

2.22 — ultradźwiękowe badania nieriszczące

*Praca doktorska*

AWRUM LEWI

OCENA PARAMETRÓW  
PEKNEĆ POWIERZCHNIOWYCH  
METODĄ DYFRAKCJI  
FAL ULTRADŹWIEKOWYCH

33/1984

P. 269



WARSZAWA 1984

<http://rcin.org.pl>

Praca doktorska

Promotor doc.dr hab.Sz.Pilecki

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 26 lipca 1984 r.

56981



Pragnę podziękować Dyrekcji IPPT PAN, która przyjęła mnie, cudzoziemca, na studia doktoranckie, a także wszystkim pracownikom naukowym i technicznym ZAF, ZAE i ZBN, którzy pomogli mi radą i doświadczeniem podczas przygotowania mojej pracy doktorskiej.

Specjalne podziękowanie pragnę złożyć mojemu promotorowi doc.dr hab.Sz.Pileckiemu za szczególnie serdeczną opiekę.

A.Lewi



Na prawach rękopisu

---

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 150 egz. Ark.wyd. 6,4. Ark.druk. 9.

Oddano do drukarni w sierpniu 1984 r.

Nr zamówienia 523/84.

---

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,  
ul.Śniadeckich 8

Awram Lewi

Zakład Akustyki Fizycznej IPPT PAN  
WTU "A.Kynčew" - Ruse

OCENA PARAMETRÓW PĘKNIĘĆ POWIERZCHNIOWYCH  
METODĄ DYFRAKCJI FAL ULTRADŹWIĘKOWYCH

**Streszczenie**

Celem pracy jest kompleksowa analiza /doświadczalna i teoretyczna/ możliwości wykorzystania zjawiska dyfrakcji fal podpowierzchniowych w badaniach parametrów pęknięć powierzchniowych.

Przeanalizowano istniejące metody wyznaczania parametrów pęknięć powierzchniowych w różnych materiałach konstrukcyjnych i omówiono zalety metod ultradźwiękowych, zwłaszcza wykorzystujących zjawiska dyfrakcyjne. Analiza teoretyczna pola dyfrakcyjnego na krawędzi pęknięcia została wykorzystana do oceny optymalnych parametrów układu nadawczo-odbiorczego dla minimalizacji błędów pomiarowych.

W części doświadczalnej przedstawiono wyniki weryfikacyjnych badań eksperymentalnych próbek ze sztucznymi i naturalnymi pęknięciami. Uzyskane wyniki oceny głębokości i kąta nachylenia pęknięcia w pełni potwierdzają obliczenia teoretyczne.

## 1. Wprowadzenie

Pęknięcia powierzchniowe zajmują szczególnie ważne miejsce wśród wad materiałowych, przede wszystkim dlatego, gdyż przyczyny ich powstania mogą być związane nie tylko z odchyleniami od właściwych procesów technologicznych, lecz również z działaniem obciążeń eksploatacyjnych.

Dlatego wymiary powstałych pęknięć mogą stanowić podstawę do:

- a/ wyznaczania odporności materiałów na pękanie;
- b/ analizy warunków obróbki technologicznej;
- c/ oceny warunków eksploatacyjnych.

W związku z powyższym szczególnej wagi nabiera problem oceny parametrów pęknięć powierzchniowych.

Treść niniejszej pracy poświęcona jest udoskonaleniu jednej z najbardziej nowoczesnych metod oceny parametrów pęknięć powierzchniowych - metody dyfrakcji fal ultradźwiękowych.

Pracę można podzielić na trzy podstawowe części.

W części pierwszej /rozdział 2/ na podstawie literatury naświetlono aktualny stan problemu ze szczególnym uwzględnieniem możliwości wyznaczania rzeczywistej odporności materiałów na pękanie oraz omówiono różne metody pomiaru pęknięć powierzchniowych.

Z rozważań wynika, że metoda dyfrakcji fal ultradźwiękowych jest najbardziej przydatna przy ocenie parametrów pęknięć powierzchniowych, ponieważ ma bardzo ważne zalety - pozwala uniknąć wpływu wymiarów geometrycznych elementu, na którym pęknięcie występuje i zminimalizować wpływ lokalnej anizotropii własności materiału.

W części drugiej /rozdział 4/ opracowano dwa podstawowe zagadnienia teoretyczne:

- 1/ analizę charakterystyki kierunkowej głowicy na fale podpowierzchniowe /rozdział 4.2/, gdzie oryginalny dorobek autora stanowią wyprowadzone wzory aproksymacyjne /66/ 1 /70/, które umożliwiają teoretyczne wyznaczenie tej charakterystyki;
- 2/ analizę numeryczną zjawisk dyfrakcyjnych na krawędzi pęk-

nięcia. W tym zagadnieniu dorobek autora stanowią; optymalizacja układu pomiarowego: głowica nadawcza - krawędź pęknięcia /źródło fali ugiętej/ - głowica odbiorcza rozdział 4.3/ i uniwersalny program analizy numerycznej zjawisk dyfrakcyjnych /Załącznik 1/.

W części trzeciej /rozdział 5/ autor wyprowadził wzory na zależność zmian czasu przejścia fali dyfrakcyjnej od głębokości i kąta nachylenia pęknięcia. Następnie zostały omówione badania doświadczalne, które miały na celu zweryfikowanie prawdziwości wniosków teoretycznych uzyskanych w rozdziałach 4 i 5. Stwierdzono zgodność wyników rozważań teoretycznych i badań doświadczalnych.

Prostota proponowanej metodyki opartej na pomiarach zmian czasu przejścia ugiętej fali podpowierzchniowej oraz jej większa dokładność /w porównaniu z istniejącymi dotychczas/, przy spełnieniu podanych optymalnych warunków działania, stają się czynnikami, które umożliwiają postęp w udoskonalaniu metod oceny parametrów pęknięć powierzchniowych .

## 2. Aktualny stan zagadnienia

### 2.1. Pęknięcie powierzchniowe w świetle mechaniki pękania

Przed omówieniem zagadnienia, związanego z wyznaczaniem parametrów pęknięć powierzchniowych warto zastanowić się nad zakresem możliwości jego zastosowania w świetle mechaniki pękania.

Wadą elementu konstrukcyjnego określamy każde niedopuszczalne odchylenie jego kształtu lub struktury od stanu właściwego. Stąd możemy podzielić wady na geometryczne i strukturalne.

Pęknięcie powierzchniowe należy do grupy wad geometrycznych i jest jedną z najczęściej spotykanych wad, ponieważ może powstawać zarówno w procesach obróbki technologicznej jak i w czasie eksploatacji elementu.

Logiczną jest sugestią, że parametry pęknięcia decydują o możliwości użytkowania i przydatności elementu konstrukcyjnego, na którym występuje.

Każde pęknięcie powierzchniowe charakteryzuje się określonym wymiarem krytycznym, który ma fundamentalne znaczenie dla mechaniki pękania.

Szczegółowe omawianie podstaw mechaniki pękania nie leży w zakresie niniejszej pracy.

