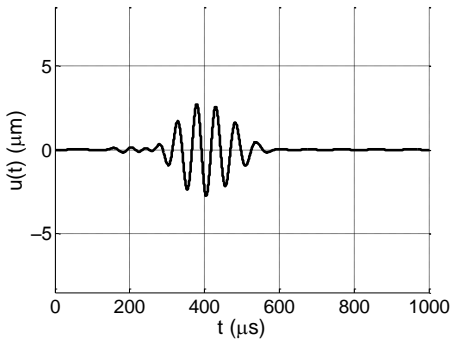




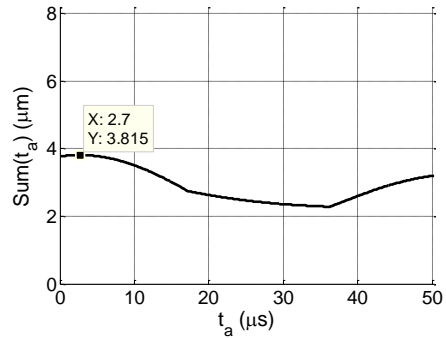
**4.8.2 pav.** Normalinių poslinkių signalo dedamoji, sužadinta 8 elemento



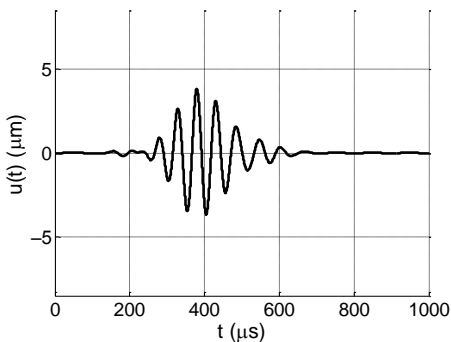
**4.8.3 pav.** Normalinių poslinkių dedamųjų 8 + 7 maksimaliosios amplitudės priklausomybė nuo suvėlinimo laiko  $t_a$



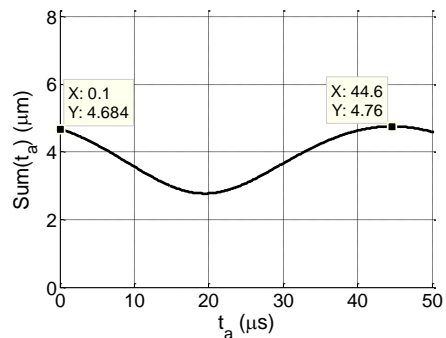
**4.8.4 pav.** Maksimizuota normalinių poslinkių dedamųjų suma iš 8 + 7 gardelės elementų



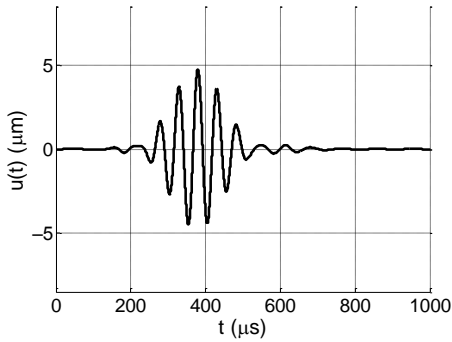
**4.8.5 pav.** Normalinių poslinkių dedamųjų (8+7) + 6 maksimaliosios amplitudės priklausomybė nuo suvėlinimo laiko  $t_a$



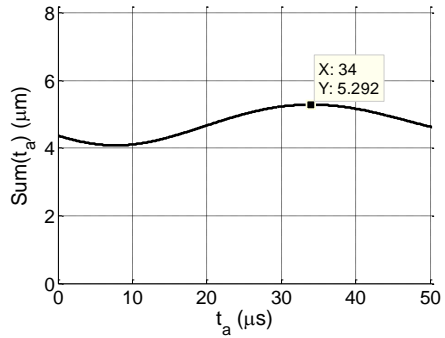
**4.8.6 pav.** Maksimizuota normalinių poslinkių dedamųjų suma iš 8 + 7 + 6 gardelės elementų



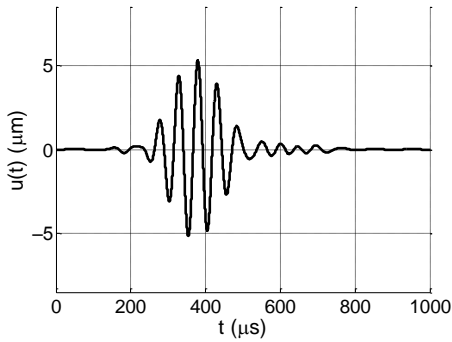
**4.8.7 pav.** Normalinių poslinkių dedamųjų (8 + 7 + 6) + 5 maksimaliosios amplitudės priklausomybė nuo suvėlinimo laiko  $t_a$



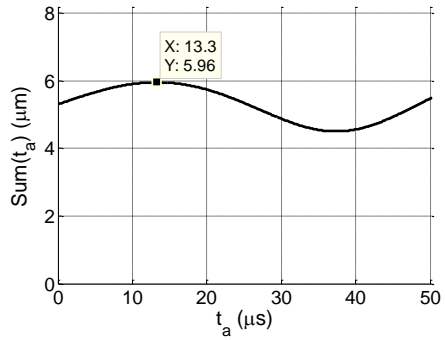
**4.8.8 pav.** Maksimizuota normalinių poslinkių dedamųjų suma iš  $8 + 7 + 6 + 5$  gardelės elementų



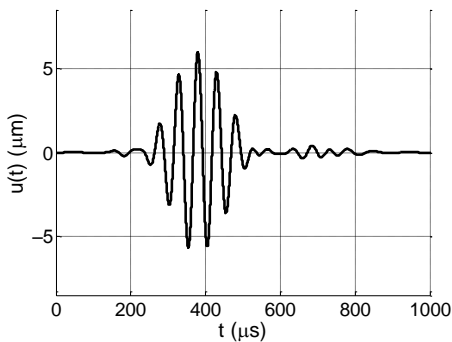
**4.8.9 pav.** Normalinių poslinkių dedamųjų ( $8 + 7 + 6 + 5$ ) + 4 maksimaliosios amplitudės priklausomybė nuo suvėlinimo laiko  $t_a$



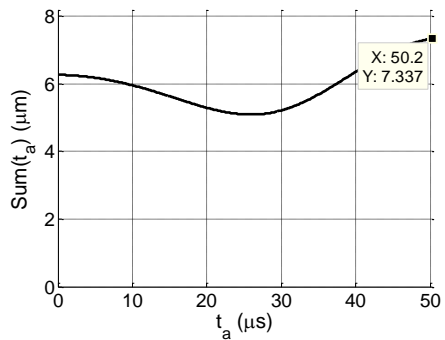
**4.8.10 pav.** Maksimizuota normalinių poslinkių dedamųjų suma iš  $8 + 7 + 6 + 5 + 4$  gardelės elementų



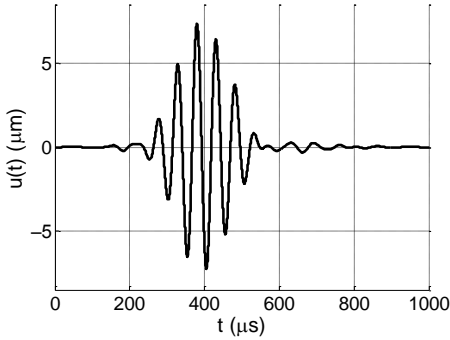
**4.8.11 pav.** Normalinių poslinkių dedamųjų ( $8 + 7 + 6 + 5 + 4$ ) + 3 maksimaliosios amplitudės priklausomybė nuo suvėlinimo laiko  $t_a$



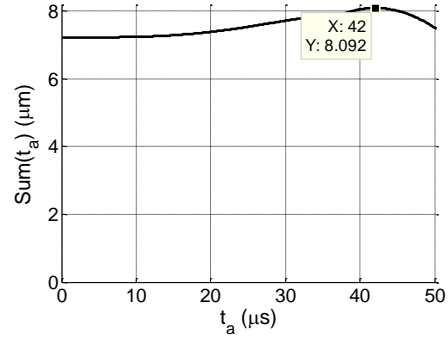
**4.8.12 pav.** Maksimizuota normalinių poslinkių dedamųjų suma iš  $8 + 7 + 6 + 5 + 4 + 3$  gardelės elementų



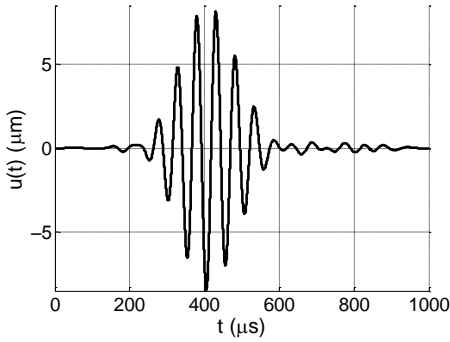
**4.8.13 pav.** Normalinių poslinkių dedamųjų ( $8 + 7 + 6 + 5 + 4 + 3$ ) + 2 maksimaliosios amplitudės priklausomybė nuo suvėlinimo laiko  $t_a$



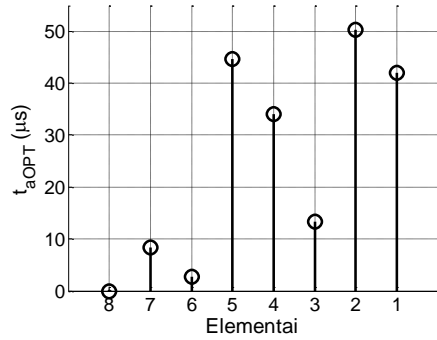
**4.8.14 pav.** Maksimizuota normalinių poslinkių dedamųjų suma iš  $8 + 7 + 6 + 5 + 4 + 3 + 2$  gardelės elementų



**4.8.15 pav.** Normalinių poslinkių dedamųjų  $(8 + 7 + 6 + 5 + 4 + 3 + 2) + 1$  maksimaliosios amplitudės priklausomybė nuo suvėlinimo laiko  $t_a$



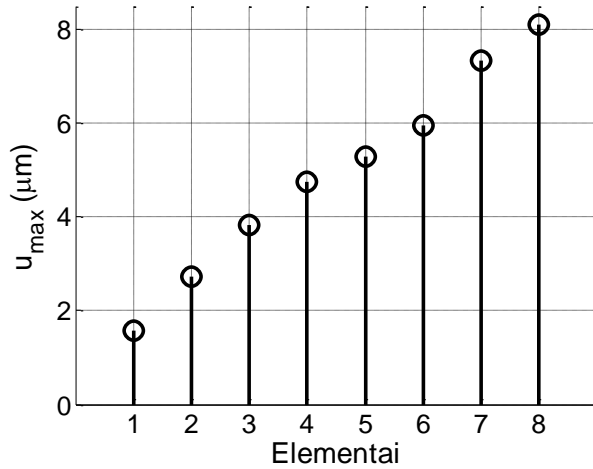
**4.8.16 pav.** Maksimizuota normalinių poslinkių dedamųjų suma iš  $8 + 7 + 6 + 5 + 4 + 3 + 2 + 1$  gardelės elementų



**4.8.17 pav.** Optimalieji paankstinimo laikai  $t_{aOPT}$  atskirų elementų normalinių poslinkių dedamosioms

Tikslinga palyginti normalinių poslinkių impulsą, gautą gardelės  $G_2$  sužaditimui taikant suvėlinimo schemą su pastoviuoju laiko žingsniu  $\Delta t$  (4.7.1 pav.), ir maksimizuotą dedamųjų sumą (4.8.16 pav.). Gauti rezultatai rodo, kad optimaliųjų paankstinimo laikų taikymas sumažina pašalinius virpesius impulso pradžioje ir gale. Šiuo atveju pagrindinio impulso maksimalioji amplitudė tampa 24 kartus didesnė už pašalinius virpesius. Dėl optimaliųjų paankstinimo laikų taikymo maksimalioji impulso amplitudė taip pat išauga beveik 1,5 karto.

Ištyrus, kaip optimaliųjų paankstinimo laikų  $t_{aOPT}$  taikymas lemia  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės augimo priklausomybę nuo signalo dedamųjų skaičiaus, buvo nubraižyta priklausomybė (4.8.18 pav.).

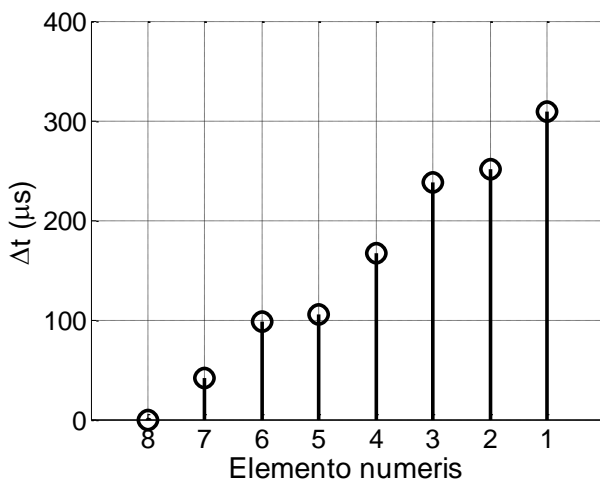


**4.8.18 pav.** Normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  augimo priklausomybė nuo dedamųjų skaičiaus taikant optimaliuosius paankstinimo laikus  $t_{aOPT}$

Taikant rastuosius paankstinimo laikus  $t_{aOPT}$  užtikrinamas beveik tiesiškas maksimaliosios poslinkių amplitudės  $u_{max}$  augimas, dėl kurio tampa tikslinga naudoti 8 elementų gardelę.

