

## WYKORZYSTANIE NIELINIOWYCH EFEKTÓW WIBROAKUSTYCZNYCH W DIAGNOZOWANIU USZKODZEŃ

Stanisław RADKOWSKI

Instytut Podstaw Budowy Maszyn PW  
ul. Narbutta 84, 02-524 Warszawa, ras@simr.pw.edu.pl

### Streszczenie

Praca jest poświęcona analizie różnych modeli stosowanych w liniowej i nieliniowej akustyce i ocenie ich diagnostycznej użyteczności. Biorąc pod uwagę możliwość symulacji klasycznych i nieklasycznych efektów nieliniowych zaprezentowano modele, które mogą być wykorzystane do opisu takich zjawisk falowych w ciałach stałych.

Pokazano szeroką kategorię uszkodzeń, wywołujących efekty nieklasyczne nieliniowości. Różnice w stosunku do klasycznej nieliniowości typu Landau występują w związku z histerezą naprężenia – odkształcenia, dyskretnej pamięci oraz specyficznej zależności amplitud harmonicznych w porównaniu do amplitud przewidywanych przez klasyczną teorię nieliniowości.

Inną cechą obserwowaną w dynamicznej odpowiedzi nieklasycznie nieliniowych materiałów jest powolne odzyskiwanie liniowych własności przez materiał, który był poddany wymuszeniu. Omówiono przyszłe najbardziej interesujące zastosowania metod nieliniowych w diagnostyce oraz rozwijane metody nieliniowe włącznie z nieliniową tomografią.

Słowa kluczowe: Diagnostyka wibroakustyczna, nieliniowa fala akustyczna, nieklasyczna nieliniowość, nieliniowość mezoskopijna materiałów sprężystych.

### USING OF NONLINEAR VIBROACOUSTICAL EFFECTS IN FAILURE DIAGNOSIS.

#### Summary

This paper presents an analyze of various models of linear and nonlinear acoustic and their diagnostic usability assessment. Taking into account the possibility of simulation of classical and nonclassical nonlinear effects have been presented models describing this behavior of elastic waves in solids.

It is shows the broad category of failures that cause the nonclassical nonlinearity. The different from classical, Landau – type nonlinearity manifests by stress – strain hysteresis, discrete memory and specific dependencies of harmonic amplitudes to compare with amplitudes predicted by the classical theory.

Another features observed in dynamic response of nonclassical materials is the slow recovery of the linear material properties after a element has been subjected to a force, The most prospective application of the nonlinear methods in the diagnostics are discussed and new different methods also of the nonlinear tomography are considered.

Keywords: Vibroacoustical diagnostic, nonlinear acoustic wave, nonclassical nonlinearity, nonlinear mesoscopic of elastic materials.

## 1. WPROWADZENIE

Coraz większe zainteresowanie towarzyszy wykorzystaniu do celów diagnostycznych różnych zjawisk fizycznych związanych z oddziaływaniem intensywnych fal akustycznych. Zauważmy, że słabe wymuszenia akustyczne opisywane w ramach liniowej teorii fal pozwalają badać właściwości obiektów, zmiany częstotliwości i parametrów opisujących zjawisko propagacji sygnału. Natomiast zależność nieliniowych efektów akustycznych od amplitudy umożliwia

wykorzystanie nowych narzędzi w diagnozowaniu własności struktur i materiałów.

Nieliniowe nakładanie się fal prowadzi do wymiany energii między nimi, a efektem i wzajemnego oddziaływania są fale charakteryzujące się innymi częstotliwościami i często propagującą w innych kierunkach niż fale wejściowe. Z diagnostycznego punktu widzenia możliwość wykorzystania tej informacji do identyfikacji i lokalizacji uszkodzeń jest bardzo interesująca. Szczególnie konieczność detekcji uszkodzeń w fazie ich lokalnych oddziaływań doprowadziła do rozwoju nieliniowych modeli,

które dla odróżnienia od tradycyjnej nieliniowej teorii Landau [1] nazywane są nieklasycznymi modelami nieliniowymi. Dla przybliżenia tych zagadnień w pracy dokonano przeglądu stosowanych modeli w dużej części bazującego na aktualnych publikacjach z różnych ośrodków zagranicznych.

