

Polska Akademia Nauk
Instytut Podstawowych Problemów Techniki

Rozprawa doktorska

Ultradźwiękowa metoda pomiaru naprężeń własnych w
materiale z teksturą

mgra inż. Marka Edwarda Adamskiego

Promotor:
doc. dr hab. Józef Lewandowski

**Praca finansowana przez Komitet Badań
Naukowych (Projekt badawczy
Nr 7T08A04010)**

Warszawa 1998

SPIS TREŚCI

	str.
1. Wstęp.....	4
2. Stan zagadnienia.....	7
2.1 Naprężenia własne.....	7
2.1.1 Definicja naprężeń własnych.....	7
2.1.2 Powstawanie naprężeń własnych.....	9
2.1.3 Znaczenie naprężeń własnych.....	16
2.1.4 Metody badania naprężeń własnych.....	18
2.2 Technika ultradźwiękowych pomiarów naprężeń.....	19
2.2.1 Zjawisko elastoakustyczne.....	19
2.2.2 Wpływ temperatury na prędkość fali ultradźwiękowej.....	24
2.3 Tekstura.....	25
2.4 Ultradźwiękowe mierniki naprężeń.....	38
2.4.1 Pomiary naprężeń w szynach kolejowych.....	38
2.4.2 Pomiary naprężeń w kołach kolejowych.....	41
3. Badania związków między temperaturą, teksturą, naprężeniem, i prędkością fal ultradźwiękowych.....	43
3.1 Uwagi wstępne.....	43
3.2 Wpływ temperatury na zależność elastoakustyczną.....	43
3.3 Badanie związków między prędkościami fal akustycznych w blachach.....	44
3.3.1 Fale rozchodzące się w kierunkach głównych anizotropii.....	44
3.3.2 Fale podpowierzchniowe.....	49
3.3.3 Nowa postać poprawki strukturalnej.....	52
3.4 Związki między prędkościami fal akustycznych w prętach.....	53
3.5 Prędkości fal akustycznych w materiale profilu walcowniczego.....	55
3.6 Składowe naprężenia a prędkość fal poprzecznych.....	57

4. Badanie pól naprężeń własnych.....	66
4.1 Badania zmian naprężeń własnych.....	66
4.1.1 Badania zmian czasu przejścia fal w szynie kolejowej w wyniku odprężania.....	66
4.1.2 Badania zmian czasu przejścia fal w zgiętym kształtowniku stalowym.....	76
4.1.3 Badania naprężeń w płaskim stanie.....	80
4.2 Wykorzystanie warunków równowagi.....	88
4.3 Badania naprężeń własnych w kształtowniku stalowym.....	92
4.3.1 Model naprężeń własnych w prostowanym profilu stalowym.....	94
4.4 Badanie naprężeń własnych w odkuwkach cylindrycznych.....	97
5. Podsumowanie i wnioski.....	102
6. Literatura.....	104

1. Wstęp

Naprężenia własne są przedmiotem zainteresowania w wielu przypadkach nieprzewidzianego zachowania się konstrukcji. Wywierają one widoczny wpływ na przebieg wielu, nawet prostych, operacji technologicznych, np. cięcie piłą (zjawisko zaciskania się piły w czasie przecinania elementów ze ściskającymi naprężeniami własnymi lub rozchodzenia się utworzonych krawędzi, gdy uwalniane są naprężenia rozciągające). Obserwuje się również zmiany wymiarów i kształtu odlewów, odkuwek czy też blach, wywołane relaksacją naprężeń własnych. Jednak badanie tych naprężeń przez długi czas było ograniczone brakiem odpowiednich metod pomiarowych.

Początkowo informacje dotyczące naprężeń własnych miały charakter jakościowy, tzn. zdawano sobie sprawę z ich obecności, nie znano natomiast ich wartości. Szybko jednak zrozumiano, że naprężenia własne mogą być zarówno sprzymierzeńcem jak i poważnym wrogiem bezpiecznej eksploatacji konstrukcji. O tym, czy naprężenia te są wrogiem, czy sprzymierzeńcem decyduje ich wartość i geometria pola. Przyjmuje się, że naprężenia ściskające na powierzchni zwiększają własności wytrzymałościowe, gdyż zapobiegają rozwojowi mikropęknięć. Pożądany byłby w materiale taki stan naprężeń własnych, który znosiłby się z naprężeniami od obciążeń zewnętrznych. Wszelkiego rodzaju konstrukcje sprężane są próbą wykorzystania naprężeń własnych dla zwiększenia własności wytrzymałościowych.

Ogromna uciążliwość, kosztowność i niepewność wyników niszczących pomiarów naprężeń własnych (brak możliwości powtórzenia pomiaru), a także ograniczenia jedynej do niedawna, nieniszczącej metody rentgenowskiej powodowały, że bieżące korzyści płynące z fragmentarycznych informacji o naprężeniach, uzyskiwanych tymi metodami, nie rekompensowały ponoszonych kosztów.

Punktowy lub ograniczony do pewnego niewielkiego obszaru pomiar naprężeń własnych nie jest w stanie ich scharakteryzować w zadawalający sposób. Opis naprężeń można uznać za zadawalający tylko wtedy, gdy określone są miejsca ekstremalnych naprężeń własnych w elementach, w których wykonuje się pomiar i gdy jest pewność, że miejsca te nie ulegną przesunięciom. Dlatego nie można nie doceniać znaczenia pojawienia się niszczących metod pomiaru naprężeń własnych, charakteryzujących się niewielkimi kosztami i niewielką czasochłonnością pojedynczego pomiaru - dla możliwości oceny naprężeń własnych w warunkach przemysłowych.

Podstawą ultradźwiękowych metod pomiaru naprężeń własnych jest zjawisko elastoakustyczne, polegające na zależności prędkości rozchodzenia się fali akustycznej od naprężenia. Znaczenie tego zjawiska dla rozwoju badań naprężeń można porównać ze znaczeniem zjawiska elastooptycznego z tym, że zjawisko elastoakustyczne pozwala na badania stanu naprężeń bezpośrednio w materiałach technicznych.

Najstarszym zastosowaniem metody akustycznej do wyznaczania naprężeń są pomiary naprężeń w śrubach. Naprężenie to wyznacza się na podstawie pomiaru zmiany czasu przejścia fali ultradźwiękowej rozchodzącej się wzdłuż napinanej śruby. Nowszym osiągnięciem są opisane i modyfikowane w niniejszej pracy metody pomiaru naprężeń w szynach i kołach kolejowych.

Badania własne, których celem jest rozwój i doskonalenie procedur ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych oraz interpretacja fizyczna wyników takich pomiarów stanowią treść niniejszej pracy. Przedstawianie wyników badań własnych poprzedza badanie związków między teksturą, naprężeniem i prędkością fal ultradźwiękowych. Istotne było też zbadanie wpływu temperatury zarówno na prędkość rozchodzenia się fali akustycznej, jak i charakter tych zależności. Z badań tych wynikają możliwości uwzględniania niejednorodnych własności sprężystych materiału przy wyznaczaniu naprężeń metodą akustyczną.

Rozdział dotyczący badania pól naprężeń podzielono na dwie części. W części pierwszej omówiono badania zmiany naprężeń własnych z wykorzystaniem pomiarów czasu przejścia fal objętościowych. W części drugiej uzyskano obraz pola naprężeń własnych korzystając z warunków równowagi. Przedstawiono również wyniki pomiarów naprężeń w profilu iglic rozjazdów i szyn kolejowych oraz jakościowe wyjaśnienie pola naprężeń obserwowanego w profilach stalowych po prostowaniu na prostownicy rolkowej.

Praca kończy się rozdziałem poświęconym badaniu pól naprężeń własnych w odkuwkach cylindrycznych i ocenie możliwego wpływu tych naprężeń na stabilność kształtu wałów napędowych.

Głównym celem pracy jest doskonalenie sposobu wyznaczania naprężeń własnych metodą ultradźwiękową w elementach z teksturą, ujawniającą swą obecność w anizotropowych własnościach akustycznych. Oznacza to podjęcie wysiłku w celu opracowanie procedur dokładniejszego i łatwiejszego wyznaczania składowych naprężeń na podstawie pomiarów czasów przejścia fal ultradźwiękowych. Dla materiału

anizotropowego (z teksturą), który znajduje się w płaskim stanie naprężeń wysiłek ten doprowadził do ujawnienia możliwości wyznaczenia wszystkich trzech składowych naprężenia z pomiarów ultradźwiękowych. Istotnie ważne jest też wskazanie uzasadnionego fizycznie sposobu wyznaczenia czasu przejścia fali ultradźwiękowej w miejscu pomiaru, gdyby panował w nim zerowy stan naprężeń.

W literaturze brak jest informacji na temat jednoznacznych zależności między prędkościami różnych rodzajów fal ultradźwiękowych rozchodzących się w materiałach technicznych. Zależności takie niezwykle ułatwiłyby wyznaczenie w nich naprężeń. W tej pracy autor podjął próbę ujawnienia szeregu takich zależności w blachach i niektórych profilach precyzując warunki makrosymetrii.

Osiągnięciem pracy jest również wykorzystanie warunków równowagi naprężeń dla wyznaczenia ich wartości bez konieczności odprężania. Może to być wykorzystane do skalowania ultradźwiękowych mierników naprężeń bez kosztownego odprężania próbki badanego materiału.

Celem pracy jest również próba znalezienia odpowiedzi na pytanie, czy technika pomiaru prędkości fal ultradźwiękowych może dostarczyć informacji dotyczących zmian własności mechanicznych i stanu naprężeń własnych, jakie wywołują w materiale procesy technologiczne w czasie produkcji. Należy zaznaczyć, że chodzi tu o informacje ważne ze względu na dobór właściwego materiału, jak i bezpieczną eksploatację konstrukcji. Praca ta jest także próbą wykazania przydatności techniki ultradźwiękowej w wybranych problemach diagnostyki maszyn i konstrukcji.

Wszystkie rozważania w pracy prowadzone są w oparciu o założenie, że w objętości materiału nie występują wady makrostruktury, mogące wpłynąć na postać impulsu ultradźwiękowego.

Cel pracy osiąga się znajdując związki między teksturą, naprężeniem i prędkością fal ultradźwiękowych w wyniku badań pól naprężeń własnych w stalowych blachach, odkuwkach i profilach walcowanych. Potrzebne do tej analizy pola naprężeń własnych dane doświadczalne uzyskano za pomocą ultradźwiękowej aparatury do pomiarów czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych znanej jako technika DEBRO oraz głowic ultradźwiękowych przystosowanych do potrzeb programu pomiarów.

2. STAN ZAGADNIENIA

2.1 Naprężenia własne

Konsekwencją przyjęcia modelu ośrodka ciągłego (continuum materialnego) jest przyjęcie ciągłego rozkładu sił wewnętrznych występujących w wybranym przekroju ciała. Istnienie tych sił związane jest z obciążeniami zewnętrznymi, czym zajmuje się teoria sprężystości. Istnienie ich jest również niezbędne dla zachowania warunku ciągłości ciała wtedy, gdy poddane ono zostanie niejednorodnym odkształceniom plastycznym. Siły takie można nazwać siłami własnymi ciała.

Do analizy sił wewnętrznych wprowadzono pojęcie naprężenia. Przyjęto, że siły działające na elementarną powierzchnię δA zawierającą punkt O wywołane oddziaływaniem dwóch części materiału, mogą być sprowadzone do wypadkowej δP . Jeżeli teraz w sposób ciągły będziemy zmniejszać elementarną powierzchnię δA , to granica stosunku $\delta P/\delta A$ stanowi wielkość naprężenia działającego na przekrój jednostkowy w punkcie O . Kierunek graniczny wypadkowej δP jest kierunkiem naprężenia. W ogólnym przypadku kierunek naprężenia nie jest normalny do powierzchni δA , na którą działa. Zwykle rozkładamy naprężenia na dwie składowe: naprężenie normalne, prostopadłe do powierzchni δA i naprężenie styczne działające w płaszczyźnie tej powierzchni [1].

Jednostką naprężenia w układzie SI jest N/m^2 (Pa) i jego krotności. W analizie naprężeń w stalach najczęściej używaną jednostką jest $1 \text{ MPa} = 1 \text{ N/mm}^2 = 10^6 \text{ Pa}$. W krajach anglosaskich używa się jednostki ksi; $1 \text{ ksi} = 1000 \text{ funt/cal}^2$; $1 \text{ ksi} = 6,9 \text{ MPa}$.

Zgodnie z prawem Hooke'a naprężenie jest związane przez stałe sprężystości z odkształceniami ciała. Mówiąc o naprężeniach własnych trzeba pamiętać o towarzyszącym im odkształceniach własnych. Powszechnie mówi się o naprężeniach własnych rozumiejąc, że towarzyszą im odkształcenia własne.

2.1.1 Definicja naprężeń własnych

W podręcznikach akademickich można znaleźć definicję naprężeń własnych σ^w (szczątkowych) jako hipotetyczne pole obciążenia ciągłego przyłożonego w obszarze całego ciała stałego i nierozzerwalnie związanego z tym ciałem, w którym istnieje

ponadto jednorodne i niezmiennie w czasie pole temperatury. Pole to nie jest związane z oddziaływaniem obciążeń zewnętrznych. Siły i momenty związane z naprężeniami własnymi muszą podlegać prawom równowagi. Według tej definicji naprężenia termiczne (wywołane różnicami temperatur) są rozpatrywane analogicznie do naprężeń wywołanych przez obciążenia zewnętrzne. Po wyrównaniu się temperatury naprężenia termiczne znikają [2].

Definicja ta nie wiąże naprężeń własnych z procesem ich tworzenia, ale odnosi się tylko do stanu zastanego. Powszechnie definiuje się też naprężenia własne jako naprężenia równoważące się wewnątrz przedmiotu, które zostały wprowadzone w czasie niektórych procesów technologicznych, jak i eksploatacji w wyniku niejednorodnych odkształceń plastycznych materiału sprężysto-plastycznego.

Pierwsze badania naprężeń własnych były badaniami niszczącymi i wiązały się z obserwacjami i pomiarami odkształceń ciała w wyniku jego przecinania. Birger w swojej pracy [3] sformułował własności naprężeń własnych, przydatne przy niszczącym wyznaczaniu ich wartości:

I. Rozcięcie i obnażenie powierzchni jest równoznaczne (dla rozpatrywanej części ciała) przyłożeniu naprężeń do powierzchni przekroju równym naprężeniom własnym, ale przeciwnego znaku.

II. Przy określeniu naprężeń własnych przyjmuje się, że przemieszczenia i deformacja części odcinanej nie zależy od kolejności wykonywania przekroju.

III. Dla pełnej płaszczyzny przekroju wektor główny i moment główny naprężeń własnych na powierzchni muszą się zerować (statyczne równoważenie się sił i momentów).

Dla naprężeń własnych sformułowano również zasadę Saint-Venanta:

Jeśli na jakąś niewielką powierzchnię ciała przyłożono równoważący się układ sił to naprężenia i odkształcenia wywołane tym układem są małe w odległościach porównywalnych z liniowymi rozmiarami obciążonej części powierzchni.

Ze względu na to, że technika badania naprężeń własnych oparta była w znacznym stopniu na badaniach radiograficznych, wielu autorów przyjmuje podział naprężeń własnych wynikający z techniki tych badań na trzy rodzaje [4]:

- naprężenia własne pierwszego rodzaju (makronaprężenia), równoważące się w objętości całego przedmiotu (ciała stałego);
- naprężenia własne drugiego rodzaju, równoważące się w objętości pojedynczych ziaren metali polikrystalicznych;

-naprężenia własne trzeciego rodzaju, równoważące się w wymiarach komórek elementarnych.

W obszarze zainteresowań tej pracy znajdują się naprężenia pierwszego rodzaju (makronaprężenia).

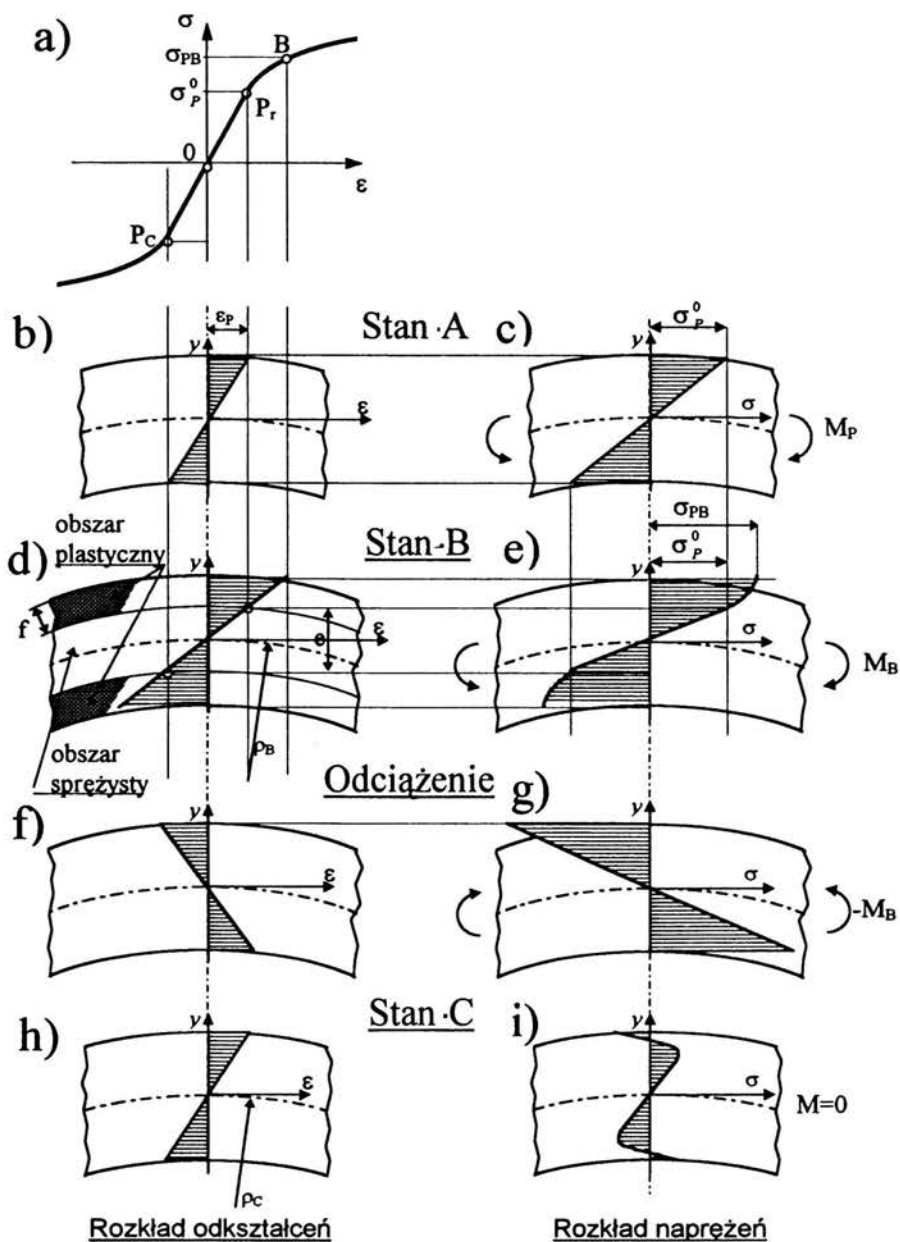
2.1.2 Powstawanie naprężeń własnych

Najbardziej popularnym modelem tworzenia się naprężeń własnych jest model przedstawiający powstawanie ich w czasie zginania czystym momentem gnącym. Odształcenia takie należą do odształceń bardzo często spotykanych w praktyce, co uzasadnia jego dużą popularność.

W belce zginanej czystym momentem zależność między naprężeniem i odształceniem można przedstawić za pomocą zwykłego wykresu rozciągania np. z rys.1a. Część P_e $0 P_r$ przedstawia zależność naprężenia od odształcenia w zakresie odształceń sprężystych. Naprężenie σ_p^0 oznacza naprężenie, przy którym materiał zaczyna odształcać się plastycznie, gdy naprężenie rośnie. Wraz ze wzrostem odształcenia trwałego obserwujemy pewien wzrost naprężenia uplastyczniającego spowodowany zjawiskiem umacniania się materiału. Przedstawione poniżej rozumowanie dotyczy przypadku, w którym charakterystyka naprężenie-odształcenie jest w całym przekroju identyczna, a naprężenia własne w stanie początkowym są zerowe.

Rozpatrzmy prostoliniowy odcinek belki o przekroju prostokątnym, wykonany z jednorodnego materiału o charakterystyce z rys.1a, który poddany jest zginaniu pod wpływem narastającego stopniowo momentu zginającego M . Następuje zakrzywienie pręta, przy czym w zakresie sprężystym (moment $M < M_p$) zarówno odształcenie osiowe ε , jak i naprężenie σ są proporcjonalne do odległości y od płaszczyzny neutralnej. Rozkład odształceń i naprężeń w stanie, kiedy naprężenia nie przekraczają granicy plastyczności, nazwanym stanem A, przedstawiono na rys.1b i rys.1c.

Faza gięcia sprężystego kończy się z chwilą, gdy w warstwie skrajnej naprężenia σ osiągną wartości graniczne równe granicy plastyczności ($\sigma = \sigma_p^0$), a odształcenia osiągną odpowiadające jej wartości ε_p .



Rys. 1. Rozkłady odkształceń i naprężeń przy gięciu plastycznym na zimno [5].

Przy dalszym zwiększaniu krzywizny momentem $M = M_B \geq M_P$ (w zakresie plastycznym) zachowana zostaje liniowa zależność odkształcenia ε od odległości y od płaszczyzny neutralnej (rys.1d), przy czym warstwa o grubości e otaczająca płaszczyznę neutralną jest obszarem, w którym występują jeszcze odkształcenia sprężyste, natomiast obie warstwy na zewnątrz obszaru sprężystego, każda o grubości f , są obszarami występowania odkształceń plastycznych. Odstępstwa od liniowości zależności odkształceń ε od odkształceń y można się spodziewać dopiero przy bardzo dużych odkształceniach.

Rozkład odkształceń z rys.1d i charakterystyka materiału (rys.1a) prowadzą do wyznaczenia rozkładu naprężeń w częściowo uplastycznionym przekroju. Rozkład ten wyznaczony jest na rys.1e. W środkowej warstwie sprężystej naprężenia wznoszą się proporcjonalnie do odległości od płaszczyzny neutralnej, by na granicy obszaru uplastycznionego osiągnąć wartość σ_p^0 . Dalszy wzrost naprężeń w obszarze plastycznym, spowodowany jest zjawiskiem umacniania się odkształconego materiału i nie jest liniowo zależny od odległości y od płaszczyzny neutralnej.

Przedstawiony powyżej rozkład naprężeń odnosi się do procesu obciążania, przy którym krzywizna belki pod wpływem wznoszącego momentu zwiększa się do stanu opisanego na rys.1 jako stan B. Interesujący jest rozkład naprężeń po całkowitym odciążeniu belki (zmniejszeniu momentu zginającego M do zera), kiedy to nastąpi częściowe wyprostowanie zakrzywionego pręta (rys.1f i rys 1g). W każdym punkcie pręta po zdjęciu momentu gnącego M_B ustąpi sprężysta część odkształcenia [5]. Z powodu zaistniałych niejednorodnych odkształceń plastycznych nie będzie mógł być osiągnięty w całym przekroju stan naturalny (bez naprężeń). Dla zachowania ciągłości odkształceń w omawianym pręcie będą musiały być zamrożone pewne naprężenia, zwane naprężeniami własnymi lub resztkowymi. Naprężenia te można wyznaczyć z następujących warunków równowagi:

$$\iint_A \sigma \cdot dA = 0 \quad (1a)$$

$$\iint_A \sigma \cdot y \cdot dA = 0 \quad (1b)$$

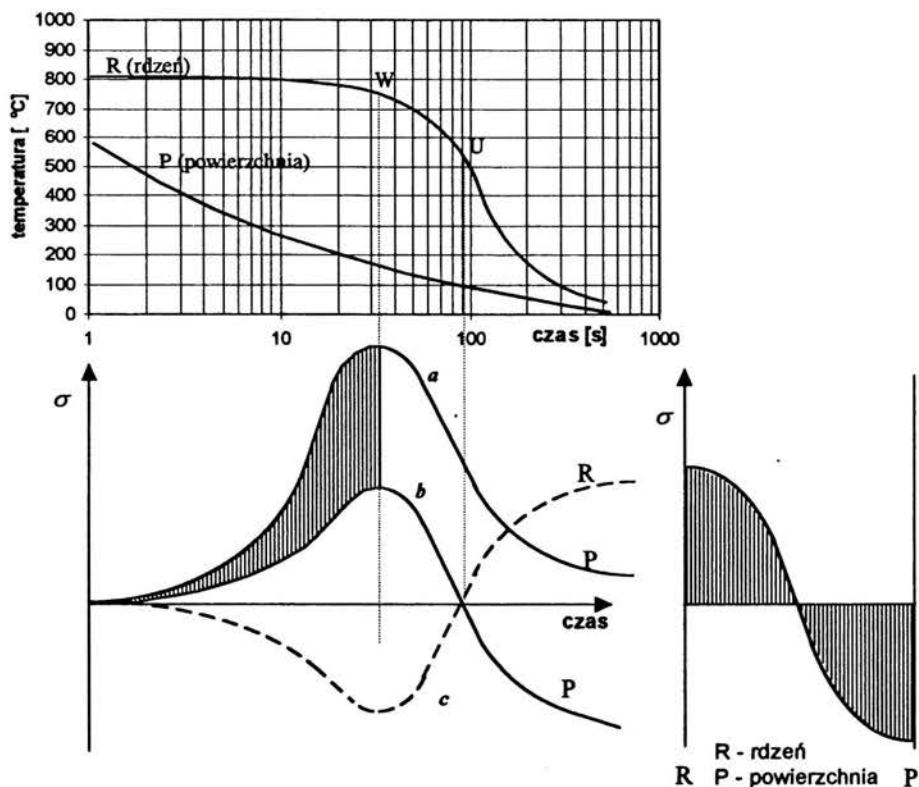
gdzie A jest przekrojem prostopadłym do osi,

σ - składowa naprężenia własnego normalna do przekroju A ,

y - współrzędna określająca odległość od płaszczyzny neutralnej.

W celu określenia rozkładu naprężeń po odciążeniu, tj. naprężeń własnych, można również posłużyć się innym rozumowaniem. Wyobraźmy sobie hipotetyczny pręt identyczny jak pręt rozważany, zakrzywiony jak w stanie B, ale całkowicie wolny od odkształceń i naprężeń. Aby wywołać w pręcie hipotetycznym zmniejszenie się jego krzywizny (rys.1f i rys.1g), odpowiadające odciążeniu pręta rozważanego (równoznaczne z częściowym rozgięciem pręta), trzeba, działając momentem $-M_B$ wywołać w hipotetycznym pręcie odkształcenia i naprężenia o znaku przeciwnym w równaniu do istniejących w pręcie realnym w stanie B (rys.1d i rys.1e). Ponieważ odciążanie zachodzi w zakresie sprężystym, przeto zależność wywołanych przez moment $-M_B$ naprężeń i odkształceń od odległości y powinna być liniowa, tak jak to przedstawia go rys.1f i rys.1g. Wartość tych hipotetycznych naprężeń można określić pamiętając, że moment względem płaszczyzny neutralnej, określony przez całkę, która jest lewą stroną równania (1b), musi być równy $-M_B$. Jak to przedstawiono na rys.1g naprężenia hipotetyczne mogą nawet lokalnie przekraczać granicę plastyczności. Uplastycznienie materiału jednak nie spowodują ponieważ odejmują się od naprężeń wywołanych momentem gnącym M_B . W celu znalezienia rozkładu naprężeń własnych, jakie panują w rzeczywistości po zdjęciu obciążenia momentem M_B , należy zsumować rozkłady naprężeń rzeczywistych (rys.1e) i hipotetycznych (rys.1g). Otrzymany w ten sposób rozkład odkształceń i naprężeń własnych, pozostających w materiale po całkowitym zdjęciu obciążeń zewnętrznych, ilustruje stan C na rys.1h i rys.1i [5]. W warstwie zewnętrznej, która była w czasie gięcia rozciągana, pojawiają się ściskające naprężenia własne, natomiast w warstwie zewnętrznej leżącej po przeciwnej stronie płaszczyzny neutralnej powstają rozciągające naprężenia własne. Spełnione przy tym być muszą warunki równowagi sił i momentów określone zależnościami (1a i 1b).

Naprężenia własne są często wynikiem działania naprężeń termicznych powstających w wyniku chłodzenia elementu. Zjawisko to jest bardziej złożone niż zjawisko tworzenia się naprężeń przy niejednorodnym odkształceniu na zimno. Mają tu znaczenie nie tylko gradienty temperatury i wynikające z nich naprężenia termiczne, ale również procesy przemian fazowych, rekrytalizacji, relaksacji naprężeń i zależności własności materiału od temperatury.



Rys. 2. Powstawanie naprężeń cieplnych podczas chłodzenia wałka stalowego $\varnothing 100$ mm w wodzie bez uwzględnienia przemian fazowych [6].

W przypadku chłodzenia z małą prędkością elementu stalowego wygrzanego powyżej temperatury austenitizacji, kiedy nie dojdzie do przemiany martenzytycznej, pierwszym możliwym źródłem poważnych naprężeń mogłyby być naprężenia strukturalne związane z przemianą austenitu w ferryt. Ze względu na gradient temperatury w czasie stygnięcia przemiana ta zachodzi nierównocześnie w całym przekroju, co w związku z różnicą objętości właściwej obu faz musi doprowadzić do powstania naprężeń. Naprężenia te, wskutek niewielkiej w tych temperaturach granicy plastyczności nie osiągną dużych wartości, a być może również na skutek małej prędkości chłodzenia (długich czasów wytrzymywania w temperaturze podwyższonej) będą ulegały relaksacji. Dlatego znacznie ważniejsza z punktu widzenia tworzenia się naprężeń własnych jest przemiana martenzytyczna, która zachodzi w niższych temperaturach nie dając już możliwości zrelaksowania powstających naprężeń. W

przypadku, gdy chłodzenie jest na tyle wolne, że przemiana martenzytyczna nie zachodzi powstałe naprężenia własne (resztkowe) po ostudzeniu elementu wynikają ze zjawisk rozszerzalności cieplnej.

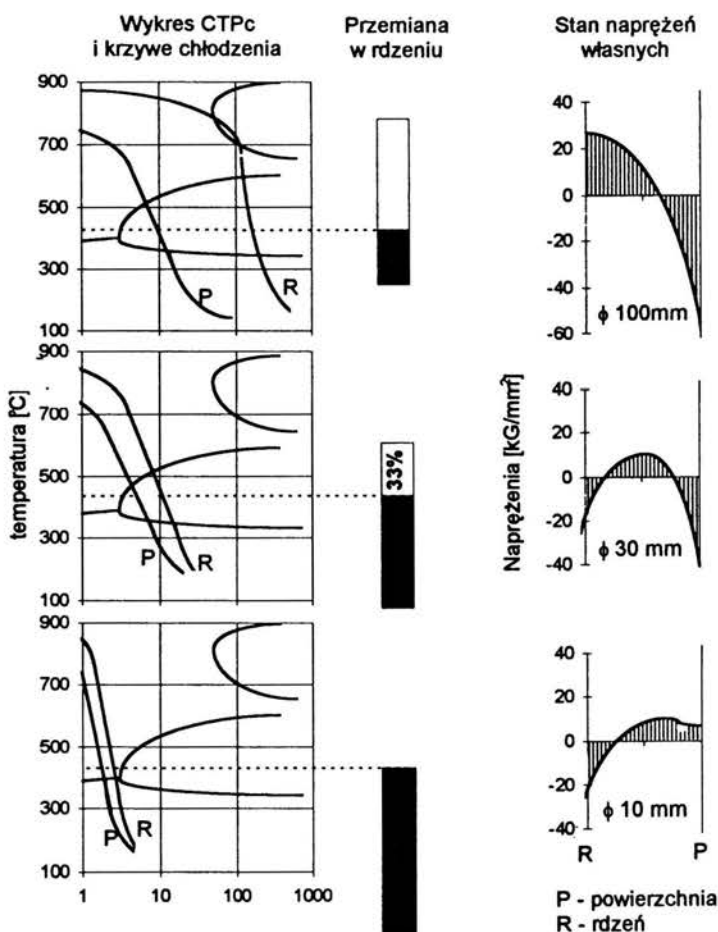
Znane są jakościowe mechanizmy tworzenia naprężeń własnych. Na rys.2 na przykładzie wałka oziębianego w wodzie przedstawiono krzywe chłodzenia powierzchni P i rdzenia R . Różnica temperatur między powierzchnią i rdzeniem (odległość między krzywymi R i P) wzrasta w funkcji czasu, aż do punktu W , w którym osiąga maksymalną wartość, po czym maleje do zera. Te różnice temperatur wywołują kurczenie się powierzchni, czemu przeszkadza rozszerzony (gorący) rdzeń. Powoduje to wytworzenie się naprężeń rozciągających w strefie powierzchniowej i ściskających w rdzeniu. Gdyby naprężenia te nie przekroczyły granicy plastyczności, to ich przebieg w czasie kształtowałby się wg. krzywej a . Jednakże z powodu zachodzących odkształceń plastycznych następuje zmniejszenie naprężeń, których przebieg w funkcji czasu chłodzenia przedstawia krzywa b . Zakresowane pole między krzywymi a i b przedstawia odkształcenia plastyczne, które powstają tylko do punktu W . Przy temperaturze rdzenia oznaczonej literą U naprężenia osiągają wartość zerową, po czym dalsze kurczenie się wywołuje w wydłużonej uprzednio plastycznie strefie powierzchniowej naprężenia ściskające, natomiast w rdzeniu - równoważące się z nimi naprężenia rozciągające (linia kreskowana). Taki stan naprężeń ustala się po ujednorodnieniu pola temperatury [6].

Wartość naprężeń cieplnych i wynikających z nich naprężeń własnych wzrasta pod wpływem wszystkich czynników zwiększających gradient temperatury i maleje ze wzrostem granicy plastyczności w podwyższonych temperaturach, gdyż krzywa b z rys.2 przesuwa się wówczas w górę.

Naprężenia termiczne w hartowanych elementach stalowych wiążą się z przemianą martenzytyczną, która zachodzi w niższych temperaturach, kiedy to przechłodzony austenit zamienia się w martenzyt, fazę o mniejszej gęstości. Analizę powstawania naprężeń własnych komplikują wtedy tzw. zjawiska naprężeń strukturalnych związane ze zmianami objętości składników struktury, wywołane przemianami fazowymi.

Jeżeli zjawiska naprężeń cieplnych i strukturalnych nakładają się na siebie, jak to ma miejsce przy hartowaniu stali, to decydujące znaczenie dla kierunku i wielkości naprężeń własnych po wyrównaniu się temperatur na przekroju ma przesunięcie w czasie

rozpoczęcia się przemiany w warstwie wierzchniej i w rdzeniu względem momentu zmiany znaku naprężeń cieplnych (punkt U na rys.2). Innymi słowy naprężenia strukturalne zwiększają lub zmniejszają naprężenia cieplne zależnie od przekroju, szybkości chłodzenia i hartowności stali. Naprężenia własne otrzymywane przy różnej prędkości chłodzenia walców stalowych przedstawiono na rys.3 [6]. Znaczenie dla rozkładu naprężeń własnych po hartowaniu ma głębokość zahartowanej warstwy (przemiany martenzytycznej). Tak więc niejednorodne odkształcenia plastyczne lub gradienty temperatur do nich prowadzące powodują tworzenie się naprężeń własnych.



Rys.3 Przebieg temperatury i rozkład naprężeń własnych w próbkach stalowych o różnej średnicy. Zróżnicowanie średnic prowadzi do różnych prędkości chłodzenia. Linia przerywaną oznaczono temperaturę przemiany martenzytycznej [6].

2.1.3 Znaczenie naprężeń własnych

Naprężenie własne trzeba rozumieć jako dodatkowe obciążenie materiału. W niektórych przypadkach mogą one dawać efekt zwiększenia, a w niektórych zmniejszenia własności wytrzymałościowych (mogą się sumować lub znosić z naprężeniami od obciążeń zewnętrznych). Uwzględnia się je w zagadnieniach optymalizacji warstw wierzchnich. Często stan naprężeń własnych pozwala na identyfikację i ocenę zastosowanych procesów technologicznych oraz ich parametrów. Analiza naprężeń własnych pozwala na ocenę historii obciążenia. Obiektem zainteresowania jest rozkład naprężeń własnych o tyle, o ile pozwala on określić przyczyny ich powstania. Interesującym przykładem są badania łożysk, gdzie analiza rozkładów naprężeń własnych prowadzi do określenia wartości występujących obciążeń [7].