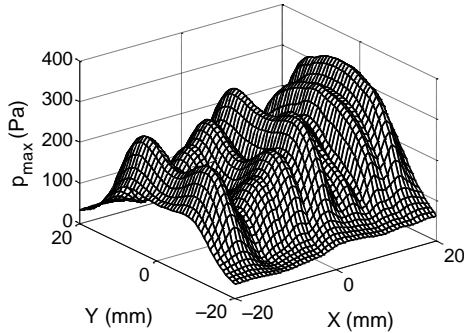
#### 4.9. Optimaliojo sužadavimo varianto modeliavimas

Svarbu patikrinti, kaip optimizuotosios gardelės elementų suvėlinimo schemas taikymas veikia slėgio ir poslinkių erdvinis pasiskirstymus. Iš suvėlinimo schemas su pastoviuoju žingsniu  $\Delta t$  (4.2.5 pav.) atėmus optimaliuosius paankstinimo laikus  $t_{aOPT}$  (4.8.16 pav.) gaunama laiptuotoji suvėlinimo schema (4.9.1 pav.):

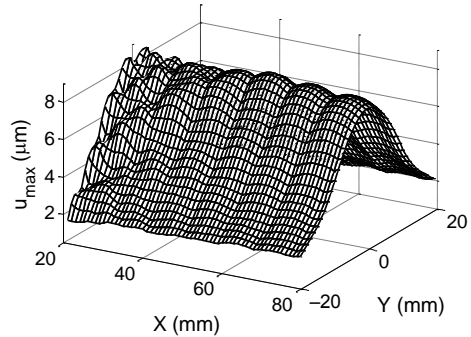


**4.9.1 pav.** Laiptuotoji gardelės  $G_2$  elementų suvėlinimo schema

Atlikus kompiuterinį modeliavimą pagal 4.4.1 pav. schemą gaunamas maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje (4.9.2 pav.) ir normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje (4.9.3 pav.)



**4.9.2 pav.** Maksimaliojo slėgio  $p_{max}$  pasiskirstymas sužadavimo zonoje



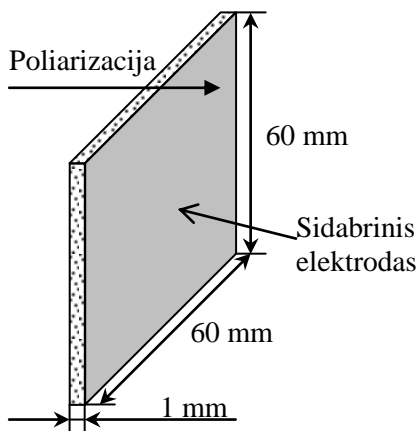
**4.9.3 pav.**  $A_0$  modos normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės  $u_{max}$  pasiskirstymas skaičiavimo zonoje

Optimizavus gardelės fazavimo schemą maždaug 1,5 karto padidėja normalinių poslinkių maksimalioji amplitudė ties skaičiavimo zonos vidurio ašimi  $x$ , palyginti su neoptimizuotu variantu (4.4.5 pav.). Slėgio pasiskirstymas sužadavimo zonoje taip pat pasikeičia, jo forma tampa sudėtinga ir nereguliari, o didžiausia slėgio vertė ( $p_{max} = 367$  Pa) patenka netoli skaičiavimo zonos krašto.

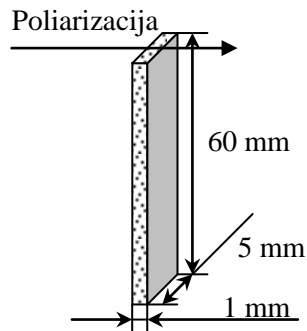
#### 4.10. Kontaktinio metodo gardelės gamyba ir tyrimas

Realiam silpstančiųjų Lembo bangų sužadavimo galimumui iširti atliktas praktinis eksperimentas. Kaip bandinys paimtas teoriškai tyrinėtos 0,15 mm storio skaidrios PVC plėvelės A4 formato lapas (210×297 mm). Siekiant mažiausių nuostolių, didžiausios virpesių amplitudės ir gero matavimų patikimumo taikytas kontaktinis periodiškai paskirstytų normalinių poslinkių metodas (1.2.1 pav., c).

Lembo bangų  $A_0$  modai sužadinti pagaminta kontaktinė suderintųjų matmenų gardelė. Aktyviesiems jos elementams panaudota įmonės „Ferroperm Piezoceramics“ pjezokeramika Pz29 [78], kurios ruošiniai yra 60×60×1 mm dydžio (4.10.1 pav.). Siekiant užtikrinti pagrindinį rezonansą ties ilgio moda, pjezoelemento plotis turi būti gerokai mažesnis už ilgį. Pjezoelemento ilgio ir pločio santykiai nurodomi nuo 15 kartų [79] iki 5 kartų [80]. Dėl šios priežasties iš ruošinio išpjauti 8 siauri pjezoelementai, kurių matmenys 60×5×1 mm (4.10.2 pav.), jų ilgis 12 kartų didesnis už plotį. Tokiam pjezoelementui virpant ilgio moda rezonansas gaunamas esant 23,3 kHz dažniui, kuris yra 3,3 kHz didesnis negu modeliuotaisiais atvejais (20 kHz).

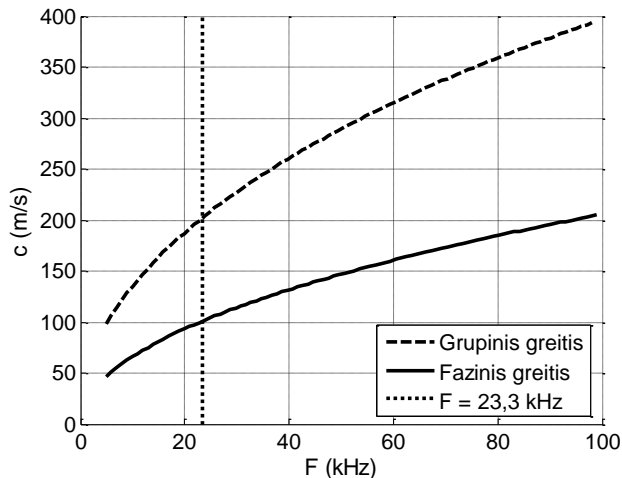


4.10.1 pav. Pjezokeramikos Pz29 ruošinys



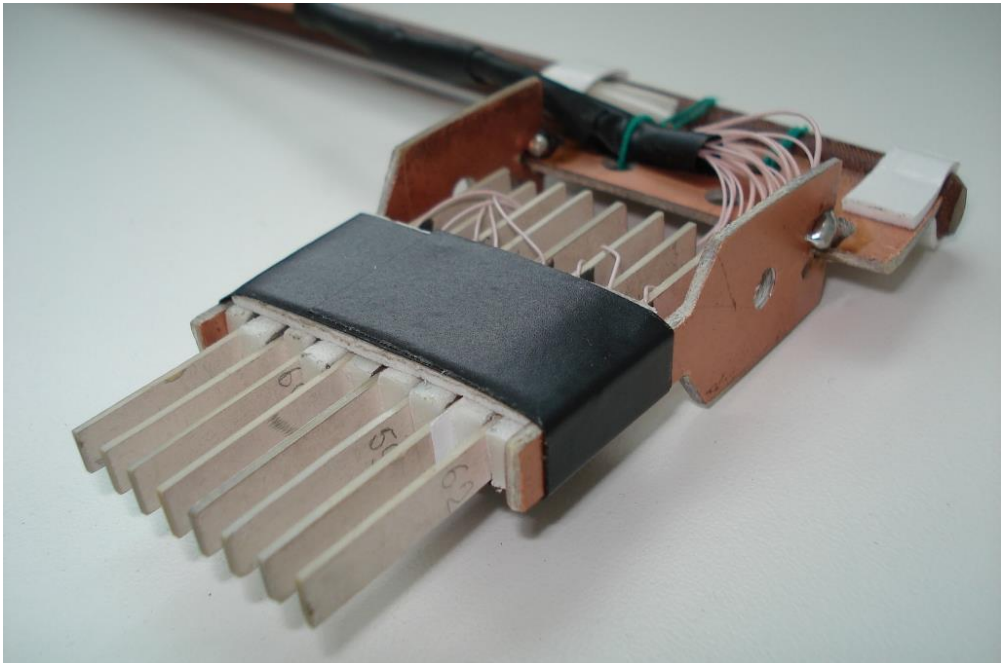
4.10.2 pav. Atpjautasis pjezokeramikos Pz29 elementas kontaktinio metodo gardelei

Tarpas tarp suderintųjų matmenų gardeles elementų priklauso nuo  $A_0$  modos fazinio greičio (4.10.3 pav.) ir bangos ilgio. Esant 23,3 kHz dažniui,  $A_0$  modos fazinis greitis yra 100,9 m/s, jį atitinka 4,3 mm bangos ilgis. Kai pjezokeraminio elemento storis 1 mm, tarpas tarp gardeles elementų turi būti 3,3 mm.



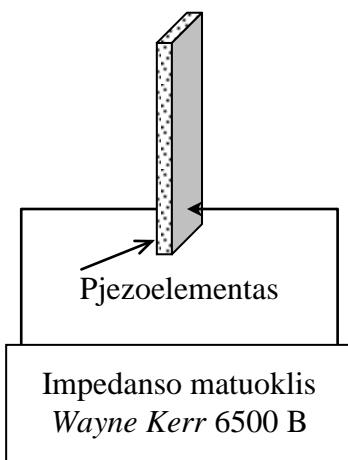
4.10.3 pav.  $A_0$  modos grupinio ir fazinio greičio dispersijos kreivės 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelėje

Siekiant išlaikyti stabilų tarpą tarp gretimų elementų gardeleje buvo panaudoti iš „Finnfoam“ polistireninio putplasčio [81] išpjauti  $20 \times 5 \times 3,3$  mm matmenų tarpikliai (4.10.4 pav.).

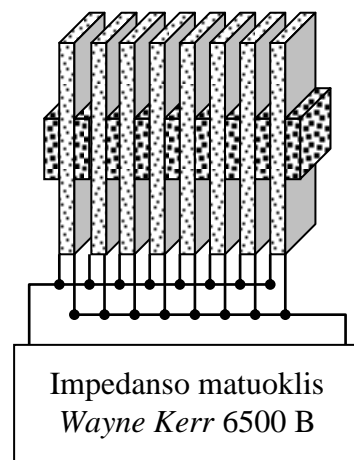


**4.10.4 pav.** Suderintųjų matmenų gardelė, skirta silpstančiųjų Lembo bangų  $A_0$  modai sužadinti kontaktiniu metodu

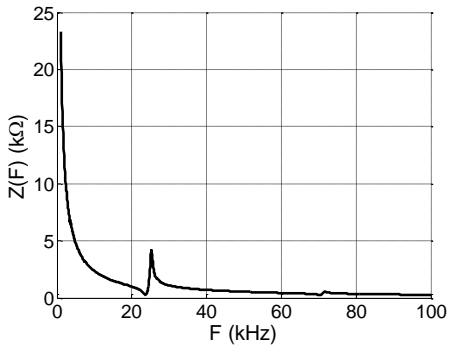
Pjezoelektrinio įtaiso rezonansinės savybės nustatomos išmatuojant elektrinio impedanso  $Z$  amplitudės dažninę charakteristiką (ADCh) ir fazės dažninę charakteristiką (FDCh) [82, 83]. Šios kreivės buvo išmatuotos vienam pjezoelementui ir lygiagrečiai sujungtų elementų gardelei (4.10.5 ir 4.10.6 pav.) gana plačiame 1–100 kHz dažnių ruože.



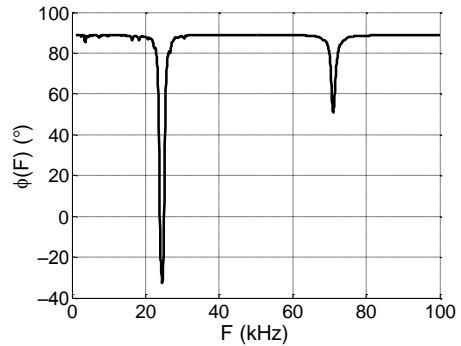
**4.10.5 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso matavimo schema



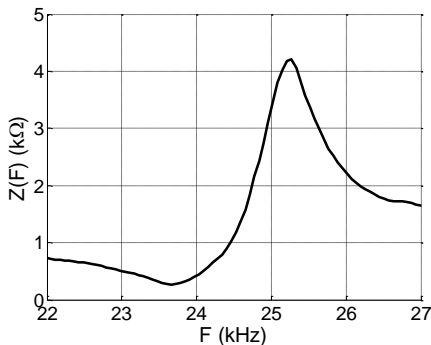
**4.10.6 pav.** Kontaktinio metodo gardelės elektrinio impedanso matavimo schema



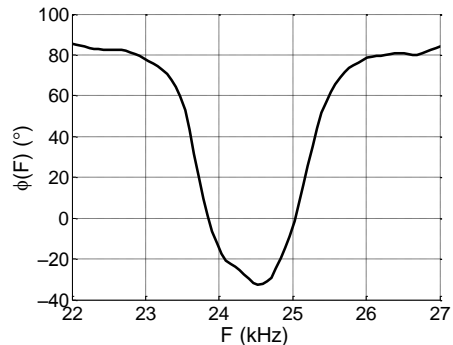
**4.10.7 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso ADCh 1–100 kHz dažnių ruože



**4.10.8 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso FDCh 1–100 kHz dažnių ruože



**4.10.9 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso ADCh pirmojo rezonanso aplinkoje



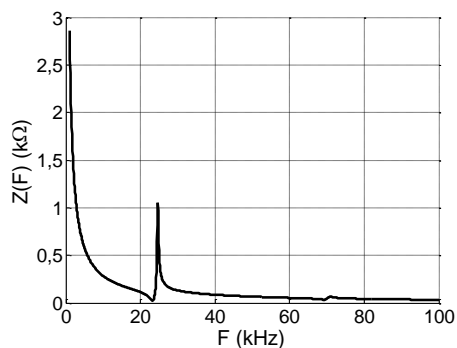
**4.10.10 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso FDCh pirmojo rezonanso aplinkoje

Vieno kontaktinio metodo gardelės pjezoelemento impedanso ADCh (4.10.7 ir 4.10.9 pav.) ir FDCh (4.10.8 ir 4.10.10 pav.) matomas pagrindinis pirmosios harmonikos rezonansas esant 23,8 kHz dažniui ir trečiosios harmonikos rezonansas esant 70,5 kHz dažniui. Pjezoelemento impedansas pirmosios harmonikos rezonanso metu siekia 300 Ω.