## 2. LINIOWE I NIELINIOWE MODELE ZJAWISK FALOWYCH

W akustyce technicznej przyjmuje się, że amplituda drgań cząsteczek ośrodka gazowego oraz zmiany ciśnienia związane z procesem propagacji fali dźwiękowej są małe w porównaniu do wartości ośrodka znajdującego się w stanie równowagi. Przyjmując dodatkowo, że modelem powietrza może być idealny gaz bez efektów tarcia możemy założyć, że fala dźwiękowa podczas jej propagacji w takim ośrodku nie jest tłumiona. Korzystając z zależności opisujących stacjonarny proces dynamiczny, w szczególności: z równania dynamicznej równowagi sił, równania ciągłości masy oraz przyjmując odpowiedni model termodynamicznych zmian stanu gazu dla tak określonego ośrodka można otrzymać żądane równanie fali akustycznej. Szersze omówienie wyprowadzenia równania falowego można znaleźć w literaturze poświęconej podstawom akustyki [2,3]. W tym miejscu przyjmując za Engelem [4] sposób oznaczeń, przedstawimy jedynie niezbędny dla dalszej prezentacji ogólny tok postępowania. Na wstępie zauważmy, że ze zjawiskiem propagacji fali akustycznej w ośrodku gazowym związana jest zmiana jego ciśnienia, gęstości i temperatury oraz zmiana parametrów ruchu cząsteczek ośrodka. Związek pomiędzy zmianami ciśnienia ośrodka i prędkością cząsteczek ujmujemy równanie dynamicznej równowagi sił (równanie Eulera):

$$\text{grad } p = -\rho \left[ \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} + (\text{grad } \mathcal{G}) \cdot \mathcal{G} \right] \quad (1)$$

Natomiast związek pomiędzy zmianami gęstości ośrodka a przestrzennymi zmianami prędkości cząsteczek jest opisany przez równanie ciągłości masy:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \text{div}(p\mathcal{G}) = 0 \quad (2)$$

Ze względu na liczbę niewiadomych i związaną z tym możliwość wyznaczenia wzajemnych zależności należy dodatkowo uwzględnić równanie opisujące stan termodynamiczny ośrodka. W akustyce maszyn rozpatrywane są procesy okresowe na tyle szybkozmienne, że w czasie jednego okresu nie jest możliwe wyrównanie temperatur pomiędzy pojedynczymi cząsteczkami ośrodka, co oznacza że uzasadnionym jest przyjęcie założenia o przemianie adiabatycznej:

$$\frac{p}{p_0} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^k \quad (3)$$

gdzie:

$p_0$  i  $\rho_0$  - odpowiadają ciśnieniu i gęstości w stanie równowagi ośrodka.

Ponieważ zaburzenie akustyczne jest małe w porównaniu do wartości parametrów opisujących stan równowagi ośrodka również uzasadnionym jest uwzględnienie w równaniach tylko elementów liniowych z pominięciem składników nieliniowych, w tym wyrażen iloczynowych zawierających parametry zaburzenia.

W efekcie przyjęcia takich założeń równanie (1) przyjmie postać:

$$\text{grad } p = -\rho \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} \quad (4)$$

a równanie (2), po linearyzacji zapiszemy w formie:

$$-\frac{\partial p}{\partial t} = p \text{ div } \mathcal{G} \quad (5)$$

Natomiast po uwzględnieniu jedynie pierwszego wyrazu rozwinięcia Taylora zależność (3) uprości się do postaci:

$$\frac{p}{p_0} = k \frac{\rho}{\rho_0} \quad (6)$$

Wykorzystując zależności (4÷6) spróbujemy otrzymać równanie opisujące zmiany tylko jednego parametru np. ciśnienia. W tym celu wyeliminujemy z równań (4÷6) zmienne oznaczające zmiany gęstości i prędkości.

