

MONOGRAFIE, STUDIA, ROZPRAWY

M65

Leszek Radziszewski

**ANALIZA WSPÓŁDZIAŁYWANIA
FALI MECHANICZNEJ
SILNEJ NIECIĄGŁOŚCI
Z CZUJNIKIEM PIEZOELEKTRYCZNYM**

Kielce 2015

MONOGRAFIE, STUDIA, ROZPRAWY NR M65

Redaktor Naukowy serii

NAUKI TECHNICZNE – MECHANIKA

prof. dr hab. Andrzej RADOWICZ

Recenzenci

dr hab. Amalia PIELORZ

prof. dr hab. inż. Janusz KWAŚNIEWSKI

Redakcja

Krystyna SOLAKIEWICZ

Formatowanie

Irena PRZEORSKA-IMIOŁEK

Aneta STARZYK

Projekt okładki

Tadeusz UBERMAN

Wydanie II poprawione

© Copyright by Politechnika Świętokrzyska, Kielce 2015

Wszelkie prawa zastrzeżone. Żadna część tej pracy nie może być powielana czy rozpowszechniana w jakiegokolwiek formie, w jakikolwiek sposób: elektroniczny bądź mechaniczny, włącznie z fotokopiowaniem, nagrywaniem na taśmy lub przy użyciu innych systemów, bez pisemnej zgody wydawcy.

PL ISSN 1897-2691

PL ISBN 978-83-63792-22-0

Wydawnictwo Politechniki Świętokrzyskiej
25-314 Kielce, al. Tysiąclecia Państwa Polskiego 7
tel./fax 41 34 24 581
e-mail: wydawca@tu.kielce.pl
www.wydawnictwo.tu.kielce.pl

SPIS TREŚCI

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ	5
WPROWADZENIE	11
Rozdział 1. CEL I ZAKRES PRACY	15
Rozdział 2. ANALIZA LOKALNA WSPÓŁDZIAŁYWANIA FALI SILNEJ NIECIĄGŁOŚCI Z CZUJNIKIEM PIEZOELEKTRYCZNYM	17
2.1. Model mechaniczny kontaktu pomiędzy czujnikiem ultradźwiękowym a badanym ciałem	22
2.2. Wpływ obciążenia powierzchni czujnikiem na pole przemieszczeń w badanym ośrodku	29
2.3. Współdziaływanie fali silnej nieciągłości z czujnikiem piezoelektrycznym	34
2.4. Propagacja fali silnej nieciągłości w materiale lepko-sprężystym	40
2.5. Podsumowanie	48
Rozdział 3. METODY WZBUDZANIA SYGNAŁÓW IMPULSOWYCH W CIAŁACH STAŁYCH	50
3.1. Metody mechaniczne generowania zaburzeń akustycznych	50
3.2. Metody termiczne generowania zaburzeń akustycznych	52
3.2.1. Źródło akustyczne generowane za pomocą wiązki laserowej	53
3.2.2. Mechanizm termosprężystości generowania zaburzeń akustycznych za pomocą wiązki laserowej	56
3.2.3. Mechanizm ablacyjny generowania zaburzeń akustycznych za pomocą wiązki laserowej	68
3.3. Generowanie fal ultradźwiękowych za pomocą wiązki laserowej w materiałach polimerowych	71
Rozdział 4. WYNIKI EKSPERYMENTALNE I ICH INTERPRETACJA	74
4.1. Stanowisko pomiarowe i pomiary w półwalcu z PCW	75
4.2. Wyznaczanie charakterystyk kierunkowych źródła akustycznego	77
4.3. Stanowisko pomiarowe i pomiary rozkładów amplitudowych w płytach grubych	82

4.4. Wyznaczanie rozkładów amplitudowych	85
4.5. Pomiary prędkości i częstotliwości fal objętościowych	91
4.6. Podsumowanie badań	94
 Rozdział 5. WNIOSKI KOŃCOWE	 96
 LITERATURA	 100
 DODATEK 1	 105
DODATEK 2	113
 THE ANALYSIS OF INTERACTION OF A STRONG DISCONTINUITY WAVE WITH PIEZOELECTRIC SENSOR	
Summary	119

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

W całej pracy stosowano jednostki układu SI

- a – prędkość przemieszczania się czoła zaburzenia,
- a_1, a_2 – prędkość fali podłużnej w pręcie 1 lub w pręcie 2,
- A – amplituda fali elektromagnetycznej (płaskiej, monochromatycznej) lub sprężystej,
- A_{norm} – znormalizowana wartość amplitudy fali,
- A_{max} – wartość maksymalna amplitudy fali,
- b – odległość od powierzchni materiału w kierunku osi z ,
- \vec{B} – wektor indukcji magnetycznej w polu elektromagnetycznym,
- c – lepkość w modelu standardowym materiału lepko-sprężystego,
- c_0 – prędkość fali elektromagnetycznej,
- c_L – prędkość fali podłużnej,
- $c_S = c_T$ – prędkość fali poprzecznej,
- c_v – ciepło właściwe przy stałej objętości,
- C_0 – pojemność statyczna przetwornika,
- d – średnica przetwornika,
- D – wyznacznik główny układu równań lub współczynnik dyfuzyjności cieplnej,
- D_i – wyznaczniki układu równań ($i = 1, 2, 3, 4$),
- $D(z)$ – promień krzywizny frontu falowego fali elektromagnetycznej,
- e – współczynnik piezoelektryczny,
- \vec{e}_z – wersor osi z ,
- E – moduł Younga,
- EA – emisja akustyczna,
- EMAT – przetwornik magnetostrykcyjny (elektromagneto-akustyczny),
- E_1, E_2 – moduł Younga pręta 1 lub pręta 2,
- E_V – parametr modelu standardowego materiału lepko-sprężystego,
- \vec{E} – wektor natężenia pola elektrycznego w polu elektromagnetycznym,
- f – częstotliwość,
- $f(r)$ – funkcja rozkładu promieniowej energii promienia laserowego,
- $\vec{f}_{em}(\vec{r}, t)$ – gęstość sił elektromagnetycznych,
- $\vec{f}_\theta(\vec{r}, t)$ – siły wewnętrzne wynikające z deformacji objętościowej,
- $F(t)$ – siła oddziaływania lub zderzenia,

$F(x_1, t_1)$	– punkt na rysunku 3 o współrzędnych (x_1, t_1) ,
F_A	– siła o wartości amplitudy A ,
F_0	– siła o stałej wartości,
F_1, F_2	– pole przekroju poprzecznego pręta 1 lub pręta 2,
$g(t)$	– funkcja rozkładu czasowego energii promienia laserowego,
$G_\theta(\vec{r}, \vec{r}_0, t)$	– funkcja Greena,
$G_u(\vec{r}, \vec{r}_0, t)$	– wektorowa funkcja Greena,
h	– grubość przetwornika,
\vec{H}	– wektor natężenia pola magnetycznego w polu elektromagnetycznym,
H	– fala czołowa, która jest falą naprężeń ścinających generowaną przez falę naprężeń ściskających, przy swobodnej powierzchni próbki,
$H(t)$	– funkcja skokowa Heaviside'a,
H_0	– transformata Hankela rzędu zero,
j	– jednostka urojona $j = (0, 1)$,
J	– natężenie prądu płynącego przez przetwornik,
\vec{J}	– wektor gęstości prądu przewodzenia w polu elektromagnetycznym,
k_1	– parametr $\frac{1}{M} \frac{E_2 F_2}{a_2} = k_1$,
L	– długość pręta,
L_a	– ciepło wrzenia materiału próbki,
$L_m^1(x)$	– wielomiany uogólnione Laguerre'a stopnia $m-1$ i rzędu 1,
$m(t)$	– funkcją czasu modulująca falę elektromagnetyczną we wzorze (37),
M	– masa sejsmiczna obciążająca przetwornik (pręt 2),
Nd:YAG	– laser na granacie itrowo-glinowym domieszkowany jonami Nd^{3+} [$\text{Y}_3\text{Al}_2(\text{AlO}_4)_3 \cdot \text{Nd}^{3+}$],
p	– ciśnienie akustyczne lub zmienna transformaty Hankela,
P	– fala naprężeń ściskających (podłużna),
PCW	– polichlorek winylu,
PZT	– ceramika piezoelektryczna z cyrkoniano-tytanianu ołowiu,
\vec{P}	– wektor polaryzacji magnetycznej,
P_0	– zaabsorbowana gęstość mocy z promienia laserowego,
$P(t)$	– moc impulsu laserowego,

- $\vec{r} = (r, \varphi, z)$ – wektor położenia,
 r – promień wyznaczający położenie punktu w płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej,
 R – promień wyznaczający odległość punktu od środka układu współrzędnych walcowych $R = \sqrt{r^2 + z^2}$,
 $R(z)$ – promień wiązki światła (z lasera) w odległości z od lasera,
 R_0 – promień wiązki światła z lasera w punkcie skupienia optycznego,
 R_v – współczynnik odbicia fali,
 S – fala naprężeń ścinających (poprzeczna),
 t – czas,
 t_0 – czas niezbędny do ogrzania materiału do temperatury odparowania podczas zjawiska ablacji,
 T – okres fali,
 TEM_{00} – rozkład energii promienia laserowego w kierunku poprzecznym rzędu zero, zero,
 T_x – kierunek polaryzacji przetwornika wzdłuż osi x ,
 T_y – kierunek polaryzacji przetwornika wzdłuż osi y ,
 u – przemieszczenie,
 $u_I(x, t), u_{II}(x, t), u_{IV}(x, t)$ – przemieszczenie materiału pręta 1 odpowiednio: w obszarze I, II, IV,
 $u_1(x, t), u_3(x, t), u_5(x, t)$ – przemieszczenie materiału pręta 2 odpowiednio: w obszarze 1, 3, 5,
 $u_R(R, \theta, t)$ – przemieszczenia w kierunku promieniowym,
 U – napięcie pomiędzy zewnętrznymi, czołowymi powierzchniami granicznymi przetwornika,
 V_ξ – przestrzenny obszar źródła ciepłego w materiale,
 V_g – obszar, gdzie występuje wzrost temperatury po zaabsorbowaniu fali elektromagnetycznej,
 W – energia impulsu laserowego,
 XYZ – układ współrzędnych kartezjańskich,
 x, y, z – współrzędne położenia w układzie kartezjańskim,
 Z, Z_1, Z_2 – akustyczna impedancja, pręta 1 lub pręta 2
 z_0 – współrzędna położenia źródła akustycznego na osi optycznej,
 α – współczynnik rozszerzalności liniowej we wzorze (52),
 β – współczynnik rozszerzalności cieplnej lub kąt $\beta = 90^\circ - \theta$,
 γ – współczynnik absorpcji fali elektromagnetycznej,
 Γ – operator różniczkowy,

δ_0^I	– delta Kroneckera,
$\delta(t)$	– delta Diraca,
$\Delta v(t)$	– różnica prędkości końców pręta 2,
ε	– odkształcenie ($\varepsilon = \frac{\partial u}{\partial x}$) lub przenikalność elektryczna przy odkształceniu równym zero,
$\varepsilon_I, \varepsilon_{IV}, \varepsilon_3$	– odkształcenie w obszarze, odpowiednio: I, IV lub 3,
ε_{zz}	– odkształcenie w kierunku osi z,
ζ	– parametr $\frac{E_2 F_2}{E_1 F_1} = \zeta$,
η	– zmienna uogólniona,
θ	– kąt wyznaczający położenie punktu pomiędzy kierunkiem osi optycznej promienia laserowego a położeniem czujnika (rys. 14) $\theta = \arctg(r/z)$,
l	– stosunek przemieszczeń końca pręta obciążonego czujnikiem i końca nieobciążonego,
κ	– współczynnik przewodności ciepłej,
λ	– długość fali lub stała Lamé'go,
μ	– stała Lamé'go,
μ_0	– przenikalność magnetyczna,
v	– prędkość przemieszczania się cząsteczki ($v = \frac{\partial u}{\partial t}$),
v_a	– prędkość usunięcia części materiału podczas zjawiska ablacji,
v_I	– prędkość w obszarze I,
$\xi(\vec{r}, t)$	– gęstość mocy impulsu laserowego (energia w jednostce czasu i objętości),
Q_0	– całkowita zaabsorbowana energia z lasera,
Q	– zaabsorbowana energia optyczna z lasera,
Π	– operator różniczkowy,
ρ_m	– gęstość,
ρ_1, ρ_2	– gęstość materiału pręta 1 lub pręta 2,
ζ	– zmienna uogólniona,
σ	– naprężenie,
$\sigma_{zz}, \sigma_{rz}, \sigma_{rr}$	– naprężenia w odpowiednich kierunkach, w układzie współrzędnych walcowych,

- τ – czas trwania impulsu (laserowego, siły),
- \mathcal{G} – temperatura,
- \mathcal{G}_v – temperatura wrzenia,
- \mathcal{G}_i – temperatura początkowa,
- φ – kąt wyznaczający położenie punktu w układzie współrzędnych walcowych w płaszczyźnie prostopadłej do osi akustycznej,
- Φ – potencjał fali elektromagnetycznej we wzorach (36) i (37) lub potencjał fali odkształceń objętościowych,
- Ψ – potencjał fali odkształceń postaciowych,
- $\psi(\vec{r})$ – funkcja postaci fali elektromagnetycznej we wzorze (37),
- ω – częstotliwość kątowna fali, $\omega = 2\pi f$.

WPROWADZENIE

Badania ciał stałych metodami akustycznymi mają na celu poznanie budowy, właściwości mechanicznych (sprężystych i niesprężystych) oraz ocenę stanu ośrodka. W badaniach tych wykorzystuje się metody ultradźwiękowe, tarcia wewnętrznego, emisji akustycznej (EA) i akustooptyczne [63]. Badanie metodami ultradźwiękowymi ośrodków o złożonych strukturach wymaga używania różnych typów fal o długości współmiernej z wielkością badanych niejednorodności. Najczęściej wykonywane są pomiary prędkości rozchodzenia i amplitudy fal oraz pomiary tłumienia [88]. Prędkość fal ultradźwiękowych w ośrodku zależy od jego właściwości sprężystych, gęstości oraz stanu naprężeń [19]. Pomiar tłumienia, a zwłaszcza tarcia wewnętrznego, pozwala na wyznaczenie właściwości niesprężystych ośrodka [50]. Badanie zmian dynamicznych zachodzących w ośrodku umożliwia metoda EA. W ciałach stałych EA polega na powstawaniu fal sprężystości na skutek dynamicznej zmiany struktury ośrodka. Przyczynami powodującymi te zmiany mogą być naprężenia mechaniczne lub termiczne oraz przemiany polimorficzne [40]. Badanie stanu statycznego budowy materiału metodami akustycznymi umożliwiają związki zachodzące pomiędzy strukturą a parametrami propagacji fal ultradźwiękowych. Sygnał ultradźwiękowy jako określoną deformację sprężystą wprowadza się do badanego ośrodka, a następnie obserwuje się reakcję ośrodka na tę deformację. Informacje ilościowe, jakie uzyskuje się o ośrodku z pomiarów prędkości i tłumienia, zależą także od rodzaju zaburzenia deformacyjnego, jakiego się używa, a więc od typu fal ultradźwiękowych: podłużnych, poprzecznych czy powierzchniowych.

W miernictwie ultradźwiękowym stosuje się najczęściej przetworniki kontaktowe generujące fale płaskie. Fale te mogą być ciągłe lub impulsowe o charakterystykach częstotliwościowych i czasowych, odpowiednio dobranych do sposobu wykorzystania i rodzaju badanego materiału [81]. Zaburzenie płaskie wytwarzane jest w ośrodku przez przetwornik drgający z określoną częstotliwością rezonansową. Czas trwania impulsu (szerokość impulsu) wpływa na częstotliwości przenoszonych składowych fal. Im krótszy impuls, tym szersza jest wstęga częstotliwości przenoszonych składowych i nie można wtedy mówić o fali monochromatycznej (wypełniającej impuls), lecz o grupie fal. Wzrost zastosowań materiałów o złożonej budowie i wła-

ściwościach lepko-sprężystych w przemyśle lotniczym, samochodowym i budownictwie lądowym spowodował rozwój akustycznych metod pomiarowych wykorzystujących zaburzenia szerokopasmowe. Polimery i kompozyty polimerowe są przykładem materiałów często stosowanych w układach mechanicznych ze względu na ich zdolności do pochłaniania i rozpraszania energii, np. w produkcji resorów samochodowych z żywicy epoksydowej wzmocnionej włóknem szklanym czy zderzaków do samochodów. W metodach akustycznych, np. rezonansowych, częstotliwość pomiarowa wpływa znacząco na wartości wyznaczanych właściwości mechanicznych badanych materiałów. Pomiar quasi-statyczne czy też ultradźwiękowe z częstotliwościami rzędu 10^6 Hz nie są wystarczające, aby określić właściwości tych materiałów w zakresie średnich częstotliwości. Zakres ten odpowiada częstotliwościom występującym przy zderzeniach. W materiałach lepko-sprężystych występują skokowe zmiany wartości właściwości mechanicznych w zależności od częstotliwości, przy której zostały wyznaczone. Z tego względu należy wykonywać ciągłe pomiary tych właściwości w funkcji częstotliwości, w możliwie dużym zakresie. Możliwość taką stwarza pobudzenie sygnałem szerokopasmowym zarówno okresowym, jak i przejściowym. Szerokopasmowe piezoceramiczne głowice nadawcze mają małą sprawność, a transmisja fal (w dużym zakresie częstotliwości) przez warstwę sprzęgającą głowicę z badanym ośrodkiem jest utrudniona [21].

Źródło o małych rozmiarach (w stosunku do długości fali i do odległości od czujnika) tzw. źródło punktowe, znajdujące się na powierzchni badanego ośrodka, wytwarza zaburzenie impulsowe w bardzo szerokim przedziale częstotliwości. Źródło punktowe generuje w ośrodku fale objętościowe (podłużną, poprzeczną, czołową) i powierzchniowe. Prędkości fal możemy wyznaczyć analizując przebieg falowy wynikający z pojedynczego impulsu pobudzającego. Powierzchnia czoła tych fal (rys. 11) jest zbliżona do kuli. Zaburzenie to propaguje się w znacznie szerszym przedziale kątowym (rys. 12, 13) niż zaburzenie płaskie [26, 82]. Zaburzenie generowane punktowo możemy otrzymać wykorzystując metody mechaniczne (zjawisko zderzenia lub pęknięcia) lub termiczne. Pojedyncze zderzenie wytwarza zaburzenie przejściowe a wielokrotne zderzenia w postaci strumienia cząstek (np. piasku lub cząstek gazu – helu) wytwarzają zaburzenie okresowe. Pęknięcie małych cząstek węgla krzemu jest źródłem zaburzeń okresowych w przedziale częstotliwości do 65 MHz. Pęknięcie niektórych kruchych materiałów np. szklana kapilara, rysik grafitowy może być źródłem punkowego zaburzenia przejściowego [68]. Źródłem termicznych zaburzeń mogą być iskrowe wyładowania elektryczne lub oddziaływanie fali elektromagnetycznej z ośrodkiem (promienie laserowe, promieniowanie X) [76]. Optoakustyczne źródło może wytwarzać zaburzenia okresowe lub przejściowe o dużej amplitudzie. Źródło to można wytwarzać w materiałach znajdujących się

w ekstremalnych warunkach (w próżni, w niskich i wysokich temperaturach, w środowiskach agresywnych). Generowanie i pomiar parametrów fal ultradźwiękowych za pomocą wiązki laserowej jest metodą skomplikowaną, lecz pozwalającą analizować materiały, które są bardzo trudne do zbadania innymi metodami akustycznymi. Metoda ta ułatwia badanie materiałów niejednorodnych o dużym tłumieniu (kompozyty z kruchą matrycą: polimerowe, ceramiczne), pozwala na wyznaczanie właściwości warstw cienkich polimerowych (o grubości około 12 μm) lub metalowych. Wielkość i kształt wiązki akustycznej oraz zakres częstotliwości można łatwo zmieniać poprzez odpowiednią modulację światła (przestrzenną lub czasową) [71]. Powstające w ten sposób źródło akustyczne ma dynamiczny charakter, a prędkości cząstek są determinowane parametrami ośrodka absorbującego i rozkładu energii promienia z lasera. W pracy do generowania fal zastosowano laser impulsowy z modulacją dobroci (ang. *Q-switched*). Impuls z tego lasera wytwarza zaburzenie przejściowe (o bardzo szerokim przedziale częstotliwości). Zwiększając gęstość mocy w impulsie laserowym możemy zmieniać mechanizm wytwarzania zaburzeń w materiale – od termosprężystości do ablacyjnego. Zmiana tego mechanizmu powoduje zmianę charakterystyk promieniowania źródła akustycznego. Źródło takie ma wiele zalet, np.:

- a) można otrzymać krótkie impulsy o dużej wartości amplitud,
- b) zakres częstotliwości może być rozciągnięty aż do GHz,
- c) można sterować wielkością i kształtem wiązki akustycznej.

W każdej z tych metod źródło akustyczne jest źródłem punktowym, szerokopasmowym.

Pomiar tych zaburzeń oraz sygnałów EA najczęściej przeprowadzany jest z wykorzystaniem czujników piezoelektrycznych (z ceramiki PZT), kontaktowych. Znane są też czujniki bezkontaktowe (pojemnościowe, interferometry laserowe, elektromagnetyczne) pozwalające uniknąć wielu problemów związanych z czujnikiem kontaktowym (np. zniekształcenie sygnału wprowadzane przez warstwę sprzęgającą), ale w pracy nie były one stosowane. Czujniki bezkontaktowe w odróżnieniu od piezoelektrycznych kontaktowych są bardzo wrażliwe na działanie czynników zewnętrznych zakłócających pomiary, wymagają więc przeprowadzania kłopotliwej kalibracji, a poza tym są drogie.

Źródło punktowe powierzchniowe generujące pojedyncze krótkie impulsy zaburzeń powoduje, że w ośrodku może się propagować szczególna fala, na której czole występuje zmiana wartości amplitudy odkształceń (prędkości, naprężeń). Z matematycznego punktu widzenia ta zmiana wartości amplitudy może mieć charakter ciągły (pochodne ciągłe – fala słabej nieciągłości) lub skokowy (pochodne nieciągłe – fala silnej nieciągłości). W pracy rozważana jest fala silnej nieciągłości. Fala ta docierając do powierzchni materiału, powoduje jej sprężystą deformację, co jest podstawą mier-

nictwa ultradźwiękowego. Obecność czujnika pomiarowego na tej powierzchni powoduje zmianę istniejącego stanu naprężeń, a więc i wartości tej deformacji [55]. Zmniejszanie masy czujników kontaktowych pozwoliło częściowo rozwiązać ten problem w pomiarach zaburzeń okresowych. Takie rozwiązanie nie jest wystarczające w przypadku pomiarów zaburzeń przejściowych czujnikami kontaktowymi. W przypadku, gdy jest to czujnik piezoelektryczny kontaktowy powstaje również pytanie: jak zareaguje on na docierające zaburzenie i jaką wielkość otrzymamy jako jego odpowiedź? Problem ten jest bardzo istotny, ponieważ na podstawie wskazań czujnika podejmujemy ważne decyzje odnośnie jakości badanego materiału i możliwości jego dalszej eksploatacji. Zawarte w literaturze naukowej wyniki badań dotyczących tematu tylko częściowo pozwalają wyjaśnić wskazany problem. Aby wyjaśnić współdziałanie czujnika z ośrodkiem konieczne było przeprowadzenie badań bardziej szczegółowych i ukierunkowanych na problem. W tym celu zbudowane zostało stanowisko badawcze do generowania fal za pomocą lasera impulsowego Nd:YAG oraz automatycznego przeprowadzania pomiarów akustycznych z wykorzystaniem kontaktowych czujników piezoelektrycznych. Autor niniejszej pracy w trakcie prowadzonych badań w materiałach kompozytowych [58] stwierdził, że występują duże trudności z właściwym dobraniem czujników. W zależności od typu zastosowanego czujnika otrzymywane były różne wartości amplitud mierzonych fal. Zjawiska tego nie można było wytłumaczyć różną czułością poszczególnych czujników. Rejestrowany elektryczny sygnał pomiarowy poddawany dalszej analizie również zależał od zastosowanego typu czujnika. Rezultatem tych poszukiwań badawczych jest niniejsza praca.

Praca ta nie powstałaby, gdyby nie rozmowy z moimi Kolegami z ZAF IPPT PAN w Warszawie, dyskusje z uczestnikami Zimowej Szkoły Akustyki, organizowanej przez prof. T. Pustelnego, oraz konferencja Akustyki Strukturalnej organizowana przez prof. R. Panuszkę, gdzie prezentowałem niektóre fragmenty rozdziału 2 i 4. Szczególnie wdzięczny jestem Panu prof. J.W. Osieckiemu. Dzięki jego doświadczeniu, życzliwej pomocy i cierpliwości praca nabrała obecnego kształtu. Winny też jestem podziękowania profesorom J. Ranachowskiemu, J. Lewandowskiemu i J. Deputatowi, moim przewodnikom po zakamarkach akustyki. Udział w seminariach organizowanych przez doc. F. Rejmunda, prof. R. Jachowicza, prof. A. Śliwińskiego ułatwił mi wyjaśnienie niektórych problemów badawczych, za co bardzo dziękuję. Wdzięczny też jestem za życzliwość i pomoc dr. E. Neumannowi z BAM w Berlinie, który umożliwił mi zbudowanie stanowiska pomiarowego oraz prof. A. Cardon z VUB w Brukseli, który wprowadził mnie w tajniki budowy kompozytów.

CEL I ZAKRES PRACY

W niniejszej pracy rozpatrzono zagadnienie wpływu obecności czujników kontaktowych na pomiary zaburzeń przejściowych. Problem ten został częściowo rozwiązany w przypadku pomiarów zaburzeń okresowych, głównie dzięki miniaturyzacji czujników piezoelektrycznych. Natomiast nie jest on wystarczająco dokładnie zbadany w przypadku pomiarów zaburzeń przejściowych.

Głównym celem rozprawy jest rozwiązanie zagadnienia współoddziaływania fali naprężeń silnej nieciągłości z inercyjnym czujnikiem piezoelektrycznym na gruncie obliczeniowym i eksperymentalnym. Współoddziaływanie to analizowane jest na granicy styku czujnika z materiałem w małym przedziale czasu między falą padającą na czujnik a odbitą (w zakresie lokalnym). Zakładamy, że modelem badanego materiału jest skończony ośrodek ciągły a model czujnika jest dyskretno-ciągły. Analiza propagacji fal naprężeń w skończonym ośrodku ciągłym i w przetworniku czujnika oraz interpretacja wyników badań eksperymentalnych wymaga ujęcia całości zagadnienia w kategoriach fal silnej nieciągłości. Fale te są inicjowane impulsem laserowym. Parametry impulsu laserowego zostały tak dobrane, aby przejściowe promieniowanie akustyczne było generowane w sposób powtarzalny, a propagujące się fale były praktycznie falami silnej nieciągłości. Wyniki rozważań w pracy mają dać odpowiedź na pytanie: w jakim zakresie wpływa to współoddziaływanie na wskazania czujnika oraz na jaką wielkość fizyczną on reaguje?

Celem badań eksperymentalnych jest analiza możliwości generowania fal silnej nieciągłości w sposób nadający się do zastosowania w badaniach nieniszczących, następnie analiza wybranych parametrów propagacji tych fal w różnych materiałach polimerowych. W celu przeprowadzenia badań zbudowano zautomatyzowane stanowisko pomiarowe do badań akustycznych oraz wykorzystano ogólnodostępne kontaktowe czujniki piezoelektryczne. W pracy wykazano na przykładzie wybranych ośrodków materialnych (niemetale i kompozyty z matrycą polimerową) efektywność eksperymentalnych akustycznych metod wyznaczania parametrów charakteryzujących propagację fal silnej nieciągłości.

W odróżnieniu od istniejących opublikowanych wyników prac eksperymentalnych w niniejszej pracy uwaga została skupiona na zmianach wartości amplitud fal

ultradźwiękowych dla dowolnego położenia przetwornika i porównaniu ich z wartościami amplitud w epicentrum. Wyznaczone zostały amplitudowe i częstotliwościowe charakterystyki kierunkowe promieniowania akustycznego źródła punkowego w PCW, amplitudowe przestrzenne obrazy skaningowe w izotropowym PCW oraz anizotropowym kompozycie polimerowym.

Realizując przedstawione cele, autor ujął zakres niniejszej rozprawy w następujących rozdziałach.

W rozdziale 2 zaproponowany został model jednowymiarowy mechanicznego współoddziaływania czujnika ultradźwiękowego z badanym ośrodkiem. W odróżnieniu od innych prac założono, że masa przetwornika nie jest opisana jako skupiona, ale jako pręt (o określonej długości i średnicy), w którym mogą rozchodzić się fale. Ruch ośrodka wymuszony został krótkotrwałym impulsem, co powodowało rozchodzenie się fal silnej nieciągłości. Wyznaczono pole przemieszczeń w badanym ośrodku, gdy jego powierzchnia obciążona jest czujnikiem. Przeprowadzono analizę współoddziaływania na granicy styku czujnik – materiał czoła fali silnej nieciągłości z dyskretno-ciągłym modelem czujnika. Wyznaczono wpływ parametrów ośrodka lepko-sprężystego na propagację czoła fali silnej nieciągłości.

W rozdziale 3 przedstawiono różne sposoby generowania fal silnej nieciągłości w ciałach stałych. Przedstawiono obszerną analizę literatury poświęconej generowaniu laserem fal ultradźwiękowych w ciałach stałych – metalach i polimerach. Porównano różne metody generowania fal. Szczególną uwagę zwrócono na opis matematyczny różnych metod generowania objętościowych fal akustycznych laserem impulsowym.

W rozdziale 4 opisano stanowiska pomiarowe oraz wyniki badań eksperymentalnych i wypływające z nich wnioski. Wyznaczono za pomocą różnych czujników charakterystyki punkowego źródła akustycznego w PCW: kierunkowe, amplitudowe i częstotliwościowe. Przestrzenne rozkłady amplitudowe wyznaczano w grubych płytach z PCW i w anizotropowych kompozytach polimerowych. W tych materiałach wyznaczono również prędkości fal objętościowych.

W rozdziale 5 przedstawiono najważniejsze wnioski wynikające z badań analitycznych, jak i eksperymentalnych. Następnie określono kierunki dalszych badań.

W dodatku 1 i 2 przedstawiono szczegółowe obliczenia analityczne uzupełniające analizę przeprowadzoną w rozdziale 2.

Należy podkreślić, że rozdziały 2 i 4 są wynikiem własnego dorobku naukowego Autora. Ponadto sformułowany w punkcie 2.1 model czujnika akustycznego wyróżnia się oryginalnością ze względu na to, że masa przetwornika reprezentowana jest jako pręt. Oryginalny także jest sposób przeprowadzenia w punkcie 2.4 analizy wpływu lepkości na parametry propagacji fali silnej nieciągłości.

ANALIZA LOKALNA WSPÓŁODZIAŁYWANIA FALI SILNEJ NIECIĄGŁOŚCI Z CZUJNIKIEM PIEZOELEKTRYCZNYM

Dynamiczne metody badań właściwości mechanicznych materiałów możemy podzielić na takie, w których próbka obciążana jest okresowo lub uderzeniowo, co powoduje rozchodzenie się fal. Należy zaznaczyć, że istnieją różne definicje fal. Najczęściej fala rozumiana jest jako zaburzenie harmoniczne o określonej częstotliwości i prędkości propagacji. Źródłem zaburzenia stanu ustalonego ośrodka ciągłego może być jednak dowolne lokalne wymuszenie ruchu cząsteczek. Wymuszenie to może być uderzeniowe, okresowe lub przejściowe.

W wyniku wymuszenia uderzeniowego w ośrodku czoło zaburzenia przemieszcza się z prędkością a od obciążonej strony. Czoło to wyraźnie rozgranicza odkształconą część materiału od nie odkształconej. Zjawisko to nosi nazwę rozprzestrzeniania się fal zaburzeń (fal przemieszczeń, odkształceń oraz naprężeń). Na czole fali odkształceń (a tym samym prędkości i naprężeń) możemy mieć skok wartości ε lub ν – wówczas mówimy, że są to fale silnej nieciągłości. Natomiast na czole fali przemieszczeń u nie ma takiej nieciągłości – mówimy, że są to fale słabej nieciągłości [33].

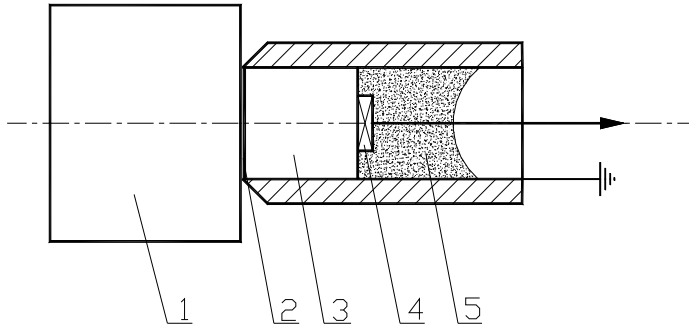
Poza falami nieciągłości istnieją rozwiązania ciągłe w przestrzeni i czasie, które tradycyjnie nazywane są również falami. Są to w szczególności fale sinusoidalne, fale stojące i fale solitonowe. Wyjątkowe miejsce zajmują fale powierzchniowe, które są falami nieciągłości z zespolonym frontem fali. Każda z tych fal ma precyzyjną definicję, nie istnieje jednak ogólna definicja obejmująca wszystkie fale ciągłe [89]. Wymuszenie okresowe (a w szczególnym przypadku harmoniczne) powoduje, że cząstki ośrodka wykonują ruch drgający (okresowy) w otoczeniu położeń równowagi. Zaburzenie okresowe przemieszcza się od cząstki do cząstki również z prędkością a . Stany ruchu powtarzają się okresowo w przestrzeni. Fazy ruchu możemy opisać za pomocą długości fali λ oraz okresu T , przy czym $\lambda = aT$, gdzie a jest prędkością fazową fali. Wyróżnienie czoła fali w tej sytuacji jest niemożliwe. Przemiesz-

czające się w ośrodku zaburzenie wytwarza ciśnienie akustyczne p , które jest związane z prędkością v w następujący sposób: $p = Zv$, gdzie Z jest akustyczną impedancją. Zależność ta jest akustyczną analogią prawa Ohma. W przypadku fali płaskiej impedancja akustyczna jest wielkością rzeczywistą i określoną iloczynem $Z = \rho_m a$, gdzie ρ_m jest gęstością ośrodka. Wielkość ta ma zasadniczy wpływ na zjawisko odbicia i przenikania fal na granicy dwóch ośrodków.

Zaburzenia okresowe generowane są najczęściej przy pomocy czujników piezoelektrycznych. Stosowane w praktyce ultradźwiękowe czujniki piezoelektryczne wymagają kontaktu z badanym materiałem. Jest to przyczyną występowania błędów pomiarowych. Impedancja akustyczna przetwornika piezoelektrycznego jest często znacznie większa od impedancji ośrodka badanego. Powoduje to niedopasowanie akustyczne przetwornika do badanego ośrodka.

W celu polepszenia dopasowania akustycznego i ochrony mechanicznej stosuje się pomiędzy badanym ośrodkiem i przetwornikiem warstwy dopasowujące i sprzęgające. Zarówno grubość, jak i impedancja akustyczna takich warstw wywiera wpływ na wskazania przetwornika. Zgodnie z powszechnie przyjętym poglądem podstawowym źródłem błędów w pomiarach metodami kontaktowymi są zmienne właściwości warstwy sprzęgającej. W badaniach ultradźwiękowych metodami impulsowymi przyjmuje się zwykle, że akustyczna warstwa dopasowująca powinna mieć grubość równą nieparzystej wielokrotności ćwierci długości fali, obliczanej dla częstotliwości rezonansu elektrycznego przetwornika [39]. Wybór materiału piezoelektrycznego zależy od przeznaczenia i konstrukcji czujnika, wymiarów przetwornika, jego częstotliwości oraz impedancji wejściowych elektrycznych układów współpracujących z czujnikiem. Czułość ogólna urządzenia zależy przede wszystkim od dopasowania czujnika: akustycznego do ośrodka badanego i elektrycznego do impedancji odbiornika. Problem odpowiedniego dopasowania czujnika jest jeszcze trudniej rozwiązać w przypadku, gdy jest on szerokopasmowy. Schemat budowy czujnika ultradźwiękowego, szerokopasmowego przedstawiony jest na rysunku 1. Impedancja akustyczna ośrodków sprzęgających jest wielokrotnie mniejsza niż impedancja badanego materiału; na granicy tych ośrodków, przez które musi przejść fala występuje największe niedopasowanie akustyczne. Prędkości propagacji fal w ośrodkach sprzęgających są często kilkakrotnie mniejsze niż w badanych ośrodkach. Dlatego wahania grubości tych warstw, wynikające głównie z błędów kształtu powierzchni i chropowatości w miejscu przyłożenia czujnika są źródłem rozrzutu wyników w pomiarach impulsów fal ultradźwiękowych prowadzonych metodą kontaktową. Na pracę czujnika ma również wpływ jakość połączenia masy sejsmicznej z przetwornikiem piezoelektrycznym. Popularny jest pogląd, że błędy pomiarowe wynikające z obciążenia badanego materiału poprzez

czujnik można zminimalizować poprzez zmniejszenie gabarytów czujnika, np. masy do $1 \cdot 10^{-3}$ kg. Jest on tylko częściowo słuszny nawet w przypadku wykonywania pomiarów metodami wykorzystującymi zaburzenia okresowe.