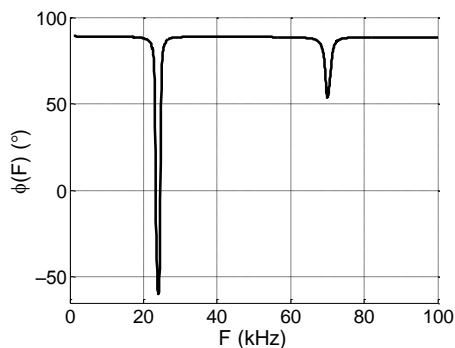
Praktiškai išmatuotas pirmosios pjezoelemento harmonikos rezonansinis dažnis yra 0,5 kHz aukštesnis už nominalųjį (23,3 kHz). Taip galėjo atsitikti dėl pjezokeramikos parametrų ir elemento matmenų nuokrypio nuo nominaliųjų verčių.

Analogiškai išmatuota ir visos lygiagrečiai sujungtų 8 pjezoelementų kontaktinio metodo gardelės impedanso ADCh (4.10.11 ir 4.10.13 pav.) ir FDCh (4.10.12 ir 4.10.14 pav.).

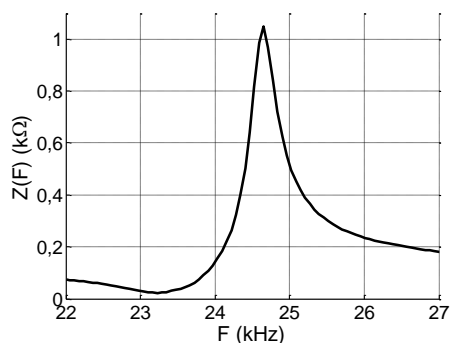




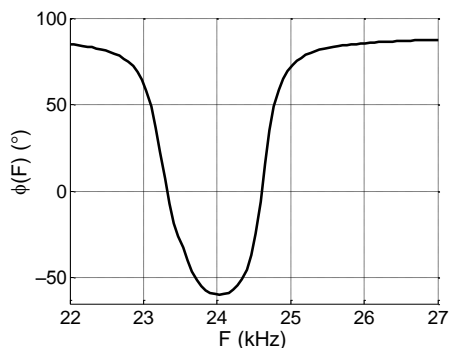
**4.10.11 pav.** Gardelės elektrinio impedanso ADCh 1–100 kHz dažnių ruože



**4.10.12 pav.** Gardelės elektrinio impedanso FDCh 1–100 kHz dažnių ruože



**4.10.13 pav.** Gardelės elektrinio impedanso ADCh pirmojo rezonanso aplinkoje



**4.10.14 pav.** Gardelės elektrinio impedanso FDCh pirmojo rezonanso aplinkoje

Iš 8 lygiagrečiai sujungtų pjezoelementų gardelės impedanso ADCh ir FDCh matomas pagrindinis pirmosios harmonikos rezonansas esant 23,3 kHz dažniui ir trečiosios harmonikos rezonansas esant 69,4 kHz dažniui. Gardelės impedansas pirmosios harmonikos rezonanso metu yra 23 Ω.

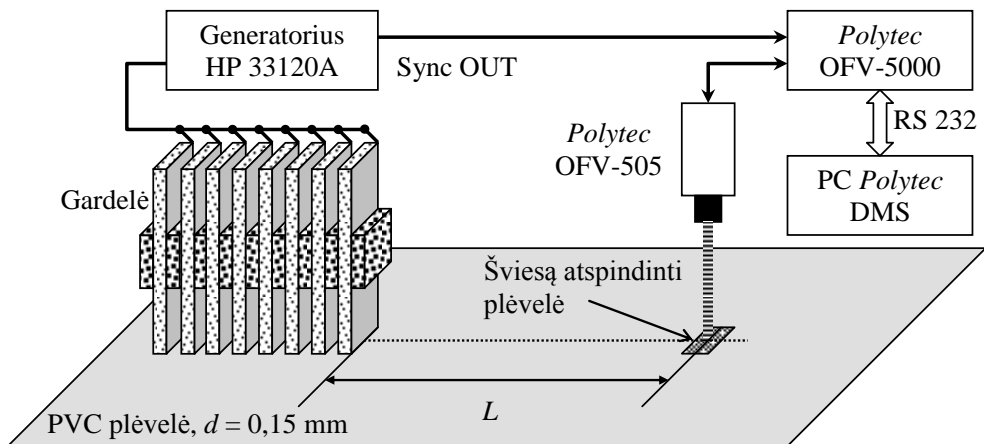
Šį kartą praktiškai išmatuotas 8 elementų gardelės rezonansinis dažnis visiškai sutampa su nominaliuoju rezonansiniu dažniu. Taip galėjo atsitikti dėl to, kad lygiagrečiai sujungus 8 pjezoelementus į gardelę pasireiškė jų esamųjų parametru vidurkinimo efektas.

## 4.11. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimas kontaktiniu metodu

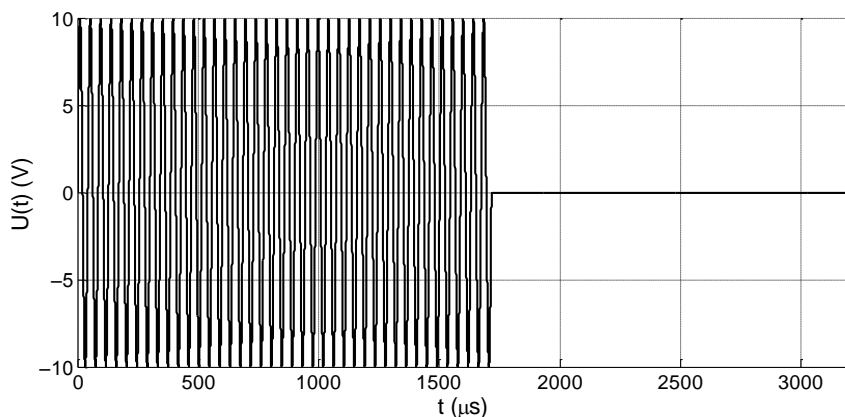
Panaudojant pagamintąją gardelę buvo atliktas lėtųjų Lembo bangų sužadinimo eksperimentas (4.11.1 pav.). Pjezoelementų gardelei sužadinti ketinta panaudoti ultragarso institute turimą firmos „Dasel Sistemas“ 32 fizinių (128 sutankinamų) kanalų generatorių SITAU 32:128:2 LF TR (modelis ST-312-LF-TR-84D) [84]. Šis generatorius pjezoelementus sužadina stačiakampiais 100 V

neigiamos amplitudės impulsais, kurių skaičių ir trukmę galima pasirinkti programiškai. Tačiau praktiškai įsitikinta, kad turimiems pjezoelementams sužadinti stačiakampiai įtampos impulsai netinka. Dėl plataus jų spektro vienu metu sužadinama ne tik pagrindinė ilgio moda, bet ir aukštesnės kitų matmenų modos. Sužadintieji virpesiai sklinda pjezoelemente, ir jo pločio plokštumos gale gaunamas sudėtingas virpesys. Jį sudaro pagrindinė didžiausios amplitudės moda, moduluota mažesnės amplitudės aukštesnių modų nepageidaujamais iškraipymais. Siekiant gauti neiškraipytas vibracijas teko panaudoti vieno kanalo harmoninių virpesių generatorių HP 33120A [85] ir lygiagrečiai sujungtus sinfaziškai žadinamus gardelės elementus.

Gardelę priglaudžiama prie plonos – 0,15 mm storio – skaidraus PVC plėvelės, įtvirtintos rėmelyje. Generatorius į elementus perduoda 23,3 kHz dažnio 40 periodų trukmės harmoninį siaurajuostį impulsą, kurio amplitudė 10 V (4.11.2 pav.), o pasikartojimo dažnis 100 Hz. Kadangi plėvelėje sklindanti banga į orą neišteka, todėl normaliniai poslinkiai registruoti firmos „Polytec“ lazerinio interferometro sistema, sudaryta iš valdiklio OFV-5000, lazerinio jutiklio OFV-505 ir kompiuterio „Polytec DMS“ [86]. Šviesos atspindžiui pagerinti prie PVC plėvelės priklijuota 5×4 mm dydžio šviesą atspindinti plėvelė. Matuojamus normalinių poslinkių signalus gali iškraipyti nepageidaujamos atsitiktinės vibracijos. Siekiant kiek įmanoma sumažinti jų įtaką galutinis išmatuotasis signalas buvo gautas suvidurkinus 100 laike išmatuotų normalinių poslinkių signalų.

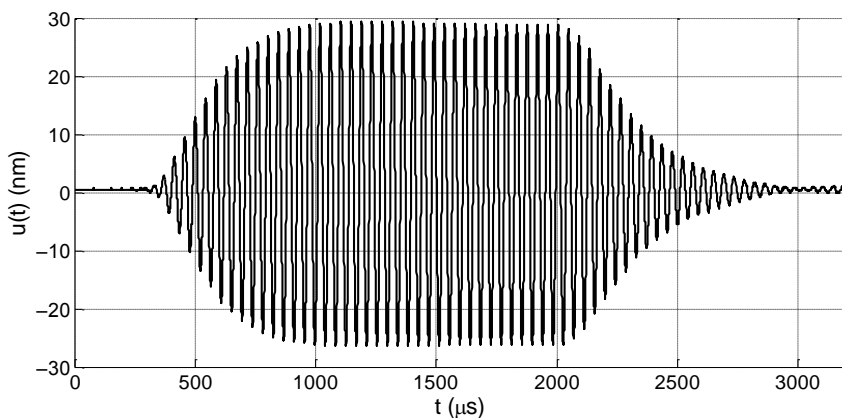


4.11.1 pav. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimo kontaktiniu metodu eksperimento schema

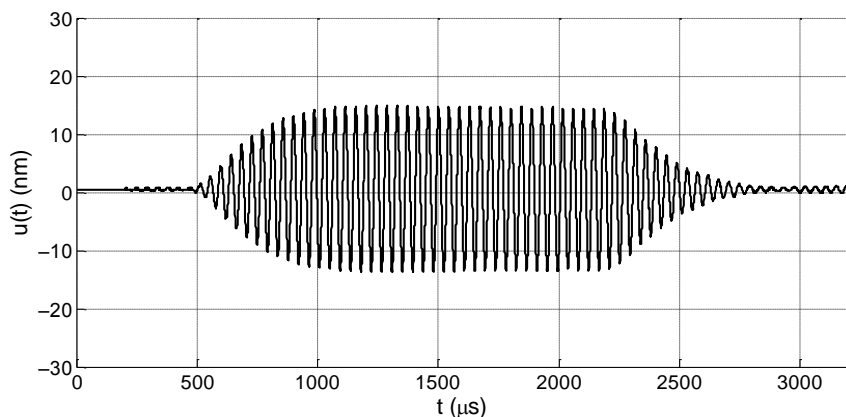


**4.11.2 pav.** Sužadinančiosios įtampos harmoninis impulsas: dažnis  $F = 23,3$  kHz, trukmė 40 periodų, amplitudė 10 V

Norint atpažinti PVC plėvelėje sužadintus virpesius reikia rasti jų sklidimo greitį. Tam reikia išmatuoti du normalinių poslinkių signalus esant skirtingiems atstumams  $L$ . Pasirinkti atstumai:  $L_1 = 64$  mm (4.11.3 pav) ir  $L_2 = 95$  mm (4.11.4 pav.).



**4.11.3 pav.** Normalinių poslinkių signalas, kai atstumas  $L_1 = 64$  mm



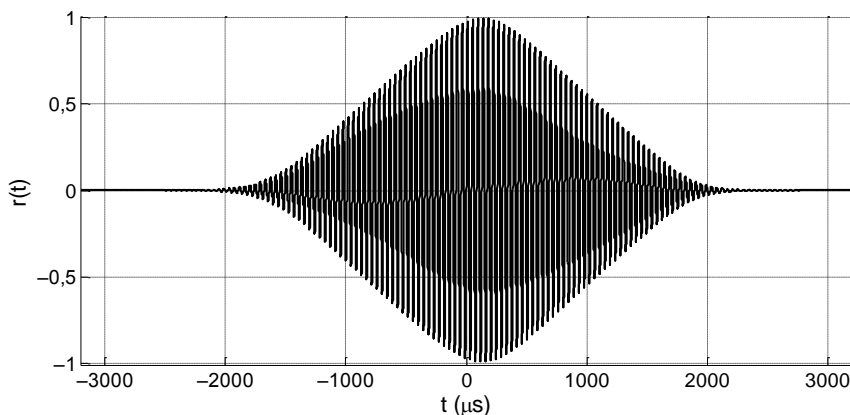
**4.11.4 pav.** Normalinių poslinkių signalas, kai atstumas  $L_2 = 95$  mm

Kontaktiniu metodu sužadinto normalinių poslinkių signalo sklidimo greitis  $v_{kont}$  apskaičiuojamas pagal (4.11.1) formulę:

$$v_{kont} = \frac{\Delta L}{\Delta t} = \frac{L_2 - L_1}{t_{L_2} - t_{L_1}}. \quad (4.11.1)$$

Suvėlinimo laikas  $\Delta t$  tarp dviejų skirtingais atstumais  $L_1$  ir  $L_2$  užregistruotų normalinių poslinkių signalų randamas taikant abipusės koreliacijos (angl. *cross-correlation*) funkcijos metodą [87, 88].

Naudojant programinį paketą „Matlab“ abipusė koreliacija apskaičiuojama kreipiantis į funkciją `xcorr` [89]. Laiko, kuriam esant funkcija įgyja maksimumą, vertė atitinka didžiausią tarpusavyje pavėlintų signalų panašumo laipsnį ir lygi (4.11.1) formulėje reikalingam suvėlinimo laikui  $\Delta t$ .



**4.11.5 pav.** Abipusės koreliacijos funkcija  $r(t)$  tarp normalinių poslinkių signalų, užregistruotų, kai  $L_1 = 64$  mm ir  $L_2 = 95$  mm

Abipusės koreliacijos funkcija, apskaičiuota tarp dviejų skirtingais atstumais  $L_1$  ir  $L_2$  užregistruotų normalinių poslinkių signalų, pateikiama 4.11.5 pav.