Zatem, niech:

$$c_0^2 = K \frac{p_0}{\rho_0} \quad (7)$$

i uwzględnijmy tożsamość:

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{div } \mathcal{G} = \text{div } \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} \quad (8)$$

wówczas możemy w równaniu (5) zastąpić zmienną opisującą zmiany gęstości ośrodka przez zmienną opisującą zmiany ciśnienia, a równanie (4) zapisać w postaci:

$$\text{div grad } p = -\rho \text{ div } \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t} = -\rho \frac{\partial}{\partial t} \text{div } \mathcal{G} \quad (9)$$

Ponieważ zachodzi zależność (8) oraz:

$$\text{div grad } p = \Delta p \quad (10)$$

a równolegle korzystając ze zmodyfikowanego równania (4) możemy zapisać, że:

$$-\frac{1}{c_0^2 \rho} \frac{\partial p}{\partial t} = \text{div } \mathcal{G} \quad (11)$$

to wówczas równanie (9) ostatecznie przyjmie poszukiwaną postać równania falowego:

$$-\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \Delta p \quad (12)$$

Zauważmy, że w podobny sposób wykorzystując podstawowe równania akustyki można opisać zmiany prędkości. Dla zachowania pełnej analogii z równaniem ujmującym zależności ciśnienia od czasu i przestrzeni, zmienna występująca w równaniu opisującym zmienność prędkości podczas propagacji dźwięku powinna być

funkcją skalarną.

Aby zrealizować ten postulat wprowadza się wielkość nazywaną potencjałem prędkości  $\Phi$ . Związek między potencjałem  $\Phi$  a prędkością określony jest zależnością:

$$\vartheta = -\text{grad}(\Phi) \quad (13)$$

Zauważmy, że wprowadzając zależność (13) do wzoru (4) otrzymamy:

$$\text{grad}\left(p - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}\right) = 0 \quad (14)$$

skąd:

$$p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (15)$$

Podstawiając zależność (15), którą ujmuje związek pomiędzy ciśnieniem a potencjałem prędkości, do równania falowego (12) otrzymamy ostatecznie:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \Phi = 0 \quad (16)$$

Jeśli w równaniach ruchu, ciągłości i równaniu opisującym termodynamiczny stan ośrodka, które tworzą fizykalną podstawę równania falowego (16) przyjmujemy nie tylko elementy liniowe, ale także nieliniowe elementy kwadratowe to aproksymacja kwadratowa tego równania przyjmie postać:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \Phi = \\ & = \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1-\gamma}{2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 - (\nabla \Phi)^2 \right] \end{aligned} \quad (17)$$

gdzie:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} - \text{wykładnik adiabaty.}$$

W podobny sposób można modelować zjawisko propagacji fal naprężeniowych w ciałach stałych. Na przykład wykorzystując teorię Landau (teoria pięciu stałych) równanie (17) propagacji fali podłużnej w izotropowych ciałach stałych można opisać równaniem [5]:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - c_l^2 \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} = 2c_l^2 \varepsilon_l \frac{\partial}{\partial x} \left( s \frac{\partial s}{\partial x} \right) \quad (18)$$

gdzie:

$$s = \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$\varepsilon_l = \frac{1}{\rho_0 c_l^2} (A + 3B + C) + \frac{3}{2},$$

$A, B, C$  - moduły Landau,

$$c_l = \frac{1}{\rho} (\lambda + 2u)^{1/2},$$

$\lambda, u$  - stałe Lamé'go.

Aproksymacja kwadratowa wystarczy do badania nieliniowych zjawisk występujących w propagacji fal podłużnych natomiast analiza efektów nieliniowych występujących w falach poprzecznych

wymaga uwzględnienia nieliniowości wyższych rzędów.