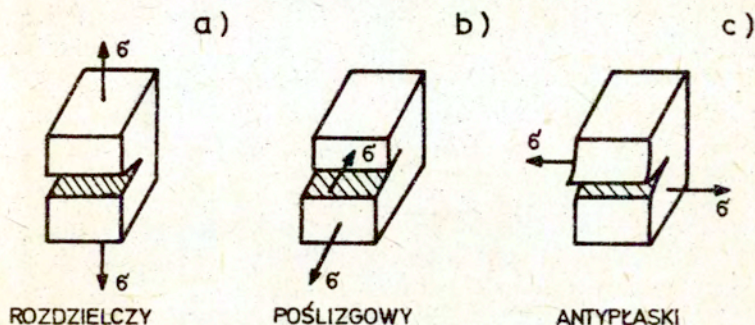
Uwzględniając wszakże fakt, że naświetlenie niektórych ogólnych aspektów mechaniki pękania ułatwi wyjaśnienie istoty problemu pomiarowego, poświęcimy mu nieco miejsca.

Jak wynika z analizy rozkładu naprężeń wokół pęknięcia [ 4, 5 ], zależność między naprężeniem w dowolnym punkcie w pobliżu wierzchołka pęknięcia eliptycznego a wymiarem długości pęknięcia  $a$  można wyrazić poprzez współczynnik intensywności naprężeń  $K_I$ ,

$$(1) \quad K_I = Y \sigma \sqrt{\pi a}$$

gdzie:  $\sigma$  - uśrednione naprężenie rozwierające pęknięcia,  
 $Y$  - stała, uzależniona od rozmiarów geometrycznych elementu i rodzaju odkształcenia pęknięcia /rys.1/.

Znane są trzy podstawowe rodzaje rozwierania szczeliny pęknięcia /rys.1/.



Rys.1. Trzy podstawowe rodzaje rozwierania pęknięcia /wg Sneddon/

Wartość  $K_I$ , przy której następuje zniszczenie elementu wskutek gwałtownej propagacji pęknięcia określana jest jako krytyczny współczynnik intensywności naprężeń -  $K_{Ic}$ .

W przypadku, kiedy w elemencie istnieje płaski stan odkształcenia, krytyczny współczynnik intensywności naprężeń jest stałą materiałową. Stała ta definiowana jest jako odporność na pękanie danego materiału -  $K_{Ic}$ .

Zadanie można odwrócić i wtedy danym  $K_{Ic}$  i  $\sigma$  odpowiada pewien krytyczny wymiar pęknięcia  $a_{kr}$ , który decyduje o możliwości dalszego gwałtownego rozwoju pęknięcia.

W przypadku najczęściej spotykanym, kiedy pęknięcie ma kształt półeliptyczny i istnieje płaski stan odkształcenia,  $a_{kr}$  wyraża się wzorem [6]

$$(2) \quad a_{kr} = \frac{Q K_{Ic}^2}{m_0 \pi \sigma^2}$$

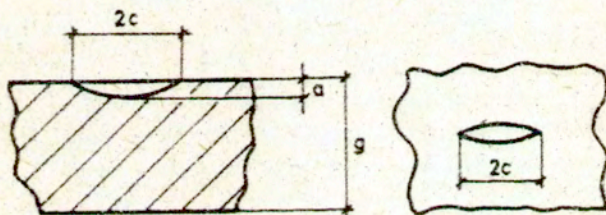
gdzie:  $m_0$  - stała, która w przypadku pęknięcia powierzchniowego równa się 1,21 ;  
 $Q$  - tzw. parametr kształtu pęknięcia pół-eliptycznego,

przy czym:

$$(3) \quad Q = \phi_0^2 - 0,212 \left( \frac{\sigma}{\sigma_{pl}} \right)^2$$

gdzie:  $c$  - wymiar długości pęknięcia /rys.2/;  
 $a$  - wymiar głębokości pęknięcia /rys.2/;

$\sigma_{pl}$  - granica plastyczności materiału;  
 $\phi_0 = \int_0^{\pi/2} \left[ 1 - \left( \frac{c^2 - a^2}{a^2} \right) \sin^2 \theta \right]^{1/2} d\theta$  - całka eliptyczna.



Rys.2. Pęknięcie elementu konstrukcyjnego z półeliptyczną szczeliną powierzchniową

Trzeba jednak podkreślić, że wzór (2) jest ważny tylko wtedy, kiedy występuje płaski stan odkształcenia, tzn. gdy spełnione są warunki

$$(4) \quad \left. \begin{matrix} a \\ W - 2c \\ g \end{matrix} \right\} \geq 2,5 \left( \frac{K_{I,II}}{\sigma_{pl}} \right)^2$$



gdzie:  $W^*$  - szerokość elementu ;  
 $g$  - grubość elementu.

W przypadku, gdy występuje płaski stan naprężenia, w (2) zamiast  $K_{Ic}$  występuje  $K_c$ .

Dla oceny  $K_c$  można wykorzystać empiryczny wzór Irwina [7]

$$(5) \quad K_c = K_{Ic} \sqrt{1 + 1,4 \beta^2}$$

gdzie: 
$$\beta = \frac{1}{g} \left( \frac{K_{Ic}}{\sigma_{pl}} \right)^2$$

Z czysto teoretycznego punktu widzenia wzór (2) nie uwzględnia nieliniowej zależności promienia strefy plastycznej istniejącej w okolicy wierzchołka szczeliny od obciążenia, a więc jest ważny tylko dla  $\sigma < 0,8\sigma_{pl}$

W przypadku gdy  $\sigma \geq 0,8\sigma_{pl}$  trzeba natomiast stosować nieliniową mechanikę pęknięcia, co wykracza poza zakres naszego krótkiego przeglądu.

Jak wynika z (2), (4) i (5), ocena głębokości pęknięcia jest jednym z decydujących czynników przy ocenie wytrzymałości. Jeżeli w elemencie występuje płaski stan odkształceń, to zgodnie z (2) jego wytrzymałość w przypadku pęknięcia półeliptycznego wynosi  $\sigma^*$ :

$$(6) \quad \sigma^* = K_{Ic} \sqrt{\frac{Q}{\pi m_0 a_i}}$$

gdzie:  $a_i$  - aktualny wymiar głębokości pęknięcia.

Z (6) widać, jakie znaczenie ma znajomość  $a_i$  dla oceny rzeczywistej wytrzymałości elementu w przypadku obciążenia stałego. Natomiast w przypadku obciążenia zmiennego prędkość

rozwoju pęknięcia opisuje się wzorem Parisa [ 8 ]

$$(7) \quad \frac{da}{dN} = C (\Delta K_1)^m$$

gdzie:  $C$  ,  $m$  - stałe, zależne od materiału i warunków obciążenia;

$N$  - liczba cykli obciążeń.

Całkując ( 7 ) otrzymuje się wzór Wilsona [ 9 ] na liczbę cykli  $N_K$  potrzebnych do wytworzenia pęknięcia o krytycznej głębokości  $a_{kr}$  .

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{l} N_K = \frac{2}{(m-2)CY^m\Delta\sigma^m} \left[ \frac{1}{a_i^{\frac{m-2}{2}}} - \frac{1}{a_{kr}^{\frac{m-2}{2}}} \right] \quad \text{dla } m \neq 2 \\ N_K = \frac{1}{CY^2\Delta\sigma^2} \ln \frac{a_{kr}}{a_i} \quad \text{dla } m = 2 \end{array} \right.$$

Ponieważ można ocenić  $a_{kr}$  z (2), więc wymiar aktualnej głębokości pęknięcia można wykorzystać do wyznaczenia liczby cykli pracy bezpiecznej.