Šios funkcijos maksimumas atitinka suvėlinimo laiko vertę  $\Delta t = 139,6 \mu\text{s}$ . Pagal ją apskaičiuotas išmatuotasis greitis ir gautas  $v_{kont} = 222,1 \text{ m/s}$  įvertis.

Lembo bangų normalinių poslinkių impulsas susideda iš skirtingų dažnių ir atitinkamai nevienodais faziniais greičiais sklindančių spektrinių dedamųjų. Joms sumuojantis plėvelėje gaunamas grupiniu greičiu sklindantis bangų paketas. Atlikus aprašytuosius matavimus randama būtent šio greičio vertė [90, 91]. Remiantis 4.10.3 pav. pateikta teorine kreive grupinio greičio vertė  $v_{teor} = 201,9 \text{ m/s}$ . Laikant, kad teorinė greičio vertė yra tikroji, apskaičiuojama santykinė paklaida:

$$\sigma_{kont} = \frac{|v_{kont} - v_{teor}|}{|v_{teor}|} \cdot 100\%. \quad (4.11.2)$$

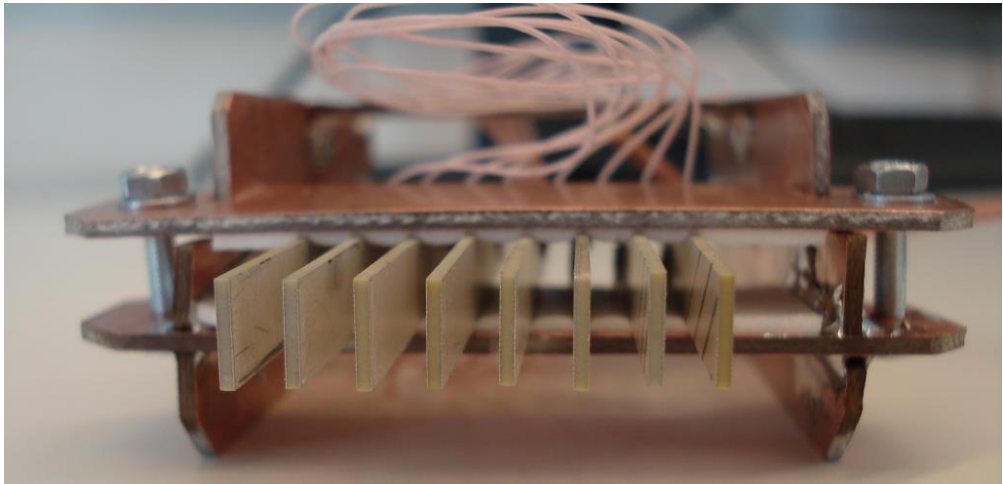
Šiuo atveju skirtumas tarp kontaktiniu metodu išmatuotos ir teoriškai modeliuotos greičio vertės siekia  $\sigma_{kont} = 10 \%$ . Taip galėjo atsitikti dėl skirtumo tarp modeliavimui naudotų nominaliųjų ir realiųjų skaidraus PVC plėvelės parametrų. Todėl pagrįstai galima tvirtinti, jog užfiksuotieji virpesiai yra lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  moda.

## 4.12. Bekontaktčio metodo gardelės gamyba ir tyrimas

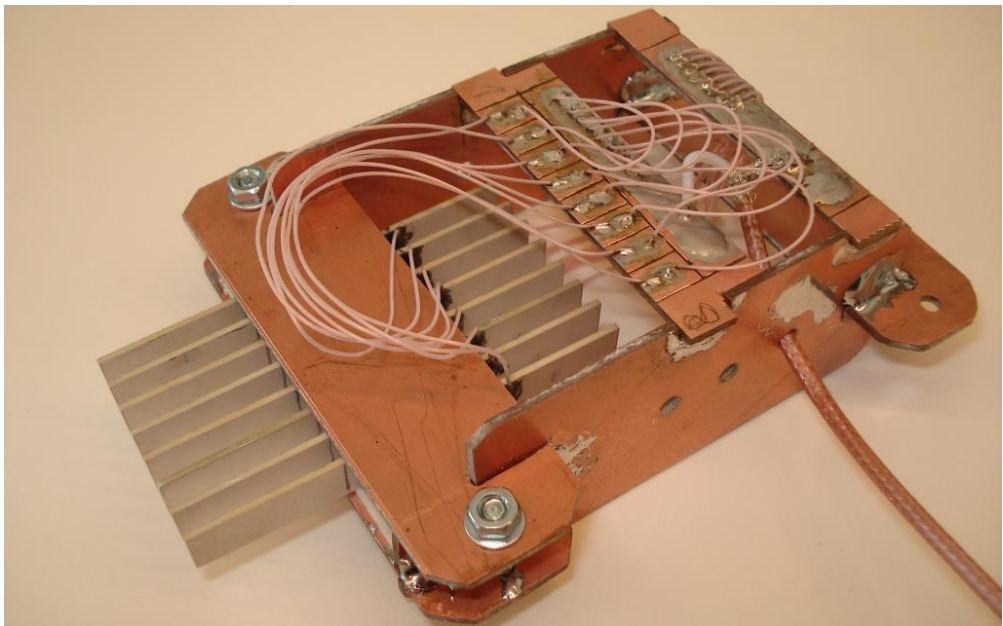
Tyrinėjant suderintųjų matmenų gardelę, skirtą lėtosioms asimetrinėms Lembo bangoms sužadinti kontaktiniu metodu, pastebėtas vienas konstrukcijos trūkumas. Fiksuotiems atstumams tarpuose tarp elementų užtikrinti naudojami „Finnfoam“ putų plastiko tarpikliai akustines bangas į orą spinduliuoja stipriau negu pjezoelementas. Dėl šios priežasties iškraipomas sukurtas akustinis laukas ir tokio tipo gardeles naudoti asimetrinėms Lembo bangoms sužadinti per orą yra netikslinga.

Įvertinus aptiktąjį konstrukcijos trūkumą buvo pagaminta nauja gardelė, kurioje pjezoelementai įtvirtinami korpuse per storio plokštumas, o tarpuose tarp elementų yra tik oras (4.12.1 pav.).

Šioje gardelėje taip pat panaudoti 8 siauri pjezokeramikos Pz29 elementai. Norint gauti didesnę spinduliavimo plotą, jie parinkti 2 mm platesni negu ankstesniame eksperimente naudotoje kontaktinėje gardelėje, todėl matmenys yra  $60 \times 7 \times 1 \text{ mm}$ . Elemento ilgio ir pločio santykis siekia 8,6. Gardelės korpusas pagamintas iš stiklo tekstolito, kuris iš dviejų pusių padengtas vario folija. Pjezoelementai prie korpuso fiksuojami dvipuse lipnia juosta ties storio plokštumų viduriu. Iš viso yra 16 mechaninių kontaktų tarp pjezokeramikos ir lipnios juostos, vieno mechaninio kontakto zona yra  $20 \times 1 \text{ mm}$  dydžio. Gardelės vaizdas iš viršaus pateikiamas 4.12.2 pav.

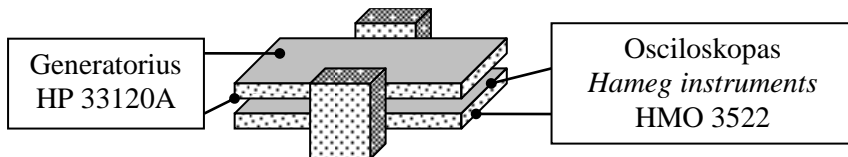


**4.12.1 pav.** Pagamintos bekontakčio metodo gardelės vaizdas iš priekio, kur matyti elementų sujungimas su korpusu per storio plokštumą



**4.12.2 pav.** Pagamintos bekontakčio metodo gardelės vaizdas iš viršaus

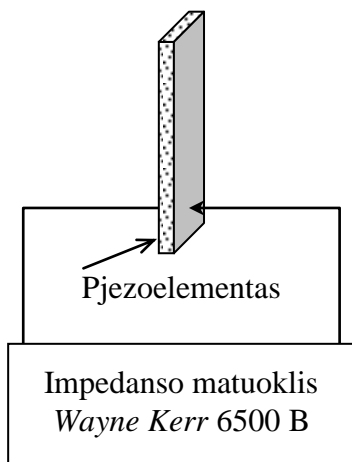
Svarbus pjezoelementų gardelių parametras – elementų mechaninė tarpusavio sąveika (angl. *mechanical cross-talk*). Ji atsiranda, kai virpant vienam elementui vibracija per įtvirtinimus ir korpusą patenka į gretimus elementus ir juose sužadina nepageidaujamus elektrinius signalus. Siekiant ištirti dviejų artimiausių elementų tarpusavio sąveiką buvo atlikti matavimai (4.12.3 pav.)



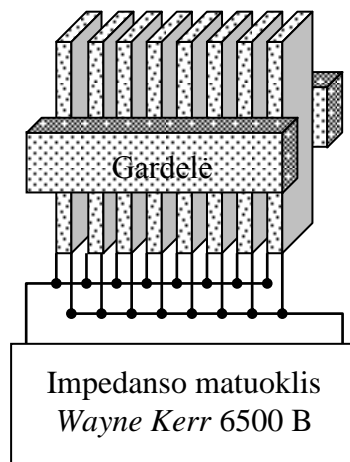
**4.12.3 pav.** Artimiausių gardelės elementų tarpusavio sąveikos matavimo schema

Generatoriumi HP 33120A į elementą buvo perduodama ištisinė 2V amplitudės 23,3 kHz dažnio harmoninė įtampa. Osciloskopu „Hameg instruments“ HMO 3522 [92] užfiksuota sužadinta 50 mV amplitudės įtampa gretimame elemente. Šios įtampos skiriasi 40 kartų ( $\approx 32$  dB). Išmatuotos gretimų elementų mechaninės tarpusavio sąveikos gardelėse vertės nurodomos nuo 20 dB [93] iki 24 dB [94]. Esamuoju atveju gauta gana maža mechaninė elementų sąveika gardelei.

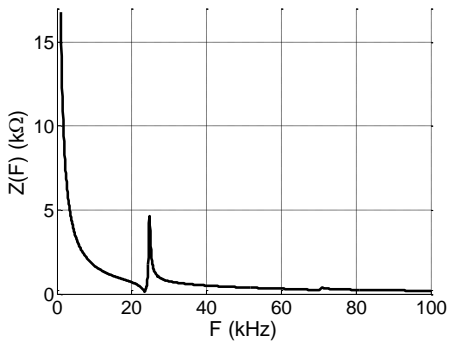
Kaip ir kontaktinės gardelės atveju, svarbu ištirti vieno pjezoelemento ir gardelės rezonansines savybes. Šiam tikslui taip pat išmatuota elektrinio impedanso  $Z$  amplitudės dažninė charakteristika (ADCh) ir fazės dažninė charakteristika (FDCh) (4.12.4 ir 4.12.5 pav.) gana plačiame 1–100 kHz dažnių ruože.



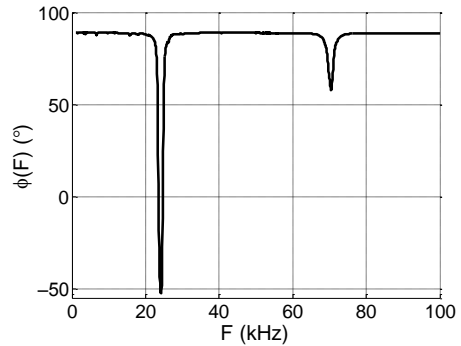
**4.12.4 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso matavimo schema



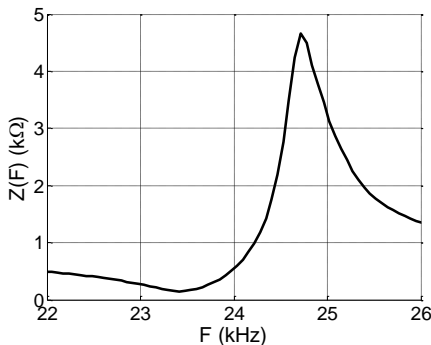
**4.12.5 pav.** Bekontaktčio metodo gardelės elektrinio impedanso matavimo schema



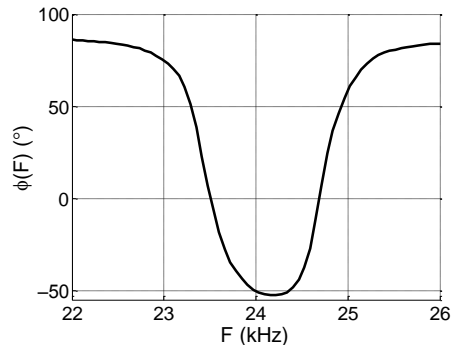
**4.12.6 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso ADCh 1–100 kHz dažnių ruože



**4.12.7 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso FDCh 1–100 kHz dažnių ruože



**4.12.8 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso ADCh pirmojo rezonanso aplinkoje



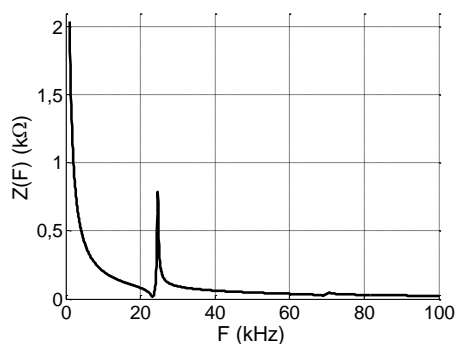
**4.12.9 pav.** Pjezoelemento elektrinio impedanso FDCh pirmojo rezonanso aplinkoje

Vieno bekontakčio metodo gardelės pjezoelemento impedanso ADCh (4.12.6 ir 4.12.8 pav.) ir FDCh (4.12.7 ir 4.12.9 pav.) matomas pagrindinis pirmosios harmonikos rezonansas esant 23,5 kHz dažniui ir trečiosios harmonikos rezonansas esant 69,5 kHz dažniui. Pjezoelemento impedansas pirmosios harmonikos rezonanso metu yra 150 Ω, ir ši vertė yra du kartus mažesnė negu kontaktinio metodo gardelės atveju (300 Ω).