### 3. WYKORZYSTANIE WIDM WYŻSZEGO RZĘDU

Przybliżając problemy związane z realizacją takiego ujęcia założmy, że dominujące efekty nieliniowe związane są z drugim wyrazem szeregu, zatem model sygnału można przyjąć w postaci [6]:

$$\begin{aligned} y(t) = & \int_{-\infty}^{\infty} h_1(\tau_1) x(t - \tau_1) d\tau_1 + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h_2(\tau_1, \tau_2) x(t - \tau_1) x(t - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \end{aligned} \quad (19)$$

Możliwość takiego zapisu wynika z pierwszych dwóch wyrazów szeregu Kołmogorowa-Gabora opisujących liniowe i biliniowe związki pomiędzy wejściami a wyjściem, natomiast przedstawiona postać wzoru (19) jest fragmentem rozwinięcia liniowego splotu wynikająca z uogólnienia tego szeregu. Zatem zgodnie z omówionym wcześniej podejściem obliczenia drugiego wyrazu można przeprowadzić wykorzystując dwuwymiarową transformatę Fouriera:

$$Y(\omega_1, \omega_2) = H_2(\omega_1, \omega_2) X(\omega_1) X(\omega_2) \quad (20)$$

gdzie:  $H_2(\omega_1, \omega_2)$  - transmitancja drugiego rzędu.

Tym samym, zagadnienie wykorzystania rozwinięcia sygnału w szereg Volterry zostało sprowadzone do wyznaczania transmitancji wyższych rzędów i odpowiedniej adaptacji metod stosowanych w układach liniowych. Rozwijając to ujęcie proponuje się następujący tok obliczania poszczególnych transmitancji:

$$\begin{aligned} H_1(f) &= \frac{S_{XY}(f)}{S_{XX}(f)} ; H_2(f_1, f_2) = \\ & = \frac{S_{XXY}(f_1, f_2)}{2S_{XX}(f_1)S_{XX}(f_2)} \end{aligned} \quad (21)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} S_{XXY}(f_1, f_2) &= \\ & = \iint R_{XXY}(\tau_1, \tau_2) e^{-j2\pi(f_1\tau_1 + f_2\tau_2)} d\tau_1 d\tau_2 \end{aligned} \quad (22)$$

jest widmem wzajemnym drugiego rzędu, natomiast:

$$R_{XXY}(\tau_1, \tau_2) = E[x(t - \tau_1)x(t - \tau_2)y(t)] \quad (23)$$

jest korelacją wzajemną rzędu drugiego pomiędzy wejściem i wyjściem.

W literaturze poświęconej zagadnieniom analizy bispektralnej [7], wskazując na zależność funkcji charakterystycznej od momentów zmiennej losowej oraz związku pomiędzy funkcjami charakterystyk pierwszego i drugiego rzędu, poszukuje się formuły wzajemnej zależności pomiędzy kumulantami i momentami:

$$\begin{aligned} C_{3,x} &= E[x_1 x_2 x_3] - E[x_1 x_2] E[x_3] + \\ & - E[x_1 x_3] E[x_2] - E[x_2 x_3] E[x_1] + \\ & + 2E[x_1] E[x_2] E[x_3] \end{aligned} \quad (24)$$

Przyjmując, że rozpatrywane zmienne losowe mają zerową wartość oczekiwaną wzór (24) otrzymamy w postaci:

$$C_{3,x} = E[x_1, x_2, x_3] \quad (25)$$

Odpowiednio dla stacjonarnego procesu losowego o zerowej wartości średniej zależność opisujący kumulant trzeciego rzędu otrzymamy w postaci:

$$C_{3,x}(\tau_1, \tau_2) = E[x(t)x(t+\tau_1)x(t+\tau_2)] \quad (26)$$

Mendel [7] wskazuje na fakt, że dla wielowymiarowego białego szumu, kumulanty są wielowymiarowymi  $\delta$  - funkcjami, podobnie jak wyrażona  $\delta$  - funkcją korelacja dla białego, jednowymiarowego szumu oraz, że kumulant sumy statystycznie niezależnych losowych procesów jest równa sumie kumulantów poszczególnych procesów. Dodatkowo z zależności (25) i odpowiednio (26) wynika, że do trzeciego rzędu włącznie momenty i kumulanty są identyczne. Różnica występująca dopiero przy kumulancie czwartego rzędu, która zależy zarówno od momentu czwartego rzędu jak i odpowiedniej sekwencji funkcji korelacji.