Walcowane blachy i płyty mają niewielką odporność na wyobcowanie. Dlatego nawet niewielkie naprężenia własne mogą być przyczyną znacznych błędów geometrycznych wykonanych z nich elementów. Badania pokazują symetryczne własności rozkładów naprężeń własnych oraz, że opis ich rozkładów może być dokonywany za pomocą funkcji opisujących ruch falowy [8].

Naprężenia własne mają tym większe znaczenie, im wyższe własności wytrzymałościowe ma obiekt badany oraz im bardziej odpowiedzialne i rozpowszechnione są wyroby z tego materiału. Przykładem takiego wyrobu są szyny kolejowe, w którym stan naprężeń własnych jest już dobrze poznany. Największe naprężenia własne są wprowadzane do szyny w procesie prostowania w prostownicy rolkowej, polegającym na wielokrotnym przeginaniu na rolkach oraz w czasie eksploatacji z powodu zgniotu na zimno, wprowadzonego przez koło kolejowe [9]. Występowanie wysokich wartości składowej podłużnej naprężeń (równoległej do osi szyny) związane jest ze skłonnością do pęknięcia szyn wzdłuż szynki.

Innym obiektem, w którym od niedawna kontroluje się naprężenia własne są monoblokowe koła kolejowe. W czasie eksploatacji z powodu rozgrzewania się wieńców przy długotrwałych hamowaniach stan naprężeń własnych ulega przebudowie. Ściskające naprężenia obwodowe, jakie są charakterystyczne dla nowych kół, przekształcają się w naprężenia rozciągające. Naprężenia te mogą przekraczać 400 MPa i prowadzić do pęknięcia. Pęknięcia takie, występujące najczęściej po ochłodzeniu koła,

prowadzą w około 50% przypadków do wykolejeń pociągów (według informacji Kolei Austriackich). Opracowane są techniki nieniszczącego pomiaru naprężeń własnych w wieńcach kół monoblokowych, w tym techniki ultradźwiękowe [10, 11, 12]. W związku ze zjawiskiem pęknięcia kół monoblokowych Koleje Niemieckie (BD) i koleje Austriackie (ÖBB) wprowadziły normy, w których ustalono dopuszczalne wartości naprężeń własnych w wieńcach monoblokowych kół kolejowych [13].

Okazuje się również, że stabilności kształtu odkuwek jest powiązana ze stanem naprężeń własnych. Zaobserwowano ugięcia odkuwek wałów napędowych w czasie eksploatacji. Ugięcia te związane są z uwalnianiem naprężeń własnych w przypadku, gdy naprężenia te nie są rozłożone kołowo symetrycznie na powierzchni wału. Istnieje możliwość kontroli symetrii kołowej rozkładu tych naprężeń techniką ultradźwiękową [14, 15].

Poznanie rzeczywistego stanu naprężeń, a więc sumy naprężeń od obciążeń zewnętrznych i naprężeń własnych jest warunkiem koniecznym skutecznego zastosowania w praktyce osiągnięć mechaniki pęknięcia. Naprężenia montażowe z punktu widzenia całej konstrukcji można traktować jak naprężenia własne. Znajomość odporności materiału na pęknięcie i wyniki pomiarów wielkości wykrytych pęknięć są bezużyteczne wobec braku znajomości rzeczywistego obciążenia materiału w obszarze pęknięcia. Nieniszczące pomiary naprężeń są nieodzownym elementem procedur określających czas życia konstrukcji, co ma szczególne znaczenie w przypadku konstrukcji statycznie niewyznaczalnych. Pomiary rozkładu naprężeń w takich konstrukcjach mogą być prowadzone takimi samymi technikami jak pomiary naprężeń własnych. Pomiar naprężeń przy ocenie czasu życia konstrukcji na prostym przykładzie kolumn prasy hydraulicznej przedstawiono w pracy [16].

Spawanie i cięcie są również procesami mogącymi wprowadzić znaczące naprężenia własne. Możliwości pomiaru tych naprężeń od dawna interesują spawalników [17, 18].

Badania naprężeń własnych związane są zatem z kompleksem zagadnień z teorii sprężystości i własności sprężystych, płynięcia plastycznego i umocnienia materiału, przepływów cieplnych, przemian fazowych, zjawisk rozszerzalności cieplnej materiałów, struktury i grubości warstwy wierzchniej. Złożoność procesów zachodzących w materiale podczas zabiegów technologicznych sprawia, że często wyniki prac teoretycznych, opartych na uproszczonych z konieczności modelach, nie mogą być

wykorzystywane do oceny stanu naprężeń własnych nawet w przypadku elementów o prostej geometrii: pozostają wtedy metody doświadczalne [19].

2.1.4 Metody badania naprężeń własnych

Początkowo badania naprężeń własnych oparte były na metodach niszczących, wykorzystujących pomiary odkształceń powstałych w wyniku uwolnienia naprężeń przez usunięcie części materiału badanego elementu lub jego przecięcie. Na podstawie zmierzonych odkształceń można obliczyć wartości naprężeń, korzystając z zależności teoretycznych wyprowadzonych dla elementów o różnej geometrii. Przegląd mechanicznych metod pomiaru naprężeń można znaleźć w pracy [3].

Do pomiaru odkształceń najczęściej wykorzystuje się tensometry oporowe, którymi mierzy się zmiany naprężeń w wyniku odprężenia np. przez cięcie. Znane są również metody pozwalające na wyznaczenie naprężeń własnych na podstawie pomiarów odkształceń w wyniku wywiercenia otworu na powierzchni badanego elementu. W obszarze pomiarowym przykleja się rozetkę tensometryczną. W środku rozetki wierce się otwór o głębokości większej niż średnica otworu i rejestruje odkształcenia na powierzchni spowodowane uwolnieniem naprężeń. Zmierzone odkształcenia są podstawą do wyliczania naprężeń, które panowały przed wywierceniem otworu.

Podejmowane są próby wykorzystania do nieniszczących pomiarów naprężeń licznych zjawisk, na których przebieg wpływa naprężenie. Wymienić tu można oprócz metody rentgenowskiej także metodę dyfrakcji neutronów, metody szumów Barkhausena, magneto-mechaniczną, czy emisję akustyczną. Przegląd nieniszczących metod wyznaczania naprężeń można znaleźć w pracy [20].

W IPPT opracowano stosowaną w wielu krajach metodę i aparaturę do ultradźwiękowych pomiarów naprężeń własnych. Niniejsza praca dotyczy badań nad rozwojem tej metody i zwiększeniem zakresu możliwych zastosowań przemysłowych. W Politechnice Szczecińskiej [21] i Gdańskiej [22] prowadzone są badania nad wykorzystaniem szumów Barkhausena do pomiarów naprężeń.

2.2 Technika ultradźwiękowych pomiarów naprężeń

2.2.1 Zjawisko elastoakustyczne

O prędkości rozchodzenia się fali akustycznej w ciele stałym decydują stałe sprężystości i gęstość. Liniowa teoria sprężystości prowadzi do znanych wzorów na prędkość rozchodzenia się fal podłużnych i poprzecznych w nieograniczonym izotropowym ciele stałym:

$$V_{11} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E \cdot (1 - \nu)}{\rho \cdot (1 + \nu)(1 - \nu)}} \quad (2)$$

$$V_{12} = V_{13} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho \cdot (1 + \nu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (3)$$

gdzie V_{ij} - prędkość fali, przy czym pierwszy indeks oznacza kierunek propagacji fali, drugi - kierunek drgań cząstek;

ρ - gęstość masy;

E i G - moduły Younga i Kirchhoffa;

λ i μ - stałe Lamego (stałe sprężystości drugiego rzędu);

ν - liczba Poissona.

Według klasycznej, liniowej teorii sprężystości zależność prędkości od naprężenia miała wynikać jedynie ze zmiany objętości jaką wywołuje naprężenie. Nie tłumaczyło to jednak wielkości zmian prędkości otrzymanych w eksperymencie.

W roku 1953 Hughes i Kelly [23] wyprowadzili wzory na prędkość fal sprężystych w ciałach stałych poddawanych naprężeniu. Wykorzystali oni teorię odkształceń skończonych Murnaghana uwzględniając człony trzeciego rzędu w wyrażeniu na energię sprężystą odkształconego ciała. Uzyskane przez tych autorów zależności są podstawą opisu zjawiska elastoakustycznego, które polega na zależności prędkości fal sprężystych od naprężenia.

Otrzymano następujące zależności prędkości fal akustycznych od naprężenia jednoosiowego σ w odkształconym ciele stałym:

$$\rho_0 V_{111}^2 = \lambda + 2\mu - \left(\frac{\sigma_1}{3 \cdot K_0} \right) \cdot \left[\frac{\lambda + \mu}{\mu} (4\lambda + 10\mu + 4m) + \lambda + 2l \right] \quad (4a)$$

$$\rho_0 V_{113}^2 = \lambda + 2\mu + \left(\frac{\sigma_3}{3 \cdot K_0} \right) \cdot \left[\frac{2\lambda}{\mu} (\lambda + 20\mu + m) - 2l \right] \quad (4b)$$

$$\rho_0 V_{131}^2 = \mu - \left(\frac{\sigma_1}{3 \cdot K_0} \right) \cdot \left(4\lambda + 4\mu + m + \frac{\lambda \cdot n}{4\mu} \right) \quad (4c)$$

$$\rho_0 V_{133}^2 = \mu - \left(\frac{\sigma_3}{3 \cdot K_0} \right) \cdot \left(\lambda + 2\mu + m + \frac{\lambda \cdot n}{4\mu} \right) \quad (4d)$$

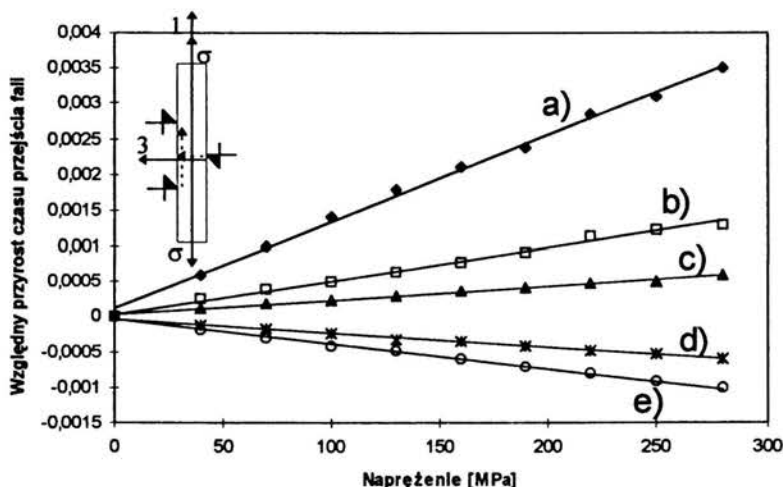
$$\rho_0 V_{132}^2 = \mu + \left(\frac{\sigma_2}{3 \cdot K_0} \right) \cdot \left(2\lambda - m + \frac{n \lambda \cdot n}{2 \cdot 2\mu} \right) \quad (4e)$$

gdzie ρ_0 - oznacza gęstość masy w stanie naturalnym (bez naprężeń);

V_{ijk} - prędkość fali akustycznej, gdzie indeksy oznaczają kolejno kierunek rozchodzenia się fali, kierunek drgań cząstek, kierunek działania naprężenia;

$$K_0 = \lambda + \frac{2}{3} \cdot \mu;$$

l, m, n - stałe sprężystości trzeciego rzędu Murnaghana.



Rys.4 Charakterystyki elastoakustyczne stali wykorzystywanej w kolejowych kołach monoblokowych [25]:

- dla fal podłużnych rozchodzących się w kierunku 1, równoległe do działania naprężenia σ ,
- dla fali poprzecznej rozchodzącej się w kierunku 3 i spolaryzowanej w kierunku 1,
- dla fali poprzecznej rozchodzącej się w kierunku 1, równoległe działania naprężenia σ , a spolaryzowanej w kierunku 3,
- dla fali poprzecznej rozchodzącej się w kierunku 3, a spolaryzowanej w kierunku prostym do płaszczyzny wyznaczonej przez kierunki 1 i 3,
- dla fali podłużnej rozchodzącej się w kierunku 3, prostopadle do działania naprężenia σ .

Przegląd prac teoretycznych dotyczących zjawiska elastoakustycznego, odmiennych podejść autorów i różnych stopieni przybliżenia opisu zjawiska można znaleźć w pracy [24].

Zależności (4a - 4e) są zależnościami kwadratowymi ze względu na prędkość propagacji fal. Biorąc pod uwagę, że niewielkie zmiany prędkości propagacji wywołane działaniem naprężenia są małe w porównaniu z bezwzględnyimi wartościami naprężeń, można przybliżyć związki (4) równaniami liniowymi:

$$\frac{V - V_0}{V_0} = \frac{t_0 - t}{t} = \beta \cdot \sigma \quad (5)$$

gdzie t_0, t - czasy przejścia fali ultradźwiękowej przez ustalony odcinek drogi odpowiednio bez naprężenia i pod naprężeniem;
 β - współczynnik elastoakustyczny materiału.

Taka liniowa zależność ułatwiła wykorzystanie zjawiska elastoakustycznego w praktyce. Uzasadniana jest ona tym, że nieliniowość związków (4a - 4e) w zakresie sprężystym typowych materiałów technicznych jest znacznie mniejsza od błędu pomiarowego.

W praktyce mierzy się zawsze zmiany czasów przejścia fali na określonej drodze wywołane zmianą naprężenia. Przykład takiej, wyznaczonej doświadczalnie, charakterystyki elastoakustycznej materiału przedstawiono na rys.4.

Ponieważ przebieg zależności zmian czasów przejścia od zmian naprężenia w zakresie sprężystym jest liniowy dla wszystkich konfiguracji kierunku rozchodzenia się fali, kierunku jej polaryzacji i kierunku naprężenia, uzasadnione jest założenie, że zmiana czasu przejścia fali wywołana danym stanem naprężenia jest sumą zmian jakie wywołałyby jego poszczególne składowe działając niezależnie.

Przykładowe wartości stałych sprężystości drugiego i trzeciego rzędu wyznaczone dla stali St90PA stosowanej na szyny kolejowe wynoszą [19]:

$$\begin{aligned} \lambda &= 11,58 \cdot 10^4 \text{ MPa} & \mu &= 7,99 \cdot 10^4 \text{ MPa} \\ l &= -24,8 \cdot 10^4 \text{ MPa} & m &= -62,3 \cdot 10^4 \text{ MPa} & n &= -71,4 \cdot 10^4 \text{ MPa} \end{aligned}$$

Dane literaturowe na temat wartości współczynników elastoakustycznych są bardzo zróżnicowane (tabela 1). Na przykład dla grupy stali z łatwością można znaleźć współczynniki elastoakustyczne tej samej konfiguracji kierunku polaryzacji względem kierunku propagacji (o identycznych indeksach) różniące się o 100%, a czasem i więcej. Można zauważyć w wartościach tych współczynników pewne prawidłowości:

Największe ich wartości (największa czułość na naprężenia) osiągane są w tych konfiguracjach, w których kierunek drgań cząstek jest równoległy do kierunku działania naprężenia. Dla fal podłużnych największe wartości współczynnik elastoakustyczny osiąga dla składowych naprężeń działających równoległe do kierunku rozchodzenia się fali (β_{111}), natomiast dla fal poprzecznych największe wartości współczynnik elastoakustyczny osiąga w przypadku składowej naprężenia działającej równoległe do kierunku polaryzacji (β_{211}).

Tabela 1

Współczynniki elastoakustyczne β aluminium, miedzi i stali. Indeksy przy oznaczeniach współczynników elastoakustycznych oznaczają kolejno: kierunek rozchodzenia się fali, kierunek drgań cząstek i kierunek naprężenia [24, 25, 26].

Materiał	Współczynniki elastoakustyczne $\cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$				
	β_{111}	β_{221}	β_{121}	β_{211}	β_{231}
aluminium	-7,75	+1,13	-2,19	-4	+0,89
miedź	-1,88	+0,18	0	-1,07	+0,2
żelazo armco	-2,69	+0,49	+0,13	-0,48	
stal niklowa 535	-1,13	+0,06	-0,05	-0,66	+0,03
stal 60C2H2A	-0,99	+0,14	-0,07	-0,70	+0,17
Stal 37	-1,39	+0,02	-0,12	-0,73	-0,03
Stal M56	-2,06	+0,15	-0,54	-1,17	+0,47
Stal na koła kolejowe	-1,26	+0,36	-0,24	-0,57	+0,22

Zjawisko elastoakustyczne w materiałach anizotropowych nie jest w pełni zbadane. Johnson i Dike w pracy [27] sygnalizują o występowaniu różnic współczynników elastoakustycznych wyznaczanych dla fal rozchodzących się w kierunku grubości blachy w przypadku, gdy naprężenie jednoosiowe działając w płaszczyźnie walcowania działa raz równoległe, a drugi raz prostopadłe do kierunku walcowania. Stwierdzają więc zależność współczynnika elastoakustycznego od kierunku walcowania. Badania te prowadzono w anizotropowej płycie aluminiowej. Różnice współczynników elastoakustycznych dla fali podłużnej rozchodzącej się w kierunku

grubości blachy, gdy naprężenie działa w płaszczyźnie walcowania raz w kierunku walcowania, a drugi raz prostopadłe do niego, sięgają 12% wartości współczynnika.

W pracy [28] wyznaczono wartości współczynników elastoakustycznych stali dla fal propagujących się w próbkach blach stalowych. Mierzono zmiany czasu przejścia (prędkości propagacji) tych fal, gdy naprężenie działało w płaszczyźnie walcowania raz w kierunku walcowania, drugi raz w kierunku do niego prostopadłym, w czasie próby rozciągania próbki na maszynie wytrzymałościowej. Przygotowano próbki w postaci pasów blach stalowych wyciętych równolegle i prostopadłe do kierunku walcowania. Schemat wyznaczania współczynnika elastoakustycznego przedstawiono na rys.4. Wartość i błąd wyznaczenia współczynnika elastoakustycznego obliczano przez aproksymację funkcją liniową uzyskanych wyników pomiarów.

Tabela 2

Zestawienie współczynników elastoakustycznych stali dla fali podłużnej rozchodzącej się w kierunku naprężenia dla wybranych blach stalowych [28].

Material	Współczynniki elastoakustyczne $\cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$ fali podłużnej rozchodzącej się w płaszczyźnie walcowania w kierunku naprężenia działającego równoległe do:	
	kierunku walcowania β_{111}	prostopadłe do kierunku walcowania β_{222}
stal: 15G2ANb, g=14 mm	-1,25±0,24	-1,18±0,12
18G2A, g=12mm	-1,67±0,64	-1,09±0,16
St3S, g=10 mm	-1,56±0,76	-0,95±0,09
St3SX, g=8 mm	-1,40±0,21	-1,02±0,30

Nie znaleziono podstaw do różnicowania wartości współczynników elastoakustycznych w zależności od kierunku rozchodzenia się fali względem kierunku walcowania, za wyjątkiem fal podłużnych rozchodzących w płaszczyźnie walcowania w kierunku walcowania i w prostopadłym do niego. Mimo błędów pomiarowych wartość bezwzględna współczynnika dla fali podłużnej propagującej się w kierunku walcowania była dla wszystkich próbek większa niż wartość tego współczynnika dla fali podłużnej rozchodzącej się prostopadłe do kierunku walcowania. Wartości tych współczynników przedstawiono w tabeli 2.

2.2.2 Wpływ temperatury na prędkości fali ultradźwiękowej

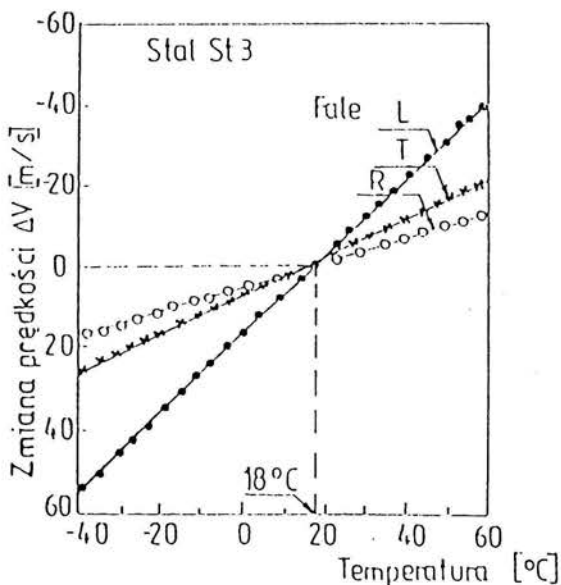
Temperaturowa zależność prędkości rozchodzenia się fal ultradźwiękowych jest związana jest ze zmianami stałych sprężystości oraz zmianami gęstości właściwej. W zakresie temperatury otoczenia prędkość zależy od temperatury liniowo i maleje przy podgrzewaniu ciała.

Można powiedzieć, że względne zmiany prędkości fali akustycznej wywołane zmianą temperatury o 1 stopień Kelvina w zakresie temperatur otoczenia odpowiadają względnym zmianom prędkości, jakie wywoła dla fali podłużnej naprężenie działające w kierunku rozchodzenia się fali równe 10 MPa. W stalach konstrukcyjnych względna zmiana prędkości przypadająca na jednostkę temperatury jest dla fal podłużnych i poprzecznych w przybliżeniu taka sama [19]. Podobne zależności prędkości rozchodzenia się fal ultradźwiękowych od temperatury otrzymano dla wybranych stali kotłowych w pracy [29]. Wyniki badań wpływu temperatury na wartość prędkości rozchodzenia się fali akustycznej w aluminium i miedzi również potwierdzają liniowość zależności prędkości od temperatury otoczenia. Przyrost prędkości propagacji fali podłużnej w stopach aluminium waha się 0,9 do 1,1 [m/s K] [30].

W pracach [31] i [32] przedstawiono wpływ temperatury na zjawisko elastoakustyczne. Według autorów tych prac istnieje znacząca różnica wartości współczynników elastoakustycznych już nawet w zakresie różnic temperatur wynoszących 20°C. Badane są również zmiany zależności prędkości rozchodzenia się fali w funkcji temperatury przy różnych wartościach naprężeń panujących w próbce [30]. W pracy [33] dotyczącej wpływu temperatury na wartości mierzonych metodą ultradźwiękową naprężeń własnych w prostowanej szynie kolejowej nie stwierdzono wpływu temperatury na mierzone wartości. Oznaczało to, że nie uwzględnienie spowodowanych różnicami temperatur zmian współczynnika elastoakustycznego daje błędy mieszczące się w granicach błędu pomiaru czasu przejścia fali ultradźwiękowej. Zagadnienie wpływu temperatury na wartość współczynnika elastoakustycznego jest jednym z pilnych problemów badawczych.

W literaturze nie istnieje spór, czy w ultradźwiękowych pomiarach naprężeń w zakresie temperatur otoczenia można pominąć wpływu zmian temperatury na prędkość rozchodzenia się fali ultradźwiękowej (czas przejścia fali). Powstaje spór, czy i jak należy uwzględniać zmiany współczynnika elastoakustycznego w funkcji temperatury.

Różnice temperatury powodują dodatkowo zmiany wymiarów badanego elementu, co również może wpływać na mierzony czas przejścia fali.



Rys.5 Zmiany prędkości fal podłużnych L , poprzecznych T i powierzchniowych R rozchodzących się w stali w funkcji temperatury [19].

2.3 Tekstura

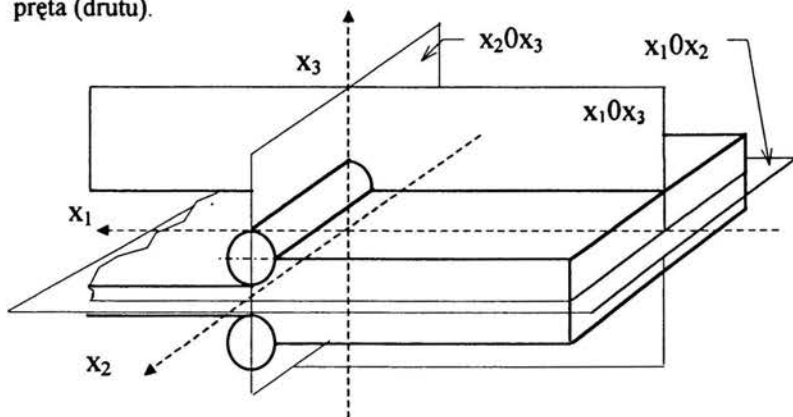
Obserwowana w wielu eksperymentach zależność własności akustycznych ciał stałych od kierunku ma wiele źródeł. Można do nich zaliczyć naprężenia własne, różnice stężeń zanieczyszczeń w masie badanego materiału, występowanie pasm wzbogaconych we wtrącenia niemetaliczne, a także różnice kształtu poszczególnych ziaren. Tekstura może pojawić się również, gdy orientacja kierunków krystalograficznych ziaren materiału polikrystalicznego nie jest przypadkowa. W tym przypadku mówi się, że materiał wykazuje teksturę orientacji. Można mówić również o teksturze morfologii, gdy związana jest z kształtem ziaren lub rozkładem wtrąceń. W praktyce obie te tekstury występują zawsze łącznie, ale ich wkład w anizotropię własności może być różny.

Tekstura wytwarzana jest często na skutek obróbki mechanicznej lub termicznej. Struktura krzepnięcia charakteryzuje się często obecnością płaszczyzn

krystalograficznych usytuowanych w sposób szczególny do powierzchni metalu. Blachy walcowane lub wyżarzane wykazują również uprzywilejowane orientacje (określona płaszczyzna krystalograficzna równoległa do płaszczyzny blachy i określony kierunek krystalograficzny równoległy do kierunku walcowania) [34].

Tekstura przedstawiająca orientacje krystalograficzne może być określona w przypadku, gdy liczba takich ziaren jest wystarczająca do badań statystycznych. Można określić także w małym obszarze teksturę lokalną. Większość eksperymentatorów zwykle przyjmuje, że tekstura jest niejednorodna (składa się ze zróżnicowanych tekstur lokalnych). Tekstura lokalna i rozkład tekstury wykazują symetrię związaną ze sposobem ich wytwarzania. Jak pisał Piotr Curie „kiedy pewne efekty mają wiele przyczyn, elementy symetrii zjawisk przyczynowych powinny odnaleźć się w wytworzonych efektach. Jeżeli pewne efekty wykazują pewną asymetrię, asymetria ta powinna odnaleźć się w przyczynach, które spowodowały jej powstanie” [34].

Jeżeli dostatecznie zdeformujemy metal posiadający niezbyt wyraźną teksturę, końcowa tekstura metalu będzie wykazywała elementy symetrii zależne od sposobu deformowania; np. w wyniku przeciągania lub wyciskania osi drutu lub okrągłego pręta będzie stanowiła oś obrotu zespołu tekstur niejednorodnych i tekstury lokalnej w środku pręta (drutu).



Rys.6 Schemat walcowania blachy z zaznaczonymi płaszczyznami symetrii.

W szerokiej blasze walcowanej mamy płaszczyznę symetrii normalną do osi walców walcarki (x_10x_3) (rys.6). W większości przypadków płaszczyzna środkowa x_10x_2 blachy stanowi płaszczyznę symetrii tekstury niejednorodnej, a także tekstury lokalnej występującej w płaszczyźnie środkowej blachy. Dzięki środkowi symetrii możemy wcześniej przewidzieć występowanie trzech prostopadłych do siebie płaszczyzn symetrii

danej tekstury. Stanowią je: płaszczyzna blachy x_10x_2 , płaszczyzna normalna do osi walców x_10x_3 i płaszczyzna poprzeczna przechodząca przez oś walca x_20x_3 . Istnienie płaszczyzny prostopadłej (normalnej) do osi walców x_10x_3 i środka symetrii płaszczyzny poprzecznej x_20x_3 pociąga za sobą istnienie dla każdego punktu blachy, z wyjątkiem jej początku i końca, trzech prostopadłych do siebie płaszczyzn symetrii tekstury lokalnej. Oznacza to, że w blasze można spodziewać się symetrii ortorombowej własności sprężystych wynikających z tekstury.

Często opisuje się teksturę w metalu przez wskazanie płaszczyzn lub kierunków charakterystycznych dla próbki. Najczęściej używana metodą opisu tekstur jest wykreślanie figur biegunowych, które przedstawiają rozkład normalnych zespołu płaszczyzn krystalograficznych $\{hkl\}$ we wszystkich ziarnach próbki metalu. Figury biegunowe są sposobem przedstawiania wyników rentgenowskiej analizy strukturalnej. Pozwalają one na wygodne konstrukcje z użyciem siatki Wulffa. Wyczerpujące opisy analizy tekstury można znaleźć w pracy [35].

Podstawą do analizy modelu własności akustycznych polikryształu są monokrystaliczne ziarna, z których polikryształ jest zbudowany. Zakłada się, że ziarna te są kryształami sieci regularnej przestrzennie centrowanej. Prędkość rozchodzenia się fali ultradźwiękowej zależy od kierunku. Wartości prędkości dla niektórych fal i kierunków podano w tabeli 3. Sposób ich obliczania z wykorzystaniem stałych sprężystości monokryształu i jego gęstości można znaleźć w pracy [36].

Tablica 3.

Prędkości fal objętościowych w monokryształach żelaza obliczone dla stałych sprężystości według pracy [37]:

$$C_{11}^{CR*} = 22,8 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2 \quad C_{12}^{CR} = 13,2 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2 \quad C_{44}^{CR} = 11,65 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$$

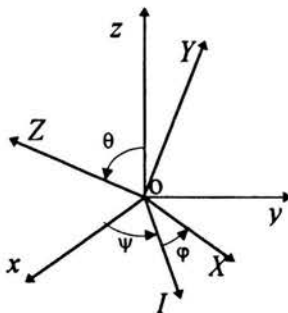
C_{ij}^{CR} - oznacza stałe sprężystości monokryształu

Kierunek propagacji	Kierunek polaryzacji	Prędkość [m/s]
[100]	[100]	5406,5
[110]	[110]	6165,5
[111]	[111]	6398,4
[100]	[010]	3864,7
[110]	[001]	3864,7
[110]	[1 $\bar{1}$ 0]	2480,7
[111]	[1 $\bar{1}$ 0]	3013,5

W najbardziej kompletny sposób opisuje teksturę funkcja rozkładu $F(\omega)$:

$$\frac{dV}{V} = F(\omega) \cdot d\omega \quad (6)$$

gdzie $F(\omega)$ wskazuje część objętości V makroskopowej próbki, dla której orientacje komórek elementarnych (osie $OXYZ$) odbiegają mniej niż $d\omega$ od kierunku ω (zdefiniowanego w stosunku do osi układu $Oxyz$ charakterystycznego dla geometrii próbki bądź procesu technologicznego np. kierunku walcowania); ω może być określone za pomocą trzech kątów Eulera ψ, θ, φ jak pokazano na rys.7 [38].



Rys.7. Kąty Eulera

Płaszczyzny XY i xy przecinają się wzdłuż osi OI (linii węzłów), ψ jest kątem precesji, θ - kątem nutacji, a kąt φ jest kątem obrotu właściwego. Trzy kolejno po sobie następujące obroty o kąty ψ wokół osi OZ , o kąt θ wokół osi OI oraz φ wokół osi Oz powodują nakładanie się dwóch układów współrzędnych $OXYZ$ i $Oxyz$. Funkcja rozkładu może być przedstawiona jako funkcja tych trzech zmiennych.

Analizę tekstury podejmuje się najczęściej dla zbadania kształtowości materiału przy obróbce plastycznej. Obróbka plastyczna jest technologią dla której tekstura ma ogromne praktyczne znaczenie (powstawanie uszu w wytłoczkach z blach z teksturą) [5].

Tekstura jest najczęściej rozpatrywana jako rozkład orientacji ziaren kryształów względem układu współrzędnych związanym z próbka. Można ją wyrazić funkcją $w(\theta, \psi, \varphi)$ określającą prawdopodobieństwo znalezienia w próbce ziarna o wybranej orientacji opisanej argumentami θ, ψ, φ [38].

Funkcja $w(\xi, \psi, \varphi)$ spełnia warunek normalizacji:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 w(\xi, \psi, \varphi) \cdot d\xi \cdot d\psi \cdot d\varphi = 1, \quad \xi = \cos(\theta) \quad (7)$$

Funkcję tę wyznaczano na podstawie figur biegunowych otrzymywanych z badań rentgenowskich.

Formalizm przedstawiony w pracy Roe i Reigbauma [38] wykorzystał Sayers [39] dla obliczenia prędkości rozchodzenia się fal w materiale polikrystalicznym o symetrii ortorombowej złożonym z kubicznych ziaren. Symetria ta oznacza istnienie trzech ortogonalnych płaszczyzn symetrii zwierciadlanej. Własności sprężyste materiału o symetrii ortorombowej mogą być scharakteryzowane przez macierz postaci:

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ & & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & & & & C_{55} & 0 \\ & & & & & C_{66} \end{bmatrix} \quad (8)$$

Materiał o anizotropii ortorombowej charakteryzuje dziewięć niezależnych stałych sprężystości.

Sayers założył dodatkowo, że ilość ziarn na jednostkę objętości próbki nie zmienia się tak, że obliczona prędkość rozchodzenia się fali jest tylko funkcją stałych sprężystości.

Na podstawie równań transformujących stałe sprężystości w układzie ziarna $OXYZ$ do układu współrzędnych $Oxyz$ związanego z próbką ciała stałego o symetrii ortorombowej:

$$x = l_1 \cdot X + l_2 \cdot Y + l_3 \cdot Z \quad (9a)$$

$$y = m_1 \cdot X + m_2 \cdot Y + m_3 \cdot Z \quad (9b)$$

$$z = n_1 \cdot X + n_2 \cdot Y + n_3 \cdot Z \quad (9c)$$

moduły sprężystości pojedynczego kryształu w układzie współrzędnych $Oxyz$ można wyrazić wzorami:

$$C_{11}^{SA} = C_{11}^{CR} - 2 \cdot C^{CR} \cdot r_1 \quad (10a)$$

$$C_{22}^{SA} = C_{11}^{CR} - 2 \cdot C^{CR} \cdot r_2 \quad (10b)$$

$$C_{33}^{SA} = C_{11}^{CR} - 2 \cdot C^{CR} \cdot r_3 \quad (10c)$$

$$C_{44}^{SA} = C_{44}^{CR} + C^{CR} \cdot r_4 \quad (10d)$$

$$C_{55}^{SA} = C_{44}^{CR} + C^{CR} \cdot r_5 \quad (10e)$$

$$C_{66}^{SA} = C_{44}^{CR} + C^{CR} \cdot r_6 \quad (10f)$$

$$C_{23}^{SA} = C_{12}^{CR} + C^{CR} \cdot r_4 \quad (10g)$$

$$C_{31}^{SA} = C_{12}^{CR} + C^{CR} \cdot r_5 \quad (10h)$$

$$C_{12}^{SA} = C_{12}^{CR} + C^{CR} \cdot r_6 \quad (10i)$$

gdzie C_{ij}^{SA} - moduły sprężystości pojedynczego kryształu w układzie współrzędnych $Oxyz$,

$C_{11}^{CR}, C_{44}^{CR}, C_{12}^{CR}$ - moduły sprężystości monokrystalicznego ziarna, w układzie współrzędnych OXYZ

C^{CR} - wielkość opisująca anizotropię monokryształu wyrażona wzorem:

$$C^{CR} = C_{11}^{CR} - C_{12}^{CR} - 2 \cdot C_{44}^{CR} \quad (11)$$

Współczynniki r_i we wzorach (10) wyrażają zależności:

$$r_1 = l_1^2 \cdot l_2^2 + l_1^2 \cdot l_3^2 + l_2^2 \cdot l_3^2 \quad (12a)$$

$$r_2 = m_1^2 \cdot m_2^2 + m_1^2 \cdot m_3^2 + m_2^2 \cdot m_3^2 \quad (12b)$$

$$r_3 = n_1^2 \cdot n_2^2 + n_1^2 \cdot n_3^2 + n_2^2 \cdot n_3^2 \quad (12c)$$

$$r_4 = m_1^2 \cdot n_1^2 + m_2^2 \cdot n_2^2 + m_3^2 \cdot n_3^2 \quad (12d)$$

$$r_5 = n_1^2 \cdot l_1^2 + n_2^2 \cdot l_2^2 + n_3^2 \cdot l_3^2 \quad (12e)$$

$$r_6 = l_1^2 \cdot m_1^2 + l_2^2 \cdot m_2^2 + l_3^2 \cdot m_3^2 \quad (12f)$$

gdzie: l_i , m_i , n_i są kombinacjami funkcji sinus i cosinus kątów Eulera ψ, φ, θ ,

określających orientację kryształu względem układu współrzędnych $Oxyz$:

$$l_1 = -\sin(\psi) \cdot \sin(\varphi) + \cos(\psi) \cdot \cos(\varphi) \cdot \cos(\theta) \quad (13a)$$

$$l_2 = -\sin(\psi) \cdot \cos(\varphi) - \cos(\psi) \cdot \sin(\varphi) \cdot \cos(\theta) \quad (13b)$$

$$l_3 = \sin(\theta) \cdot \cos(\psi) \quad (13c)$$

$$m_1 = \cos(\psi) \cdot \sin(\varphi) + \sin(\psi) \cdot \cos(\varphi) \cdot \cos(\theta) \quad (13d)$$

$$m_2 = \cos(\psi) \cdot \cos(\varphi) - \sin(\psi) \cdot \sin(\varphi) \cdot \cos(\theta) \quad (13e)$$

$$m_3 = \sin(\theta) \cdot \sin(\psi) \quad (13f)$$

$$n_1 = -\sin(\theta) \cdot \cos(\varphi) \quad (13g)$$

$$n_2 = \sin(\theta) \cdot \sin(\varphi) \quad (13h)$$

$$n_3 = \cos(\theta) \quad (13i)$$

Funkcje r_i wyrażane przez kombinacje funkcji trygonometrycznych sinus i cosinus kątów θ, ψ, φ , podobnie jak funkcję gęstości prawdopodobieństwa $w(\xi, \psi, \varphi)$ można rozwinąć w szereg:

$$r(\xi, \psi, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \sum_{n=-l}^l R_{lmn} \cdot Z_{lmn}(\xi) \cdot e^{-im\psi} \cdot e^{-in\varphi} \quad (14)$$

gdzie $Z_{lmn}(\xi)$ jest uogólnioną funkcją Legendra.