Rys. 1. Schemat czujnika ultradźwiękowego szerokopasmowego: 1 – próbka, 2 – ośrodek sprzęgający, 3 – warstwa dopasowująca, 4 – przetwornik piezoelektryczny, 5 – masa sejsmiczna

Obciążający wpływ piezoelektrycznego czujnika kontaktowego z ceramiki PZT na amplitudę i częstotliwości drgań, interferometrem laserowym, badali Lanza di Scalea i Green [36] podczas ultradźwiękowych pomiarów metodą impulsową w płycie aluminiowej. Stwierdzili, że obecność czujnika kontaktowego powoduje zmniejszenie amplitudy drgań powierzchni płyty o 17% w stosunku do amplitudy drgań powierzchni nie obciążonej. Nie stwierdzili natomiast wpływu obecności czujnika na charakterystykę częstotliwościową zmierzonego optycznie sygnału. W trakcie badań Lanza di Scalea zastępował czujnik walcem z aluminium i nie stwierdził żadnych różnic w odbieranym sygnale, zarówno w amplitudzie, jak i częstotliwości. Autorzy postulowali brak związków pomiędzy budową ultradźwiękowego czujnika a uzyskiwanymi wynikami, co może być prawdziwe, gdy pomiary wykonywane są w stanie ustalonym. Analizowany był również problem wpływu masy czujnika na uzyskiwane wyniki pomiarów przy okresowym wymuszeniu ruchu w prętach. Pobudzano harmonicznie jeden koniec pręta, a następnie mierzono przyspieszenie na obu jego końcach. W celu pomiaru tych przyspieszeń Norris [43] w swoich badaniach pobudzał pręt do drgań rezonansowych, a Pritz [52] badał i analizował pobudzanie go w szerokim zakresie częstotliwości. Ödeen [45] zaproponował modyfikację powyższej metody polegającą na uderzeniowym pobudzeniu jednego końca pręta i pomiarze przyspieszeń obu końców czujnikami piezoceramicznymi. Stwierdzono również, że wartość masy czujników nadawczego i odbiorczego zmienia charakterystyki częstotliwościowe drgań prętów. W pra-

cach tych przyjmowano model jednowymiarowy. Bacon [7] postulował, że aby model ten był prawidłowy długość fali musi być, co najmniej pięć razy większa niż średnica pręta (wtedy błąd powodowany bezwładnością w kierunku poprzecznym będzie mniejszy niż 5%) a długość fali powinna być, co najmniej pięć razy mniejsza od długości pręta (ze względu na dokładność wyznaczenia modułów sprężystości materiału). Zaburzenia okresowe w pręcie wykonanym z PCW Bacon [5, 6] generował poprzez napromieniowywanie swobodnego końca krótkimi (0.8 μ s lub 1.6 μ s) prostokątnymi impulsami mikrofal, z niewielką (585 Hz) częstotliwością powtarzania. Pomiaru zaburzeń wykonywano czujnikiem kontaktowym PZT, na drugim końcu pręta. Stosowano czujniki o masie $0.65 \cdot 10^{-3}$ kg lub $11 \cdot 10^{-3}$ kg. Zbudowany model teoretyczny – jednowymiarowy uwzględnia wpływ impedancji mechanicznej czujnika, co zostało potwierdzone eksperymentalnie. Amplituda zmierzonych sygnałów czujnikiem o masie $0.65 \cdot 10^{-3}$ kg jest blisko dwa razy większa niż czujnikiem o masie $11 \cdot 10^{-3}$ kg. Rozbieżność wyników eksperymentalnych i teoretycznych dla czujnika o masie $11 \cdot 10^{-3}$ kg jest większa niż dla czujnika o masie $0.65 \cdot 10^{-3}$ kg. Autorzy nie wzięli jednak pod uwagę, że stosowane czujniki miały różną budowę (gabaryty, materiały), co też mogło mieć wpływ na uzyskiwane wyniki. Wydaje się również, że stosunek masy czujnika do masy próbki wynoszący 20% jest za duży i zmniejsza to dokładność pomiarów.

Propagację zaburzenia przejściowego, generowanego punktowo (metodą łamanego grafitu) na powierzchni czołowej stalowego pręta o długości 3.6 m badał Kwun [35]. Zaburzenie propagując się w pręcie ulega odbiciu od ścian bocznych, co powoduje transformację fal. Fale, które uległy odbiciu interferują ze sobą. Powstają w ten sposób inne postacie fal z powierzchnią czołową o złożonym kształcie. Pomiaru parametrów fal przeprowadzano czujnikiem kontaktowym piezoceramicznym oraz czujnikiem bezkontaktowym magnetostrykcyjnym (EMAT). Czujnik magnetostrykcyjny, reagujący na falę naprężeń, wykazał obecność w pręcie tylko fali podłużnej. Oprócz zaburzenia wywołanego dojściem fali podłużnej czujnik piezoelektryczny wykazał obecność w pręcie również innych postaci fal zidentyfikowanych przez autorów jako fale skrętne. Ponieważ jednak fala dylatacyjna propaguje się z prędkością znacznie większą od pozostałych fal, można rozróżnić zaburzenia i przyjąć, że do czujnika pomiarowego jako pierwsze zaburzenie dochodzi fala podłużna. Autorzy nie podali, na jaki parametr fizyczny zaburzenia reaguje w ich eksperymencie czujnik piezoelektryczny. Porównano sygnały pochodzące od fali podłużnej zmierzone tymi dwoma czujnikami, które znajdowały się jednak w nieznacznym oddaleniu. Analizowano początkową część sygnału w przedziale czasu od 0.1 ms do 0.5 ms, lecz bez wyróżniania powierzchni falowych. Przeprowadzona analiza (zarówno częstotliwościowa, jak i zanikania sygna-

łu) nie wykazała istotnych różnic pomiędzy sygnałami z czujnika PZT i EMAT. Wynika stąd wniosek o dużym znaczeniu eksperymentalnym, że obecność warstwy dopasowującej i sprzęgającej (będącej głównym źródłem błędów w pomiarach zaburzeń okresowych) przy pomiarach zaburzeń przejściowych czujnikiem kontaktowym PZT nie powoduje istotnych zmian w mierzonym sygnale.

W wyżej wymienionych pracach zajmowano się generowaniem fal różnymi metodami w materiałach o różnych kształtach, najczęściej w celu wyznaczenia ich własności mechanicznych: sprężystych lub niesprężystych. Czujnik piezoelektryczny jako odbiornik sprzężony był z powierzchnią czołową badanych próbek za pomocą cieczy sprzęgającej. Zakładano, że czujnik jest masą sztywną o znanej impedancji mechanicznej.

Przemieszczenie powierzchni zewnętrznej materiału (lub jej prędkość) ze sprzężonym czujnikiem nie jest dokładnie takie samo jak przemieszczenie tej powierzchni bez czujnika [40, 56]. Ponieważ celem pomiarów jest otrzymanie wartości przemieszczeń bez obecności czujnika, przeanalizujemy ten problem gruntownie, ale w inny sposób niż w cytowanych pracach.

W odróżnieniu od wymienionych prac [5, 6, 35, 36, 43, 45, 52] w niniejszej rozprawie zajęto się wpływem czujnika pomiarowego na pole przemieszczeń w badanym materiale, wywołane zaburzeniem przejściowym. W przypadku, gdy jest to czujnik piezoelektryczny rozważono, w jaki sposób reaguje on na przychodzącą falę silnej nieciągłości. Założono, że masę przetwornika piezoelektrycznego można przedstawić w postaci pręta (o określonej długości i średnicy), w którym mogą rozchodzić się fale. Przyczyną podjęcia tego problemu były wyniki własnych badań [57, 58] oraz przedstawiona analiza literatury, a zwłaszcza prace [5, 6, 35, 36].

W eksperymentalnych pracach własnych źródłem zaburzenia był laser impulsowy z modulowaną dobrocią [22] Nd:YAG (ang. *Q – switched*). Generowano zaburzenia przejściowe, co powodowało, że w ośrodku propagowała się praktycznie fala odkształceń silnej nieciągłości. W rozdziale 4 na rysunku 11 przedstawiona jest ewolucja w funkcji czasu kształtu frontów falowych fal objętościowych generowanych laserem, w zakresie termosprężystości. Wybierzmy dowolny punkt znajdujący się np. na osi optycznej, naprzeciwko epicentrum. Do punktu tego docierają kolejno czoła różnych zaburzeń o coraz bardziej złożonym kształcie. W późniejszych przedziałach czasu w znacznym stopniu utrudnia to analizę zachodzących zjawisk. Fala ta docierając do przeciwległej powierzchni powoduje jej deformację, co zostało dokładnie opisane w rozdziale 4 i potwierdzone eksperymentalnie w rozdziale 5. Obecność czujnika pomiarowego na tej powierzchni powoduje zmianę istniejącego stanu odkształceń, a więc i wartość tej deformacji.

Celem niniejszej pracy jest określenie wpływu obciążenia powierzchni badanego materiału czujnikiem kontaktowym na przemieszczenia w tym materiale, wywołane zaburzeniem przejściowym generowanym na przeciwległej powierzchni. W trakcie postępowania badawczego przeprowadzimy analizę propagacji zaburzenia przejściowego lokalnie, na jego czole [46] i rozważymy drgania podłużne. Następnie, przeprowadzimy analizę teoretyczną, jakościową, wpływu fali silnej nieciągłości na jej pomiar czujnikiem piezoelektrycznym. Skupimy uwagę na niektórych głównych cechach fizycznych badanego problemu, natomiast uprościmy analizę matematyczną zakładając model jednowymiarowy i płaską falę padającą. Współoddziaływanie fali silnej nieciągłości z czujnikiem analizowane jest na granicy styku czujnika z materiałem, w małym przedziale czasu między falą padającą na czujnik a odbitą.

W przypadku pomiarów zaburzeń przejściowych czujnikiem piezoelektrycznym, jak zauważono wcześniej, wpływ warstwy dopasowującej i sprzęgającej na amplitudę sygnału jest mniejszy (ponieważ impuls przechodzi przez te warstwy tylko jeden raz) niż przy pomiarach ultradźwiękowymi metodami impulsowymi. Przyjmijmy ponadto taką grubość warstwy dopasowującej i sprzęgającej, że nie powstaną w nich odbicia wielokrotne. Przy spełnieniu tych warunków fala padająca na warstwę sprzęgającą i warstwę ochronną przechodzi bez większych strat do przetwornika. Efekt obciążający warstwy sprzęgającej i dopasowującej uwzględnimy zwiększając nieznacznie ciężar czujnika. Dlatego w modelu czujnika na rysunku 2 i 3a nie jest zaznaczona obecność tych warstw. Przeprowadzimy jednak analizę teoretyczną propagacji czoła fali silnej nieciągłości w ośrodku o właściwościach lepko-sprężystych. Gdy czoło zaburzenia dociera do czujnika sprzężonego z badanym materiałem element piezoelektryczny generuje sygnały elektryczne. W przypadku przetwornika piezoceramicznego interesujące jest jak zareaguje, gdy pada na niego fala silnej nieciągłości i jakie wielkości będą analizowane jako odpowiedź.

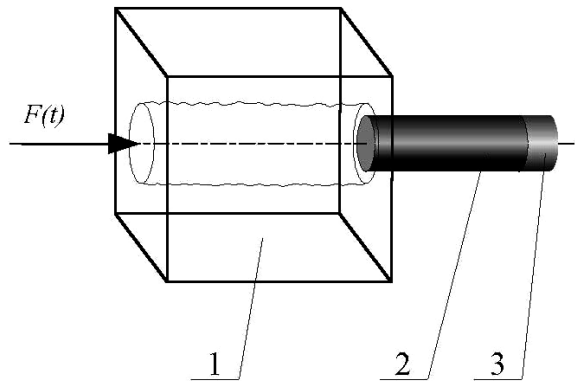
2.1. MODEL MECHANICZNY KONTAKTU POMIĘDZY CZUJNIKIEM ULTRADŹWIĘKOWYM A BADANYM CIAŁEM

Z analizowanej próbki o dowolnym kształcie możemy myślowo wyciąć bryłę symetryczną, której jeden wymiar w kierunku osi symetrii (podłużnej) będzie znacznie większy od pozostałych wymiarów w kierunku poprzecznym. Niech tak myślowo wycięta bryła ma kształt zbliżony do pręta (rys. 2). Niech czoło zaburzenia generowanego punktowo na powierzchni próbki będzie zbliżone do sferycznego. Przyjmijmy, że powierzchnia tego czoła na obszarze pokrywającym się z po-

wierzchnią przekroju poprzecznego pręta jest płaska. Możemy wtedy powiedzieć, że w pręcie rozchodzi się w kierunku podłużnym zaburzenie o płaskim czole, z prędkością fali podłużnej.

Przyjmijmy, że próbka, a zatem i pręt, są jednorodne. Rozważymy małe odkształcenia pręta i założymy, że gęstość pręta w procesie odkształcania nie ulega zmianie. Pomińmy odkształcenia w kierunkach poprzecznych. Zakładamy, że pręt w chwili początkowej znajduje się w stanie równowagi i w spoczynku. Przyjmujemy, że funkcja naprężenie – odkształcenie $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ jest funkcją monotonicznie rosnącą oraz, że dla każdego ε pochodna $d\sigma/d\varepsilon$ jest funkcją monotonicznie malejącą, tzn. $d^2\sigma/d\varepsilon^2 < 0$ [44]. Przyjmujemy też, że odkształcenia zachodzą w zakresie liniowo sprężystym. Analizować będziemy więc propagację zaburzeń w jednowymiarowym liniowym ośrodku sprężystym.

Falę silnej nieciągłości możemy rozłożyć na szereg fal słabej nieciągłości [89]. Prędkości propagacji fal słabej i silnej nieciągłości w takim ośrodku są równe. Ponieważ w rozdziale 2.4 będziemy analizowali propagację zaburzenia przejściowego w materiałach lepkosprężystych, więc aby zachować jednakową terminologię zaburzenie nasze nazywać będziemy falą silnej nieciągłości.



Rys. 2. Schemat wycinka próbki i sprzężonego czujnika: 1 – próbka i myślowo wycięty pręt, 2 – model przetwornika piezoelektrycznego, 3 – masa sejsmiczna M

Przeanalizujemy krótkotrwałe uderzenie o czasie trwania τ w pręt prosty. Do lewego końca leżącego w punkcie $x = 0$ (rys. 3) przykładamy impuls siły $F(t)$, zaś drugi koniec leżący w punkcie $x = L$ jest obciążony czujnikiem pomiarowym piezoelektrycznym. Przyjmujemy, że czujnik ten zbudowany jest z przetwornika piezoelektrycznego o masie rozłożonej w sposób ciągły (pręt 2) i masy sejsmicznej M [59]. Wybór położenia tej masy podyktowany był tym, że w większości czujników jest ona umieszczona na końcu. Drgania podłużne pręta opisuje równanie falowe:

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} = 0$$

gdzie:

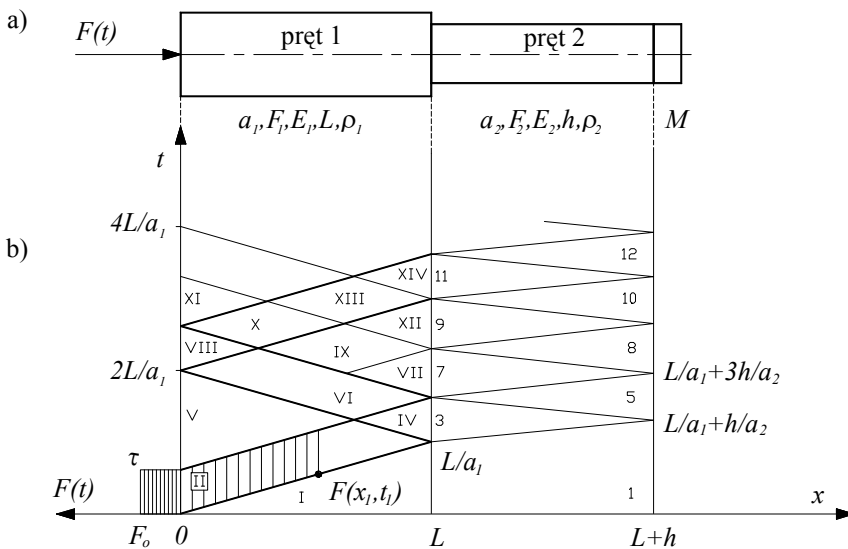
$$a = \sqrt{\frac{E}{\rho_m}} \quad \text{– prędkość,}$$

E – moduł Younga,

ρ_m – gęstość materiału pręta.

Przyjmujemy rozwiązanie równania falowego w postaci d'Alemberta [17, 46]:

$$u(x,t) = f_1(at - x) + f_2(at + x)$$



Rys. 3. Model ciała i czujnika piezoelektrycznego (a) i przebieg frontów falowych w badanym pręcie i w przetworniku (b)

Na rysunku 3b przedstawiono na płaszczyźnie (x, t) charakterystyki rozchodzącego się w pręcie impulsu uderzeniowego, który po kolejnym przebyciu całej drogi w pręcie o długości L (pręt 1) doznaje kolejnego odbicia. Przy każdorazowym odbiciu od powierzchni czołowej przechodzącej przez punkt $x = L$ część energii przechodzi do czujnika (obszar $[L, L + h]$) zgodnie z prawem załamania. Możemy przyjąć, że w obszarze czujnika (pręt 2) mamy do czynienia z podobnym zjawiskiem kolejnych odbić. Zakładamy, że pręt 2 obciążony jest masą M o gęstości znacznie większej niż gęstość pręta ρ_2 .

Odcinki charakterystyki pomiędzy kolejnymi odbiciami impulsu w przecie dzielą część płaszczyzny (x, t) dla $0 \leq x \leq L$ na obszary oznaczone liczbami rzymskimi. Analogicznie odcinki charakterystyki pomiędzy kolejnymi odbiciami impulsu w przetworniku dzielą część płaszczyzny (x, t) dla $L \leq x \leq L + h$ na obszary oznaczone liczbami arabskimi. Zakładamy też, że impuls uderzeniowy pada i odbija się zawsze w kierunku normalnym do powierzchni czołowych pręta ($x = 0, x = L, x = L + h$). Możemy przyjąć, że nie zachodzi konwersja postaci fal (czyli nie ma fal ścinających). Dlatego energia zaburzenia propaguje się tylko w postaci fali podłużnej i przemieszczenia zachodzą tylko w kierunku osiowym pręta (rys. 3a).

Czas τ trwania uderzenia może być dowolnie krótki, tak jednak, aby wzbudzić drgania pręta. Przyjmijmy dalej dla uproszczenia obliczeń, że $\tau = \frac{2L}{3a_1} = \frac{2h}{a_2}$. Wte-

dy na powierzchni $x = L$ charakterystyka dodatnia fali padającej w przecie 1 (po dwukrotnym odbiciu) przecina się w chwili $t = 3L/a_1$, z charakterystyką ujemną fali odbitej w przecie 2. Należy zwrócić uwagę, że przedstawiony obraz charakterystyk nie jest szczególnym przypadkiem. Zawsze możemy dobrać taką długość impulsu uderzeniowego τ , aby otrzymać podział płaszczyzny (x, t) na obszary, takie jak pokazano na rysunku 3. Dla innych wartości τ zmienia się zagęszczenie charakterystyk na płaszczyźnie (x, t) , co może jedynie skomplikować obliczenia. Ponieważ analiza przeprowadzana jest lokalnie na czole zaburzenia, rozważania nasze będą również poprawne.

Problem zostanie rozwiązany analitycznie. W obszarze I rozwiązujemy zadanie Cauchy'ego dla danych na osi $t = 0$. Skupmy naszą uwagę na punkcie znajdującym się (rys. 3b) na pierwszym odcinku charakterystyki o równaniu $a_1 t - x = 0$, np. $F(x_1, t_1)$. Możemy wtedy powiedzieć, że przez punkt x_1 przechodzi w chwili t_1 czoło fali zaburzenia, tj. dla $x > x_1$ zachodzi $u_1(x, t) = 0$ (brak odkształceń wywołanych przez zaburzenie). Przemieszczenie to zapiszemy następująco:

$$u_1(x, t) = f_1(a_1 t - x) + f_2(a_1 t + x)$$

gdzie: a_1 jest prędkością fali w przecie 1.

Przyjmujemy zerowe warunki początkowe, tj. dla czasu $t = 0$ przemieszczenie $u_1(x, 0) \equiv 0$ oraz prędkość $\frac{\partial u_1(x, t)}{\partial t} \equiv 0$. Otrzymamy wtedy następujące zależności:

a) dla przemieszczenia

$$u_1(x, 0) = f_1(-x) + f_2(x) = 0$$

b) dla prędkości

$$\frac{\partial u_1(x,t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = a_1 f_1'(-x) + a_1 f_2'(x) = 0.$$

Różniczkując względem x funkcję $u_1(x, 0)$, otrzymujemy odkształcenie $-f_1'(-x) + f_2'(x) = 0$, a z warunku $\frac{\partial u_1(x,t)}{\partial t} = 0$ dla $t = 0$ mamy prędkość $f_1'(-x) + f_2'(x) = 0$. Rozwiązanie powyższych równań daje $f_1'(-x) = 0$ oraz $f_2'(x) = 0$. Ponieważ rozważania powyższe są ważne dla $x \geq 0$, zatem: funkcja $f_1'()$ dla argumentów ujemnych i równych zero równa się zero, a funkcja $f_2'()$ dla dodatnich argumentów równa się zero. Ile wynosi $f_1'()$ dla dodatnich argumentów nie wyznaczymy biorąc pod uwagę tylko warunki początkowe. Biorąc pod uwagę poprzednie równania, można napisać:

$$f_1(-x) = C_1 = \text{const} \quad \text{oraz} \quad f_2(x) = C_2 = \text{const}$$

Z warunku $u_1(x,0) = f_1(-x) + f_2(x) = C_1 + C_2 = 0$ wynika, że $C_1 = -C_2$. Oznaczając $C_2 = C$ otrzymamy $f_1(-x) = -C$, $f_2(x) = C$, gdzie zmienna x spełnia w powyższych równościach rolę argumentu funkcji $f_1(), f_2()$. Możemy zatem wyniki te uogólnić i napisać $f_1(a_1 t - x) = -C$ dla $a_1 t - x \leq 0$; natomiast $f_2(a_1 t + x) = C$. Stąd wynika rozwiązanie dla przemieszczenia:

$$u_1(x,t) = f_1(a_1 t - x) + f_2(a_1 t + x) = -C + C = 0$$

Jednakże rozwiązanie to jest ważne jedynie dla $a_1 t - x \leq 0$, a więc jest ono ważne w obszarze na płaszczyźnie (x, t) ograniczonym powyższą nierównością. Obszar ten pokazano na rysunku 3b (obszar I). Otrzymaliśmy zatem jedynie rozwiązanie w obszarze I, w którym $u_1(x,t) \equiv 0$, a więc również

$$v_1(x,t) = \frac{\partial u_1(x,t)}{\partial t} \equiv 0, \quad \varepsilon_1(x,t) = \frac{\partial u_1(x,t)}{\partial x} \equiv 0 \quad (1)$$

Rozwiązanie równania falowego dla przemieszczenia w obszarze II (rys. 3b) zapiszemy następująco: $u_{II}(x,t) = f_1(a_1 t - x) + f_2(a_1 t + x)$. Skoro na charakterystyce $a_1 t - x = 0$ jest $u_1(x, t) = 0$, to zakładając ciągłość przemieszczeń na tejsze

charakterystyce musi być również $u_{II}(x, t) = 0$. Stąd otrzymamy podstawiając $a_1t - x = 0$, zależność $u_{II}(x, t) = f_1(0) + f_2(2a_1t) = 0$, a po prostym przekształceniu $f_2(2a_1t) = -f_1(0) = \text{const}$. Podstawiając $2a_1t = \chi$ i różniczkując obustronnie mamy $f_2'(\chi) = -f_1'(0) = 0$. Po obustronnym scałkowaniu i po przyjęciu oznaczenia $\chi = a_1t + x$ możemy zapisać $f_2(a_1t + x) = -f_1(0) = \text{const}$. Rozwiązanie $u_{II}(x, t)$ w obszarze II winno spełnić warunek brzegowy dla $x = 0$. Warunek ten wynika z obciążenia pręta impulsem siły $F(t)$ (dalej przyjmiemy, że jest on prostokątny w czasie) (rys. 3b). Impuls siły $F(t)$ wywoła naprężenia $\sigma_{II}(0, t) = -\frac{F(t)}{F_1}$

i odkształcenia $\varepsilon_{II}(0, t) = \frac{\partial u_{II}(0, t)}{\partial x} = -\frac{F(t)}{E_1 F_1}$, gdzie E_1 oznacza moduł Younga, a F_1 pole przekroju poprzecznego pręta 1.

Stąd mamy na brzegu $x = 0$ odkształcenie dla $t > 0$

$$\varepsilon_{II}(0, t) = \frac{\partial u_{II}(0, t)}{\partial x} = -f_1'(a_1t) + f_2'(a_1t) = -\frac{F(t)}{E_1 F_1}$$

Podstawiając $a_1t = \delta$ mamy $-f_1'(\delta) + f_2'(\delta) = -\frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1 F_1}$. Równanie to po prze-

kształceniu można zapisać w postaci $f_1'(\delta) = \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1 F_1} + f_2'(\delta) = \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1 F_1}$.

Po obustronnym scałkowaniu, a następnie po przyjęciu oznaczenia $\delta = a_1t - x$

otrzymamy $f_1(a_1t - x) = \int_0^{a_1t-x} \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1 F_1} d\delta + f_1(0)$. Rozwiązanie dla przemieszczenia w obszarze II możemy zapisać

$$u_{II}(x, t) = f_1(a_1t - x) + f_2(a_1t + x) = \int_0^{a_1t-x} \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1 F_1} d\delta \quad (2)$$

Uzyskane rozwiązanie jest ważne w obszarze II ograniczonym również charakterystyką $a_1t + x = 2L$.

W obszarze leżącym na prawo od niej, tj. w obszarze IV, ingeruje warunek wynikający stąd, że na prawym końcu pręta 1 umieszczony jest czujnik pomiarowy piezoelektryczny. Model tego czujnika w postaci pręta 2 o długości h i masy sejsmicznej M przedstawiony jest na rysunku 3a. Zakładamy, że masa sejsmiczna M jest sztywnym klockiem o gęstości wielokrotnie większej niż gęstość badanego materiału czy też materiału przetwornika, np. kwarc, ceramika PZT.

W podobny sposób jak dla obszaru II wyznaczymy rozwiązania w obszarze IV, 3, 5 (szczegółowe rozwiązanie przedstawione jest w dodatku 1). Zakładamy, że na charakterystykach zachodzi równość i ciągłość przemieszczeń.

Założmy, że na powierzchni czołowej granicznej, dla $x = L$ pomiędzy prętem a czujnikiem występuje równość przemieszczeń i spełnione jest równanie:

$$\varepsilon_{IV}(x,t)E_1F_1 = \varepsilon_3(x,t)E_2F_2$$

Przemieszczenie dla obszaru 3 możemy zapisać:

$$u_3(x,t) = \frac{2a_1}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \int_{L \frac{a_2 - a_1}{a_1}}^{a_2 t - x} F\left(\frac{a_1 \beta + L(a_1 - a_2)}{a_1 a_2}\right) d\beta \quad (3)$$

gdzie:

$$\frac{E_2 F_2}{E_1 F_1} = \zeta,$$

E_2 – moduł Younga pręta 2,

F_2 – pole przekroju poprzecznego pręta 2.

Przemieszczenie w obszarze IV wynosi:

$$u_{IV}(x,t) = \int_0^{a_1 t - x} \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1 F_1} d\delta + \frac{a_2 - a_1 \zeta}{(a_2 + \zeta a_1)E_1 F_1} \int_{2L}^{a_1 t + x} F\left(\frac{\eta - 2L}{a_1}\right) d\eta \quad (4)$$

Przemieszczenia w obszarach II, IV i 3 możemy wyznaczyć na podstawie zależności (2), (3) i (4) w prosty sposób, dla dowolnego przebiegu siły $F(t)$. W następnych obszarach wykonanie podobnych obliczeń dla dowolnej siły $F(t)$ jest znacznie bardziej złożone. Dlatego przyjmijmy dla uproszczenia, że siła ta jest prostokątna w czasie $F(t) = F_0 = \text{const}$ dla przedziału czasu $0 \leq t \leq \tau$. Założmy również, że fala padająca na powierzchnię o współrzędnej $x = L + h$ ulega całkowitemu odbiciu (od masy sejsmicznej M). Możemy zapisać wzór na przemieszczenie w obszarze 5, gdy siła $F(t) = F_0 = \text{const}$ dla przedziału czasu $0 \leq t \leq \tau$:

$$u_5(x, t) = \frac{4a_1F_0}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \left[a_2t - L \frac{a_2}{a_1} - h - \frac{Ma_2^2}{E_2F_2} \left[1 - e^{-k_1 \left(\frac{a_2t+x}{a_2} - \frac{L(a_1+a_2)}{a_2a_1} - \frac{2h}{a_2} \right)} \right] \right] \quad (5)$$

Jeżeli siła $F(t) = F_0 = \text{const}$ dla przedziału czasu $0 \leq t \leq \tau$, to możemy przemieszczenia końców pręta 2 o długości h , w obszarze 3 i 5 zapisać:

$$u_3(x, t) = \frac{2a_1F_0}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \left[a_2t - x - L \frac{a_2 - a_1}{a_1} \right] \quad (6)$$

a) w przekroju $x = L$

$$u_3(L, t) = \frac{2a_1F_0}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \left[a_2t - L \frac{a_2}{a_1} \right]$$

b) w przekroju $x = L + h$

$$u_5(L + h, t) = \frac{4a_1F_0}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \left[a_2t - L \frac{a_2}{a_1} - h - \frac{Ma_2^2}{E_2F_2} \left[1 - e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{h}{a_2} \right)} \right] \right]$$

Zgodnie z podaną metodyką wyznaczono przemieszczenia w pozostałych obszarach, a wyniki obliczeń przedstawiono w dodatku 1.

2.2. WPLYW OBCIĄŻENIA POWIERZCHNI CZUJNIKIEM NA POLE PRZEMIESZCZEŃ W BADANYM OŚRODKU

Porównajmy przemieszczenie końca pręta 1 (o współrzędnej $x = L$) pobudzanego impulsem siły $F(t) = F_0 = \text{const}$ o przebiegu prostokątnym w czasie, gdy jest on nieobciążony lub gdy jest obciążony różnymi czujnikami kontaktowymi (rys. 4 i 5). Porównanie przeprowadzimy w obszarze IV (rys. 3) dla czasu $t \in \langle L/a_1, L/a_1 + 2h/a_2 \rangle$, a następnie w obszarach VII i XII dla czasu $t \in \langle L/a_1 + 2h/a_2, L/a_1 + 6h/a_2 \rangle$. Przemieszczenie prawego nieobciążonego końca pręta 1 określa zależność:

$$u(L, t) = \frac{2F_0(a_1t - L)}{E_1F_1}$$

a przemieszczenie tego samego końca pręta, lecz obciążonego czujnikiem, możemy wyznaczyć ze wzoru (4). Wyznamy stosunek obu tych przemieszczeń:

$$u_{\text{IV}}(L,t)/u(L,t) = \frac{a_2}{a_2 + a_1 \frac{E_2 F_2}{E_1 F_1}} \leq 1 \quad (7)$$

Z zależności tej wynika, że przemieszczenie końca pręta 1 obciążonego czujnikiem jest mniejsze niż końca nieobciążonego (w obszarze IV). Należy zwrócić uwagę, że w podanych zależnościach nie ma masy sejsmicznej M , która występuje w modelu czujnika kontaktowego, lecz moduł Younga i gęstość materiału przetwornika oraz powierzchnia kontaktu. Do podobnych wniosków doszli również autorzy pracy [85]. Brak wpływu masy sejsmicznej M (w analizowanym przedziale czasu) wynika stąd, że ocena przeprowadzana jest lokalnie, na czole fali zaburzenia, które nie dotarło jeszcze do powierzchni $x = L + h$. Wyznamy względną różnicę przemieszczeń:

$$\frac{\Delta u}{u(L,t)} = \frac{u(L,t) - u_{\text{IV}}(L,t)}{u(L,t)} = \frac{\zeta a_1}{a_2 + \zeta a_1}$$

Zależność (7) możemy przekształcić do postaci:

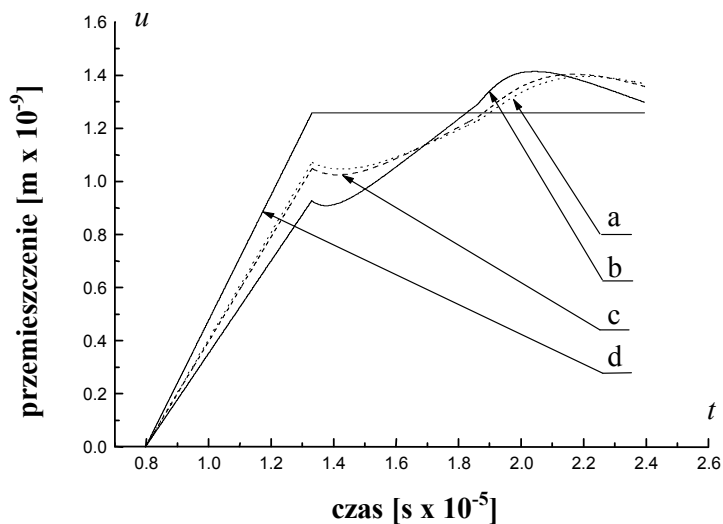
$$u_{\text{IV}}(L,t)/u(L,t) = \frac{1}{1 + \frac{a_2 \rho_2 F_2}{a_1 \rho_1 F_1}} = \frac{1}{1 + \frac{Z_2 F_2}{Z_1 F_1}} \quad (7a)$$

gdzie $Z_i = a_i \rho_i$ dla $i = 1, 2$.

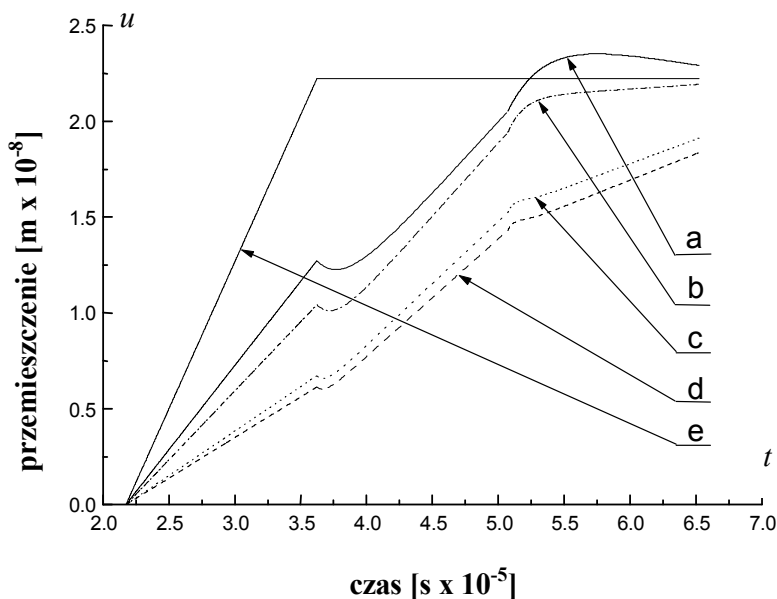
Zapisać w innej postaci względną różnicę przemieszczeń wykorzystując powyższą zależność

$$\iota = 1 - \frac{u_{\text{IV}}(L,t)}{u(L,t)} = \frac{Z_2 F_2}{Z_1 F_1 + Z_2 F_2} = \frac{Z_2}{Z_1 \frac{F_1}{F_2} + Z_2} \quad (7b)$$

Ze związków tych wynika, że stosunek powierzchni F_1/F_2 próbki i przetwornika również wpływa na względną różnicę przemieszczeń. W kolejnych przedziałach czasu, gdy nastąpi odbicia fali od tylnej powierzchni czołowej $x = L + h$ pręta 2, uwidacznia się wpływ masy M .



Rys. 4. Przeszczenie końca pręta 1 z aluminium w funkcji czasu, obciążonego: a) czujnikiem z kwarcu, b) czujnikiem z ceramiki PZT, c) walcem aluminium, d) bez obciążenia; masa sejsmiczna $M = 2 \cdot 10^{-3}$ kg, $F_1/F_2 = 5$



Rys. 5. Przeszczenie końca pręta 1 z PCW w funkcji czasu, obciążonego czujnikiem: a) z siarczanu litu, b) z kwarcu, c) z ceramiki PZT, d) z niobianu litu, e) nieobciążonego; masa sejsmiczna $M = 2 \cdot 10^{-3}$ kg

W celu przeprowadzenia obliczeń numerycznych przyjęto, że długość pręta 1 wynosi $50 \cdot 10^{-3}$ m. Należy zaznaczyć, że w części eksperymentalnej pracy (rozdział 4) przeprowadzono pomiary akustyczne w próbkach o zbliżonej wielkości z wykorzystaniem piezoceramicznych czujników kontaktowych z ceramiki PZT o średnicy $12.7 \cdot 10^{-3}$ m. Dlatego do dalszych obliczeń przyjęto, że pole F_2 powierzchni przekroju poprzecznego pręta 2 wynosi $1 \cdot 10^{-4}$ m². Pole powierzchni przekroju poprzecznego badanej próbki jest zazwyczaj większe od pola czujnika, dlatego arbitralnie przyjęto, że pole F_1 powierzchni przekroju poprzecznego pręta 1 wynosi $5 \cdot 10^{-4}$ m². Analiza wpływu stosunku F_1/F_2 na względną różnicę przemieszczeń przeprowadzona zostanie w dalszej części pracy (dodatek 2). Długość pręta 2 wyznaczano z zależności $h = \frac{L a_2}{3 a_1}$, tak aby otrzymać podział płaszczyzny

(x, t) na obszary zgodnie z rysunkiem 3. Dla aluminium przyjęto prędkość fali podłużnej 6260 m/s, a gęstość $2.7 \cdot 10^{-3}$ kg/m³. Dla PCW przyjęto prędkość fali podłużnej 2300 m/s, a gęstość $1.13 \cdot 10^{-3}$ kg/m³. Przyjęto wartość siły $F_0 = 1$ N. Obliczenia względnej różnicy przemieszczeń, w obszarze IV, przeprowadzone zgodnie z proponowanym modelem wykazały, że dla pręta 1 z aluminium obciążonego:

- czujnikiem z kwarcu $\iota = 15\%$,
- czujnikiem PZT $\iota = 26\%$,
- walcem aluminiowym $\iota = 17\%$.

Odpowiednio dla pręta 1 z PCW obciążonego:

- czujnikiem z kwarcu $\iota = 53\%$,
- czujnikiem PZT $\iota = 70\%$.

W następnych obszarach, tj. VII i XII, dla czasu $t \in \langle L/a_1 + 2h/a_2, L/a_1 + 6h/a_2 \rangle$ wpływ masy sejsmicznej M na przemieszczenia jest już widoczny (rys. 4 oraz dodatek 1).

Podsumowując powyższą analizę, można wyciągnąć szereg wniosków. Można stwierdzić, że pole przemieszczeń w przecie 1 zależy od rodzaju czujnika sprzężonego na jego końcu (rys. 4 i 5). Pomiedzy wartością przemieszczenia tylnej powierzchni pręta 1 obciążonego czujnikiem kontaktowym lub nieobciążonego występuje pewna różnica. Względna różnica tych przemieszczeń oznaczona jako parametr ι zestawiona została w tabeli 1. Największa wartość parametru ι dla pręta 1 z PCW, w obszarze IV na rysunku 3, występuje dla pręta 2 z niobianu litu (LiNbO_3) i tytanianu baru (BaTiO_3), a najmniejsza dla pręta 2 z siarczanu litu (LiSO_4). Przetworniki z tych materiałów z różnych względów są jednak rzadko stosowane w praktyce pomiarowej. Można powiedzieć, że dla przetworników z ceramiki PZT wartość parametru ι jest duża, lecz czas osiągnięcia stanu równowagi mają zbliżony do przetworników z niobianu litu lub tytanianu baru. W następnych obszarach

wpływ rodzaju zastosowanego przetwornika jest coraz mniejszy. W tabeli 1 znajdują się dwa nieznacznie różniące się materiały piezoelektryczne z ceramiki typu PZT. Nieznaczna różnica właściwości materiałowych przetwornika powoduje różnicę wartości parametru ι o 2%, zarówno w aluminium, jak i w PCW.