W ten sposób wzór ( 8 ) daje możliwość oceny trwałości zmęczeniowej elementu.

Przykłady te nie wyczerpują wszystkich aspektów problemu zastosowania parametrów pęknięć powierzchniowych dla określenia rzeczywistej wytrzymałości elementów konstrukcyjnych, niemniej jednak dają pewien pogląd na to zagadnienie;

## 2.2. Klasyfikacja pęknięć powierzchniowych

W celu łatwiejszego zapoznania się z przedmiotem badań, zastosujemy pewną klasyfikację typów pęknięć:

Przedmiotem klasyfikacji jest:

- a/ sposób powstawania pęknięcia ;
- b/ miejsce powstawania pęknięcia;
- c/ kształt geometryczny pęknięcia.

Zgodnie z [10] rozróżniamy dwa podstawowe technologiczne sposoby powstawania pęknięć - gorący i zimny. A zatem mogą istnieć pęknięcia gorące, które są charakterystyczne dla stali i żeliwa białego. Najczęściej powstają one w odlewach w procesie krystalizacji.

Pęknięcia zimne mogą się pojawiać zarówno w procesie ochładzania, jak i obróbki mechanicznej. Przyczyną ich powstawania są naprężenia własne lub zewnętrzne /przy superpozycji z własnymi/.

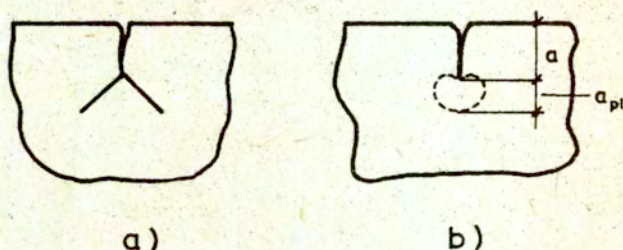
Według miejsca powstania można odróżnić pęknięcia zewnętrzne /tzw. powierzchniowe/ oraz pęknięcia wewnętrzne.

Oprócz tego klasyfikacja pęknięć według miejsca powstania wykonuje się i dla konkretnych przykładów. Na przykład norma uszkodzeń szyn kolejowych UIC 712 stosowana w krajach Europy Zachodniej i wprowadzona od roku 1960 w PKP [11], rozróżnia trzy podstawowe rodzaje pęknięć: poprzeczne, podłużne i promieniowe, przy czym osobno są wydzielone pęknięcia zmęczeniowe.

Geometryczny kształt pęknięć jest dodatkowym kryterium klasyfikacji. W zasadzie rozróżniamy pęknięcia prostopadłe i skośne /tzn. zorientowane pod kątem różniącym się od  $90^{\circ}$  względem powierzchni, na której pęknięcie występuje/.

Ciekawym zjawiskiem jest tzw. bifurkacja pęknięć. Polega ono na tym, że w procesie propagacji poczynając od pewnego punktu pęknięcie rozdwaja się, przy czym pojawiają się dwa nowe pęknięcia skośne /rys.3<sup>a</sup>/

Mechanizm tego zjawiska jest opisany w mechanice pęknięcia [55], dlatego nie będziemy się na nim szczegółowo zatrzymywać. Bifurkacja wynika z rozkładu naprężeń na wierzchołku pęknięcia /rys.3<sup>b</sup>/.



Hys.3. Propagacja pęknięć powierzchniowych: a/ bifurkacja, b/ strefa odkształcenia na wierzchołku pęknięcia

W pewnych warunkach sprzyjających /na przykład przy istnieniu lokalnej niejednorodności strukturalnej/ energia wytworzenia czterech nowych powierzchni okazuje się mniejsza niż energia potrzebna do kontynuowania propagacji pęknięcia macierzystego.

Trzy podstawowe aspekty klasyfikacyjne - sposób powstawania, miejsce powstawania oraz kształt geometryczny pęknięcia znalazły odzwierciedlenie w katalogu zaleconym przez Komisję Transportową RWPG [ 11 ]. Katalog wprowadza klasyfikację uszkodzeń szyn według trzycyfrowego systemu.

Każde uszkodzenie /a więc i pęknięcie/ jest oznaczane następująco: pierwsza liczba charakteryzuje rodzaj wady, druga - przyczynę powstawania, trzecia - miejsce wystąpienia /lokalizację/.

Na podstawie powyższego można przekonać się, że zasady klasyfikacyjne omówione wyżej znajdują szerokie zastosowanie w praktyce.

Należy zwłaszcza podkreślić, że ściśle przy tym odróżnia się pęknięcia zmęczeniowe od pęknięć technologicznych. W praktyce jednak różnicę tę można wykryć tylko przy analizie fraktograficznej przełomu, gdzie wyraźnie widać przebieg całego procesu propagacji pęknięcia.

### 2.3. Elektryczne i elektroindukcyjne metody pomiaru głębokości pęknięć

Obecny stan techniki pomiaru głębokości pęknięć powierzchniowych reprezentują trzy podstawowe grupy metod:

a/ metody elektryczne, oparte na zmianie potencjału pola elektrycznego wokół szczeliny;

b/ metody elektroizolacyjne, oparte na wykorzystaniu prądów wirowych;

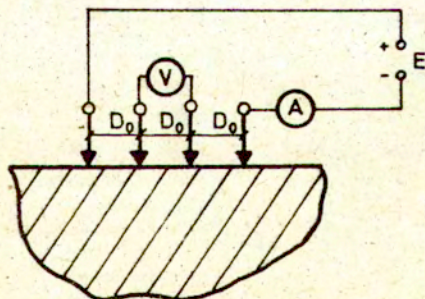
c/ metody ultradźwiękowe, które będą omówione w rozdziale 2.4.

#### Metody elektryczne

Metody, wchodzące w tę grupę znane są pod nazwą metody elektropotencjału. Jest to najdawniej znana grupa metod pomiaru głębokości pęknięć powierzchniowych. Podstawy teoretyczne tej grupy metod opracował po raz pierwszy A.Trost [12] w 1944r zaś eksperymentalnie były one rozwinięte w latach pięćdziesiątych [13].

Zasada ich działania polega na analizie zmian kształtu pola elektrycznego wokół niejednorodności dielektrycznej w ośrodku przewodzącym.

W przypadku ogólnym można rozpatryć cztery sondy ustawione na półpłaszczyźnie przewodzącej /rys.4/.



Rys.4. Metoda elektropotencjału - układ pomiarowy z czterema sondami

W przypadku kiedy  $D_0$  jest odległością między sondami, zaś  $E$  - źródłem prądu, spadek potencjału między sondami środkowymi  $V_0$  wynosi:

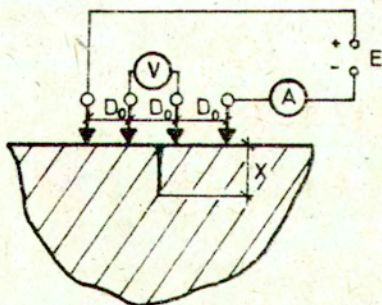
$$(9) \quad V_0 = \frac{\rho I}{2\pi D_0}$$

gdzie:  $\rho$  - oporność właściwa materiału;  
 $I$  - natężenie prądu w obwodzie zewnętrznym  
/rys.4/.