Jeżeli równania (12a - 12f) opisujące wartość r_i uśrednimy po wszystkich ziarnach, to otrzymamy średnie wartości modułów sprężystości wyrażone przez momenty statystyczne $\langle r_i \rangle$, przy czym:

$$\langle r_i \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 r(\xi, \psi, \varphi) \cdot w(\xi, \psi, \varphi) \cdot d\xi \cdot d\psi \cdot d\varphi = 4\pi^2 \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \sum_{n=-l}^l R_{lmn} \cdot w_{lmn} \quad (15)$$

Dla materiału o symetrii ortorombowej do równań na $\langle r_i \rangle$ wchodzi tylko składniki o $l=4$, a niezerowe są tylko trzy współczynniki w_{400} , w_{420} i w_{440} [35].

Wartości funkcji $\langle r_i \rangle$ można wtedy wyrazić wzorami [39]:

$$\langle r_1 \rangle = \frac{1}{5} - \frac{6}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left(w_{400} - \frac{2}{3} \sqrt{10} \cdot w_{420} + \frac{1}{3} \sqrt{70} \cdot w_{440} \right) \quad (16a)$$

$$\langle r_2 \rangle = \frac{1}{5} - \frac{6}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left(w_{400} + \frac{2}{3} \sqrt{10} \cdot w_{420} + \frac{1}{3} \sqrt{70} \cdot w_{440} \right) \quad (16b)$$

$$\langle r_3 \rangle = \frac{1}{5} - \frac{16}{35} \sqrt{2} \pi^2 \cdot w_{400} \quad (16c)$$

$$\langle r_4 \rangle = \frac{1}{5} - \frac{16}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left(w_{400} + \sqrt{\frac{5}{2}} \cdot w_{420} \right) \quad (16d)$$

$$\langle r_5 \rangle = \frac{1}{5} - \frac{16}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left(w_{400} - \sqrt{\frac{5}{2}} \cdot w_{420} \right) \quad (16e)$$

$$\langle r_6 \rangle = \frac{1}{5} + \frac{4}{35} \sqrt{2} \pi^2 \left(w_{400} + \sqrt{70} \cdot w_{440} \right) \quad (16f)$$

Zgodnie z procedurą Voigta obliczenia efektywnych stałych sprężystości, opierającą się na założeniu ciągłości odkształceń na granicy ziaren, w równaniach (10a - 10i) prawe strony będą wyrażały efektywne moduły sztywności C_{ij} makroskopowej próbki względem układu $Oxyz$, jeżeli po prawych stronach równań (10a - 10i) zamiast r_i wprowadzimy $\langle r_i \rangle$. Tak zmodyfikowane równania (10a - 10i) pozwolą obliczyć

wszystkie moduły efektywne C_{ij} , które opisują odpowiedź na obciążenie statyczne materiału polikrystalicznego o makrosymetrii ortorombowej, zbudowanego z monokrystalicznych ziaren o symetrii regularnej.

Wiadomo, że prędkość propagacji V_{ph} płaskiej liniowo spolaryzowanej fali akustycznej w monokryształe o symetrii ortorombowej można wyznaczyć z równania Christoffela:

$$\det(\Gamma_{CR}^{ik} - \rho \cdot V_{ph}^2 \cdot \delta_{ik}) = 0; \quad i, k, p, h = 1, 2, 3 \quad (17)$$

gdzie: $\Gamma_{CR}^{ik} = C_{ijkl}^{CR} \cdot n_j \cdot n_l$ jest tzw. sztywnością Christoffela-Kelvina, ρ oznacza gęstość masy, δ_{ik} jest deltą Kroneckera. Sayers [39] postuluje, że równanie Christoffela jest słuszne również dla polikrystalicznego ciała stałego o makroskopowej symetrii ortorombowej, jeżeli zastąpimy w tym równaniu moduły sztywności pojedynczego kryształu C_{ijkl}^{CR} efektywnymi modułami sztywności C_{ijkl} określonymi równaniami (10a - 10i), czyli po podstawieniu $C_{ijkl}^{CR} \rightarrow C_{ijkl}$, $r_i \rightarrow \langle r_i \rangle$. Wyrażenia określające prędkość rozchodzenia się fal akustycznych w kierunkach głównych ortotropii (w trzech ortogonalnych kierunkach o ekstremalnych wartościach prędkości 1,2,3) przybiorą wtedy postać:

$$\rho_o \cdot V_{11}^2 = C_{11} = C_{11}^{CR} - 2 \cdot C^{CR} \cdot \langle r_1 \rangle \quad (17a)$$

$$\rho_o \cdot V_{22}^2 = C_{22} = C_{11}^{CR} - 2 \cdot C^{CR} \cdot \langle r_2 \rangle \quad (17b)$$

$$\rho_o \cdot V_{33}^2 = C_{33} = C_{11}^{CR} - 2 \cdot C^{CR} \cdot \langle r_3 \rangle \quad (17c)$$

$$\rho_o \cdot V_{32}^2 = \rho_o \cdot V_{23}^2 = C_{44} = C_{44}^{CR} + C^{CR} \cdot \langle r_4 \rangle \quad (17d)$$

$$\rho_o \cdot V_{31}^2 = \rho_o \cdot V_{13}^2 = C_{55} = C_{44}^{CR} + C^{CR} \cdot \langle r_5 \rangle \quad (17e)$$

$$\rho_o \cdot V_{21}^2 = \rho_o \cdot V_{12}^2 = C_{66} = C_{44}^{CR} + C^{CR} \cdot \langle r_6 \rangle \quad (17f)$$

gdzie: ρ_o - gęstość masy materiału;

V_{ij} - prędkość fal akustycznych rozchodzących się w trzech ortogonalnych kierunkach głównych anizotropii akustycznej, gdzie indeksy oznaczają kolejno: pierwszy - kierunek propagacji fali, drugi kierunek drgań cząstek (kierunek polaryzacji);

C_{11}^{CR}, C_{44}^{CR} - moduły sztywności monokrystalicznego ziarna w układzie współrzędnych OXYZ.

Współczynnik C^{CR} (patrz zależność (11)), będący kombinacją efektywnych stałych sprężystości monokryształu, jest miarą jego własności anizotropowych. W

przypadku gdyby wynosił zero, tekstura nie znajdowałaby odbicia w zmianach prędkości propagacji fal akustycznych.

Prędkości fal podłużnych V_L i poprzecznych V_T w przypadku materiału izotropowego, czyli o idealnie przypadkowej orientacji ziaren, można wyrazić z zależności Sayersa (16a-16f, 17a-17f) podstawiając w granicy $w_{400} \rightarrow 0$, $w_{420} \rightarrow 0$ i $w_{440} \rightarrow 0$:

$$\rho_o \cdot V_L^2 = \frac{1}{5} (3 \cdot C_{11}^{CR} + 2 \cdot C_{12}^{CR} + 4 \cdot C_{44}^{CR}) \quad (18a)$$

$$\rho_o \cdot V_T^2 = \frac{1}{5} (3 \cdot C_{44}^{CR} + C_{11}^{CR} - C_{12}^{CR}) \quad (18b)$$

Zależności (18a i 18 b) są wynikami zastosowanego przez Sayersa uśrednienia Voigta.

Symetria ortorombowa w materiale pociąga za sobą następujące związki między prędkościami rozchodzenia się fal ultradźwiękowych w trzech ortogonalnych kierunkach:

$$\rho_o (V_{ii}^2 + V_{jj}^2 + V_{kk}^2) = C_{11}^{CR} + 2 \cdot C_{44}^{CR} = Q \quad i \neq j \neq k \quad (19)$$

W materiałach o symetrii ortorombowej zachodzą związki między prędkościami propagacji fal poprzecznych w kierunkach i, j, k :

$$V_{ij} = V_{ji} \quad (20)$$

Sayers związał swój układ współrzędnych z układem współrzędnych jak na rys.6. Kierunek 1 odpowiada kierunkowi walcowania, kierunek 2 jest prostopadły do kierunku walcowania w płaszczyźnie walcowania, a kierunek 3 kierunkiem grubości.

Dla fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunku 1, w układzie przyjętym przez Sayersa prędkość wyraża się zależnością [40]:

$$V_{1R} = V_R^o \left[\frac{1 + \frac{6\sqrt{2} \cdot \pi^2 C}{35(\lambda + 2\mu)} \left(w_{400} - \frac{2}{3} \sqrt{10} \cdot w_{420} + \frac{1}{3} \sqrt{70} \cdot w_{440} \right)}{-2\sqrt{2} \cdot \pi^2 C (1 - R_o) / (35(\lambda + 2\mu) D (1 - \eta^2)) \left(A_{400} w_{400} - 2\sqrt{10} \cdot A_{420} w_{420} + \sqrt{70} \cdot A_{440} w_{440} \right)} \right] \quad (21)$$

gdzie: V_R^o - jest prędkością fal powierzchniowych w ośrodku izotropowym,

$$R_o = (V_R^o)^2 / (\lambda + 2\mu); \quad \eta = \lambda / (\lambda + 2\mu)$$

$$A_{400} = -(5 + 16\eta + 17\eta^2)(1 - \eta)^2 + (37 + 43\eta + 28\eta^2)(1 - \eta)R_o - 16R_o^2(2 - \eta)$$

$$A_{420} = (1 - \eta)^2(1 - 4\eta - 3\eta^2) + R_o(1 - \eta)(3 + \eta)(1 + 4\eta) - 4R_o^2$$



$$A_{440} = (1 - \eta)^2 (1 - 3\eta^2) - R_o (1 - \eta - 4\eta^2) (1 - \eta)$$

$$D = 2(1 - \eta^2) - R_o (5 - 3\eta) (1 - \eta) + R_o^2 (3 - 4\eta)$$

Wzór na prędkość fal powierzchniowych rozchodzących się w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania uzyskuje się przez przekształcenie zależności (21) polegające na zmianie znaku członu zawierającego w_{420} .

Prace Sayersa były niewątpliwą inspiracją szeregu badań tekstury, poszukiwania związków między teksturą a własnościami anizotropowymi materiału, efektywnymi stałymi sprężystości, współczynnikami kształtowalności oraz badań naprężeń. Korzystając z pomiarów ultradźwiękowych dokonywano prób tworzenia figur biegunowych [41].

Badania tekstury w walcowanych blachach i wyznaczanie współczynników rozkładów orientacji na podstawie mierzonych prędkości rozchodzenia się fal podłużnych i poprzecznych w kierunku grubości, fal typu SH (spolaryzowanych równoległe do powierzchni) oraz porównywanie wyników z pomiarami niszczącymi, poszukiwanie korelacji z współczynnikiem kształtowalności r opisane zostały w pracach [42, 43, 44]. Użytecznym wynikiem było tu wykazanie związku między stosunkiem prędkości fali podłużnej do poprzecznej a anizotropowymi własnościami plastycznymi wyrażanymi przez współczynnik r .

Współczynnik kształtowalności r jest definiowany jako:

$$r = \frac{\ln(w/w_o)}{\ln(t/t_o)} \quad (22)$$

gdzie: w_o i t_o oznaczają odpowiednio szerokość i grubość przed odkształceniem plastycznym, a w i t szerokość i grubość po odkształceniu plastycznym.

Często używa się średnich współczynników \bar{r}

$$\bar{r} = (r_0 + 2r_{45} + r_{90}) \quad (23)$$

gdzie indeksy przy współczynnikach r oznaczają kąt, pod jakim wycięta jest próbka w stosunku do kierunku walcowania.

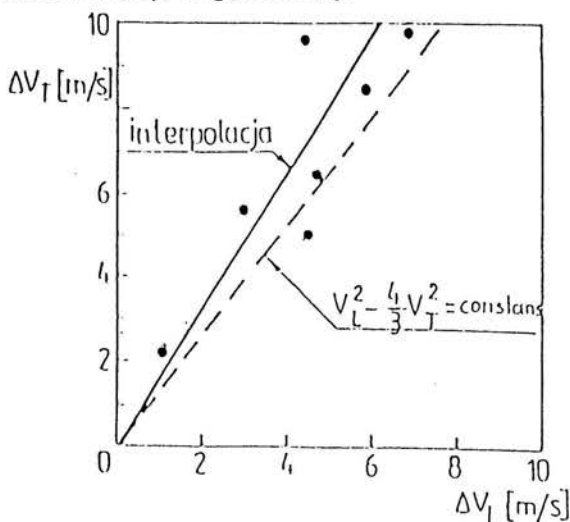
Warte odnotowania są próby ilościowej oceny tekstury w stali na podstawie badań ultradźwiękowych, wykorzystujące możliwości teorii informacji i pozwalające przyporządkować zmierzonym prędkościom odpowiednie stopnie uporządkowania ziarn [45, 46].

W ośrodkach z teksturą obserwuje się dyspersję prędkości, która wynika z zależności współczynników rozpraszania od orientacji kierunków krystalograficznych ziarn względem kierunku polaryzacji fali zarówno dla fal objętościowych jak i płytowych [47].

Dla pomiarów naprężeń w stali kluczowe znaczenie ma znalezienie formuł wiążących ze sobą prędkości propagacji fali w obszarach o różnych teksturach lokalnych badanego materiału. Taka formuła mogła wynikać z warunku niezależności modułu sprężystości objętościowej od odkształcenia plastycznego [48]. Okazało się, że dla niektórych materiałów o niewielkiej anizotropii zależność między prędkością fal podłużnych i poprzecznych wygląda podobnie, jak zależność dla materiałów izotropowych przy nieziennej wartości modułu sprężystości objętościowej K [19]:

$$\frac{K}{\rho} = V_L^2 - \frac{4}{3}V_T^2 = const \quad (24)$$

gdzie: V_L , V_T prędkości rozchodzenia się fal podłużnych i poprzecznych w kierunku walcowania, a ρ to gęstość masy.



Rys.8 Zależność między przyrostami prędkości fal poprzecznych ΔV_T i fal podłużnych ΔV_L w odprężonej płycie walcowanej ze stali węglowej [19].

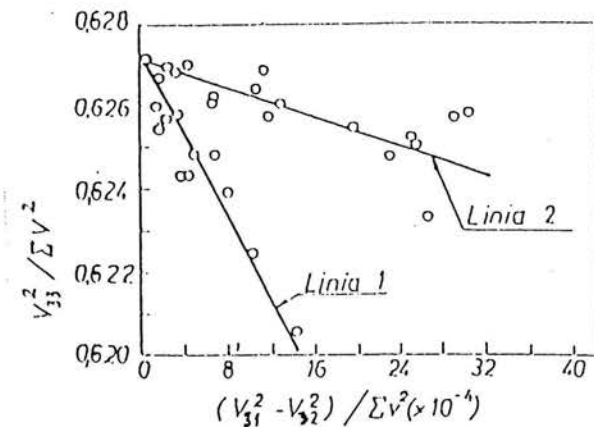
Jeżeli przyjęte zostanie, jak dla materiału izotropowego, założenie opisu wzajemnej zależności prędkości fal podłużnych i poprzecznych typu SV (o polaryzacji prostopadłej do powierzchni) rozchodzących się w kierunku walcowania, to okaże się, że niezmiennosc modułu sprężystości objętościowej, którą wyraża zależność (24) jest

najbardziej prawdopodobną hipotezą, wśród hipotez niezmienności modułów sprężystości [49]. Dlatego też zależność (24) może służyć do wyznaczania lokalnych różnic prędkości fal podłużnych i poprzecznych typu SV, za które odpowiedzialne są niejednorodności własności sprężystych.

Rentgenowskie badania tekstury wskazują, że dla danego typu obróbki istnieje zależność między współczynnikami rozkładu orientacji w_{400} i w_{420} . Badania przeprowadzone w zbiorze odprężonych próbek walcowanej na gorąco stali, wskazują nawet na proporcjonalność między prędkościami fal rozchodzących się w blachach przez grubość [50]:

$$\bar{V}_{33}^2 = \frac{K + 4\frac{\mu}{3}}{K + 10\frac{\mu}{3}} + \frac{1}{D} \sqrt{\frac{2}{5}} \cdot (\bar{V}_{31}^2 - \bar{V}_{32}^2) \quad (25)$$

gdzie K - moduł sprężystości objętościowej, μ - stała Lamego, D współczynnik proporcjonalności w zależności między współczynnikiem rozkładu orientacji w_{400} a w_{420} , \bar{V}_{33}^2 , \bar{V}_{31}^2 i \bar{V}_{32}^2 są znormalizowanymi prędkościami rozchodzenia się fali podłużnej w kierunku grubości blachy, poprzecznej spolaryzowanej w kierunku walcowania i podłużnej spolaryzowanej w kierunku walcowania. Normalizacja wartości prędkości oznacza tu podzielenie przez sumę kwadratów wymienionych prędkości.



Rys.9 Zależność między znormalizowaną prędkością fal podłużnych rozchodzących się w kierunku grubości blachy \bar{V}_{33}^2 , a różnicą znormalizowanych prędkości fal poprzecznych $\bar{V}_{31}^2 - \bar{V}_{32}^2$ [50].

Przedstawione na rys. 9 wyniki pokazują, że zależności znormalizowanych prędkości fal podłużnych od znormalizowanych różnic prędkości fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości blachy można przybliżyć zależnościami liniowymi o dwóch różnych kątach nachylenia. Różnice tych kątów są związane prawdopodobnie z różnymi mechanizmami odkształcenia plastycznego [50].

Tekstura walcowania w stalowych blachach o wyjściowym bezładnym układzie ziaren jest często opisywana za pomocą idealnych orientacji $\{001\}\langle 110\rangle$, $\{\bar{1}12\}\langle 110\rangle$, $\{111\}\langle 110\rangle$, $\{111\}\langle \bar{2}11\rangle$. Walcowanie blachy posiadającej już przed walcowaniem pewną teksturę, uzyskaną na przykład drogą obróbki cieplnej, może prowadzić do jej zmiany. Ciekawym przypadkiem tekstury jest tekstura Gossa $\{110\}\langle 001\rangle$, którą charakteryzują się blachy transformatorowe. Kierunek $\langle 001\rangle$ będący kierunkiem łatwego magnesowania jest równoległy do powierzchni blachy [34].

Tekstura morfologii może również wносить swój przyczynek do parametrów akustycznych materiałów. Analizę teoretyczną i eksperymentalną wpływu kształtu inkluzji na prędkość i tłumienie fali ultradźwiękowej w przybliżeniu długofalowym w dwufazowym materiale kompozytowym można znaleźć w pracy [51]. Istotnym wnioskiem z tej pracy jest stwierdzenie, że wyraźny wpływ na parametry akustyczne mają kształty inkluzji określone współczynnikiem kształtu (stosunkiem długości do szerokości inkluzji) zawartym między 2,5 a 25. Wpływ ten w istotny sposób zależy od zawartości inkluzji. Przy zawartości inkluzji w granicach 0,05% ich wpływ praktycznie nie zależy od kształtu.

Efekty anizotropowych własności sprężystych polikrystalicznego materiału można uzyskać przez uporządkowanie orientacji krystalitów (tekstura orientacji) jak i przez odpowiedni kształt krystalitów lub inkluzji (tekstura morfologii). Technika ultradźwiękową uzyskujemy informacje o sumarycznym działaniu tych dwóch czynników składających się na teksturę.

2.4 Ultradźwiękowe mierniki naprężeń

Budowa ultradźwiękowych przyrządów przeznaczonych do pomiaru naprężeń stała się możliwa, gdy technika pomiaru czasu przejścia fali ultradźwiękowej osiągnęła poziom pozwalający uzyskać niezbędną dokładność. Zwykle wymaga się wyznaczenia naprężenia z błędem nie większym niż ± 10 MPa. Uwzględniając wielkość zjawiska elastoakustycznego w stali, stawia to przed aparaturą pomiarową wymaganie dokładności pomiaru czasu przejścia fali (prędkości propagacji) rzędu 0,05%.

Spośród licznych technik pomiaru prędkości fali ultradźwiękowej [52] do konstrukcji aparatu pomiarowego DEBRO wybrano technikę umożliwiającą dostateczną precyzję pomiaru bezwzględnych wartości czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych przy zachowaniu niezbędnej powtarzalności wyników [53]. Zbudowano nanosekundowy miernik czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych o dokładności ± 1 ns, wykorzystywany następnie we wszystkich wersjach miernika naprężeń.

Mierniki te przeznaczone są do pomiarów naprężeń własnych w szynach i monoblokowych kołach kolejowych. DEBRO używane jest do pomiaru stanu naprężeń wprowadzanych operacją prostowania szyny na prostownicy rolkowej.

Aparat DEBRO wyposażony w specjalny rodzaj głowic używany jest do pomiarów naprężeń własnych w kołach monoblokowych przez producentów zestawów kołowych oraz przez koleje i zakłady naprawcze do wykrywania monoblokowych kół kolejowych uszkodzonych cieplnie (posiadających wysokie naprężenia rozciągające w wieńcu koła).

2.4.1 Pomiary naprężeń w szynach kolejowych

Wyznaczenie składowej wzdłużnej naprężeń własnych w szynach kolejowych dokonywane jest przez pomiar czasu przejścia rozchodzących się w nich podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych. Mierzone są czasy przejścia tych fal przez ustalony odcinek drogi między dwiema głowicami odbiorczymi (rys.10).

Do pomiaru czasu przejścia fal podłużnych i poprzecznych, rozchodzących się równolegle do powierzchni próbek, wykorzystywano układ głowic skośnych, w których kąt padania na granicę materiału klina z materiałem badanym równy jest odpowiednio pierwszemu i drugiemu kątowi krytycznemu (fale podpowierzchniowe). Wytwarzają one

wiązki tzw. fal podpowierzchniowych, które podobnymi głowicami można również odebrać. Konstrukcja tego układu głowic zapewnia minimalizację błędów pomiaru czasu wynikającego z nierówności powierzchni (rys.10) [54]. Układ ten przy wysokości nierówności powierzchni $R_a=300 \mu\text{m}$ pozwala na wyznaczanie naprężenia z błędem $\pm 20\text{MPa}$ [55].

Duże znaczenie dla zapewnienia wysokiej dokładności pomiarów czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych ma stan powierzchni obiektu badań, z której są nadawane i odbierane fale ultradźwiękowe. Z powierzchni badania powinny być usunięte wszystkie zanieczyszczenia i nierówności uniemożliwiające kontakt całej powierzchni głowicy z obiektem badań.



Rys.10 Układ głowic pomiarowych na fale podpowierzchniowe podłużne (L) i podpowierzchniowe poprzeczne typu SV (T). Pomiar czasu przejścia dokonywany jest na odcinkach między odbiornikami fal podłużnych O_L - O_L i odbiornikami fal poprzecznych O_T - O_T. N_L, N_T - głowice nadawcze.

Wartość składowej wzdłużnej naprężenia σ obliczana jest z zależności:

$$\sigma = \frac{t_L^w + 0,394 \left(\frac{t_L}{t_T} \right)^3 (t_T - t_T^w) - t_L}{t_L \cdot \beta_{111}} \quad (26)$$

gdzie t_L^w, t_T^w - wzorcowe czasy przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych (L) i poprzecznych (T) zmierzone głowicą pomiarową w odcinku odprężonej szyny. Wartość czasów wzorcowych zależy od technologii produkcji szyny i gatunku materiału.

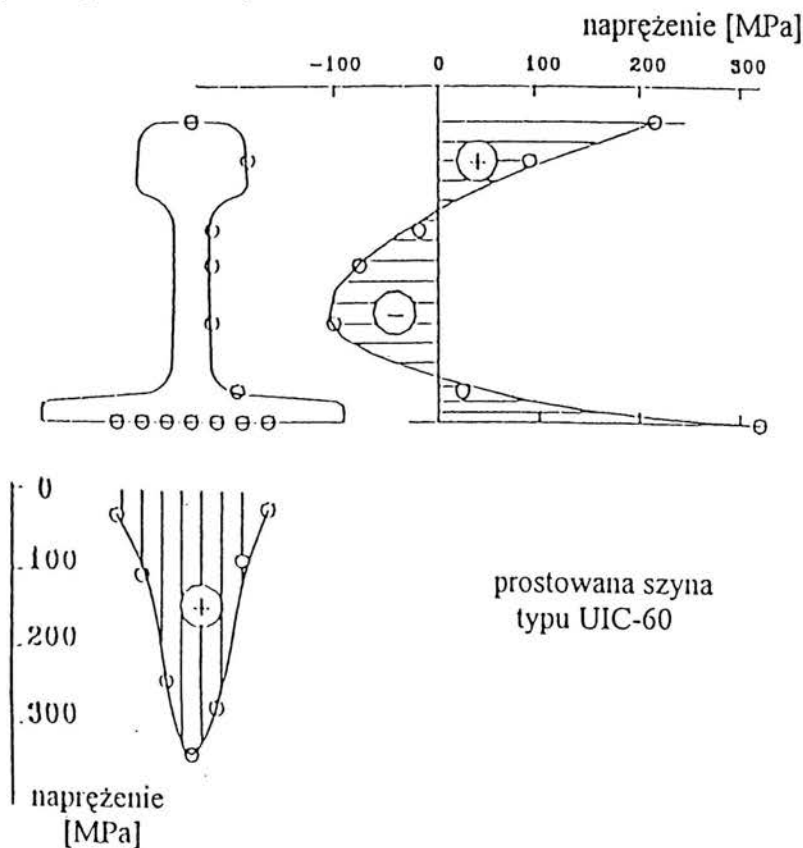
t_L, t_T - czasy przejścia fal podłużnych i poprzecznych zmierzone w szynie badanej.

β_{111} - współczynnik elastoakustyczny stali dla fal podłużnych rozchodzących się równoległe do kierunku naprężenia.

Wyrażenie:

$$\Delta t_L = 0,394 \left(\frac{t_L}{t_r} \right)^3 (t_r - t_r^w) \quad (27)$$

jest tzw. poprawką strukturalną wyznaczoną z zależności (24) [56]. Współczynnik 0,394 został skorygowany doświadczalnie dla szyn produkcji Huty Katowice do wartości 0,3. Okazuje się, że jego wartość zależy od technologii wytwarzania szyny. Korekta taka była wykonywana na podstawie poszukiwania najlepszej zgodności z badaniami niszczącymi. W przypadku, gdy materiał szyny charakteryzuje się wysoką jednorodnością i powtarzalnością własności sprężystych wartość poprawki strukturalnej Δt_L jest bliska zeru i może być pominięta. Takie rozwiązanie uznano za optymalne dla szyn produkcji koncernu Thyssena.



Rys.11 Typowy rozkład własnych naprężeń wzdłużnych mierzonych metodą ultradźwiękową w różnych miejscach profilu szyny prostowanej na prostownicy rolkowej [58].

Przy pomiarach czasu przejścia fal podpowierzchniowych rozchodzących się w cienkich elementach płasko-równoległych (w blachach) należy oczekiwać wpływu przeciwległej powierzchni na kształt odebranego impulsu ultradźwiękowego. Kryterium minimalnej grubości badanej próbki, przy której kształt odebranego impulsu nie jest jeszcze zaburzony przedstawiono w pracy [57].

Typowy rozkład naprężeń własnych w prostowanej szynie przedstawiono na rys.11. [58] Wyniki pomiaru naprężeń własnych uzyskane metodą ultradźwiękową były weryfikowane metodami niszczącymi [59].

2.4.2 Pomiary naprężeń w kołach kolejowych

Do wyznaczania naprężeń w wieńcach monoblokowych kół kolejowych przyjęto technikę pomiaru dwójłomności akustycznej [60]. Dwójłomność akustyczną wyznacza się z wyników pomiarów czasów przejścia liniowo spolaryzowanych fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku szerokości wieńca od powierzchni do której przyłożona jest głowica do powierzchni przeciwległej (rys.12). Jedna z nich spolaryzowana jest w kierunku stycznym do linii koła w miejscu przyłożenia głowicy, druga w kierunku równoległym do promienia koła (po obróceniu płaszczyzny polaryzacji). Dla obu tych fal mierzony jest czas przejścia od momentu nadania do odebrania pierwszego t_1 i drugiego echa t_2 (rys.12) odbitego od dna. Za rezultat pomiaru czasu przyjmuje się różnicę czasów między odebraniem drugiego i pierwszego echa (t_2-t_1).

Wyznaczenie naprężenia obwodowego σ_θ następuje przy spełnieniu następujących założeń:

- Składowa promieniowa naprężenia σ_r jest pomijalna. Uzasadnieniem dla tego założenia jest warunek brzegowy (zerowania się naprężeń promieniowych na powierzchni tocznej koła).
- Znana jest wartość dwójłomności akustycznej A koła wywołanej teksturą (teksturą morfologii i teksturą orientacji). Dwójłomność ta powinna być powtarzalna dla wszystkich kół produkowanych według określonej technologii i z określonego materiału i jest wyznaczana na odprężonym kole wzorcowym, lub odprężonym segmencie wieńca koła.

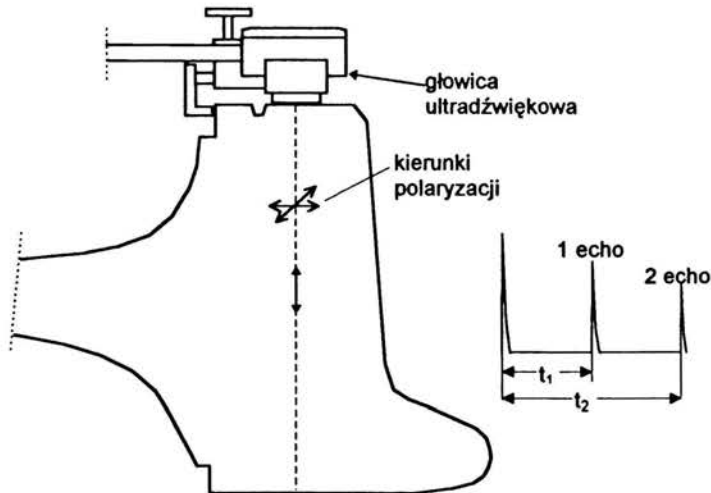
Naprężenie obwodowe obliczane jest ze wzoru:

$$\sigma_{\theta} = \frac{t_{3\theta} - t_{3R}}{0,5 \cdot (t_{3\theta} - t_{3R}) \cdot (\beta_{3\theta\theta} - \beta_{3R\theta})} - A \quad (28)$$

gdzie: $t_{3\theta}$ - jest wynikiem pomiaru czasu przejścia fali poprzecznej rozchodzącej się w kierunku 3 (w kierunku szerokości wieńca) i spolaryzowanej w kierunku obwodowym θ .

t_{3R} - jest wynikiem pomiaru czasu przejścia fali poprzecznej rozchodzącej się w kierunku 3 i spolaryzowanej w kierunku promieniowym R.

$\beta_{3\theta\theta} - \beta_{3R\theta}$ - jest wyznaczoną doświadczalnie różnicą współczynników elastoakustycznych (indeksy oznaczają kolejno: kierunek propagacji fali, kierunek jej polaryzacji i kierunek działania składowej naprężenia)



Rys. 12 Pozycja normalnej głowicy ultradźwiękowej na liniowo spolaryzowane fale poprzeczne w czasie pomiaru naprężeń obwodowych w wieńcu koła monoblokowego.

Na specjalnych stanowiskach do hamowania kół kolejowych mierzono przyrosty naprężeń wywołane kolejnymi cyklami hamowań. Podobne wyniki uzyskiwano w czasie hamowania na torach doświadczalnych [58].

Technika ta daje informację na temat średniej wielkości naprężenia obwodowego, a dokładniej różnicy między naprężeniem obwodowym i promieniowym na drodze fali ultradźwiękowej [61].

W eksploatowanym kole naprężenia te mogą wykazywać duże gradienty na promieniu wieńca. Zadaniem operatora w czasie kontroli zestawu kołowego jest znalezienie punktu, w którym naprężenia te przyjmują wartości maksymalne i porównanie ich z wartościami dopuszczalnymi.

3. BADANIA ZWIĄZKÓW MIĘDZY TEMPERATURĄ, TEKSTURĄ, NAPRĘŻENIEM I PRĘDKOŚCIĄ FAL ULTRADŹWIĘKOWYCH

3.1 Uwagi wstępne

Na dalszych stronach tej pracy przedstawiono wybrane badania własne i ich wyniki. Zmierzają one do znalezienia zależności między naprężeniami własnymi teksturą i prędkością fal ultradźwiękowych w stalowych blachach, odkuwkach i profilach walcowanych. Starano się wykazać, że technika pomiaru prędkości fal ultradźwiękowych może dostarczać informacji o zmianach stanu naprężeń własnych w materiale jak również o zmianach własności mechanicznych (stałych sprężystości) spowodowanych przez proces produkcji. Jest to zasadnicza teza niniejszej pracy. Należy zaznaczyć, że chodzi tu o informacje o materiale ważne dla konstruktorów jak i dla użytkowników zainteresowanych w bezpiecznej eksploatacji konstrukcji.

3.2 Wpływ temperatury na zależność elastoakustyczną

Dla dwóch próbek wybranych gatunków stali, często stosowanych w konstrukcjach stalowych (18G2A i St3S), wyznaczono przy użyciu izolowanej ciepłnie komory termicznej osadzonej w maszynie wytrzymałościowej współczynniki elastoakustyczne w zakresie temperatury od 13°C do 60°C. Jest to zakres temperatury, w którym najczęściej wyznacza się naprężenia własne.

Współczynniki elastoakustyczne wyznaczono na podstawie pomiarów zmian czasu przejścia fali w próbie rozciągania próbki i aproksymacji zmierzonych wartości zależnością liniową. Zmiany większości współczynników elastoakustycznych w tym zakresie temperatury mieściły się w granicach błędów ich wyznaczania. Jedynie w przypadku współczynników elastoakustycznych stali 18G2A dla fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia rozciągającego stwierdzono zależność wykraczającą poza błędy pomiarowe. Wyniki przedstawiono w tabeli 4.

Wyznaczone wartości współczynnika elastoakustycznego w badanym zakresie temperatur wskazują na znacznie mniejszą ich zależność od temperatury niż wynikałoby to z danych literaturowych [32]. O ile wartość współczynnika elastoakustycznego fal podłużnych rozchodzących się w kierunku naprężenia w badanym zakresie temperatury

mieści się dla stali St3S w granicach błędów pomiarowych, o tyle dla stali 18G2A wykazuje wzrost wartości bezwzględnej o ok.13% przy wzroście temperatury o 47°C. Dla zbadanych gatunków stali uwzględnianie poprawki temperaturowej współczynnika elastoakustycznego uzasadnione jest tylko dla gatunku 18G2A w przypadku współczynników dla fali podłużnej rozchodzącej się w kierunku naprężenia.