Tabela 1. Parametry wybranych materiałów piezoelektrycznych oraz względna różnica przemieszczeń (prędkości) ι w pręcie 1 z aluminium lub PCW dla stosunku $F_1/F_2 = 5$

$$\iota \in \left(\frac{L}{a_1}, \frac{L}{a_1} + \frac{h}{a_2} \right)$$

Materiał piezoelektryczny	Gęstość $\rho_2, \times 10^3 \text{ kg/m}^3$	Prędkość fali $a_2, \times 10^3 \text{ m/s}$	Pręt 1 z aluminium $\iota_{Al}, \%$	Pręt 1 z PCW $\iota_{PCW}, \%$
PZT	7.75	3.88	26	70
PZT 5A	7.75	4.35	28	72
Kwarc	2.65	5.57	15	53
BaTiO ₃	5.70	5.47	27	71
LiNbO ₃	4.65	7.35	29	72
LiSO ₄	2.06	4.72	10	43
PbNb ₂ O ₆	5.80	2.80	16	56

Na podstawie przeprowadzonych obliczeń możemy powiedzieć, że obciążający wpływ czujnika kontaktowego na pole przemieszczeń jest bardzo ważny w początkowym okresie od wystąpienia zaburzenia impulsowego. Masa sejsmiczna M nie ma wpływu na przemieszczenia w pierwszym analizowanym obszarze, ponieważ analiza przeprowadzana jest lokalnie na czole fali. Względna różnica przemieszczeń ι zależy również od powierzchni czujnika i pręta. W zależności od rodzaju badanej próbki i zastosowanego czujnika wynosi od 10% do 72%. Różnicę tą można wyznaczyć analitycznie i uwzględnić opracowując wyniki badań. Wartość parametru ι w dużym stopniu zależy od wartości stosunku F_1/F_2 (patrz dodatek 2). Przyjmując $\frac{F_1}{F_2} = 1$, otrzymamy większą wartość parametru ι niż to wynika z tabeli 1. Zależności przedstawione na rysunkach 4 i 5 nie ulegną jednak istotnym zmianom – wydłuży się jedynie czas konieczny do osiągnięcia stanu równowagi. W sytuacji, gdy wartość stosunku F_1/F_2 zwiększa się ι maleje, a w granicznym przypadku dla $\frac{F_1}{F_2} \rightarrow \infty$ wartość parametru ι dąży do zera. Na podstawie przeprowadzonych obliczeń możemy przy-

jąć, że dla $\frac{F_1}{F_2} = 50$ wartość ι nie przekracza 5% dla pręta 1 z aluminium i 20% dla

pręta 1 z PCW. Należy jednak pamiętać, że zmniejszenie pola powierzchni przekroju poprzecznego F_2 przetwornika powoduje zmniejszenie jego czułości. Najmniejsze znane czujniki piezoelektryczne, tzw. punktowe mają przetworniki w kształcie stożka ściętego o powierzchni przekroju poprzecznego F_2 około $2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$. Przemieszczenia końca pręta 1 obciążonego takim czujnikiem mają jednak inny charakter niż to jest przedstawione na rysunkach 4 i 5. Przemieszczenia te zbliżone są do przemieszczeń okresowych końca pręta nieobciążonego. Analiza takiego przypadku została przeprowadzona w dodatku 2. Po wielokrotnych odbiciach od powierzchni czołowych w późniejszych okresach wartość parametru ι zmniejsza się i po długim czasie (zależnym od masy M) nie jest tak istotna. Jest to przyczyną popularnego poglądu, że przy pobudzeniu okresowym wpływ obciążenia powierzchni próbki jest nieistotny. Po długim okresie czasu jednak fale ulegają licznym transformacjom i do czujnika dociera zaburzenie o skomplikowanej postaci trudnej do interpretacji.

2.3. WSPÓŁODZIAŁYWANIE FALI SILNEJ NIECIĄGŁOŚCI Z CZUJNIKIEM PIEZOELEKTRYCZNYM

Zaburzenie falowe propagujące się w przetworniku piezoelektrycznym jest przyczyną powstania strumienia elektrycznego [25]:

$$D = \frac{\varepsilon}{h} U - \frac{e}{h} [u(L+h) - u(L)] \quad (8)$$

gdzie:

- U – napięcie pomiędzy zewnętrznymi czołowymi powierzchniami granicznymi przetwornika,
- $u(L+h)$ – przemieszczenie tylnej powierzchni czołowej o współrzędnej $x = L+h$,
- $u(L)$ – przemieszczenie przedniej powierzchni czołowej o współrzędnej $x = L$,
- ε – przenikalność elektryczna przy odkształceniu równym zero,
- e – współczynnik piezoelektryczny.

Natężenie prądu płynącego przez przetwornik o polu powierzchni przekroju poprzecznego F_2 (rys. 3) równe jest pochodnej strumienia elektrycznego po czasie:

$$J = \frac{d}{dt} D \cdot F_2 = \frac{\varepsilon F_2}{h} \frac{dU}{dt} - \frac{e F_2}{h} [v(L+h) - v(L)]$$

gdzie:

$$\frac{\varepsilon F_2}{h} = C_0 - \text{pojemność statyczna przetwornika.}$$

Jeśli pominiemy pojemność statyczną, to natężenie prądu płynącego przez przetwornik (wartość sygnału elektrycznego odbieranego z przetwornika) wynosi:

$$J = -\frac{eF_2}{h} [v(L+h) - v(L)] \quad (9)$$

Pod wpływem zaburzenia mechanicznego na powierzchniach przetwornika (okładkach) pojawia się napięcie. W tej samej chwili spowoduje ono powstanie na obu płaszczyznach granicznych fal prędkości, które będą rozchodziły się w przetworniku i otaczającym go ośrodku. W dalszych rozważaniach zjawisko to zostanie pominięte.

Wskazanie przetwornika piezoelektrycznego (widoczne na oscyloskopie) zgodnie z przyjętym modelem jest proporcjonalne do zmiany prędkości końców pręta 2, współczynnika piezoelektrycznego e oraz stosunku powierzchni przekroju poprzecznego przetwornika F_2 do jego grubości h . Przyjmijmy, że wartość stosunku eF_2/h jest stała. Przeprowadźmy analizę zmian prędkości końców pręta 2 o współrzędnych

$x = L + h$ i $x = L$ w przedziale czasu $t \in \left(\frac{L}{a_1}, \frac{L}{a_1} + \frac{5h}{a_2} \right)$. Celem tej analizy jest sprawdzenie jak reaguje przetwornik piezoelektryczny na padającą falę silnej nieciągłości

[60]. Dla czasu $t \in \left(\frac{L}{a_1}, \frac{L}{a_1} + \frac{h}{a_2} \right)$ czoło zaburzenia nie dotarło jeszcze do końca

pręta 2 o współrzędnej $x = L + h$, lecz strumień elektryczny pojawia się, ponieważ został zaburzony stan równowagi. Różnica prędkości obu końców pręta wynosi:

$$v_3(t) = \frac{2a_2 F_0 a_1}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1}$$

Dla $t = \frac{L}{a_1} + \frac{h}{a_2}$ różnica prędkości obu końców jest dalej równa:

$$v_3(t) = \frac{2a_2 F_0 a_1}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1}$$

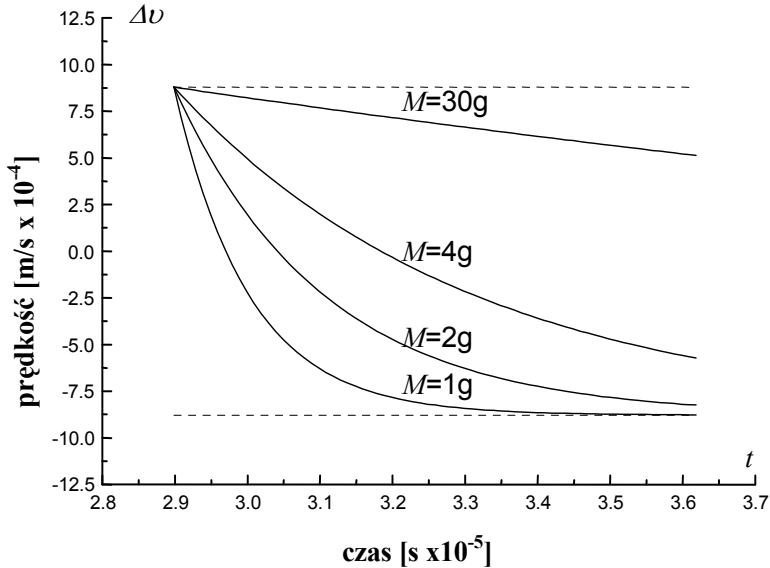
co wynika z przyjętego warunku brzegowego (patrz dodatek 1) odnośnie prędkości końca o współrzędnej $x = L + h$ w tej chwili. Tak więc w tym przedziale czasu przetwornik piezoelektryczny wskazuje poprawnie prędkość obciążonego końca

pręta 1. W przedziale czasu $t \in \left(\frac{L}{a_1} + \frac{h}{a_2}, \frac{L}{a_1} + \frac{2h}{a_2} \right)$ po wykonaniu prostych przekształceń otrzymamy:

$$\Delta v(t) = v_3(L, t) - v_5(L + h, t) = -\frac{2F_0 a_1 a_2}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} \left[1 - 2e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{h}{a_2} \right)} \right] \quad (10)$$

Na rysunku 6 porównano obliczone zależności $\Delta v(t)$ dla różnych wartości masy sejsmicznej M . Można wyznaczyć z zależności (10), że dla masy $M \rightarrow 0$

$$\Delta v(t) \rightarrow -\frac{2a_2 F_0 a_1}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} = -v_3(L, t)$$



Rys. 6. Prędkość Δv w funkcji czasu (wg zależności (10)) dla pręta 1 z PCW obciążonego czujnikiem piezoelektrycznym z siarczany litu w zależności od masy sejsmicznej M , stosunek $F_1/F_2 = 5$

Do tej wartości dąży każda krzywa pokazana na rysunku 6. Im większa masa sejsmiczna M , tym więcej czasu jest potrzebne do osiągnięcia tej wartości. Obie wartości ekstremalne prędkości są równe, co do wartości bezwzględnej, lecz różnią się znakami. Czas, po którym obie te prędkości stają się równe (co do wartości) zależy od rodzaju przetwornika, stosunku powierzchni F_1/F_2 oraz masy M . Zwiększanie masy M powo-

duje wydłużenie tego czasu. Na wartość amplitudy prędkości fali padającej na koniec pręta 1 z PCW, w obszarze IV na rysunku 3, wpływ ma rodzaj przetwornika sprzężonego na końcu.

Dla czasu $t \in \left(\frac{L}{a_1} + \frac{2h}{a_2}, \frac{L}{a_1} + \frac{3h}{a_2} \right)$ różnica prędkości obu końców pręta 2 wynosi:

$$\begin{aligned} \Delta v(t) = v_7(L, t) - v_5(L + h, t) = & -\frac{4F_0 a_1 a_2^2}{E_1 F_1 (a_2 + \zeta a_1)^2} + \\ & + \frac{4F_0 a_1 a_2}{E_1 F_1 (a_2 + \zeta a_1)} e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{h}{a_2} \right)} - \frac{8F_0 a_1 a_2 \zeta a_1}{E_1 F_1 (a_2 + \zeta a_1)^2} e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{2h}{a_2} \right)} \end{aligned} \quad (11)$$

Podobnie wyznaczono różnice prędkości obu końców pręta 2 w przedziale czasu $t \in \left(\frac{L}{a_1} + \frac{3h}{a_2}, \frac{L}{a_1} + \frac{5h}{a_2} \right)$:

a) w przedziale czasu $t \in \left(\frac{L}{a_1} + \frac{3h}{a_2}, \frac{L}{a_1} + \frac{4h}{a_2} \right)$

$$\begin{aligned} \Delta v(t) = v_7(L, t) - v_8(L + h, t) = & \frac{4F_0 a_1 a_2 \zeta a_1}{E_1 F_1 (a_2 + \zeta a_1)^2} - \\ & - \frac{4F_0 a_1 a_2}{E_1 F_1 (a_2 + \zeta a_1)} (1 - e^{-k_1 \tau}) e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{3h}{a_2} \right)} - \frac{8F_0 a_1 a_2 \zeta a_1}{E_1 F_1 (a_2 + \zeta a_1)^2} e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{2h}{a_2} \right)} \end{aligned} \quad (12)$$

b) w przedziale czasu $t \in \left(\frac{L}{a_1} + \frac{4h}{a_2}, \frac{L}{a_1} + \frac{5h}{a_2} \right)$

$$\begin{aligned} \Delta v(t) = v_9(L, t) - v_8(L + h, t) = & -\frac{4F_0 a_1 a_2}{E_1 F_1 (a_2 + \zeta a_1)} (1 - e^{-k_1 \tau}) e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{3h}{a_2} \right)} \\ & + \frac{8F_0 a_1 a_2 \zeta a_1 (1 - e^{-k_1 \tau})}{E_1 F_1 (a_2 + \zeta a_1)^2} e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{4h}{a_2} \right)} \end{aligned} \quad (13)$$

Na rysunkach 7 i 8 przedstawiono powyższe zależności $\Delta v(t)$ w odpowiednich przedziałach czasu (wg zależności (11), (12), (13)) dla pręta 1 odpowiednio: z PCW lub aluminium. Rysunki te potwierdzają wcześniejsze wnioski, że zarówno amplituda prędkości Δv oraz charakter zmian jej wartości zależą od rodzaju czujnika sprzężonego do badanej próbki.

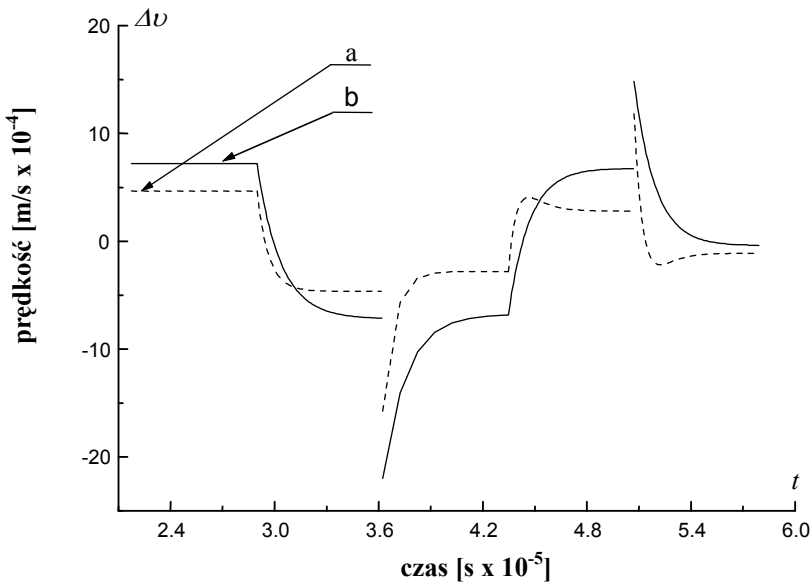
Czujnik piezoelektryczny mierzy prędkość, w okresie IV, prawego końca obciążonego pręta 1 (fala padająca). Prędkość końca nieobciążonego pręta 1 w tej samej chwili, a więc ta wielkość, która rzeczywiście nas interesuje wynosi $v(t) = \frac{2F_0 a_1}{E_1 F_1}$.

Względną różnicę obu tych prędkości możemy wyznaczyć jako $\frac{\Delta v(t)}{v(t)} = \frac{\zeta a_1}{a_2 + \zeta a_1} = \tau$ i wynosi ona 70% dla pary PCW – przetwornik PZT, a 26%

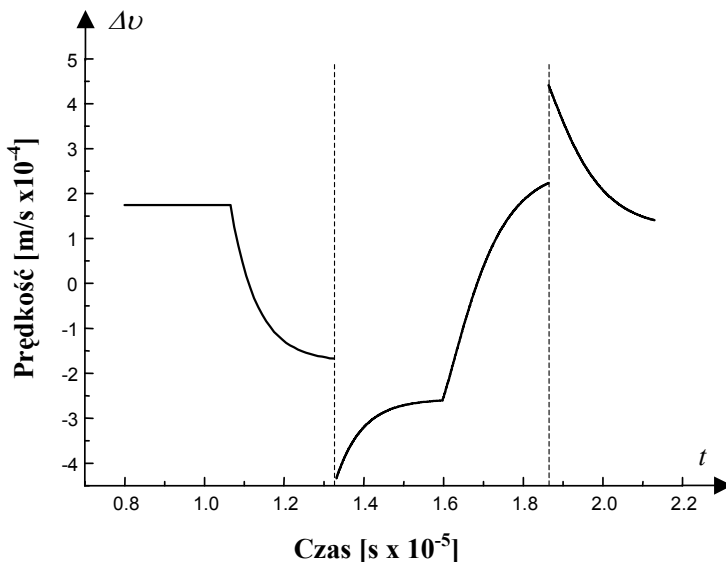
dla pary aluminium – przetwornik ceramiczny PZT (dla stosunku $\frac{F_1}{F_2} = 5$).

W chwilach $t = \frac{L}{a_1} + \frac{2h}{a_2}, t = \frac{L}{a_1} + \frac{4h}{a_2}$ na powierzchni $x = L$ następuje skokowa

zmiana wartości amplitudy prędkości fali, ponieważ część energii fali padającej ulega odbiciu, a część przechodzi do pręta pierwszego.



Rys. 7. Prędkość Δv w funkcji czasu dla próbki z PCW obciążonej czujnikiem piezoelektrycznym: a) z ceramiki PZT, b) z kwarcu (dla masy sejsmicznej $M = 2 \cdot 10^{-3}$ kg), $F_1/F_2 = 5$



Rys. 8. Prędkość Δv w funkcji czasu dla próbki z aluminium obciążonej czujnikiem piezoceramicznym PZT; masa sejsmiczna $M = 2 \cdot 10^{-3}$ kg, $F_1/F_2 = 5$

W pozostałych obszarach wskazania przetwornika są co prawda zmienne, ale wraz z upływem czasu dążą one do wartości stałej (wzrost masy M powoduje wydłużenie tego czasu). Zgodnie z przyjętym modelem zjawisk elektrycznych zachodzących w przetworniku, gdy prędkości obu powierzchni granicznych są zbliżone, mamy chwilowo stan prawie ustalony.

Z powyższej analizy wynika, że mierząc zaburzenia przejściowe przetwornikiem piezoelektrycznym kontaktowym należy mierzyć początek sygnału. Jeżeli jest to jednak niemożliwe do przeprowadzenia, wtedy należy wyznaczyć wartość bezwzględną różnicy amplitud wartości szczytowych (pik to pik) w chwilach

$$t = \frac{L}{a_1} + \frac{h}{a_2} \quad \text{i} \quad t = \frac{L}{a_1} + \frac{2h}{a_2} \quad \text{lub dla} \quad t = \frac{L}{a_1} + \frac{2h}{a_2} \quad \text{i} \quad t = \frac{L}{a_1} + \frac{4h}{a_2}.$$

Mimo że pomiar taki jest mniej dokładny niż pomiary dla $t \in \left(\frac{L}{a_1}, \frac{L}{a_1} + \frac{h}{a_2} \right)$, może

być jednak znacznie łatwiejszy do przeprowadzenia.

W szczególnym przypadku czujnik piezoelektryczny, tzw. punktowy, wskazuje przemieszczenie nieobciążonego końca pręta 1 – zostało to opisane w dodatku 2.

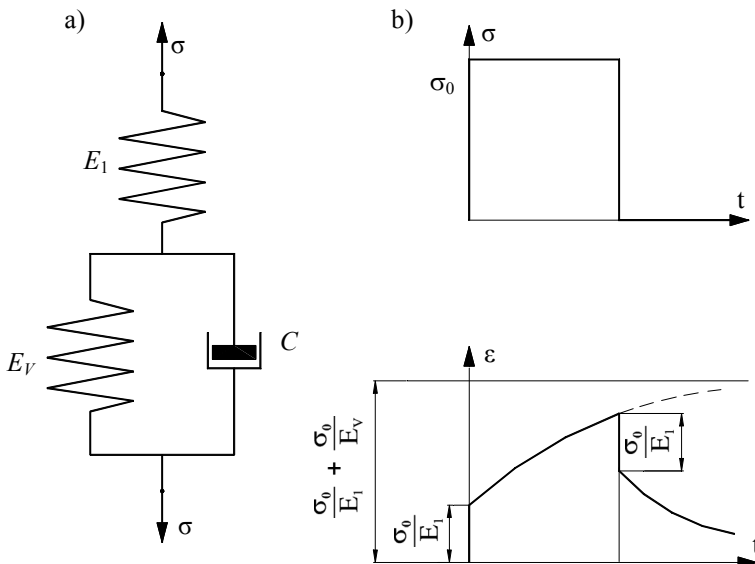
2.4. PROPAGACJA FALI SILNEJ NIECIĄGŁOŚCI W MATERIALE LEPKO-SPRĘŻYSTYM

Rozważmy proces rozprzestrzeniania się zaburzeń przejściowych w płęcie o właściwościach lepko-sprężystych. Posłużymy się różniczkową reprezentacją równań konstytutywnych dla ośrodka liniowo lepko-sprężystego przy jednoosiowym naprężeniu. Przyjmiemy model reologiczny trójparametrowy zbudowany z dwóch sprężyn i tłumika (model standardowy), pokazany na rysunku 9, jako model ośrodka lepko-sprężystego. Zależność pomiędzy naprężeniem σ i odkształceniem ε zapiszemy w postaci [1, 80]:

$$\Pi\sigma = \Gamma\varepsilon \quad (14)$$

gdzie:

$$\Pi = 1 + \frac{E_V}{E_1} + \frac{c}{E_1} \frac{\partial}{\partial t} \quad \text{oraz} \quad \Gamma = E_V + c \frac{\partial}{\partial t} - \text{liniowe operatory różniczkowe.}$$



Rys. 9. Model reologiczny (standardowy) ośrodka lepko-sprężystego: a) model mechaniczny, b) pełzanie i nawrót przy stałym impulsie naprężenia i odciążenia [80]

Należy zaznaczyć, że nie wszystkie znane modele reologiczne ciał lepko-sprężystych można stosować do analizy propagacji zaburzeń przejściowych. Przykładowo, ciało opisane modelem Kelvina-Voigta przy bardzo szybkim odkształceniu

niu (jakiemu poddawany jest pręt przy pobudzeniu laserowym) będzie sztywne, a równanie opisujące ruch falowy nie będzie typu hiperbolicznego.

Rozwiązując problem propagacji fali silnej nieciągłości w ośrodku lepko-sprężystym skorzystamy z właściwości równań typu hiperbolicznego. Mianowicie, na charakterystykach wyznaczonych z tych równań mogą występować silne nieciągłości pochodnych zmiennych, tj. odkształcenia i prędkości. W przypadkach występowania takich nieciągłości na charakterystykach pochodne $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$, $\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}$, $\frac{\partial v}{\partial t}$,

$\frac{\partial v}{\partial x}$ są nieokreślone.

Napiszmy równanie ruchu $\rho_1 \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial \sigma}{\partial x} = 0$. Wykorzystamy zależność (14)

i przekształcimy równanie ruchu do postaci $\rho_1 \Pi \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma \varepsilon) = 0$.

Wykorzystując zapisane postacie operatorów różniczkowych możemy równanie powyższe, po wykonaniu prostych przekształceń, przedstawić następująco:

$$\rho_1 \frac{c}{E_1} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - c \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial t} - E_V \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1} \right) \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \quad (15)$$

Napiszmy równania różniczkowe opisujące zjawisko propagacji fali silnej nieciągłości w ciele lepko-sprężystym (standardowym):

a) równanie falowe

$$E_V \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - \rho_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1} \right) \frac{\partial v}{\partial t} = \rho_1 \frac{c}{E_1} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - c \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial t} \quad (16)$$

b) równanie ciągłości

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0 \quad (17)$$

c) równanie różniczki zupełnej dv

$$\frac{\partial v}{\partial t} dt + \frac{\partial v}{\partial x} dx = dv \quad (18)$$

d) równanie różniczki zupełnej $d\varepsilon$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} dt + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} dx = d\varepsilon \quad (19)$$

Otrzymane cztery równania różniczkowe cząstkowe można potraktować jako układ równań algebraicznych o niewiadomych $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$, $\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}$, $\frac{\partial v}{\partial t}$, $\frac{\partial v}{\partial x}$ i zapiszemy je następująco [53]:

$$\left[\begin{array}{cccc|c} -\rho_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1} \right) \frac{\partial v}{\partial t} + 0 + 0 + E_V \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} & = & \frac{\rho_1 c}{E_1} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - c \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial t} \\ 0 + \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + 0 & = & 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} dt + \frac{\partial v}{\partial x} dx + 0 + 0 & = & dv \\ 0 + 0 + \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} dt + \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} dx & = & d\varepsilon \end{array} \right]$$

Układ ten rozwiążemy metodą macierzową. Wyznamy w ten sposób wyrażenia:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{D_1}{D}, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{D_2}{D}, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{D_3}{D}, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{D_4}{D}$$

gdzie D, D_1, D_2, D_3, D_4 są odpowiednimi wyznacznikami.

Skoro $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$, $\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}$, $\frac{\partial v}{\partial t}$, $\frac{\partial v}{\partial x}$ są nieokreślone na charakterystykach to ilorazy wyznaczników D_i/D ($i = 1, 2, 3, 4$) mają również wartości nieokreślone typu $0/0$. A więc wyznacznik główny możemy przyrównać do zera:

$$D = E_V (dt)^2 - \rho_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1} \right) (dx)^2 = 0 \quad (20)$$

Stąd możemy wyznaczyć równania różniczkowe charakterystyk:

$$dx = \pm \sqrt{\frac{E_1 E_V}{\rho_1 (E_1 + E_V)}} dt \quad (21)$$

oraz prędkość propagacji fali silnej nieciągłości podniesioną do kwadratu:

$$a_1^2 = \frac{E_1 E_V}{\rho_1 (E_1 + E_V)} \quad (22)$$

Po obliczeniu pozostałych wyznaczników otrzymamy następujące równania:

$$D_1 = \frac{\rho_1 c}{E_1} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{E_V}{a_1^2} \frac{\partial v}{\partial t} - E_V \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - c \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial t} = 0 \quad (23)$$

$$D_2 = \frac{\rho_1 c}{E_1} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \frac{E_V}{a_1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - E_V \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - c \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial t} + \rho_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1}\right) \frac{\partial v}{\partial t} + \rho_1 a_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1}\right) \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (24)$$

$$D_3 = \frac{\rho_1 c}{E_1} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - \frac{E_V}{a_1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - E_V \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - c \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial t} + \rho_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1}\right) \frac{\partial v}{\partial t} + \rho_1 a_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1}\right) \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (25)$$

$$D_4 = \frac{\rho_1 c}{E_1} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - c \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial t} + \rho_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1}\right) \frac{\partial v}{\partial t} - \rho_1 \left(1 + \frac{E_V}{E_1}\right) a_1^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0 \quad (26)$$

Rozwiązując te równania, wyznaczmy na czole fal silnej nieciągłości i na charakterystykach zależność prędkości i odkształcenia od lepkości. W tym celu rozwiążemy równania (23)–(26) wprowadzając zmienną uogólnioną $\zeta = x - a_1 t$ i $\eta = x + a_1 t$ oraz funkcję przemieszczenia $u(\zeta) = u(x - a_1 t)$ i $u(\eta) = u(x + a_1 t)$.

Rozwiążemy najpierw równania na charakterystyce dodatniej $\zeta = x - a_1 t$. Po wykonaniu prostych przekształceń każdego z równań (23)–(26) otrzymamy takie same równania różniczkowe cząstkowe w postaci:

$$\left(\frac{\rho_1 c}{E_1} a_1^2 - c \right) \frac{\partial^2 v}{\partial \zeta^2} = 0 \quad (27)$$

Zapiszemy równanie (27) w postaci $\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(c \frac{\rho_1 a_1^2 - E_1}{E_1} \frac{\partial v}{\partial \zeta} \right) = 0$.

Po obustronnym scałkowaniu względem ζ otrzymamy $c \frac{\rho_1 a_1^2 - E_1}{E_1} \frac{\partial v}{\partial \zeta} = A$, gdzie

A jest stałą całkowania. Możemy to równanie przekształcić do postaci $ca_1 \frac{E_1}{E_1 + E_V} \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} = A$. Scałkujemy powyższe wyrażenie dwukrotnie względem ζ

i otrzymamy $u(\zeta) = \frac{A(E_1 + E_V)}{2ca_1 E_1} \zeta^2 + B\zeta + D$, gdzie B i D są stałymi. Na charakterystyce $\zeta = x - a_1 t = 0$

zachodzi ciągłość przemieszczeń (rys. 3) i $u(0) = 0$, a stąd wynika, że stała $D = 0$. Ostatecznie przemieszczenie zapiszemy następująco:

$$u(x - a_1 t) = \frac{A(E_1 + E_V)}{2ca_1 E_1} \cdot (x - a_1 t)^2 + B \cdot (x - a_1 t) \quad (28)$$

Wyznamy teraz stałe całkowania A i B występujące w powyższych równaniach. Załóżmy, że $F(t) = F_0 = \text{const}$ dla przedziału czasu $0 \leq t \leq \tau$. Aby wyznaczyć stałą A powrócimy do przyjętego modelu reologicznego standardowego (rys. 9). Wyznamy nachylenie stycznej do krzywej $\varepsilon(t)$, gdy naprężenie $\sigma = \text{const}$, dla $t = 0$. Tangens kąta nachylenia tej stycznej wynosi $\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\sigma}{c} = -\frac{F_0}{cF_1}$. Wyznamy

też tangens kąta nachylenia stycznej do krzywej $\varepsilon(x - a_1 t)$ dla $x = 0$ i $t = 0$; $\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{A(E_1 + E_V)}{cE_1}$.

Porównamy obie pochodne $d\varepsilon/dt$ i obliczymy stałą A : $A = \frac{F_0 E_1}{(E_1 + E_V) F_1}$.

Wyznamy teraz stałą B :

a) dla $x = 0$ i $t \leq \tau$ mamy (rys. 3) $\varepsilon(0, t) = -\frac{F_0}{E_1 F_1}$; na charakterystyce $x - a_1 t = 0$

zachodzi $\varepsilon(0, 0) = -\frac{F_0}{E_1 F_1} = \varepsilon_0$ oraz $B = \varepsilon_0$;

b) dla $x = 0$ i $t > \tau$ mamy z warunku brzegowego $\varepsilon(0, t) = 0$; wtedy stała

$$B = \frac{F_0 t}{F_1 c}.$$

Parametry propagacji fali odbitej silnej nieciągłości, na charakterystyce ujemnej $\eta = x + a_1 t$, wyznaczmy podobnie jak rozwiązywaliśmy przypadek fali padającej i odkształcenie zapiszemy w postaci:

$$\varepsilon(x + a_1 t) = -\frac{A(E_1 + E_V)}{ca_1 E_1} \cdot (x + a_1 t) + B \quad (29)$$

a prędkość

$$v(t) = -\frac{A(E_1 + E_V)}{cE_1} \cdot (x + a_1 t) + Ba_1 \quad (30)$$

Aby wyznaczyć stałe całkowania A i B ustalmy warunki początkowo-brzegowe występujące przy odbiciu fali. Przyjmijmy, dla uproszczenia zagadnienia, że fala propaguje się w pręcie z nieobciążonym końcem w punkcie $x = L$ i odbija się od niego w chwili $t = L/a_1$. Stałą A wyznaczmy z warunku równości kątów nachylenia stycznej do krzywej $\varepsilon(x, t)$ w punkcie $x = L$ i w chwili $t = L/a_1$, podobnie jak dla fali padającej.

Otrzymamy

$$A = \frac{F_0}{F_1} \frac{E_1}{E_1 + E_V} \exp\left(-\frac{E_V}{c} \frac{L}{a_1}\right)$$

Stałą B wyznaczmy z warunku, że odkształcenie $\varepsilon(L, t) = 0$

$$B = \frac{(L + a_1 t)F_0}{F_1 ca_1} \exp\left(\frac{-E_V}{c} \frac{L}{a_1}\right)$$

Wyznaczymy teraz przemieszczenie, odkształcenie i prędkość czoła fali padającej na charakterystyce dodatniej:

a) przemieszczenie dla $t \leq \tau$

$$u(x - a_1 t) = \frac{F_0}{2ca_1 F_1} \cdot (x - a_1 t)^2 + \varepsilon_0 \cdot (x - a_1 t) \quad (31)$$

odkształcenie dla $t \leq \tau$

$$\varepsilon(x - a_1 t) = \frac{F_0}{ca_1 F_1} \cdot (x - a_1 t) + \varepsilon_0 \quad (32)$$

prędkość dla $t \leq \tau$

$$v(t) = -\frac{F_0}{cF_1} \cdot (x - a_1 t) - \varepsilon_0 a_1 \quad (33)$$

b) przemieszczenie dla $t > \tau$

$$u(x - a_1 t) = \frac{F_0}{2ca_1F_1} \cdot (x - a_1 t)^2 + \frac{F_0 t}{F_1 c} \cdot (x - a_1 t)$$

odkształcenie dla $t > \tau$

$$\varepsilon(x) = \frac{F_0}{ca_1F_1} \cdot x$$

prędkość dla $t > \tau$

$$v(t) = \frac{F_0}{cF_1} \cdot x$$

Odkształcenie i prędkość czoła fali odbitej na charakterystyce ujemnej możemy zapisać:

$$\varepsilon(x) = \frac{F_0}{F_1 ca_1} \cdot [L - x] \exp\left(-\frac{E_V}{c} \frac{L}{a_1}\right) \quad (34)$$

$$v(t) = \frac{F_0}{F_1 c} \cdot [L - x] \exp\left(-\frac{E_V}{c} \frac{L}{a_1}\right) \quad (35)$$

Z zależności (22) wynika, że prędkość propagacji fali silnej nieciągłości, na dowolnej charakterystyce, ma stałą wartość i nie zależy od lepkości materiału c , będącej główną przyczyną tłumienia wewnętrznego. Natomiast występowanie w modelu standardowym (rys. 9) dodatkowej sprężyny o module Younga E_V powoduje, że prędkość propagacji fali jest mniejsza niż w ciele sprężystym. Podzielmy prędkość propagacji fali w ciele sprężystym przez prędkość a_1 wyznaczoną w równaniu (22).

Po wykonaniu prostych przekształceń otrzymamy $a = a_1 \sqrt{1 + \frac{E_V}{E_1}}$. Z zależności tej możemy wyznaczyć eksperymentalnie moduł E_V . W tym celu musimy przeprowa-

dzic pomiar prędkości a_1 fali silnej nieciągłości i znaleźć w literaturze wartość prędkości a lub wyznaczyć ją eksperymentalnie, np. metodą ultradźwiękową.

Według wiedzy Autora jest to nowa, niespotykana w literaturze metoda wyznaczania modułu E_V ciała lepko-sprężystego.

Zbadajmy zachowanie się modelu standardowego (rys. 9), gdy lepkość $c \rightarrow 0$ lub $c \rightarrow \infty$. Z analizy rysunku 9 wynika, że model standardowy dla $c \rightarrow 0$ można zredukować do dwóch sprężyn o modułach E_1 i E_V połączonych szeregowo. Model ten dla $c \rightarrow \infty$ możemy zredukować do jednej sprężyny o module E_1 .

Rozważmy teraz wpływ wartości granicznych lepkości, tj. $c \rightarrow 0$ lub $c \rightarrow \infty$ na propagację czoła fali silnej nieciągłości w ośrodku lepko-sprężystym, którego właściwości opisuje model standardowy. Przyjmijmy, że $c \rightarrow 0$; po wykonaniu prostych przekształceń każdego równania (23)–(26) otrzymamy związek $v = \pm a_1 \varepsilon + B$,

gdzie B jest stałą całkowania. Ze związku tego wynika, że zależność prędkości od odkształcenia w ciele lepko-sprężystym dla $c \rightarrow 0$ jest taka sama jak w ciele idealnie sprężystym. Współczynnikiem proporcjonalności pomiędzy prędkością a odkształceniem jest a_1 określone wzorem (22). Uzyskaliśmy w ten sposób potwierdzenie, że w ciele lepko-sprężystym przy $c \rightarrow 0$ czoło fali silnej nieciągłości propaguje się, tak jak w ciele Hooke'a o gęstości ρ_1 i module Younga $E = \frac{E_1 E_V}{E_1 + E_V}$. Powróćmy

ponownie do równań (23)–(26), które rozwiążemy zakładając, że lepkość $c \rightarrow \infty$. W tym celu podzielmy każde równanie (23)–(26) obustronnie przez c . Po wykonaniu prostych przekształceń i korzystając z równania ciągłości (17) otrzymamy równanie falowe dla ciała Hooke'a, gdzie prędkość propagacji wynosi $a = \sqrt{\frac{E_1}{\rho_1}}$.

A więc w ciele lepko-sprężystym przy $c \rightarrow \infty$ czoło fali silnej nieciągłości propaguje się, tak jak w ciele Hooke'a o gęstości ρ_1 i module Younga $E = E_1$.

Na podstawie wyprowadzonych zależności (31)–(35) możemy stwierdzić, że lepkość c ośrodka wpływa na parametry propagacji czoła fali padającej silnej nieciągłości. Skupmy naszą uwagę na równaniu (33). Równanie to zbudowane jest z dwóch członów. Pierwszy człon $\varepsilon_0 a_1$ ma stałą wartość, która zależy tylko od warunków brzegowo-początkowych. Załóżmy, że parametry F_0 , F_1 , a_1 mają ustaloną wartość. Drugi człon równania (33) zależy od lepkości c i zmiennej $\zeta = x - a_1 t$. Gdy zmienna $\zeta = 0$, na charakterystyce $x - a_1 t = 0$, prędkość propagacji czoła fali silnej nieciągłości jest stała. Lepkość c ośrodka nie wywiera wpływu na propagację czoła fali na tej charakterystyce. Wynika stąd wniosek, że wynik pomiaru czujnikiem piezoelektrycznym na tej charakterystyce nie zależy od lepkości badanego materiału.