Przy założeniu, że analizowany przez nas sygnał, został poddany dyskretyzacji, odpowiednie podstawowe estymatory dla wyrazu liniowego i biliniowego przyjmą postać:

$$C_{2,x}(k) = E\{x^*(n)x(n+k)\} \quad (27)$$

$$C_{3,x}(k, l) = E\{x^*(n)x(n+k)x(n+l)\} \quad (28)$$

Z kolei zależności określające spektrum i bispektrum otrzymamy w postaci:

$$S_{2r}(f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_{2,x}(k) e^{-j2\pi f k} \quad (29)$$

$$S_{3r}(f_1, f_2) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_{3,x}(k, l) e^{-j2\pi f_1 k} e^{-j2\pi f_2 l} \quad (30)$$

Zauważmy, że możliwość wykorzystania tego ujęcia związana jest z następującymi własnościami kumulantów:

- Jeśli  $z(n)=x(n)+y(n)$  i  $x(n)$  i  $y(n)$  są wzajemnie niezależne, to  $C_{kz}(m_k)=C_{kx}(m_k)+C_{ky}(m_k)$ ;
- Dla  $z(n)=x(n)+w(n)$ , gdzie  $w(n)$  ma rozkład Gauss'a i jest niezależny od  $x(n)$ , wtedy  $C_{kz}(m_k)=C_{kx}(m_k)$  dla  $k>2$ . Z tego wynika, że możemy określić kumulanty sygnału nie mającego rozkładu Gauss'a nawet, gdy jest on zaburzony kolorowym szumem gaussowskim.
- Funkcja autokorelacji nie daje możliwości wykrycia nieliniowości w sygnale, na co pozwalają kumulanty wyższego rzędu. Właśnie kumulant 3 - go rzędu, a właściwie jego transformata Fourier'a, posiada własność eksponowania występowania nieliniowości w sygnale.

Szerzej zagadnienia wykorzystania informacji zawartej w bispektrum przedstawiono w pracy [6].

Trispektrum (widmo trzeciego rzędu) jest zdefiniowane jako transformata Fourier'a kumulanta 4 - ego rzędu i przyjmuje postać:

$$S_{4x}(f_1, f_2, f_3) = \sum_{k,l,m=-\infty}^{\infty} C_{4,x}(k, l, m) e^{-j2\pi(f_1 k + f_2 l + f_3 m)} \quad (31)$$

Jak widać z równania przedstawionego powyżej trispektrum jest funkcją trzech częstotliwości. Okazuje się, że równanie to można przedstawić w postaci:

$$S_{4x}(f_1, f_2, f_3) = H(f_1)H(f_2)H(f_3)H^*(f_1 + f_2 + f_3), \quad (32)$$

gdzie:

$$H(f) = \frac{B(f)}{A(f)} \quad \text{- jest funkcją przejścia filtra}$$

modelu ARMA opisującego dany sygnał.

Z badań wynika, że, tak jak bispektrum, widmo 3 - ego rzędu charakteryzuje się największą wrażliwością na wzrost nieliniowości 2 - ego rzędu, przy czym widoczny jest brak reakcji trispektrum na wybór częstotliwości  $f_3$ . Zastosowanie trispektrum jest utrudnione szczególnie ze względu na fakt, że obliczenia tej funkcji dla długich próbek jest bardzo czasochłonne. Jest to jeden z istotnych powodów ograniczonego wykorzystania tej charakterystyki w dotychczasowej praktyce diagnostycznej.