Tabela 4

Zestawienie współczynników elastoakustycznych w stali 18G2A i St3S dla fali podłużnej rozchodzącej się w kierunku naprężenia w różnych temperaturach.

temperatura [°C]	Współczynniki elastoakustyczne fale podłużne rozchodzące się w kierunku naprężenia β_{111} :	
	stal 18G2A	stal St3S
13	$(-0,99 \pm 0,02) \cdot 10^{-5}$	$(-0,96 \pm 0,05) \cdot 10^{-5}$
25	$(-1,04 \pm 0,01) \cdot 10^{-5}$	$(-1,00 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$
36		$(-1,01 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$
45	$(-1,07 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$	$(-0,96 \pm 0,05) \cdot 10^{-5}$
60	$(-1,13 \pm 0,05) \cdot 10^{-5}$	

3.3 Badanie związków między prędkościami fal akustycznych w blachach.

3.3.1 Fale rozchodzące się w kierunkach głównych anizotropii

W procesie walcowania można wyróżnić płaszczyzny symetrii działania sił walcowniczych, które powinny znaleźć odbicie w symetrii własności mechanicznych materiału (rys. 6). Linie przecięcia tych trzech wyróżnionych płaszczyzn tworzą charakterystyczny ortogonalny układ współrzędnych materiału o symetrii ortorombowej. Oznacza to, że traktowanie materiału walcowanej blachy, lub płaskownika jako materiału o symetrii ortorombowej jest uzasadnione. W praktyce należy spodziewać się jednak pewnych odstępstw od tej symetrii dlatego, że maksymalne naprężenia kształtujące materiał nie są nigdy prostopadłe do walcowanej powierzchni, lecz są nachylone pod niewielkim kątem zależnym od tzw. kąta chwytu [62].

Jak już wspomniano, przyjmując symetrię ortorombową materiału walcowanego

można podać zależności między prędkościami rozchodzenia się płaskich i liniowo spolaryzowanych fal akustycznych, gdy znane są stałe sprężyste C_{ij}^{CR} pojedynczego kryształu oraz współczynniki w_{400} , w_{420} i w_{440} . Zależności takie można uzyskać z równań Sayersa (17a-17f), w których $\langle r_i \rangle$ $i = 1, 2, \dots, 6$, są określone przez współczynniki równania (16a -16f).

Założmy, że taki materiał ma w kierunku walcowania x_1 własności identyczne jak w kierunku x_2 prostopadłym do kierunku walcowania x_1 leżącym w płaszczyźnie walcowania. Większość blach wykazuje bardzo niewielkie różnice własności sprężystych (prędkości propagacji fali akustycznej) między kierunkiem walcowania x_1 a prostopadłym do niego kierunkiem x_2 (mniejsze od 0,5%). Własności materiału w kierunku grubości x_3 (tj. kierunku prostopadłym do płaszczyzny walcowania) mogą różnić się więcej. Jeżeli przyjęty zostanie układ współrzędnych jak na rys. 6, to przy założeniu, że $(V_{11}-V_{22})$ jest zanedbywalnie małe, prędkości rozchodzenia się fal ultradźwiękowych V_{ij} powinny spełniać relacje:

$$V_{11} = V_{22} \neq V_{33} \quad V_{32} = V_{31} \neq V_{21} \quad (29)$$

gdzie indeksy przy symbolach prędkości oznaczają: pierwszy - kierunek rozchodzenia się fali, drugi - kierunek drgań cząstek.

Uwzględnienie warunku (29) w zależnościach Sayersa oznacza dla współczynnika rozkładu orientacji w_{420} :

$$w_{420} = 0 \quad (30)$$

Zakładając izotropowość w płaszczyźnie walcowania otrzymamy następujące zależności między prędkościami fal podłużnych i poprzecznych propagujących się w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny walcowania, jakie zachodzą również w materiale izotropowym:

$$\rho \cdot V_L^2 = \lambda + 2\mu = \rho \cdot V_{11}^2 = C_{12} + 2V_{12}^2 \cdot \rho \quad (31)$$

gdzie: λ , μ są stałymi Lamego, ρ jest gęstością masy, V_L jest prędkością rozchodzenia się fali podłużnej w materiale izotropowym a C_{12} jest stałą sprężystości.

Z warunku (31), do którego podstawione zostaną zależności (17a) i (17f) wynika wartość kolejnego współczynnika rozkładu orientacji:

$$w_{440} = 0 \quad (32)$$

W ten sposób jedynym różnym od zera współczynnikiem rozkładu orientacji pozostaje w tak zdefiniowanym materiale współczynnik w_{400} . Prowadzi to do liniowych zależności między kwadratami prędkości fal akustycznych.

Dla pomiaru naprężeń najprzydatniejsze są związki:

$$\begin{aligned} V_{33}^2 + 2 \cdot V_{31}^2 &= \text{const} \\ V_{11}^2 + \frac{3}{4} \cdot V_{13}^2 &= \text{const} & V_{11} &= V_{22} & V_{13} &= V_{23} \\ V_{11}^2 - 3 \cdot V_{12}^2 &= \text{const} \end{aligned} \quad (33)$$

Związków takich można poszukiwać w blachach, które są izotropowe w płaszczyźnie walcowania. Idealna izotropowość w płaszczyźnie walcowania jest własnością bardzo cenną w obróbce plastycznej.

Innym dodatkowym założeniem symetrii, jakie można wprowadzić przy spełnionym warunku (30), jest dołożenie dwóch dodatkowych płaszczyzn symetrii prostopadłych do płaszczyzny walcowania i nachylonych w stosunku do kierunku walcowania pod kątem 45° . Istnienie takiej dodatkowej symetrii oznacza, że własności sprężyste materiału mogą być opisywane jako ortorombowe w dwóch układach współrzędnych obróconych względem siebie, wokół osi prostopadłej do płaszczyzny walcowania, o kąt 45° . Zależności między współczynnikami orientacji można wtedy znaleźć narzucając warunek identyczności własności, w dwóch obróconych względem siebie o 45° układach współrzędnych. Odwołując się wtedy do wzorów Sayersa otrzymamy związki między współczynnikami rozkładu orientacji :

$$w_{440} = \pm \frac{5}{\sqrt{70}} w_{400} \quad (34)$$

Aby wyjaśnić znaczenie związku (34) należy zauważyć, że związki Sayersa sformułowane zostały dla przybliżenia długich fal, co oznacza, że obliczane według nich prędkości rozchodzenia się fali nie uwzględniają zjawisk dyfrakcji (ugięcia) na granicach ziaren. Z definicji monokryształu wynika zatem, że jeżeli przybliżenie długich fal jest słuszne, to prędkości rozchodzenia się fali w pojedynczym kryształce powinny być takie same jak prędkości rozchodzenia się fali w ciele polikrystalicznym w przypadku granicznym, kiedy wszystkie ziarna osiągają identyczną orientację. To z kolei oznacza, zgodnie z równaniami (17a - 17b), że dla rozpatrywanego ciała polikrystalicznego w przypadku granicznym, kiedy wszystkie ziarna osiągają identyczną orientację, musi zachodzić:

$$\langle r_i \rangle \rightarrow 0, \text{ dla } i = 1, 2, 3 \quad (35a)$$

co implikuje, że dla granicznego uporządkowania i dla tej samej geometrii, dla której wyprowadzono równania (17a -17f), musi zachodzić:

$$w_{400} \rightarrow \frac{7}{16\sqrt{2} \cdot \pi^2}, \quad w_{420} \rightarrow 0, \quad w_{440} \rightarrow \frac{35}{16} \cdot \frac{1}{\sqrt{140} \cdot \pi^2} \quad (35b)$$

Odpowiada to orientacji uprzywilejowaniu orientacji płaszczyznami $\{001\}$ równoległe do płaszczyzny walcowania i kierunkiem $\langle 001 \rangle$ równoległe do kierunku walcowania.

Obliczenia wartości granicznych współczynników w_{400} , w_{420} i w_{440} wykonano również dla wyżej opisanych orientacji. Wyniki tych obliczeń przedstawiono w tabeli 5.

Można zauważyć, że jeżeli wzięty zostanie z tabeli 5 współczynnik w_{400} dla orientacji $\langle 001 \rangle$ jako równoległej do płaszczyzny walcowania i pomnożony zostanie przez współczynnik z wzoru (34), tzn. $\pm 5/\sqrt{70}$, to uzyskany wynik będzie równy wartości współczynnika w_{440} .

Tabela 5

Wartości graniczne współczynników rozkładu orientacji ziaren. W kolumnie pierwszej podano wskaźniki płaszczyzn krystalograficznych $\{hkl\}$ ustawionych równoległe do płaszczyzny walcowania, w kolumnie 2 wskaźniki kierunków $\langle uvw \rangle$ leżących w płaszczyźnie walcowania i równoległych do kierunku walcowania.

płaszczyzna walcowania	kierunek walcowania	w_{400}	w_{420}	w_{440}
1	2	3	4	5
$\{001\}$	$\langle 001 \rangle$	0,0313448	0	0,0187325
$\{001\}$	$\langle 011 \rangle$	0,0313448	0	-0,0187325
$\{011\}$	$\langle 011 \rangle$	-0,0078362	0,0247817	0,0140494
$\{011\}$	$\langle 001 \rangle$	-0,0078362	-0,0247817	0,0140494

W przypadku, gdy w równaniu (34) współczynnik przyjmuje wartość ujemną, mamy do czynienia z inną uprzywilejowaną orientacją - $\{001\} \langle 011 \rangle$, a zależności między poszczególnymi prędkościami rozchodzenia się fal przybiorą postać:

$$V_{31}^2 = V_{32}^2 = -0,5 \cdot V_{33}^2 + \text{const} \quad (36a)$$

$$V_{11}^2 - 0,5 \cdot V_{13}^2 = \text{const} \quad (36b)$$

$$\bar{V}_{11}^2 + \frac{1}{3}\bar{V}_{12}^2 = \text{const} \quad (36c)$$

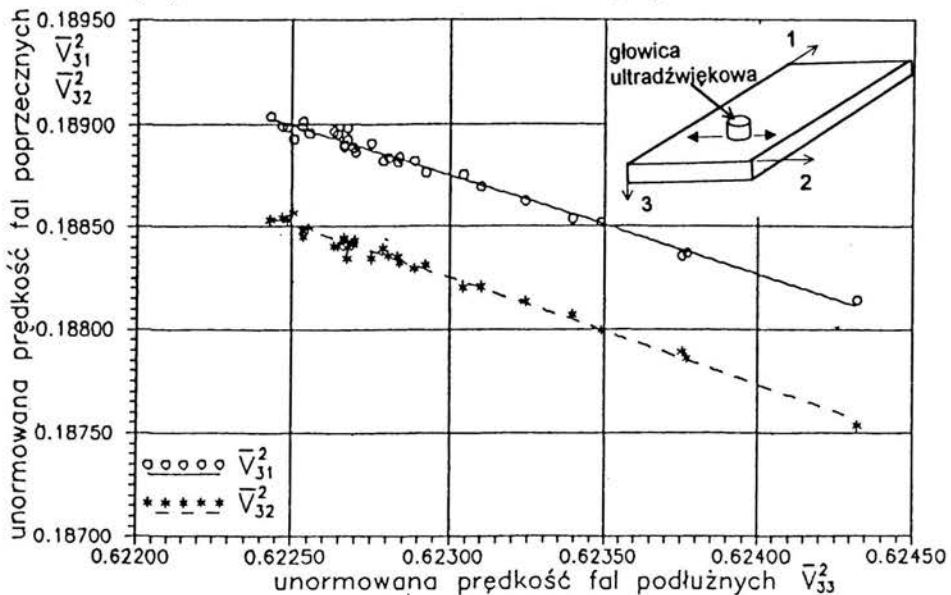
$$V_{11} = V_{22} \quad V_{13} = V_{23} \quad (36d)$$

Dla sprawdzenia wiarygodności wyników analizy teoretycznej (wzoru 36a) wykonano badania rozkładu prędkości fal ultradźwiękowych w odprężonym odcinku płaskownika stalowego ze stali St3S o wymiarach $400 \times 160 \times 17$. Pomiary wykonano za pomocą aparatury DEBRO. Wyznaczono dla różnych punktów na jego szerokości unormowane prędkości fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się przez grubość płaskownika (rys. 13).

Zależności z rys. 13 można aproksymować prostymi:

$$\begin{aligned} \bar{V}_{31}^2 &= -0,483 \cdot \bar{V}_{33}^2 + 0,4897 \\ \bar{V}_{32}^2 &= -0,517 \cdot \bar{V}_{33}^2 + 0,5103 \end{aligned} \quad (37)$$

Współczynniki we wzorach (37) przy unormowanych kwadratach prędkości fal podłużnych (\bar{V}_{33}^2) są bliskie -0,5, co potwierdza zależność (36a).



Rys. 13 Zależność między unormowanymi prędkościami fal poprzecznych \bar{V}_{31}^2 i \bar{V}_{32}^2 a unormowaną prędkością \bar{V}_{33}^2 w odprężonej płycie stalowej ze stali St3S. Kierunek walcowania 1 i kierunek 2 wyznaczają płaszczyznę walcowania, kierunek 3 jest kierunkiem grubości płaskownika. Pierwszy indeks oznacza kierunek rozchodzenia się fali, a drugi kierunek jej polaryzacji.

Wyniki te uzasadniają opisywanie funkcjami liniowymi zależności między kwadratami prędkości rozchodzenia się fal ultradźwiękowych pod warunkiem, że anizotropia spowodowana jest przez teksturę orientacji. Wprowadzenie naprężeń własnych powoduje, że zależności (37) tracą swój liniowy charakter. Wyznaczone proste mogą więc posłużyć jako pomoc w wyznaczeniu parametrów akustycznych w płaskowniku z naprężeniem własnym.

3.3.2 Fale podpowierzchniowe

W analizie stanu blachy przydatne mogą być pomiary prędkości fal podpowierzchniowych rozchodzących się nie tylko w kierunku walcowania, albo prostopadłych do niego ale również w kierunkach pośrednich leżących w płaszczyźnie walcowania.

Rozważmy falę rozchodzącą się w płaszczyźnie walcowania. Cząsteczki drgają w wyniku jej przejścia w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny walcowania oznaczonej jako x_1, x_2 (kierunek x_1 jest kierunkiem walcowania). Przeszczenia tych cząstek u w kierunku x_1 , v w kierunku x_2 opisać można równaniami:

$$u = u_0 \cdot \exp[i(K_1 x_1 + K_2 x_2 - \omega \cdot t)] \quad (38a)$$

$$v = v_0 \cdot \exp[i(K_1 x_1 + K_2 x_2 - \omega \cdot t)] \quad (38b)$$

Z równań Christoffela [36] otrzymamy wówczas zależności:

$$\omega^2 \rho \cdot u = (C_{11} K_1^2 + C_{66} K_2^2) \cdot u + (C_{66} + C_{12}) \cdot K_1 K_2 v \quad (39a)$$

$$\omega^2 \rho \cdot v = (C_{66} + C_{12}) \cdot K_1 K_2 \cdot u + (C_{11} K_1^2 + C_{66} K_2^2) v \quad (39b)$$

Warunkiem istnienia nietrywialnego rozwiązania jest znikanie wyznacznika utworzonego ze współczynników przy składowych przemieszczenia u i v .

$$\begin{vmatrix} -\omega^2 \rho + C_{11} K_1^2 + C_{66} K_2^2 & (C_{66} + C_{12}) K_1 K_2 \\ (C_{66} + C_{12}) K_1 K_2 & -\omega^2 \rho + C_{22} K_2^2 + C_{66} K_1^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (40)$$

Wyznacznik (40) prowadzi do równania kwadratowego, które może posiadać dwa rozwiązania:

$$\omega^2 \rho = \frac{1}{2} \cdot (C_{11} K_1^2 + C_{66} + C_{22} K_2^2 + \sqrt{\Delta}) \quad (41a)$$

$$\omega^2 \rho = \frac{1}{2} \cdot (C_{11} K_1^2 + C_{66} + C_{22} K_2^2 - \sqrt{\Delta}) \quad (41b)$$

gdzie:

$$\Delta = (C_{11} K_1^2 + C_{66} + C_{22} K_2^2)^2 - 4 \cdot [C_{66} (C_{11} K_1^4 + C_{22} K_2^4) + K_1^2 K_2^2 (C_{11} C_{22} - 2 \cdot C_{12} C_{66} - C_{12}^2)] \quad (42)$$

Aby przekonać się, czy $\omega^2 \rho$ wyrażone zależnościami (41a) i (42b) odpowiadają prędkościom czystych modów fal, należałoby je wstawić do równań (39a) i (39b) i sprawdzić czy przemieszczenia cząstek są równoległe (fale podłużne) czy prostopadłe (fale poprzeczne) do wektora falowego \mathbf{K} :

$$\frac{1}{2} (C_{11} K_1^2 + C_{66} + C_{22} K_2^2 + \sqrt{\Delta}) \cdot u = (C_{11} K_1^2 + C_{66} K_2^2) \cdot u + (C_{66} + C_{12}) K_1 K_2 \cdot v \quad (43a)$$

$$\frac{1}{2} (C_{11} K_1^2 + C_{66} + C_{22} K_2^2 + \sqrt{\Delta}) \cdot v = (C_{66} + C_{12}) K_1 K_2 \cdot u + (C_{22} K_2^2 + C_{66} K_1^2) \cdot v \quad (43b)$$

Zależności (43a) i (43b) są układem równań trygonometrycznych, ponieważ składowe wektora falowego \mathbf{K} są jego cosinusami kierunkowymi względem przyjętego układu współrzędnych.

Możliwość rozchodzenia się czystych modów fali podłużnej można zbadać wstawiając w miejsce składowych przemieszczeń składowe wektora falowego w równaniach (43a) i (43b) uwzględniając:

$$K_2^2 = 1 - K_1^2 \quad (44)$$

Układ równań (43a) i (43b) ma rozwiązanie dla $K_1 = 1$ i $K_2 = 0$, co oznacza propagację czystych modów fal podłużnych i poprzecznych w kierunkach głównych ortotropii tzn. w kierunku x_1 i x_2 . Analizując te równania, można zauważyć, że posiadają one jeszcze jedno rozwiązanie w płaszczyźnie walcowania dla kierunku propagacji między kierunkiem walcowania a kierunkiem prostopadłym do niego. Jest ono szczególnie proste dla przypadku $C_{11} = C_{22}$. Wtedy dla wektora falowego o składowych $K_1 = K_2 = \sqrt{2}/2$, leżącego w płaszczyźnie walcowania pod kątem 45° do kierunku walcowania rozchodzi się również czysta fala podłużna. Wzór na prędkości rozchodzenia się fali podłużnej w płaszczyźnie walcowania pod kątem 45° do kierunku walcowania oznaczona jako $V_{11}(45^\circ)$ przybiera dla dowolnych C_{11} i C_{12} szczególnie prostą postać:

$$V_{11}^2(45^\circ) = \frac{\omega^2}{K} = \frac{1}{2 \cdot \rho} (C_{11} + C_{12} + 2 \cdot C_{66}) \quad (45)$$

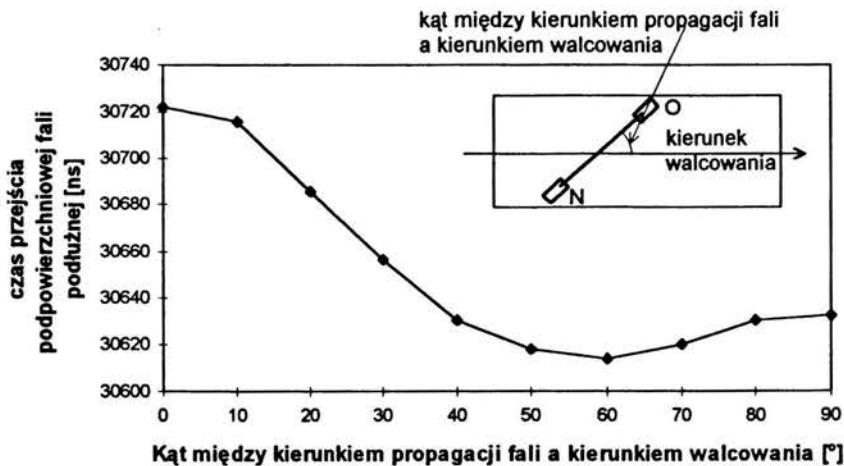
Natomiast prędkość fali poprzecznej $V_{12}(45^\circ)$ rozchodzącej się w tym kierunku i spolaryzowanej w płaszczyźnie walcowania wyrażona będzie zależnością:

$$V_{12}^2 = \frac{\omega^2}{K} = \frac{1}{2 \cdot \rho} (C_{11} - C_{12}) \quad (46)$$

Jeżeli rozumowanie powyższe jest słuszne, to mierząc zależność prędkości rozchodzenia się fal w płaszczyźnie walcowania od kierunku propagacji możemy spodziewać się ekstremum dla pewnego kierunku propagacji leżącego między kierunkiem walcowania i kierunkiem prostopadłym do niego. Taką przykładową zależność pokazano na rys.14. Widać na niej minimum zmierzonych czasów w okolicy 60° .

W materiale o symetrii ortorombowej powinna być zachowana równość wynikająca z niezmienniczości sumy kwadratów prędkości w kierunkach głównych anizotropii akustycznej wykazana w pracy [39]. Z równości tej wynika również związek dla prędkości fal akustycznych rozchodzących się w płaszczyźnie walcowania:

$$V_{11}^2 - V_{22}^2 = V_{23}^2 - V_{13}^2 \quad (47)$$



Rys.14 Zmierzony rozkład czasów przejścia podpowierzchniowej fali podłużnej rozchodzącej się w arkuszu anizotropowej blachy stalowej w płaszczyźnie walcowania po różnych kątami do kierunku walcowania.

W odprężonych blachach ze stali ferrytycznych prędkość rozchodzenia się fali podłużnej w kierunku walcowania jest zawsze mniejsza niż prędkość rozchodzenia się takiej fali w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania, leżącym w płaszczyźnie walcowania, natomiast prędkość rozchodzenia się fali poprzecznej typu SV w kierunku walcowania jest zawsze większa niż prędkość tej fali rozchodzącej się w płaszczyźnie walcowania w kierunku prostopadłym [28].

Dla fal rozchodzących się w kierunkach głównych ortotropii istnieje związek między ich prędkościami pozwalający zapisać:

$$V_{31} = V_{13} \quad , \quad V_{32} = V_{23} \quad , \quad V_{21} = V_{12} \quad (48)$$

Zależności te znajdują jakościowe potwierdzenie doświadczalne. W blachach pozbawionych naprężeń, jeżeli prędkość $V_{31} > V_{32}$, to również prędkość $V_{13} > V_{23}$. Tak więc prędkość rozchodzenia się fali poprzecznej w kierunku grubości spolaryzowanej w kierunku walcowania jest większa niż prędkość takiej fali spolaryzowanej prostopadle do kierunku walcowania [28].

3.3.3 Nowa postać poprawki strukturalnej

Procedurę wyznaczania naprężeń własnych w szynach można zaadoptować do wyznaczania niektórych składowych naprężeń w blachach. W tym celu należy wyznaczyć tzw. poprawkę strukturalną.

Wyrażając prędkość jako iloraz drogi i czasu przejścia fali, oznaczając drogę w układzie pomiarowym fal podpowierzchniowych dla fali podłużnej L jako s_L , a dla fali poprzecznej T jako s_T oraz wykorzystując związki (47) między czasami przejścia, przy założeniu zerowych naprężeń, można zapisać:

$$\left(\frac{s_L}{s_T}\right)^2 \frac{(t_{22}(0) - t_{11}(0)) \cdot t_{13}(0)t_{23}(0)}{t_{11}(0)t_{22}(0) \cdot (t_{13}(0) + t_{23}(0))} = \frac{(t_{13}(0) - t_{23}(0)) \cdot t_{11}(0)t_{22}(0)}{t_{13}(0)t_{23}(0) \cdot (t_{11}(0) + t_{22}(0))} \quad , \quad (49)$$

gdzie $t_{ij}(0)$ oznaczają czasy przejścia fal przy zerowych naprężeniach, pierwszy indeks oznacza kierunek propagacji fali, drugi - kierunek jej polaryzacji.

Zależność (49) można przekształcić do postaci:

$$\frac{t_{11}(0) - t_{22}(0)}{t_{13}(0) - t_{23}(0)} = -\left(\frac{s_T}{s_L}\right)^2 \cdot \left(\frac{t_{11}(0)t_{22}(0)}{t_{13}(0)t_{23}(0)}\right)^2 \cdot \left(\frac{t_{13}(0) + t_{23}(0)}{t_{11}(0) + t_{22}(0)}\right) \quad . \quad (50)$$

Aby wykorzystać zależność (50) w procedurze wyznaczania naprężeń stosowaną w aparacie DEBRO przyjęte zostanie pojęcie wzorcowych czasów przejścia:

$$t_L^{WZ} = \frac{t_{11}(0) + t_{22}(0)}{2} \quad (52)$$

$$t_T^{WZ} = \frac{t_{13}(0) + t_{23}(0)}{2} \quad ,$$

$$\text{oraz } \frac{t_{11}(0) \cdot t_{22}(0)}{t_{13}(0) \cdot t_{23}(0)} \cong \frac{(t_L^{WZ})^2}{(t_T^{WZ})^2} \quad (53)$$

Otrzymana zostanie wtedy zależność:

$$\frac{t_{11}(0) - t_L^{WZ}}{t_{13}(0) - t_T^{WZ}} = - \left(\frac{s_T}{s_L} \right)^2 \cdot \left(\frac{t_L^{WZ}}{t_T^{WZ}} \right)^3 \quad (54)$$

Zależność ta jest nową postacią poprawki strukturalnej wyprowadzanej w pracy [19]. Korzystając z tej zależności można wyznaczyć czas przejścia jaki miałaby fala w badanym obszarze blachy nie zawierającej naprężenie tylko na podstawie wyników pomiarów czasów przejścia fal podłużnych i poprzecznych wykonanych w obszarze blachy zawierającej naprężenie. Wykorzystuje się tu fakt niewielkiej zależności fali poprzecznej spolaryzowanej w kierunku x_3 od naprężenia w kierunkach x_1 i x_2 ($t_{13}(0) \cong t_{13}(\sigma)$).

3.4 Związki między prędkościami fal akustycznych w prętach.

Stosunkowo łatwo można określić współczynniki rozkładu orientacji wynikające z geometrii elementu dla środka pręta o przekroju okrągłym. Jeżeli kształtowanie pręta dokonywało się w warunkach symetrii kołowej, to w jego osi muszą być spełnione warunki :

$$V_{22} = V_{33} \neq V_{11} \quad , \quad V_{31} = V_{21} \neq V_{32} \quad (55)$$

$$C_{22} = C_{23} + 2 \cdot C_{44} \quad (56)$$

gdzie x_1 jest kierunkiem równoległym do osi pręta, kierunki x_2 i x_3 wyznaczają płaszczyznę prostopadłą do jego osi.

Po wykorzystaniu związków (55) i (56) z zależności Sayersa otrzymuje się związki:

$$w_{420} = -\frac{5}{3} \sqrt{\frac{2}{5}} \cdot w_{400} \quad w_{440} = \frac{\sqrt{70}}{6} \cdot w_{400} \quad (57)$$

Ważniejsze zależności między prędkościami przybiórą wtedy postać:

$$V_{11}^2 + 2 \cdot V_{13}^2 = \text{const} , \quad (58a)$$

$$V_{33}^2 + \frac{3}{4} V_{31}^2 = \text{const} , \quad (58b)$$

$$V_{33}^2 - 3 \cdot V_{32}^2 = \text{const} , \quad (58c)$$

$$V_{31}^2 - V_{32}^2 = -\frac{5}{3} V_{33}^2 + V_L^2 , \quad (58d)$$

$$V_{33} = V_{22} , \quad V_{13} = V_{12} , \quad (58e)$$

gdzie: V_L jest prędkością fali podłużnej w materiale izotropowym (o przypadkowej orientacji kryształów).

Tekstura charakteryzująca się powyższymi własnościami akustycznymi nosi cechy tekstury włóknistej.

W przypadku, gdy przekrój pręta nie jest okrągły, lecz kwadratowy, dodatkowe warunki symetrii wynikają z istnienia dodatkowych płaszczyzn symetrii. Jedna para płaszczyzn symetrii równoległych do osi pręta przechodzi przez środki przeciwległych boków, zaś druga para przechodzi przez przekątne.

Wynikające z tej symetrii związki między współczynnikami rozkładu orientacji w środku pręta przybierają postać:

$$w_{420} = 5 \cdot \sqrt{\frac{2}{5}} \cdot w_{400} \quad w_{440} = -\frac{15}{\sqrt{70}} \cdot w_{400} \quad (59)$$

Związane to będzie z zależnościami między prędkościami rozchodzenia się fal:

$$V_{11}^2 + 2 \cdot V_{13}^2 = \text{const} \quad (60a)$$

$$V_{33}^2 - \frac{1}{2} \cdot V_{31}^2 = \text{const} \quad (60b)$$

$$V_{33}^2 + \frac{1}{3} \cdot V_{32}^2 = \text{const} \quad (60c)$$

$$V_{31}^2 - V_{32}^2 = 5 \cdot V_{33}^2 + V_L^2 \quad (60d)$$

$$V_{33} = V_{22} \quad V_{13} = V_{12} \quad (60e)$$

W omawianych prętach należy spodziewać się niejednorodnej tekstury lokalnej zmieniającej się w funkcji odległości od środka pręta. Zależności między różnymi rodzajami fal akustycznych w większych odległościach od jego środka będą z pewnością inne.

3.5 Prędkości fal akustycznych w materiale profilu walcowniczego.

Wyniki teoretycznych przewidywań zależności między prędkościami rozchodzenia się fal akustycznych w stalowych materiałach walcowanych wymagają weryfikacji doświadczalnej. Z rozważań wynika, że dla tego samego materiału poddanego różnym deformacjom plastycznym, różne mogą być zależności między prędkościami tych samych wybranych fal, przy czym różnice te wynikają z różnej tekstury, jak i różnych naprężeń własnych. Doświadczalnego potwierdzenia tych oczekiwań poszukiwano w wynikach pomiarów naprężeń w iglicach rozjazdów kolejowych, jakie wprowadzane są w procesie ich produkcji.

Stwierdzono, że w profilu iglicy rozjazdu, na jej dziewięciometrowej długości, występują jakościowo inne rozkłady naprężeń na końcach iglicy niż w pozostałym jej obszarze [63]. Różnice te obejmują odcinki do ok. 1 m od obu końców profilu iglicy. Wyraźne zmiany rozkładu naprężeń na końcach profilu walcowanej szyny stwierdził też w swojej pracy D.Utrata [59]. Efektu zmiany rozkładu naprężeń nie stwierdza się na końcówkach profili walcowanych po ich przecięciu.

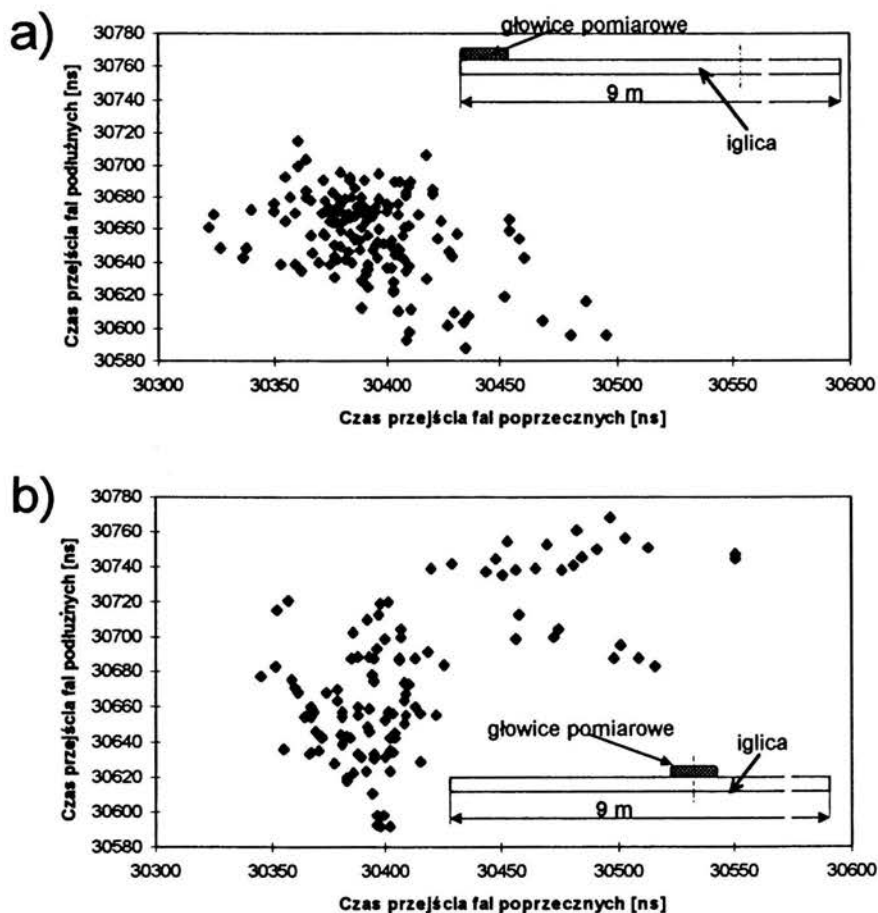
Różnice w stanach naprężenia przy samych końcach i w pozostałej części profili walcowanych wiążane są z procesem prostowania na prostownicy rolkowej. Same końcówki profilu nie mogą być jednocześnie objęte wszystkimi rolkami prostującymi, a co za tym idzie nie mogą być prostowane. W konsekwencji materiał na końcach iglic i w pozostałym obszarze znajduje się w różnych stanach.

Na rys. 15 przedstawiono zestawienie zmierzonych wartości czasów przejścia przez ustaloną drogę podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku równoległym do osi profilu iglicy w strefie przypowierzchniowej, zebrane z całej powierzchni profilu, tzn. z główki, szyjki i stopki w przekroju w środku długości iglicy i na jej końcu. Widać, że w dwóch przekrojach tego samego elementu zależności między prędkościami (czasami przejścia) fali podpowierzchniowej podłużnej i poprzecznej rozchodzącej się w kierunku równoległym do osi profilu układają się w różny sposób. Odkształcenia plastyczne wprowadzone przez prostownicę w środkowym obszarze iglicy wyraźnie zmieniły relację między prędkością fali poprzecznej i podłużnej.

W przypadku profilu iglicy rozjazdu kolejowego zależności między prędkościami

fal podłużnych i poprzecznych nie ułożyły się w zależność funkcyjną, tak jak w przypadku walcowanej blachy. Efekt rozmycia tej zależności jest spowodowany zamknięciem w iglicy pewnych naprężeń własnych, jak również bardziej zróżnicowanych warunków odkształcenia plastycznego w głowce stopce i szyjce iglicy.

Rys 15. dobrze ilustruje jednak tezę, że różnice w odkształceniu plastycznym na długości tego samego profilu walcowanego znajdują odbicie w zmianie relacji między prędkościami podłużnych i poprzecznych fal podpowierzchniowych.



Rys.15 Zależności między wartościami czasów przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się równoległe do osi iglicy zmierzone w różnych miejscach na obwodzie iglicy rozjazdu kolejowego tzn. na głowce, szyjce i stopce:

a) przy końcu iglicy

b) w środku iglicy.

3.6 Składowe naprężeń a prędkości fal poprzecznych

Związki między naprężeniami głównymi w płaskim stanie naprężeń, a naprężeniami w dowolnym kierunku wykazują podobieństwo do związków między wartościami kwadratów prędkości fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości anizotropowej blachy i spolaryzowanych pod różnymi kątami w stosunku do kierunku walcowania. Kierunek walcowania $0x_1$ i kierunek $0x_2$ prostopadły do niego leżący w płaszczyźnie walcowania mogą być nazwane kierunkami głównymi anizotropii akustycznej (przy braku naprężeń) i wraz z kierunkiem $0x_3$ prostopadłym do płaszczyzny walcowania stanowią bazę układu współrzędnych $0x_1x_2x_3$, opartego na kierunkach głównych anizotropii akustycznej.