Z uzyskanych zależności (34) i (35) wynika, że parametry propagacji czoła fali odbitej silnej nieciągłości już na charakterystyce $x + a_1 t = 2L$ zależą od lepkości ośrodka. Na pozostałych charakterystykach ujemnych tłumienie spowodowane lepkością ośrodka c również wywiera wpływ na propagację fal. Porównując równanie (33) i (35) widzimy, że prędkość czoła fali odbitej na charakterystyce ujemnej zależy również od drogi L , którą fala pokonuje.

2.5. PODSUMOWANIE

Podsumujmy założenia upraszczające, które ograniczają słuszność przedstawionych wyników. Założenia te były następujące:

- jednorodny, izotropowy materiał,
- model jednowymiarowy oddziaływania przetwornika z badanym ośrodkiem,
- analiza lokalna na płaskim froncie zaburzenia,
- brak zjawisk dyspersyjnych i interferencyjnych,
- pominięcie wpływu pojemności statycznej przetwornika,
- stosunek powierzchni przekroju poprzecznego przetwornika do jego grubości jest stały,
- bezpośredni kontakt powierzchni próbki z przetwornikiem (brak warstwy sprzęgającej),
- obciążenie pręta prostokątnym w czasie impulsem siły $F(t)$,
- model standardowy ośrodka lepko-sprężystego.

Pole przemieszczeń w pręcie 1 zależy od rodzaju czujnika sprzężonego na jego końcu. Przemieszczenie końca pręta 1 obciążonego czujnikiem jest mniejsze niż końca nieobciążonego, w obszarze IV, tj. zanim czoło pierwszej fali padającej na powierzchnię przednią pręta 2 dotrze do masy sejsmicznej M . W obszarze IV masa sejsmiczna M nie ma wpływu na przemieszczenia, ponieważ analiza przeprowadzana jest lokalnie, na czole zaburzenia. Względna różnica przemieszczeń obciążonego i nieobciążonego końca pręta 1, oznaczona jako ι , zależy od prędkości propagacji fali, gęstości i stosunku pól przekrojów poprzecznych obu prętów (F_1/F_2). W granicznym przypadku, gdy $F_1/F_2 \rightarrow \infty$ wartość parametru $\iota \rightarrow 0$. W przypadku, gdy $F_1/F_2 = 50$ wartość ι nie przekracza; dla pręta 1 z aluminium 5%, a dla pręta z PCW 20%. Przemieszczenia końca pręta 1 obciążonego tzw. czujnikiem punktowym zbliżone są do przemieszczeń okresowych końca tego pręta, lecz nieobciążonego.

Przetwornik piezoelektryczny wskazuje poprawnie prędkość powierzchni obciążonej badanej próbki, w obszarze IV. Mierzy on początkowo prędkość v czoła fali padającej na pierwszej charakterystyce. Następnie mierzy prędkość czoła fali odbitej od powierzchni tylnej przetwornika, która zależy od rodzaju przetwornika,

stosunku powierzchni F_1/F_2 i masy sejsmicznej. Zwiększenie masy sejsmicznej powoduje wydłużenie czasu, gdy wartość bezwzględna prędkości fali odbitej od tylnej powierzchni przetwornika staje się równa prędkości fali padającej. Wskazania przetwornika w pozostałych obszarach analizowanych są zmienne, ale wraz z upływem czasu dążą do stałej wartości (wzrost masy obciążającej M powoduje wydłużenie tego czasu). Wynika stąd, że mierząc zaburzenia przejściowe przetwornikiem piezoelektrycznym kontaktowym należy mierzyć amplitudę pierwszego impulsu (początek sygnału). Jeżeli jest to jednak niemożliwe do przeprowadzenia, wtedy należy wyznaczyć wartość bezwzględną różnicy pierwszych amplitud szczytowych (pik to pik).

Analiza wpływu lepkości na parametry propagacji fali silnej nieciągłości w ośrodku lepko-sprężystym wykazała, że prędkość propagacji czoła fali ma stałą wartość i nie zależy od lepkości ośrodka. Prędkość ta jest jednak mniejsza niż w ciele sprężystym.

Istnieje możliwość wyznaczenia eksperymentalnie modułu E_V ciała lepko-sprężystego. W tym celu musimy przeprowadzić pomiar prędkości a_1 fali silnej nieciągłości i znaleźć w literaturze wartość prędkości a lub wyznaczyć ją eksperymentalnie, np. metodą ultradźwiękową. Według wiedzy Autora jest to nowa, niespotykana w literaturze metoda wyznaczania modułu E_V ciała lepko-sprężystego.

Na czole pierwszej fali padającej lepkość ośrodka nie wpływa na odkształcenie i prędkość. Parametry propagacji fal na następnych charakterystykach zależą od lepkości ośrodka. Potwierdza to wcześniejsze wnioski, że przetwornik piezoelektryczny poprawnie mierzy prędkość pierwszej fali padającej. Pomiarów parametrów propagacji następnych fal są łatwiejsze do przeprowadzenia, lecz ich wyniki zależą od lepkości ośrodka. W tym sensie wydłużanie czasu pomiaru aż do momentu, gdy badane zaburzenie „ustabilizuje się” powoduje, że zwiększa się znacznie liczba czynników wpływających na badane zjawisko oraz wynik końcowy eksperymentu. Z drugiej jednak strony fakt, że tylko na czole pierwszej fali padającej nie mamy informacji o lepkości ośrodka stwarza nam możliwość opracowania nowej metody wyznaczania tłumienia wewnętrznego w materiałach o dużej lepkości. Wymaga to jednak przeprowadzenia analizy nie tylko lokalnej na czole fali, ale również i poza czołem fali.

W przypadku aktywnych metod pomiarów akustycznych, w których generujemy zaburzenia harmoniczne, a następnie odbieramy falę, czas stabilizacji mieści się w tzw. „czasie martwym” aparatury. Natomiast w przypadku biernych metod pomiarów, w których aparatura „czeka” na przyjscie czoła zaburzenia np. emisja akustyczna, analizowane zjawisko wywiera duży wpływ na dokładność pomiaru wartości amplitudy sygnału.

METODY WZBUDZANIA SYGNAŁÓW IMPULSOWYCH W CIAŁACH STAŁYCH

W budowie maszyn i budownictwie lądowym coraz częściej stosowane są materiały kompozytowe o złożonej strukturze. Konieczność badania ich właściwości mechanicznych przyczyniła się do rozwoju różnych metod pomiarowych. W przypadku metod akustycznych rozwinęły się impulsowe metody generowania fal. Zakres stosowanych częstotliwości zwiększył się do około 10^9 Hz. Metodami impulsowymi możemy generować fale, zarówno w wąskim przedziale częstotliwości, jak i w bardzo szerokim. Obie metody znalazły zastosowanie praktyczne. Metody impulsowe generowania fal okresowych przetwornikami elektroakustycznymi opisane są obszernie w literaturze [81]. Znacznie słabiej poznane są metody impulsowe generowania fal przejściowych o szerokim widmie częstotliwości. W części eksperymentalnej pracy, w rozdziale 4, jedną z metod impulsowych, szerokopasmowych zaadaptowano do badania kompozytów polimerowych. Dlatego w tym rozdziale zaprezentowane zostaną niektóre metody generowania zaburzeń szerokopasmowych: mechaniczne i termiczne. Spośród metod mechanicznych przedstawiono metody wykorzystujące zjawisko zderzenia lub pęknięcia. Jako metodę termicznego wytwarzania zaburzeń szerokopasmowych przedstawiono wyładowania elektryczne oraz absorpcję impulsu laserowego.

3.1. METODY MECHANICZNE GENEROWANIA ZABURZEŃ AKUSTYCZNYCH

Istnieją zasadniczo dwa rodzaje źródeł mechanicznych, które są wykorzystywane do generowania fal ultradźwiękowych w ciałach stałych. Wykorzystują one zjawisko zderzenia lub zjawisko pęknięcia. Znane są wprawdzie inne mechaniczne źródła ultradźwięków szerokopasmowych, np. pary cierne, eksplozje, lecz wytwarzają one dźwięki o częstotliwościach poniżej 100 kHz. Fale generowane w ten sposób są często za długie, aby mogły być wykorzystane w badaniach ciał stałych. Dlatego większość z nich może być zastosowana w cieczach. Ze względu na te ograniczenia nie będą one w tej pracy analizowane. Źródła akustyczne powstające w wyniku zajścia

zjawiska zderzenia lub pęknięcia są punktowe i wytwarzane na powierzchni badanych ośrodków. Zainteresowano się nimi ponownie w latach siedemdziesiątych XX wieku jako symulowanymi źródłami emisji akustycznej (EA). Generują one fale sferyczne – odkształceń objętościowych i postaciowych oraz powierzchniowe w zakresie częstotliwości od 100 kHz do 10 MHz. Fale generowane w ten sposób cechują się dużymi wartościami amplitud (szczególnie przy niskich częstotliwościach) i nadają się do badania materiałów o bardzo dużym tłumieniu, np. kompozytów z żywicy epoksydowej wzmocnianej włóknem z kevlaru [67].

Źródło akustyczne zderzeniowe powstaje, gdy cząstka lub strumień cząstek (ze znaną prędkością) uderza w powierzchnię badanego ośrodka. Analiza zderzeń w teorii sprężystości rozpoczęła się wiele lat temu od prac Herza. Wykazano w nich, że zderzenie dwóch sprężystych kul powoduje powstanie siły oddziaływania $F(t) = R_m \sin(\pi t/\tau)$ dla $0 < t < \tau$, gdzie R_m zależy od ich geometrii i właściwości materiałowych, a τ jest czasem trwania zderzenia. Pojedyncze zderzenie wywołuje zaburzenie przejściowe [55]. Strumień cząstek uderzających w badane ciało wytwarza zaburzenie ciągłe a zderzenie cząstki z próbką wytwarza impuls siły działający na jej podłożu. Jeżeli wymiary źródła akustycznego są małe w porównaniu do drogi, którą przebywa fala, to możemy modelować źródło jako punkt. Jeżeli przyjmujemy, że wszystkie cząstki źródła promieniają według takiej samej zależności czasowej, to źródło możemy modelować jako zbiór sił prostopadłych do powierzchni. Przy zderzeniu sprężystym wszystkie siły będą prostopadłe do powierzchni źródła. Przy zderzeniu plastycznym siły będą równoległe oraz prostopadłe do tej powierzchni [11].

Najbardziej znaną metodą zderzeniową jest metoda Sansalone impuls-echo [72]. Znalazła ona duże zastosowanie praktyczne w budownictwie lądowym i często jest stosowana do badania materiałów ceramicznych (beton) o złożonej strukturze, w postaci belek o przekroju T lub I [91]. W metodzie tej zaburzenie wytwarzane jest poprzez mechaniczne zderzenie stalowej kulki o średnicy od $4 \cdot 10^{-3}$ m do $12 \cdot 10^{-3}$ m, w kierunku prostopadłym do dłuższego wymiaru materiału. Generowane są fale sferyczne podłużne, poprzeczne i powierzchniowe. Czujnik pomiarowy znajduje się blisko miejsca, w którym generowane jest zaburzenie. Zmierzone przebiegi deformacji (drgań) powierzchni, gdzie znajduje się czujnik, w dziedzinie czasu przekształca się przy pomocy transformaty Fouriera na dziedzinę częstotliwości [48]. Otrzymane widma używane są do oceny stanu struktury badanego obiektu. Przebieg siły wywołującej zaburzenie aproksymowany jest połówką sinusoidy o czasie trwania τ i maksymalnej wartości amplitudy F_{\max} . Czas trwania impulsu siły wpływa na rozkład częstotliwości. Większość energii impulsu zawarta jest w częstotliwościach mniejszych od $1.5/\tau$. Impuls zaburzenia o krótszym czasie trwania wytwarza szersze

pasmo częstotliwości, ale amplituda jest mniejsza. Czas trwania zaburzenia wynosi od 20 do 80 μs . Fale generowane metodą zderzeniową ulegają wielokrotnym odbiciom od powierzchni granicznych belki. W widmie częstotliwości belki pobudzonej do drgań występują częstotliwości związane z drganiami rezonansowymi płaskich przekrojów poprzecznych tej belki, co objawia się w postaci pików o dużej amplitudzie. Widmo to zaburza obecność wad i defektów w belce.

Źródło akustyczne powstające w wyniku złamania szklanej kapilary lub rysika grafitowego zostało przyjęte jako standardowe źródło do wzorcowania czujników do emisji akustycznej.

Kapilara ze szkła borokrzemowego o średnicy $0.2 \cdot 10^{-3}$ m zgniatana jest pomiędzy dwiema stalowymi powierzchniami. Kapilara leży poziomo na szkiełku mikroskopowym, które jest przymocowane do górnej powierzchni stalowego bloku. Pomiedzy powierzchnią czołową śruby wywierającej siłę ściskającą a kapilarą znajduje się pręt szklany. Leży on w płaszczyźnie poziomej, na kapilarze – prostopadle do niej. Siła ściskająca przykładana jest bardzo wolno – prawie statycznie do momentu, gdy kapilara pęknie. Siła o wartości około 20 N wyzwolona podczas pęknięcia ma taki przebieg jak funkcja skoku (funkcja odciążenia). Czas narastania tej siły jest rzędu 100 ns, a wartość amplitudy jest zmienna (występuje płynięcie kapilary). Powstający sygnał mieści się w zakresie częstotliwości od 100 kHz do 1 MHz. Sumaryczny błąd metody jest mniejszy niż 10%.

Sygnał akustyczny wygenerowany po złamaniu grafitu w specjalnym, lecz bardzo prostym uchwycie jest podobny do sygnału otrzymanego po złamaniu kapilary. Różnica przejawia się w występowaniu niewielkiego minimum w początkowej fazie przebiegu narastania siły, w przypadku łamanego grafitu. Czas narastania siły do wartości maksymalnej jest dłuższy i wynosi około 1 μs . Słabością tej metody jest brak wymagań odnośnie stałości wartości parametrów materiałowych pręcików grafitowych [54]. Obie metody wytwarzają silne jednokierunkowe pole naprężeń.

3.2. METODY TERMICZNE GENEROWANIA ZABURZEŃ AKUSTYCZNYCH

Źródłem zaburzeń akustycznych mogą być wyładowania elektryczne iskrowe. Wyładowanie iskrowe wytwarza wybuch w powietrzu, który może wywołać zaburzenie akustyczne w ciele stałym. Źródło takie wytwarza fale o częstotliwości ponad 1 MHz i jest stosowane jako źródło wzorcowe szerokopasmowe w EA. Można generować impulsy prądu 100 A o czasie trwania 320 ns i czasie narastania 10–20 ns.

Inną przyczyną powstania zaburzenia akustycznego może być też oddziaływanie promienia laserowego z ośrodkiem. Należy zaznaczyć, że z energetycznego punktu

widzenia lasery są nieefektywnymi generatorami ultradźwięków, bowiem tylko około 6% energii padającego promienia z lasera Nd:YAG jest absorbowane na czystej powierzchni próbki aluminiowej, reszta jest odbijana. Nie cała energia zaabsorbowana jest zamieniana na energię akustyczną. Z tej części energii, która uległa konwersji na energię fal ultradźwiękowych 21% zawarte jest w fali poprzecznej, 77% w fali Rayleigh'a, a 2% w fali podłużnej [16]. Punktowe źródło akustyczne powstające w wyniku absorpcji promienia laserowego również zostało przyjęte jako źródło wzorcowe do kalibrowania czujników.

3.2.1. Źródło akustyczne generowane za pomocą wiązki laserowej

Pomysł zastosowania światła do wytwarzania fal akustycznych został zaproponowany przez Bella [8], który zauważył, że płyta ogrzana modulowanym światłem wydaje dźwięki. Przy opisie drgań płyty, w równaniach ruchu zostały pominięte człony inercyjne [27]. Problem termicznie generowanych sprężystych impulsów został po raz pierwszy rozważony przez Danilowskaya [18]. Zastosowała ona klasyczne równania termosprężystości i wskazała na wpływ członu inercyjnego w równaniu ruchu na przebieg zjawiska. Ignaczak [31] wyznaczył (również uwzględniając człon bezwładnościowy) pole przemieszczeń i temperatury w półprzestrzeni sprężystej nagle ogrzanej w jednym punkcie na jej powierzchni. Rozpatrzył on przypadek, gdy silnie pochłaniane światło nie wnika w głąb ośrodka (powierzchniowy model pochłaniania).

Pojawienie się laserów umożliwiło wytworzenie silnego efektu fotoakustycznego, co spowodowało wzrost zainteresowań tym zjawiskiem jako źródłem zaburzeń. Opracowanie bardzo czułych czujników (pojemnościowych, piezoelektrycznych) pozwoliło na przeprowadzenie pomiarów tak generowanych zaburzeń tą metodą.

Zastosowanie laserów do generowania fal sprężystych w ciałach (w metalach) zostało opisane po raz pierwszy przez White'a [90]. Rozwazał on, w jaki sposób zmiany temperatury (pojedyncze impulsy lub ciąg impulsów laserowych) na powierzchni półprzestrzeni, wywierają wpływ na naprężenia w badanym punkcie półprzestrzeni w funkcji czasu i odległości od tej powierzchni. Teoretyczny opis generowania fal w ciele stałym przez laser (przestrzenny model pochłaniania) został przedstawiony przez Ready'ego [65] oraz Bushnella i McCloskey'ego [9]. W pierwszych pracach eksperymentalnych używano laserów o bardzo dużej mocy (większej niż 10 MW), co zawsze powodowało znaczące uszkodzenie powierzchni metalu. Powierzchnia metalu, na której następowała absorpcja promienia z lasera była nieraz specjalnie przygotowywana do eksperymentów Felix [24]. Polegało to najczęściej na rozproszaniu na tej powierzchni cienkiej warstwy cieczy. Celem tych zabiegów była zmiana stanu naprę-

żeń na powierzchni metalu oraz zwiększenie współczynnika absorpcji promienia laserowego. Powodowało to zwiększenie amplitudy generowanych zaburzeń. Wspólną cechą tych pierwszych prac jest to, że nie zwracano uwagi na postacie fal, które mogły być wytworzone. Co prawda Lee i White [38] wykazali, że również fale Rayleigh'a mogą być generowane przez laser rubinowy z modulacją dobroci, mimo to aż do 1979 roku nie było publikacji, w której przedstawiono by równoczesne wytwarzanie w metalach fal podłużnych, poprzecznych i Rayleigh'a. Dopiero Ledbetter i Moulder [37] wykazali, że przy pomocy lasera neodymowego o dużej energii (0.3–1 J), z promieniowaniem skupionym w jednym punkcie można równocześnie generować w metalach fale objętościowe oraz powierzchniowe. Aindow [2] wykazał, że laser Nd:YAG z modulacją dobroci, o znacznie mniejszej energii (około 30 mJ) może być użyty do generowania impulsów ultradźwiękowych zarówno w aluminium, jak i stali. Obserwował on generowanie impulsów fal objętościowych oraz powierzchniowych przy gęstości mocy lasera zarówno poniżej, jak i powyżej progu ablacji po przekroczeniu, którego następuje zniszczenie powierzchni metalu. Była to prawdopodobnie pierwsza praca, w której mechanizmy generowania fal ultradźwiękowych podzielono na termosprężysty i ablacyjny oraz określono ich zasadnicze cechy. W badaniach tych zastosowano do pomiarów zaburzeń czujnik kontaktowy z ceramiki PZT.

Scruby [78] zaproponował model zastępczy punktowego źródła termosprężystego na swobodnej powierzchni metalu jako dwa wzajemnie prostopadłe dipole punktowe działające równolegle do tej powierzchni. W sposób intuicyjny połączył on moment tych dipoli ze zmianą objętości i otrzymał poprawne charakterystyki kierunkowe promieniowania źródła. Nie były to jednak wyniki ilościowe. Badania teoretyczne i eksperymentalne czasowych przebiegów odkształceń w epicentrum, na przeciwległej powierzchni metalu, przedstawił Dewhurst [20]. Model Scruby'ego rozbudował Rose [66] przyjmując, że punktowe źródło temperatury działa tuż pod swobodną powierzchnią metalu, przeprowadził ścisłą analizę teoretyczną z wykorzystaniem funkcji Greena. Nie uwzględnił jednak zjawiska przewodnictwa cieplnego. Otrzymał przestrzenny model źródła akustycznego, który ilościowo zgadzał się z wynikami badań eksperymentalnych. Wadley [86] pokazał, że wyniki badań eksperymentalnych zgadzają się z przewidywaniami modeli punktowych źródła akustycznego, z wyjątkiem małego dodatniego piku tzw. prekursora, który występuje w epicentrum. Model Rose'go rozbudował Doyle [23] całkując funkcję Greena po całej objętości źródła, w której nastąpił wzrost temperatury. Pokazał on, że skończone rozmiary źródła wynikające z dyfuzji cieplnej wewnątrz materiału są główną przyczyną występowania „prekursora” w epicentrum. Niezależnie od siebie, stosując różne metody obliczeniowe, Schleichert [73] i Aussel [4] potwierdzili wyniki Doyle'a. Schleichert uwzględnił w swojej pracy złożoną strukturę promie-

nia laserowego oraz właściwości badanego materiału (optyczne, termiczne i sprężyste), jak również wpływ czujnika pojemnościowego na wyniki pomiarów akustycznych. Conant i Telschow [14] wyznaczając zaburzenia termosprężyste generowane laserem w płytach pominieli przewodność cieplną, ale uwzględnili skończoną głębokość, gdzie fala elektromagnetyczna jest pochłaniana. Autorzy ci postulowali, że przyczyną występowania „prekursora” są skończone rozmiary zarówno czasowe, jak i przestrzenne źródła. McDonald [41] zaproponował nowy opis źródła ultradźwięków generowanych laserem. Zastosował on uogólnioną teorię termosprężystości wykorzystując hiperboliczne równanie przepływu ciepła (założono prędkość fali termicznej nieznacznie większą od prędkości fali sprężystej podłużnej) oraz wyznaczył numerycznie odwrotną transformatę Hankela i Laplace’a. Obecność „prekursora” wynika zdaniem McDonalda z konwersji energii cieplnej na akustyczną, zachodzącej przy swobodnej powierzchni płyty.

W większości wymienionych dotychczas prac oraz modeli teoretycznych związanych ze zjawiskiem generowania fal sprężystych przez promień z lasera pomijano w równaniu przewodnictwa cieplnego zjawisko dyfuzji. Uwzględnienie tego zjawiska pozwala wyjaśnić przyczyny występowania tzw. „prekursora” oraz umożliwia dokładniejszą interpretację charakterystyk kierunkowych źródła termosprężystego. Jak zostało już wspomniane w pracy [41] dyfuzja cieplna została uwzględniona przyjmując hiperboliczne równanie przewodnictwa cieplnego. Wpływ różnych typów równań przewodnictwa cieplnego (hiperboliczne, paraboliczne) uwzględniających dyfuzję cieplną oraz wpływ różnych wartości prędkości fali termicznej na pole przemieszczeń fali sprężystej generowanej laserem porównał Sanderson [70]. Wykazał on, że z wystarczającą dokładnością dla badań nieniszczących można przyjąć, iż prędkość fali termicznej jest równa prędkości fali odkształceń objętościowych. Stwierdził też, że tylko w bardzo niewielu przypadkach wyniki modeli akustycznych, uzyskiwane z przyjęcia klasycznej teorii przepływu ciepła nieznacznie różnią się od wyników teorii hiperbolicznej. Potwierdził on, że „prekursor” jest rezultatem dyfuzji cieplnej. Podobne wnioski wynikają z pracy Zhanga [92], w której wyznaczano charakterystyki kierunkowe źródła termosprężystego. W równaniu parabolicznym przewodnictwa cieplnego uwzględniono zjawisko dyfuzji cieplnej. Rozwiązując to równanie oraz równanie falowe ruchu otrzymano dwa człony. Pierwszy z nich zgodny jest z wynikami uzyskanymi przez Scruby’ego i Rose’go, natomiast drugi, wynikający z dyfuzji cieplnej, nie występuje w punktowych teoriach modeli źródła termosprężystego. Drugi człon zwiększa dokładność interpretacji badań doświadczalnych oraz pozwala lepiej powiązać parametry promienia laserowego z uzyskiwanymi wynikami. Wykazano, że dyfuzja cieplna wywiera duży wpływ na charakterystykę kierunkową fali podłużnej a nieznaczny tylko

dla fali poprzecznej. Podobne charakterystyki kierunkowe źródła uzyskiwano przyjmując zarówno hiperboliczne, jak i paraboliczne równanie przepływu ciepła. W zależności od materiału absorbującego promieniowanie laserowe „prekursor” sygnalizujący falę podłużną może być spowodowany trzema przyczynami:

- źródło akustyczne punktowe znajduje się pod powierzchnią materiału na określonej głębokości,
- występuje eksponencjalny zanik amplitudy penetracji optycznej promienia laserowego w głąb materiału,
- dyfuzja cieplna w materiale jest na tyle duża, że w czasie pomiaru źródło akustyczne dyfunduje w głąb materiału.

Aby ułatwić Czytelnikowi zrozumienie wyników badań doświadczalnych występujących w rozdziale 4, wydaje się uzasadnione przeprowadzić krótką dyskusję na temat podstawowych mechanizmów generowania fal. Dlatego szerzej omówione zostaną metody wyznaczania kształtu zaburzeń generowanych laserem według Schleicherta [74, 75], Zhanga [92] oraz Autora [58].

3.2.2. Mechanizm termosprężystości generowania zaburzeń akustycznych za pomocą wiązki laserowej

Napiszmy równanie ruchu fali elektromagnetycznej wysłanej z lasera [74]:

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad (36)$$

Promień laserowy możemy opisać jako płaską falę monochromatyczną o amplitudzie A modulowaną funkcją postaci $\psi(\vec{r})$ i funkcją czasu $m(t)$

$$\Phi(\vec{r}, t) = A \psi(\vec{r}) m\left(t - \frac{z - z_0}{z_0}\right) \exp\left\{j\omega\left(t - \frac{z - z_0}{z_0}\right)\right\} \quad (37)$$

gdzie:

- $\vec{r} = (r, \varphi, z)$ – wektor położenia,
- ω – częstotliwość kątowna fali elektromagnetycznej,
- t – czas,
- z – współrzędna położenia na osi optycznej,
- z_0 – współrzędna położenia źródła akustycznego na osi optycznej $r = 0$.

Funkcja postaci dla rozbieżnego promienia laserowego powinna spełniać warunek $\lim_{x,y,z \rightarrow \pm\infty} \psi(\vec{r}) = 0$.

Rozbieżność promienia można pominąć, w niezbyt dużej odległości od lasera i funkcję postaci można zapisać we współrzędnych walcowych następująco:

$$\psi_{ml}(r, \varphi, z) = \frac{1}{\pi R_0^2} \frac{\xi(z_0)}{\xi(z)} \left[\begin{matrix} \cos l\varphi \\ \sin l\varphi \end{matrix} \right] \left[\frac{\sqrt{2}}{R(z)} r \right]^l L_m^l \left(\frac{2r^2}{R^2(z)} \right) \exp \left[-\frac{r^2}{R^2(z)} \right] \cdot \exp \left[-j \frac{\omega}{c_0} \frac{r^2}{2D(z)} \right] \exp \left[j(2m+l) \arctg \frac{2(z-z_0)}{b} \right] \quad (38)$$

gdzie:

$$m, l = 0, 1, 2, \dots, \quad b = \frac{\omega}{c_0} R_0^2, \quad \xi(z) = z - z_0 + j \frac{b}{2}$$

$$R(z) = R_0 \sqrt{1 + \frac{4(z-z_0)^2}{b^2}}, \quad D(z) = z - z_0 + \frac{b^2}{4(z-z_0)},$$

$D(z)$ – promień krzywizny frontu falowego fali elektromagnetycznej,

$L_m^l(x)$ – wielomiany uogólnione Laguerre'a stopnia $m-l$ i rzędu l ,

φ – współrzędna kątowna w płaszczyźnie prostopadłej do promienia laserowego.

Wielkość $R(z)$ występująca w równaniu (38) określa promień lasera w odległości z od lasera; jego najmniejsza wartość występuje w punkcie skupienia optycznego $z = z_0$. Dla wszystkich postaci fal z lasera charakterystyczny jest gaussowski rozkład energii w kierunku promieniowym (dla modu podstawowego $m = 0$ i $l = 0$, energia zmniejsza się jak $1/e$). Rozkład mocy $P(t)$ w funkcji czasu dla impulsu z lasera rubinowego o czasie trwania τ i energii W aproksymuje zależność:

$$P(t) = 2 \frac{\sqrt{2}}{\tau} W \left(\frac{\sqrt{2}}{\tau} t \right)^3 \exp \left(-\frac{2t^2}{\tau^2} \right) \quad (39)$$

Z równań (37) i (39) można wyznaczyć amplitudę:

$$A = 2\pi R_0^2 \sqrt{\frac{4\sqrt{2}W}{\pi R_0^2 \tau} \frac{m!}{(1 + \delta_0^l)(m+1)!}}$$

a funkcja czasu

$$m(t') = \left(\frac{\sqrt{2}}{\tau} t' \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{t'^2}{\tau^2} \right) \quad (40)$$

gdzie: $t' = t - \frac{z - z_0}{c_0} > 0$, δ_0^l – delta Kroneckera.

Tak więc impuls jednomodowy z lasera można scharakteryzować następującymi parametrami: energia optyczna W , współczynniki modu m i l , częstotliwość ω , czas trwania impulsu τ , pozycja punktu skupienia z_0 , promień w punkcie skupienia R_0 . Oddziaływaniu światła z materią towarzyszy przekazywanie energii i momentów, co prowadzi do ogrzania ciała i wystąpienia sił wewnętrznych. Zbadanie tych mechanizmów wymaga rozwiązania równań Maxwella. Można przyjąć, że efekty oddziaływań dielektrycznych i magnetycznych są pomijalne, a przekazywanie energii zachodzi zgodnie z prawem Joule'a.

Gęstość mocy (energia w jednostce czasu i objętości) możemy zapisać jako:

$$\xi(\vec{r}, t) = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \left(\vec{J} \cdot \vec{E} + \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{P}}{\partial t'} \right)_{t'} dt' \quad (41)$$

a gęstość sił elektromagnetycznych

$$\vec{f}_{em}(\vec{r}, t) = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \left(\rho \vec{E} + \vec{J} \times \vec{B} + (\nabla \vec{E}) \cdot \vec{P} - \mu_0 \frac{\partial (\vec{H} \times \vec{P})}{\partial t'} \right)_{t'} dt' \quad (42)$$

gdzie:

- \vec{J} – wektor gęstości prądu przewodzenia,
- \vec{E} – wektor natężenia pola elektrycznego,
- \vec{B} – wektor indukcji magnetycznej,
- \vec{H} – wektor natężenia pola magnetycznego,
- \vec{P} – wektor polaryzacji magnetycznej,
- μ_0 – przenikalność magnetyczna,
- T – okres fali elektromagnetycznej.

Zaabsorbowana energia dyfunduje w głąb ciała zgodnie z równaniem przewodnictwa cieplnego, które dla jednorodnego, izotropowego ośrodka możemy zapisać następująco:

$$-\kappa\Delta\mathcal{G} + \rho_m c_v \frac{\partial\mathcal{G}}{\partial t} = \xi(\vec{r}, t) \quad (43)$$

gdzie:

- κ – przewodność cieplna,
- ρ_m – gęstość,
- c_v – ciepło właściwe przy stałej objętości,
- \mathcal{G} – temperatura.

Przyrost temperatury \mathcal{G} spowoduje wystąpienie sił wewnętrznych wynikających z deformacji objętościowej. W jednorodnym ciele izotropowym siły te możemy zapisać:

$$\vec{f}_\theta(\vec{r}, t) = -\left(\lambda + \frac{2}{3}\mu\right)\beta\nabla\mathcal{G} \quad (44)$$

gdzie:

- λ, μ – stałe Lamé'go,
- β – współczynnik rozszerzalności cieplnej.

Oba rodzaje sił wewnętrznych tworzą niejednorodność w równaniu ruchu:

$$(\lambda + 2\mu)\nabla\nabla\vec{u} - \mu\nabla\times\nabla\times\vec{u} - \rho_m \frac{\partial^2\vec{u}}{\partial t^2} = -\vec{f}_\theta(\vec{r}, t) - \vec{f}_{em}(\vec{r}, t) \quad (45)$$

Zakładamy, że wszystkie warunki początkowe są równe zero i promień lasera pada prostopadle na powierzchnię materiału. Autorzy pracy [74] przyjęli odległość od lasera $z - z_0 \approx 1$ m, wtedy $b^2 \gg 4(z - z_0)^2$ i $R(z) \approx R(z_0)$. Można teraz przyjąć, że promień z lasera jest dokładnie równoległy, a jego front falowy jest płaski. Wewnątrz próbki pole temperaturowe zanika na głębokości odpowiadającej warstwie naskórkowej, która dla metali jest rzędu 100 Å. Przy takich założeniach zapiszemy gęstość mocy cieplnej:

$$\xi_{ml}(\vec{r}, t) = \frac{(1 - R_v)}{2} \gamma A^2 \{\psi_{ml}(r, \varphi, z)m(t)\}^2 e^{-z\gamma} \quad (46)$$

a gęstość sił elektromagnetycznych

$$\vec{f}_{em,ml}(\vec{r},t) = \frac{(1+R_v)}{2c_0} \gamma A^2 \{\psi_{ml}(r,\varphi,z)m(t)\}^2 e^{-z\gamma} \vec{e}_z \quad (47)$$

gdzie:

- R_v – współczynnik odbicia,
- γ – współczynnik pochłaniania,
- \vec{e}_z – wektor osi z .

Po scałkowaniu gęstości mocy cieplnej po czasie i objętości otrzymamy wytworzoną ilość ciepła $Q = (1 - R_v) W$, która zgadza się z zaabsorbowaną energią optyczną.

Rozwiązując równanie przewodnictwa cieplnego pomijamy promieniowanie cieplne i konwekcję przez powierzchnię zewnętrzną $z = 0$ oraz przyjmujemy warunek brzegowy $\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial z_{z=0}} = 0$. Wykorzystamy teraz formalizm funkcji Greena i wyznaczymy rozwiązanie dla dowolnego $\xi(\vec{r},t)$ jako całkę podwójną po obszarze V_ξ (przestrzenny obszar źródła cieplnego w materiale) i po czasie w sposób następujący:

$$\mathcal{G}(\vec{r},t) = \int_0^t \int_{V_\xi} G_\theta(\vec{r},\vec{r}_0,t_0) \xi(\vec{r}_0,t-t_0) d\vec{r}_0 dt_0 \quad (48)$$

Funkcja Greena wyznacza wzrost temperatury w miejscu \vec{r} spowodowany impulsowym wytworzeniem ciepła w punkcie \vec{r}_0 . Pole takiego przestrzennie symetrycznego punktowego źródła jest w półprzestrzeni obrotowo-symetryczne i dlatego może być przedstawione we współrzędnych walcowych $\vec{r} = (r,\varphi,z)$, gdzie oś z jest osią symetrii. Funkcję Greena wyznaczamy w dwóch etapach. Najpierw rozpatrujemy specjalny przypadek $\vec{r}_0 = (0,0,z_0)$ stosując współrzędne walcowe, transformatę Hankela względem \vec{r} i transformatę Laplace'a względem t . To specjalne rozwiązanie jest następnie uogólniane poprzez transformację układu współrzędnych do analizowanego punktu $\vec{r}_0 = (r_0,\varphi_0,z_0)$

$$G_\theta(\vec{r},\vec{r}_0,t) = \frac{1}{\rho_m c_v} \sqrt{\frac{\rho_m c_v^3}{4\pi\kappa t}} \left[\exp\left\{-\frac{\rho_m c_v}{4\kappa t} (z-z_0)^2\right\} + \exp\left\{-\frac{\rho_m c_v}{4\kappa t} (z+z_0)^2\right\} \right] \times \quad (49)$$

$$\times \exp\left[-\frac{\rho_m c_v}{4\kappa t} \left\{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)\right\}\right]$$

Przytoczone wcześniej równanie ruchu rozwiążemy zakładając brak naprężeń normalnych na powierzchni granicznej $z = 0$. Możemy przyjąć też, że $\vec{f}_{em}(\vec{r}, t) \ll \vec{f}_\theta(\vec{r}, t)$ i pominąć udział sił wewnętrznych pochodzenia elektromagnetycznego. Rozwiązanie równania ruchu możemy zapisać jako całkę podwójną po obszarze V_g , gdzie występuje wzrost temperatury oraz po czasie

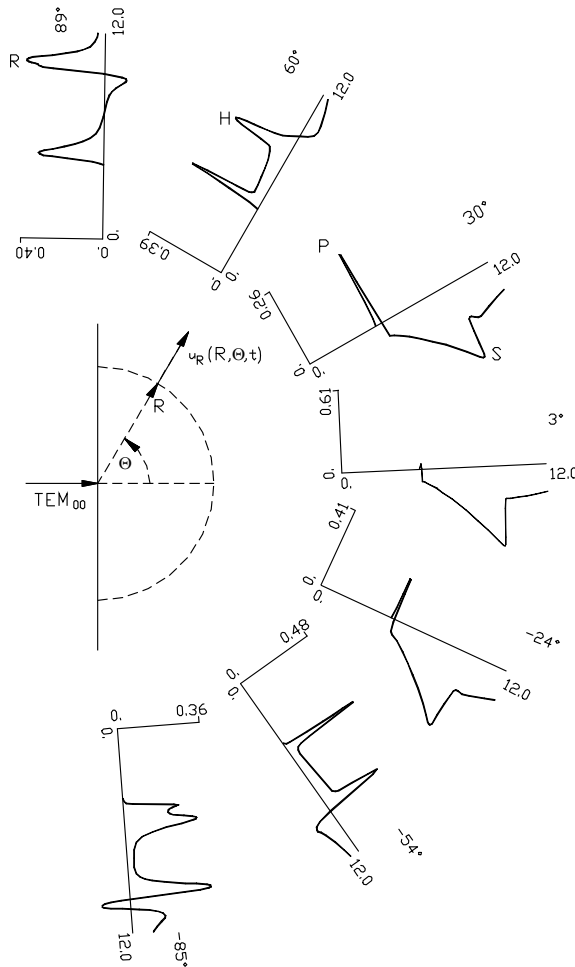
$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \int_0^t \int_{V_g} G_u(\vec{r}, \vec{r}_0, t_0) \beta \mathcal{G}(\vec{r}_0, t - t_0) d\vec{r}_0 dt_0 \quad (50)$$

Wyrażenie podcałkowe jest iloczynem wektorowej funkcji Greena i zmian objętości spowodowanych rozszerzalnością cieplną. Schemat wyznaczenia funkcji Greena podobny jest do tego, który został zastosowany przy rozwiązywaniu parabolicznego równania przepływu ciepła. Ponownie jako pierwszy jest rozwiązywany specjalny przypadek dla punktu $\vec{r}_0 = (0, 0, z_0)$; wprowadzając potencjały funkcji poprzez przekształcenie Helmholtza, stosując układ współrzędnych walcowych, transformatę Hankela i Laplace'a. Odwrotna transformata wykonywana jest metodą Cagniarda i wynik jest uogólniany dla analizowanego punktu $\vec{r}_0 = (r_0, \varphi_0, z_0)$ poprzez transformację układu współrzędnych. Fizycznie funkcja Greena opisuje przemieszczenie w miejscu \vec{r} spowodowane krótkotrwałą deformacją w punkcie \vec{r}_0 . Równanie to należy rozwiązać numerycznie.