Ponieważ  $\rho$ ,  $D_0$ , oraz  $I$  są stałe /przy  $E = \text{const}$ /, więc i  $V_0 = \text{const}$  dla danego materiału. Jeżeli jednak w tej samej półpłaszczyźnie istnieje pęknięcie o głębokości  $X$  /rys.5/, to:

$$(10) \quad \frac{V}{V_0} = \sqrt{1 + \frac{4x^2}{D_0^2}}$$

gdzie:  $V$  - spadek potencjału między sondami środkowymi usytuowanymi po obu stronach pęknięcia.



Rys.5. Pomiar głębokości pęknięcia metodą elektropotencjału

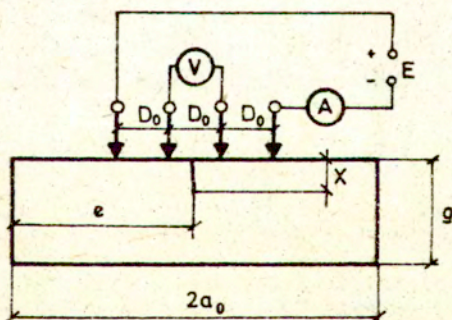
Przy pomocy prostego mostka pomiarowego można wyznaczyć spadek potencjału elektrycznego na odcinku bez pęknięcia -  $V_0$ , a następnie na odcinku gdzie występuje pęknięcie -  $V$ . Ze wzoru (10), znając  $D_0$  łatwo można obliczyć  $X$ .

Niestety, tak jest tylko w przypadkach nieskończonej półpłaszczyzny. W przypadku zaś elementu o skończonej grubości  $g$ , zależność  $V/V_0$  ma postać następującą [14] :

$$(11) \quad \frac{V}{V_0} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{2g}{D_0} \cdot \frac{1}{\operatorname{th} \left[ \operatorname{th} \left( \frac{\pi}{4} \cdot \frac{D_0}{g} \right) \sqrt{1 + \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{x}{g} \right)}{\operatorname{sh}^2 \left( \frac{\pi}{4} \cdot \frac{D_0}{g} \right)}} \right]}$$

W przypadku, kiedy pęknięcie występuje na elemencie o skończonych wymiarach poprzecznych /przypadek ten pokazany jest na rys.6/ i mamy ograniczoną szerokość elementu  $2a_0$ , zależność  $V/V_0$  można wyrazić wzorem:

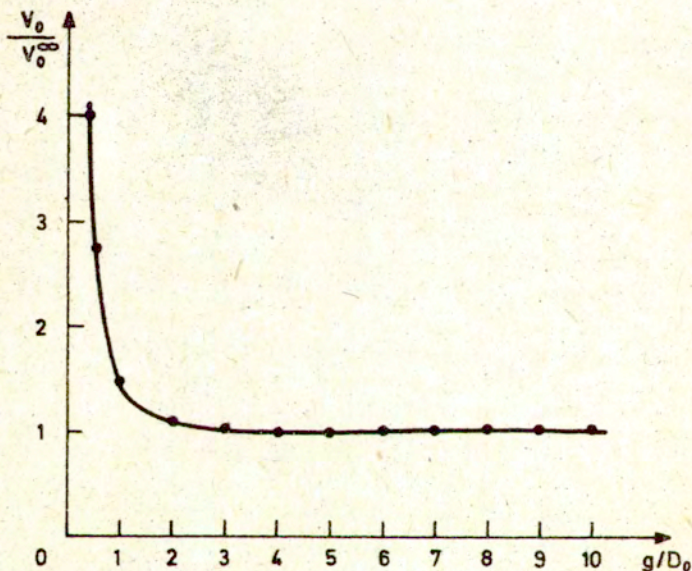
$$(12) \quad \frac{V}{V_0} = \frac{2a_0}{D_0} \frac{\operatorname{th} \left[ \sqrt{\operatorname{th}^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{a_0}{2g} \right) + \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{x}{g} \right)} / \operatorname{ch}^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{a_0}{g} \right) \right]}{\operatorname{th} \left[ \sqrt{\operatorname{th}^2 \left( \frac{\pi}{4} \cdot \frac{D_0}{g} \right) + \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \cdot \frac{x}{g} \right)} / \operatorname{ch}^2 \left( \frac{\pi}{4} \cdot \frac{D_0}{g} \right) \right]}$$



Rys.6. Wpływ wymiarów geometrycznych elementu konstrukcyjnego na wyniki pomiaru głębokości pęknięcia metodą elektro-potencjału

Podjmując ryzyko jeszcze większego skomplikowania rozwiązania teoretycznego warto uwzględnić, że wzór (9) jest wyrowadzony przy założeniu, iż pominięty jest wpływ powierzchni bocznej /pęknięcie jest dostatecznie oddalone od krawędzi elementu/.

Zależność  $V_0/V_0^\infty$  w funkcji argumentu  $g/D_0$  /rys.6/ przedstawiona jest graficznie na rys. 7 [13]. W tym przypadku  $V_0^\infty$  - spadek potencjału na brzegach pęknięcia - odpowiada sytuacji, kiedy  $g \rightarrow \infty$ .

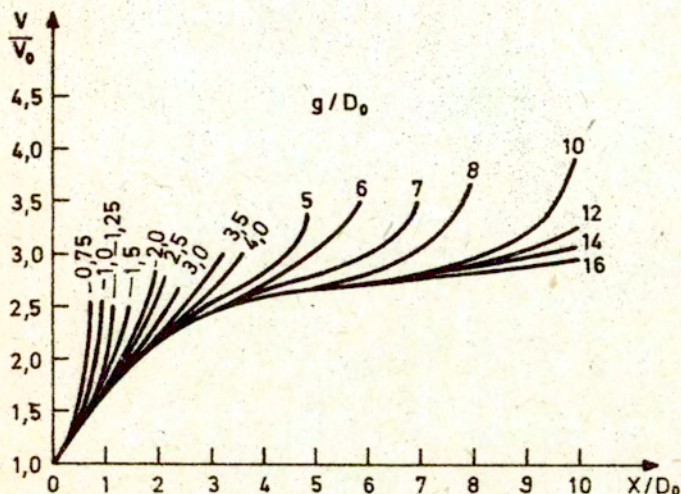


Rys. 7. Wpływ względnej grubości elementu konstrukcyjnego na unormowane napięcie wyjściowe.

Jak wynika z rys. 7, już przy  $g/D_0 \geq 3$  można przyjąć, że wpływ grubości elementu nie występuje.

W [15] pokazana jest zależność  $V/V_0$  w postaci wykresu unormowanego /rys.8/.