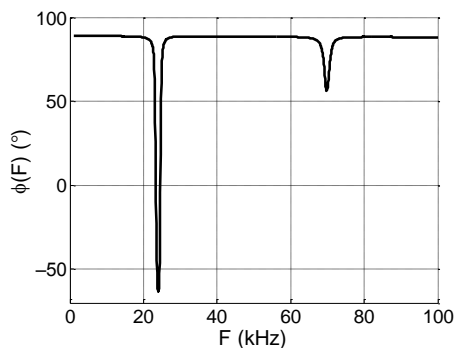
Praktiškai išmatuotas pirmosios pjezoelemento harmonikos rezonansinis dažnis yra 0,2 kHz aukštesnis už nominalųjį (23,3 kHz). Taip galėjo atsitikti dėl pjezokeramikos parametrų ir elemento matmenų nuokrypio nuo nominaliųjų verčių.

Analogiškai visos lygiagrečiai sujungtų 8 elementų bekontakčio metodo gardelės impedanso ADCh pavaizduota 4.12.10 ir 4.12.12 pav., o FDCh – 4.12.11 ir 4.12.13 pav.

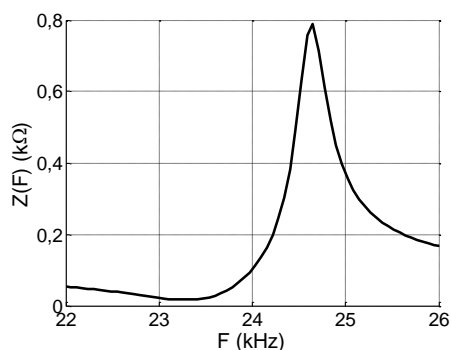




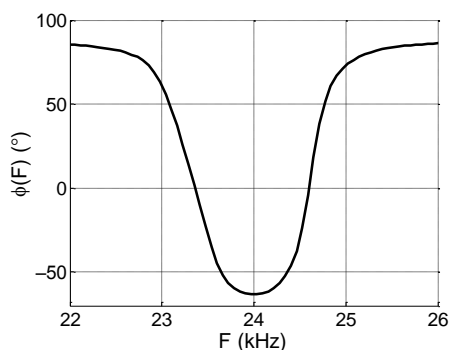
**4.12.10 pav.** Gardelės elektrinio impedanso ADCh 1–100 kHz dažnių ruože



**4.12.11 pav.** Gardelės elektrinio impedanso FDCh 1–100 kHz dažnių ruože



**4.12.12 pav.** Gardelės elektrinio impedanso ADCh pirmojo rezonanso aplinkoje



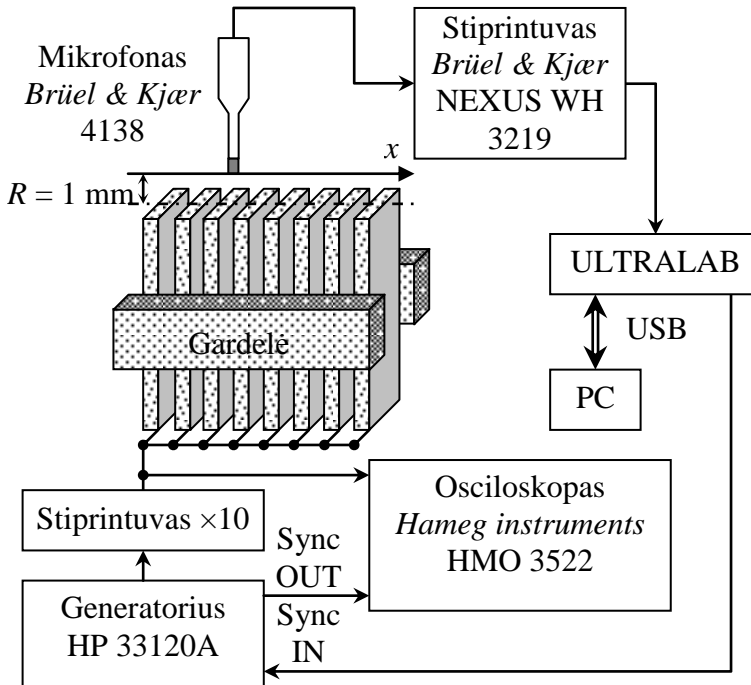
**4.12.13 pav.** Gardelės elektrinio impedanso FDCh pirmojo rezonanso aplinkoje

Matavimo duomenys rodo pagrindinį pirmosios harmonikos rezonansą esant 23,3 kHz dažniui ir trečiosios harmonikos rezonansą esant 69 kHz dažniui. Gardelės impedansas pirmosios harmonikos rezonanso metu yra 17 Ω.

Kaip ir kontaktinės gardelės atveju, praktiškai išmatuotas 8 elementų gardelės rezonansinis dažnis puikiai sutampa su nominaliuoju. Taip galėjo atsitikti dėl to, kad lygiagrečiai sujungus 8 pjezoelementus į gardelę pasireiškė jų esamųjų parametru vidurkinimo efektas.

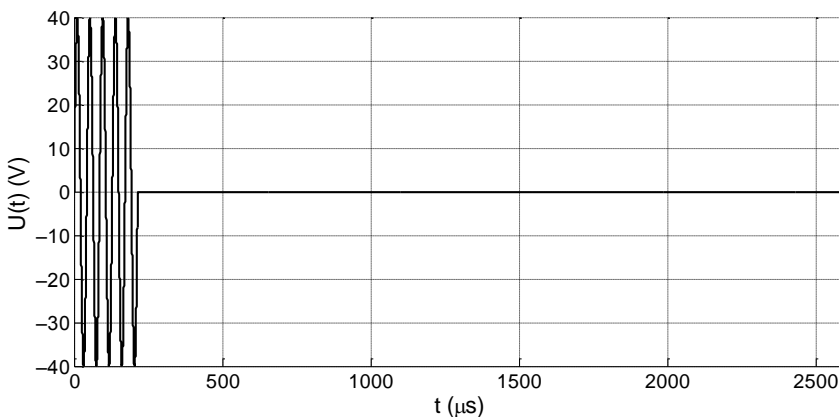
Svarbiausias pagamintos gardelės parametras – jos sukuriamas akustinio slėgio laukas ore, todėl atliktas eksperimentas jam išmatuoti (4.12.14 pav). Slėgio signalui priimti panaudotas kompanijos „Brüel & Kjær“ 4138 modelio kondensatorinis mikrofonas, kurio skersmuo  $\frac{1}{8}$  colio ( $\approx 3,175$  mm), o darbinių dažnių juosta –2 dB lygyje yra 6,5 Hz–140 kHz [95]. Iš mikrofono gautas elektrinis signalas sustiprinamas specialiu mikrofonams skirtu kompanijos „Brüel & Kjær“ 2690-A-0S2 tipo NEXUS WH 3219 modifikacijos stiprintuvu, kurio aukštutinis dažnis –1 dB lygyje siekia 140 kHz, o stiprinimo koeficientas išreiškiamas V/Pa, jo dydis keičiamas pagal poreikius [96]. Norint gauti didesnes slėgio vertes generatoriaus HP 33120A sukuriamam sužadavimo įtampos signalui sustiprinti panaudotas Kauno

technologijos universiteto Prof. K. Baršausko ultragarso mokslo institute sukurtas ir pagamintas 10 kartų (20 dB) įtampą stiprinantis stiprintuvas su labai maža  $1 \Omega$  išėjimo varža ir 100 kHz aukštutiniu dažniu.



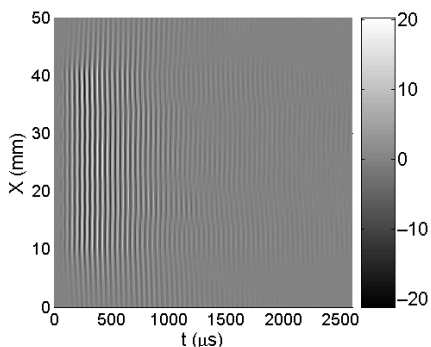
4.12.14 pav. Bekontaktčio metodo gardelės akustinio slėgio ore matavimo schema

Gardelės elementai buvo sužadinti trumpu 5 periodų trukmės harmoniniu impulsu, kurio dažnis 23,3 kHz, o amplitudė 40 V (4.12.15 pav.).

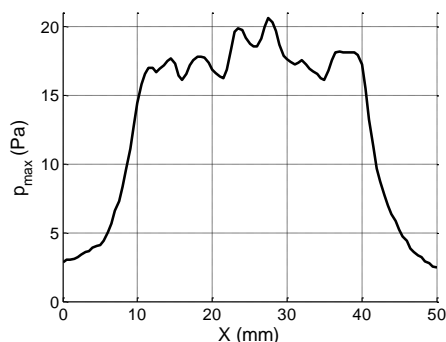


4.12.15 pav. Bekontaktčio metodo gardelės elementų sužadavimo impulsas

Mikrofonu išmatuotas akustinio slėgio  $B$  vaizdas 1 mm atstumu (4.12.16 pav.) ir nubraižytas maksimaliojo slėgio pasiskirstymas išilgai skenavimo linijos  $x$  (4.12.17 pav.).



**4.12.16 pav.** Bekontakčio metodo gardelės slėgio  $B$  vaizdas

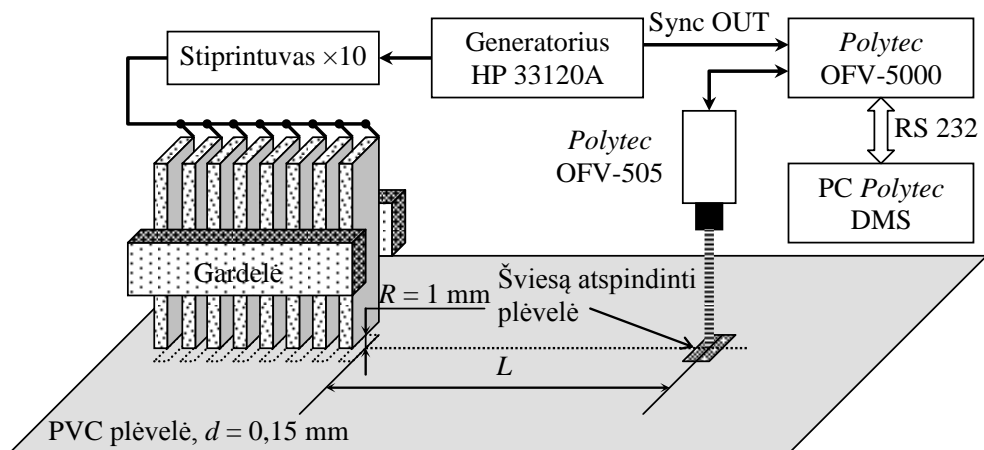


**4.12.17 pav.** Maksimaliojo slėgio pasiskirstymas išilgai skenavimo linijos  $x$

4.12.17 pav. pateiktas maksimaliojo slėgio pasiskirstymas rodo, kad didžiausios maksimaliojo slėgio vertės pasiskirsto gardelės fizinių matmenų ribose nuo 10 iki 40 mm. Verčių pasiskirstymas nėra tolygus, ir galima išskirti tris zonas. Gardelės kraštuose (10–20 mm ir 30–40 mm) maksimaliojo slėgio vertės svyruoja tarp 15 ir 18 Pa, o ties gardelės viduriu (20–30 mm) gaunami didžiausi – 18–20,6 Pa – slėgiai.

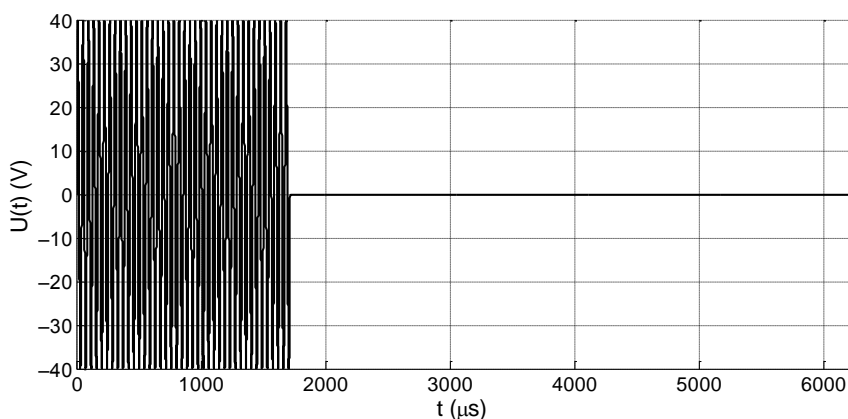
### 4.13. Lembo bangų sužadavimo per orą eksperimentinis tyrimas

Lėtųjų Lembo bangų sužadimas per orą skaidraus PVC plėvelėje buvo patikrintas eksperimentu. A4 formato (210×297 mm), 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelės bandinys buvo įtvirtintas rėmelyje. Kadangi plėvelėje sklindanti banga į orą neišteka, o gardelės sugeneruotas akustinis slėgis atsispindi nuo plėvelės ir kitų aplinkos objektų bei sklinda greičiau, didesniu už Lembo bangų greitį PVC plėvelėje, todėl siekiant tiksliau atpažinti plėvelėje sklindančius virpesius būtina atsiriboti nuo gardele sugeneruotų ir ore sklindančių akustinio slėgio virpesių. Dėl šios priežasties normaliniai plėvelės paviršiaus poslinkiai fiksuoti kompanijos „Polytec“ lazerinio interferometro sistema, sudaryta iš valdiklio OFV-5000, lazerinio jutiklio OFV-505 ir kompiuterio „Polytec DMS“ (4.13.1 pav.). Šviesos atspindžiui pagerinti prie PVC plėvelės priklijuotas 5×4 mm dydžio reflektorius. Matuojant normalinių poslinkių signalus juos gali iškraipyti nepageidaujamos atsitiktinės vibracijos. Siekiant kiek įmanoma sumažinti jų įtaką galutinis išmatuotas signalas buvo gautas suvidurkinus 500 laike išmatuotų poslinkių signalų.