Na rysunku 10 pokazane jest przemieszczenie $u_R(R, \theta, t)$ w funkcji czasu, w kierunku prostopadłym do powierzchni próbki (linia przerywana) spowodowane promieniem laserowym o rozkładzie energii TEM_{00} . Widoczny jest najpierw prawie sferyczny impuls naprężeń ściskających (P), po którym następuje ujemny skok tych naprężeń, a następnie skok naprężeń ścinających (S), dla kąta 3° . Z fali (P) powstaje fala czołowa (H), która jest falą naprężeń ścinających generowaną przez falę naprężeń ściskających, przy swobodnej powierzchni próbki. W pobliżu swobodnej powierzchni widać też falę Rayleigh'a (rys. 11).

Należy zaznaczyć, że przedstawiony model Schleicherta źródła termosprężystego jest dokładny, co zostało potwierdzone w badaniach eksperymentalnych, lecz jest bardzo czasochłonny, co ogranicza znacznie możliwość jego zastosowania. W ogrzanej promieniem laserowym objętości materiału powstaje najpierw fala odkształceń ściskających. Fala odkształceń ścinających i fala Rayleigha powstają na powierzchni ciała, gdzie następuje absorpcja promienia laserowego, jako wynik transformacji fali P przy jej odbiciu od tej powierzchni. Front falowy fali czołowej H ma kształt zbliżony do sferycznie zakończony stożka, który jest styczny pod

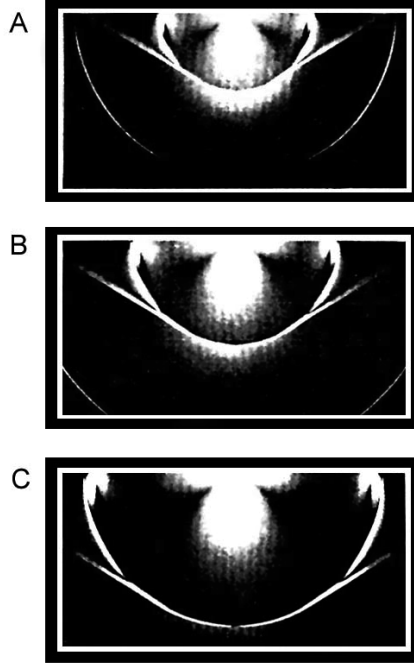
ściśle określonym kątem do fali S . Fale objętościowe generowane w materiale izotropowym propagują się w przybliżeniu jako fale sferyczne (rys. 11) [74].



Rys. 10. Przemieszczenia $u_R(R, \theta, t)$ generowane laserem, wg [74]

Aby lepiej zrozumieć różnice pomiędzy falami generowanymi klasycznym przetwornikiem ultradźwiękowym, np. z ceramiki PZT a falami generowanymi ze źródła punkowego powstającego po zaabsorbowaniu promienia laserowego, prześledzimy uproszczony model źródła termosprężystego przedstawiony w pracy Zhanga [92]. Przyjmijmy następujące równanie przepływu ciepła:

$$\kappa \nabla^2 g - \rho_m c_v \frac{\partial g}{\partial t} = -Q \quad (51)$$



Rys. 11. Obraz przemieszczeń cząstek materiału, przy pobudzeniu laserowym, w pobliżu źródła akustycznego, w trzech różnych chwilach; A = 5.95 μ s, B = 7.90 μ s, C = 11.4 μ s, wg [74]

Równanie ruchu zapiszemy następująco:

$$(\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla\vec{u}) - \mu\nabla \times \nabla \times \vec{u} - \rho_m \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \alpha(3\lambda + 2\mu)\nabla \mathcal{G} \quad (52)$$

gdzie:

- \mathcal{G} – temperatura,
- κ – współczynnik przewodności cieplnej,
- c_v – ciepło właściwe przy stałej objętości,
- Q – zaabsorbowana energia optyczna z lasera,
- α – współczynnik rozszerzalności liniowej,
- λ i μ – stałe Lamé,
- u – przemieszczenie.

Zwróćmy uwagę na podobieństwo lewych stron równań (43) i (51), jak i prawych stron równań (44) i (52). Zakładamy, że promień laserowy pada prostopadłe na powierzchnię izotropowego metalu, pomijamy straty ciepła przez powierzchnię $z = 0$.

Zakładamy osiowo-symetryczny rozkład energii promienia laserowego i analizę przeprowadzimy w układzie współrzędnych walcowych. Źródło ciepła opiszemy równaniem:

$$Q(r, z, t) = Q_0 f(r) g(t) \delta(z)$$

Funkcje $f(r)$ – rozkład promieniowy energii i $g(t)$ – rozkład czasowy energii możemy znormalizować i wtedy Q_0 przedstawia całkowitą zaabsorbowaną energię z lasera. Zapiszmy zaabsorbowaną energię z lasera następująco:

$$Q(r, z, t) = \frac{2Q_0}{\pi R_0^2} \delta(z) \exp\left(-\frac{2r^2}{R_0^2}\right) \exp(it\omega) \quad (53)$$

gdzie: R_0 – wielkość promienia laserowego.

Zastosujemy transformatę Hankela do równania (51), otrzymamy po rozwiązaniu

$$\tilde{g}^{H_0}(p, z) = \frac{Q_0}{2\pi\kappa\beta_g} \exp\left\{-\frac{p^2 R_0^2}{8}\right\} \exp\{-\beta_g z\} \quad (54)$$

gdzie:

$$\beta_g = \sqrt{p^2 + (i\omega/D)},$$

$$D = \frac{\kappa}{\rho_m c_v} \quad \text{– współczynnik dyfuzyjności cieplnej,}$$

H_0 – transformata Hankela rzędu zero,

p – zmienna transformaty Hankela.

Stosując przekształcenie Helmholtza wektor przemieszczenia możemy zapisać wykorzystując potencjały Φ i Ψ

$$\vec{u}(r, z, t) = \nabla\Phi + \nabla \times (\Psi \hat{e}_\theta)$$

gdzie: \hat{e}_θ jest wersorem.

Równania ruchu możemy zapisać następująco:

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c_L} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \alpha' g \quad (55)$$

$$\nabla^2 \Psi - \frac{1}{c_S} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (56)$$

gdzie: c_L i c_S są prędkościami fali podłużnej i poprzecznej, odpowiednio:

$$\alpha' = \alpha(3\lambda + 2\mu)/(\lambda + \mu).$$

Zakładamy brak naprężeń na swobodnej powierzchni $z = 0$. Po zastosowaniu transformaty Hankela rzędu zero i pierwszego do równań (55) i (56), a następnie transformaty odwrotnej otrzymano następujące rozwiązania

$$\Phi(R, \theta, t) = \Phi_1(R, \theta, t) + \Phi_2(R, \theta, t) \quad (57)$$

$$\Psi(R, \theta, t) = \Psi_1(R, \theta, t) + \Psi_2(R, \theta, t) \quad (58)$$

gdzie: $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ a $\theta = \arctg(r/z)$ są odpowiednio promieniem i kątem wyznaczającym położenie punktu w przestrzeni, w układzie współrzędnych walcowych.

Równanie (57) wyznaczające pole przemieszczeń dla fali odkształceń objętościowych zbudowane jest z dwóch członów. Pierwszy z nich przyjmuje następującą postać:

$$\Phi_1(R, \theta, t) = \frac{4\Lambda}{(k_L^2 + i\omega/D)R} \Theta_{L_1}(\omega, \theta) e^{i(\omega t - k_L R)} \quad (59)$$

gdzie: $\Lambda = \frac{\alpha' Q_0}{2\pi\kappa}$ a $k_L = \omega/c_L$.

Funkcje występujące w równaniu (59) zapiszemy

$$\Theta_{L_1}(\omega, \theta) = \frac{G_L(\omega, \theta) \cos \theta \sin^2 \theta \sqrt{k_{LS}^2 - \sin^2 \theta}}{R_L(\theta)}$$

$$G_L(\omega, \theta) = \exp(-k_L^2 R_0^2 \sin^2(\theta/8))$$

$$R_L(\theta) = (k_{LS}^2 - 2 \sin^2 \theta)^2 + 4 \sin^2 \theta \cos \theta \sqrt{k_{LS}^2 - \sin^2 \theta}$$

przy czym $k_{LS} = c_L/c_s$.

Natomiast drugi człon

$$\Phi_2(R, \theta, t) = \frac{i\Lambda k_L}{(k_L^2 + i\omega / D)R} \Theta_{L_2}(\omega, \theta) e^{i(\omega t - k_L R)} \quad (60)$$

gdzie funkcja

$$\Theta_{L_2}(\omega, \theta) = \frac{G_L(\omega, \theta) \cos \theta (k_{LS}^2 - 2 \sin^2 \theta)^2}{R_L(\theta) \sqrt{k_L^2 \sin^2 \theta + i\omega / D}}$$

Funkcja $\Theta_{L_1}(\omega, \theta)$ odpowiada za kształt charakterystyki kierunkowej fali podłużnej i jest zgodna z charakterystykami wynikającymi z punktowych modeli źródła termosprężystego np. Scruby'ego. Natomiast funkcja $\Phi_2(R, \theta, t)$ nie występuje w modelach punktowych, ponieważ wynika ona z uwzględnienia dyfuzji cieplnej. Udział członu Φ_2 w całkowitym przemieszczeniu dla fali podłużnej jest znacznie mniejszy niż członu Φ_1 , lecz zwiększa się wraz ze wzrostem średnicy promienia laserowego i wraz ze wzrostem częstotliwości pomiarowej.

Podobnie przeprowadzimy teraz analizę funkcji $\Psi(R, \theta, t)$. Pierwszy człon tej funkcji zapiszemy

$$\Psi_1(R, \theta, t) = \frac{\Lambda}{2(k_L^2 + i\omega / D)R} \Theta_{S_1}(\omega, \theta) e^{i(\omega t - k_S R)} \quad (61)$$

przy czym $k_S = \omega / c_S$.

Funkcje wchodzące w skład tego wyrażenia można zapisać jako:

$$\Theta_{S_1}(\omega, \theta) = \frac{G_S(\omega, \theta) \sin 4\theta}{R_S(\theta)}$$

Funkcja $G_S(\omega, \theta) = \exp(-k_S^2 R_0^2 \sin^2(\theta/8))$

a funkcja $R_S(\theta) = \cos^2 2\theta + 4 \sin^2 \theta \cos \theta \sqrt{1/k_{LS}^2 - \sin^2 \theta}$.

Natomiast drugi człon zapiszemy:

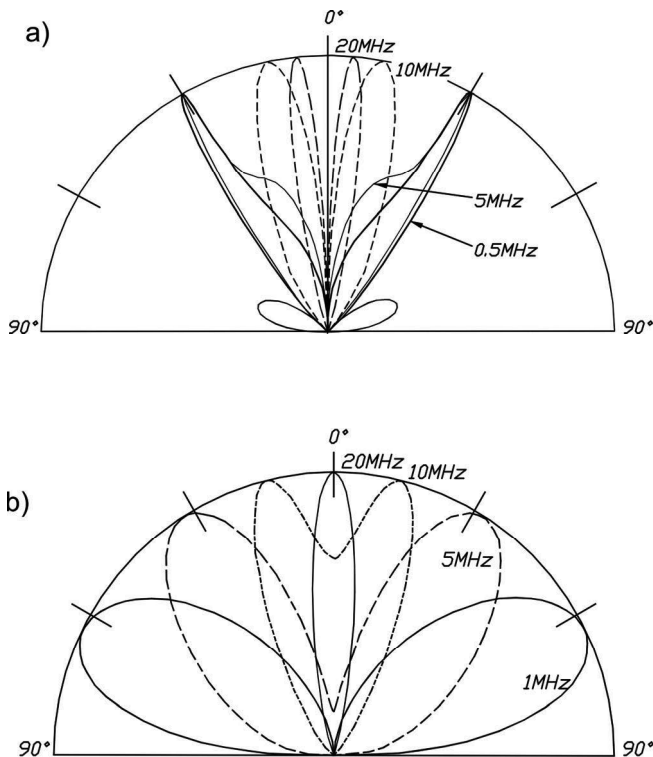
$$\Psi_2(R, \theta, t) = \frac{i\Lambda}{2(k_L^2 + i\omega / D)R} \Theta_{S_2}(\omega, \theta) e^{i(\omega t - k_S R)} \quad (62)$$

z funkcją

$$\Theta_{S_2}(\omega, \theta) = \frac{G_S(\omega, \theta) \sin 4\theta \sqrt{(k_L^2 - k_S^2 \sin^2 \theta)}}{R_S(\theta) \sqrt{k_S^2 \sin^2 \theta + i\omega/D}}$$

Funkcja $\Theta_{S_1}(\omega, \theta)$ ma decydujący wpływ na kształt charakterystyki kierunkowej fali poprzecznej i również jest zgodna z modelem punktowym źródła Scruby'ego. Natomiast funkcja $\Psi_2(R, \theta, t)$ wynika z dyfuzji cieplnej źródła. Udział tej funkcji w charakterystyce kierunkowej fali poprzecznej staje się istotny dopiero przy częstotliwościach pomiarowych ponad 100 MHz. Na rysunku 12 przedstawiono charakterystyki kierunkowe źródła termosprężystego wyznaczone na podstawie powyższego modelu.

Sygnaly ultradźwiękowe generowane laserem z modulacją dobroci mają charakter sygnałów szerokopasmowych i nie posiadają głównej częstotliwości. Dlatego też dobranie odpowiedniego czujnika do pomiaru tych fal jest dosyć trudne.



Rys. 12. Charakterystyki kierunkowe źródła termosprężystego w aluminium dla różnych częstotliwości pomiarowych wg Zhanga [92]: a) fala poprzeczna, b) fala podłużna

Modulowanie impulsu laserowego pozwala zawęzić pasmo częstotliwości i polepszyć stosunek sygnałów do szumu w mierzonym sygnale. Stosowana jest zarówno modulacja przestrzenna, jak i czasowa fali elektromagnetycznej. Celem modulacji jest wytworzenie wyraźnego piku amplitudy położonego w pobliżu zaplanowanej wartości częstotliwości, co pozwoli na zastosowanie do odbioru tańszych czujników rezonansowych z ceramiki PZT, o czym pisze Sanderson [69, 71].

3.2.3. Mechanizm ablacyjny generowania zaburzeń akustycznych za pomocą wiązki laserowej

Źródło akustyczne generowane za pomocą wiązki laserowej w zależności od ilości pochłoniętej energii może być termosprężyste lub ablacyjne. Zajmijmy się teraz źródłem ablacyjnym. Taki sposób generowania zaburzeń stosowano w części eksperymentalnej opisanej w rozdziale 4. Występujące zjawiska fizyczne opisane zostały przez Ready’ego [64] i Krehla [34].

Dla większości zastosowań wystarczający jest model Scruby’ego [78] punktowej siły działającej w kierunku prostopadłym do powierzchni materiału. Charakterystyka kierunkowa tego źródła, dla fali podłużnej, została wyznaczona przez Hutchinsa [30].

Przybliżone obliczenia modelowe dla źródła ablacyjnego przedstawione zostały przez Aussela [3], a później przez Scruby’ego [76]. Przybliżony opis źródła ablacyjnego przedstawiony został również przez autora w pracy [58]. Przy gęstościach mocy specyficznych dla każdego materiału, mechanizm ablacyjny polegający na bardzo szybkim odparowaniu części materiału, pozostawia w warstwie powierzchniowej mały, czarny krater. Z zasady zachowania pędu wynika, że usunięcie części materiału z jego warstw powierzchniowych będące efektem wywierania pewnego ciągłego ciśnienia na powierzchni krateru, spowoduje wystąpienie impulsu siły. Powstanie w ten sposób źródło akustyczne generujące zaburzenia sprężyste o innej strukturze i innej charakterystyce kierunkowej niż źródło termosprężyste.

Przyjmijmy, że po czasie t_v niezbędnym do ogrzania powierzchni materiału do temperatury odparowania następuje usunięcie z prędkością v_a części materiału. Przy pobudzeniu ablacyjnym na powierzchni krateru powstają naprężenia:

$$\sigma_{zz} = P_0 v_a L_a^{-1} \quad (63)$$

gdzie:

- L_a – ciepło wrzenia materiału,
- P_0 – zaabsorbowana gęstość mocy.

Przyjmijmy jednowymiarowy przepływ ciepła oraz, że odparowanie materiału zachodzi ciągle. Załóżmy też stałą ilość ciepła dostarczanego do materiału i ciągły odbiór odparowanego materiału. Możemy wtedy zapisać prędkość v_a następująco:

$$v_a = P_0 \rho_m^{-1} [L_a + c_v (\mathcal{G}_v - \mathcal{G}_i)]^{-1} \quad (64)$$

gdzie: \mathcal{G}_v i \mathcal{G}_i – odpowiednio, temperatura wrzenia i początkowa.

Możemy teraz zapisać występujące naprężenia w następującej postaci:

$$\sigma_{zz} = P_0^2 (L_a \rho_m)^{-1} [L_a + c_v (\mathcal{G}_v - \mathcal{G}_i)]^{-1} \quad (65)$$

Wartość współczynnika odbicia fali elektromagnetycznej, która początkowo wynosi od 0.7 do 0.9 może zmniejszyć się w czasie procesu odparowania do 0.1. Spowoduje to wzrost absorbowanej gęstości mocy. Czas potrzebny do tego, aby temperatura powierzchni wzrosła do temperatury wrzenia wynosi:

$$t_v = 0.25 \pi \kappa \rho_m c_v (\mathcal{G}_v - \mathcal{G}_i)^2 P_0^{-2} \quad (66)$$

Jeżeli laser pracuje w trybie impulsowym i powierzchnię badanego materiału obciążamy prostokątnym impulsem siły, to zaabsorbowaną gęstość mocy jednego impulsu można zapisać następująco:

$$p(t) = P_0 [H(t) - H(t - \tau)]$$

gdzie:

- $H(t)$ – funkcja skokowa Heaviside'a,
- τ – czas trwania impulsu.

Gwałtowne odparowanie warstw powierzchniowych materiału wystąpi, gdy zaabsorbowana gęstość mocy spełni warunek:

$$P_0 > 0.25 \pi [\kappa \rho_m c_v (\mathcal{G}_v - \mathcal{G}_i)^2 \tau^{-1}]^{0.5} \quad (67)$$

W takich warunkach właściwości cieplne materiału nie są stałe, lecz ich wartość zależy od temperatury, szczególnie dotyczy to współczynnika absorpcji. Poza tym przy dużych gęstościach mocy na powierzchni materiału pojawia się warstwa ciekła, co zmienia w pewnym stopniu mechanizm generowania fal (pojawiają się dodatkowe naprężenia). Z tych względów, w praktyce trudno jest obliczyć amplitudę naprężeń dla impulsu laserowego o ograniczonym czasie trwania. Przy średnich wartościach dostarczanej gęstości mocy, temperatura materiału spada gwałtownie poniżej tempe-

ratury parowania, po zakończeniu każdego impulsu z lasera i w wyniku tego otrzymujemy pulsujące naprężenia normalne. Przy dużych gęstościach mocy odparowanie trwa jeszcze długo po zakończeniu każdego impulsu laserowego.

Aby móc modelować źródło ablacyjne, przyjmujemy, że impuls z lasera o gęstości mocy odpowiedniej do odparowania materiału powoduje powstanie siły o amplitudzie F_A , która jest prostopadła do powierzchni. Siła ta w zależności od gęstości mocy zmienia się jak delta Diraca $\delta(t)$ lub funkcja skokowa Heaviside'a $H(t)$. Możemy przyjąć, że absorpcja fali elektromagnetycznej zachodzi w pewnej odległości b pod powierzchnią materiału. Wtedy powierzchnia swobodna materiału ma współrzędną $z = -b$, gdy założymy, że $b \rightarrow 0$ absorpcja zachodzi na swobodnej powierzchni materiału. Warunki graniczne dla źródła ablacyjnego, które wytwarza siłę prostopadłą do powierzchni próbki są następujące:

- dla swobodnej powierzchni $z = -b$ naprężenia wynoszą zero

$$\sigma_{zz} = \sigma_{rz} = \sigma_{rr} = 0$$

- dla powierzchni $z = 0$ (gdzie następuje absorpcja)

$$\sigma_{zz} = F_A \delta(r) \delta(t) / (2\pi r)$$

Przemieszczenie na osi akustycznej spowodowane siłą normalną $F_A \delta(t)$ pochodzącą ze źródła ablacyjnego możemy zapisać:

$$u_z(r, \theta, t) = \frac{F_A}{4\pi\mu r} \left(\frac{\partial g_L}{\partial t} + \frac{\partial g_S}{\partial t} \right) \quad (68)$$

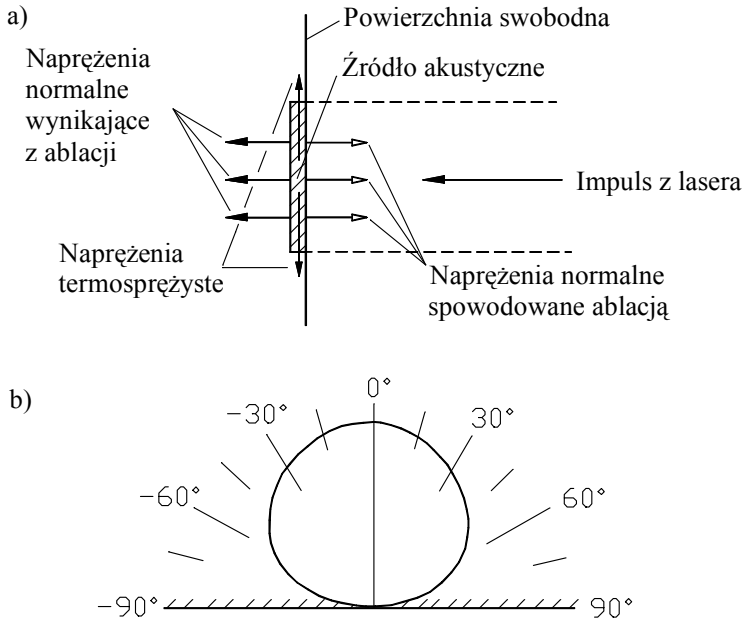
gdzie: g_L oraz g_S przedstawione zostały w pracy autora [58].

Półprzeźren sprężysta w praktyce często ograniczona jest powierzchnią $z = h$. Jeżeli uwzględnimy odbicia fal od tej powierzchni, to przemieszczenia w epicentrum tj. na osi akustycznej źródła można zapisać:

$$u_z^E(r, \theta, t) = \frac{F_A}{\pi\mu r c_S^2} \left(\frac{\partial g_L^E}{\partial t} + \frac{\partial g_S^E}{\partial t} \right) \quad (69)$$

gdzie: g_L^E i g_S^E podane są w pracy [58].

W rzeczywistości źródło akustyczne, które powstaje po przekroczeniu progu ablacji można modelować jako złożenie źródła termosprężystego i ablacyjnego (rys. 13).



Rys. 13. Model punktowy źródła ablacyjnego (a) charakterystyka kierunkowa dla fali podłużnej (b) [58]

3.3. GENEROWANIE FAL ULTRADŹWIĘKOWYCH ZA POMOCĄ WIĄZKI LASEROWEJ W MATERIAŁACH POLIMEROWYCH

W przypadku polimerów współczynnik absorpcji γ fali elektromagnetycznej jest relatywnie mały w porównaniu do metali. Powoduje to, że fala elektromagnetyczna „wnika” w głąb materiału na znaczną głębokość ($b = 1/\gamma = 0.1\text{--}1$ mm). Zjawisko dyfuzji i przewodności cieplnej w polimerach pominiemy. W związku z tym przepływ ciepła z obszaru, gdzie fala elektromagnetyczna została zaabsorbowana, wynosi około 0.1 nm i można go nie uwzględniać.

Mechanizm termosprężystości generowania fal akustycznych występuje najczęściej przy gęstościach mocy światła z lasera mniejszych od 10 MW/cm^2 . Wzrost gęstości mocy ponad tę wartość powoduje wystąpienie dodatkowego mechanizmu generowania fal tzw. mechanizmu ablacyjnego. Dalszy wzrost gęstości mocy aż do około 10 GW/cm^2 będzie powodował wzrost amplitudy sygnału, ale też coraz

większe uszkodzenie próbki. Przy gęstościach mocy przekraczających tę wartość na powierzchni uformuje się plazma, która będzie utrudniała fali elektromagnetycznej dostęp do materiału [22].

Taylor [83] do generowania ultradźwięków w polimerach zastosował laser przemysłowy TEA CO₂. W swych badaniach otrzymał dobrą zgodność wyników z teorią Rose'go, przy założeniu, że źródło akustyczne znajduje się 200 μm pod powierzchnią materiału. Pomiary, w szerokim zakresie częstotliwości, tłumienia i dyspersji prędkości fal generowanych za pomocą wiązki laserowej w różnych polimerach przedstawił Pouet [51]. Teoretyczne podstawy propagacji przejściowych zaburzeń sprężystych w izotropowych materiałach ograniczonych zewnętrznymi powierzchniami przedstawione zostały przez Scruby'ego [77]. Zjawisko rozproszenia energii w płytach lepko-sprężystych analizowane było (w funkcji częstotliwości a nie czasu) przez Wavera [87]. Zastosowanie fal ultradźwiękowych generowanych za pomocą wiązki laserowej do pomiaru stałych sprężystości w materiałach anizotropowych przedstawione zostało przez Piche [49] – w kompozytach oraz Aussela [4] – wzdłuż głównych osi w monokryształe germanu. Z kolei Buttle [10] w swoich badaniach zastosował laser impulsowy i nowy tzw. punktowy (o bardzo małej średnicy) czujnik piezoelektryczny, a Castagnede [12] techniką tą badał propagację fal w kompozytach polimerowych o różnym stopniu anizotropii. Zastosowanie punktowego laserowego źródła do generowania i odbierania fal ultradźwiękowych w płytach opisali Hutchins [30], Nakano i Nagai [42] oraz Hurley [29]. Prace te dotyczyły pomiarów fal Rayleigha i Lamba (postacie symetryczne i niesymetryczne najniższych rzędów) w próbkach izotropowych. Badacze ci mierzyli krzywe dyspersji prędkości fal ultradźwiękowych (z dokładnością ≈2.5%) w funkcji częstotliwości w celu wyznaczenia modułu Younga i jego zależności od temperatury aż do 1500 K. Z kolei Kim [32] opisał metodę wyznaczania prędkości wszystkich typów fal na podstawie pomiaru przebiegu zaburzenia wzbudzonego pojedynczym impulsem w materiałach izotropowych i anizotropowych. Wiedzę otrzymaną z analizy propagacji zaburzeń impulsowych w płytach izotropowych wykorzystał on do analizy propagacji fal w płytach anizotropowych. Najpierw wyznaczył prędkości fali podłużnej i poprzecznej w materiale izotropowym w ustalonym położeniu przetwornika odbiorczego a następnie analizował pomiary prędkości fal w różnych kierunkach w płycie z kryształu krzemu. Veidt [84] przeprowadził pomiary fal generowanych laserem w bardzo cienkiej próbce kompozytovej – 145 μm, w której zmierzył obrazy skaningowe. Wyznaczał on prędkość grupową fal Lamba najniższego rzędu oraz obliczał stałe sprężystości. Chai [13] zastosował fale powierzchniowe generowane laserem do wyznaczania stałych sprężystości (na podstawie zmierzonej prędkości grupowej) materiałów anizotro-

wych. Kształty zaburzeń falowych w wielu położeniach przetwornika odbiorczego, wzdłuż i prostopadle do włókien w kompozycie włókno węglowe/żywica epoksydowa zmierzył Scudder [79]. Rejestrował on kształt czoła fali prędkości i na tej podstawie określał prędkość. Pomiary te miały na celu wyznaczenie macierzy współczynników sprężystości materiałów anizotropowych (w nieobrabianych próbkach) na podstawie zmierzonej prędkości grupowej. Amplitudową charakterystykę kątową dla fal objętościowych oraz dyspersję prędkości grupowej w materiałach kompozytowych wielowarstwowych o różnym stopniu anizotropii wyznaczyła Corbel [15]. Guilband [28] generował laserem i mierzył interferometrem laserowym fale ultradźwiękowe w kompozycie z matrycą polimerową, co umożliwiło mu wyznaczenie właściwości kompozytu w dowolnym kierunku. Prędkość grupową wyznaczano stosując analizę falkową (w dziedzinie czasu i częstotliwości).

Celem badań i analiz przedstawionych w omówionych pracach dotyczących polimerów i kompozytów z matrycą polimerową było sprawdzenie możliwości zastosowania fal ultradźwiękowych generowanych laserem w badaniach nieniszczących i w spektroskopii ultradźwiękowej. W szczególności dużą uwagę zwracano na dokładność wyznaczania prędkości różnych fal oraz rozróżnianie prędkości fazowej od grupowej. O ile w materiałach izotropowych obie te prędkości są takie same, to w kompozytach anizotropowych różnią się zarówno, co do kierunku, jak i wartości. Znajomość prędkości fal niezbędna jest do wyznaczenia współczynników sprężystości kompozytów. Opracowane modele przewidywały poprawnie efekt skupiania fali, powodowany przez anizotropię materiału oraz zanikanie sygnału w wyniku rozproszenia i tłumienia. Badania eksperymentalne przeprowadzono zarówno w płytach bardzo cienkich, jak i grubych.

Przedmiotem zainteresowań Autora jest przejściowe promieniowanie akustyczne generowane za pomocą wiązki laserowej w niemetalach i kompozytach z matrycą polimerową. Praca ta częściowo jest kontynuacją badań do których odwołuje się Autor [12, 13, 14, 15, 32, 51, 79, 83] mających na celu przede wszystkim scharakteryzowanie ilościowe właściwości sprężystych materiału, przy zastosowaniu ultradźwiękowych metod pomiarowych oraz techniki laserowej do generowania zaburzeń.

W przeciwieństwie do poprzednich prac [15, 79] dodatkowo uwaga Autora skupiona jest na zmianach wartości amplitud fal ultradźwiękowych w dowolnym położeniu odbiornika, używając dla porównania wartości amplitud w epicentrum. Wynika to z poszukiwania odpowiedzi jak przejściowe sygnały emisji akustycznej, powodowane przez wzrastające defekty, propagują się w materiałach kompozytowych. Konieczne jest wypracowanie bardziej precyzyjnej interpretacji wyników pomiarów biernymi metodami akustycznymi [61, 62], np. metodą emisji akustycznej lub metodą akustyczno-ultradźwiękową.

WYNIKI EKSPERYMENTALNE I ICH INTERPRETACJA

Ważnym celem niniejszej pracy było opracowanie metody termicznej generowania fal ultradźwiękowych w materiałach polimerowych, tak aby można było ją zastosować w badaniach nieniszczących. Jako źródło zaburzeń szerokopasmowych wybrano laser impulsowy o małej mocy. Obiektem badań był polichlorek winylu (PCW) jako przykład izotropowego, jednorodnego materiału lepko-sprężystego. Żywica epoksydowa wzmacniana jednokierunkowo włóknem szklanym została wybrana jako przykład anizotropowego kompozytu z matrycą polimerową. Jako odbiorniki akustyczne zastosowano ogólnodostępne czujniki z przetwornikami z ceramiki PZT i kontaktową technikę pomiaru. Wyznaczono charakterystyki kierunkowe promieniowania akustycznego źródła punktowego w PCW. Ponadto dla tych dwóch materiałów zmierzono i porównano amplitudowe obrazy skaningowe – płaskie i przestrzenne oraz prędkości fal objętościowych w różnych kierunkach. Na podstawie wniosków z przeprowadzonych eksperymentów uzyskamy lepsze zrozumienie, jak rozchodzi się zaburzenie w materiale w funkcji odległości źródła akustycznego od odbiornika. Wiedza otrzymana z badań materiałów izotropowych (amplitudowe i częstotliwościowe charakterystyki kierunkowe źródła, postacie i prędkości odbieranych fal) została zastosowana do rozróżniania odbieranych impulsów fal objętościowych w materiałach anizotropowych. Ustalenie prawidłowego związku pomiędzy zmierzoną amplitudą sygnału a odległością źródła akustycznego od czujnika wymaga znajomości nie tylko parametrów wpływających na propagację fal, takich jak: tłumienie sygnału, dyspersja, rozproszenie, lecz również wpływu układu pomiarowego, a szczególnie czujnika i jego sprzężenia z próbką. Analizę taką przeprowadzono w rozdziale 2. Dlatego tematem badań eksperymentalnych będą problemy związane z generowaniem optycznym i propagacją fal sprężystych oraz odbiorem ich czujnikami kontaktowymi z ceramiki PZT.

4.1. STANOWISKO POMIAROWE I POMIARY W PÓŁWALCU Z PCW

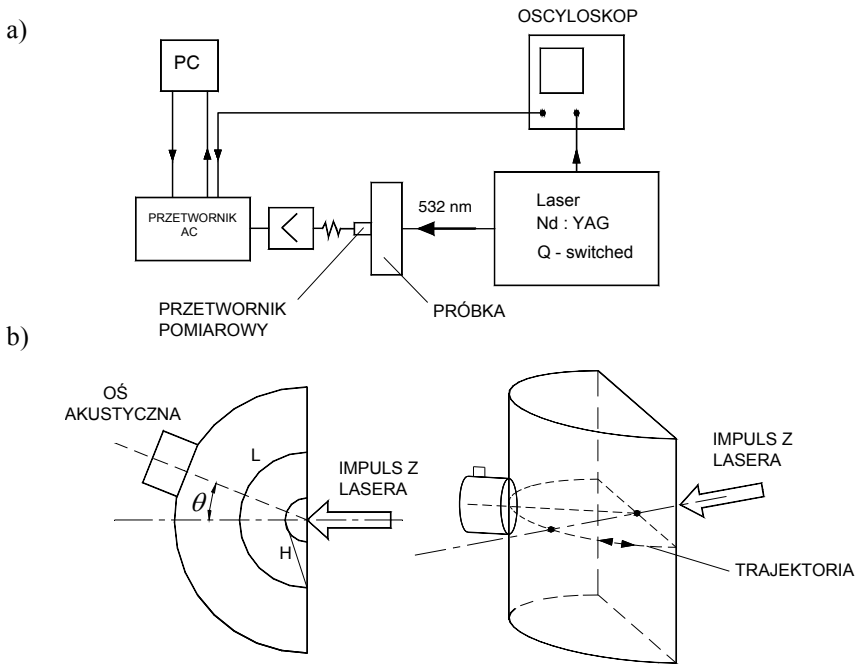
Spośród różnych metod wytwarzania zaburzeń przejściowych, omówionych w rozdziale 3.1 i 3.2 rozprawy, w części eksperymentalnej pracy do generowania fal silnej nieciągłości zastosowano laser impulsowy Nd:YAG z modulacją dobroci (ang. *Q – switched*) z wbudowanym nieliniowym kryształem. Impulsy laserowe były emitowane z częstotliwością 2 Hz. Fala elektromagnetyczna o długości $\lambda = 532$ nm, czasie trwania 10 ns, energii 1,7 mJ była ogniskowana do średnicy $1.5 \cdot 10^{-3}$ m na powierzchni próbki. Fluktuacja energii impulsów laserowych wynosiła około 5%. Gęstość mocy impulsu wynosiła 10 MW/cm² i została tak dobrana, że próg ablacji był nieznacznie przekroczony i na powierzchni próbek pozostawały niewielkie kratery.

Przemieszczenie powierzchni próbki spowodowane padającą falą ultradźwiękową można kontrolować różnymi czujnikami bezkontaktowymi. Czujniki pojemnościowe, elektromagnetyczne (EMAT) muszą znajdować się w bezpośrednim sąsiedztwie próbki, natomiast interferometry optyczne mogą być w znacznym oddaleniu od niej. Czujniki te są szerokopasmowe, ale pomimo tego ich czułość może być o rząd wielkości większa niż czujników piezoelektrycznych. Niestety, ale ze względów finansowych nie zastosowano ich w eksperymentach. Poza tym, pomimo braku kontaktu z próbką, są one czułe na stan powierzchni badanego elementu, a więc są kłopotliwe w użyciu. Pogląd, że bezkontaktowy sposób pracy czujników (zwłaszcza EMAT) zapewnia większą powtarzalność wyników badań niż to jest w przypadku czujników kontaktowych, również jest nieuzasadniony. Z powyższych względów w pracy stosowano czujniki kontaktowe piezoelektryczne. Poza tym jest to podstawowy rodzaj czujników najczęściej stosowanych w badaniach akustycznych.

W pracy, do pomiarów sprężystych, chwilowych deformacji powierzchni próbek spowodowanych falą silnej nieciągłości używane były piezoelektryczne czujniki z ceramiki PZT. Do badań wybrano następujące ogólnodostępne czujniki firmy Panametrics: czujnik do pomiarów emisji akustycznej (EA) o częstotliwości 160 kHz oraz szerokopasmowe czujniki ultradźwiękowe o częstotliwości: 5 MHz, 2.25 MHz, 1 MHz o szerokości pasma około 100%. Wszystkie używane czujniki miały zbliżoną budowę wewnętrzną, a ich średnica zewnętrzna wynosiła $12.7 \cdot 10^{-3}$ m. Ośrodkiem sprzęgającym czujnik z próbką, wykonaną z polichloru winylu (PCW) lub żywicy epoksydowej wzmacnianej jednokierunkowo włóknem szklanym był wodny roztwór gliceryny lub żywica firmy Panametrics.

Próbki do badań miały kształt półwalca, prostopadłościanu lub grubej płyty. Odległość źródła akustycznego do czujnika była zawsze, co najmniej $17 \cdot 10^{-3}$ m i była wielokrotnie większa niż długość mierzonej fali ($\lambda \approx 3 \cdot 10^{-3}$ m). Pozwoliło to na

stosowanie przybliżeń słusznych w tzw. polu dalekim źródła. Promień z lasera padał zawsze prostopadle na powierzchnię próbki. Podczas pomiarów wartości amplitudy wskazań czujnika z powierzchni walcowej próbki, z PCW (o promieniu $45 \cdot 10^{-3}$ m i wysokości $40 \cdot 10^{-3}$ m) czujnik pomiarowy przemieszczał się ze stałą prędkością w płaszczyźnie (prostopadłej do powierzchni, na którą padał promień z lasera) przechodzącej przez źródło akustyczne (rys. 14) po obwodzie koła w zakresie kątowym $\pm 90^\circ$ zatrzymując się w punktach pomiarowych.