Rys. 8. Zależność ogólna unormowanego napięcia wyjściowego od względnej grubości i względnej głębokości pęknięcia

Na rys.8 w obrazowej postaci przedstawiony jest całokształt problemu pomiarowego przy stosowaniu metody elektropotencjału. Metoda ta ma następujące wady:

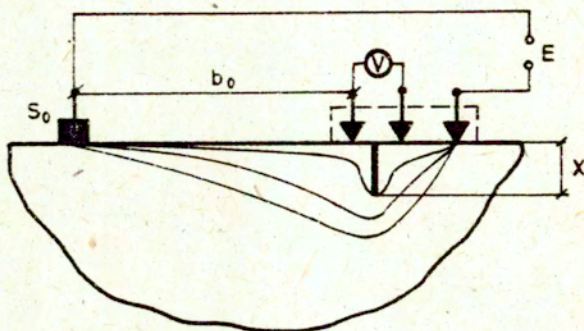
- a/ zależność  $V/V_0 = f(x, D_0)$  jest wybitnie nieliniowa;
- b/ istnieje bardzo duży wpływ grubości na czułość i dokładność pomiaru;
- c/ z (12) wynika, że wszystkie wymiary geometryczne elementu /a nie tylko grubość/ kształtują wyniki pomiarów.

Mimo tych wad trzeba zaznaczyć, że metodę tę cechuje prostota /dotyczy urządzenia pomiarowego/ i dlatego jest ona szeroko stosowana w praktyce [16] .

Używa się przy tym nie tylko prądu stałego, lecz najczęściej prądu zmiennego o niskiej częstotliwości, co stwarza możliwość zwiększenia natężenia prądu w danym przekroju.

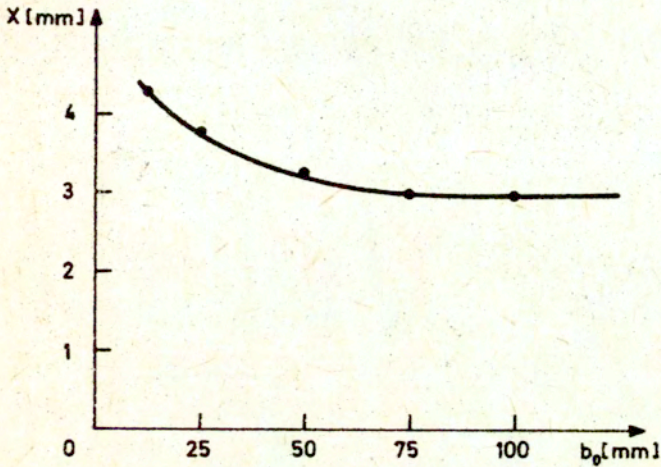
Firma "K.Deutsch" stosuje na przykład układ pomiarowy typu

pokazanego na rys.9.



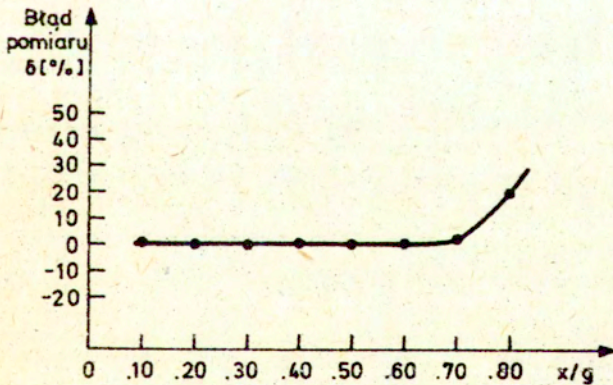
Rys. 9. Układ pomiarowy firmy "K.Deutsch"

Duża odległość między sondami zewnętrznymi umożliwia uzyskanie lepszego /w sensie równomierności/ rozkładu potencjału pola elektrycznego. Można się o tym przekonać analizując wykres /rys.10/, na którym pokazana jest zależność wyników pomiarów pęknięcia o głębokości  $\chi = 4$  mm w zależności od odległości  $b_0$  /patrz rys.9/ [13] .



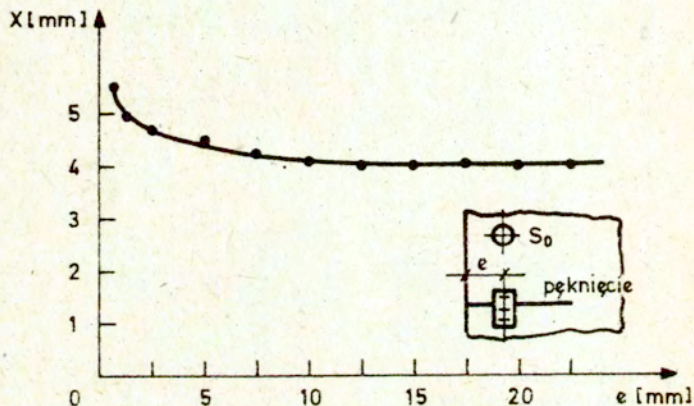
Rys.10. Zależność wyników oceny głębokości pęknięcia od odległości  $b_0$

Jak widać, dopiero przy  $b_0 \geq 75$  mm wyniki są zgodne. Znacznie gorzej jest z zależnością błędu pomiaru  $\delta$  od stosunku  $x/g$  /rys.11/.



Rys.11. Wpływ grubości elementu na błąd pomiaru.

Już bowiem przy  $x/g = 0,75$  mamy błąd rzędu 10%.  
Nie najlepiej wypada też zależność wyników pomiaru głębokości pęknięcia od odległości do bocznej ścianki elementu  $e$ .  
Zależność ta przedstawiona jest na rys. 12 [13].



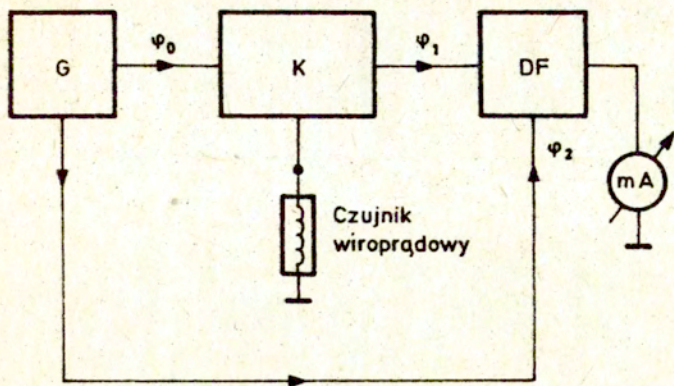
Rys.12. Zależność wyników oceny głębokości pęknięcia od odległości od ścianki bocznej  $e$

### Metody elektroindukcyjne

Ta grupa metod pomiaru głębokości pęknięć powierzchniowych polega na wykorzystaniu prądów wirowych. Dlatego znana jest także pod nazwą grupy metod wiroprądowych.

Przedstawicielami tej grupy są: aparaty firmy RFN "F.Förster" - Defektoskop 2.164 i firmy USA "Test Systems Int.Inc" - CC400 i CC800B.

Schemat wiroprądowego układu pomiarowego głębokości pęknięć przedstawiony jest na rys.13.