Jeżeli znamy naprężenia główne σ_1, σ_2 , to można określić składowe naprężenia w dowolnym kierunku [64]:

$$\sigma_\alpha = \sigma_1 \cdot \cos^2(\alpha) + \sigma_2 \cdot \sin^2(\alpha), \quad (61a)$$

$$\sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}} = \sigma_1 \cdot \sin^2(\alpha) + \sigma_2 \cdot \cos^2(\alpha), \quad (61b)$$

$$\tau_\alpha = (\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \sin(\alpha) \cos(\alpha), \quad (61c)$$

gdzie σ_α i $\sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$ są naprężeniami normalnymi w układzie współrzędnych, jaki powstaje z układu współrzędnych $0x_1x_2x_3$ po obrocie o kąt α . Naprężenie styczne τ_α (naprężenie ścinania) jest pojęciem matematycznym zapewniającym spójność opisu stanu naprężeń przy przeliczaniu go dla różnych układów współrzędnych. Tak np. chcąc wyrazić naprężenie główne σ_1 w układzie współrzędnych $0x_1x_2x_3$ przez naprężenia wyznaczone w układach obróconych wokół osi $0x_3$ względem układu głównego $0x_1x_2x_3$ o kąty α i $\alpha+\pi/2$ trzeba skorzystać z zależności, w której znajduje się naprężenie styczne:

$$\sigma_1 = \sigma_\alpha \cdot \cos^2(\alpha) + \sigma_{\alpha+\frac{\pi}{2}} \cdot \sin^2(\alpha) + \tau_\alpha \cdot \sin(2\alpha). \quad (62)$$

Rozpatrzmy falę poprzeczną rozchodzącą się w materiale anizotropowym w kierunku $0x_3$, a której cząstki drgają w dowolnym kierunku w płaszczyźnie x_1x_2 [36]. Przemieszczenia cząstek, przy rozchodzeniu się takiej fali można opisać wzorem:

$$w = w_0 \cdot \exp[i(K_1 \cdot x_1 + K_2 \cdot x_2 - \omega \cdot t)] \quad (63)$$

gdzie : K_1 i K_2 są składowymi wektora falowego rzutowanymi odpowiednio na osie x_1 i x_2 . Składowe te są liczbowo równe:

$$K_1 = \cos(\alpha) , \quad (64a)$$

$$K_2 = \sin(\alpha) , \quad (64b)$$

gdzie α jest kątem między wektorem falowym a osią $0x_1$.

Z równania Christoffela otrzyma się wówczas rozwiązanie:

$$\omega^2 \rho = C_{44} K_1^2 + C_{55} K_2^2 , \quad (65)$$

Wynika z tego, że fala poprzeczna rozchodząca się w kierunku $0x_3$ i spolaryzowana w kierunku leżącym w płaszczyźnie x_1x_2 jest złożeniem dwóch fal rozchodzących się w kierunku $0x_3$ i spolaryzowanych w kierunkach $0x_1$ i $0x_2$. Wypadkową prędkość paczki takich fal o wypadkowej polaryzacji pod kątem α względem kierunku $0x_1$ będzie można przy pomijalnym zjawisku dyspersji prędkości fal ultradźwiękowych w stali opisać równaniem:

$$V_{3\alpha}^2 = \frac{\omega^2}{K^2} = \frac{1}{\rho} (C_{44} \cos^2(\alpha) + C_{55} \sin^2(\alpha)) \quad (66)$$

gdzie w oznaczeniu prędkości fali poprzecznej $V_{3\alpha}$ pierwszy indeks oznacza kierunek propagacji, a drugi kierunek polaryzacji w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji (α jest kątem pomiędzy kierunkiem polaryzacji a osią $0x_1$).

Można to również zapisać w postaci:

$$V_{3\alpha}^2 = V_{31}^2 \cdot \cos^2(\alpha) + V_{32}^2 \cdot \sin^2(\alpha) . \quad (67)$$

Uderza podobieństwo powyższego wyrażenia z równaniem (61a). Podobnie można zapisać wyrażenie na prędkość paczki fal ultradźwiękowych rozchodzących się w kierunku $0x_3$ i spolaryzowanej pod kątem $\alpha + \pi/2$:

$$V_{3(\alpha+\frac{\pi}{2})}^2 = V_{31}^2 \cdot \sin^2(\alpha) + V_{32}^2 \cdot \cos^2(\alpha) . \quad (68)$$

Aby jednak możliwe było wyrażenie prędkości rozchodzenia się fal V_{31}^2 i V_{32}^2 za pomocą prędkości rozchodzenia się fali wyznaczonej dla dowolnego kąta polaryzacji α , trzeba wprowadzić dodatkowe pojęcie prędkości Φ_α korespondujące z pojęciem naprężenia stycznego w analizie naprężeń. Dla tej wielkości zachodzi zależność:

$$\Phi_\alpha = (V_{31}^2 - V_{32}^2) \cdot \sin(\alpha) \cos(\alpha) = 0,5 \cdot (V_{31}^2 - V_{32}^2) \cdot \sin(2\alpha) . \quad (69)$$

Funkcja Φ_α zależy od kąta α i osiąga maksimum dla $\alpha = 45^\circ$. Maksymalna wartość wynosi:

$$\Phi_{\max} = 0,5 \cdot (V_{31}^2 - V_{32}^2) . \quad (70)$$

Wzór ten koresponduje ze wzorem (62) wyrażającym naprężenie główne za pomocą naprężeń opisanych w układzie obróconym wokół osi $0x_3$ o kąt α .

$$V_{31}^2 = V_{3\alpha}^2 \cdot \cos^2(\alpha) + V_{3(\alpha+\frac{\pi}{2})}^2 \cdot \sin^2(\alpha) + \Phi_{3\alpha} \cdot \sin(2\alpha) . \quad (71)$$

Wzór ten koresponduje ze wzorem (62) wyrażającym naprężenie główne za pomocą naprężeń opisanych w układzie obróconym wokół osi $0x_3$ o kąt α .

Załómy teraz, że anizotropia powstała wyłącznie w wyniku działania naprężeń i że kierunek naprężeń głównych wyznaczają kierunki $0x_1$ i $0x_2$. Prędkość fali poprzecznej w materiale bez naprężeń wynosi V_0 , natomiast prędkości fal o polaryzacji w kierunkach głównych naprężeń będą wynosiły:

$$V_{31}^2 = V_0^2 + B_{311}\sigma_1 + B_{312}\sigma_2 , \quad (72a)$$

$$V_{32}^2 = V_0^2 + B_{322}\sigma_1 + B_{321}\sigma_2 , \quad (72b)$$

gdzie $B_{311}, B_{312}, B_{322}, B_{321}$ są odpowiednimi współczynnikami elastoakustycznymi dla opisu zależności elastoakustyczne wyrażonej równaniami kwadratowymi. Indeksy oznaczają kolejno: kierunek propagacji fali, kierunek polaryzacji fali, kierunek działania naprężenia.

Mnożąc równanie (72a) przez $\cos^2(\alpha)$, a (72b) przez $\sin^2(\alpha)$ i uwzględniając, zależności (67) i (68) otrzymamy:

$$V_{\alpha}^2 = V_0^2 + B_{311}(\sigma_1 \cdot \cos^2(\alpha) + \sigma_2 \sin^2(\alpha)) + B_{312}(\sigma_2 \cdot \cos^2(\alpha) + \sigma_1 \sin^2(\alpha)) , \quad (73a)$$

$$V_{\alpha+\frac{\pi}{2}}^2 = V_0^2 + B_{321}(\sigma_2 \cdot \cos^2(\alpha) + \sigma_1 \sin^2(\alpha)) + B_{322}(\sigma_1 \cdot \cos^2(\alpha) + \sigma_2 \sin^2(\alpha)) , \quad (73b)$$

Jeżeli naprężenia opisujemy w układzie głównym $0x_1x_2x_3$, to interpretację tego wyniku można wyrazić na dwa sposoby:

- uważać, że prędkość rozchodzenia się fali poprzecznej o polaryzacji pod kątem α względem osi $0x_1$ zależy od naprężeń normalnych wyrażonych w układzie obróconym wokół osi $0x_3$ układu głównego $0x_1x_2x_3$ o kąt α , albo
- przekształcając zależność do postaci:

$$V_{\alpha}^2 = V_0^2 + \sigma_1(B_{311} \cdot \cos^2(\alpha) + B_{312} \sin^2(\alpha)) + \sigma_2(B_{322} \cos^2(\alpha) + B_{321} \sin^2(\alpha)) \quad (74)$$

uważać, że współczynniki elastoakustyczne przy obrocie zmieniają się, natomiast prędkość zależy cały czas od naprężeń głównych.

Zgodnie z (69), (72a) i (72b) dla funkcji Φ_{α} zachodzi:

$$\Phi_{\alpha} = \left[(B_{311}\sigma_1 + B_{312}\sigma_2) - (B_{321}\sigma_1 + B_{322}\sigma_2) \right] \cdot \sin(\alpha)\cos(\alpha) . \quad (75)$$

Jeżeli przyjmiemy, że:

$$B_{311} = B_{322} \quad \text{i} \quad B_{321} = B_{312}, \quad (76)$$

to prędkość Φ_{α} można wyrazić prostymi zależnościami, w których uwikłane będzie naprężenie styczne:

$$\Phi_{\alpha} = 0,5 \cdot (B_{311} - B_{312}) (\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \sin(2\alpha) , \quad (77)$$

$$\Phi_{\alpha} = (B_{311} - B_{312}) \cdot \tau_{\alpha} . \quad (78)$$

Funkcja Φ_{α} wynosi zero tylko wówczas, gdy $\sigma_1 = \sigma_2$ lub gdy $B_{311} = B_{312}$, czego w badanych materiałach i w literaturze nie stwierdzono. Zależności prędkości fali poprzecznej dla polaryzacji w kierunku głównym można wtedy wyrazić wzorami na prędkość fali o polaryzacji po kątem α tzn. wartościami V_{α} , $V_{\alpha+\frac{\pi}{2}}$, Φ_{α} .

Najciekawszym przypadkiem, mającym największe znaczenie praktyczne, jest przypadek, w którym kierunki główne $0x_1$, $0x_2$ niezerowej anizotropii sprężystej nie pokrywają się z kierunkami głównymi naprężeń. Niech układ naprężeń głównych będzie obrócony względem osi $0x_3$ układu $0x_1x_2x_3$ kierunków głównych anizotropii akustycznej w przypadku braku naprężeń o kąt δ (rys. 16). Między tymi kierunkami istnieje gdzieś nowy kierunek główny anizotropii wypadkowej wynikającej z nałożenia się anizotropii sprężystej (przy braku naprężeń) i anizotropii elastosprężystej (występującej przy pojawieniu się naprężeń). Nowy kierunek główny zamiast $0x_1$ powstanie dla kąta α względem osi $0x_1$, dla którego prędkość Φ_{α} będzie wynosiła zero, a więc dla określonego przez równanie:

$$\Phi_{\alpha} = 0,5 \cdot (V_{31}^2(0) - V_{32}^2(0)) \cdot \sin(2\alpha) + 0,5 \cdot (B_{311} - B_{312}) (\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \sin[2(\delta - \alpha)] = 0, \quad (79)$$

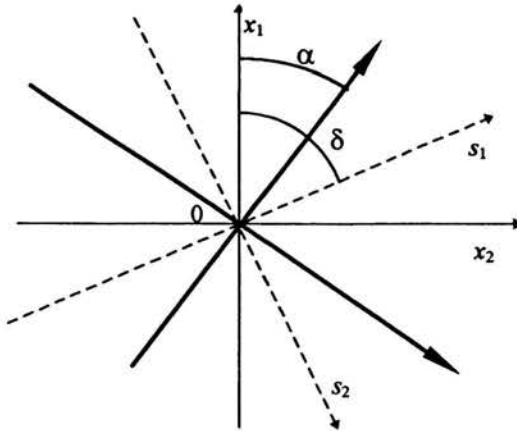
gdzie $V_{31}(0)$ i $V_{32}(0)$ są prędkościami fali poprzecznej rozchodzącej się w kierunku $0x_3$, spolaryzowanej odpowiednio w kierunkach $0x_1$ i $0x_2$, w stanie bez naprężeń.

Równanie (79) po rozwinięciu prowadzi do równania kwadratowego względem tangensa kąta α

$$\begin{aligned}
& [-(B_{311} - B_{312})(\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \sin(\delta) \cos(\delta)] \cdot \operatorname{tg}^2(\alpha) + \\
& [(B_{311} - B_{312})(\sigma_1 - \sigma_2) \cdot (\sin^2(\delta) - \cos^2(\delta)) + (V_{310}^2 - V_{320}^2)] \cdot \operatorname{tg}(\alpha) \\
& + (B_{311} - B_{312})(\sigma_1 - \sigma_2) \cdot \sin(\delta) \cos(\delta) = 0
\end{aligned} \tag{80}$$

Tak więc jeżeli układ osi głównych $0x_1$ i $0x_2$ anizotropii akustycznej wraz z kierunkiem $0x_3$ prostopadłym do płaszczyzny x_1x_2 uznamy za układ odniesienia $0x_1x_2x_3$, to nałożenie stanu naprężeń o osiach głównych obróconych jak na rys.16 o kąt δ spowoduje powstanie nowego układu anizotropii akustycznej, obróconego względem układu odniesienia o kąt α określony równaniem (80). Zmiana wartości naprężeń głównych w układzie $0s_1s_2s_3$ powoduje obrót wypadkowych osi anizotropii akustycznej.

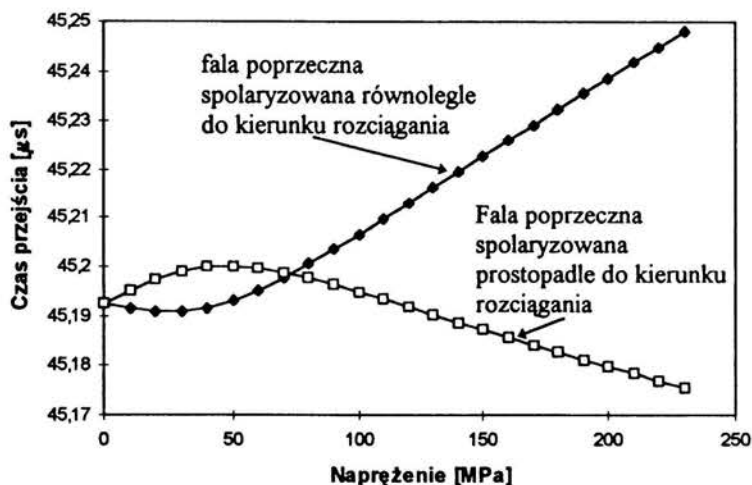
W przypadku przeprowadzania próby rozciągania próbki, w której kierunek osi rozciągania nie pokrywa się z kierunkiem głównym anizotropii akustycznej lub w przypadku, gdy w próbce panują naprężenia własne, których kierunki główne nie pokrywają się z kierunkami głównymi anizotropii akustycznej, wówczas w wyznaczonej zależności czasu przejścia od naprężenia (charakterystyce elastoakustycznej) mogą pojawić się nieliniowości.



Rys.16 Układ współrzędnych osi głównych anizotropii akustycznej ($0x_1x_2$), obrócony względem niego układ osi głównych naprężeń ($0s_1s_2$) (linie przerywane) i wynikających z nich obu sumaryczny układ anizotropii akustycznej (linie pogrubione).

Na rys.17 przedstawiono obliczone zmiany czasów przejścia fal poprzecznych w czasie próby rozciągania próbki, której osie główne anizotropii akustycznej nachylone są pod kątem 45° do kierunku rozciągania, a anizotropia akustyczna w stanie bez naprężeń wynosi 0,06%. W zakresie niewielkich naprężeń widać wywołane na skutek obrotu osi

głównych sumarycznej anizotropii akustycznej odstępstwo od liniowości charakterystyki elastoakustycznej. Dopiero przy wyższych wartościach naprężeń wpływ obrotu sumarycznego układu anizotropii akustycznej staje się mniejszy i charakterystyka staje się liniowa.



Rys.17 Zmiany czasu przejścia ultradźwiękowej fali poprzecznej rozchodzącej się w kierunku grubości rozciąganej próbki płasko równoległej, w której oś rozciągania nachylona jest po kątem 45° w stosunku do osi głównych anizotropii akustycznej (wyniki obliczeń).

Wyjaśnia to obserwowane czasami większe odstępstwa od liniowości charakterystyki elastoakustycznej przy niewielkich naprężeniach, które są często spotykane przy eksperymentalnym badaniu zjawiska elastoakustycznego. W pracy [65] można znaleźć wyniki eksperymentów, które potwierdzają powyższe wnioski. Eksperymenty te polegały na pomiarach prędkości fali SH w przypadku, gdy kierunek rozciągania próbki pokrywał się lub był prostopadły do kierunku walcowania.

Zjawisko odejścia od liniowości niektórych charakterystyk elastoakustycznych przeanalizowali w swojej pracy Clark i Mignogna [66]. Nie poruszono w nich przedstawionego zagadnienia formalnego podobieństwa równań opisujących kwadraty prędkości rozchodzenie się fali z równaniami opisującymi stan naprężeń.

Nieliniowości charakterystyk elastoakustycznych (zależności czasu przejścia fali od naprężenia) mogą być związane również ze sposobem pomiaru czasu przejścia. W przypadku techniki pomiarowej stosowanej w nanosekundowym mierniku czasu, gdzie

pomiaru dokonuje się przez naprowadzenie znacznika czasu w kształcie litery V na wybrany fragment zobrazowanego impulsu ultradźwiękowego, nieliniowości wystąpią również wtedy, gdy płaszczyzna polaryzacji wprowadzanej w materiał fali nie pokrywa się osią główną anizotropii (θx_1 lub θx_2). Zjawisko to związane jest z dwójłomnością poprzecznej fali ultradźwiękowej. W materiale impuls ulega rozczepianiu na dwa impulsy składowe, spolaryzowane w kierunkach głównych anizotropii akustycznej i propagujące się z różnymi prędkościami. W miarę przebytej drogi zwiększają się różnice fazowe i różnice czasu przejścia potrzebnego impulsom na jej przebycie. Zakrzywienie charakterystyki elastoakustycznej jest wtedy spowodowane zmianą kształtu odebranego impulsu ultradźwiękowego, wywołaną interferencją dwóch składowych sygnałów spotykających się na powierzchni przetwornika.

W celu poznania wpływu kształtu impulsu, w szczególności zaś jego czasu narastania na zakrzywienie wyznaczonej charakterystyki, autor [67] przeprowadził eksperyment numeryczny, w którym sumowano impulsy odebrane przy przejściu przez materiał anizotropowy, w którym panuje naprężenie [67].

Program oparty został na następujących założeniach.

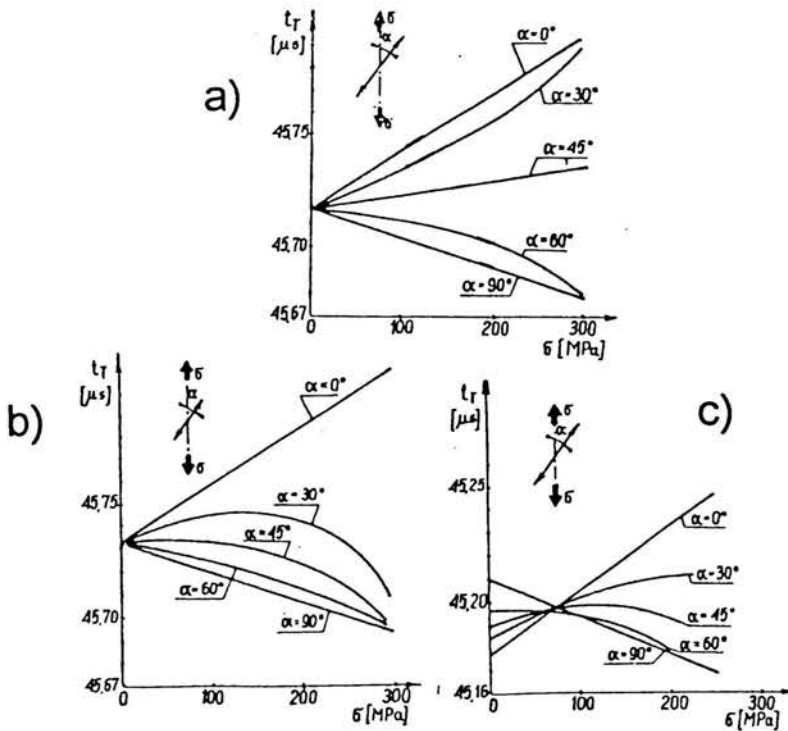
- Materiał bez naprężeń jest izotropowy akustycznie.
- Naprężenie wywołuje w materiale stan jednorodnego rozciągania. Kierunek rozciągania i kierunki prostopadłe do niego stają się kierunkami głównymi anizotropii akustycznej.
- Impuls fali poprzecznej rozchodzi się w kierunku prostopadłym do kierunku rozciągania i jest nadawany i odbierany metodą echa.
- Obwiednia impulsu może mieć różne kształty, można opisywać ją liniami prostymi lub krzywymi eksponencjalnymi.
- W przypadku, gdy płaszczyzna polaryzacji przetwornika nadającego fale poprzeczne nie pokrywa się z jedną z osi θs_1 lub θs_2 wyznaczoną przez kierunki główne naprężeń, w materiale propagują się dwie fale poprzeczne spolaryzowane w kierunkach głównych, dla których amplitudy drgań wyrażone są wzorami:

$$A_1 = A_0 \cdot \cos \alpha \quad , \quad A_2 = A_0 \cdot \sin \alpha \quad , \quad (81)$$

gdzie A_0 - amplituda drgań, gdy płaszczyzna polaryzacji pokrywa się z kierunkiem głównym anizotropii,

A_1, A_2 - amplitudy drgań cząstek w kierunkach głównych anizotropii akustycznej θs_1 i θs_2 , gdy kąt między płaszczyzną polaryzacji przetwornika nadawczego, a kierunkiem θs_1 (kierunkiem działania siły rozciągającej) wynosi α .

- Impuls odebrany przez przetwornik odbiorczy jest superpozycją impulsów fal poprzecznych spolaryzowanych w kierunkach głównych anizotropii.
- Pomiar czasu w programie odzwierciedla pomiar w nanosekundowym mierniku czasu przejścia impulsów ultradźwiękowych. Dokonuje się on przez naprowadzenie znacznika czasu na wybrany fragment impulsu i poszukiwanie takiego położenia, w którym wysokości ramion znacznika nałożonego na impuls będą sobie równe.



Rys. 18 Zależności czasu przejścia fali poprzecznej rozchodzącej się prostopadle do naprężenia rozciągającego σ od wartości tego naprężenia dla różnych kątów polaryzacji w stosunku do kierunku rozciągania:
 a) wynik obliczeń dla impulsu o dużym czasie narastania (większym od okresu drgań),
 b) wynik obliczeń dla impulsu o małym czasie narastania (mniejszym od okresu drgań),
 c) zależność otrzymana eksperymentalnie (anizotropia przy $\sigma=0$ jest niezerowa, czas narastania mniejszy od okresu drgań) [66].

Z otrzymanych wyników, których przykłady przedstawione są na rys.18 widać, że kształt obwiedni impulsu, ściślej, jego czas narastania wpływa na charakterystykę czas

przejścia - naprężenie tylko wtedy, gdy płaszczyzna polaryzacji nie pokrywa się z kierunkami głównymi naprężeń. Im krótszy czas narastania, tym większe jest zakrzywienie charakterystyki elastoakustycznej dla pośrednich położeń płaszczyzny polaryzacji.

Zależność mierzonej wartości czasu przejścia od czasu narastania impulsu ultradźwiękowego jest pewną niedogodnością w wykorzystywaniu wyników do pomiarów naprężeń w przypadku, gdy płaszczyzna polaryzacji nie pokrywa się z kierunkiem głównym anizotropii. Niedogodność tę można próbować kompensować na drodze obliczeniowej znając charakterystykę impulsu nadawczego danego układu aparatu głowica.

Wykonując pomiary zależności czasu przejścia liniowo spolaryzowanej poprzecznej fali ultradźwiękowej rozchodzącej się w kierunku grubości blachy, która znajduje się w płaskim stanie naprężeń, dla różnych kątów położenia płaszczyzny polaryzacji względem kierunku walcowania w materiale o symetrii ortorombowej własności sprężystych, zawsze można znaleźć takie dwa ortogonalne kierunki polaryzacji, dla których czas przejścia będzie ekstremalny. Posiadając tę informację oraz informację o anizotropii akustycznej w stanie pozbawionym naprężeń, można wyznaczyć wszystkie trzy składowe płaskiego stanu naprężeń.

4. BADANIA PÓL NAPRĘŻEŃ WŁASNYCH

4.1 Badania zmian naprężeń własnych

Procedura ultradźwiękowego wyznaczania naprężenia musi zawsze składać się przynajmniej z trzech elementów:

1. Wyznaczenia współczynników elastoakustycznych.
2. Pomiaru prędkości rozchodzenia się (czasów przejścia) fal ultradźwiękowych.
3. Procedury obliczeniowej pozwalającej na wyliczenie określonych składowych naprężenia korzystając ze zmierzonych wartości prędkości fal.

Najprostszą możliwością są pomiary różnic prędkości fali między stanem po zakończeniu procesu technologicznego, a stanem po odprężeniu obiektu badanego (lub jego fragmentu). Mierzone różnice traktuje się wtedy jako spowodowane uwolnieniem naprężeń własnych. Inną możliwością wyznaczenia naprężeń wprowadzonych danym procesem technologicznym jest wykonanie pomiarów prędkości przed i po zabiegu technologicznym. Zmierzona różnica będzie miarą zmian naprężenia. Postępowanie takie jest dopuszczalne przy założeniu niewielkich zmian własności sprężystych wywołanych procesem technologicznym.

4.1.1 Badania zmian czasu przejścia fal w szynie kolejowej w wyniku odprężania

Pomiary naprężeń własnych, rozumianych jako zmian naprężeń uzyskane dokładnie w tym samym punkcie pomiarowym względem stanu odprężonego, są z punktu widzenia techniki pomiarowej najłatwiejsze.

W przypadku kontroli naprężeń własnych elementów stalowych produkowanych według technologii zapewniającej wysoką powtarzalność własności sprężystych (szyny kolejowe), odprężony wzorzec takiego elementu może posłużyć do wyznaczenia wartości prędkości, jakie panowały by w miejscu odpowiadającym punktowi pomiarowemu na obiekcie badanym, gdyby znajdował się on w stanie bez naprężeń. Stosowana procedura wyznaczania naprężeń własnych w szynach kolejowych wymaga przygotowania odprężonego wzorca [55]. Różnie zaprojektowane procesy odprężenia mogą bowiem w różnym stopniu spowodować odprężenie szyny, a jeżeli prowadzone są

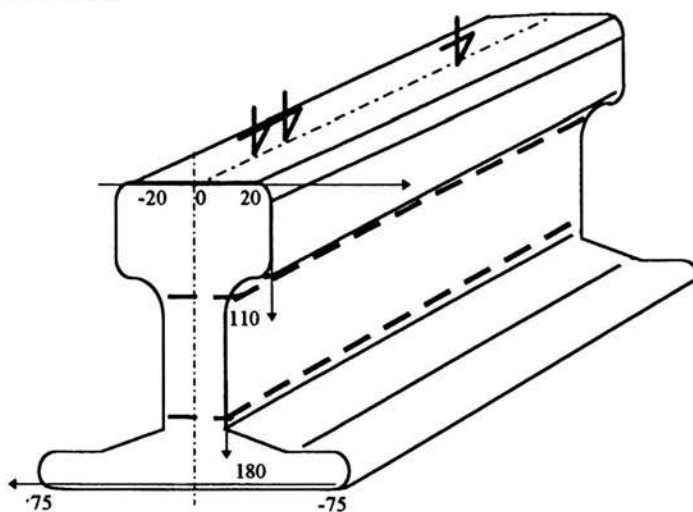
nieumiejętnie, mogą zmienić jego własności sprężyste i teksturę. Istnieje problem wytworzenia powszechnie akceptowalnego wzorca materiału bez naprężeń własnych.

Celem prezentowanych w tym rozdziale badań było:

- sprawdzenie skuteczności odprężania przez pocięcie badanego elementu,
- zbadanie konsekwencji odprężania w temperaturach niższych i wyższych niż zalecane w poradnikach.

Procesowi odprężania poddano dwa bliźniacze odcinki szyn o profilu UIC-60 produkcji Huty Katowice, ze stali St90PA, obrabiane cieplnie i prostowane w prostownicy rolkowej. Prostownica nadała naprężeniom własnym ostateczny kształt. Długość tych odcinków, które zostały wycięte ze środkowego obszaru odcinka szyny, wynosiła 0,5 m.

W pierwszym etapie badań uwolniono część naprężeń własnych odcinając główkę i stopkę od szyjki jednej z szyn. Cięcie to zostało wykonane metodą elektroiskrową. Linie cięcia były równoległe do osi szyny i bieły u podstawy główki i u nasady stopki (rys 19).

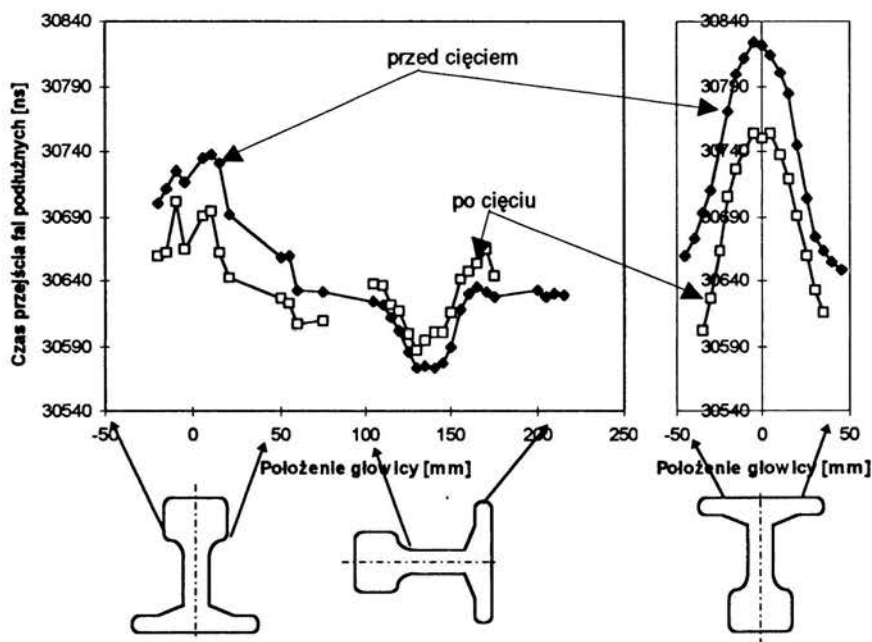


Rys.19 Schemat pozycjonowania głowicy pomiarowej na szynie wraz z zaznaczonymi liniami cięcia szyny (linie przerywane). Współrzędne na osiach służą pozycjonowaniu głowic pomiarowych wyznaczone były jako odległości mierzone wzdłuż linii rozwinięcia profilu szyny.

W rezultacie odcięcia główki i stopki od szyjki przerwano więzy równoważące naprężenia w tych trzech obszarach szyny. Doprowadziło to do uwolnienia się tylko tej części naprężeń własnych, które równoważą się w całym przekroju szyny. Mierzono

czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych przed i po odcięciu główki i stopki.

Przecięcie szyny wywołało znacznie większe zmiany czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych (rys 20) niż poprzecznych (rys 21), co związane jest ze znacznie większym współczynnikiem elastoakustycznym dla fal podłużnych niż poprzecznych na naprężenia działające w kierunku rozchodzenia się fali. Niewielkie zmiany czasu przejścia fal poprzecznych wyraźnie można zauważyć w strefie podstawy stopki i w strefie szyjki, natomiast w główce nie stwierdzono mierzalnych zmian czasu przejścia fal poprzecznych.

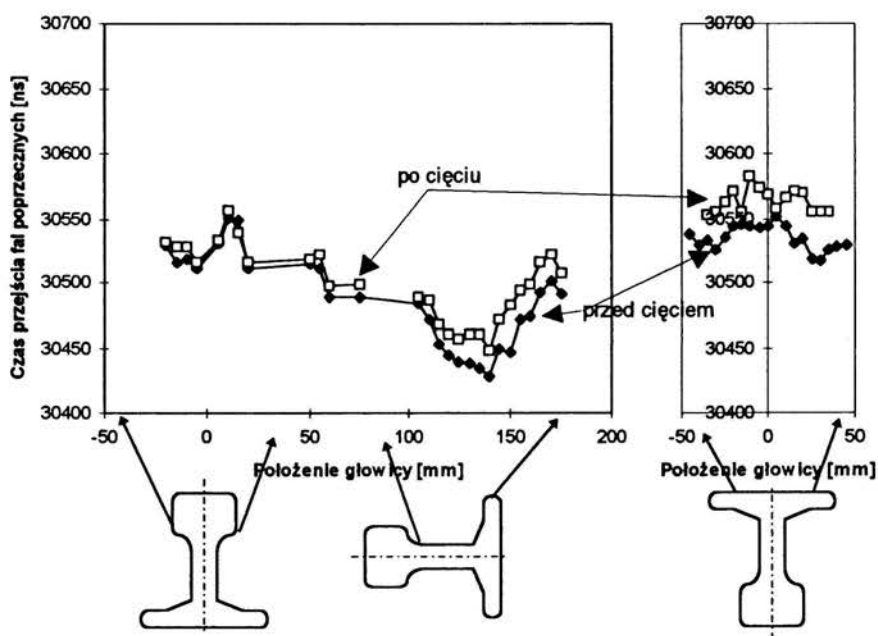


Rys.20 Rozkład czasów przejścia podpowierzchniowej fali podłużnej w szynie przed i po odcięciu główki i stopki.

Strzałki wskazują obszary które odpowiadają wskazywanym współrzędnym rozwinięcia profilu szyny. Współrzędne te są określone jak na rys. 19.

Znaczne zmiany czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych w wyniku odcięcia zaobserwowane w główce i stopce oraz mniejsze zmiany w szyjce można interpretować jako wynik uwolnienia się wzdłużnych naprężeń rozciągających w główce i stopce oraz w mniejszym zakresie zaś uwolnienie się naprężeń ściskających w szyjce.

Naprężenia występujące w stopce i główce są w znacznym stopniu równoważone z naprężeniami w całym przekroju. Szyjka zaś stanowi jedynie element wiązący. Odpowiada to modelowemu wyobrażeniu o tworzeniu naprężeń własnych, podczas prostowania w prostownicy rolkowej, jako procesu pokrewnego gięciu na zimno. Prostowanie w prostownicy rolkowej polega bowiem na kilkukrotnym przeginaniu szyny. Obszary materiału bliskie strefom obojętnym gięcia (a takim obszarem jest stopka szyny) mogą nie zawierać zatem dużych niejednorodnych odkształceń plastycznych, a naprężenia własne w nich obecne mogą być wynikiem reakcji na niejednorodne odkształcenia w główce i stopce.



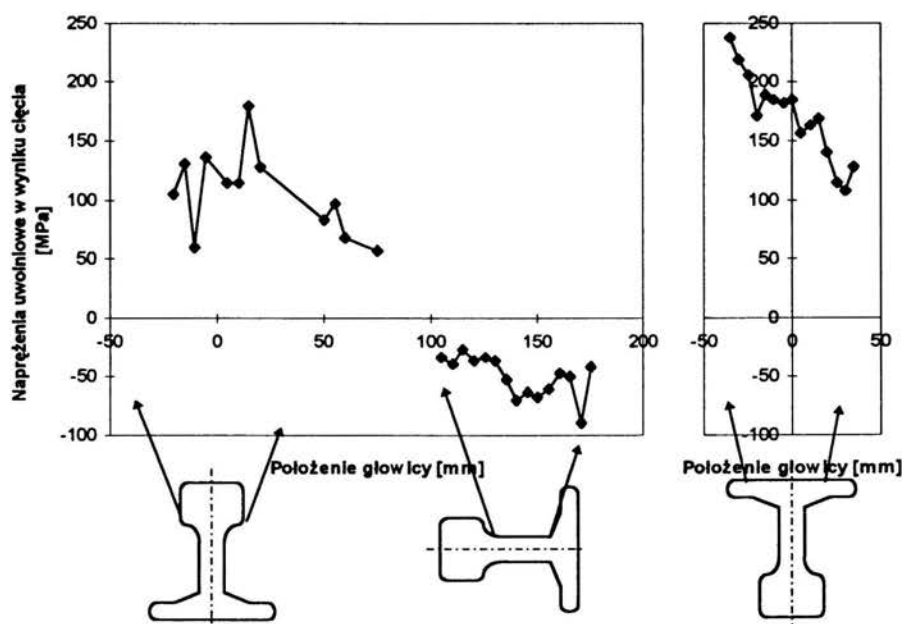
Rys.21 Rozkład czasów przejścia podpowierzchniowej fali poprzecznej w szynie przed i po odcięciu główki i stopki.

W stopce i główce obserwuje się wyłącznie spadki czasu przejścia fal podłużnych, co oznacza uwolnienie naprężeń rozciągających. Przyrost czasu przejścia, ale znacznie mniejszy obserwuje się w szyjce szyny. Oznacza to, że na większych głębokościach stopki i główki dochodzi prawdopodobnie do uwalniania naprężeń ściskających.

W szyjce i stopce szyny można zauważyć niewielkie zmiany czasu przejścia podpowierzchniowych fal poprzecznych (po ok. 20 ns - rys 21). Wobec braku takich wyraźnych zmian w główce szyny może to oznaczać uwolnienie naprężeń prostopadłych do płaszczyzny przyłożenia głowicy tzn. składowej naprężenia działającej w kierunku wysokości szyny w szyjce i działającej w kierunku szerokości stopki w stopce.