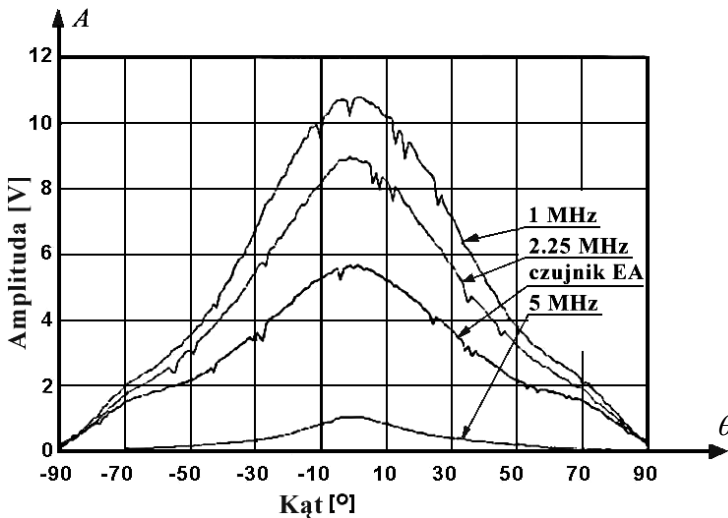


Rys. 14. Schemat stanowiska pomiarowego: a) do generowania ultradźwięków laserem, b) sposób pomiarów charakterystyk kierunkowych w półwalcu z PCW

Pomiar maksymalnej wartości amplitudy (pik to pik, zgodnie z rysunkiem 7 i 20) czoła pierwszego zaburzenia przejściowego przychodzącego z prędkością fali odkształceń objętościowych wykonywany był, co 1° w oknie czasowym dla tej fali. Jako wynik pomiaru wartości amplitudy przyjmowano wartość średnią z ośmiu pomiarów wykonywanych przez 4 sekundy w jednym punkcie. W ten sposób otrzymywano zależność wartości amplitudy od kąta położenia – tzw. amplitudową charakterystykę kierunkową. Zarówno sterowanie ruchem czujnika, jak i rejestracja wyników odbywała się przy użyciu komputera.

4.2. WYZNACZANIE CHARAKTERYSTYK KIERUNKOWYCH ŹRÓDŁA AKUSTYCZNEGO

W pierwszym etapie badań zmierzono amplitudowe charakterystyki kierunkowe $A = f(\theta)$, gdzie θ jest kątem pomiędzy kierunkiem osi optycznej promienia laserowego a położeniem czujnika. Otrzymano cztery podobne charakterystyki kierunkowe. Różnią się one pomiędzy sobą głównie wartościami amplitud. Największe wartości amplitud otrzymano dla czujnika 1 MHz ($A_{\max} = 11$ V), a najmniejsze dla czujnika 5 MHz ($A_{\max} = 1$ V). Z pomiarów czujnikiem 2.25 MHz uzyskiwano większe wartości amplitudy ($A_{\max} = 9$ V) niż z pomiarów czujnikiem EA ($A_{\max} = 5.5$ V). Dokładność pomiarów wynosiła 5% dla kąta $\theta = 0^\circ$. Wyniki tych pomiarów pokazane są na rysunku 15.



Rys. 15. Amplitudowe charakterystyki kierunkowe fali podłużnej zmierzone przy pomocy czujników szerokopasmowych z ceramiki PZT, dla fal podłużnych o różnych częstotliwościach, na powierzchni półwalca z PCW

W celu dokładniejszego porównania amplitudowych charakterystyk kierunkowych

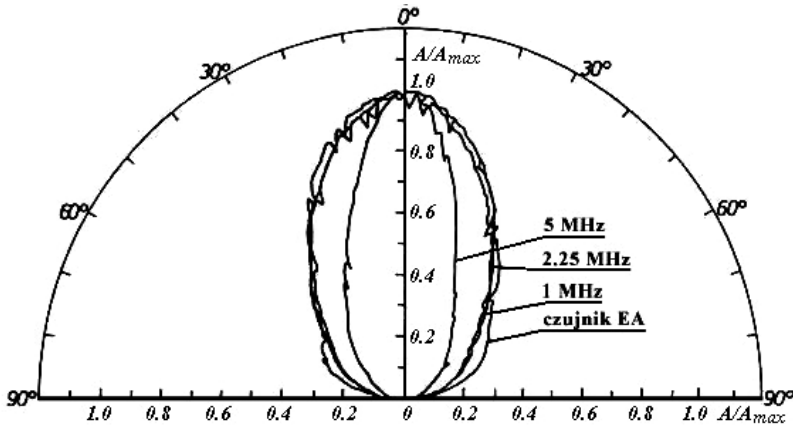
$$A_i = f(\theta)$$

gdzie: $i = 1, 2, 3, 4$ oznacza numer czujnika o odpowiedniej częstotliwości (rys. 15) [$i = 1 - 1$ MHz, $i = 2 - 2.25$ MHz, $i = 3 - 5$ MHz, $i = 4 -$ czujnik EA].

Uzyskane wyniki zostały znormalizowane w następujący sposób:

$$A_{i \text{ norm}} = \frac{A_i}{A_{i \text{ max}}} = f(\theta)$$

i przedstawione w układzie współrzędnych biegunowych, co pokazano na rysunku 16.



Rys. 16. Znormalizowane amplitudowe charakterystyki kierunkowe źródła akustycznego generowanego laserem w PCW

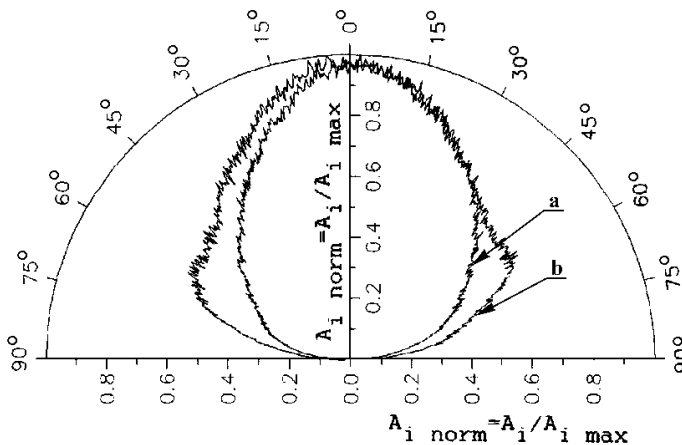
Z porównania otrzymanych charakterystyk kierunkowych (rys. 16) wynika, że dla czujnika pomiarowego 1 MHz, 2.25 MHz i czujnika do EA otrzymujemy podobne zależności. Maksymalna wartość amplitudy występuje zawsze w kierunku 0° – w kierunku promienia laserowego, tj. w epicentrum. Pomimo znormalizowania wyników dla każdego czujnika uzyskano charakterystyki nieznacznie różniące się. Ponieważ w budowie wewnętrznej czujników występują niewielkie różnice, potwierdza to wniosek (rozdz. 2) o wpływie ich budowy na uzyskiwane wyniki.

Po analizie uzyskanych wyników do dalszych badań własności źródła akustycznego generowanego laserem w PCW wybrano czujnik o częstotliwości 2.25 MHz i o szerokości pasma 94.4%, ponieważ dawał najbardziej reprezentatywne wyniki. Dalsze badania amplitudowych i częstotliwościowych charakterystyk kierunkowych przeprowadzono wykorzystując właśnie ten czujnik. Podczas badań częstotliwościowej charakterystyki kierunkowej czujnik przemieszczał się po tej samej trajektorii, co poprzednio, zatrzymując się co 2.5°. W oknie czasowym dla fali podłużnej rejestrowano pierwszy impuls o maksymalnej wartości amplitudy i poddawano go analizie szybką transformatą Fouriera. Wartość średnią (z dwóch po-

miarów w jednym punkcie) częstotliwości impulsu fali dylatacyjnej o maksymalnej wartości amplitudy zmian przyjmowano jako wynik pomiaru.

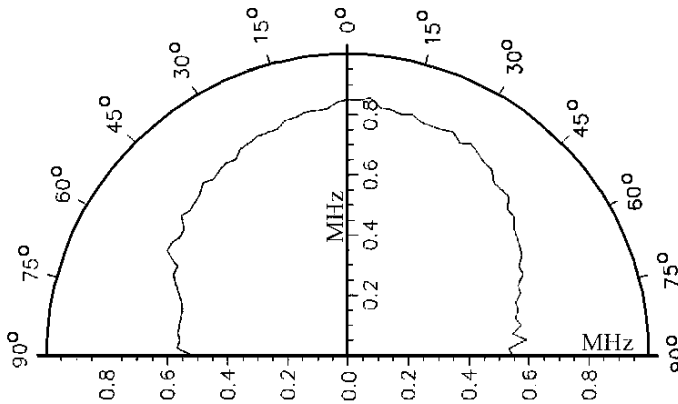
Powierzchnia, na której absorbowany był promień lasera była swobodna (nieobciążona) lub obciążona cienką warstwą gliceryny lub oleju silikonowego i płytą z pleksiglasu o grubości $5 \cdot 10^{-3}$ m dociśniętą do próbki zewnętrzną siłą – była to warstwa przezroczysta dla światła laserowego. Inny sposób obciążenia powierzchni absorbującej polegał na przyklejeniu płytki z PCW o grubości $2 \cdot 10^{-3}$ m klejem polimerowym do półwalca wykonanego z pleksiglasu – była to warstwa nieprzezroczysta dla światła laserowego.

Na rysunku 17 przedstawiono amplitudowe charakterystyki kierunkowe otrzymane w drugiej serii badań. Z analizy otrzymanych wyników wyraźnie widać, że maksimum wartości amplitudy występuje w epicentrum. Wartość amplitudy zmniejsza się o 6 dB w zakresie kąta $\theta = \pm 55^\circ$, a w zakresie kąta $\theta = \pm 75^\circ$ wartość amplitudy zmniejsza się o 12 dB (w przypadku swobodnej powierzchni). Systematyczny spadek wartości amplitudy następuje wraz ze wzrostem kąta θ od 0° do wartości około 50° . W zakresie kąta θ od 50° do 90° można zauważyć nieznaczny względny wzrost wartości amplitudy z lokalnym maksimum dla kąta $\theta \approx 68^\circ$. Ten nieznaczny wzrost wartości amplitud może wynikać z aktywności w źródle akustycznym mechanizmu termosprężystości, dla którego maksimum wartości amplitudy [78] występuje dla kąta $\theta \approx 64^\circ$, co przedstawiono w rozdziale 3 na rysunku 12b. Otrzymany kształt charakterystyki kierunkowej po porównaniu z charakterystyką teoretyczną (rys. 13b) potwierdza przeważający wpływ mechanizmu ablacyjnego generowania fal w źródle akustycznym, zwłaszcza blisko epicentrum.



Rys. 17. Amplitudowa charakterystyka kierunkowa źródła akustycznego w PCW zmierzona czujnikiem 2.25 MHz: A – wartość amplitudy, A_{\max} – maksymalna wartość amplitudy; krzywa a – powierzchnia swobodna, krzywa b – powierzchnia obciążona

Częstotliwościowa charakterystyka kierunkowa otrzymana z badań czujnikiem 2.25 MHz, dla przypadku swobodnej powierzchni absorbującej promieniowanie z lasera, przedstawiona jest na rysunku 18. Widoczne jest, że w epicentrum (dla $\theta = 0^\circ$) zmierzony impuls fali dylatacyjnej o maksymalnej wartości amplitudy zmienia się z częstotliwością około 0.85 MHz. Oddalanie się od epicentrum powoduje systematyczny spadek wartości tej częstotliwości do około 0.70 MHz dla kąta $\theta = 60^\circ$. W zakresie kąta θ od 60° do 90° częstotliwość ta zmniejsza się szybciej niż w poprzednim przedziale, do wartości około 0.55 MHz dla $\theta = 90^\circ$. Przebieg amplitudowej i częstotliwościowej charakterystyki kierunkowej potwierdza, że w przedziale kąta $\theta = 64^\circ \pm 4^\circ$ następuje zmiana dominującego mechanizmu generowania fal z ablacyjnego na termosprężystości.



Rys. 18. Częstotliwościowa charakterystyka kierunkowa źródła akustycznego, w PCW wyznaczona czujnikiem o częstotliwości 2.25 MHz

W materiale ze swobodną powierzchnią absorbującą światło laserowe, według teorii punktowej źródła akustycznego, powstające naprężenia będące efektem mechanizmu termosprężystości nie mają składowej normalnej, $\sigma_{zz} = 0$ (rys. 10). O ile jednak powierzchnia absorbująca promieniowanie laserowe zostanie obciążona ($\varepsilon_{zz} = 0$), to przy pobudzeniu laserowym w zakresie termosprężystości wystąpią naprężenia $\sigma_{zz} \neq 0$, a naprężenia σ_{rr} powiększą swoje wartości.

W prezentowanej pracy obciążenie powierzchni próbki absorbującej światło złożone było z dwóch etapów:

- a) etap pierwszy – zwilżenie powierzchni warstwą cieczy, co powodowało zmianę stanu fizycznego tej powierzchni,
- b) etap drugi – dociśnięcie do tej cieczy sztywnej płyty zewnętrzną siłą.

Amplitudowa charakterystyka kierunkowa takiego źródła przedstawiona jest na rysunku 17. Zaburzenie o maksymalnej wartości amplitudy występuje dla kąta $\theta = 0^\circ$, a spadek wartości amplitudy fali o 6 dB występuje w szerszym niż poprzednio przedziale kątowym $\pm 68^\circ$. Dla kąta $\theta = 64^\circ \pm 4^\circ$ występuje lokalne maksimum wartości amplitudy (spowodowane siłami termosprężystości) – wartość amplitudy wzrasta o 20%. Charakterystyka ta potwierdza, że dominującym mechanizmem generowania fal w epicentrum jest mechanizm ablacyjny. Obciążenie powierzchni próbki powoduje również, że w epicentrum wartość amplitudy fali podłużnej jest o 30 dB większa niż dla powierzchni swobodnej. Wynika stąd, że siły w źródle akustycznym powstające po zaabsorbowaniu promienia laserowego na powierzchni obciążonej, olejem silikonowym i płytą z pleksiglasu – przy zachowaniu warunków eksperymentu, były złożeniem sił wynikających z mechanizmu ablacyjnego, punktowej siły normalnej i sił termosprężystości.

W przypadku, gdy powierzchnia półwalca z pleksiglasu obciążona została nieprzeźroczystą płytą z PCW otrzymano amplitudową charakterystykę kierunkową, znacznie odbiegającą od poprzednich. Nie była to charakterystyka promieniowania źródła punktowego, lecz odpowiadała charakterystyce promieniowania płaskiego przetwornika o stosunku $\lambda/d \approx 3$, gdzie d – średnica przetwornika. Wynika z tego, że impuls światła z lasera absorbowany około $0.3 \cdot 10^{-3}$ m pod powierzchnią płyty z PCW generuje fale prawie sferyczne, które padając na granicę PCW/klej polimerowy, a następnie klej polimerowy/pleksiglas ulegają licznym transformacjom. Fala propagująca się ostatecznie w półwalcu z pleksiglasu ma front falowy o złożonym kształcie.

Różne absolutne wartości amplitud, jakie uzyskano w tym samym położeniu dla różnych czujników, widoczne na rysunku 15, wynikają przede wszystkim z różnych czułości tych czujników [47]. W przypadku czujnika do pomiarów EA jego częstotliwość wynosi 160 kHz, a więc jest znacznie mniejsza niż 0.85 MHz, przy której to występują zaburzenia o maksymalnej wartości amplitudy. Z tego względu wartości amplitud mierzone tym czujnikiem są znacznie mniejsze niż te mierzone czujnikiem o częstotliwości 1 MHz lub 2.25 MHz. Pomimo znormalizowania wyników pomiarów dla każdego czujnika uzyskano nieznacznie różniące się charakterystyki kierunkowe. Ponieważ w budowie wewnętrznej czujników występują niewielkie różnice, potwierdza to wniosek (rozdział 2) o wpływie ich budowy na uzyskiwane wyniki. Otrzymane kształty charakterystyk kierunkowych po porównaniu z charakterystyką teoretyczną (rys. 13b) potwierdzają przeważający wpływ mechanizmu ablacyjnego generowania fal w źródle akustycznym.

Uzyskane amplitudowe i częstotliwościowe charakterystyki kierunkowe potwierdzają przypuszczenie, że w przedziale kąta $\theta = 64^\circ \pm 4^\circ$ następuje zmiana do-

minującego mechanizmu generowania fal z ablacyjnego na termosprężystości. W związku z tym, gdy mierzymy fale akustyczne blisko epicentrum celowe jest zwiększanie gęstości mocy światła z lasera. Przy pomiarach wykonywanych znacznie poza epicentrum do generowania fal należy wykorzystywać mechanizm termosprężystości i modyfikować stan powierzchni materiału. Można przyjąć, że pełne wykorzystanie zalet generowania fal akustycznych laserem jest wtedy, gdy absorpcja fali laserowej następuje bezpośrednio w badanym materiale. Wynika stąd, że do zwiększenia efektywności generowania fal ultradźwiękowych należy stosować pokrycia przezroczyste (wartości amplitud fal mogą wzrosnąć nawet o 30 dB).

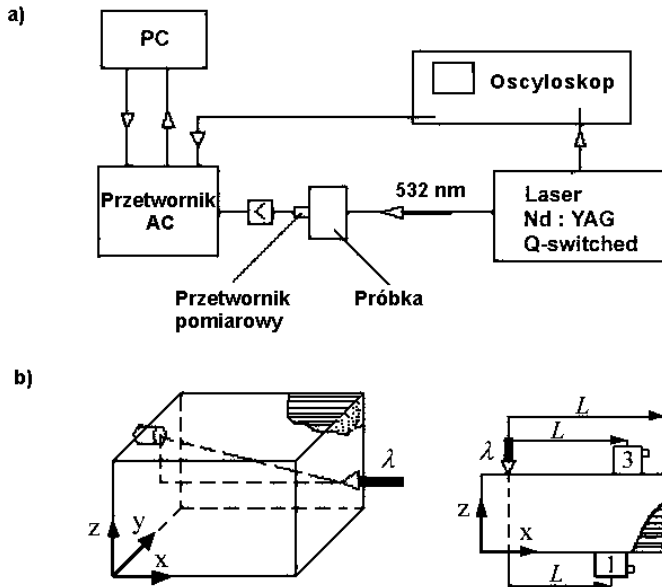
Aby potwierdzić powyższe wnioski wykonane zostały badania propagacji fal ultradźwiękowych generowanych laserem w grubych płytach wykonanych z PCW oraz z kompozytu żywicy epoksydowej wzmocnionej włóknem szklanym.

4.3. STANOWISKO POMIAROWE I POMIARY ROZKŁADÓW AMPLITUDOWYCH W PŁYTACH GRUBYCH

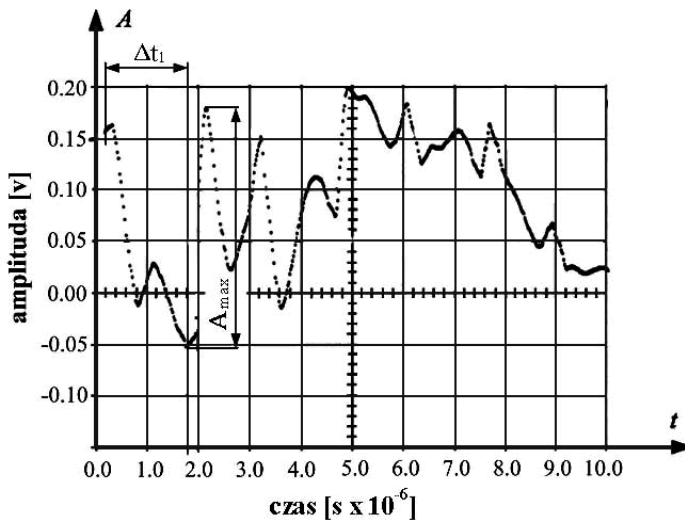
Przestrzenne amplitudowe obrazy skaningowe wyznaczone były w płytach grubych z PCW oraz z żywicy epoksydowej wzmocnionej włóknem szklanym. Ponadto zmierzono i porównano prędkości fal objętościowych oraz tłumienie w różnych kierunkach. Na początku badań sprawdzono, które postacie fal generowane promieniem lasera w grubych płytach są rejestrowane przez zbudowany układ pomiarowy. W tym celu przeprowadzono pomiary czasu przejścia fali od źródła akustycznego do czujnika, a następnie wyznaczano prędkość fali. Czujnik pomiarowy sprzężony był z płytą w różnych miejscach (rys. 19), co pozwalało określić na podstawie wyznaczonej prędkości fali, na które postacie fal propagujących się w płycie reaguje nasz przetwornik z ceramiki PZT. Przeprowadzony został również eksperyment, gdy powierzchnia absorbująca promień laserowy została obciążona płytą z pleksiglasu i warstwą gliceryny, pomiędzy źródłem akustycznym a czujnikiem, w celu wyeliminowania fal powierzchniowych. W ten sposób potwierdzono, że mierzone fale są falami objętościowymi.

Na rysunku 20 pokazany jest przykładowy sygnał elektryczny, sfotografowany z oscyloskopu, wytwarzany przez czujnik EA sprzężony z płytą kompozytową, w pozycji 1 – naprzeciwko źródła. Analizując rysunek 20 widzimy (szczególnie na początku impulsu) cykliczny spadek i wzrost wartości amplitudy. Zgodnie z modelem oddziaływania fali silnej nieciągłości z czujnikiem piezoelektrycznym (rozdział 2) kolejne wartości ekstremalne amplitud sygnału odbieranego spowodowane są odbiciami czoła fali od obu powierzchni granicznych przetwornika piezoelek-

trycznego. Dla przyjętych wartości modelowych (podanych w rozdziale 2) czas pomiędzy kolejnymi odbiciami (wartościami ekstremalnymi amplitud) wynosi $\Delta t_{\text{teoret}} = 7.25 \cdot 10^{-6}$ s.



Rys. 19. Schemat stanowiska pomiarowego do generowania fal ultradźwiękowych w grubych płytach: (a) sposób pomiarów w prostopadłości i w płytach, kompozytowych lub z PCW (b); 1, 2, 3 – kolejne położenia czujnika podczas pomiarów



Rys. 20. Sygnał elektryczny wytwarzany przez czujnik EA sprzężony z płytą kompozytową

Porównując rysunek 7 i 20 widać, że występuje zgodność w zakresie powtarzalności zjawiska odbicia. Postać zarejestrowanego sygnału zależy również od układów elektrycznych współpracujących z czujnikiem. Wyznaczenie wartości amplitudy tego sygnału sprawia pewne trudności. Budowa czujnika oraz geometria rzeczywistego elementu piezoelektrycznego np. ścięty stożek są złożone, więc czas narastania impulsów i ich amplituda są zmienne. Jako wartość amplitudy sygnału postanowiono przyjąć różnicę wartości szczytowych wybranych pików. Wybranie tych pików jest utrudnione tym, że zmieniając położenie czujnika na badanym materiale zmieniają się zależności pomiędzy wartościami amplitud kolejnych pików. Pierwsze odbicie fali od tylnej powierzchni przetwornika (według rys. 3 $x = L + h$) możemy określić dokładnie i nie budzi to wątpliwości. Występuje ono na rysunku 20 w chwili $t = 0.15 \mu\text{s}$. Po czasie $\Delta t_{\text{eksp}} = 1.6 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ następuje odbicie tej fali od powierzchni przedniej przetwornika (według rys. 3 $x = L$). Jeżeli weźmiemy pod uwagę, że pomiary wykonywane były w grubej płycie a nie w pręcie, to zgodność uzyskanych wyników eksperymentalnych i analitycznych jest zadawalająca (rys. 7, 8, 20). Z tego względu do dalszej analizy postanowiono przyjąć (rys. 20) wartość amplitudy A_{max} , pik to pik po pierwszym odbiciu od przedniej powierzchni przetwornika, po czasie $t = 1.75 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (na rys. 3 odpowiada to współrzędnej $x = L$). Przeprowadzona analiza rysunku 20 potwierdza wniosek z rozdziału 2. Poprawny pomiar fali silnej nieciągłości czujnikiem piezoelektrycznym kontaktowym powinien być wykonywany na samym początku rejestrowanego sygnału. Po upływie czasu $t > 1.75 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (rys. 20) interpretacja kolejnych pików zarejestrowanego sygnału jest o wiele trudniejsza.

Podczas eksperymentów w płytach mierzono (w każdym określonym położeniu spoczynkowym czujnika) maksymalną wartość amplitudy czoła zaburzenia (pik to pik), pierwszego przychodzącego impulsu z prędkością fali dylatacyjnej (P) lub fali ścinania (S). Z tak otrzymanych wyników wyznaczano zależność wartości amplitudy fali od odległości czujnika od osi optycznej (promienia laserowego – parametr L na rys. 19) przechodzącej przez epicentrum. Zależność ta dalej nazywana będzie rozkładem amplitudowym. Pomiary przeprowadzano, co $0.10 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ w ciągu 4 sekund. Jako wynik przyjmowano wartość średnią z ośmiu pomiarów w jednym położeniu.

Pomiary akustyczne w płycie PCW przeprowadzano czujnikiem o częstotliwości 2.25 MHz dla fal podłużnych (czujnik – P) lub poprzecznych (czujnik – S). Płaszczyzna pomiaru $x - z$ przechodziła początkowo ($y = 0$) przez epicentrum źródła akustycznego. Podczas pomiarów wartości amplitudy fali podłużnej czujnik przesuwiał się w jednej płaszczyźnie $x - z$, wzdłuż jednej prostej precyzyjnymi krokami z pozycji początkowej $x = 0$, zmieniając w ten sposób kierunek najkrótszego

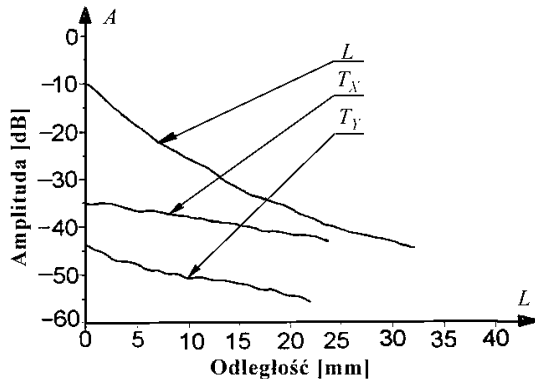
odcinka łączącego źródło akustyczne z czujnikiem (rys. 19), jak i jego długość. W punktach pomiarowych mierzono wartość amplitudy pierwszego impulsu w okresie czasowym fali podłużnej. Następnie wyznaczano charakterystykę częstotliwościową przy pomocy szybkiej transformaty Fouriera. Jako wynik pomiaru przyjmowano wartość średnią (z dwóch pomiarów w jednym punkcie) częstotliwości impulsu o największej wartości amplitudy zmian. Podczas pomiarów z czujnikiem na falę poprzeczną czujnik był sprzężony na stałe z płytą przy pomocy żywicy i układ ten jako całość przemieszczał się w sposób analogiczny jak poprzednio (w jednej płaszczyźnie, wzdłuż jednej prostej, skokowo) zmieniając odległość czujnika względem punktu absorpcji promienia laserowego. Zarówno sterowanie ruchem czujnika, jak i rejestracja wyników odbywała się przy użyciu komputera. Powierzchnia, na której absorbowany jest promień laserowy była zarówno swobodna, jak i obciążona płytą z pleksiglasu i olejem silikonowym. Po każdym z pomiarów czujnik (lub cały układ), w zależności od typu czujnika, był przesuwany prostopadłe, do następnej płaszczyzny oddalonej o $2 \cdot 10^{-3}$ m. Zbadano w ten sposób obszar $50 \cdot 10^{-3}$ m x $100 \cdot 10^{-3}$ m, a po opracowaniu wyników wyznaczono rozkłady amplitudowe dwu- i trójwymiarowe. Prędkość fali wyznaczano jako odległość od źródła akustycznego do czujnika podzieloną przez zmierzony czas przejścia. Czas przejścia paczki falowej propagującej się z prędkością grupową wyznaczano bezpośrednio na oscyloskopie, na podstawie zarejestrowanego przebiegu.

Eksperymenty przeprowadzono na izotropowych płytach o grubości $20 \cdot 10^{-3}$ m z PCW i próbkach żywicy epoksydowej wzmacnianej jednokierunkowo włóknem szklanym. Próbkę kompozytowe miały kształt grubych płyt ($17 \cdot 10^{-3}$ m) lub prostopadłościanu o wymiarach $31 \cdot 10^{-3}$ m x $60 \cdot 10^{-3}$ m x $70 \cdot 10^{-3}$ m.

4.4. WYZNACZANIE ROZKŁADÓW AMPLITUDOWYCH

Rozkłady amplitudowe fali podłużnej i poprzecznej (z uwzględnieniem polaryzacji) w płycie z PCW w płaszczyźnie przechodzącej przez promień laserowy przedstawiono na rysunku 21. Wartość amplitudy fali podłużnej zmniejsza się nieliniowo, podczas gdy wartość amplitudy fali poprzecznej zmniejsza się liniowo jako funkcja odległości od epicentrum (kierunek osi polaryzacji głowicy – S przyjęto wzdłuż osi x). Gdy kierunek osi polaryzacji czujnika – S pokrywał się z osią y mierzone wartości amplitud fali poprzecznej były o 10 dB mniejsze niż w kierunku $x - x$, lecz dokładność pomiaru była znacznie mniejsza niż poprzednio. Wartości amplitud fali podłużnej są większe od wartości amplitud fali poprzecznej w całym zakresie pomiarowym; w pobliżu epicentrum różnice te wynoszą około 25 dB.

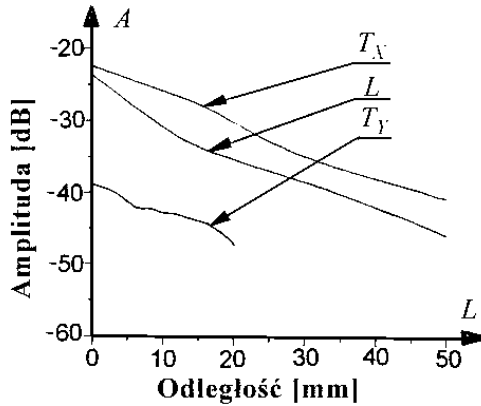
Fala podłużna generowana jest w źródle akustycznym jako fala pierwotna. Natomiast fala poprzeczna powstaje w wyniku transformacji przy odbiciu fali podłużnej od powierzchni, gdzie zachodzi absorpcja promienia laserowego [73]. Transformacji tej towarzyszą straty energii. Jest to jedna z głównych przyczyn różnic wartości amplitud obu fal. Różnice te jednak szybko zmniejszają się przy oddalaniu się od epicentrum. Można przypuszczać, że spowodowane to jest tym, że daleko od epicentrum mechanizm termosprężystości generuje efektywniej fale sprężyste niż mechanizm ablacyjny. Po za tym zgodnie z rysunkiem 19b, gdy czujnik – S jest w położeniu 1 i gdy kierunek osi polaryzacji czujnika – S pokrywa się z kierunkiem osi x oraz dla przyjętej procedury pomiarowej mierzone wartości amplitud fali poprzecznej zależą w każdym położeniu od charakterystyki kierunkowej źródła akustycznego. Wydaje się również, że zmierzone wartości amplitud fali podłużnej zależą dodatkowo od kąta padania fali na czujnik i to może być prawdopodobnie przyczyną nieliniowej zależności dla krzywej – L (rys. 21).



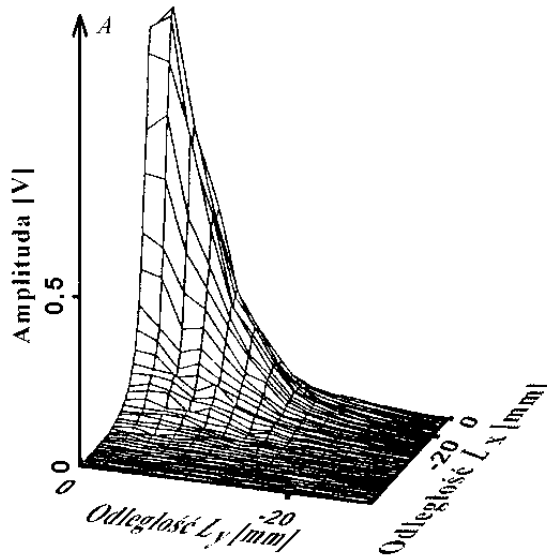
Rys. 21. Porównanie rozkładów amplitudowych fali podłużnej (krzywa – L) i poprzecznej (krzywe T_x , T_y w jednej płaszczyźnie $x - z$, $y = 0$) w funkcji odległości od epicentrum, w płycie z PCW, zmierzonych czujnikiem 2.25 MHz; T_x – kierunek polaryzacji wzdłuż osi x , T_y – kierunek polaryzacji wzdłuż osi y

Wyniki pomiarów rozkładów amplitudowych, gdy czujnik pomiarowy o częstotliwości 2.25 MHz znajdował się na czołowej powierzchni płyty z PCW (patrz rys. 19c, czujnik w położeniu 2) przedstawione są na rysunku 22. W tym przypadku wartość amplitud fali poprzecznej jest większa niż fali podłużnej w całym zakresie pomiarowym (kierunek polaryzacji czujnika – S wzdłuż osi x). Wynika to z charakterystyki kierunkowej źródła akustycznego dla fali podłużnej i poprzecznej, dla kątów propagacji bliskich 90° . Wartości amplitud fali podłużnej zmniejszają się nieliniowo w funkcji odległości od epicentrum, a dla rozkładu amplitudowego fali poprzecznej możemy napisać liniową zależność. Nieliniową zależność roz-

kładu amplitudowego fali podłużnej możemy aproksymować dwoma równaniami liniowymi. Z tego rozkładu amplitudowego dla fali podłużnej widać, że w odległości od $10 \cdot 10^{-3}$ m do $15 \cdot 10^{-3}$ m od epicentrum powinna następować zmiana dominującego mechanizmu generowania fal; z ablacyjnego blisko epicentrum na termo-sprężystości w znacznym oddaleniu.



Rys. 22. Porównanie rozkładów amplitudowych fali podłużnej (krzywa – L) i fal poprzecznych (T_x i T_y) w funkcji odległości od epicentrum, czujnik o częstotliwości 2.25 MHz sprzężony na powierzchni czołowej płyty z PCW, T_x – kierunek polaryzacji $x - x$, T_y – kierunek polaryzacji $y - y$



Rys. 23. Przestrzenny rozkład amplitud fali podłużnej w płycie z PCW zmierzony czujnikiem o częstotliwości 2.25 MHz

Amplitudowy rozkład przestrzenny fali podłużnej w płycie z PCW przedstawiony jest na rysunku 23. Maksymalna wartość amplitudy występuje na osi optycznej – w kierunku promienia laserowego. Potwierdza to jeszcze raz, że mamy do czynienia z mechanizmem ablacyjnym generowania fali ultradźwiękowej.

Pomimo tego, że materiał jest izotropowy, amplituda fal zmniejsza się o 6 dB w przedziale kąta $16^\circ < \theta < 18^\circ$, w zależności od kierunku propagacji. Przyczyną tego jest prawdopodobnie niesymetryczny rozkład energii w źródle akustycznym, co wynika z niedoskonałości promienia laserowego.

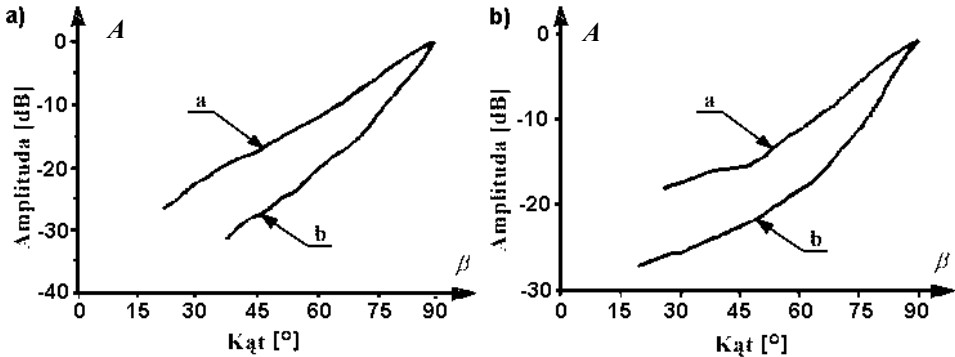
Obrazy skaningowe rozkładów amplitudowych fali podłużnej wykonywane były również w płycie kompozytowej z żywicy epoksydowej wzmocnionej jednokierunkowo włóknem szklanym, ze swobodną powierzchnią (rys. 19b). Maksymalna wartość amplitudy występowała w kierunku promienia laserowego. W innych kierunkach w zależności od typu czujnika dochodzi do zróżnicowanego spadku amplitudy sygnału. Tabela 2 ilustruje, dla jakich wartości kąta θ pomiędzy promieniem lasera a czujnikiem dochodzi do spadku amplitudy sygnału o 6 dB.

Tabela 2. Spadek amplitudy fali podłużnej o 6 dB w płycie kompozytowej

	Czujnik 2.25 MHz	Czujnik EA
Równoległe do włókien ($x - x$)	$\theta = 33^\circ$	$\theta = 36.5^\circ$
Prostopadłe do włókien ($y - y$)	$\theta = 24.5^\circ$	$\theta = 36^\circ$

Właściwości mechaniczne anizotropowych materiałów kompozytowych jak wiadomo zależą od kierunku badania. Przykładowo wytrzymałość i moduły sprężystości w kierunku włókien są znacznie większe niż w pozostałych kierunkach. Pomiar spadku wartości amplitud o 6 dB czujnikiem 2.25 MHz właściwość tę potwierdzają. Analogiczne pomiary czujnikiem EA nie prowadzą do takich wniosków. Częstotliwość czujnika EA wynosi 160 kHz. Dla fali ultradźwiękowej o częstotliwości 160 kHz propagującej się w kierunku prostopadłym do włókien jej długość jest na tyle duża, że materiał płyty kompozytowej blisko osi promienia lasera jest prawie jednorodny.