#### 4. DIAGNOSTYCZNE ASPEKTY NIEKLASYCZNEJ NIELINIOWOŚCI

Coraz szersze zastosowanie metod diagnostycznych szczególnie ultradźwięków i sygnałów wibroakustycznych do badania różnych materiałów, w tym betonów i materiałów kompozytowych wskazuje na możliwość wykorzystania we wnioskowaniu diagnostycznym – prognostycznym ich nieklasycznych nieliniowych właściwości. Wskazuje się na następujące charakterystyczne cechy „zachowania się” nieklasycznych materiałów [8, 9, 10, 11]:

- zjawisko lokalnej histerezy odkształceniowej oraz dyskretnej pamięci materiału,
- przesunięcia częstotliwościowego pasma rezonansowego w stronę niższych częstotliwości, proporcjonalnie do amplitudy rezonansu, w odróżnieniu od przypadku klasycznego, w którym przesunięcie jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy,
- kwadratowa zależność amplitudy trzeciej harmonicznej podczas, gdy stosując klasyczną teorię nieliniowości zależność tę należy odnieść do trzeciej potęgi,
- wartość tłumienia jest zależna od amplitudy,
- zjawisko tzw. „wolnej dynamiki” czyli powolne odzyskiwanie liniowych

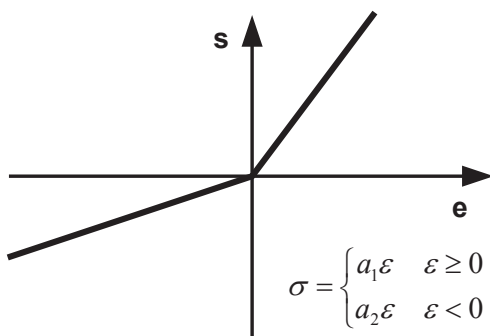
właściwości po poddaniu materiału oddziaływaniu, które wprowadziło materiał w zakres nieliniowy.

Wymienione efekty towarzyszą dużej nieliniowości, która charakteryzuje przede wszystkim ciała w stanie gazowym i materiały wykazujące się stanem wysokoelastycznym (elastomery). W ciałach stałych o budowie krystalicznej, jak na przykład metale, zjawisko dużej nieliniowości towarzyszy często degradacji, występują pęknięcia, poślizgi i inne ponadmolekularne defekty, charakterystyczne dla uszkodzeń w skali mezo.

Od dawna wiadomo, że wytrzymałość zależy od stanu materiału, szczególnie występowania pęknięć, mikroporów, poślizgów i dyslokacji. Dodatkowo wiadomo, że przy małej koncentracji mikrouszkodzeń, których wielkość jest mniejsza od długości fali, jest zachowana liniowość akustyczna właściwości materiału. Jeśli natomiast wspomniane założenia odnośnie wielkości i koncentracji uszkodzeń nie są spełnione, można oczekiwać efektów nieliniowych, często bliskich zachowaniu, które wymaga stosowania nieklasycznych modeli nieliniowych.

W literaturze [8,11] wymienia się różne mechanizmy powstawania tego typu nieliniowości. W odróżnieniu od nieliniowości geometrycznej, która wpływa na postać nieliniowych członów w równaniach dynamiki ciała, w tym przypadku główną rolę przypisuje się nieliniowości strukturalnej, charakterystycznej dla materiałów z defektami.

Odpowiednio mikropęknięcie rzędu amplitudy fali akustycznej występujące w polu akustycznym będzie „zamykane” w fazie ściskania, co będzie zwiększać moduł sprężystości aż do wartości odpowiadającej strukturze ciągłej bez uszkodzeń, natomiast w fazie rozciągania następuje zwiększenie pęknięcia, a tym samym zmniejszenie modułu sprężystości. Przykładem opisu takiego zachowania się materiału jest biliniowa charakterystyka sprężystości materiału (Rys. 1).