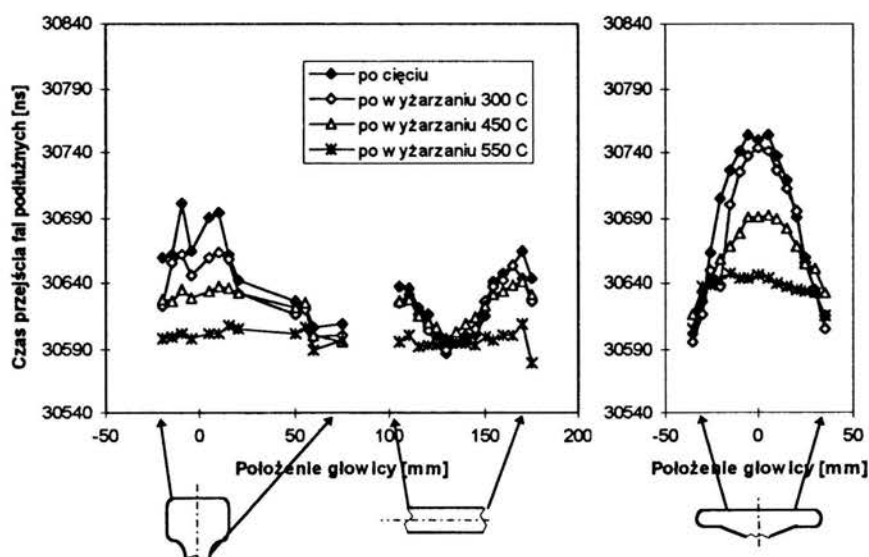
Metoda odprężania przez odcinanie głowki i stopki od szyjki wykazała pewną skuteczność. Skuteczność tę można by poprawić przez kolejne cięcia. Oznacza to jednak znaczny koszt i uciążliwość odprężania, a w wyniku kolejnych cięć można nie osiągnąć pełnego odprężenia potrzebnego do skalowania. W przypadku, gdy grubość wyciętego elementu zmniejszy się można oczekiwać odebrania przez układ pomiarowy części wiązki odbitej od dna próbki, mogącej zakłócić pomiar [57].

Podsumowując, zmiany czasu przejścia fal podłużnych, które są bardzo dobrym indykatorem naprężeń wzdłużnych wskazują na uwolnienie w wyniku odcięcia głowki i stopki naprężeń rozciągających w główce i stopce szyny oraz naprężeń ściskających w szyjce (rys 22).



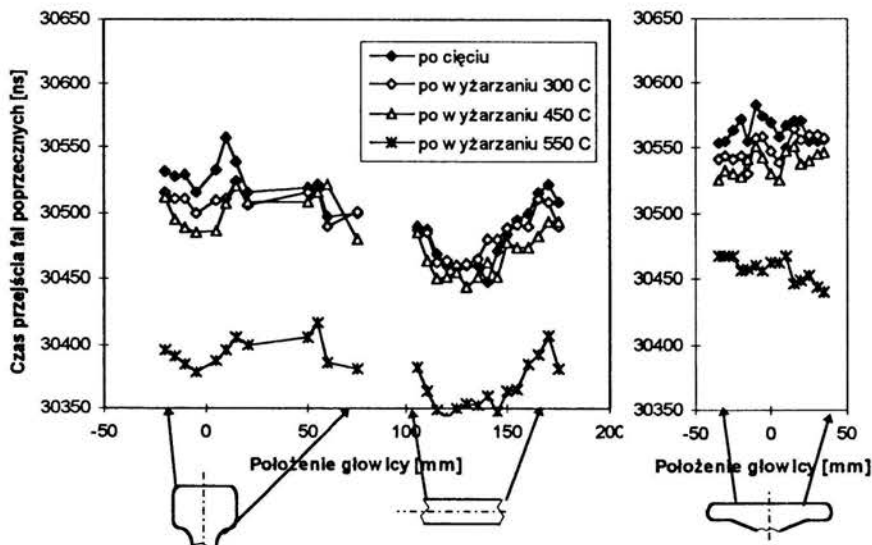
Rys.22 Wartości naprężeń wzdłużnych jakie zostały uwolnione w wyniku odcięcia głowki i stopki szyny kolejowej (obliczenia na podstawie różnic czasu przejścia fal podłużnych).

Ocena skuteczności odprężenia szyny przez odcięcie jej główki i stopki może być dokonana po wyżarzaniu odprężającym. W drugim etapie obie szyny (z odciętą główką i stopką oraz szyna o całym profilu) odprężano termicznie w piecu w trzech cyklach: kolejno w temperaturach 300°C, 450°C i 550°C, w każdym przypadku przez trzy godziny i chłodzono razem z piecem. Zalecane w poradnikach temperatury wyżarzania odprężającego nie powinny przekraczać temperatur rekrytalizacji. Za optymalną dla stali szynowej uznaje się temperaturę 500°C. Wyżarzanie prowadzono w piecu dobrze izolowanym termicznie. Czas potrzebny do schłodzenia wsadu razem z piecem od temperatury 550°C do 100°C wynosił 48 godzin. Przed odprężaniem termicznym i po każdym jego cyklu mierzono rozkłady czasów przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych spolaryzowanych prostopadle do powierzchni przyłożenie główki na szynie, rozchodzących się w kierunku równoległym do osi szyny. Czasy te były wyznaczone w temperaturze pokojowej.

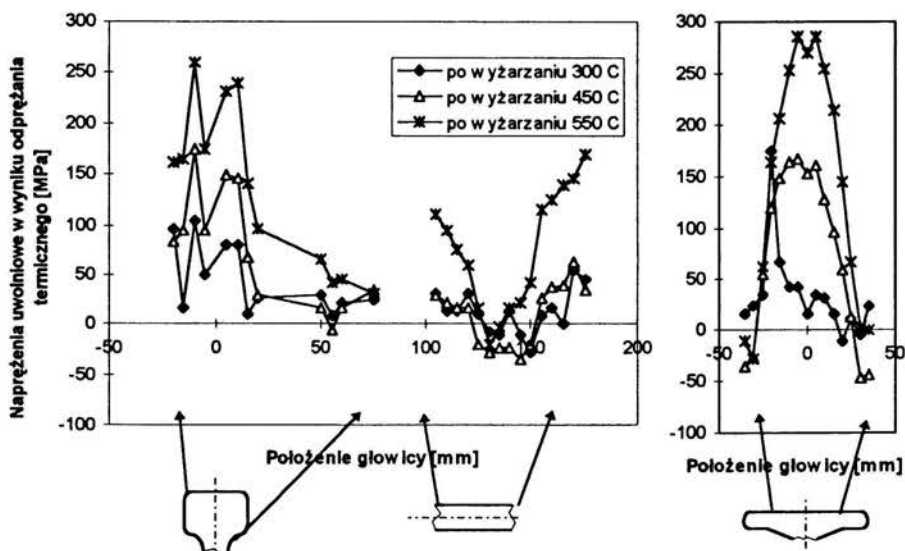


Rys. 23 Zmiany czasu przejścia podpowierzchniowej fali podłużnej rozchodzącej się równoległe do osi szyny w wyżarzanej, ale przedtem pociętej na trzy części szynie kolejowej.

Na rys. 23 przedstawiono zmiany czasów przejścia zmierzone w odciętych od siebie częściach szyny wywołane kolejno następującymi po sobie procesami odprężania. Zwraca uwagę wyrównanie się tych czasów po wyżarzaniu w temperaturze 550°C w obszarze główki szynki, oraz, z pewnym przesunięciem ich wartości w obszarze stopki.



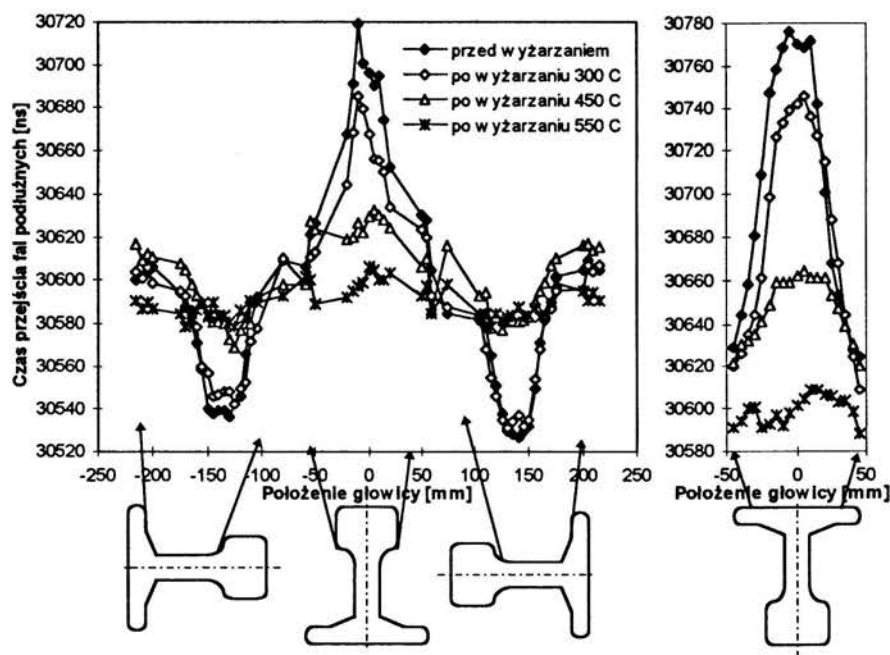
Rys. 24 Zmiany czasu przejścia podpowierzchniowej fali poprzecznej rozchodzącej się równoległe do osi szyny w wyżarzanej, ale przedtem pociętej na trzy części szynie kolejowej.



Rys. 25 Napężenia uwolnione w wyniku odprężania termicznego pociętej na trzy części szynie kolejowej obliczone z różnic mierzonych czasów przejścia podpowierzchniowej fali podłużnej po kolejnych wyżarzaniach względem stanu przed wyżarzaniem.

Nie obserwuje się podobnej tendencji analizując wartości czasów przejścia fal poprzecznych (rys.24). Natomiast po wyżarzaniu w temperaturze 550°C, widać wyraźnie przesunięcie czasów przejścia podpowierzchniowych fal poprzecznych. Wydaje się, że jedynym możliwym wyjaśnieniem tego zjawiska są zmiany strukturalne zachodzące w tej temperaturze. Chodzi tu prawdopodobnie o uruchomienie rekrytalizacji.

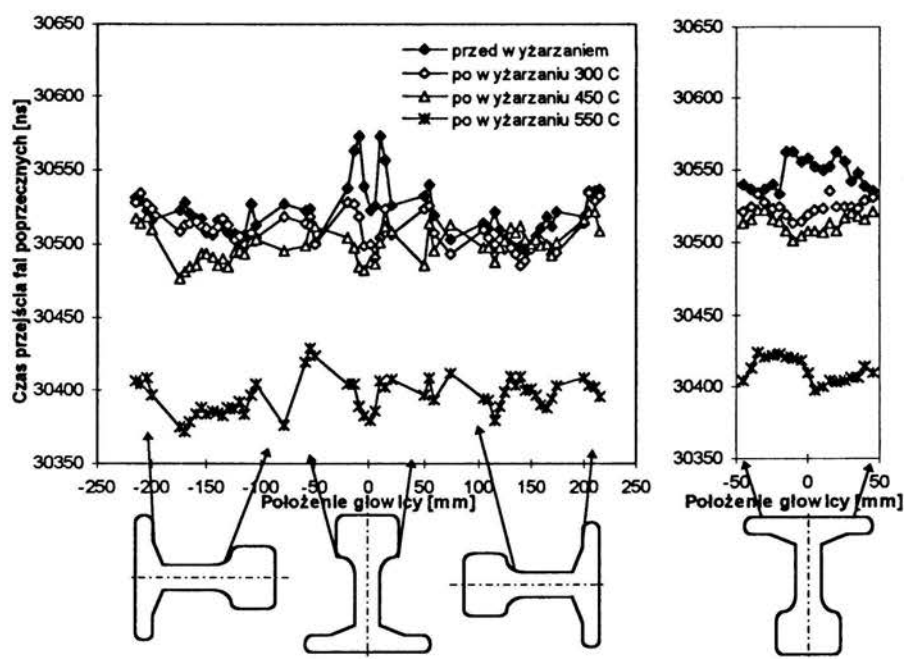
Można wysunąć tezę, że o ile przy wyżarzaniu w niższych temperaturach za spadek czasów przejścia odpowiedzialny jest spadek naprężeń (efekt odprężenia), to w miarę wzrostu temperatury wyżarzania zmiana czasu przejścia po ostygnięciu w coraz większym stopniu wywołana jest przez zmianę struktury materiału. Zmiana struktury wpływa również na wartości czasów przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych (rys.23). Obliczone na ich podstawie uwolnione naprężenia zsumowane z naprężeniami uwolnionymi po cięciu dają bowiem wyższe wartości niż te, jakie zwykle mierzone są w szynach. Zmiany struktury wywołane odprężaniem wywołują większe względne zmiany prędkości fal poprzecznych niż podłużnych.



Rys. 26 Zmiany czasu przejścia podpowierzchniowej fali podłużnej rozchodzącej się równoległe do osi szyny w wyżarzanej w różnej temperaturze.

Na rys. 26 i 27 przedstawiono czasy przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych zmierzone w szynie odprężanej termicznie, na różnych

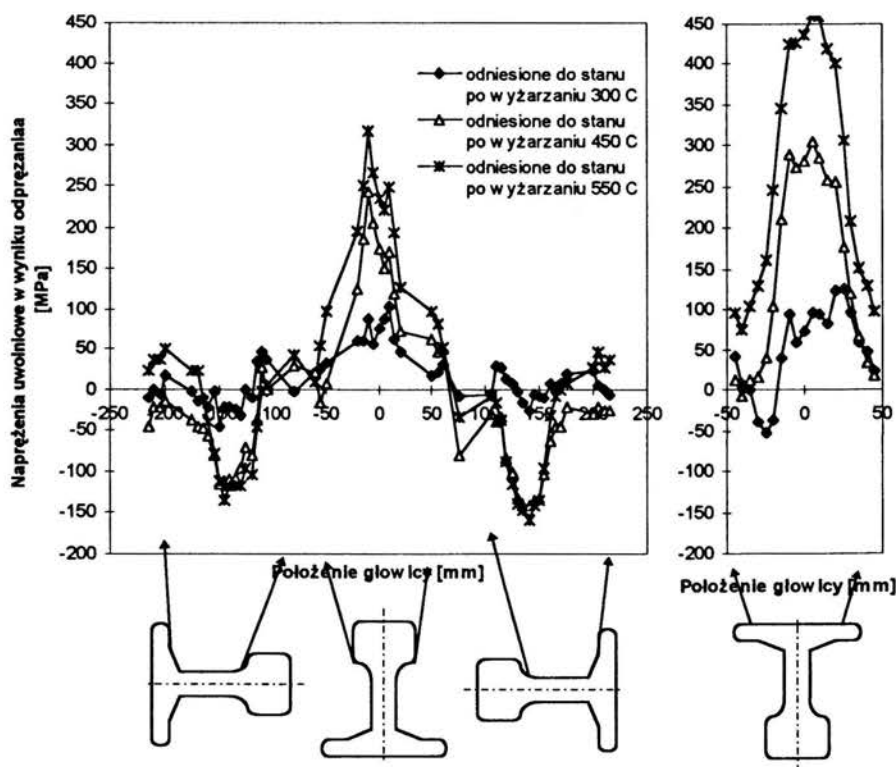
etapach odprężania. Zmiany tych czasów mają podobny charakter jak zmiany mierzone w wyżarzanej szynie pocięgowej, mają jednak większe wartości. Wyżarzanie w temperaturze 300°C wywołało tylko niewielkie uwolnienie się naprężeń (maks. ok. 100 MPa - rys 28). Większego uwolnienia naprężeń dokonało wyżarzanie w temperaturze 450°C. Spadek naprężeń jest ok. 2 razy większy niż po wyżarzaniu w 300°C. Warto zwrócić uwagę, że dla wyżarzania w tych samych temperaturach szyny pocięgowej, obliczone na podstawie zmian czasów przejścia fali podłużnej zmiany naprężeń były znacznie niższe. Związane jest to z redukcją naprężenia w wyniku cięcia. W miarę wzrostu temperatury wyżarzania czasy przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych wyrównują się przyjmując wartości ok. 30600 ns. Oznacza to, że ultradźwiękowe wyznaczanie naprężenia wzdłużnego w takiej szynie może wykorzystywać tylko pomiary zmian czasu przejścia fal podłużnych, bez konieczności wprowadzania poprawek na różnice własności akustycznych w różnych obszarach szyny.



Rys. 27 Zmiany czasu przejścia podpowierzchniowej fali poprzecznej rozchodzącej się równoległe do osi szyny wyżarzanej w różnych temperaturach.

W przypadku podpowierzchniowych fal poprzecznych wpływ temperatury w zakresie do 450°C na zmierzony czas przejścia jest znacznie mniejszy. Przejście do

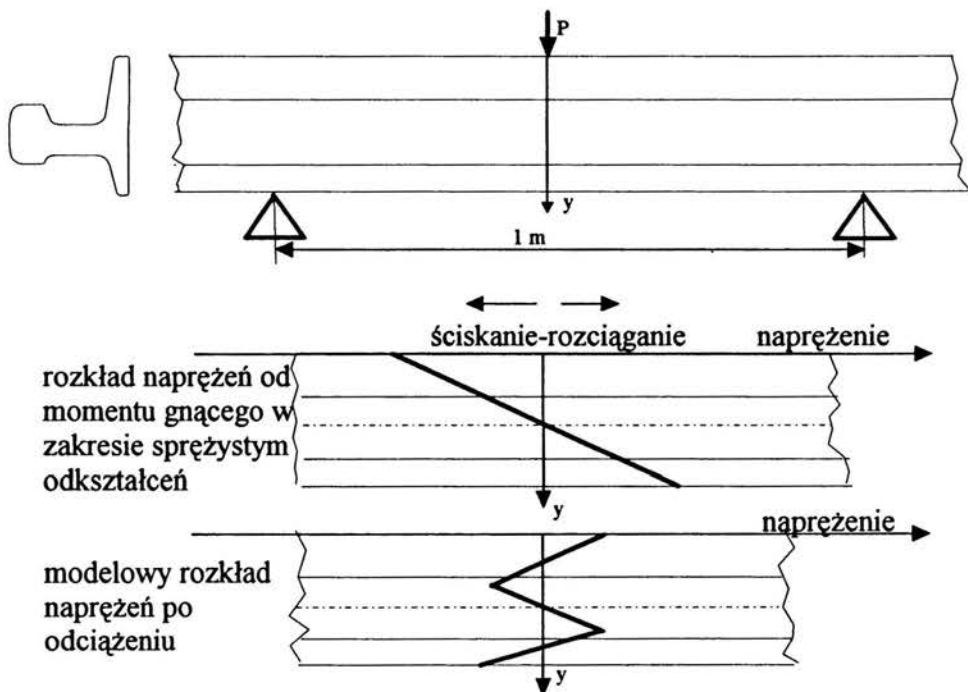
wyżarzania w temperaturze 550°C spowodowało równomierną zmianę czasu przejścia (prędkości) podpowierzchniowych fal poprzecznych w całym obszarze szyny. Czas ten zmniejszył się równomiernie na całej powierzchni o wartość ok. 100ns, podobnie jak po wyżarzaniu szyny pociętej. Fakt ten potwierdza, że w temperaturze 550°C przy zastosowanych czasach wytrzymaewania i chłodzenia zostają uruchomione zmiany materiałowe znajdujące swoje bardzo silne odbicie w prędkości propagacji fali poprzecznej. Znaczy to, że wartość modułu ścinania uległa znacznej zmianie w wyniku zmian struktury, jakie zaszły po wyżarzaniu w temperaturze 550°C.



Rys. 28 Naprężenie uwolnione w wyniku odprężania termicznego pociętej na trzy części szynie kolejowej obliczone z różnic mierzonych po kolejnych wyżarzaniach czasów przejścia podpowierzchniowej fali podłużnej.

4.1.2 Badanie zmian czasu przejścia fal w zgiętym kształtowniku stalowym

Zbadano rozkład czasów przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych w kształtownikach iglicy rozjazdu kolejowego zgiętych na zimno w trójpunktowym zginaniu. Wyniki pomiarów czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych w profilu prostej iglicy przedstawiono w rozdziale 3.5.

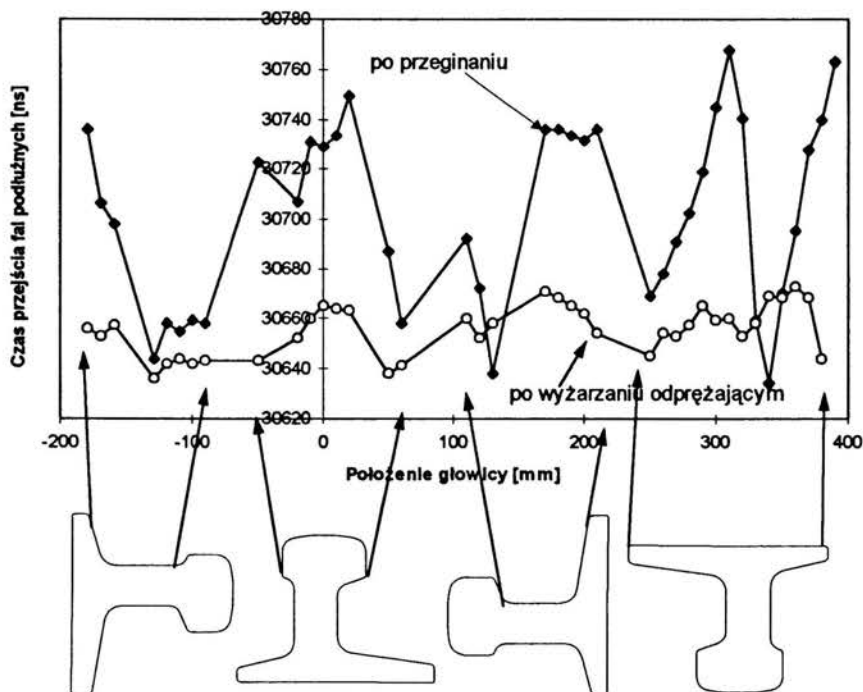


Rys. 29 Schemat układu w którym gięto iglicę. Poniżej rozkład naprężeń w iglicy pochodzących od momentu gnącego w przypadku, gdy nie przekroczona zostanie granica plastyczności i modelowy rozkład naprężeń własnych, którego należałoby się spodziewać, gdyby pominąć działanie sił poprzecznych.

Kształtowniki wykonane zostały ze stali St90PA. Badania wykonano w dwóch stanach :

- po przegięciu na zimno iglicy leżącej na dwóch podporach, a następnie wyprostowaniu w tych samych warunkach;
- po wyżarzaniu odpuszczającym w temperaturze 550°C przez 3 godziny i chłodzeniu razem z piecem.

Podpory, na których gięto profil iglicy oddalone były od siebie o 1 m, a siła gnąca przyłożona była w punkcie leżącym w połowie odległości między podporami. Iglica wyginana była w płaszczyźnie równoległej do podstawy stopki, według technologii wykorzystywanej przy produkcji rozjazdów przed struganiem iglicy.

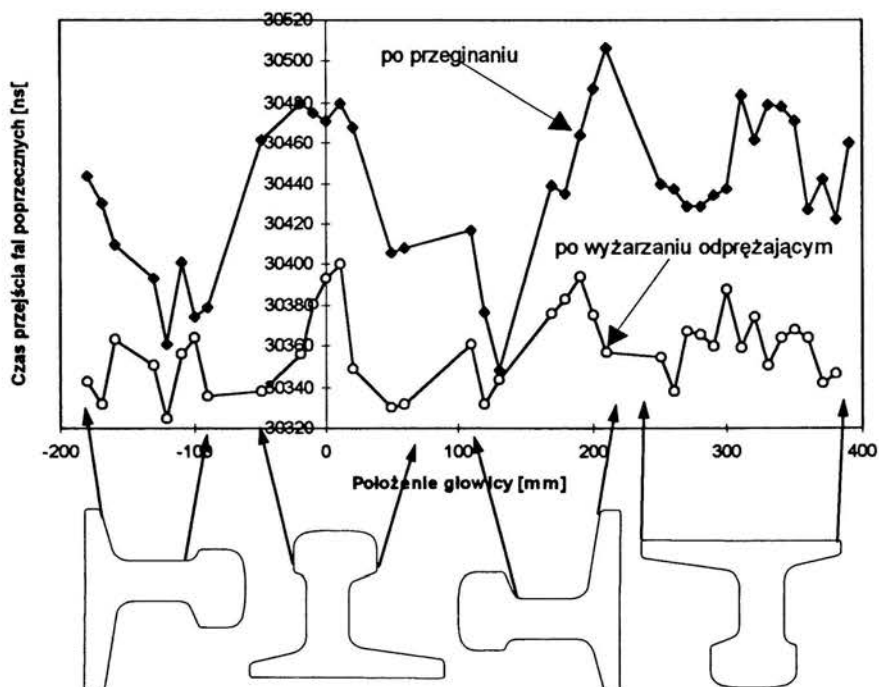


Rys.30 Rozkład czasów przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych w profilu iglicy rozjazdu kolejowego po wygięciu i prostowaniu w płaszczyźnie równoległej do podstawy stopki i po wyżarzeniu odprężającym. Strzałki wskazują obszary które odpowiadają wskazywanym współrzędnym rozwinięcia profilu iglicy.

Wyniki pomiarów czasów przejścia fal ultradźwiękowych przedstawiono na rys 30 i rys 31, natomiast naprężenia obliczone ze zmian czasów przejścia fal podłużnych na rys 32. Po wyżarzeniu stwierdzono zmniejszenie czasów przejścia fal podłużnych jak i poprzecznych (wyżarzanie przeprowadzono w temperaturze 550°C).

Wprowadzone przez zginanie niejednorodne odkształcenia plastyczne powinny dać na powierzchni zarówno naprężenia własne rozciągające, jak i ściskające (patrz model budowania naprężeń własnych przy zginaniu w rozdziale 2). Wyznaczone naprężenia na podstawie zmian czasów przejścia fal podłużnych po wyżarzeniu mają

tylko w dwóch punktach znaki ujemne (rys.32). Może to oznaczać, że część ubytku czasu przejścia fal podłużnych interpretowana w przyjętym modelu obliczeń jako wywołana odprężeniem, w rzeczywistości spowodowana jest zmianą własności sprężystych spowodowanych wyżarzaniem.

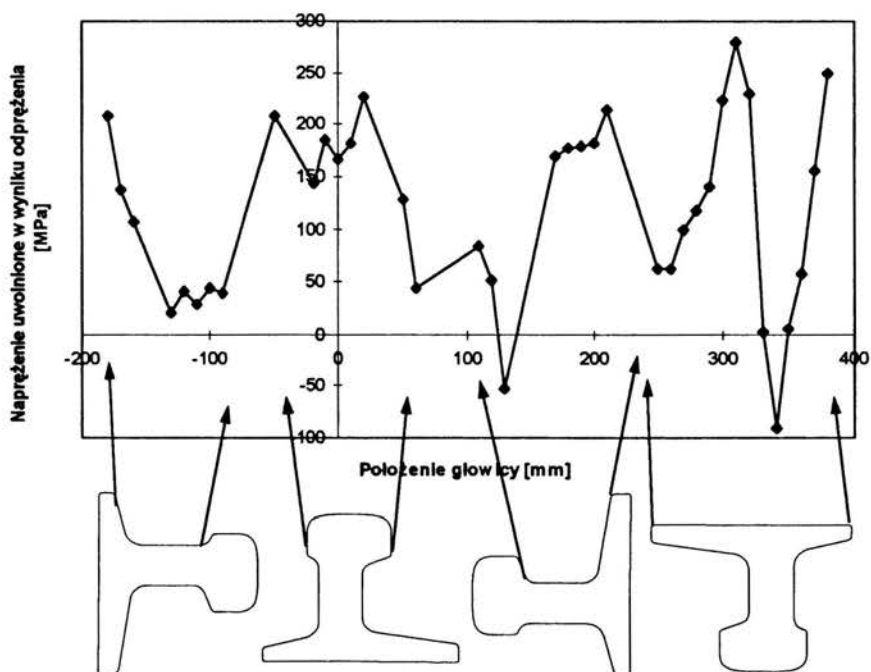


Rys.31 Rozkład czasów przejścia podpowierzchniowych fal poprzecznych w profilu iglicy rozjazdu kolejowego po wygięciu i prostowaniu w płaszczyźnie równoległej do podstawy stopki i po wyżarzaniu odprężającym.

Wyniki te wskazują na możliwość odróżniania różnic czasów przejścia wywołanych zmianą stanu naprężeń własnych od różnic wywołanych przez zmiany stanu własności sprężystych. Wszędzie tam, gdzie po pomiarach w wielu punktach na powierzchni rejestrujemy przyrosty dodatnie i ujemne czasów przejścia należy oczekiwać, że za zmiany te odpowiedzialne są przede wszystkim naprężenia własne, natomiast tam, gdzie zmiany czasów przejścia wykazują jeden kierunek, spodziewać się można większego udziału zmian własności sprężystych. Przesłanka ta może być jednak zawodna na przykład w przypadku pomiarów w walcach, w których panuje stan naprężeń o własnościach kołowo-symetrycznych.

Na podstawie przeprowadzonych eksperymentów można wystąpić z tezą, że

zmiany czasów przejścia fal ultradźwiękowych mogą być wywołane przez dwa czynniki: naprężenia własne i lokalne różnice własności sprężystych. Ponieważ czynniki te występują jednocześnie, można wnosić, że są ze sobą powiązane. Inaczej mówiąc, niejednorodne odkształcenie plastyczne, odpowiadające za tworzenia się naprężeń własnych, oprócz wywołania naprężeń różnicuje również własności sprężyste.



Rys.32 Rozkład naprężeń obliczonych ze zmian czasów przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych w profilu iglicy rozjazdu kolejowego po wygięciu i prostowaniu w płaszczyźnie równoległej do podstawy stopki i po wyzarzaniu odprężającym.

Właśnie to powiązanie własności sprężystych, szczególnie zaś anizotropii sprężystej z naprężeniami własnymi stwarza pewną szansę opracowania procedury pomiarowej, która nie będzie musiała wykorzystywać pomiarów wykonanych w tych samych obszarach badanego elementu w stanie naturalnym (bez naprężeń). Jest to tym ważniejsze, że odprężenie badanego elementu jest nie tylko kosztowne, ale również trudne do uzyskania bez zmian własności sprężystych. Oparcie się na wzorcu stwarza zawsze niebezpieczeństwo pozostawienia we wzorcu pewnych naprężeń własnych lub skutecznego usunięcia ich, ale razem z wprowadzeniem pewnych zmian własności sprężystych.

Przygotowywanie wzorców materiału odprężonego jest zadaniem wymagającym dopracowania formuły osiągnięcia optimum odprężenia. Optymalna temperatura wyżarzania odprężającego kształtowników wykonanych z materiału St90PA w czasie trzech godzin leży w zakresie między 450°C a 550°C.

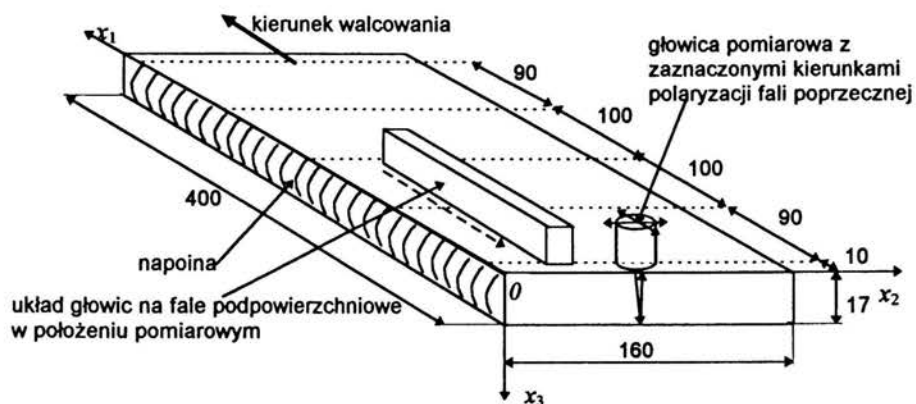
4.1.3 Badania naprężeń w płaskim stanie naprężeń

Badano zmiany naprężeń w płycie stalowej o wymiarach 400×170×17 mm, wykonanej ze stali St3S i odprężonej termicznie, wywołane nałożeniem napoiny. Napoinę nałożono na boku płyty o długości 400 mm (rys. 33).

Dla materiału tej płyty wyznaczono stałe elastoakustyczne, które wynosiły:

$$\begin{aligned} \beta_{111} &= -1,25 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} & \beta_{311} &= -0,87 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} & \beta_{321} &= 0,25 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} \\ \beta_{112} &= +0,2 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} & \beta_{131} &= -0,12 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1} \end{aligned}$$

Przemieszczając głowicę normalną na fale poprzeczne po powierzchni płyty w kierunku prostopadłym do linii wyznaczonej przez napoinę (równoległe do osi x_2 - rys.33), zmierzono czasy przejścia między 1 a 4 echem dna fal poprzecznych spolaryzowanych równoległe i prostopadle do kierunku walcowania propagujących się w kierunku normalnym do powierzchni (w kierunku x_3) przed nałożeniem napoiny, a następnie po jej nałożeniu i całkowitym ostygnięciu płyty (wyrównaniu się temperatury).

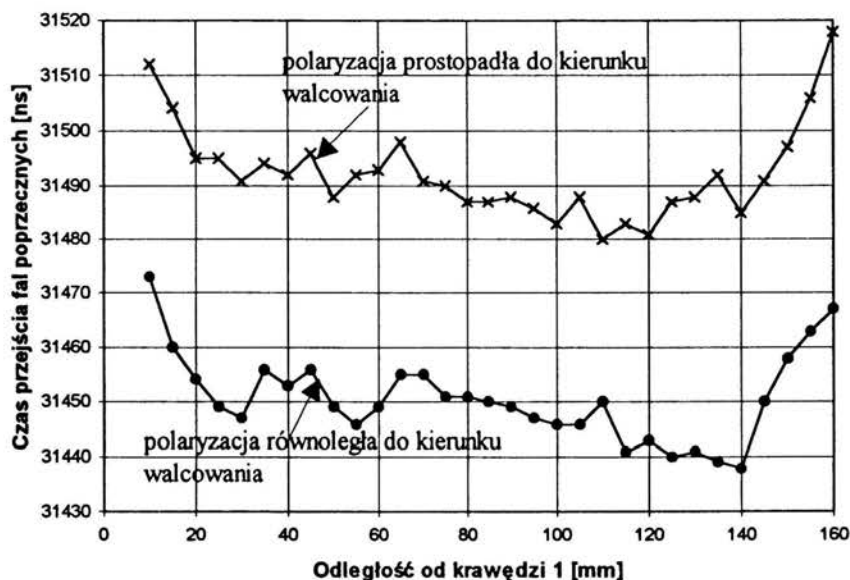


Rys.33 Schemat badanej płyty z napoینą. Liniami punktowymi oznaczono tor przesuwu głowic przy pomiarach rozkładów czasów przejścia.

Zmierzono również rozkłady czasów przejścia podpowierzchniowej fali podłużnej i poprzecznej, rozchodzących się równoległe do osi $0x_1$, przed i po nałożeniu

napoiny w funkcji odległości od napoiny (krawędzi pod którą ułożona została napoina). Fale te rozchodziły się równoległe do kierunku walcowania.