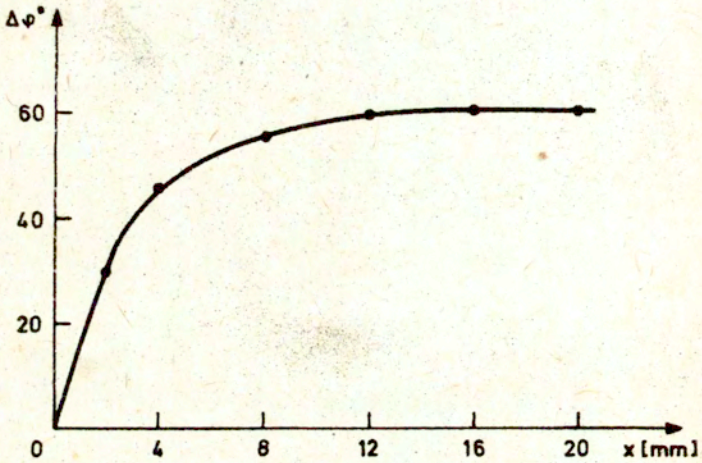
Rys.13. Schemat wiroprowadowego /elektroindukcyjnego układu pomiarowego/

Działanie tego układu przedstawia się w sposób następujący. Sygnał z generatora G dochodzi do kompensatora K, który jest połączony z czujnikiem wiroprowadowym. Sygnał z tego czujnika dochodzi do detektora fazowego DF, który porównuje jego fazę z fazą sygnału oporowego /z generatora G /  $\varphi_2$ . Zmiany fazy  $\Delta\varphi$  są uzależnione od głębokości pęknięcia  $\alpha$ .

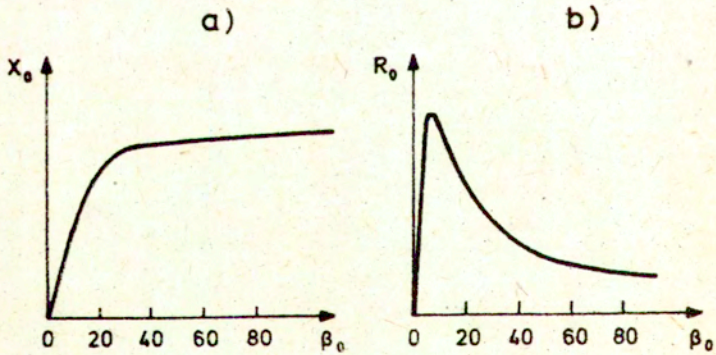
Zależność ta zgodnie z [17] przedstawiona jest na rys. 14.

Sygnał czujnika parametrycznego można przedstawić w funkcji parametru  $\beta_0$ .

Na rys.15 pokazane są zmiany składowych impedancji czujnika  $z_0 = R_0 + j\omega x_0$  [18]



Rys.14. Wpływ głębokości pęknięcia na zmianę fazy sygnału wiroprowadowego



Rys.15. Ogólny charakter zależności impedancji czujnika wiroprowadowego od parametru  $\beta_0$  : a/część urojona; b/część rzeczywista

Parametr  $\beta_0$  równa się:

$$(17) \quad \beta_0 = D_{sk} \sqrt{\omega \epsilon_0 \mu_0 \mu_r}$$

- gdzie:  $D_{sk}$  - skuteczna średnica czujnika;  
 $\epsilon_0$  - przenikalność elektryczna;  
 $\mu_0$  - przenikalność magnetyczna próżni  
( $4\pi \cdot 10^{-7}$  A/m) ;  
 $\mu_r$  - względna przenikalność magnetyczna;  
 $\omega = 2\pi f$  - częstotliwość kołowa.

W literaturze zachodniej najczęściej zamiast  $\beta_0$  stosuje się tzw. częstotliwość graniczną  $f_g$  [19] , co nie zmienia sensu równań, ponieważ

$$(18) \quad \beta_0 = 2 \sqrt{\frac{f}{f_g}}$$

W praktyce  $f = \text{const}$ , więc mamy trzy podstawowe źródła błędów:

- lokalne zmiany  $\epsilon_0$  i  $\mu_r$  ;
- błąd kontaktowy spowodowany warstwą powietrza między elementem a czujnikiem;
- nieliniowość zależności wyjściowej /patrz rys.14/.

Wobec tego układ ten zapewnia największą czułość w przypadku małej głębokości pęknięcia /rzędu 0 - 5 mm /,

Natomiast zmiany grubości warstwy powietrza /kontaktu/ rzędu 0,5 mm są w stanie spowodować błędy rzędu 15 - 20 %, które tylko częściowo udaje się skompensować [18] .

## 2.4. Ultradźwiękowe metody pomiaru głębokości pęknięć

W ostatnim czasie ultradźwiękowe metody pomiaru głębokości pęknięć zyskują coraz większe uznanie i są coraz częściej stosowane. Przyczyną tego jest ich stosunkowo mała zależność od lokalnej anizotropii własności materiałowych.

Na przykład lokalna anizotropia względnej przenikalności magnetycznej  $\mu$ , radzieckiej stali konstrukcyjnej 30 HGSA [20] może wahać się w granicach od 160 do 280, co wywołuje zmiany parametru  $\beta_0$  w zakresie  $\pm 30\%$ .

Fakt ten zmusza do stosowania prądów wirowych o dużej częstotliwości, co z kolei wywołuje poważne ograniczenia możliwości pomiarowych /na skutek zmniejszenia głębokości przenikania prądów wirowych/ i zmniejsza generalnie czułość urządzeń pomiarowych.

Zmiany prędkości fal ultradźwiękowych wywołane anizotropią lokalnych własności akustycznych są natomiast znacznie mniejsze. Tak np. zmiany prędkości fal podłużnych w stali z reguły mieszczą się w przedziale  $\pm 1\%$  [21].

Metody ultradźwiękowe stosowane przy pomiarach głębokości pęknięć powierzchniowych można z kolei podzielić na dwie podgrupy:

- a/ metody oparte na pomiarze zmian amplitudy echa;
- b/ metody oparte na pomiarze czasu przejścia echa.

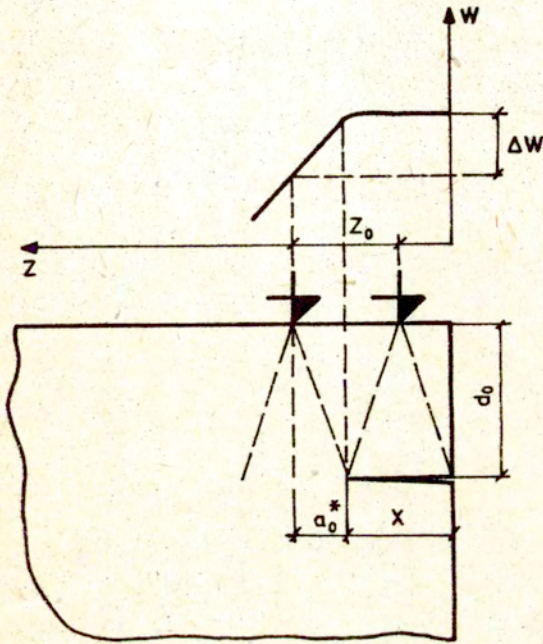
Pierwsza podgrupa jest najdawniej znana [22]. W metodzie tej /w jej klasycznej postaci/ wykorzystuje się obwiednię amplitudy echa fali odbitej /rys.16/.