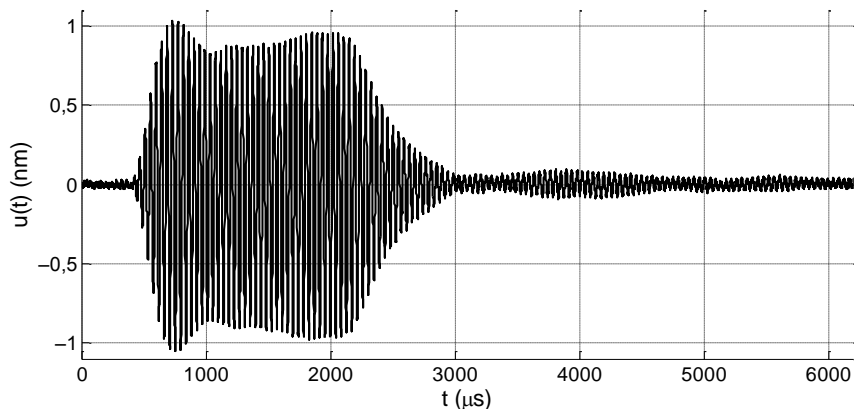
**4.13.1 pav.** Lėtųjų Lembo bangų sužadinimo per orą eksperimento schema

Gardelė įtvirtinama 1 mm atstumu nuo 0,15 mm storio skaidraus PVC plėvelės paviršiaus. Iš stiprintuvo į gardelės elementus perduodamas 23,3 kHz dažnio 40 periodų trukmės harmoninis siaurajuostis impulsas, kurio amplitudė 40 V (4.13.2 pav.), o pasikartojimo dažnis 100 Hz.

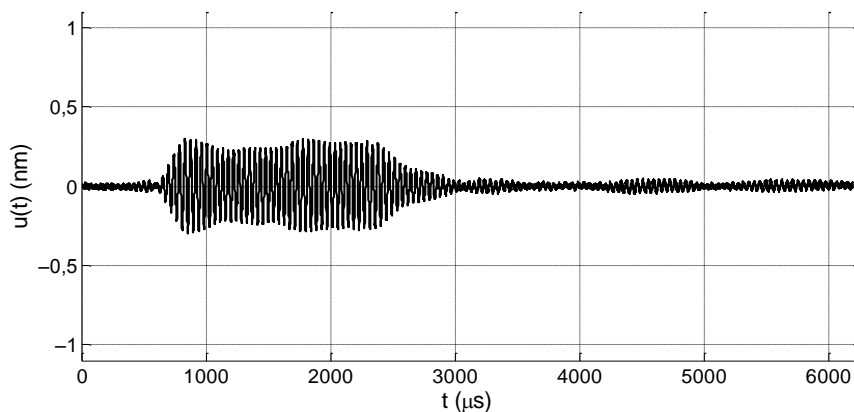


**4.13.2 pav.** Sužadinančiosios įtamos signalas bekontakčio metodo gardelei

Norint atpažinti PVC plėvelėje sužadintus virpesius reikia rasti jų sklaidimo greitį. Šiam tikslui užregistruoti normalinių poslinkių signalai esant dviem skirtingiems atstumams  $L$ :  $L_1 = 63$  mm (4.13.3 pav.) ir  $L_2 = 94$  mm (4.13.4 pav.)



**4.13.3 pav.** Normalinių poslinkių signalas, kai atstumas  $L_1 = 63$  mm

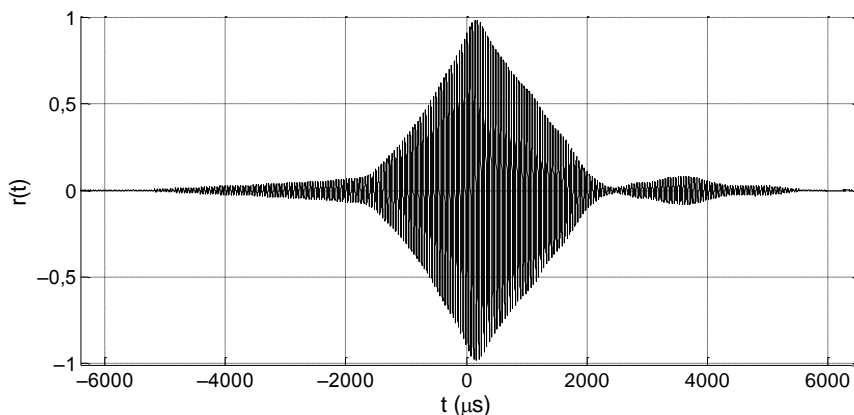


**4.13.4 pav.** Normalinių poslinkių signalas, kai atstumas  $L_2 = 94$  mm

Per orą gardele sužadinto normalinių poslinkių signalo sklidimo greitis  $v_{or}$  apskaičiuojamas pagal (4.13.1) formulę:

$$v_{or} = \frac{\Delta L}{\Delta t - t_{or}} = \frac{L_2 - L_1}{(t_{L_2} - t_{L_1}) - t_{or}}. \quad (4.13.1)$$

Laikas  $t_{or}$  įvertina slėgio signalo sklidimo trukmę atstumu  $R$  tarp gardelės ir skaidraus PVC plėvelės. Šiuo atveju atstumas  $R = 1$  mm, o laikas  $t_{or} = 2,9$   $\mu$ s, kai garso greitis ore  $V_0 = 343$  m/s. Suvėlinimo laikas  $\Delta t$  tarp dviejų skirtingais atstumais  $L_1$  ir  $L_2$  užregistruotų normalinių poslinkių signalų taip pat rastas taikant abipusės koreliacijos funkcijos metodą. Apskaičiuotoji funkcija pateikiama 4.13.5 pav.



**4.13.5 pav.** Abipusės koreliacijos funkcija tarp normalinių poslinkių signalų, užregistruotų esant atstumams  $L_1 = 63$  mm ir  $L_2 = 94$  mm

Šios funkcijos maksimumas atitinka suvėlinimo laiko vertę  $\Delta t = 144,5$   $\mu$ s. Pagal ją apskaičiuavus išmatuotąjį greitį gauta  $v_{or} = 218,9$  m/s reikšmė. Palyginus su teorine greičio verte  $v_{teor} = 201,9$  m/s gaunamas  $\sigma_{or} = 8,4$  % skirtumas. Bekontaktiu metodu išmatuotas greitis  $v_{or} = 218,9$  m/s tik 3,2 m/s ir  $\sigma_{or-kont} = 1,4$  % skiriasi nuo kontaktiniu metodu išmatuoto greičio  $v_{kont} = 222,1$  m/s. Todėl pagrįstai galima tvirtinti, jog užfiksuotieji virpesiai yra lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  moda.

#### 4.14. Skyriaus išvados

1. Lėtųjų Lembo bangų sužadavimo per orą suderintųjų matmenų gardelė modeliavimas parodė tokio metodo taikymo galimumą. Įsitikinta, kad nelieka  $A_0$  modos normalinių poslinkių impulso santykinio pailgėjimo efekto. Tačiau taikant tiesinę gardelės fazavimo schemą su pastoviuoju laiko žingsniu gaunamas pavėlintas normalinių poslinkių signalas, kurio pradžioje ir gale pasireiškia pašalinių virpesių. Jų maksimalioji amplitudė nuo 10 iki 20 kartų mažesnė už pagrindinio impulso maksimaliąją amplitudę.
2. Ištyrus slėgių ir normalinių poslinkių laikinių signalų formavimąsi nustatyta, kad tiesinės gardelės fazavimo schemos, gaunamos esant pastoviam vėlinimo laiko žingsniui, taikymas nėra optimalus. Šitai padidinant Lembo bangas neišlaikomas tolygus normalinių poslinkių maksimaliosios amplitudės augimas, kai gardelės elementų skaičius viršija 4.
3. Optimizavus lėtosios  $A_0$  modos sužadavimo per orą procesą pagal normalinių poslinkių maksimaliąją amplitudę pasiūlyta suderintųjų matmenų gardelę sužadinti taikant laiptuotąją fazavimo schemą. Tokiu atveju normalinių poslinkių amplitudė išauga 1,5 karto, o pašalinių virpesių impulso pradžioje ir gale maksimalioji amplitudė gaunama 24 kartus mažesnė už pagrindinio impulso maksimaliąją amplitudę.

4. Atlikus du eksperimentus įrodyta, kad lėtasias Lembo bangas galima sužadinti naudojant suderintųjų matmenų gardelę. Pirmajame eksperimente  $A_0$  moda sužadinta kontaktine gardele. Patobulinus jos konstrukciją sukurta bekontakčio metodo gardelė. Ją naudojant antrajame eksperimente patvirtintas lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadavimo per orą galimumas.

## IŠVADOS

1. Disertacijoje sukurtas ir ištirtas naujas lėtųjų Lembo bangų sužadavimo suderintųjų matmenų gardele metodas, leidžiantis jas bekontakčiu būdu generuoti per orą plonose plastikinėse plėvelėse. Garso greičiui ore esant didesniai už nukreiptųjų bangų fazinį greitį to padaryti įprastais metodais neįmanoma, nes pasiekama Snelio dėsnio galiojimo riba.
2. Atliekant neardomąją diagnostiką Lembo bangas patogiausia sužadinti pjezoelektriniu keitikliu per orą, nes šis būdas tinka visoms medžiagoms ir nedaro įtakos tiriamojo bandinio savybėms ar struktūrai. Tačiau metodo platesnį taikymą riboja dideli (siekiantys 120–160 dB) slopinimo nuostoliai sistemoje, todėl pasiūlyta tobulinti ir optimizuoti patį sužadavimo procesą.
3. Lembo bangų sužadavimo procesui tobulinti ir gautiems rezultatams palyginti taikytas matematinis modeliavimas. Ore virpančių stačiakampių spinduolių akustinio slėgio laukas skaičiuotas difrakciniu impulsinės reakcijos metodu, o izotropinėje homogeninėje plokštelėje sklindančių Lembo bangų normaliniai poslinkiai modeliuoti harmoninių sprendinių metodu.
4. Izotropinėse homogeninėse plokštelėse per orą sužadinant ištekančiųjų Lembo bangų  $A_0$  modą optimalusis kritimo kampas nepriklauso nuo atstumo tarp plokštelės ir spinduolio, o jo vertė sutampa su apskaičiuotuju pagal Snelio dėsnį. Nustatyta, kad netikslinga Lembo bangas sužadinti pereinamojoje keitiklio akustinio lauko zonoje, nes tai lemia netolygius normalinių poslinkių signalo amplitudės pokyčius. Ištekančiąsias Lembo bangas problemiška naudoti plonų plastikinių plėvelių neardomajai diagnostikai, nes  $A_0$  modos faziniam greičiui esant nedaug didesniai už garso greitį ore gaunama didelė optimaliojo kritimo kampo vertė, o sužadintojo normalinių poslinkių impulso trukmė tampa daug didesnė už sužadinančiojo impulso trukmę.
5. Lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modą sužadinant suderintųjų matmenų gardele per orą normalinių poslinkių impulso trukmė yra artima sužadinančiojo impulso trukmei. Tačiau tiesinės elementų suvėlinimo schemos panaudojimas lemia pašalinius signalus normalinių poslinkių impulso pradžioje ir gale bei netolygią jo amplitudės augimo priklausomybę nuo gardelės elementų skaičiaus. Šiems trūkumams pašalinti pasiūlytas optimizavimo pagal normalinių poslinkių maksimaliąją amplitudę algoritmas, kurį įvykdžius randama laiptuotoji suvėlinimo schema. Pritaikius šią schemą normalinių poslinkių amplitudė išauga 1,5 karto, o pašalinių virpesių impulso pradžioje ir gale maksimalioji amplitudė gaunama 24 kartus mažesnė už pagrindinio impulso maksimaliąją amplitudę.



## TOLESNIŲ TYRIMŲ KRYPTYS

Šioje disertacijoje tyrinėtas lėtųjų Lembo bangų  $A_0$  modos sužadinimas plonose izotropinėse homogeninėse plastikinėse plėvelėse ultragarsine gardele per orą. Tyrimo rezultatai įrodė lėtųjų Lembo bangų bekontakčio sužadinimo galimumą, tačiau liko ir daug neatsakytų klausimų, kuriuos būtų galima tyrinėti ateityje.

Tolesnių tyrimų kryptys galėtų būti tokios:

1. Silpstančiųjų Lembo bangų signalo priėmimo bekontakčiu metodu per orą ultragarsine gardele galimybių tyrimas.
2. Nuodugnus lėtųjų Lembo bangų sąveikos su tiriamųjų bandinių defektais tyrimas.
3. Lėtųjų Lembo bangų sužadinimo sudėtingose daugiasluoksnėse nehomogeninėse plastikinėse struktūrose per orą tyrimas.