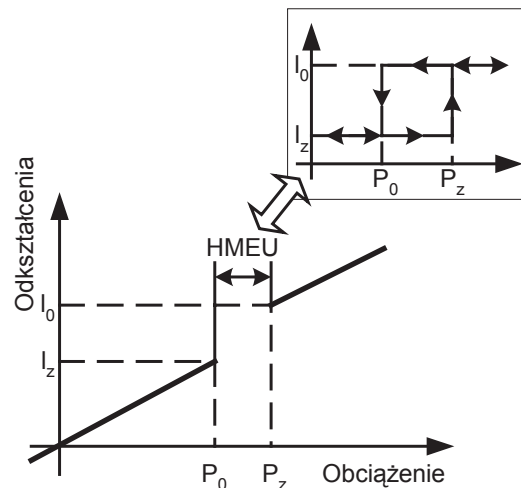
Rys. 1. Zależność naprężenia – odkształcenia w materiale biliniowym

Kolejny mechanizm prowadzący do nieklasycznej nieliniowości związany jest z koncentracją naprężeń w pobliżu pęknięć z małym

promieniem krzywizny. Duża koncentracja tego typu uszkodzeń prowadzi do istotnego wzrostu nieliniowości modułu materiału.

Trzecim wskazywanym powodem nieklasycznych zachowań nieliniowych jest analogiczny do nieliniowego kontaktu Hertza i charakteryzuje się dużym wzrostem powierzchni styku przy ściskaniu oraz istotnym jego zmniejszeniem przy obciążeniu rozciągającym.

Zauważmy, że występowanie nieklasycznych nieliniowych efektów związane jest z lokalną jakościową zmianą sztywności wywołaną występowaniem dużej liczby uszkodzeń, wywołujących efekt strukturalnej nieliniowości. Przykład modelowania tego typu zaburzeń z wykorzystaniem przestrzennej reprezentacji Preisach – Mayergoyz'a (PM) przedstawiono na rysunku 2.

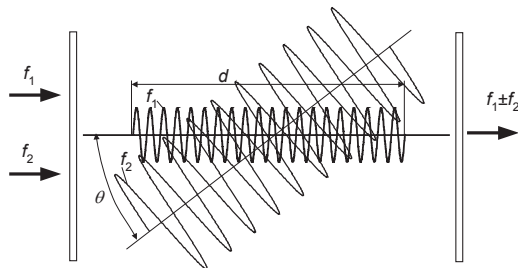


Rys. 2. Połączenie jednowymiarowego elementu HMEU z liniową charakterystyką sprężystą

Jak przedstawiono w pracy [8], model PM w stosunkowo prosty sposób umożliwia opis złożonego stanu sprężystego dowolnego materiału, przez odpowiednią kompozycję elementarnych jednostek histerezy HMEU (hysteretic mesoscopic elastic unit). Zbiór wszystkich elementarnych jednostek tworzy tak zwaną PM przestrzeń, która może być użyta do predykcji mechanicznych własności materiału.

Oznacza to, że zadanie nieliniowych metod diagnostycznych polega na wykrywaniu izolowanych defektów lub zbiorów defektów wywołujących dużą nieliniowość. W tym przypadku lokalna sprężystość jest różna dla rozciągania i ściskania, a związane z tym efekty nieliniowe prowadzą do wzrostu wysokich harmonicznych. Aby określić nieliniowe parametry ośrodka najczęściej przeprowadza się pomiar zmian poziomu kolejnych harmonicznych, najczęściej drugiej harmonicznej, wykorzystując do tego celu analizę widm wyższych rzędów lub przeprowadza się pomiar prędkości dźwięku w funkcji zewnętrznego obciążenia (ciśnienia).

Nowe możliwości otwiera pomiar przestrzennego rozkładu nieliniowych parametrów – nieliniowa tomografia akustyczna. Bazą tej metody jest analiza modulacji fazowej fali o wysokiej częstotliwości przez falę niskoczęstotliwościową albo impuls dużej mocy (pumping pulse) [12]. Schematycznie model nakładania się fal, których inne częstotliwości są w emiterze, a inne w odbiorniku przedstawiono na rysunku 3.