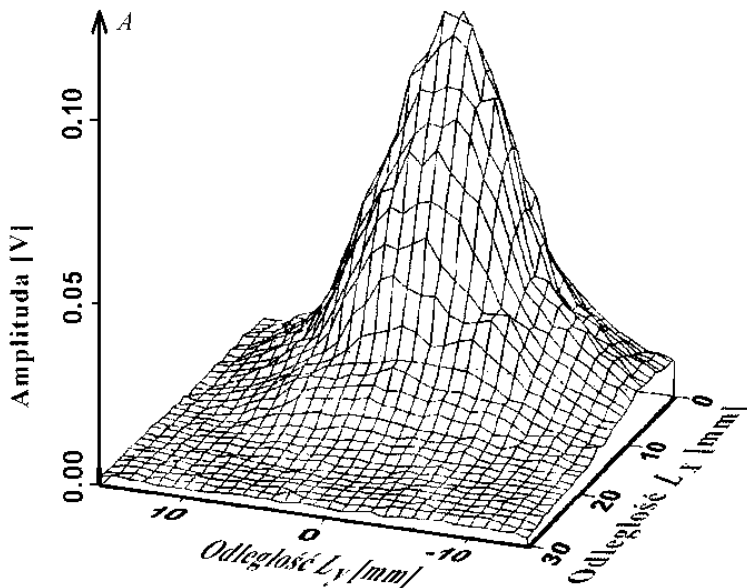
Wartości amplitud w osi promienia laserowego dla poszczególnych czujników nie są równe. Dlatego dokonano normalizacji tych amplitud, co polegało na zrównaniu ich wartości w położeniu $\beta = 90^\circ$ (w epicentrum amplitudę każdej krzywej eksperymentalnej przyrównujemy do 0 db). Po znormalizowaniu, możemy porównać powyższe zależności (rys. 24).



Rys. 24. Rozkład amplitudowy w płycie kompozytowej: a) pomiar w kierunku prostopadłym do włókien, b) pomiar wzdłuż włókien; krzywa a – pomiar czujnikiem EA, krzywa b – pomiar czujnikiem o częstotliwości 2.25 MHz

Jak widać z rysunku 24 wyniki rozkładów amplitudowych zależą w dużym stopniu od czujnika pomiarowego, co potwierdza wnioski wyciągnięte z pomiarów charakterystyk kierunkowych i przeprowadzonej analizy w rozdziale 2. Wartości amplitud fali podłużnej zmierzone czujnikiem EA zmniejszają się znacznie wolniej niż te zmierzone czujnikiem o częstotliwości 2.25 MHz. Wartości amplitud fali podłużnej zmniejszają się prawie liniowo w funkcji kąta zawartego pomiędzy kierunkiem włókien a kierunkiem propagacji $\beta = 90^\circ - \theta$, w płaszczyźnie $y - z$ (płaszczyzna izotropii, prostopadła do włókien), co widoczne jest na rysunku 24a. Wartość amplitudy fali podłużnej zmniejsza się nieliniowo w funkcji kąta wzdłuż włókien (w płaszczyźnie $x - z$, w kierunku włókien, rys. 24b). Wynika stąd, że właściwości kompozytu zależą nieznacznie od kierunku pomiarów blisko promienia laserowego (na płaszczyźnie przeciwległej do źródła akustycznego, gdy kierunek promienia laserowego jest prostopadły do włókien).

Jak wspomniano wcześniej właściwości kompozytów anizotropowych są ściśle związane z kierunkiem pomiarów. Moduł Younga włókien szklanych stosowanych w kompozytach jest rzędu 100 GPa. Ich budowa wewnętrzna jest anizotropowa i uporządkowana. Powoduje to, że tłumienie fali propagującej się wzdłuż włókien jest bardzo małe. Przeprowadzone badania przestrzennego rozkładu amplitudowego fali podłużnej w prostopadłości kompozytowym (rys. 25), który schematycznie zilustrowano na rysunku 19b, potwierdzają takie właściwości. Maksymalna wartość amplitudy występuje w kierunku promienia laserowego (jest on teraz równoległy do kierunku włókien). Odchylając się nieznacznie od kierunku włókien, powodujemy drastyczny spadek energii docierającej do czujnika, czego odzwierciedleniem jest spadek wartości amplitud fali. Wartość amplitudy zmniejsza się o 6 dB w małym zakresie kąta θ ; w płaszczyźnie $x - z$ $\theta = 8^\circ$; w płaszczyźnie $y - z$ $\theta = 8.6^\circ$.



Rys. 25. Przestrzenny rozkład amplitudowy fali podłużnej w prostopadłościanie z kompozytu żywica epoksydowa/włókno szklane zmierzony czujnikiem 2.25 MHz

Można przyjąć, że rzeczywista powierzchnia kompozytu nigdy nie jest całkowicie wolna od naprężeń. Zwykle na powierzchni kompozytu znajduje się cienka ochronna warstwa żywicy. W części naszych eksperymentów powierzchnia płyty kompozytowej absorbująca światło z lasera była dodatkowo obciążana cienką warstwą oleju silikonowego i płytą z pleksiglasu. Te warstwy obciążające blisko promienia laserowego powodowały wzrost wartości amplitud fali podłużnej do 30 dB.

Wartości amplitud mierzone w kierunku włókien były zawsze większe od wartości amplitud mierzonych w kierunku prostopadłym do włókien. Jednak różnice były mniejsze od 5 dB, w przypadku gdy powierzchnia kompozytu była swobodna, tzn. bez oleju silikonowego i płyty z pleksiglasu.

W przypadku obciążonej powierzchni kompozytu wartości amplitud fali mierzone w kierunku prostopadłym do włókien (w płaszczyźnie $y - z$) zmniejszają się znacznie szybciej niż te mierzone w kierunku włókien (w płaszczyźnie $x - z$). Gdy powierzchnia kompozytu jest obciążona, naprężenia termosprężystości w źródle akustycznym, jak również wartości amplitud generowanych fal wzrastają. Wzrost wartości amplitud jest zróżnicowany zależnie od kąta pomiędzy kierunkiem włókien a kierunkiem propagacji fali. Największy jest w kierunku włókien. Należy zaznaczyć, że taka anizotropia występuje w związku z używaniem lasera ze światłem w bliskiej podczerwieni. Lasery te powodują, że optyczna absorpcja zlokalizuje

zowana jest we włóknach szklanych [15]. Taka anizotropia nie będzie występowała, gdy absorpcja światła będzie zachodziła w żywicy epoksydowej, co ma miejsce dla lasera gazowego CO₂.

4.5. POMIARY PRĘDKOŚCI I CZĘSTOTLIWOŚCI FAL OBJĘTOŚCIOWYCH

Zmierzona wartość prędkości fali podłużnej lub poprzecznej w izotropowej płycie z PCW zależy od położenia czujnika. Gdy czujnik znajdował się na powierzchni próbki naprzeciwko źródła akustycznego, to prędkość wynosiła $c_L = 2366$ m/s dla fali podłużnej i $c_S = 1064$ m/s dla fali poprzecznej. Natomiast, gdy czujnik był sprzężony do powierzchni czołowej próbki (rys. 19c) prędkość wynosiła $c_L = 2246$ m/s i $c_S = 1131$ m/s. Oznacza to, że dokładność pomiaru prędkości fali podłużnej lub poprzecznej nie przekracza 6%.

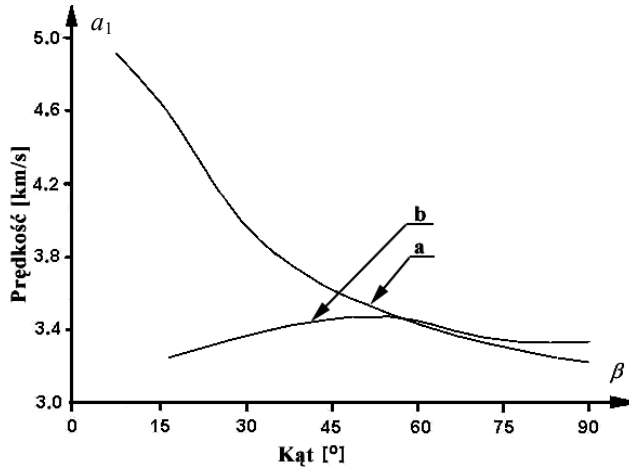
Dla porównania przeprowadzono kontrolny pomiar prędkości fali w tej samej płycie z PCW, gdy czujnik o częstotliwości 2.25 MHz nadawał i odbierał impulsy ultradźwiękowe. Otrzymano prędkość fali podłużnej $c_L = 2246$ m/s i prędkość fali poprzecznej $c_S = 1131$ m/s. Prędkość fali obliczano jako stosunek przebytej drogi przez falę do czasu przejścia. Położenie źródła akustycznego w płaszczyźnie $x - y$ było znane dosyć dokładnie, tj. z dokładnością $\pm 0.75 \cdot 10^{-3}$ m.

Źródło akustyczne generowane przez laser w polimerach znajduje się pod powierzchnią próbki. Jego położenie pod powierzchnią możemy określić jedynie w przybliżeniu. W tej pracy przyjęliśmy, że źródło akustyczne znajduje się $0.3 \cdot 10^{-3}$ m pod powierzchnią próbki. Jako drogę fali przyjęto najkrótszy odcinek pomiędzy źródłem akustycznym a czujnikiem. Ponieważ średnica czujnika wynosi $12.7 \cdot 10^{-3}$ m założenie, że jest to punktowy odbiornik nie byłoby słuszne. Z tego względu najkrótsza droga fali od źródła do czujnika była wyznaczana z dużym przybliżeniem, gdy czujnik był poza osią promienia laserowego. Gdy czujnik był sprzężony do powierzchni czołowej próbki problem ten nie miał miejsca, a dokładność była taka jak w metodzie impulsu odbitego.

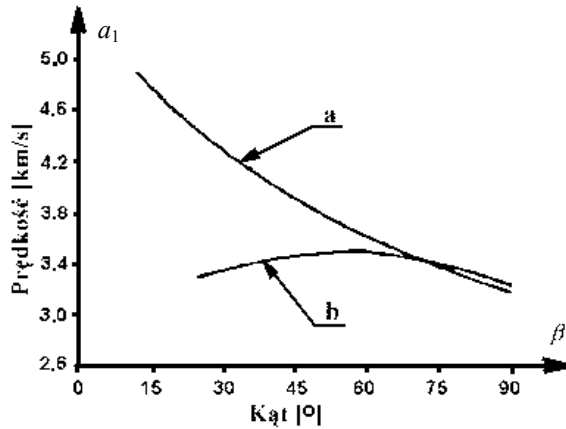
Na rysunkach 26 i 27 pokazano zależność prędkości fali podłużnej od kąta pomiędzy kierunkiem propagacji fali i włóknami, zmierzoną w płycie kompozytowej (ze swobodną powierzchnią) czujnikiem o częstotliwości 2.25 MHz i czujnikiem EA. Prędkość fali podłużnej zmierzona w płaszczyźnie $x - z$ zależy nieliniowo od kąta β względem włókien (pomiędzy kierunkiem włókien a kierunkiem propagacji).

W płaszczyźnie $y - z$ prostopadłej do włókien (płaszczyzna izotropii) zmierzona prędkość fali podłużnej ma lokalne maksimum dla kąta $\beta \approx 60^\circ$, lecz zjawisko to trudno jest wytłumaczyć. Jedną z przyczyn może być to, że płaszczyzna $y - z$ dla

tej próbki kompozytu nie jest izotropowa. Chociaż dokładność pomiarów wynosi 6%, tak jak dla materiałów izotropowych. Z tego względu prędkość w płaszczyźnie prostopadłej do włókien powinna być stała.



Rys. 26. Prędkość fali podłużnej w płycie kompozytowej zmierzona czujnikiem o częstotliwości 2.25 MHz: a) w płaszczyźnie $x - z$, b) w płaszczyźnie $y - z$

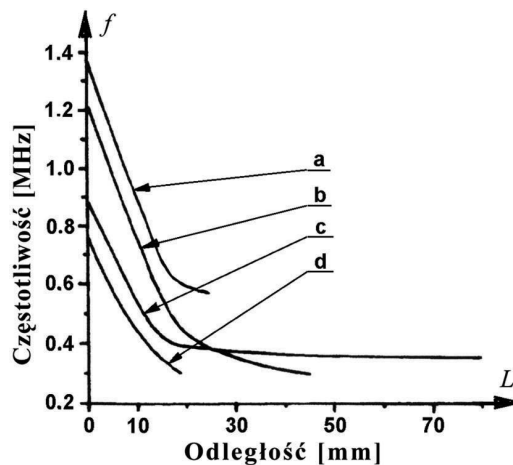


Rys. 27. Prędkość fali podłużnej w płycie kompozytowej zmierzona czujnikiem EA: a) pomiar w płaszczyźnie $x - z$, b) pomiar w płaszczyźnie $y - z$

Pomiędzy wynikami pomiaru prędkości uzyskanymi czujnikiem 2.25 MHz i czujnikiem EA są duże różnice. Wielkość tych różnic nie przekracza 10%. Wyni-

ki pomiarów prędkości (rys. 26 i 27) i rozkłady amplitudowe (rys. 25) potwierdzają, że zaburzenie falowe w materiale kompozytowym propaguje się wzdłuż włókien z małymi stratami energii i z większą prędkością niż w innych kierunkach. Prędkość fali podłużnej jest największa w kierunku włókien (ponad 5000 m/s) i zmniejsza się gwałtownie do 3400 m/s ze wzrostem kąta odchylenia od tego kierunku. Założenie, że impulsy fali podłużnej o maksymalnej amplitudzie zmierzone czujnikiem 2.25 MHz drgają z częstotliwością około 2.25 MHz, nie wydaje się być słuszne. Wyniki pomiarów w płycie kompozytowej przeprowadzone czujnikiem 2.25 MHz pokazują, że częstotliwość drgań tych impulsów zależy od kierunku pomiarów i od stanu powierzchni.

Na rysunku 28 pokazano rozkład częstotliwości fali podłużnej generowanej laserem w płycie kompozytowej. Częstotliwość drgań w epicentrum wynosi około 1.35 MHz dla swobodnej powierzchni, podczas gdy dla przypadku powierzchni obciążonej jest to około 0.85 MHz. Można zauważyć bardzo szybki spadek częstotliwości aż do 0.4 MHz w pobliżu epicentrum (w odległości do $30 \cdot 10^{-3}$ m). W dalszych odległościach od epicentrum spadek ten jest znacznie wolniejszy, prawdopodobnie dlatego, że strumień energii akustycznej jest skoncentrowany wzdłuż włókien, a energia fali propaguje się z małymi stratami we włóknach szklanych. Należy zauważyć, że dokładność tych pomiarów jest mała i wynosi około 15%.



Rys. 28. Rozkład częstotliwościowy fali podłużnej generowanej laserem w płycie kompozytowej; ze swobodną powierzchnią: a) zmierzony w kierunku prostopadłym do włókien, b) w kierunku włókien oraz z powierzchnią obciążoną, c) zmierzony w kierunku włókien, d) prostopadle do włókien

4.6. PODSUMOWANIE BADAŃ

Badania pokazały, że światło z lasera impulsowego z modulacją dobroci o gęstości mocy 10 MW/cm^2 padając na powierzchnię polimeru powoduje uformowanie źródła akustycznego, głównie poprzez mechanizm ablacyjny oraz w małym stopniu poprzez mechanizm termosprężystości. Występujące uszkodzenie powierzchni materiału jest na tyle nieznaczne, że metodę tę możemy uznać za niszczącą metodę generowania zaburzeń przejściowych.

Znormalizowane amplitudowe charakterystyki kierunkowe (rys. 16), źródła akustycznego generowanego laserem, różnią się pomiędzy sobą. Świadczy to o wpływie budowy czujnika na uzyskiwane wyniki pomiarów. W zakresie kątów $\theta = \pm 55^\circ$ wartości amplitud zmniejszają o 6 dB.

Generowanie ultradźwięków poprzez mechanizm ablacyjny jest bardziej efektywne blisko epicentrum, podczas gdy mechanizm termosprężystości jest ciągle obecny i umożliwia badanie wartości amplitud fal ultradźwiękowych daleko od epicentrum. W pobliżu epicentrum różnice pomiędzy wartościami amplitud fali podłużnej i fali poprzecznej wynoszą około 25 dB. Oddalając się nieznacznie od epicentrum różnice te szybko zmniejszają się. Warstwa cieczy obciążająca powierzchnię absorbującą próbki powoduje wzrost o 30 dB wartości amplitud fal podłużnych, mierzonych blisko epicentrum.

W materiałach izotropowych amplitudowy rozkład kierunkowy jest prawie symetryczny względem prostej, przechodzącej przez epicentrum, prostopadłej do powierzchni, na której generowane jest zaburzenie.

Fronty falowe generowane przez laser w materiałach kompozytowych są bardziej złożone niż prawie sferyczne fronty falowe w izotropowych polimerach. Rozkład amplitudowy i prędkość fali w kompozytach zależą od kierunku propagacji. Analiza rozkładów amplitudowych oraz wyniki badań prędkości w kompozytach wzmacnianych włóknami szklanymi potwierdzają, że energia fali propaguje się wzdłuż włókien z mniejszymi stratami i większą prędkością niż w innych kierunkach. Zmierzona prędkość fali podłużnej odnosi się raczej do prędkości grupowej niż do fazowej.

Występują duże różnice pomiędzy wynikami badań prędkości oraz rozkładów amplitudowych w kompozytach czujnikiem 2.25 MHz i czujnikiem EA. Potwierdza to wnioski wynikające z analizy amplitudowych charakterystyk kierunkowych i przeprowadzonej analizy w rozdziale 2, że czujnik kontaktowy ma wpływ na wartości zmierzonych parametrów propagacji fali silnej nieciągłości. Dokładność badań wynosi 6% dla rozkładów amplitudowych i 10% dla prędkości.

Badania częstotliwościowych charakterystyk kierunkowych (rys. 18) pokazały, że częstotliwość mierzonych zaburzeń nie jest stała i zmienia się jako funkcja kąta położenia θ , pomiędzy czujnikiem a kierunkiem promienia laserowego. Fale generowane laserem blisko epicentrum propagują się z częstotliwościami znacznie wyższymi niż takie fale daleko od epicentrum, co potwierdzają zarówno badania częstotliwościowych charakterystyk kierunkowych w izotropowym PCW, jak i badania płyt kompozytowych.

W dużej odległości od epicentrum stosowanie czujników dla fal poprzecznych sprzężonych żywicą do powierzchni jest bardzo efektywne i pozwala przeprowadzać badania akustyczne bez konieczności zwiększania gęstości mocy impulsu laserowego.

WNIOSKI KOŃCOWE

W dotychczasowych badaniach metodami akustycznymi nie uwzględniano, w wystarczającym stopniu, zjawisk fizycznych zachodzących na granicy między czujnikiem szerokopasmowym a badanym materiałem. Dotyczy to zwłaszcza tzw. biernych metod akustycznych. Główną uwagę poświęcano warstwie sprzęgającej. W rozprawie podjęto próbę uwzględnienia tych zjawisk w szerszym zakresie. Przeprowadzono badania analityczne i eksperymentalne dotyczące materiałów lepko-sprężystych oraz anizotropowych kompozytów polimerowych. Zaburzenia w materiale generowano metodą optyczną, absorpcji impulsu laserowego. Powodowało to, że propagowały się praktycznie fale silnej nieciągłości o bardzo szerokim widmie częstotliwości. Próby wyjaśnienia tych zjawisk metodami analizy widmowej nie dały pozytywnych rezultatów. Dlatego zastosowano metodę falową. Ze względu na złożoność zachodzących zjawisk, w badaniach modelowych przyjęto założenia upraszczające, które ograniczają słuszność przedstawionych wyników. Założenia te były następujące:

- jednorodny, izotropowy materiał,
- model jednowymiarowy oddziaływania czujnika z badanym ośrodkiem,
- analiza lokalna na płaskim froncie zaburzenia,
- brak zjawisk dyspersyjnych i interferencyjnych,
- pominięcie wpływu pojemności statycznej czujnika,
- stosunek powierzchni przekroju poprzecznego czujnika do jego grubości jest stały,
- bezpośredni kontakt powierzchni próbki z czujnikiem – brak warstwy sprzęgającej,
- obciążenie pręta prostokątnym w czasie impulsem siły $F(t)$,
- model standardowy ośrodka lepko-sprężystego.

Pominięcie chociażby jednego z powyższych założeń wymaga przeprowadzenia istotnych badań teoretycznych i eksperymentalnych.

Główny cel rozprawy, tj. przeprowadzenie analizy współoddziaływania fali silnej nieciągłości z czujnikiem piezoelektrycznym, został osiągnięty. Potwierdzają to w pełni wyniki badań teoretycznych i eksperymentalnych. W końcowych fragmen-

tach rozdziałów formułowano wnioski szczegółowe odnoszące się do rozważanego problemu. Ograniczymy się zatem do wniosków ogólnych dotyczących całej rozprawy oraz określenia kierunków dalszych badań.

Pole przemieszczeń w pręcie 1 zależy od rodzaju czujnika sprzężonego na jego końcu. Przemieszczenie końca pręta 1 obciążonego czujnikiem jest mniejsze niż końca nieobciążonego, w obszarze IV, tj. zanim czoło pierwszej fali padającej na powierzchnię przednią pręta 2 dotrze do masy sejsmicznej M . Względna różnica przemieszczeń obciążonego i nieobciążonego końca pręta 1 (oznaczona jako ι), zależy od prędkości propagacji fali, gęstości i stosunku pól przekrojów poprzecznych obu prętów (F_1/F_2). W granicznym przypadku, gdy $F_1/F_2 \rightarrow \infty$ wartość parametru $\iota \rightarrow 0$. W przypadku, gdy $F_1/F_2 = 50$ wartość ι nie przekracza: dla pręta 1 z aluminium 5%, a dla pręta z PCW 20%. Przemieszczenia końca pręta 1 obciążonego tzw. czujnikiem punktowym zbliżone są do przemieszczeń okresowych końca tego pręta, lecz nieobciążonego.

Przetwornik piezoelektryczny wskazuje poprawnie prędkość powierzchni obciążonej badanej próbki, w obszarze IV. Mierzy on początkowo prędkość v czoła fali padającej na pierwszej charakterystyce. Następnie mierzy prędkość czoła fali odbitej od powierzchni tylnej przetwornika. Prędkość ta zależy od rodzaju przetwornika, stosunku powierzchni F_1/F_2 i masy sejsmicznej. Zwiększenie masy sejsmicznej powoduje wydłużenie czasu, gdy wartość bezwzględna prędkości fali odbitej od tylnej powierzchni przetwornika staje się równa prędkości fali padającej. Wskazania przetwornika w pozostałych obszarach analizowanych są zmienne, ale wraz z upływem czasu dążą do stałej wartości (wzrost masy sejsmicznej M powoduje wydłużenie tego czasu). Wynika stąd, że mierząc zaburzenia przejściowe przetwornikiem piezoelektrycznym kontaktowym należy mierzyć amplitudę pierwszego impulsu (początek sygnału). Jeżeli jest to jednak niemożliwe do przeprowadzenia, wtedy należy wyznaczyć wartość bezwzględną różnicy pierwszych amplitud szczytowych (pik to pik).

Prędkość propagacji czoła fali silnej nieciągłości w ośrodku lepko-sprężystym ma stałą wartość i nie zależy od lepkości ośrodka. Prędkość ta jest mniejsza niż w ciele sprężystym. Na czole pierwszej fali padającej lepkość ośrodka nie wpływa na odkształcenie i prędkość. Parametry propagacji fal na następnych charakterystykach zależą od lepkości ośrodka. Potwierdza to wcześniejsze wnioski, że przetwornik piezoelektryczny poprawnie mierzy prędkość pierwszej fali padającej. Pomiary parametrów propagacji następnych fal są łatwiejsze do przeprowadzenia, lecz ich wyniki zależą od lepkości ośrodka. W tym sensie wydłużanie czasu pomiaru aż do momentu, gdy badane zaburzenie „ustabilizuje się” powoduje, że zwiększa się znacznie liczba czynników wpływających na badane zjawisko oraz wynik końco-

wy eksperymentu. Z drugiej strony fakt, że tylko na czole pierwszej fali padającej nie mamy informacji o lepkości ośrodka, stwarza nam możliwość opracowania nowej metody wyznaczania tłumienia wewnętrznego w materiałach o dużej lepkości. Wymaga to jednak przeprowadzenia analizy nie tylko lokalnej na czole fali, ale również i poza czołem fali.

W przyjętym modelu analizowane są zmiany lokalne, na czole zaburzenia natomiast w badaniach eksperymentalnych otrzymywane są wartości uśrednione. Po wielokrotnych odbiciach wartość parametru ι zmniejsza się. Jest to przyczyną popularnego poglądu, że przy pobudzeniu okresowym wpływ obciążenia powierzchni próbki czujnikiem jest nieistotny. Po długim okresie czasu fale ulegają licznym transformacjom i do czujnika dociera zaburzenie o skomplikowanej postaci trudnej do interpretacji.

Źródło akustyczne generujące praktycznie fałę silnej nieciągłości, wytwarzano za pomocą lasera impulsowego Nd:YAG z modulacją dobroci. Badania eksperymentalne pokazały, że światło z takiego lasera impulsowego o gęstości mocy 10 MW/cm^2 padając na powierzchnię polimeru powoduje uformowanie źródła akustycznego, głównie poprzez mechanizm ablacyjny oraz w małym stopniu poprzez mechanizm termosprężystości. Taki sposób generowania fal ultradźwiękowych może znaleźć zastosowanie w badaniach nieniszczących.

Znormalizowane rezultaty badań amplitudowych charakterystyk kierunkowych, źródła akustycznego generowanego laserem, czujnikami ultradźwiękowymi szerokopasmowymi z przetwornikami z ceramiki PZT metodą kontaktową, różnią się pomiędzy sobą. Potwierdza to wcześniejsze rozważania teoretyczne o wpływie budowy czujnika na uzyskiwane wyniki pomiarów.

Fale generowane laserem blisko epicentrum propagują się z częstotliwościami znacznie wyższymi niż takie fale daleko od epicentrum, co potwierdzają zarówno badania częstotliwościowych charakterystyk kierunkowych w izotropowym PCW, jak i badania płyt kompozytowych. Badania częstotliwościowych charakterystyk kierunkowych pokazały, że częstotliwość mierzonych zaburzeń nie jest stała i zmienia się jako funkcja kąta położenia pomiędzy czujnikiem a kierunkiem promienia laserowego.

Generowanie ultradźwięków poprzez mechanizm ablacyjny jest bardziej efektywne blisko epicentrum, podczas gdy mechanizm termosprężystości jest ciągle obecny i umożliwia badanie wartości amplitud fal ultradźwiękowych daleko od epicentrum. W pobliżu epicentrum różnice pomiędzy wartościami amplitud fali podłużnej i fali poprzecznej wynoszą około 25 dB. Oddalając się nieznacznie od epicentrum różnice te szybko zmniejszają się. Warstwa cieczy obciążająca powierzchnię absorbującą próbki powoduje wzrost o 30 dB wartości amplitud fal

podłużnych, mierzonych blisko epicentrum. W materiałach izotropowych amplitudowy rozkład kierunkowy jest prawie symetryczny względem prostej, przechodzącej przez epicentrum, prostopadłej do powierzchni, na której generowane jest zaburzenie. Fronty falowe generowane przez laser w materiałach kompozytowych są bardziej złożone, niż prawie sferyczne fronty falowe w izotropowych polimerach. Rozkład amplitudowy i prędkość fali w kompozytach zależą od kierunku propagacji. Zmierzona prędkość fali podłużnej odnosi się bardziej do prędkości grupowej niż do fazowej.

Występujące różnice do 10% pomiędzy wynikami badań prędkości czujnikiem 2.25 MHz i czujnikiem EA oraz wynikami rozkładów amplitudowych potwierdzają wnioski wyciągnięte z analizy charakterystyk kierunkowych i przeprowadzonej analizy analitycznej, że czujnik kontaktowy ma wpływ na wartości mierzonych parametrów propagacji fali silnej nieciągłości.

W rozdziale 2 fale silnej nieciągłości generowane były prostokątnym impulsem siły o czasie trwania τ . Należy przeprowadzić analizę wpływu wartości τ na propagację zaburzeń przejściowych. Rozpatrzenie granicznego przypadku, gdy przebieg τ zmienia się jak delta Diraca może doprowadzić do interesujących rozwiązań.

Rozszerzenie analizy oddziaływania fal na czujnik, gdy fale padają nie tylko prostopadle na jego powierzchnię pomiarową, lecz pod dowolnym kątem, jest ważnym zagadnieniem dla praktyki badań akustycznych.

LITERATURA

1. Alfrey T., Gani E.P.: Dynamic viscoelastic properties, *Reology: Theory and Application* v. 1 red. Eirich, Ac. Press NY 1956
2. Aindow A.M., Dewhurst R.J., Hutchins D.A., Palmer S.B.: Laser-generated ultrasonic pulses at free metal surfaces, *JASA* 69(1981), ss. 449-455
3. Aussel J.D., Brun A., Baboux J.C.: Generating acoustic waves by laser: Theoretical and experimental study of the emission source, *Ultrasonics* 26(1988), ss. 245-255
4. Aussel J.-D., Monchalain J.-P.: Precision laser-ultrasonic velocity measurement and elastic constant determination, *Ultrasonics* 27(1989), ss. 165-177
5. Bacon Ch., Hosten B.: Acoustic wave generation in viscoelastic rods by time-gated microwaves, *JASA* 106(1999), ss. 195-201
6. Bacon Ch., Guilloirit E., Hosten B., Chimenti D.E.: Acoustic wave generated by pulsed microwaves in viscoelastic rods: Modeling and experimental verification, *JASA* 110(2001), ss. 1398-1407
7. Bacon Ch., Lataillade J.-L.: Development of the Kolsky-Hopkinson technics and applications for non-conventional testing, w *New experimental methods in material dynamics and impact*, red. Nowacki W.K., Klepaczko J.R., IPPT PAN (2001), ss. 1-58
8. Bell A.G.: Upon the production of sound by radiant energy, *Phil. Mag.* 11(1881), ss. 510-528
9. Bushnell J.C., McCloskey: Thermoelastic stress production in solids, *J. Appl. Phys.* 39(1968), ss. 5541-5546
10. Buttle D.J., Scruby Ch.B.: Acoustic emission monitoring of fatigue crack in 50 D steel in a sea – water environment, *NDT International* 22(1989), ss. 81-96
11. Buttle D.J., Scruby Ch.B.: Characterisation of dust impact process at low velocity by acoustic emission, w *Acoustic Emission: Curent Practice and Future Directions*, red. W. Sachse, J. Roget, K. Yamaguchi (1991), ASTM ISBN 0-8031-1389-7
12. Castagnede B., i in.: Determination of the elastic constants of anisotropic materials using laser-generated ultrasonic signals, *J. Appl. Phys.* 70(1991), ss. 150-157
13. Chai J.-F, Wu T.T.: Determination of anisotropic elastic constants using laser generated surface waves, *JASA* 95(1994), ss. 3232-3241
14. Conant R.J., Telschow K.J.: Longitudinal wave precursor signal from an optically penetrating thermoelastic source, w *Rev. of Prog. QNDT* red. Thompson, Chimenti, vol. 8 (1989)
15. Corbel C., Guillois F., Royer D., Fink M., Mol R.: Laser generated elastic waves in carbon-epoxy composites, *IEEE Transaction* 40(1993), ss. 710-716
16. Costley R.D., Shah V.V., Winstead Ch.B., Singh J.P., Balasubramaniam K.: Viscosity measurement with laser-generated and detected shear waves, *JASA* 105(1999), ss. 1630-1637

17. Coulson C.A., Jeffrey A.: Fale – modele matematyczne, WNT, Warszawa 1982
18. Danilowskaya V.J.: Thermal stresses in an elastic half-space due to sudden heating on the surface, *J. Appl. Math. Mech.* 14(1950), ss. 316-318
19. Deputat J.: Własności i wykorzystanie zjawiska elastoakustycznego do pomiarów naprężeń własnych, *Prace IPPT PAN Warszawa* 28(1987)
20. Dewhurst R.J., Hutchins D.A., Palmer S.B., Scruby C.B.: Quantitative measurements of laser-generated acoustic waveforms, *J. Appl. Phys.* 53(1982), ss. 4064-4071
21. Ditchi T., Alquie C., Lewiner J.: Broadband determination of ultrasonic attenuation and phase velocity in insulating materials, *JASA* 94(1993), ss. 3061-3066
22. Domański R.: Promieniowanie laserowe – oddziaływanie na ciała stałe. WNT, Warszawa 1990
23. Doyle P.A.: On epicentral waveforms for laser-generated ultrasound, *J. Phys. D-Appl. Phys.* 10(1986), ss. 1613-1623
24. Felix M.P.: Laser-generated ultrasonic beams, *Review of Scientific Instruments* 45(1974), ss. 1106-1108
25. Filipczyński L.: Wytwarzanie i odbiór fal ultradźwiękowych za pomocą przetwornika kwarcowego o cięciu X, PWN, Warszawa 1960
26. Filipczyński L., Pawłowski Z., Wehr J.: Ultradźwiękowe metody badań materiałów, WNT Warszawa 1963
27. Gałka A., Wojnar R.: One – dimensional dynamic thermal stresses generated in an elastic half – space by laser pulses, *J. of Thermal Stresses* 18(1995), ss. 113-140
28. Guilband S., Audoin B.: Measurement of the stiffness coefficients of a viscoelastic composite material with laser-generated and detected ultrasound, *JASA* 105(1999), ss. 2226-2235
29. Hurley D.A., Spicer J.B., Conant R.J., Telschow K.L.: Determination of the optical absorption coefficient via analysis of laser generated plate waves, *IEEE Ultrasonics, Ferro.Freq.Control.* 44(1997), ss. 902-908
30. Hutchins D.A., Dewhurst R.J., Palmer S.B.: Directivity patterns of laser generated ultrasound in aluminium, *JASA* 70(1981), ss. 1362-1369
31. Ignaczak J.: Thermal displacements in an elastic semi-space due to sudden heating of the boundary plane, *Arch. of Mechanics* 9(1957), ss. 395-416
32. Kim K.Y., Sachse W., Every A.G.: On the determination of sound speeds in cubic crystals and isotropic media using a broadband ultrasonic point-source/point-receiver measurements in thin specimens, *JASA* 93(1993), ss. 1393-1406
33. Kosiński W.: Wstęp do teorii osobliwości pola i analizy fal, PWN, Warszawa 1981
34. Krehl P., Schwirzke F., Cooper A.: Correlation of stress – wave profiles and the dynamics of the plasma produced by laser irradiation of plane solid targets, *J. Appl. Phys.* 46(1975), ss. 4400-4406
35. Kwun H., Hanley J.J., Teller C.M.: Performance of a noncontact magnetostrictive AE sensor on a steel rod, *J. of Acoustic Emission*, vol. 11(1993), ss. 27-32

36. Lanza di Scalea F., Green R.E. Jr.: Experimental observation of the intrusive effect of a contact transducer on ultrasound propagation, *Ultrasonics* 37(1999), ss. 179-183
37. Ledbetter H.M., Moulder J.C.: Laser-induced Rayleigh waves in aluminum, *JASA* 65(1979), ss. 840-842
38. Lee R.E., White R.M.: Excitation of surface elastic waves by transient surface heating, *Appl. Phys. Letter*, 12(1968), ss. 12-14
39. Łypacewicz G.: Piezoelektryczne układy nadawczo-odbiorcze dla celów ultrasonografii, (praca habilitacyjna) *Prace IPPT PAN Warszawa* 22(1995)
40. Malecki I.: Nowoczesne metody badań i technologie materiałów ceramicznych, Warszawa-Mądralin 1997
41. McDonald F.A.: A practical quantitative theory of pulsed photoacoustic generation, *Appl. Phys. Letter*, 54(1989), ss. 1504-1506
42. Nakano H., Nagai S.: Laser generation of anti-symmetric Lamb waves in thin plates, *Ultrasonics* 29(1991), ss. 230-234
43. Norris D.M. Jr., Young W.C.: Complex modulus measurement by longitudinal vibration testing, *Experimental Mechanics* 10(1970), ss. 93-96
44. Nowacki W.K.: Zagadnienia falowe w teorii plastyczności, PWN, Warszawa 1974
45. Ódeen S., Lundberg B.: Determination of complex modulus from measured end-point acceleration of an impacted rod specimen, *J. of Sound and Vibration* 165(1993), ss. 1-8
46. Osiecki J.: Reflection of a plane stress wave in a non-homogeneous solid medium, *Proceedings of Vibration Problems* 2(1961), ss. 155-178
47. Osiecki J., Ziemia W.: Podstawy pomiarów drgań mechanicznych. PWN, Warszawa 1968
48. Ozimek E.: Podstawy teoretyczne analizy widmowej sygnałów, PWN, Warszawa 1985
49. Piche L., Champagner B., Monchalain J.-P.: Laser ultrasonic measurements of elastic constants of composites, *Material Evaluation* 45(1987), ss. 74-79
50. Pilecki Sz.: Metody akustyczne w badaniach metali, *Problemy współczesnej akustyki*, red. Ranachowski J., Warszawa 1991
51. Pouet B., Rasolofosaon N.: Measurement of broadband intrinsic ultrasonic attenuation and dispersion in solids with laser techniques, *JASA* 93(1993), ss. 1286-1292
52. Pritz T.: Transfer function method for investigating the complex modulus of acoustical materials: rod like specimen, *Journal of Sound and Vibration* 81(1982), ss. 359-376
53. Rachmatulin Ch.A., Dem'janov Ju.A.: Procnoct' pri intencivnykh kratkovremennykh nagruzkach, Moskwa 1961
54. Radziszewski L.: O kalibracji przetworników do emisji akustycznej, *Zeszyty Naukowe Politechniki Świętokrzyskiej, Mechanika* 54(1995), ss. 111-122
55. Radziszewski L.: Kalibrowanie przetworników akustycznych metodami energetycznymi, *Zebrańie Sekcji Podstaw Technologii Komitetu Budowy Maszyn PAN, Zeszyty Naukowe Politechniki Świętokrzyskiej, Mechanika* (1997), ss. 129-139