## LITERATŪRA

1. KIM D., CHO Y., LEE J. Assessment of wall-thinning in carbon steel pipe by using laser-generated guided wave. *Nuclear engineering and technology*, Oct. 2010, vol. 42, no. 5, 546–551. ISSN 1738-5733.
2. WU Y., de LABACHELERIE M., BASTIEN F. Investigations on excitation and detection methods for Lamb wave sensors. *Sensors and Actuators A*, 2002, vol. 100, 214–222. ISSN 0924-4247.
3. FERRARI R. M. G. The Acoustoelastic Effect: EMAT Excitation and Reception of Lamb Waves in Pre-Stressed Metal Sheets. Excerpt from the *Proceedings of the COMSOL Conference*, 2009, Milan.
4. PETTERSSON T., ANTTILA J. On the verification of the applicability of the orthotropic plate wave theory to paper. *Ultrasonics*, 2002, vol. 39, 617–622. ISSN 0041-624X.
5. KAŽYS R., DEMČENKO A., ŽUKAUSKAS E., MAŽEIKA L. Air-coupled ultrasonic investigation of multi-layered composite materials. *Ultrasonics*, 2006, vol. 44, e819–e822. ISSN 0041-624X.
6. KAŽYS R., DEMČENKO A., MAŽEIKA L., ŠLITERIS R., ŽUKAUSKAS E. Air-coupled ultrasonic non-destructive testing of aerospace components. *Insight – Non-Destructive Testing and Condition Monitoring*, Apr. 2007, vol. 49, no. 4, 195–199. ISSN 1354-2575.
7. YAÑEZ Y., GARCIA-RODRIGUEZ M., GARCIA-HERNANDEZ M. J., SALAZAR J., TURO A., CHAVEZ J. A. Lamb wave generation with an air-coupled piezoelectric concave array using square-wave burst excitation, *NDT&E International*, 2008, vol. 41, 292–299. ISSN 0963-8695.
8. RAIŠUTIS R., KAŽYS R., ŽUKAUSKAS E., MAŽEIKA L. Ultrasonic air-coupled testing of square-shape CFRP composite rods by means of guided waves. *NDT&E International*, 2011, vol. 44, 645–654. ISSN 0963-8695.
9. DOBIE G., SPENCER A., BURNHAM K., GARETH PIERCE S., WORDEN K., GALBRAITH W., HAYWARD G. Simulation of ultrasonic lamb wave generation, propagation and detection for a reconfigurable air coupled scanner. *Ultrasonics*, 2011, vol. 51, 258–269. ISSN 0041-624X.
10. MASMOUDI M., CASTAINGS M. Three-dimensional hybrid model for predicting air-coupled generation of guided waves in composite material plates. *Ultrasonics*, 2012, vol. 52, 81–92. ISSN 0041-624X.
11. ZHOU L. *Study of the Membrane-Fluid Interaction in Micro Lamb Wave Sensor*. Doctoral Dissertation of the Université de Franche-Comté [interaktyvus]. 2010. [žiūrėta 2015-10-05]. Prieiga per internetą: [http://jmfriedt.sequanux.org/THESES/Thesis\\_Lianqun\\_DEC%25EF%25BC%2588UFC%25EF%25BC%2589DEC23a3%5B2%5D.pdf](http://jmfriedt.sequanux.org/THESES/Thesis_Lianqun_DEC%25EF%25BC%2588UFC%25EF%25BC%2589DEC23a3%5B2%5D.pdf).
12. PALENSKIS A., VALIUKĖNAS V., ŽALKAUSKAS V., ŽILINSKAS P. J. *Fizikos terminų žodynas*. Antrasis leidimas, p. 64 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-24]. Prieiga per internetą: [http://www.zodynai.ff.vu.lt/rez/uploads/pdf/Fizikos\\_01\\_4-941.pdf](http://www.zodynai.ff.vu.lt/rez/uploads/pdf/Fizikos_01_4-941.pdf).

13. WU Y., LIU G., HAO P., WU J., DENG Y., LIU Y., XUAN M. Label-free acoustic and optical biosensors playing on evanescent waves. *PIERS Proceedings*, 2013, 1756–1771. ISSN 1559-9450.
14. ZHOU L., WU Y., XUAN M., MANCEAU J. F., BASTIEN F. A multi-parameter decoupling method with a Lamb wave sensor for improving the selectivity of label-free liquid detection. *Sensors*, 2012, vol. 12, 10369–10380. ISSN 1424-8220.
15. HINO R., ESASHI M., TANAKA S. Antisymmetric-mode Lamb wave methanol sensor with edge reflectors for fuel cell applications. *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> IEEE international conference on micro electro mechanical systems*, technical digest (MEMS 2010), Hong Kong, 24–28 January 2010, 871–874.
16. RYDEN N., LOWE M. J. S., CAWLEY P. Non-contact surface wave testing of pavements using a rolling microphone array. *Non-destructive testing in civil engineering*, Nantes, France, 30 June–3 July 2009.
17. RAYLEIGH L. On the Free Vibrations of an Infinite Plate of Homogenous Isotropic Elastic Matter. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1889, vol. XX, no. 357, 225–234 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-02]. Prieiga per internetą: <http://plms.oxfordjournals.org/content/s1-20/1/225.full.pdf>.
18. LAMB H. On Waves in an Elastic Plate. *Proceedings of the Royal Society*, 1917, vol. 93, no. 648, 114–128 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-02]. Prieiga per internetą: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/royprsa/93/648/114.full.pdf>.
19. ENGHOLM M. Ultrasonic Arrays for Sensing and Beamforming of Lamb Waves. Ph. D. dissertation, Acta Universitatis Upsaliensis, *Digital Comprehensive Summaries of Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology.*, Uppsala, 2010 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-02]. Prieiga per internetą: <http://www.signal.uu.se/Publications/pdf/a101.pdf>.
20. LOWE M. J. S. Plate waves for the NDT of diffusion bonded titanium. Ph. D. Dissertation, December 1992. Imperial College of Science, Technology and Medicine, *Department of Mechanical Engineering*, London SW7 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-02]. Prieiga per internetą: <http://www3.imperial.ac.uk/pls/portallive/docs/1/50545709.PDF>.
21. LOWE M. J. S. Matrix Techniques for Modelling Ultrasonic Waves in Multilayered Media. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, July 1995, vol. 42, no. 4, 525–542. ISSN 0885-3010.
22. HAYASHI T., INOUE T. Calculation of leaky Lamb waves with a semi-analytical finite element method. *Ultrasonics*, August 2014, vol. 54, issue 6, 1460–1469. ISSN 0041-624X.
23. SU Z., YE L. Selective generation of Lamb wave modes and their propagation characteristics in defective composite laminates. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part L: Journal of Materials Design and Applications*, April 1, 2004, vol. 218, 95–110. ISSN 1464-4207.
24. GAUTSCHI G. *Piezoelectric Sensors: force, strain, pressure, acceleration and acoustic emission sensors, materials and amplifiers*. New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 2002, 5–11. ISBN 978-3-540-42259-4.
25. LAPTECH PRECISION. Mono crystalline quartz – the piezoelectric effect, 2011 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-10-05]. Prieiga per internetą: <http://www.laptech.com/pdfs/the-piezoelectric-effect.pdf>.

26. ERTUŽ B. The Overview of The Electrical Properties of Barium Titanate. *American Journal of Engineering Research (AJER)*, 2013, vol. 02, issue 08, 01–07. ISSN 2320-0847.
27. VIJATOVIĆ M. M., BOBIĆ J. D., STOJANOVIĆ B. D. History and Challenges of Barium Titanate: Part II. *Science of Sintering*, 2008, vol. 40, 235–244. ISSN 0350-820X.
28. SELTEN M., SCHNEIDER G. A., KNOBLAUCH V., MCMEEKING R. M. On the evolution of the linear material properties of PZT during loading history – an experimental study. *International Journal of Solids and Structures*, 2005, vol. 42, 3953–3966. ISSN 0020-7683.
29. HOOKER M. W. Properties of PZT-Based Piezoelectric Ceramics Between –150 and 250°C. September 1998, NASA/CR-1998-208708 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-10-05]. Prieiga per internetą: <http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19980236888.pdf>.
30. GREGORIO R., UENO E. M. Effect of crystalline phase, orientation and temperature on the dielectric properties of poly (vinylidene fluoride) (PVDF). *Journal of materials science*, 1999, vol. 34, 4489–4500. ISSN 0022-2461.
31. TIAN J., HAN P. Growth and Characterization on PMN-PT-Based Single Crystals. *Crystals*, 2014, vol. 4, 331–341. ISSN 2073-4352.
32. DEGERTEKIN F. L., HONEIN B.V., KHURI-YAKUB B. T. Efficient excitation and detection of Lamb waves for process monitoring and NDE. *IEEE ultrasonics symposium*, 1995, 787–790. ISSN 1051-0117.
33. ZHU W., ROSE J. L. Lamb Wave Generation and Reception with Time-Delay Periodic Linear Arrays: A BEM Simulation and Experimental Study. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, May 1999, vol. 46, no. 3, 654–664. ISSN 0885-3010.
34. JIA X. Modal analysis of Lamb wave generation in elastic plates by liquid wedge transducers. *Journal of the Acoustical Society of America (JASA)*, February 1997, vol. 101, no. 2, 834–842. ISSN 0001-4966.
35. GIURGIUTIU V., ZAGRAI A., BAO J. J. Piezoelectric Wafer Embedded Active Sensors for Aging Aircraft Structural Health Monitoring. *Structural Health Monitoring*, 2002, vol. 1, no. 1, 41–61. ISSN 1475-9217.
36. LEE J. H., CHOI S. W. A. Parametric Study of ultrasonic Beam Profiles for a Linear Phased Array Transducer. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, May 2000, vol. 47, no. 3, 644–650. ISSN 0885-3010.
37. DRINKWATER B. W., WILCOX P. D. Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review. *NDT & E International*, October 2006, vol. 39, issue 7, 525–541. ISSN 0963-8695.
38. PRAGER J., HOEVER C., BREKOW G., KREUTZBRUCK M. Flaw detection with guided waves using phased array technique. *Proceedings 5th International Workshop NDT in Progress*, October 12 – 14, 2009, Prague, Czech Republic.
39. GLUSHKOV E. V., GLUSHKOVA N. V., KVASHA O. V., LAMMERING R. Selective Lamb mode excitation by piezoelectric coaxial ring actuators. *Smart Materials and Structures*, March 2010, vol. 19, no. 3, 1–7. ISSN 0964-1726.
40. GLUSHKOV E., GLUSHKOVA N., LAMMERING R., EREMIN A., NEUMANN M. N. Lamb wave excitation and propagation in elastic plates with surface obstacles: proper

- choice of central frequencies. *Smart Materials and Structures*, January 2011, vol. 20, no. 1, 1–11. ISSN 0964-1726.
41. KAŽYS R., CICĖNAS V., RAIŠUTIS R., JASIŪNIENĖ E. Investigation of the performance of wedge type ultrasonic transducers for excitation of Lamb waves in steel plates. *ULTRAGARSAS*, 2004, vol. 53, issue 4, 7–13. ISSN 1392-2114.
  42. GIURGIUTIU V. Tuned Lamb Wave Excitation and Detection with Piezoelectric Wafer Active Sensors for Structural Health Monitoring. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, April 2005, vol. 16, no. 4, 291–305. ISSN 1045-389X.
  43. LIU W., HONG J. W. Modeling of three-dimensional Lamb wave propagation excited by laser pulses. *Ultrasonics*, January 2015, vol. 55, 113–122. ISSN 0041-624X.
  44. PREGO-BORGES J. L. Lamb: a simulation tool for air-coupled Lamb wave based ultrasonic NDE systems. Ph. D. dissertation, 2010, Dept. Elect. Eng., Spain, Polytechnic Univ. of Catalonia, Barcelona [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-02]. Prieiga per internetą: <http://www.tdr.cesca.es/handle/10803/6376>.
  45. STÖBEL R. Air-coupled Ultrasound Inspection as a New Non-Destructive Testing Tool for Quality Assurance. Ph. D. dissertation, 2004, von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-02]. Prieiga per internetą: <https://www.deutsche-digitale-bibliothek.de/binary/XKYONLLOR6PL3WTXX4ORT3GHCAZQI6ZX/full/1.pdf>.
  46. KELLY S. P., HAYWARD G., GOMEZ T. E. Characterization and Assessment of an Integrated Matching Layer for Air-Coupled Ultrasonic Applications. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, October 2004, vol. 51, no. 10, 1314–1323. ISSN 0885-3010.
  47. REMILLIEUX M. C., ANDERSON B. E., ULRICH T. J., LE BAS P. Y., HABERMAN M. R., ZHU J. Review of Air-Coupled Transduction for Nondestructive Testing and Evaluation. *Acoustics Today*, Summer 2014, 36–45. ISSN 1557-0215.
  48. GARCIA-RODRIGUEZ M., YAÑEZ Y., GARCIA-HERNANDEZ M., SALAZAR J., TURO A., CHAVEZ J. A. Lamb Wave generation with an air-coupled piezoelectric array using square chirp excitation. *International congress on acoustic*, Madrid, 2–7 September 2007.
  49. DE ESPINOSA F. M., CHÁVEZ J. A., YANEZ Y., SALAZAR J., TURÓ A., CHINCHURRETA F. J., GARCÍA-HERNANDEZ M. Air-coupled piezoelectric array transducers for NDT applications. *16'th world conference on NDT*, Aug 30 – Sept 3, Montreal, Canada.
  50. BLOMME E., NAERT H., BILCKE M., LUST P., DELRUE S., VAN DEN ABEELE K. High speed air-coupled ultrasonic multichannel system. *Forum Acusticum*, Kraków, 7–12 September 2014.
  51. KAZYS R. J., SLITERIS R., SESTOKE J. Application of PMN-32PT piezoelectric crystals for novel air-coupled ultrasonic transducers. *Physics Procedia*, 2015, vol. 70, 896–900. ISSN 1875-3892.
  52. TILLAY JOHNSON J. Defect and thickness inspection system for cast thin films using machine vision and full-field transmission densitometry. A thesis for the degree Master of Science of mechanical engineering, December 2009, Georgia institute of technology [interaktyvus]. [žiūrėta 2016-01-24]. Prieiga per internetą: [https://smartech.gatech.edu/bitstream/handle/1853/37234/johnson\\_jay\\_t\\_200912\\_mast.pdf](https://smartech.gatech.edu/bitstream/handle/1853/37234/johnson_jay_t_200912_mast.pdf).