Rys. 3. Schemat metody nieliniowej tomografii akustycznej

## 5. PODSUMOWANIE

Z przedstawionego w pracy przeglądu wynika, że nieliniowa odpowiedź uszkodzonego materiału może się istotnie różnić od odpowiedzi materiału zdanego. Dlatego akustyczne metody diagnostyczne, odwołujące się do zjawisk nieliniowych (od zniekształcenia fali po multiplikatywne oddziaływanie fal o różnych częstotliwościach) mogą być wielce użyteczne w wykrywaniu uszkodzeń. Jest to dodatkowo uzasadnione tym, że w zdanym materiale efekty nieliniowe są bardzo słabe, dopiero wystąpienie uszkodzeń i związane z tym nieliniowości oraz lokalne zjawiska histerezy istotnie zwiększają możliwości detekcji cech uszkodzeń metodami nieliniowymi. Szczególnie efektywne okazuje się odwołanie do zjawisk nieliniowej interakcji sygnałów nisko i wysokoczęstotliwościowych.

*Autor dziękuje Panu mgr inż. Marcinowi Jasińskiemu za pomoc w ostatecznej redakcji referatu.*

## LITERATURA

- [1]. Landau L.D., Lifshitz E.M.: (1987) Teoria sprężystości, Nauka, Moskwa (w jęz. rosyjskim).
- [2]. Skudrzyk E.: (1954) Die Grundlagen der Akustik, Wien, Springer, Wise M.B.,
- [3]. Malecki I.: (1964) Teoria fal i układów akustycznych, Warszawa.
- [4]. Engel Z.: (1993) Ochrona środowiska przed drganiami i hałasem, PWN Warszawa.
- [5]. Naugolnykh K., Ostrovsky L.: (1998) Nonlinear Wave Processes in Acoustics, Cambridge University Press, New York.
- [6]. Radkowski S.: (2002) Wibroakustyczna Diagnostyka Uszkodzeń Niskoenergetycznych. ITE Warszawa-Radom.
- [7]. Mendel J.M.: (1991) Tutorial on Higher-Order Statistics (Spectra) in Signal Processing and System Theory: Theoretical Results and Some Applications. Proc. of the IEEE, Vol.79 No 3, str.278÷305.
- [8]. Scalerandi M. i inni: (2003) Local interaction simulation approach to modeling nonclassical, nonlinear elastic behavior in solids, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 116, nr 6, str. 1÷11.
- [9]. Van Den Abeele K.E-A. i inni: (1997) On the quasi-analytic treatment of hysteretic nonlinear response in elastic wave propagation, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 101, nr 4, str. 1885÷1898.
- [10]. Sutin A.M.: (1992) Nonlinear acoustic diagnostics of micro- inhomogeneous media, Proc. Of the Int. Symp. On Recent Advances in Surveillance Using Acoustical and Vibrational methods, Sensil, France, str. 497÷506.
- [11]. Rudenko O.V.: (1993) Nieliniowe metody diagnostyki akustycznej, Defectoscopia, nr 6, str. 24÷32 (w jęz. rosyjskim).
- [12]. Ichida N., Sago T., Miwa A., Murakami K.: (1984) Real-time nonlinear parameter tomography using impulsive pumping waves, IEEE Trans. Sonic and Ultrasonics, Vol. 31, nr 6, str. 635÷641.



**Prof. Stanisław Radkowski**  
 profesor Instytutu Podstaw Budowy Maszyn PW  
 kierownik zespołu Diagnostyki Technicznej i Analizy Ryzyka. Prezes Polskiego Towarzystwa Diagnostyki Technicznej.  
 W pracy naukowej zajmuje się diagnostyką wibroakustyczną i analizą ryzyka technicznego