Jeżeli więc istnieje możliwość propagowania fali w kierunku prostym do pęknięcia, to wyznaczając poprawkę  $\alpha_0^*$  /z próbki wzorcowej/ dla żądanego spadku amplitudy echa  $\Delta W$  [dB], można eksperymentalnie określić  $Z_0$  i wyznaczyć głębokość pęknięcia  $X$  ze wzoru:

(19)

$$X = Z_0 - \alpha_0^*$$





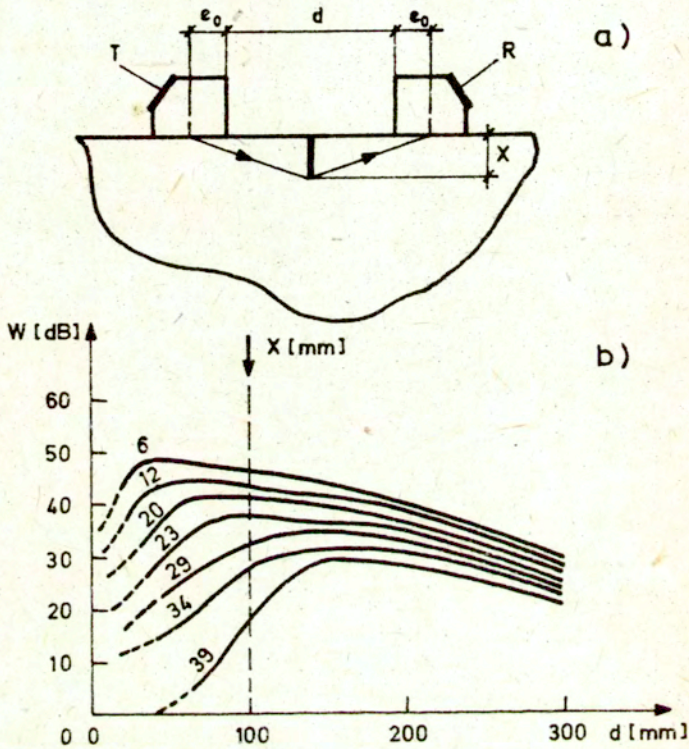
Rys.16. Ocena głębokości pęknięcia przy wykorzystaniu obwiedni echa fali odbitej

Niestety,  $a_0^*$  zależy od odległości  $d_0$  /patrz rys.16/, co znacznie zmniejsza zakres stosowalności metody i utrudnia weryfikację wyników.

Ponieważ tak korzystne warunki /dostęp do szczeliny w kierunku prostopadłym/ są rzadko spotykane, dalsze rozwinięcie tej podgrupy metod zmierzało przeważnie w kierunku wykorzystania zjawisk dyfrakcyjnych.

Praca Böttschera, Schulza i Würstenberga [ 23 ] jest dobrym wprowadzeniem do tej techniki. Autorzy ci wykorzystali zależność amplitudy echa fali ugiętej od głębokości pęknięcia.

Zasada pomiaru i wyniki pokazane są na rys.17.



Rys.17. Ocena głębokości pęknięcia metodą analizy zmian amplitudy echa fali ugiętej: a/układ pomiarowy; b/ wyniki pomiaru

Z analizy wyników można wywnioskować, że metoda ta charakteryzuje się jednak dużą nieliniowością zależności amplitudy echa od głębokości pęknięcia  $W(X)$ .

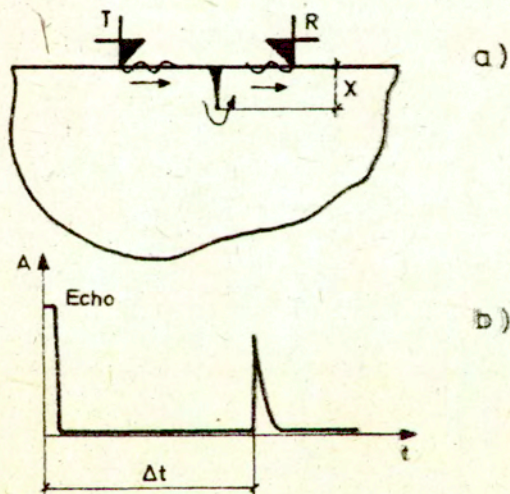
W zastosowaniu praktycznym niezbędne jest uwzględnienie warunków kontaktowych /dla obu głowic - T i R /, które mogą przyczynić się do powstawania dużych dodatkowych błędów.

Należy także zaznaczyć, że ta metoda może być stosowana jedynie przy  $X \geq 6 \text{ mm}$  oraz  $L \geq 80 \text{ mm}$ , co stanowi poważne dodatkowe ograniczenie w jej możliwościach pomiarowych.

Ogólną wadą metod, opartych na wykorzystaniu zmian amplitudy echa, jest duży błąd wywołany nieidentycznością warunków sprzężenia akustycznego. To źródło błędów jest zdecydowanie największą przeszkodą w ich praktycznym stosowaniu.

Dlatego w ostatnim czasie największe rozpowszechnienie uzyskały metody oparte na pomiarze czasu przejścia echa. Pierwsza /najstarsza/ z tych metod oparta jest na zastosowaniu fal powierzchniowych [24]. Zasada działania tej metody jest bardzo prosta i polega na ocenie przedziału czasowego

$\Delta t$  między impulsem pobudzającym głowicę nadawczą T niż impulsem odebrany przez głowicę R /patrz rys.18/.



Bys.18. Ocena głębokości pęknięcia przy pomocy fali powierzchniowej; a/ układ pomiarowy; b/ zmiana czasu przejścia fali

Mamy więc:

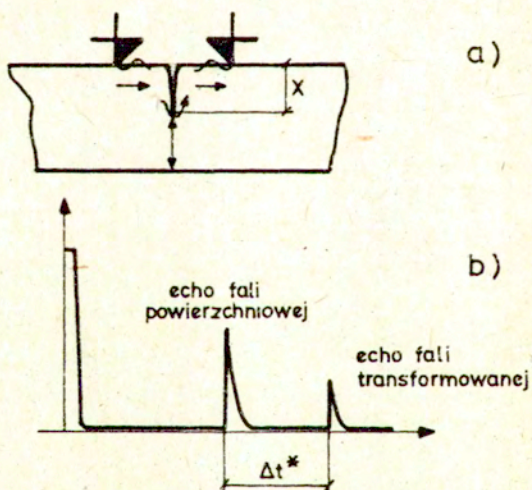
$$(20) \quad \Delta t = \tau + \frac{2x}{C_R}$$

gdzie:  $\tau$  - czas przejścia fali w przypadku braku pęknięcia;

$C_R$  - prędkość grupowa fal powierzchniowych.

Cechowanie w tym przypadku polega głównie na ocenie parametru  $\tau$  /przy założeniu, że dla danego materiału  $C_R = \text{const}/$ .

W przypadku wykorzystania zjawiska transformacyjnego występującego na krawędzi pęknięcia możemy zmierzyć przedział czasowy  $\Delta t^*$  /rys19/ między echem fali powierzchniowej idącej bezpośrednio a echem fali powierzchniowej, która uległa transformacji na krawędzi [ 25 ] .



Rys.19. Ocena głębokości pęknięcia z wykorzystaniem zjawiska transformacji fali powierzchniowej: a/ układ pomiarowy; b/ zmiany czasu przejścia fali transformowanej

Zasada działania metody jest następująca. Na krawędzi pęknięcia fala powierzchniowa transformuje się w falę poprzeczną, która biegnie do dna, odbija się i z powrotem ulega transformacji w postaci fali powierzchniowej.