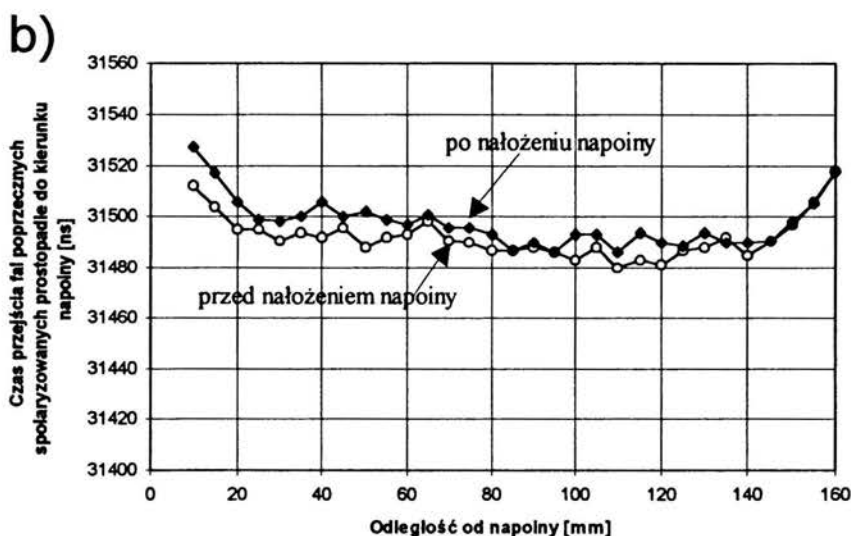
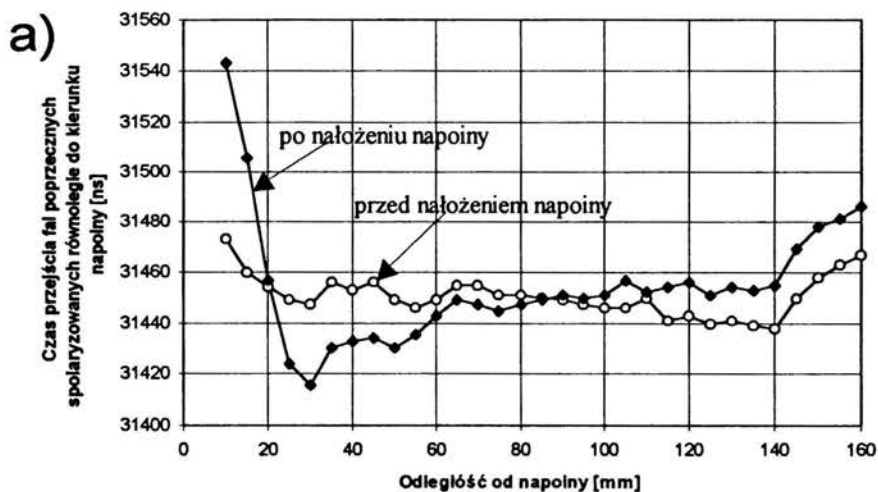
Przedstawione na rys 34 zależności uzyskano mierząc czasy przejścia fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości według schematu pomiarowego zilustrowanego na rys 33. Ponieważ płyta została odprężona, obserwowane zmiany czasu przejścia przypisane zostaną zmianą grubości, lub ze zróżnicowaniu własności sprężystych po walcowaniu.



Rys.33 Rozkłady czasów przejścia fal poprzecznych rozchodzących się przez grubość płyty zmierzonych wzdłuż toru odległego 100 mm od osi 2 i równoległego do niej. Płyta po wyżarzaniu odprężającym przed nałożeniem napoiny.

Widać pewną symetrię rozkładów czasu przejścia względem środka szerokości płyty. Czas przejścia fali poprzecznej spolaryzowanej w kierunku prostopadłym do kierunku walcowania jest w każdym punkcie większy od czasu przejścia fali poprzecznej spolaryzowanej równoległe do niego.

Na rys 34 przedstawiono czasy przejścia fal poprzecznych, jakie spowodowało nałożenie napoiny.



Rys. 34 Czasy przejścia fal poprzecznych rozchodzących się w kierunku grubości płaskownika stalowego po nałożeniu napojny:
 a) dla fali spolaryzowanej równoległe do napojny (kierunku walcowania),
 b) dla fali spolaryzowanej prostopadłe do napojny (kierunku walcowania).

Jeżeli uznane zostaną za pomijalne zmiany czasu przejścia tych fal z powodu przez zmiany własności sprężystych wywołanych spawaniem (co ogranicza zastosowanie tej techniki do obszaru poza napojną), to składowe naprężenia w kierunku walcowania i w kierunku prostopadłym do niego można wyznaczyć dla każdego punktu pomiarowego korzystając z liniowych równań:

$$\frac{V_{31} - V_{310}}{V_{310}} = \frac{t_{310} - t_{31}}{t_{31}} = \beta_{311} \cdot \sigma_1 + \beta_{312} \cdot \sigma_2 \quad (82a)$$

$$\frac{V_{32} - V_{320}}{V_{320}} = \frac{t_{320} - t_{32}}{t_{32}} = \beta_{321} \cdot \sigma_1 + \beta_{322} \cdot \sigma_2 \quad (82b)$$

gdzie: V_{ij} - prędkość rozchodzenia się, a t_{ij} czas przejścia fali. Pierwszy indeks oznacza kierunek rozchodzenia się fali, drugi kierunek polaryzacji, a zero przy indeksie oznacza wartość w stanie bez naprężeń (przed nałożeniem napoiny).

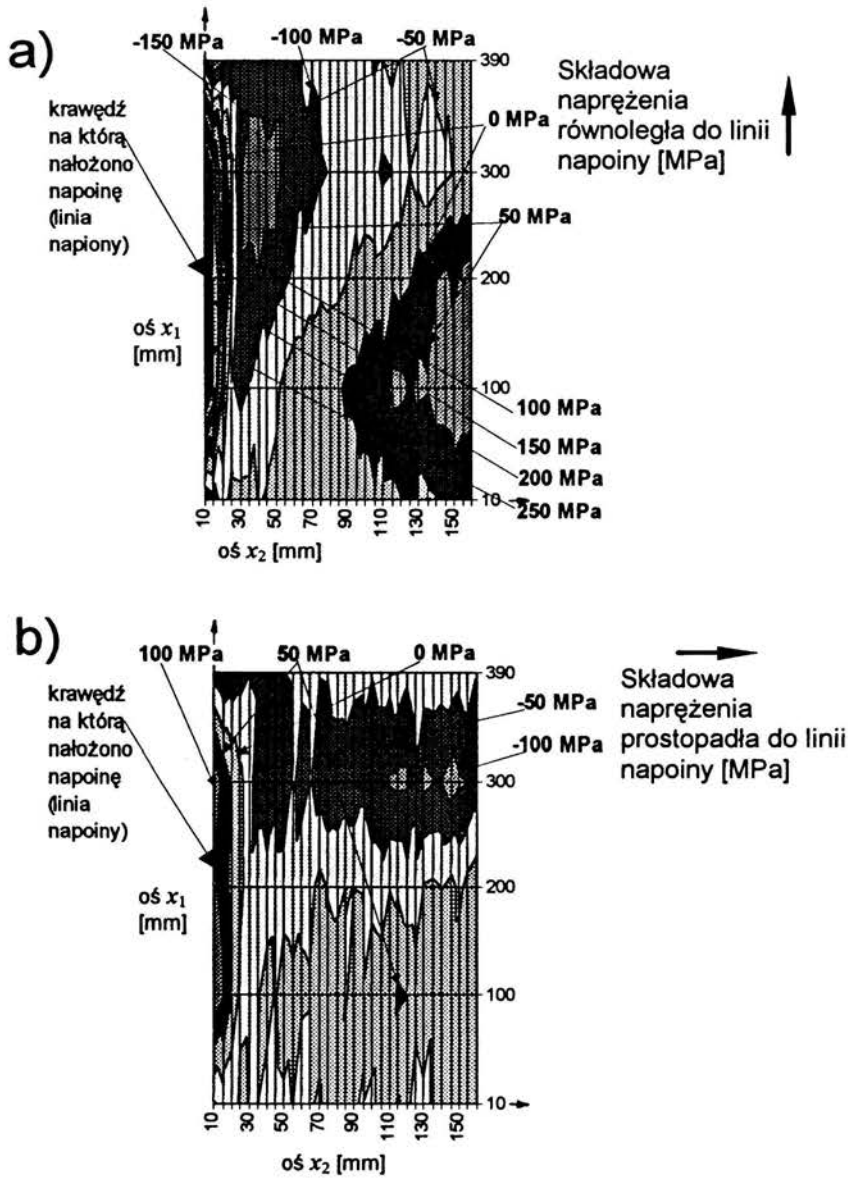
β_{ijk} - jest współczynnikiem elastoakustycznym, którego indeksy oznaczają kolejno kierunek rozchodzenia się fali, kierunek drgań cząstek i kierunek naprężenia,

σ_1 i σ_2 - to składowe naprężenia w kierunkach 1 i 2.



Rys. 35 Wyznaczone składowe naprężenia wprowadzonego w wyniku nałożenia napoiny.

Obliczenia naprężenia na podstawie wyników pomiarów ultradźwiękowych przeprowadzono przyjmując, że wartości współczynników elastoakustycznych nie zależą od kierunku w płaszczyźnie walcowania, a zależą tylko od kierunku drgań cząstek względem kierunku analizowanej składowej naprężenia. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys.35. Rozkład naprężeń odpowiada rozkładom naprężeń własnych, jakie uzyskano w badaniach niszczących [68]. Wykonując takie same pomiary dla większej ilości przekrojów płaskownika (wykonano je dla linii pomiarowych o wartościach współrzędnych osi 1 równych 10, 100, 200, 300 i 390 mm - rys 33), można zebrać dane do wykonania mapy rozkładów naprężeń. Mapę taką przedstawiono na rys 36.



Rys. 36 Mapy składowych naprężeń w płaskowniku stalowym wprowadzonych przez nałożenie napoiny:
 a) składowej równoległej do linii napoiny,
 b) składowej prostopadłej do linii napoiny.

Składowa naprężeń równoległa do napoiny ma w okolicach środka jej długości wartości rozciągające (dodatnie), bliskie granicy plastyczności. Maleją one w miarę oddalania się od napoiny w kierunku prostopadłym do niej, przechodzą w ściskanie aby

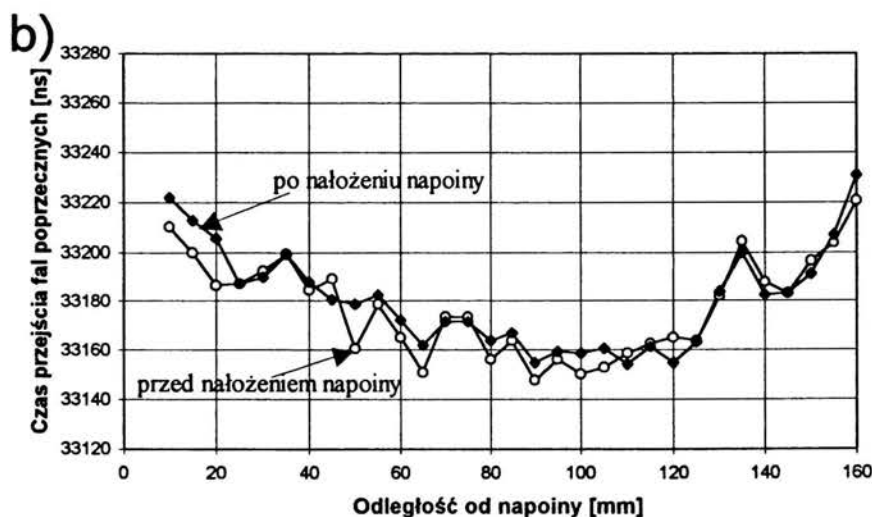
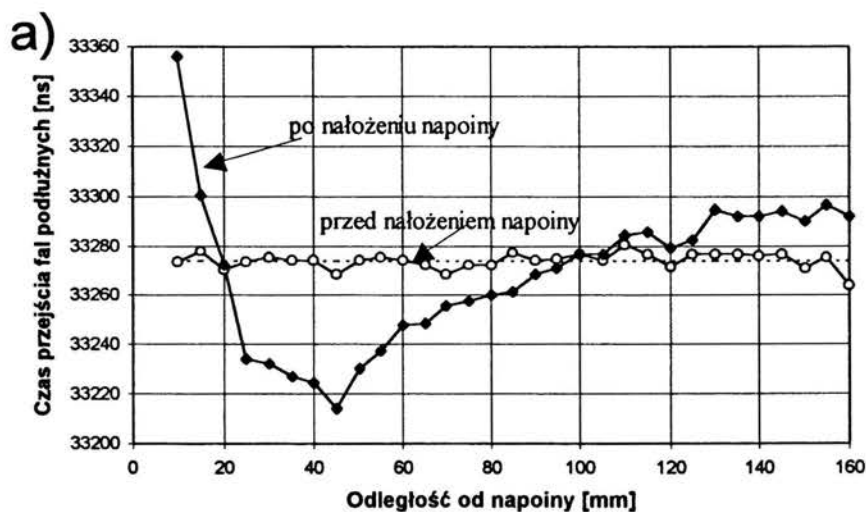
po osiągnięciu minimum zacząć znowu łagodnie rosnąć. Położenie minimum tej składowej naprężenia zależy od wartości współrzędnej osi $0x_1$. Dla większych wartości tej współrzędnej położenie minimum odsuwa się od napoiny. Jest to związane prawdopodobnie z tym, że napoina nie była położona jednocześnie na całej długości, a największe różnice temperatury w czasie kształtowania naprężeń własnych występowały między obszarem, w którym kończono kładzenie napoiny, a obszarem leżącym po przekątnej, w przeciwnym rogu płyty. Napoina kładziona była w kierunku rosnących wartości osi $0x_1$.

Składowa naprężeń prostopadła do linii napoiny, posiadająca wartości rozciągające (dodatnie) przy napoinie, powinna ze wzrostem odległości od napoiny łagodnie maleć. Takie też zachowanie składowych naprężeń obserwować można na prezentowanym wykresie. Dla większych wartości współrzędnej osi $0x_1$ składowa prostopadła naprężeń maleje szybciej w funkcji współrzędnej osi $0x_2$ i osiąga wartości ujemne (rys 36).

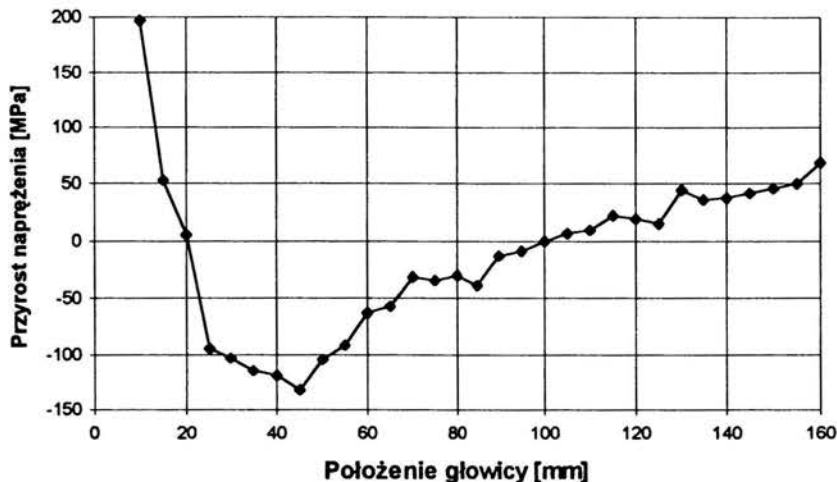
Sprawdzeniem zaprezentowanych tu rozkładów naprężenia mogą być wyniki pomiarów uzyskane równolegle techniką fal podpowierzchniowych. Wykonano pomiary rozkładów czasów przejścia fal podpowierzchniowych przed i po nałożeniu napoiny. Pomiar taki dostarcza informacji o średniej prędkości fali na odcinku pomiarowym (w tym przypadku ok. 200 mm). Wyznaczano rozkłady czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych rozchodzących się w kierunku równoległym do napoiny (rys.33), przesuując głowicę w kierunku prostopadłym do niej. Wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 37.

Zmiany czasu przejścia fal podłużnych obserwowane dla różnych położenia głowicy przed nałożeniem napoiny są małe (rys.37a). Czas przejścia podpowierzchniowej fali poprzecznej w środku płyty ma wyraźne minimum (rys.37b). Rozkłady te są odbiciem niejednorodności własności sprężystych. W rezultacie nałożenia napoiny wyraźnie zmienił się rozkład czasów przejścia podpowierzchniowej fali podłużnej, a czasy przejścia podpowierzchniowej fali poprzecznej wykazują bardzo niewielkie zmiany. Dzieje się tak ponieważ wartość współczynnika elastoakustycznego β_{111} dla fali podłużnej rozchodzącej się w kierunku działania składowej naprężenia jest około 10 razy większa od wartości współczynnika elastoakustycznego β_{131} dla fali poprzecznej rozchodzącej się w kierunku tego naprężenia oraz około 5 razy większa od wartości bezwzględnej współczynnika elastoakustycznego β_{132} fali poprzecznej rozchodzącej się

i spolaryzowanej prostopadle do naprężenia. Dodatkowo, dzięki przeciwnym znakom współczynników elastoakustycznych fal poprzecznych wpływ naprężeń o przeciwnych znakach na prędkość fal może się znosić. Dlatego czułość czasu przejścia podpowierzchniowych fal poprzecznych na naprężenia jest w rozpatrywanym układzie bardzo mała.



Rys. 37 Rozkłady czasów przejścia podpowierzchniowych fal rozchodzących się równoległe do kierunku walcowania przed i po nałożeniu napoiny:
 a) fal podłużnych,
 b) fal poprzecznych.



Rys.38 Zmiany składowej naprężenia równoległej do osi napoiny w funkcji odległości od niej. Wartości zmian obliczono na podstawie pomiarów czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych (rys.37a).

Wartość bezwzględna współczynnika elastoakustycznego β_{112} dla podpowierzchniowych fal podłużnych i naprężeń prostopadłych do kierunku rozchodzenia się fali jest około 6 razy mniejsza od wartości współczynnika β_{111} dla naprężeń zgodnych z kierunkiem rozchodzenia się fali. Jak już wspomniano współczynnik β_{111} osiąga z reguły największe wartości bezwzględne.

Średnie wartości składowej naprężenia równoległej do osi napoiny na drodze fali ultradźwiękowej, przedstawione na rys.38, wyrażają się wzorem:

$$\sigma_1 = \frac{V_{11} - V_{11}(0)}{V_{11}(0) \cdot \beta_{111}} = \frac{t_{11}(0) - t_{11}}{t_{11} \cdot \beta_{111}} \quad (83)$$

gdzie V , t i β oznaczają odpowiednio prędkość, czas przejścia fali i współczynnik elastoakustyczny, a pierwszy indeks oznacza kierunek propagacji fali, drugi - kierunek polaryzacji, trzeci (przy współczynniku elastoakustycznym) oznacza kierunek działania naprężenia, (0) oznacza stan bez naprężeń.

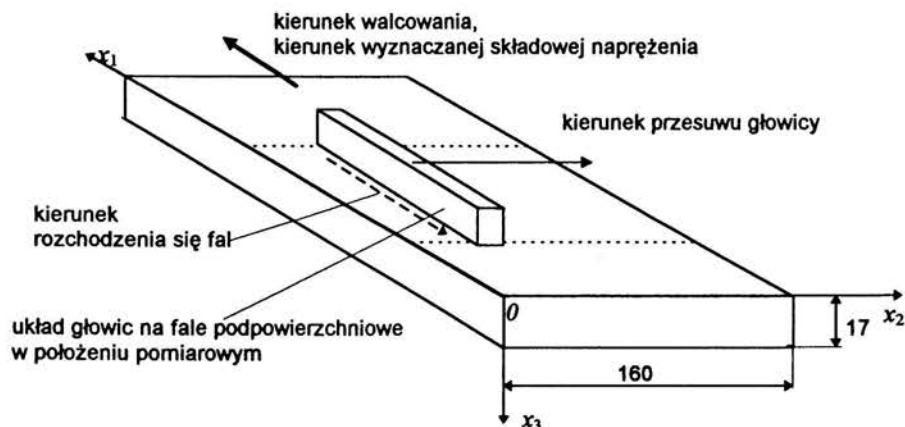
Zależność powyższa pomija wpływ składowej naprężenia prostopadłej do kierunku rozchodzenia się fali na zmierzony czas przejścia fali. Rozkład składowej naprężenia wyznaczone techniką fal podpowierzchniowych ma, jak widać na rys. 38, podobny przebieg jak rozkład składowej równoległej do osi napoiny pokazany na rys. 35.

4.2. Wykorzystanie warunków równowagi

W poprzednim rozdziale omówiono wyznaczanie zmian naprężenia na podstawie pomiarów zmian prędkości (czasów przejścia). Z praktycznego punktu widzenia ważna jest odpowiedź na pytanie, czy możliwe jest wyznaczenie zmian naprężenia na podstawie samych rozkładów czasów przejścia wyznaczonych w stanie z naprężeniami własnymi, jeżeli jako dodatkowy warunek służyć będzie warunek równowagi naprężeń i momentów.

W rozdziałach 3.3 i 3.4 wykazano powiązanie prędkości różnych rodzajów fal ultradźwiękowych w płycie stalowej bez naprężeń własnych. W przypadku takim związku między kwadratami prędkości rozchodzenia się fali można z dobrym przybliżeniem opisywać liniami prostymi. Potwierdzają to również niektórzy autorzy [39]. Problem polega na tym, jakie parametry należy przyjąć dla tych prostych aby opisywały one zmiany własności sprężystych.

Parametry tych prostych można wyznaczać na podstawie wyników pomiarów prędkości w pewnym obszarze płyty stalowej z naprężeniami własnymi i wykorzystując zależności wynikające z warunku równowagi naprężeń. Rozumowanie takie można przeprowadzić zarówno korzystając z formy równań elastoakustycznych, które są stopnia drugiego ze względu na prędkość (równania 4) jak i uznając równoważność zapisu liniowych zależności prędkości można pozostać w konwencji liniowego opisu tego zjawiska.



Rys. 39 Płyta walcowana z głowicami pomiarowymi. Liniami przerywanymi zaznaczono pas, z którego zbierane są informacje o rozkładzie prędkości rozchodzenia się fali, które będą danymi wyjściowymi do obliczeń naprężeń.

Do analizy przyjęto wyniki pomiarów czasu przejścia fal podpowierzchniowych podłużnych i poprzecznych uzyskane po nałożeniu napoiny, przedstawione w rozdziale 4.1.3 (rys. 37 str.86).

Założmy liniowy związek między kwadratami prędkościami rozchodzenia się fali podłużnej V_{11} i fali poprzecznej V_{13} :

$$V_{11}^2 + A \cdot V_{13}^2 = Q, \quad (84)$$

gdzie Q jest pewną stałą

Związek (84) można zapisać również używając oznaczeń drogi fal ultradźwiękowych s_L - dla fal podłużnych, s_T - dla fal poprzecznych i odpowiednich czasów przejścia t_{11} i t_{13} :

$$\left(\frac{s_L}{t_{11}}\right)^2 + A \cdot \left(\frac{s_T}{t_{13}}\right)^2 = Q. \quad (85)$$

Równanie (85) określa t_{11} jako funkcję t_{13} . Różniczkując związek (85) względem t_{13} i przechodząc od różniczek do przyrostów skończonych można otrzymać związek między przyrostami czasów przejścia fal podłużnych i poprzecznych, gdy wywołane są one niejednorodnościami własności sprężystych:

$$\frac{t_{110} - t_{11}^w}{t_{130} - t_{13}^w} = A \cdot \left(\frac{s_T}{s_L}\right)^2 \left(\frac{t_{11}^w}{t_{13}^w}\right)^3 \quad (86)$$

gdzie indeks 0 przy oznaczeniach czasów przejścia t oznacza stan bez naprężeń, natomiast wskaźnik w oznacza szczególny stan materiału bez naprężeń przyjęty za wzorcowy.

Ze względu na niskie wartości współczynników elastoakustycznych przyjmuje się $t_{130} = t_{13}$.

Związek (86) prowadzi do następującego wyrażenia na czas przejścia ultradźwiękowej fali podłużnej w miejscu pomiaru, gdyby nie panowały tam żadne naprężenia (wpływ naprężeń na czas przejścia fal poprzecznych t_{13} jest pomijany):

$$t_{110} = Q_1 + a \cdot t_{13} \quad (87)$$

gdzie :

$$Q_1 = t_{11}^w + A \cdot \left(\frac{s_T}{s_L}\right)^2 \left(\frac{t_{11}^w}{t_{13}^w}\right)^3 t_{13}^w, \quad (88a)$$

$$a = -A \cdot \left(\frac{s_T}{s_L}\right)^2 \left(\frac{t_{11}^w}{t_{13}^w}\right)^3. \quad (88b)$$

Składową naprężenia równoległą do kierunku $0x_1$ można wyznaczyć wtedy z zależności elastoakustycznej:

$$\sigma = \frac{Q_1 + a \cdot t_{13} - t_{11}}{t_{11} \cdot \beta} \quad (89)$$

Jeżeli punkty pomiaru czasu przejścia zostaną rozłożone równomiernie i możliwie gęsto (tzn. tak, aby wiązki fal ultradźwiękowych w kolejnych położeniach pomiarowych zachodziły na siebie) wzdłuż pasa blachy prostopadłego do kierunku walcowania, to suma tak liczonych naprężeń oraz suma momentów od nich względem dowolnego punktu powinna dążyć do zera.

W algorytmie wyznaczania składowej wzdłużnej naprężenia mogłyby być wykorzystane warunki równowagi (patrz równania (1)), które możnaby sprowadzić do sum:

$$\sum_{i=1}^n \sigma_i = 0 \quad (90a)$$

$$\sum_{i=1}^n x_i \sigma_i = 0 \quad (90b)$$

gdzie n jest liczbą pomiarów wykonanych na szerokości badanego elementu, natomiast x_i jest współrzędną odległości i -tego miejsca pomiaru od osi 1.

Rozwiązywanie tego układu równań dla serii wyników pomiarów czasu przejścia nie prowadzi jednak często do rozwiązania problemu.

Jeżeli jednak przyjmujemy, że poszukujemy minimalnych naprężeń i momentów, jakie mogłyby panować w obszarze pomiarowym, charakteryzującym się wyznaczonym rozkładem czasów przejścia, tzn. jeżeli przyjmujemy, że poszukujemy takich naprężeń, które z jednej strony wyrażają się równaniem (89) z drugiej strony dadzą minimalny składnik energii sprężystej objętościowej wnoszony przez poszukiwane naprężenie prowadzące do obserwowanych czasów przejścia, przy zachowaniu równowagi naprężeń lub równowagi momentów, to zależności (90) trzeba zastąpić zależnościami:

$$\sum_{i=1}^n \sigma_i^2 = \min \quad (91a)$$

$$\sum_{i=1}^n (x_i \cdot \sigma_i^2) = \min \quad (91b)$$

Poszukiwane są zatem takie współczynniki Q_1 i a w równaniu (89), aby spełnione były warunki (91). Warunek (91a) przekształcić można zgodnie z zasadami

poszukiwania ekstremum do postaci:

$$\frac{\partial}{\partial Q_1} \left[\sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \right] = 2 \sum_{i=1}^n \left[\sigma_i \cdot \frac{\partial \sigma_i}{\partial Q_1} \right] = 0 \quad (92a)$$

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\sum_{i=1}^n \sigma_i^2 \right] = 2 \sum_{i=1}^n \left[\sigma_i \cdot \frac{\partial \sigma_i}{\partial \alpha} \right] = 0 \quad (92b)$$

Otrzymamy wtedy układ dwóch następujących równań:

$$Q_1 \sum_{i=1}^n \frac{1}{(t_{11i} \cdot \beta_{11i})^2} + a \sum_{i=1}^n \frac{t_{13i}}{(t_{11i} \cdot \beta_{11i})^2} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{t_{11i} \cdot (\beta_{11i})^2} \quad (93a)$$

$$Q_1 \sum_{i=1}^n \frac{t_{13i}}{(t_{11i} \cdot \beta_{11i})^2} + a \sum_{i=1}^n \frac{(t_{13i})^2}{(t_{11i} \cdot \beta_{11i})^2} = \sum_{i=1}^n \frac{t_{13i}}{t_{11i} \cdot (\beta_{11i})^2} \quad (93b)$$

Przyjmując jako punkt wyjścia równanie (91b) i różniczkując je po podstawieniu zależności (89) pierwszy raz po Q_1 , drugi raz po a , otrzymamy w wyniku zależności:

$$Q_1 \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{(t_{11i} \cdot \beta_{11i})^2} + a \sum_{i=1}^n \frac{x_i \cdot t_{13i}}{(t_{11i} \cdot \beta_{11i})^2} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{t_{11i} \cdot (\beta_{11i})^2} \quad (94a)$$

$$Q_1 \sum_{i=1}^n \frac{x_i \cdot t_{13i}}{(t_{11i} \cdot \beta_{11i})^2} + a \sum_{i=1}^n \frac{x_i \cdot (t_{13i})^2}{(t_{11i} \cdot \beta_{11i})^2} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i \cdot t_{13i}}{t_{11i} \cdot (\beta_{11i})^2} \quad (94b)$$

Jeżeli teraz zmierzone zostaną rozkłady czasów przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych np. jak w płycie stalowej z poprzedniego rozdziału po nałożeniu napoiny i jeżeli rozkłady tych czasów wyglądają jak rozkłady czasów po nałożeniu napoiny z rys. 37 na str. 87, to równań (93) i (94) można użyć do wyznaczenia składowej naprężenia działającej w kierunku θx_1 . Nie potrzebna jest wtedy znajomość wartości tych czasów przejścia przed nałożeniem napoiny.

Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 42. Przebieg tych naprężeń wykazuje podobieństwo z przebiegiem składowej naprężenia równoległej do osi napoiny, otrzymanym ze zmierzonych zmian czasów przejścia przed i po ułożeniu napoiny, prezentowanym na rys. 35 na stronie 83.

Dla warunku minimum naprężeń otrzymano wartości:

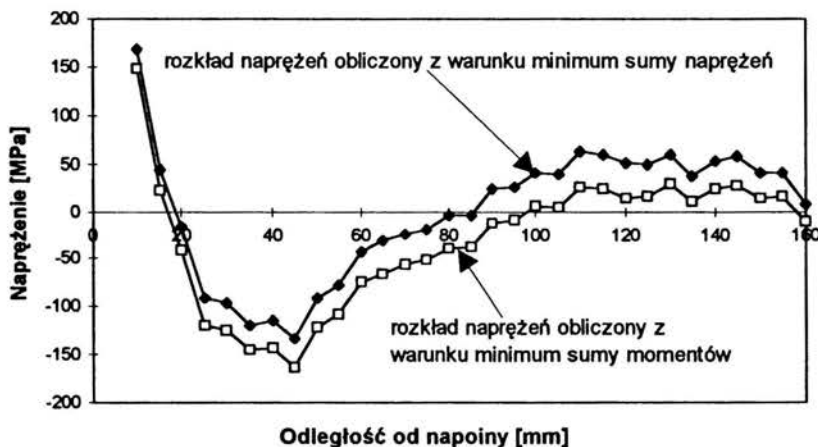
$$Q_1 = 19621 \text{ ns}, \quad a = 0,411$$

Dla warunku minimum momentów:

$$Q_1 = 22986 \text{ ns}, \quad a = 0,310$$

Zbieżność wyników rozkładów naprężeń otrzymanych z dwóch niezależnych warunków i z wynikiem otrzymanym na podstawie różnic czasów przejścia przed i po

nałożeniu napoiny potwierdza prawidłowości rozumowania dla rozpatrywanego przypadku.



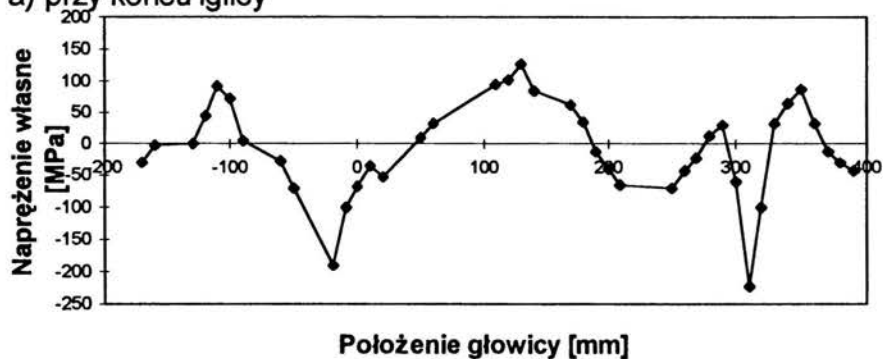
Rys. 40 Rozkład składowej naprężenia równoległej do linii napoiny wyznaczony z warunków minimum sumy jego kwadratów naprężeń i minimum sumy kwadratów momentów.

4.3 Badania naprężeń własnych w kształtowniku stalowym

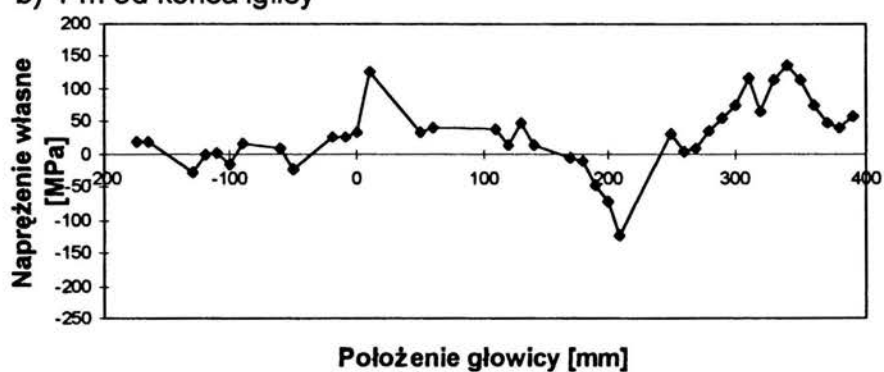
Zbadano rozkłady składowej wzdłużnej naprężenia własnego wzdłuż stalowego profilu walcowanego wykorzystując technikę pomiaru czasu przejścia podpowierzchniowych fal podłużnych i poprzecznych według procedury stosowanej w ultradźwiękowym mierniku naprężeń DEBRO-30 do wyznaczania naprężeń własnych w szynach kolejowych. Profilem tym był odcinek o długości 9 m walcowanego i prostowanego na prostownicy rolkowej profilu iglicy rozjazdu kolejowego. Zagadnienie wzajemnych relacji prędkości różnych rodzajów fal w tym profilu było już poruszane w rozdziale 4.4.

Wyznaczono rozkłady naprężeń na powierzchni iglicy w trzech obszarach: przy końcu iglicy (koniec iglicy pokrywał się z końcem głowicy ultradźwiękowej), 1 m od końca i w środku długości profilu tj. ok. 4,5 m od obu końców profilu.

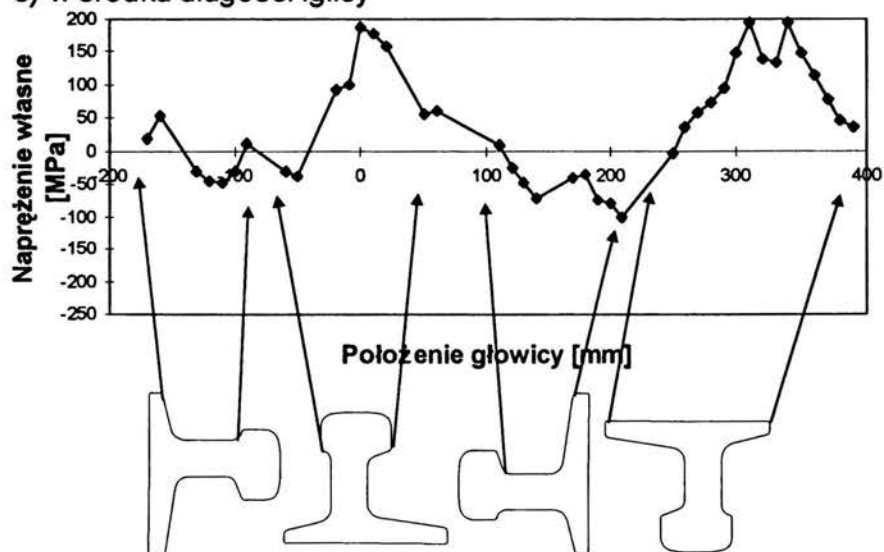
a) przy końcu iglicy



b) 1 m od końca iglicy



c) w środku długości iglicy



Rys. 41 Rozkłady naprężeń własnych w różnych przekrojach profilu iglicy rozjazdu kolejowego.