56. Radziszewski L.: O kalibrowaniu akustycznego toru pomiarowego, Nowe kierunki technologii i badań materiałowych, pod red. J. Ranachowski, Warszawa 1999. ss. 133-140
57. Radziszewski L.: Propagation parameters of ultrasonic waves in polymer composites, Archives of Acoustics 25(2000), ss. 465-478
58. Radziszewski L.: On generating ultrasounds by laser in polymers, Archives of Acoustics 19(1994), ss. 381-393
59. Radziszewski L.: The influence of the surface load exerted by a piezoelectric contact sensor on testing results: Part I, The displacement field in the solid, Archives of Acoustics 28(2003), ss. 71-91
60. Radziszewski L.: The influence of the surface load exerted by a piezoelectric contact sensor on testing results: Part II, The electrical transients generated by piezoelectric sensor, Archives of Acoustics 28(2003), ss. 93-100
61. Radziszewski L.: Intrusive effect of a contact transducer on testing results, Metrology and Measurement System, vol. XI (1/ 2004), pp. 31-43
62. Radziszewski L.: Analiza zaburzeń generowanych laserem w tworzywach sztucznych a emisja akustyczna, XLVI Otwarte Seminarium z Akustyki OSA '99, Kraków-Zakopane 14-17.09.1999, ss. 305-308
63. Ranachowski J.: Problemy i metody współczesnej akustyki, Warszawa 1989
64. Ready J.F.: Effects of high power laser radiation, Ac. Press NY 1971, ss. 67-125
65. Ready J.F.: Effects due to absorption of laser radiation, J. Appl. Phys. 36(1965), ss. 462-468
66. Rose L.R.: Point-source representation for laser generated ultrasound, JASA 75(1984), ss. 723-732
67. Sachse W.: Applications of quantitative AE methods: dynamic fracture, materials and transducer characterization, w Solid mechanics research for quantitative non destructive evaluation, pod red. Achenbach J.D., Rajapakse Y. Dordrecht Martinus Nijhoff Pub. 1987
68. Sachse W., Hsu N.N.: Ultrasonic Transducers for Materials Testing and Their Characterization, Physical acoustic, red. W.P. Mason, R.N. Thurston, vol. XIV, 1979, Ac. Press, ss. 277-394,
69. Sanderson T.: A comparison of a Q-switched and intensity modulated laser pulses for ultrasonic NDT, J. of Nondestructive Evaluation, 17(1998) ss. 199-208
70. Sanderson T., Ume Ch., Jarzyński J.: Laser generated ultrasound: a thermoelastic analysis of the source, Ultrasonics 35(1997), ss. 115-124
71. Sanderson T., Ume Ch., Jarzyński J.: Experimental and numerical results for intensity modulated laser ultrasonics, JASA 104(1998)
72. Sansalone M.J., Streett W.B.: Impact-Echo; The complete story, ACI Structural Journal 6(1997), ss. 777-786
73. Schleichert U.: Die Theorie der Optischen Erzeugung elastischer Wellen in Festkoerpern, praca doktorska, Uniwersytet Kassel, 1989

74. Schleichert U., Langenberg K.J.: Die Theorie der optischen Erzeugung von Ultraschall, Materiały konferencji DGZfP-Jahrestagung in Kielce 1989, Berlin DGZfP (1989), ss. 328-335
75. Schleichert U., Langenberg K.J., Arnold W., Fasbender S.: A quantitative theory of laser-generated ultrasound, w Review of Progress in QNDT red. Thompson, Chimenti, NY, Plenum, (1989), ss. 489-496
76. Scruby C.B., Drain L.E.: Laser Ultrasonics, Techniques and applications, Adam Hiliger Bristol 1990
77. Scruby C.B.: Quantitative acoustic emission techniques, w Research Techniques in NDT, red. Sharpe R.P., Ac. Press, Londyn, vol. VIII (1985), ss. 141-210
78. Scruby C.B., Dewhurst R.J., Hutchins D.A., Palmer S.B.: Quantitative studies of thermally generated elastic waves in laser irradiated metals, J. Appl. Phys. 51(1980), ss. 6210-6216
79. Scudder L.P., Hutchins D.A., Mottram I.T.: The ultrasonic impulse response of unidirectional carbon fibre laminates, Ultrasonics 32(1994), ss. 347-357
80. Skrzypek J.: Plastyczność i pękanie. PWN, Warszawa 1986
81. Śliwiński A.: Ultradźwięki i ich zastosowania. WNT, Warszawa 1993
82. Tang X.M., i in.: Radiation patterns of compressional and shear transducers at the surface of an elastic half-space, JASA 95(1994), ss. 71-76
83. Taylor G.S., Hutchins D.A., Edwards C., Palmer S.B.: TEA CO₂ laser generation of ultrasound in non-metals, Ultrasonics 28(1990), ss. 343-349
84. Veidt M., Sachse W.: Ultrasonic point-source/point-receiver measurements in thin specimens, JASA 96(1994), ss. 2318-2326
85. Vos J., Drijkoningen G., Fokkema J.: Sensor coupling in acoustic media using reciprocity, JASA 105(1999), ss. 2252-2260
86. Wadley H., Scruby Ch.B.: Elastic wave radiation from cleavage crack extension, Int. J. of Fracture 23(1983), ss. 111-128
87. Waver R.L., Sachse W.: Transient ultrasonic waves in a viscoelastic plate, JASA 85(1989), ss. 2255-2267
88. Wehr J.: Pomiary prędkości i tłumienia fal ultradźwiękowych. PWN, Warszawa 1972
89. Wesółowski Zb.: Akustyka ciała sprężystego. PWN, Warszawa 1989
90. White R.M.: Generation of elastic waves by transient surface heating, J. Appl. Phys. 34(1963), ss. 3559-3567
91. Yiching Lin, Wei-Kuang Lai, Kuo-Lung Lin: A numerical approach to determining the transient response of nonrectangular bars subjected to transverse elastic impact, JASA 103(1998), ss. 1468-1474
92. Zhang P., Ying C.F., Shen J.: Directivity patterns of laser thermoelastically generated ultrasound in metal with consideration of thermal conductivity, Ultrasonics 35(1997), ss. 233-240

DODATEK 1

Korzystając z rozwiązania d'Alemberta równania falowego przemieszczenie w obszarze 1 (rys. 3b) możemy zapisać w postaci

$$u_1(x,t) = g_1(a_2t - x) + g_2(a_2t + x) = 0$$

gdzie a_2 jest prędkością fali w pręcie 2. Zakładamy, że na charakterystyce o równaniu $x = a_2\left(t - \frac{L}{a_1}\right) + L$ zachodzi równość i ciągłość przemieszczeń $u_1(x,t) = u_3(x,t)$. Przemieszczenie w obszarze 3 możemy zapisać w postaci $u_3(x,t) = g_1(a_2t - x) + g_2(a_2t + x)$. Po podstawieniu równania charakterystyki do tego wzoru otrzymamy:

$$g_1\left[L\left(\frac{a_2}{a_1} - 1\right)\right] + g_2\left[2a_2t + L\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\right)\right] = 0$$

Wprowadźmy oznaczenie $\kappa = 2a_2t + L\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\right)$. Możemy teraz zapisać:

$$g_2(\kappa) = -g_1\left[L\left(\frac{a_2}{a_1} - 1\right)\right] = \text{const}$$

a następnie po zróżniczkowaniu i podstawieniu za zmienną $\kappa = a_2t + x$ otrzymamy:

$$g_2(a_2t + x) = -g_1\left[L\left(\frac{a_2}{a_1} - 1\right)\right] = \text{const} \quad (\text{A1})$$

Na charakterystyce o równaniu $x + a_1t = 2L$ zakładamy równość przemieszczeń

$$u_{\text{II}}(x,t) = u_{\text{IV}}(x,t)$$

$$u_{\text{IV}}(x,t)\Big|_{x=-a_1t+2L} = f_1(2a_1t - 2L) + f_2(2L) = \int_0^{2a_1t-2L} \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1F_1} d\delta.$$

Wprowadźmy oznaczenie $\varphi = 2a_1t - 2L$. Wtedy możemy napisać:

$$f_1(\varphi) = \int_0^{\varphi} \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1F_1} d\delta - f_2(2L).$$

Podstawiając za zmienną $\varphi = a_1t - x$ otrzymamy:

$$f_1(a_1t - x) = \int_0^{a_1t-x} \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1F_1} d\delta - f_2(2L) \quad (\text{A2})$$

Założmy, że na powierzchni czołowej granicznej, dla $x = L$ pomiędzy prętem a czujnikiem występuje równość przemieszczeń i spełnione jest równanie:

$$\varepsilon_{IV}(x, t)E_1F_1 = \varepsilon_3(x, t)E_2F_2.$$

Wprowadźmy oznaczenie $\zeta = \frac{E_2F_2}{E_1F_1}$, gdzie E_2 oznacza moduł Younga, a F_2 pole przekroju poprzecznego pręta 2. Stąd mamy po przekształceniu:

$$\varepsilon_{IV}(x, t) = \zeta \varepsilon_3(x, t)$$

Z poprzednich rozważań wiemy, że odkształcenia można zapisać następująco:

$$\varepsilon_{IV}(x, t) = -f_1'(a_1t - x) + f_2'(a_1t + x)$$

$$\varepsilon_3(x, t) = -g_1'(a_2t - x) + g_2'(a_2t + x)$$

Po podstawieniu wyrażeń na pochodne funkcji f_1', f_2', g_1', g_2' otrzymamy:

$$f_2'(a_1t + L) = \frac{1}{E_1F_1} F\left(\frac{a_1t - L}{a_1}\right) - \zeta g_1'(a_2t - L) \quad (\text{A3})$$

Wprowadźmy oznaczenie $\eta = a_1t + L$. Możemy zapisać, że $a_1t - L = \eta - 2L$. Zakładamy też równość prędkości na granicy obszaru IV i obszaru 3, dla $x = L$. Po przekształceniu otrzymamy:

$$f_2'(a_1t + L) = \frac{a_2}{a_1} g_1'(a_2t - L) - \frac{1}{E_1F_1} F\left(\frac{a_1t - L}{a_1}\right) \quad (\text{A4})$$

Z powyższych równań wyznaczmy pochodne $f_2'(a_1t + x)$ oraz $g_1'(a_2t - x)$.

Po wykonaniu prostych przekształceń możemy zapisać:

$$g_1'(a_2t - L) = \frac{2a_1}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} F\left(\frac{a_1t - L}{a_1}\right).$$

Przyjmijmy oznaczenie $\beta = a_2t - L$. Po scałkowaniu powyższego wyrażenia otrzymamy:

$$g_1(\beta) = \frac{2a_1}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \int_0^\beta F\left(\frac{a_1\beta + L(a_1 - a_2)}{a_1a_2}\right) d\beta + W \quad (\text{A5})$$

gdzie W stała całkowania. Przyjmijmy, że zmienna $\beta = a_2t - x$. Można wtedy zapisać (A1) i (A5) jako:

$$g_1(a_2t - x) = \frac{2a_1}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \int_0^{a_2t - x} F\left(\frac{a_1\beta + L(a_1 - a_2)}{a_1a_2}\right) d\beta + W \quad (\text{A6})$$

$$g_2(a_2t + x) = -g_1\left[L\left(\frac{a_2}{a_1} - 1\right)\right] = \frac{-2a_1}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \int_0^{L\frac{a_2 - a_1}{a_1}} F\left(\frac{a_1\beta + L(a_1 - a_2)}{a_1a_2}\right) d\beta - W$$

Ostatecznie przemieszczenie dla obszaru 3 i charakterystyki o równaniu $a_2\left(t - \frac{L}{a_1}\right) + L = x$ możemy zapisać:

$$u_3(x, t) = \frac{2a_1}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \int_{L\frac{a_2 - a_1}{a_1}}^{a_2t - x} F\left(\frac{a_1\beta + L(a_1 - a_2)}{a_1a_2}\right) d\beta \quad (\text{A7})$$

Z równań (A3) i (A5) po wykonaniu prostych przekształceń i po scałkowaniu otrzymamy:

$$f_2(\eta) = \frac{1}{E_1 F_1} \int_0^{\eta} F\left(\frac{\eta - 2L}{a_1}\right) d\eta - \frac{2a_1 \zeta}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} \int_{2L}^{\eta} F\left(\frac{\eta - 2L}{a_1}\right) d\eta \quad (\text{A8})$$

Po wprowadzeniu oznaczenia $\eta = a_1 t + x$ otrzymamy:

$$f_2(a_1 t + x) = \frac{a_2 - a_1 \zeta}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} \int_{2L}^{a_1 t + x} F\left(\frac{\eta - 2L}{a_1}\right) d\eta \quad (\text{A9})$$

Przemieszczenie w obszarze IV wynosi:

$$u_{1V}(x, t) = \int_0^{a_1 t - x} \frac{F\left(\frac{\delta}{a_1}\right)}{E_1 F_1} d\delta + \frac{a_2 - a_1 \zeta}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} \int_{2L}^{a_1 t + x} F\left(\frac{\eta - 2L}{a_1}\right) d\eta \quad (\text{A10})$$

Zakładamy, że na granicy pomiędzy obszarem 3 a obszarem 5 zachodzi ciągłość i równość przemieszczeń $u_5(x, t) = u_3(x, t)$. Zapiszmy przemieszczenie w obszarze 5 następująco $u_5(x, t) = h_1(a_2 t - x) + h_2(a_2 t + x)$. Równanie charakterystyki pomiędzy obszarami 3 i 5 jest następujące $x = -a_2 \left(t - \frac{L}{a_1}\right) + L + 2h$. Możemy zatem zapisać przemieszczenie na tej charakterystyce:

$$u_5(x, t) = h_1 \left[2a_2 t - L \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right) - 2h \right] + h_2 \left[L \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right) + 2h \right]$$

Wprowadźmy oznaczenie $\theta = 2a_2 t - L \left(1 + \frac{a_2}{a_1} \right) - 2h$. Po przekształceniach i zróżniczkowaniu ostatniej równości otrzymamy:

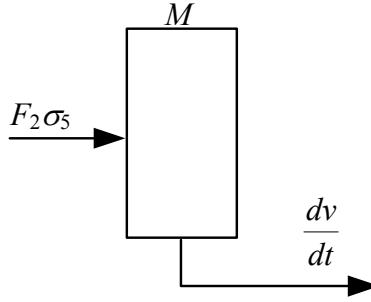
$$h_1'(\theta) = \frac{2a_1}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} F \left[\frac{a_1 \theta + L(a_1 - a_2)}{a_1 a_2} \right]$$

Możemy teraz podstawić za zmienną $\theta = a_2t - x$ i otrzymamy:

$$h_1(a_2t - x) = \frac{2a_1}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \int_{L \frac{a_2 - a_1}{a_1}}^{a_2t - x} F\left(\frac{a_1\beta + L(a_1 - a_2)}{a_1a_2}\right) d\beta - h_2 \left[L \left(1 + \frac{a_2}{a_1}\right) + 2h \right] \quad (\text{A11})$$

Załóżmy, że fala padająca na powierzchnię o współrzędnej $x = L + h$ ulega całkowitemu odbiciu (od masy sejsmicznej M). Rozważmy równanie równowagi sił działających na masę M (rys. A1); siłę $F_2\sigma_5$ możemy zapisać w postaci:

$$E_2F_2 \frac{\partial u_5(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=L+h} = E_2F_2 \left[-h_1'(a_2t - L - h) + h_2'(a_2t + L + h) \right] \quad (\text{A12})$$



Rys. A1. Schemat sił działających na masę sejsmiczną M

Równanie równowagi sił działających na masę sejsmiczną M :

$$E_2F_2 \frac{\partial u_5(x, t)}{\partial x} + M \frac{\partial v(t)}{\partial t} \Big|_{x=L+h} = 0 \quad (\text{A13})$$

Prędkość masy sejsmicznej M wynosi:

$$v(t) = \frac{\partial u_5(x, t)}{\partial t} \Big|_{x=L+h} = a_2h_1'(a_2t - x) + a_2h_2'(a_2t + x).$$

Po prostym przekształceniu tej zależności otrzymamy dla $x = L + h$:

$$h_2'(a_2t + L + h) = \frac{1}{a_2} v(t) - h_1'(a_2t - L - h)$$

Napiszmy jeszcze raz równanie równowagi sił działających na masę M :

$$\frac{dv(t)}{dt} + v(t) \frac{E_2 F_2}{M a_2} = \frac{2}{M} h_1'(a_2 t - L - h) E_2 F_2 \quad (\text{A14})$$

Z wcześniejszych obliczeń wynika, że:

$$h_1'(a_2 t - L - h) = \frac{2a_1}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} F \left[t - \frac{L}{a_1} - \frac{h}{a_2} \right] \quad (\text{A15})$$

Przyjmijmy dla uproszczenia obliczeń, że siła $F(t) = F_0 = \text{const}$ oraz oznaczenie $k_1 = \frac{1}{M} \frac{E_2 F_2}{a_2}$. Równanie równowagi sił działających na masę sejsmiczną M możemy zapisać ostatecznie w postaci:

$$\frac{dv(t)}{dt} + v(t) k_1 \Big|_{x=L+h} = \frac{2}{M} \frac{2a_1 E_2 F_2}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} F_0 \quad (\text{A16})$$

Przyjmijmy warunek początkowy $v\left(\frac{L}{a_1} + \frac{h}{a_2}\right) = 0$. Po rozwiązaniu powyższego równania różniczkowego niejednorodnego otrzymamy:

$$v(t) = \frac{4a_1 F_0}{a_2 + \zeta a_1} \frac{a_2}{E_1 F_1} \left[1 - e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{h}{a_2} \right)} \right] \quad (\text{A17})$$

Z wyrażenia tego wyznaczmy $h_2'(a_2 t + x)$ dla $x = L + h$ i otrzymamy:

$$h_2'(a_2 t + L + h) = \frac{4a_1}{a_2 + \zeta a_1} F_0 \frac{1}{E_1 F_1} \left[1 - e^{-k_1 \left(t - \frac{L}{a_1} - \frac{h}{a_2} \right)} \right] - h_1'(a_2 t - L - h) \quad (\text{A18})$$

Wprowadźmy oznaczenie $\xi = a_2 t + L + h$. Przekształcając powyższą zależność otrzymamy:

$$h_2'(\xi) = \frac{2a_1 F_0}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} - \frac{4a_1}{a_2 + \zeta a_1} \frac{F_0}{E_1 F_1} e^{-k_1 \left(\frac{\xi}{a_2} - \frac{L(a_1 + a_2)}{a_1} - \frac{2h}{a_2} \right)} \quad (\text{A19})$$

Po obustronnym scałkowaniu otrzymamy:

$$h_2(\xi) = \frac{2a_1 F_0 \xi}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} + \frac{4a_1}{a_2 + \zeta a_1} \frac{F_0}{E_1 F_1} \frac{a_2}{k_1} e^{-k_1 \left(\frac{\xi}{a_2} - \frac{L(a_1 + a_2)}{a_2 a_1} - \frac{2h}{a_2} \right)} + D \quad (\text{A20})$$

gdzie D jest stałą całkowania. Podstawmy za zmienną $\xi = a_2 t + x$. Otrzymamy wtedy:

$$h_2(a_2 t + x) = \frac{2a_1 F_0 (a_2 t + x)}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} + \frac{4a_1}{a_2 + \zeta a_1} \frac{F_0}{E_1 F_1} \frac{a_2}{k_1} e^{-k_1 \left(\frac{a_2 t + x}{a_2} - \frac{L(a_1 + a_2)}{a_2 a_1} - \frac{2h}{a_2} \right)} + D \quad (\text{A21})$$

Możemy zapisać wzór na przemieszczenie w obszarze 5 (przyjmując, że siła $F(t) = F_0 = \text{const}$) jako:

$$u_5(x, t) = \frac{4a_1 F_0}{(a_2 + \zeta a_1) E_1 F_1} \left(a_2 t - L \frac{a_2}{a_1} - h - \frac{M a_2^2}{E_2 F_2} \left[1 - e^{-k_1 \left(\frac{a_2 t + x}{a_2} - \frac{L(a_1 + a_2)}{a_2 a_1} - \frac{2h}{a_2} \right)} \right] \right) \quad (\text{A22})$$

Przemieszczenie w obszarze VII wyznaczone w powyższy sposób wynosi:

$$u_{\text{VII}}(x, t) = \frac{4a_1 F_0}{(a_2 + \zeta a_1)^2 E_1 F_1} (a_1 a_2 \zeta t - a_2 \zeta L + a_1 h \zeta + h a_2 - 2a_1 \zeta h) - \frac{8(a_1)^2 (a_2)^2 \zeta F_0}{(a_2 + \zeta a_1)^2 E_1 F_1} \frac{M}{E_2 F_2} \left[1 - e^{-\frac{E_2 F_2}{M a_2} \left(\frac{a_2 t - L}{a_2} - \frac{2h}{a_2} \right)} \right] \quad (\text{A23})$$

Przemieszczenie w obszarze XII wyznaczone podobnie wynosi:

$$\begin{aligned}
 u_{\text{XII}}(x,t) = & \frac{4a_1F_0h}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \left(1 + \frac{a_1}{a_2} \right) - \frac{2A\zeta ha_1}{a_2} - \frac{2Aa_1\zeta}{k_1} \left(e^{-\frac{2h}{a_2}k_1} - 1 \right) - \\
 & - \frac{4(a_1)^2\zeta F_0}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1} \frac{Ma_2}{E_2F_2} \left[1 - e^{-\frac{E_2F_2}{Ma_2} \frac{2h}{a_2}} \right] - AZ\zeta(a_1t+x) \left(1 + 4e^{-k_1 \left(t + \frac{x}{a_1} - \frac{2L}{a_1} - \frac{4h}{a_2} \right)} \right) + \\
 & + 4AZL\zeta e^{-k_1 \left(t + \frac{x}{a_1} - \frac{2L}{a_1} - \frac{4h}{a_2} \right)} - 4AZL\zeta \frac{a_1}{a_2} e^{-k_1 \left(t + \frac{x}{a_1} - \frac{2L}{a_1} - \frac{4h}{a_2} \right)} + 4AZL\zeta \frac{a_1}{a_2} + \\
 & + 4Z\zeta \frac{a_1}{a_2} \left(1 - e^{-k_1 \left(t + \frac{x}{a_1} - \frac{2L}{a_1} - \frac{4h}{a_2} \right)} \right) \left(A \frac{a_2}{k_1} - AL - AL \frac{a_2}{a_1} - 4Ah - \frac{F_0a_1a_2 \left(1 - e^{-\frac{E_2F_2}{Ma_2} \frac{2h}{a_2}} \right)}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1k_1} \right) + \\
 & + A\zeta(a_1t+x) \left(1 + 4e^{-k_1 \left(t + \frac{x}{a_1} - \frac{2L}{a_1} - \frac{4h}{a_2} \right)} \right) + 20\zeta AZh \frac{a_1}{a_2} + 6\zeta AZL - \\
 & - 6\zeta AL - 20\zeta Ah \frac{a_1}{a_2} - 4AL\zeta e^{-k_1 \left(t + \frac{x}{a_1} - \frac{2L}{a_1} - \frac{4h}{a_2} \right)} \left(1 - \frac{a_1}{a_2} \right) - 4AL \frac{a_1}{a_2} \zeta + \\
 & + 4 \frac{a_1}{a_2} \zeta \left(e^{-k_1 \left(t + \frac{x}{a_1} - \frac{2L}{a_1} - \frac{4h}{a_2} \right)} - 1 \right) \left(A \frac{a_2}{k_1} - AL - AL \frac{a_2}{a_1} - 4Ah - \frac{F_0a_1a_2 \left(1 - e^{-\frac{E_2F_2}{Ma_2} \frac{2h}{a_2}} \right)}{(a_2 + \zeta a_1)E_1F_1k_1} \right)
 \end{aligned}$$

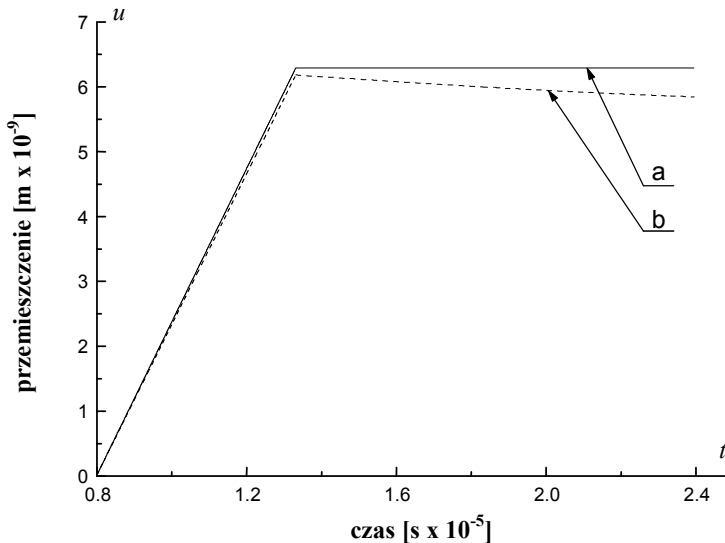
gdzie $A = \frac{2F_0a_1(\zeta a_1 - a_2)}{E_1F_1(a_2 + \zeta a_1)^2}$ oraz $Z = \frac{\zeta a_1 - a_2}{a_2 + \zeta a_1}$ (A24)

DODATEK 2

Względą różnicę przemieszczeń obciążonego i nieobciążonego prawego końca pręta 1 (rys. 3) zapisaaliśmy w rozdziale 2 – wzór (7b) jako:

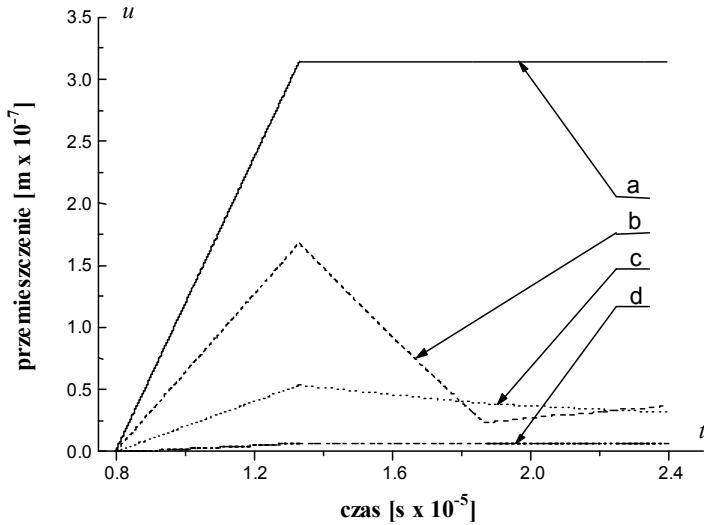
$$\iota = \frac{Z_2}{Z_1 \frac{F_1}{F_2} + Z_2}$$

Przeprowadźmy analizę wpływu pola powierzchni F_1 i F_2 na przemieszczenia końca pręta 1 o współrzędnej $x = L$ i na wskazania elektryczne czujnika piezoelektrycznego. Z zależności (7b) wynika, że wartość parametru ι dąży do zera, gdy wartość stosunku pola powierzchni prętów $F_1/F_2 \rightarrow \infty$. Rozważmy przykładowo trzy wartości stosunku: $F_1/F_2 = 50$, $F_1/F_2 = 5$ i $F_1/F_2 = 1$.



Rys. A2. Przemieszczenie końca pręta 1 z aluminium w funkcji czasu: a) nieobciążonego, gdy $F_1 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$, b) obciążonego czujnikiem tzw. punktowym z kwarcu, gdy $F_1/F_2 = 50$ i $F_2 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$, masa sejsmiczna $M = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$

W rozdziale 2 analizowaliśmy sytuację, gdy $F_2 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ i $F_1/F_2 = 5$. W przypadku, gdy $F_2 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ i $F_1/F_2 = 1$ otrzymamy większe wartości parametru ι niż przedstawione w tabeli 1, ale charakter zmian zależności przemieszczenia od czasu i wskazań elektrycznych czujnika pozostanie taki sam jak na rysunkach 4, 5, 6, 7, 8.



Rys. A3. Przemieszczenie końca pręta 1 z aluminium w funkcji czasu: a) nieobciążonego, gdy $F_1 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ lub obciążonego czujnikiem tzw. punktowym z kwarcu $F_2 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$, b) stosunek $F_1/F_2 = 1$, c) stosunek $F_1/F_2 = 5$, d) stosunek $F_1/F_2 = 50$; masa sejsmiczna $M = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$

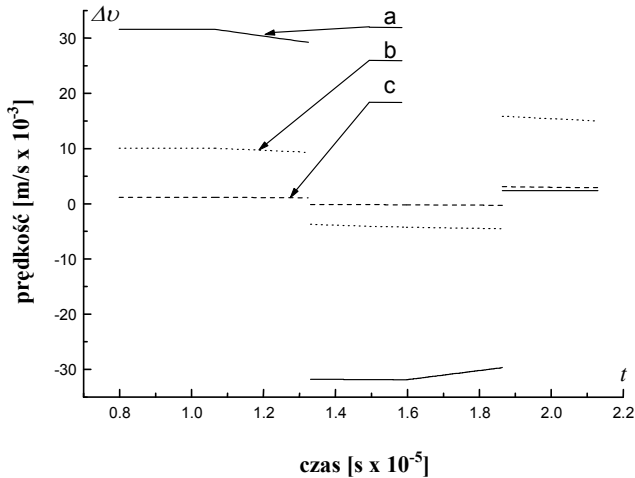
Niech pole powierzchni przekroju poprzecznego pręta 1 np. z PCW będzie równe $F_1 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$, natomiast pole powierzchni przekroju poprzecznego przetwornika np. z PbNb_2O zmniejszymy do $F_2 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$. Zmniejszy się wtedy wartość parametru ι , ale ruch końca pręta 1 obciążonego nie ulegnie większej zmianie. Wydłuży się czas, po którym prędkość czoła fali odbitej od powierzchni $x = L + h$ będzie równa, co do wartości bezwzględnej prędkości czoła fali padającej na powierzchnię $x = L$ (wzór (10), rys. 6).

Wzrost wartości stosunku F_1/F_2 można uzyskać zmniejszając pole powierzchni przekroju poprzecznego F_2 przetwornika. Czujnikiem o najmniejszej znanej średnicy przetwornika wynoszącej $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ jest czujnik tzw. punktowy. Przyjmijmy, że pole powierzchni przekroju poprzecznego F_2 tego czujnika wynosi $2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ a stosunek $F_1/F_2 = 50$.

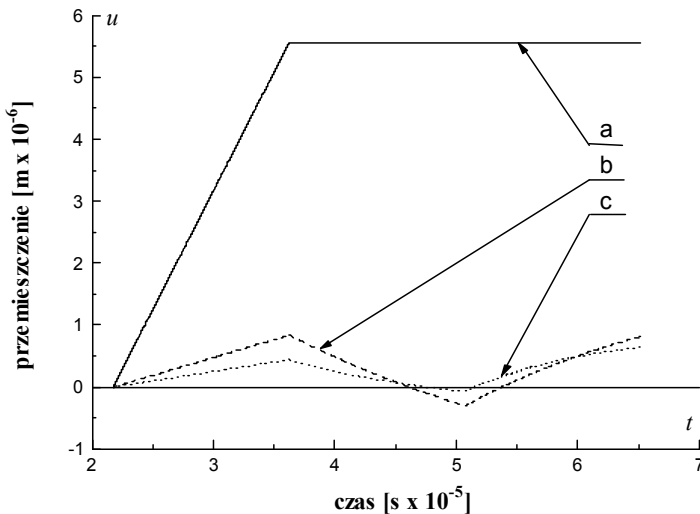
W odróżnieniu od poprzednio rozważanych sytuacji zmniejszy się znacznie wartość parametru ι – dla pręta 1 z aluminium do około 5%, a dla pręta z PCW do około 20%. Zmieni się też istotnie zależność przemieszczenia od czasu dla końca pręta 1 obciążonego, co przedstawiono na rysunku A2 i oraz różnica prędkości końców pręta $2 \Delta v$ w funkcji czasu, co przedstawiono na rysunku A4.

Na rysunkach A3 i A4 przedstawiono też powyższe zależności dla przypadku czujnika tzw. punkowego i stosunku $F_1/F_2 = 5$ lub $F_1/F_2 = 1$. Z analizy rysunków 4, 5, A3 wynika, że gdy koniec pręta 1 obciążymy czujnikiem tzw. punktowym, to

zmniejszając stosunek F_1/F_2 aż do 1 zmienia się przebieg przemieszczeń tego końca w funkcji czasu. Przemieszczenia te zbliżone są do przemieszczeń okresowych końca pręta nieobciążonego.

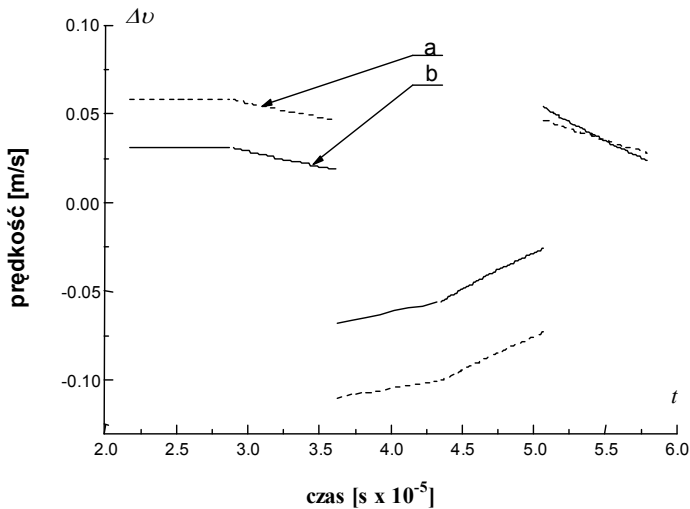


Rys. A4. Prędkość Δv w funkcji czasu dla pręta 1 z aluminium obciążonego czujnikiem tzw. punktowym z kwarcu: a) stosunek $F_1/F_2 = 1$, b) stosunek $F_1/F_2 = 5$, c) stosunek $F_1/F_2 = 50$; dla masy sejsmicznej $M = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$



Rys. A5. Przemieszczenie końca pręta 1 z PCW w funkcji czasu: a) nieobciążonego $F_1 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ lub obciążonego czujnikiem tzw. punktowym, b) z kwarcu, c) z ceramiki PZT; $F_2 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$; stosunek $F_1/F_2 = 1$, masa sejsmiczna $M = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$

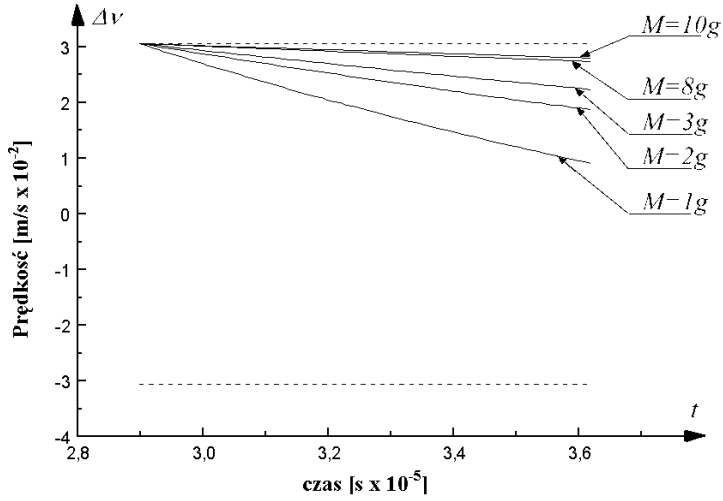
Przebiegi Δv pokazane na rysunku A4 zbliżone są do wykresu prędkości w funkcji czasu nieobciążonego końca pręta 1. Wskazania czujnika piezoelektrycznego, zgodnie ze wzorem (9), proporcjonalne są do zależności z rysunku A4. Po scałkowaniu tych zależności uzyskamy przemieszczenia końca pręta 1. Możemy wtedy powiedzieć, że wskazania (po scałkowaniu) czujnika tzw. punktowego proporcjonalne są do przemieszczeń końca pręta 1. Obliczenia wykonane dla pręta 1 z PCW obciążonego czujnikami tzw. punktowymi z przetwornikami z różnych materiałów piezoelektrycznych przy stosunku $F_1/F_2 = 1$ przedstawione na rysunkach A5 i A6 potwierdzają ten wniosek.



Rys. A6. Prędkość Δv w funkcji czasu dla pręta 1 z PCW obciążonego czujnikiem tzw. punktowym: a) z kwarcu, b) z ceramiki PZT; stosunek $F_1/F_2 = 1$, $F_2 = 2 \cdot 10^{-6}$ m², masa sejsmiczna $M = 2 \cdot 10^{-3}$ kg

Na rysunku A7 przedstawiono zależność (10) dla pręta 1 z PCW obciążonego czujnikiem tzw. punktowym z ceramiki PZT.

Porównując rysunek A7 z rysunkiem 6 widzimy, że w przypadku czujnika tzw. punktowego zmiany prędkości Δv są niewielkie. Jest to przyczyną, że wskazania (po scałkowaniu) czujnika tzw. punktowego są proporcjonalne do przemieszczeń prawego końca pręta 1. Z przeprowadzonej analizy wynika wniosek, że w szczególnym przypadku czujnikiem piezoelektrycznym tzw. punktowym możemy mierzyć przemieszczenie końca pręta 1.



Rys. A7. Prędkość Δv w funkcji czasu dla pręta 1 z PCW obciążonego czujnikiem tzw. punktowym z ceramiki PZT w zależności od masy sejsmicznej M , dla $F_1/F_2 = 1$, $F_2 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$

THE ANALYSIS OF INTERACTION OF A STRONG DISCONTINUITY WAVE WITH PIEZOELECTRIC SENSOR

Summary

In this work the influence of the surface loading by piezoelectric contact sensor by measurements of transient disturbances in solids on testing results was investigated analytically and experimentally.

In chapter 2 the one-dimensional model of the mechanical contact between the ultrasonic sensor and the solid medium was developed. Contrary to the previous papers the transducer was assumed not to be a rigid mass of known mechanical impedance but a continuous mass in a form of a rod. In this rod will propagate in the longitudinal direction disturbances with the velocity of a longitudinal wave and with a plain wave's surface. An axial local impact causes the propagation of a strong discontinuity waves in a rod. We would analyze the propagation of the transient distortion locally, e.g. at the front. The influence of the sensor load on the displacement field generated by transient disturbances in the measured solids was investigated analytically. The displacement field was calculated with the d'Alambert's method. Also, the analysis of electrical transients generated by piezoelectric contact transducer is given. The analysis of interaction a strong discontinuity wave with a fragmental-continuous model of transducer on the interface between sensor and investigated material was developed. The influence of viscoelastic parameters of a medium on the propagation of a front face of a strong discontinuity wave was analyzed, as well. The three-parameter model e.g. standard model, as a model of a body with viscoelastic properties was taken.

Different methods of generation in a solid media a strong discontinuity wave were presented and compared in chapter 3. The comprehensive review of literature on laser ultrasound generation in metals and polymers has been done. Particular attention was paid to mathematical description of generation by laser ultrasonic volume waves.

In chapter 4 an experimental investigation were presented. The non-contact ultrasonic technique of wave generation was used to test polymers and polymers composites. Transients elastic waves were generated with a Q-switched Nd:YAG laser. Measurements aiming at the determination of the macroscopic parameters of propagation of bulk waves (directivity patterns, amplitude, velocity and frequency distribution) were made in unidirectional glass/epoxy and isotropic polyvinyl chloride plastic thick plate. The influence of a constrained surface on the ultrasound parameters is discussed. The variations of the macroscopic parameters of propagation as functions of distance from the epicenter were studied. PZT-ceramic standard ultrasound probes were used as receiver.

In chapter 5 the most important conclusions are presented.

Finally, in appendix 1 and 2 a detailed description of calculation presented in chapter 2 were given.