53. ISRA VISION. Inspection systems for plastic film and sheets [interaktyvus]. [žiūrėta 2016-01-24]. Prieiga per internetą: [http://www.isravision.com/media/public/prospekte2012/Brochure\\_Plastics\\_E2012-05\\_low.pdf](http://www.isravision.com/media/public/prospekte2012/Brochure_Plastics_E2012-05_low.pdf).
54. NOVACAM. Multi-layer thickness measurement with low-coherence interferometry [interaktyvus]. [žiūrėta 2016-01-24]. Prieiga per internetą: [http://www.novacam.com/pdf/ApplicationNote\\_Novacam\\_multilayer\\_film\\_thickness\\_rev\\_1-0.pdf](http://www.novacam.com/pdf/ApplicationNote_Novacam_multilayer_film_thickness_rev_1-0.pdf).
55. PREGO-BORGES J. L. The Lamb Matlab® toolbox, 1 Aug. 2010, first release, beta version 0.1 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-02]. Prieiga per internetą: <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/28367-the-lamb-toolbox>.
56. FINK M.A., CARDOSO J.-F. Diffraction Effects in Pulse-Echo Measurement. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, July 1984, vol. SU-31, no. 4, 313–329. ISSN 0018-9537.
57. MEDINA L., MORENO E., GONZÁLEZ G., LEIJA L. Circular ultrasonic transducer characterization: theoretical and experimental results. *REVISTA MEXICANA DE FÍSICA*, December 2003, vol. 49, no. 6, 511–518. ISSN 0035-001X.
58. ZHANG D., RÉNIER M., CASTAINGS M. Numerical modelling for the optimization of multi-element, capacitive, ultrasonic, air-coupled transducer. *Journal of Physics: Conference Series*, 2013, vol. 457, 1–10. ISSN 1742-6588.
59. REIBOLD R., KAŽYS R. Radiation of a rectangular strip-like focussing transducer. Part 1: harmonic excitation. *Ultrasonics*, 1992, vol. 30, no. 1, 49–55. ISSN 0041-624X.
60. REIBOLD R., KAŽYS R. Radiation of a rectangular strip-like focussing transducer. Part 2: transient excitation. *Ultrasonics*, 1992, vol. 30, no. 1, 56–59. ISSN 0041-624X.
61. SAN EMETERIO J. L., ULLATE L. G. Diffraction impulse response of rectangular transducers, *Journal of the Acoustical Society of America*, Aug. 1992, vol. 92, no. 2, pt. 1, 651–662. ISSN 0001-4966.
62. ULLATE L. G., SAN EMETERIO J. A New Algorithm to Calculate the Transient Near-Field of Ultrasonic Phased Arrays. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, November 1992, vol. 39, no. 6, 745–753. ISSN 0885-3010.
63. TEO T.-J. An Improved Approximation for the Spatial Impulse Response of a Rectangular Transducer. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, January 1998, vol. 45, no. 1, 76–83. ISSN 0885-3010.
64. PREGO BORGES J. L., MONTERO de ESPINOSA F., SALAZAR J., GARCIA-ALVAREZ J., CHÁVEZ J. A., TURÓ A., GARCIA-HERNANDEZ M. J. Diffraction aperture non-ideal behaviour of air coupled transducers array elements designed for NDT. *Ultrasonics*, 2006, vol. 44, e667–e672. ISSN 0041-624X.
65. BENNY G., HAYWARD G. Beam profile measurements and simulations for ultrasonic transducers operating in air. *Journal of the Acoustical Society of America*, Apr. 2000, vol. 107, no. 4, 2089–2100. ISSN 0001-4966.
66. NEILD A., HUTCHINS D. A., ROBERTSON T. J., DAVIS L. A. J., BILLSON D. R. The radiated fields of focusing air-coupled ultrasonic phased arrays. *Ultrasonics*, 2005, vol. 43, 183–195. ISSN 0041-624X.
67. KRAUTKRÄMER J., KRAUTKRÄMER H., *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*. Berlin: Springer-Verlag, 1986, pp. 95–99. ISBN 978-3-662-10909-0.

68. PAVLAKOVIC B. N., ROSE J. L. The influence of finite-size sources in acousto-ultrasonics. Aug. 1994, NASA Contractor Report 195374 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-02]. Prieiga per internetą: <http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19950005400.pdf>.
69. ACHENBACH J. D., XU Y. Use of elastodynamic reciprocity to analyze point-load generated axisymmetric waves in a plate. *Wave Motion*, July 1999, vol. 30, issue 1, 57–67. ISSN 0165-2125.
70. RUSSELL, DANIEL A. Plane Waves and Evanescent Waves (Sound Radiation from a Plate) [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-09-28]. Prieiga per internetą: <http://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/EvanescentWaves/EvanescentWaves.html>.
71. PLASTICS EUROPE – Association of Plastics Manufacturers. Plastics – the Facts 2014/2015. An analysis of European plastics production, demand and waste data, 2015-01-22 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-22]. Prieiga per internetą: [http://www.plasticseurope.org/documents/document/20150227150049-final\\_plastics\\_the\\_facts\\_2014\\_2015\\_260215.pdf](http://www.plasticseurope.org/documents/document/20150227150049-final_plastics_the_facts_2014_2015_260215.pdf).
72. TMI LLC. Marine Grade Clear PVC Film. [interaktyvus] [žiūrėta 2015-09-30]. Prieiga per internetą: [http://www.tmi-pvc.com/flexible-film-rolls-marine-grade-clear-film-c-147\\_177\\_180-l-en.html](http://www.tmi-pvc.com/flexible-film-rolls-marine-grade-clear-film-c-147_177_180-l-en.html).
73. TMI LLC. Premium Grade Clear PVC Film. [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-09-30]. Prieiga per internetą: <http://www.tmi-pvc.com/premium-grade-film.html>.
74. TMI LLC. Weld Screen Tinted & Curtain PVC Film. [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-09-30]. Prieiga per internetą: [http://www.tmi-pvc.com/flexible-film-rolls-weld-screen-tinted-curtain-film-c-147\\_177\\_183-l-en.html](http://www.tmi-pvc.com/flexible-film-rolls-weld-screen-tinted-curtain-film-c-147_177_183-l-en.html).
75. TMI LLC. Extruded Clear and Tinted PVC Film. [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-09-30]. Prieiga per internetą: [http://www.tmi-pvc.com/flexible-film-rolls-extruded-clear-tinted-film-c-147\\_177\\_184-l-en.html](http://www.tmi-pvc.com/flexible-film-rolls-extruded-clear-tinted-film-c-147_177_184-l-en.html).
76. UNITED STATES PLASTIC CORPORATION. Typical Physical Properties: Vintec® Clear PVC [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-22]. Prieiga per internetą: <http://www.usplastic.com/catalog/files/specsheets/Clear%20PVC%20-%20Vycom.pdf>.
77. GAO J., WANG K., SUN J. Study on the technology of ultrasonic imaging detection based on phase array. *International Journal of Signal Processing, Image Processing and Pattern Recognition*, 2013, vol. 6, no. 5, 71–78. ISSN 2005-4254.
78. FERROPERM PIEZOCERAMICS A/S. Pz29. A very soft PZT with high sensitivity [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-24]. Prieiga per internetą: <http://www.ferroperm-piezo.com/files/files/Pz29%20Datasheet.pdf>.
79. CREARE INC (USA, NEW HAMPSHIRE). Multilayer ultrasonic transducer array including very thin layer of transducer elements. Inventors: KLINE-SCHODER R., ONISHI S. United States Patent US5938612 A, Aug. 17, 1999 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-10-02]. Prieiga per internetą: <https://www.google.com/patents/US5938612>.
80. DIAMANTI K., HODGINSON J. M., SOUTIS C. Detection of Low-velocity Impact Damage in Composite Plates using Lamb Waves. *Structural Health Monitoring*, 2004, vol. 3(1), 33–41. ISSN 1475-9217.
81. FINNFOAM OY. Finnfoam properties [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-0724]. Prieiga per internetą: [http://www.finnfoam.com/files/5114/0809/0147/Finnfoam\\_properties\\_english.pdf](http://www.finnfoam.com/files/5114/0809/0147/Finnfoam_properties_english.pdf).

82. KIM J., GRISSO B. L., KIM J. K., HA D. S., INMAN D. J. Electrical Modeling of Piezoelectric Ceramics for Analysis and Evaluation of Sensory Systems. *SAS 2008 – IEEE Sensors Applications Symposium*, Atlanta, GA, February 12-14, 2008, pp. 122–127.
83. AN J., SONG K., ZHANG S., YANG J., CAO P. Design of a Broadband Electrical Impedance Matching Network for Piezoelectric Ultrasound Transducers Based on a Genetic Algorithm. *Sensors*, 2014, vol 14, 6828–6843. ISSN 1424-8220.
84. DASEL SISTEMAS. Technical Datasheet SITAUX / FP LF (Low Frequency). Revision: 5. Revision Date: 2015-05-04 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-28]. Prieiga per internetą: <http://www.daselsistemas.com/index.php/en/tutorials-mainmenu-48/category/28-low-frecuency?download=38:sitau-mx-fp-lf-technical-datasheet>.
85. HEWLETT-PACKARD COMPANY. HP 33120A Function Generator / Arbitrary Waveform Generator. User's Guide. © Copyright 1994, 1997 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-10-03]. Prieiga per Boston University: <https://www.bu.edu/eng/courses/ek307/documents/hp33120a.pdf>.
86. POLYTEC-PI, INC. OFV-5000 Vibrometer Controller [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-10-03]. Prieiga per internetą: [http://www.polytecpi.com/PDF/OFV-5000\\_Cont\\_Head\\_Decoders.pdf](http://www.polytecpi.com/PDF/OFV-5000_Cont_Head_Decoders.pdf).
87. TAMIM N. S. M., GHANI F. Techniques for Optimization in Time Delay Estimation from Cross Correlation Function. *International Journal of Engineering & Technology IJET-IJENS*, April 2010, vol. 10, no. 2, 49–54. ISSN 2227-2712.
88. THE UNIVERSITY OF ARIZONA, THE LABORATORY OF TREE-RING RESEARCH. Cross-Correlation function [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-07-28]. Prieiga per internetą: [http://www.ltrr.arizona.edu/~dmeko/notes\\_10.pdf](http://www.ltrr.arizona.edu/~dmeko/notes_10.pdf).
89. MATHWORKS Documentation. Cross-correlation xcorr [interaktyvus] [žiūrėta 2015-10-03]. Prieiga per internetą: <http://se.mathworks.com/help/signal/ref/xcorr.html>.
90. MURASE M., KAWASHIMA K., YOSHIDA O. Group Velocity Measurement of Various Lamb Waves with Two-Beam Laser Interferometer. *Japan Journal of Applied Physics*, May 2001, vol. 40, part 1, no. 5B, 3595–3598. ISSN 0021-4922.
91. NISHINO H., TANAKA T., YOSHIDA K., TAKATSUBO J. Simultaneous measurement of the phase and group velocities in a laser-generation based imaging method. *Ultrasonics*, 2012, vol. 52, 530–535. ISSN 0041-624X.
92. HAMEG INSTRUMENTS. 250 / 350 MHz Digital Oscilloscope HMO Series. Manual [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-10-03]. Prieiga per internetą: [http://www.hameg.com/manuals.0.html?&no\\_cache=1&tx\\_hmdownloads\\_pi1\[mode\]=download&tx\\_hmdownloads\\_pi1\[uid\]=5114](http://www.hameg.com/manuals.0.html?&no_cache=1&tx_hmdownloads_pi1[mode]=download&tx_hmdownloads_pi1[uid]=5114).
93. CANNATA J. M., WILLIAMS J. A., ZHOU Q., RITTER T. A., SHUNG K. K. Development of a 35-MHz Piezo-Composite Ultrasound Array for Medical Imaging. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, January 2006, vol. 53, no. 1, 224–236. ISSN 0885-3010.
94. DOMINGUEZ I. S., CONTLA P. A., HERNANDEZ E. M., von KRUGER M. A. Crosstalk effects caused by the geometry of piezoelectric elements in matrix ultrasonic transducers. *Brazilian Journal of Biomedical Engineering*, 2011, vol. 27, no. 2, 90–97. ISSN 1517-3151.



95. BRÜEL & KJÆR. Product Data. Condenser Microphone Cartridges – Types 4133 to 4181 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-10-04]. Prieiga per internetą: <http://www.bksv.com/doc/Bp0100.pdf>.
96. BRÜEL & KJÆR. Product Data. The NEXUS Range of Conditioning Amplifiers – Types 2690, 2691, 2692 and 2693 [interaktyvus]. [žiūrėta 2015-10-04]. Prieiga per internetą: [http://www.upc.edu/sct/documents/equipment/d\\_157\\_id-560.pdf](http://www.upc.edu/sct/documents/equipment/d_157_id-560.pdf).

## **MOKSLINIŲ PUBLIKACIJŲ DISERTACIJOS TEMA SĄRAŠAS**

### **STRAIPSNIAI**

#### **Mokslinės informacijos instituto (ISI) pagrindinio sąrašo leidiniuose**

1. Vilpišauskas, Almantas; Kažys, Rymantas Jonas. Numerical investigation of air-coupled generation of Lamb waves in isotropic plates // Elektronika ir elektrotechnika = Electronic and electrical engineering. ISSN 1392-1215. 2014, vol. 20, no. 1. p. 33–36. [ISI Web of Knowledge; INSPEC; VINITI; EBSCO Publishing].
2. Vilpišauskas, Almantas; Kažys, Rymantas Jonas. Investigation of air-coupled generation of asymmetric Lamb waves using rectangular phased arrays // JVE = Journal of Vibroengineering. ISSN 1392-8716. May 2014, vol. 16, no. 3. p. 1397–1404. [ISI Web of Science; SCOPUS; COMPENDEX; EBSCO; INSPEC; VINITI].

#### **Kituose Mokslinės informacijos instituto (ISI) duomenų bazėse referuojamuose leidiniuose**

1. Vilpišauskas, Almantas; Kažys, Rymantas Jonas. Numerical investigation of air-coupled generation of Lamb waves using rectangular phased arrays // Vibroengineering PROCEDIA. ISSN 2345-0533. September 2013, vol. 1. p. 97–102. [INSPEC; COMPENDEX].

### **PRANEŠIMAI MOKSLINĖSE KONFERENCIJOSE**

1. Vilpišauskas, Almantas; Kažys, Rymantas Jonas. Numerical investigation of air-coupled generation of Lamb waves in isotropic plates // 17<sup>th</sup> International Conference ELECTRONICS 2013: June 17–19, 2013, Palanga, Lithuania.
2. Vilpišauskas, Almantas; Kažys, Rymantas Jonas. Numerical investigation of air-coupled generation of Lamb waves using rectangular phased arrays // International Conference VIBROENGINEERING – 2013: September 17–19, 2013, Druskininkai, Lithuania.

SL344. 2016-04-14, 12,25 leidyb. apsk. 1. Tiražas 10 egz. Užsakymas 175.  
Išleido Kauno technologijos universitetas, K. Donelaičio g. 73, 44249 Kaunas  
Spausdino leidyklos „Technologija“ spaustuvė, Studentų g. 54, 51424 Kaunas