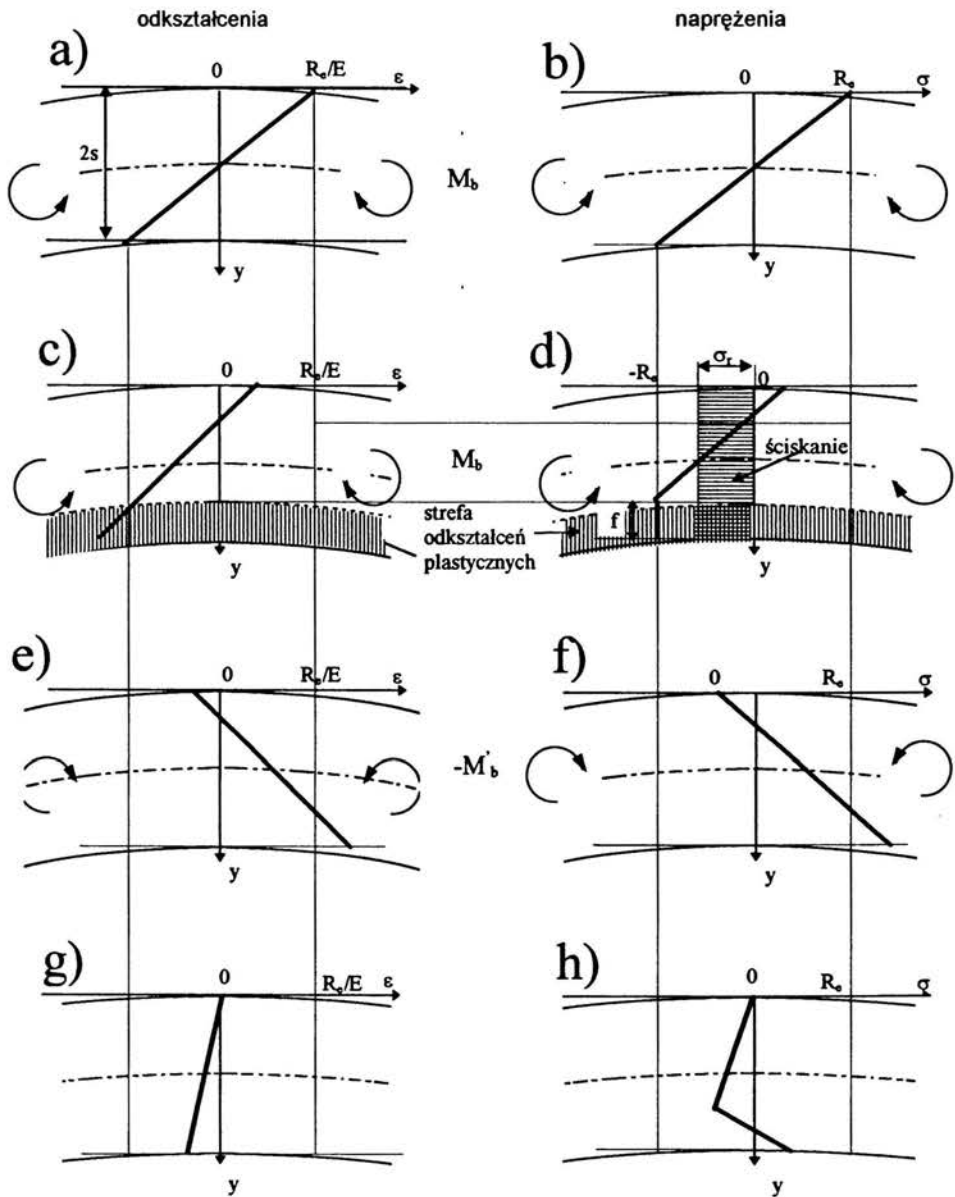
Na rys. 41 przedstawiono otrzymane wyniki. Przy końcu iglicy na powierzchni główki otrzymano naprężenia ściskające, w szyjce naprężenia rozciągające a na spodzie stopki zarówno naprężenia rozciągające jak i ściskające (rys. 41 a). Na dolnej powierzchni stopki otrzymano w okolicach środka stopki minimum naprężeń. Już w odległości 1 m od końca rozkład naprężeń ulega jakościowej zmianie: w główce i stopce pojawiają się naprężenia rozciągające przy zmniejszeniu wartości naprężeń w pozostałych obszarach. Przesuwając strefę pomiaru dalej w kierunku środka długości kształtownika otrzymujemy rozkłady jak na rys. 41c: naprężenia rozciągające w główce i stopce i naprężenie ściskające w szyjce. Przedstawione prawidłowości rozkładów naprężeń stwierdzono w dwunastu sztukach zbadanych profilów iglic, pochodzących z dwóch różnych wytopów. Stanowią one typowy rozkład naprężeń w prostowanym prostownicą rolkową kształtowniku stalowym. Podobne zmiany naprężeń własnych stwierdzono w szynach kolejowych, potwierdzając to również metodami niszczącymi [59].

4.3.1 Model naprężeń własnych w prostowanym profilu stalowym

Prezentowane w rozdziale 4.3 wyniki pomiarów naprężeń własnych w profilu walcowanym nie znajdują w literaturze wystarczającej interpretacji, choćby przy użyciu jakiegoś prostego modelu, który wyjaśniłby, lub przynajmniej opisywał, powstanie wyznaczonego doświadczalnie stanu naprężeń. Jest to jedna z przyczyn słabego wykorzystania technik wyznaczania naprężeń własnych. Naprężenia własne w szynach mierzone są już od kilkunastu lat, w tym również metodami ultradźwiękowymi. Mimo to trudno jest znaleźć w literaturze wyjaśnienie charakterystycznego rozkładu naprężeń wzdłuż wysokości szyny lub iglicy, jaki otrzymuje się po przejściu kształtownika przez prostownicę rolkową.

Poniżej przedstawiono prosty model tworzenia się takiego rozkładu.

Rozważania będą prowadzone dla materiału o jednorodnych własnościach sprężysto-plastycznych, bez początkowych naprężeń własnych, przy założeniu, że na materiał działała jedynie składowa wzdłużna naprężeń (upraszcza to warunek plastyczności). Przyjęto, że pozostałe składowe naprężenia są równe zero. Rozumowanie wzorowane jest zatem ściśle na modelu przedstawionym na rys.1 (str. 10).



Rys.42 Rozkłady odkształceń i naprężeń przy gięciu momentem gnącym M_b z rozciąganiem naprężeniem rozciągającym σ_r .

Dla uproszczenia obrazu założono sprężysto-plastyczny model materiału bez umocnienia. Przyjęto również, że granica plastyczności przy rozciąganiu jest równa granicy plastyczności przy ściskaniu.

Założmy, że na naprężenie pochodzące od momentu gnącego M_b , tak jak w przypadku modelu przedstawionego na rys.1, zostanie nałożone jednorodne naprężenie ściskające. Przyjęto dla przejrzystości rozumowania, taką wartość momentu, aby we włóknach zewnętrznych tj. położonych blisko powierzchni granicznej próbki, otrzymać naprężenie równe granicy plastyczności. Poza momentem gnącym przedstawionym na rys.42b przyłożono dodatkowo jednorodne naprężenie ściskające σ_r i otrzymano rozkład naprężeń jak na rys.42d. Odpowiadający im rozkład odkształceń przedstawiono na rys.42c.

Strefa odkształceń plastycznych obejmuje wtedy zakreskowany pionowymi liniami obszar na rys.42d. Ponieważ przyjęto model materiału bez umocnienia, w strefie plastycznej panuje stałe naprężenie równe granicy plastyczności.

Głębokość strefy uplastycznionej (zakreskowanej pionowymi liniami - rys 42d) można obliczyć ze wzoru:

$$f = s \cdot \left(1 - \frac{\sigma_r}{R_e} \right) \quad (95)$$

Zdjęcie obciążenia spowoduje wydłużenie i wyprostowanie się belki. Takie samo wydłużenie i wyprostowanie się można osiągnąć przykładając do belki naprężenie rozciągające σ_{odc} o wartości:

$$\sigma_{odc} = \int_{-s}^s \sigma \cdot dy \quad (96)$$

i moment gnący $-M'_b$ o wartości:

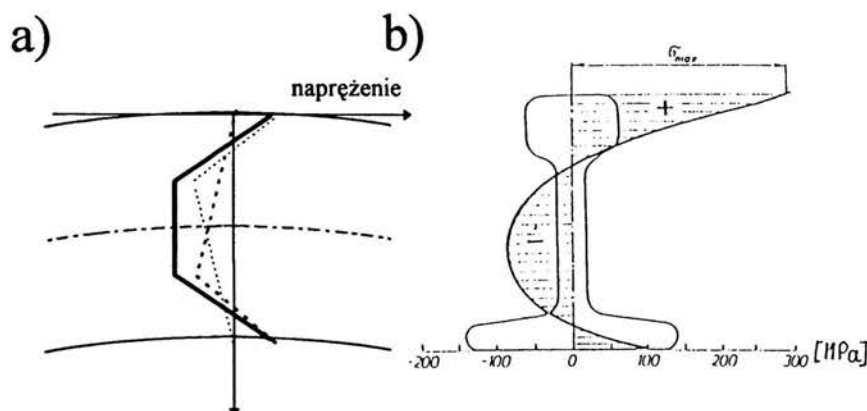
$$M'_b = \int_{-s}^s y \cdot \sigma \cdot dy \quad (97)$$

Naprężenia i odkształcenia z nimi związane przedstawiono na rys. 42e i rys 42f.

Naprężenia i odkształcenia własne pozostałe po odciążeniu (będące sumą wszystkich naprężeń) przedstawione są odpowiednio na rys 42g i rys 42h.

W przypadku ponownego obciążenia belki takim samym naprężeniem ściskającym i momentem gnącym przeciwnego znaku (przeięcie belki w przeciwną stronę) całe rozumowanie może być łatwo powtórzone (strefa odkształceń plastycznych obejmować będzie wtedy pas belki leżący po przeciwnej strony płaszczyzny obojętnej). Naprężenie własne uwzględnić trzeba wtedy jako istniejące w belce (profilu) dodatkowe obciążenie.

W rezultacie już po dwukrotnym przegięciu np. na rolkach maszyny prostowniczej stan naprężeń własnych będzie sumą naprężeń własnych po pierwszym przegięciu i naprężeń własnych powstałych po drugim przegięciu, zorientowanych przeciwnie. Rozkład naprężeń przybierze wtedy kształt litery C podobnie jak zmierzony rozkład naprężeń w prostowanej na prostownicy rolkowej szynie kolejowej (rys.42a i b).



Rys. 43 Rozkłady wzdłużnych naprężeń własnych:

- a) w modelu dwukrotnie przeginanej belki z towarzyszeniem naprężeń ściskających (liniami przerywanymi oznaczono przebieg naprężeń własnych po pojedynczych przegięciach, linią ciągłą sumaryczny rozkład naprężeń).
 b) zmierzony techniką ultradźwiękową rozkład naprężeń w szynie kolejowej.

4.4 Badanie naprężeń własnych w odkuwkach cylindrycznych

Odkuwki cylindryczne, szczególnie te wykorzystane jako elementy wirujące jak na przykład wały napędowe, powinny charakteryzować się wysoką stabilnością kształtu. Brak tej stabilności, tzn. odkształcenie wału w czasie pracy, może prowadzić do powstania sił niszczących łożyskowanie. Jedną z przyczyn utraty stabilności geometrycznej może być uwalnianie się naprężeń własnych na skutek wibracji i dynamicznych obciążeń.

Jeżeli rozkład naprężeń własnych w wale ma charakter kołowo symetryczny, to ewentualne ich uwolnienie nie doprowadzi do zmian geometrii i w konsekwencji wyważenia wału. Kryterium poprawności technologii produkcji wału z punktu widzenia naprężeń własnych, jest więc nie tylko ich wartość, ale przede wszystkim zachowanie warunku kołowo symetrycznego ich rozkładu. Warunek symetrii kołowej rozkładu

naprężeń w odkuwce jest punktem wyjścia rozważań na temat dopuszczalnych naprężeń własnych.

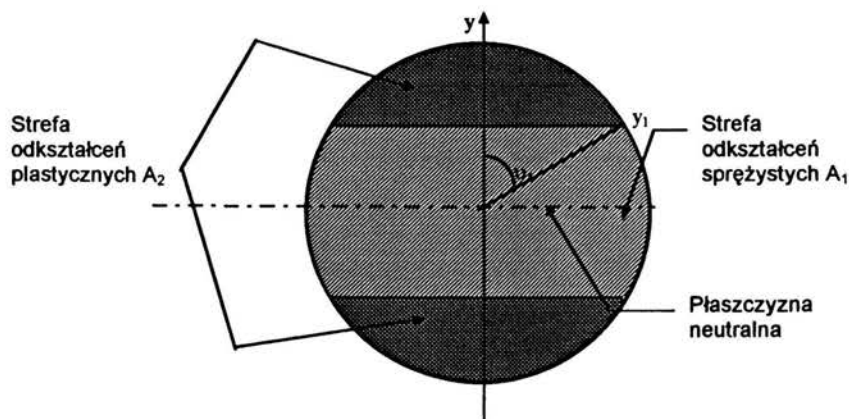
Zachowanie równomierności rozkładu temperatury na obwodzie wału (odkuwki cylindrycznej) w czasie wygrzewania i chłodzenia powinno prowadzić do powstania pól naprężeń własnych o własnościach kołowo symetrycznych.

Stosowane powszechnie prostowanie na gorąco nie prowadzi do powstania znaczących naprężeń własnych. Dzieje się tak dlatego, że w podwyższonych temperaturach granica plastyczności jest niska, a dodatkowo intensywnie zachodzą procesy rekrytalizacji. Przeciwnie, prostowanie na zimno (poniżej temperatury rekrytalizacji) może wprowadzać naprężenia własne, które w istotny sposób wpływają na zachowania się elementu podczas eksploatacji. Pola naprężeń własnych powstające w wyniku niejednorodnych odkształceń plastycznych wprowadzanych przy zginaniu na zimno mają charakterystyczne kształty i można je opisać analitycznie korzystając z modelu przedstawionego w rozdziale 2.

Odształcony w wyniku zginania czystym momentem zginającym przekrój wału po przekroczeniu w warstwach skrajnych progu plastycznego płynięcia można podzielić na dwie strefy (rys.44).

1. Strefę odkształceń sprężystych,
2. Strefę odkształceń plastycznych.

Dla przejrzystości przyjęto w rozważaniach model materiału bez umocnienia



Rys. 44 Rozmieszczenie stref odkształceń sprężystych i plastycznych w przekroju zgiętego wału.

Moment gnący M_g , wywołujący odkształcenie plastyczne, spowoduje wykrzywienie wału do krzywizny $1/\rho$ określonej wzorem wynikającym z elementarnych zależności przy zginaniu [64]:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\varepsilon}{y} \quad (98)$$

gdzie: ρ - promień krzywizny,
 ε - odkształcenie liniowe,
 y - odległość od płaszczyzny obojętnej

Dla obszaru odkształceń sprężystych moment gnący w całym przekroju można wyrazić całką:

$$M_1 = \int_{A_1} y \cdot \sigma \cdot dA = \frac{E}{\rho} \int_{A_1} y^2 \cdot dA \quad \left(\sigma = E \cdot \varepsilon = E \cdot \frac{y}{\rho} \right) \quad (99)$$

gdzie: E - moduł sprężystości podłużnej

Ostatecznie składową M_1 momentu oblicza się ze wzoru:

$$M_1 = \frac{E}{\rho} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \vartheta_1 \cdot R^4 - \frac{1}{4} \cdot \sin 2 \cdot \vartheta_1 \cdot R^4 + y_1^4 \cdot \operatorname{ctg} \vartheta_1 \right) \quad (100)$$

Moment w strefie uplastycznienia M_2 oblicza się z zależności:

$$M_2 = 2 \cdot \int_{A_1} y \cdot \sigma_s \cdot dA = 2 \cdot \sigma_s \cdot \int_{A_1} y \cdot dA \quad (101)$$

Po wykonaniu całkowań otrzymuje się:

$$M_2 = \frac{4}{3} \cdot \sigma_s \cdot \left(R^3 \cdot \cos \vartheta_1 - y_1^3 \cdot \operatorname{ctg} \vartheta_1 \right) \quad (102)$$

Suma momentów $-(M_1 + M_2)$ określa zmniejszenie się krzywizny wału spowodowane jego odciążeniem (zmniejszeniem momentu gnącego M_g do zera). Krzywizna ρ_K , która pozostanie w wale po ustąpieniu momentu gnącego będzie wyrażona wzorem:

$$\frac{1}{\rho_K} = \frac{1}{\rho} - \frac{(M_1 + M_2)}{E \cdot I_z} \quad (103)$$

gdzie: I_z - moment bezwładności

Naprężenie własne wzdłuż osi y można przedstawić prostymi zależnościami:

$$y \in (-y_1, y_1) \Rightarrow \sigma_w = y \cdot \left(\frac{1}{\rho} - \frac{(M_1 + M_2)}{I_z} \right)$$

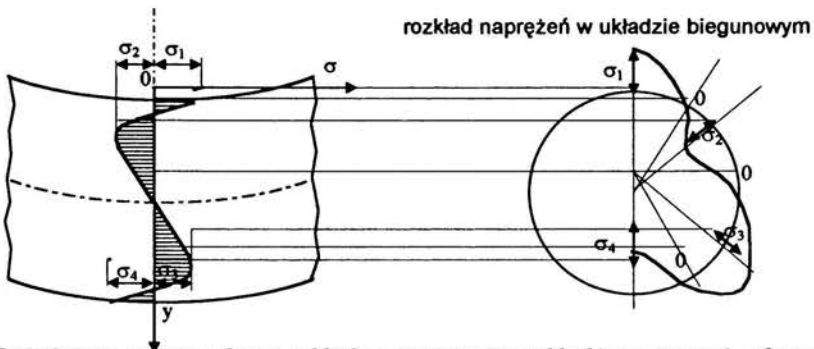
$$y \in (-R, -y_1) \vee (y_1, R) \Rightarrow \sigma_w = \frac{y}{|y|} \sigma_* - y \cdot \frac{M_1 + M_2}{I_z}$$
(104)

Jeżeli krzywiznę wału zdefiniujemy jako odwrotność jego promienia krzywizny, to rozkłady naprężeń własnych można opisać jako funkcje krzywizny ($1/\rho$) wywołanej momentem gnącym M_g i krzywizny wału ($1/\rho_K$) będącej krzywizną trwałą, wywołaną odkształceniem plastycznym:

$$y \in (-y_1, y_1) \Rightarrow \sigma_w = y \cdot E \cdot \left(\frac{1}{\rho_K} \right)$$

$$y \in (-R, -y_1) \vee (y_1, R) \Rightarrow \sigma_w = \frac{y}{|y|} \sigma_* - y \cdot E \cdot \left(\frac{1}{\rho_K} - \frac{1}{\rho} \right)$$
(105)

Po lewej stronie rys.45 przedstawiono rozkład naprężeń otrzymany w modelu przedstawionym na rys.1, natomiast po prawej stronie odpowiadający mu rozkład naprężeń w układzie biegunowym (dokładniej - połówkę tego rozkładu). Pełen rozkład naprężeń w układzie biegunowym ma charakterystyczny kształt trójlistnej koniczynki.



Rys.45 Przejście z ortogonalnego układu prezentacji rozkładów naprężeń własnych w zginanej belce na układ biegunowy odpowiadający pomiarom w giętych na zimno wałach.

Podobne rozkłady wzdłużnych naprężeń własnych otrzymuje się na obwodzie zginanych na zimno odkuwek wałów. Przykład takiego rozkładu został przedstawiony na rys.46. Rozkład ten otrzymany został za pomocą ultradźwiękowego aparatu do pomiaru naprężeń z wykorzystaniem fal podpowierzchniowych. Podane wartości są

średnimi wartościami naprężeń na odcinku około 200 mm w strefie przypowierzchniowej.

Przedstawiony model pozwala na obliczenie promienia krzywizny odkuwki po uwolnieniu naprężenia do określonego poziomu. Można więc oceniać stopień niewyważenia wału po utracie jego prostości na skutek odprężenia w czasie eksploatacji.

Opisane w tym rozdziale wyniki zostały wykorzystane do oceny stabilności kształtu odkuwek cylindrycznych na napędowe przeznaczonych na wały okrętowe, a także do sformułowania kryterium o dopuszczalnych różnicach naprężeń własnych w tych odkuwkach [69].



Rys.46 Obwodowy rozkład naprężeń wzdłużnych wyznaczonych metodą ultradźwiękową w prostowanym na zimno wale [69].

5. Wnioski

1. Dla badanych gatunków stali (18G2A i St3S) potwierdzono słabą zależność współczynnika elastoakustycznego od temperatury w zakresie temperatur otoczenia. W procedurach wyznaczania naprężenia poprawki wynikające z tej zależności są zanedbywalne. W technice ultradźwiękowych pomiarów naprężeń wprowadzanie poprawki temperaturowej współczynnika elastoakustycznego przy pomiarach w ograniczonym zakresie temperatur nie jest konieczne.

2. W stalowych profilach, których materiał ma anizotropowe własności sprężyste o symetrii ortorombowej, związki między składowymi tensora Hooke'a lub kwadratami prędkości rozchodzenia się płaskich liniowo spolaryzowanych fal ultradźwiękowych, propagujących się i spolaryzowanych w kierunkach głównych anizotropii, można opisywać zależnościami liniowymi.

3. Technika ultradźwiękowa stwarza możliwości wyznaczenia wszystkich trzech składowych płaskiego stanu naprężeń w blachach stalowych. Informacje te można uzyskać z pomiarów czasu przejścia liniowo spolaryzowanej fali poprzecznej. Należy wyznaczyć czasy przejścia dla takich kątów pomiędzy kierunkiem polaryzacji a kierunkiem odniesienia (np. kierunkiem walcowania), przy których czasy przejścia uzyskują wartości ekstremalne zarówno w stanie naprężonym jak i pozbawionym naprężeń. Możliwości te ujawniono dzięki temu, że w pracy nie ograniczono się do opisu zjawiska elastoakustycznego równaniami liniowymi (ze względu na prędkość rozchodzenia się fal ultradźwiękowych), lecz zjawisko to opisywano równaniami stopnia drugiego.

4. Zastosowanie fal podpowierzchniowych do pomiarów zmian naprężeń w płytach stalowych, o których można powiedzieć, że panuje w nich płaski stan naprężeń, daje wyniki zgodne z wynikami uzyskanymi przy wykorzystaniu fal objętościowych rozchodzących się w kierunku grubości płyty.

5. Metoda ultradźwiękowa może być skutecznym narzędziem kontroli odprężania elementów stalowych. Czas przejścia podpowierzchniowych fal poprzecznych rozchodzących się w szynie kolejowej okazały się niezwykle czułym indykatozem zmian własności sprężystych wywołanych odprężaniem termicznym. Zmiany czasu przejścia fal podłużnych mogą być natomiast miarą uwalnianych naprężeń własnych.

6. Wykorzystanie warunków równowagi naprężeń może posłużyć do wyznaczenia z pomiarów ultradźwiękowych pola naprężeń własnych lub do obliczenia stałych potrzebnych do wyskalowania ultradźwiękowego przyrządu pomiarowego do wyznaczania naprężeń. Umożliwia to rezygnację ze wzorców materiału bez naprężeń, które to wzorce są kosztownym i najbardziej kłopotliwym elementem procedury pomiarowej.

7. Proste modele naprężeń własnych, takie jak model tworzenia się ich w zginanej belce, mogą służyć do opisu tworzenia się naprężeń własnych w przypadkach bardziej skomplikowanych, np. w przypadku prostowania szyny kolejowej na prostownicy rolkowej. Dają one jakościową zgodność przewidywanych teoretycznie zależności naprężenia od współrzędnych przestrzennych - z wynikami doświadczeń. Należy podkreślić, że ultradźwiękowa metoda wyznaczania naprężeń jest atrakcyjnym narzędziem, niezwykle przydatnym do badania i weryfikacji takich modeli. Niewątpliwie znaczenie ma tu nieniszczący charakter metody i możliwość pomiarów tego samego obiektu w różnych stanach.

8. Pomiary naprężeń własnych metodą ultradźwiękową w strefie przypowierzchniowej odkuwek cylindrycznych są w stanie wykazać obecność obszarów, w których odkuwka mogła być poddana prostowaniu na zimno. Może to służyć eliminowaniu odkuwek, które w czasie eksploatacji na skutek relaksacji naprężeń mogłyby ulec niedopuszczalnym odkształceniom.

6. LITERATURA

- [1] Timoshenko S., Goodier J.N.
Teoria sprężystości.
Wydawnictwo „Arkady” Warszawa 1962, str.20
- [2] Tietz H.-D.
Grundlagen der Eigenspannungen.
VEB Deutscher Verlag, Leipzig 1982 str.16.
- [3] Birger N.A.
Ostatocnyje napriazhenija.
Maszgizdat, Moskwa 1963.
- [4] Senczyk D.
Dyfraktometria rentgenowska w badaniach stanów naprężenia i własności sprężystych materiałów polikrystalicznych.
Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej, Poznań 1995. str.15
- [5] Erbel S., Kuczyński K., Marciniak Z.
Obróbka plastyczna na zimno.
PWN, Warszawa 1977. str 78.
- [6] Poradnik Inżyniera. Obróbka cieplna stopów żelaza.
PWN, Warszawa 1977. str.59.
- [7] Zinn W., Scholtes B.
Eigenspannungen bei Schadensfällen bewerten.
Materialprüfung 37 (1995) 7-8. str. 296.
- [8] Ignberg L.
Residual makrostresses in thin strip production.
Mat. Swedish Symposium on Residual Stresses, Sunne, Sweden, March 30-April 2, 1987, Torsten Ericsson, Linköping Institute of Technology and Jens Bergström, Uddeholms AB. str.33.
- [9] Oringer O., Orkisz J. and Świdorski Z. (eds.)
Residual Stress in Rails.
Kulwer Academic Publishers, Dordrecht/ Boston/London 1992.
- [10] Edel K.-O., Hintze H.
Diagnose überbremster Eisenbahn-Vollräder.
Materialprüfung 33, (1991) 4. str.92.
- [11] Deputat J., Osuch K., Kunnes W.
Untersuchung der Eigenspannungsänderungen in Eisenbahn-Vollrädern nach Bremsungen.
ZEVD+DET Glas. Ann. 115 (1991) Nr.7/8 Juli/ August.

- [12] Deputat J.
Naprężenia własne i pęknięcie kół monoblokowych.
Problemy Kolejnictwa. Zeszyt 110. Centrum Naukowo-Techniczne Kolejnictwa.
Warszawa 1992.
- [13] Deutsche Bahn, Konzernrichtlinie 907.0801
Zerstörungsfrei Prüfung ; Ermittlung von Eigenspannungen im Radkranz von
Vollräder mit Ultraschall. 1.10.1996.
- [14] Deputat J., Adamski M., Goljasz J., Kalisiewicz J.
Ultrasonic technique for investigation of residual stresses in cylindrical forgings.
Engng. Trans. 41,1, 1993. str. 61-76
- [15] Adamski M.
Źródła i znaczenie naprężeń własnych.
Mat. Seminaryjne „Ultradźwiękowe Badania Materiałów”, Zakopane 1997.
- [16] Adamski M.
Wykorzystanie defektoskopii i tensometrii ultradźwiękowej do kreslenia trwałości
kolumn pras hydraulicznych.
Mechanik Nr 9-10/1990. str 315.
- [17] Bjorhovde R., Brozzetti J., Alpsten G.A., Tall L.
Residual stresses in thick Welded Plates.
Welding Research Supplement. August 1972. str.392.
- [18] Lüthi T.
Beitrag zur Ermittlung von Eigenspannungen mit Ultraschall. Anwendung auf
Schweissnähte.
Bericht Nr.219. Eidgenössische Materialprüfung und Forschungsanstalt Dübendorf
1990.
- [19] Deputat J.
Własności i wykorzystanie zjawiska elastoakustycznego do pomiaru naprężeń
własnych.
Prace IPPT, 28/1987 Warszawa.
- [20] Deputat J.
Nieniszczące metody badania własności materiałów.
Biuro Gamma. Warszawa 1997.
- [21] Piech T.
Barkhausen-Erscheinung in technischen Anwendungen (w druku).
- [22] Augustyniak B.
Nowe osiągnięcia w badaniach nad zastosowaniem efektu Barkhausena do oceny
naprężeń własnych.
Badania Nieniszczące, Nr 5, 1997. str 17.

- [23] Hughes D.A., Kelly G.S.
Second Order Elastic Deformation of Solids.
Phys. Rev. 92,1953, str 1145.
- [24] Bobrenko W.M., Kucenko A.N., Šeremetikov A.C.
Akustičeskaja tenzometrija. I. Fizičeskije osnovy.
Defektoskopija, 1980, Nr 2 str. 70
- [25] Deputat J. i inni
Nieniszczące badania naprężeń własnych w kolejowych kołach monoblokowych.
Mat. 16 Kraj. Konf. Badań Nieniszczących, KBN, Szczecin 1987. str. 74.
- [26] Deputat J.
Application of the Acoustoelastic Effect in Measurements of Residual Stresses.
Archives of Acoustics 15,1-2, (1990). str. 69-92.
- [27] Johnson G.C., Dike J.J.
Complete Evaluation of Residual Stress States using Acoustoelasticity.
Rev. of Progr. in Quantit. NDE. Vol &B, New York and London 1988, Plenum Press 1988. str.1391.
- [28] Wdrożenie techniki ultradźwiękowej do pomiaru naprężeń w budowlanych konstrukcjach stalowych.
Projekt A 11.1 Mostostal- Projekt ul.Krucza 20/22 Warszawa 1989.
- [29] Mott G.
Temperature dependence of ultrasonic parameters.
Rev. of Progr. in Quantit. NDE. Ed. by D.O.Thompson and D.E.Chimenti. Plenum Press, New York, Vol. 3B.1984. str. 1137.
- [30] Salama K., King C.K.
The effect of stress on the temperature dependence of ultrasonic velocity.
J.Appl. Phys. 51 (3), March 1980. str.1505.
- [31] Anderson W.L.
Effects of interaction between stress and temperature on ultrasound velocity.
Rev. of Progr. in Quantit. NDE. Ed. by D.O.Thompson and D.E. Chimenti. Plenum Press, New York and London, Vol. 8B.1982. str. 1879.
- [32] Kobori O., Iwashimizu Y.
Effects of stress and temperature on ultrasonic velocity.
Proceedings of the IUTAM Symposium on Elastic Waves and Ultrasonic Nondestructive Evaluation, University of Colorado, Boulder, Colorado, USA, July 30 - August 3, 1989.
- [33] Adamski M., Kalisiewicz J., Goljasz J.
Wpływ temperatury szyny na wynik pomiaru naprężeń własnych. (praca niepublikowana).

- [34] Coulomb P.
Tekstura w metalach o sieci regularnej.
PWN. Warszawa 1977.
- [35] Bunge H.-J.
Mathematische Methoden der Texturanalyse.
Akademie-Verlag. Berlin 1969.
- [36] Kittel C.
Wstęp do fizyki ciała stałego.
PWN Warszawa 1974. str.131.
- [37] Lord Arthur E. Jr.
Elastic Stiffness Coefficients of Iron from 77 to 673 K.
Journal of Applied Physics. Vol.36 Nr5 1965.
- [38] Roe R.J., Reigbaum W.R
Description of crystallite orientation in polycrystalline materials having fiber texture.
J.Chem. Phys. (1964) 40. str. 2608-2615.
- [39] Sayers C.M.
Ultrasonic velocities in anisotropic polycrystalline aggregates.
J. Phys. D., Appl. Phys., 15 (1982) str. 2157-2167.
- [40] Sayers C.M.
Texture independent determination of residual stress in polycrystalline aggregates using Rayleigh waves.
J. Phys. D., Appl. Phys., 17,1984, str.179.
- [41] Smith J.F. Li Y., Thompson R.B.
Averaging Techniques and Ultrasonic Pole Figures.
Rev. of Progr. in Quantit. NDE. Vol.7B. Plenum Press. New York and London 1988.
- [42] Hirao M., Hara N. , Fukuoka H. and Fujisawa K.
Ultrasonic monitoring of texture in rolled steel sheets.
J.Acoust.Soc.Am. 84(2), August 1988. str. 667
- [43] Clark A.V., Blessing G.V., Thompson R.B., Smith J.F.
Ultrasonic Method of Texture Monitoring and Charakterization of Formability of Rolled Aluminium Sheet.
Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation. Vol.7B. Plenum Press. New York and London 1988.
- [44] Clark A.V. i inni
Ultrasonic Measurement of Sheet Steel Texture and Formability: Comparison with Neutron Diffraction and Mechanical Measurements.
Res. Nondestr. Eval. (1990) Vol.2, No 4, str. 239-257.

- [45] Lewandowski J.
Maximum-entropy estimate of the orthorhombic texture from ultrasonic measurements.
Ultrasonics, 1995, Vol. 33, No3. str.61.
- [46] Adamski M., Lewandowski J.
Texture evaluation of a plate made of steel from ultrasonic measurements.
Mat. XLII OSA'95. Warszawa-Białowieża 12-15.09.1995.
- [47] Yan Liand R., Thompson B.
Effects of dispersion on the inference of metal texture from S_0 plate mode measurements. Part I. Evaluation of dispersion correction methods.
J.Acoust.Soc.Am.91(3), March 1992. str. 1298.
- [48] Bradfield G.
Strength, elasticity and ultrasonics.
Ultrasonics, July 1972. str 166
- [49] Adamski M.
O sposobach obliczeń naprężeń własnych w tensometrii ultradźwiękowej.
Mat. XIV Kraj. Konf. Badań Nieniszczących, Kiekrz, 2-4 X 1985, Instytut Techniczny Wojsk Lotniczych. str.13.
- [50] Allen D.R., Sayers C.M.
The measurements of residual stresses in textured steel using ultrasonic velocity combination technique.
Ultrasonic, July 1984, str. 184.
- [51] Lewandowski J.
Acoustic and dynamic properties of two-phase media with non-spherical inclusions.
Ultrasonics 1995. Vol 33. No 1 .str.61.
- [52] Wehr J.
Pomiary prędkości i tłumienia fal ultradźwiękowych.
PWN. Warszawa 1972.
- [53] Stańczyk W., Mizeski K., Deputat J.
Pomiary czasu przejścia fal ultradźwiękowych z nanosekundowa dokładnością.
Mat. XXX OSA. Gdańsk 1983. Wyd. PTA. t.II, str. 391
- [54] Brokowski A., Szelązek J.
Układ głowic ultradźwiękowych do pomiaru czasu przejścia impulsów fal ultradźwiękowych.
Pat. nr PL 166 109 B1 zdnia 27.06.1991. Nr zgłosz. 290830.
- [55] DEBRO-30. Manual I
Institute of Fundamental Technological Research, Polish Academy of Sciences,
Warszawa 1990.

- [56] Adamski M., Deputat J.
 Ultradźwiękowe pomiary naprężeń własnych w blachach.
 Mechanik 4/1983. str.215.
- [57] Adamski M.
 Kryterium minimalnej grubości w pomiarach czasu przejścia fal
 podpowierzchniowych.
 Mat. XIV Kraj. Konf. Badań Nieniszczących, Kiekrz, 2-4 X 1985, Instytut
 Techniczny Wojsk Lotniczych. str.11.
- [58] DEBRO Ultrasonic Stress Measurements.
 Materiały informacyjne Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN.
- [59] Utrata D.
 Stress measurements in Rail Using Ultrasonic -Based Nondestructive Methods and
 Strain Gage Hole Drilling.
 Association of American Railroads, Raport R-779, Chicago, June 1991.
- [60] Deputat J.
 Ultradźwiękowy przyrząd do badania anizotropii mechanicznej i naprężeń w
 elementach płasko-równoległych.
 Patemt PRL nr 99399.
- [61] DEBRO-30 Manual II,
 Institute of Fundamental Technological Research, Polish Academy of Sciences,
 Warszawa 1990.
- [62] Morawiecki M., Sadok L., Wosiek E.
 Teoretyczne podstawy technologicznych procesów przeróbki plstycznej.
 Wydawnictwo „Śląsk” Katowice 1977.
- [63] Raport ERRI D184/Rp
 Verlängerung der Lebensdauer von Weichen und Kreuzungen bei erhöhten
 Radsatzlasten und Fahrgeschwindigkeit. Beurteilung der Eogenspannungsverteilung
 an Zungen. (w druku).
- [64] Rżysko J.
 Statyka i wytrzymałość materiałów.
 PWN. Warszawa 1971.
- [65] Shaikh N., Steele C., Kino G.S.
 Acoustoelasticity: Scanning with shere waves.
 Prace Edward L. Ginzton Laboratory. Stanford University.
- [66] Clark A.V., Mignogna R.B.
 A comparasion of two theories of acoustoelasticity.
 Ultrasonics. September 1983.

- [67] Adamski M.
O pomiarach czasu przejścia fali poprzecznej w materiale naprężonym.
Mat. 15 Kraj. Konf. Badań Nieniszczących. Rynia 1-6.11.1986. IPPT PAN.
Warszawa 1986. str. 49.
- [68] Poradnik inżyniera. Spawalnictwo. t. I.
Wydawnictwa Naukowo-Techniczne. Warszawa 1983. str 173.
- [69] Adamski M., Deputat J.
Określenie dopuszczalnych odchyłeń jednorodnego pola naprężeń własnych
okrętowych wałów napędowych przy zastosowaniu badań ultradźwiękowych.
Raport dla PRS. Warszawa 1996. (nie publikowane)