Stąd pojawia się drugie echo na ekranie aparatu ultradźwiękowego /patrz rys.19<sup>b</sup>/.

Przedział czasowy  $\Delta t^*$  w tym przypadku wynosi:

$$(21) \quad \Delta t^* = 2 \left( \frac{X}{C_R} + \frac{g-X}{C_T} \right)$$

gdzie:  $g$  - grubość elementu, na którym występuje pęknięcie;

$C_T$  - prędkość grupowa fal poprzecznych.

Mogliby się wydawać, że metoda ta definitywnie rozwiąże problem pomiaru głębokości pęknięć powierzchniowych. Niestety tak jednak nie jest.

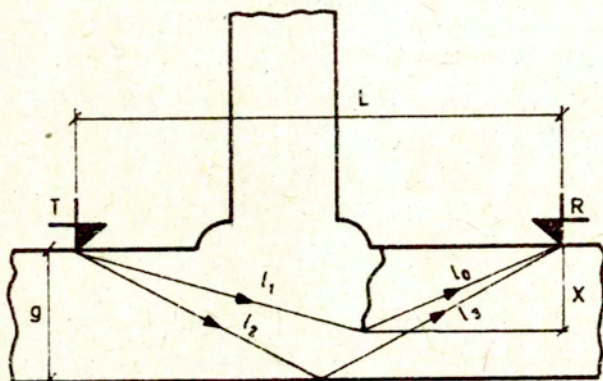
Zastosowanie fal powierzchniowych do pomiaru głębokości pęknięcia potknęło się na bardzo niekorzystnym zjawisku. Teoretyczny błąd obliczenia  $X$ , zgodnie z (21) jest rzędu 1 %, ale praktycznie osiąga wartości nawet 25 - 35 % [26].

Wynika to stąd, że wskutek sklejanía się powierzchni /ścianek/ bocznych pęknięcia fala powierzchniowa nie biegnie aż do jego wierzchołka, lecz przechodzi znacznie wcześniej. Wymaga to przykładania naprężeń zewnętrznych dla rozwarcia szczeliny, co nie zawsze jest możliwe i dogodnie w praktyce. Takie same następstwa wywołują też i często spotykane zanieczyszczenia szczeliny.

Wobec tego ta "doskonała" metoda znajduje jedynie sporadyczne zastosowanie w praktyce.

Ostatnia z kolei i najbardziej obecnie doskonała metoda ultradźwiękowa oparta jest na pomiarze czasu przejścia fali przy wykorzystaniu zjawisk dyfrakcyjnych na krawędzi pęknięcia [27, 28].

Zasada działania tej metody przedstawiona jest na rys.20.



Rys.20. Zasada oceny głębokości pęknięcia metodą dyfrakcji /ugięcia/ fali ultradźwiękowej

Wyniki pomiarów przy wykorzystaniu głowicy skośnej fal podłużnych o kącie załamania  $60^\circ$  przedstawione są na rys.21 w funkcji odległości między głowicami  $L$  i głębokości pęknięcia  $X$ .

Zmiany czasu przejścia  $\Delta t'$  /patrz rys.21/ można obliczyć z równania

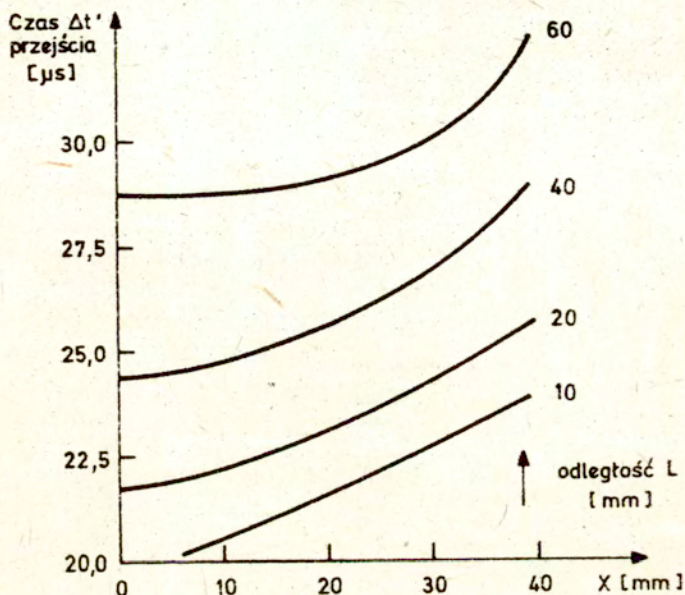
$$(22) \quad \Delta t' = \frac{l_2 + l_3 - l_0 - l_1}{C_L}$$

gdzie:  $C_L$  - prędkość grupowa fal podłużnych;

$l_0, l_1, l_2, l_3$  - odległości przedstawione na rys. 20.

Przyczyna wykorzystania fal podłużnych tkwi w znacznie mniejszym ich tłumieniu w metalach w porównaniu z falami poprzecznymi, co bardzo dodatnio wpływa na zwiększenie amplitudy echa fali ugiętej.

Odnośnie kąta propagacji, badania eksperymentalne [27]



Rys.21. Zależność zmian czasu przejścia fali ugiętej od głębokości pęknięcia i odległości między głowicami.

wykazują wyraźną tendencję do jego maksymalizacji. Im bardziej kąt propagacji jest zbliżony do  $90^{\circ}$ , tym większa jest czułość pomiarów i zakres możliwości pomiarowych jest szerszy. Przy tym równocześnie zmniejsza się tzw. baza pomiarowa /odległość między głowicami, niezbędna dla normalnego przeprowadzenia procesu pomiarowego/.

Analiza błędów pomiarowych w metodach dyfrakcyjnych, opartych na pomiarze czasu wykazuje, że główne ich źródła przy ocenie głębokości pęknięć są związane:

a/ z charakterystyką kierunkową głowic skośnych na fale podłużne; przy małej bazie pomiarowej /tzn. odpowiednio małej odległości  $L$  - patrz rys.20/ okazuje się nieprzydatna dla pobudzania dostatecznie mocną falą dyfrakcyjną /ugiętą/.

Doprowadza to do znacznej strefy martwej przy pomiarze głębokości pęknięć i zmusza do zwiększenia odległości  $L$ .

Zwiększenie  $L$  z kolei zmniejsza czułość pomiaru i tak powstaje błędne koło.

b/ Pomiar głębokości pęknięcia  $X$  oparty jest na ocenie zmian czasu przejścia  $\Delta t'$ . Jak wynika z (22)  $\Delta t'$  ma dwie składowe - stałą i zmienną. Składowa stała  $(l_2 + l_3)/C_L$  jest uzależniona od grubości  $g$  /patrz rys.20/.

Lokalne zmiany  $g$  /albo błędy w jej ocenie/ wprowadzają z kolei błąd w ocenie  $X$ .

Należy zaznaczyć, że dla tej grupy metod warunki sprzężenia akustycznego wpływają bardzo nieznacznie na błędy pomiarów; właśnie w tym tkwi podstawowa ich zaleta.



## 2.5. Wnioski, wynikające z rozpoznania aktualnego stanu problemu

W rozdziale 2 możliwie wszechstronnie został przedstawiony aktualny stan badań w zakresie oceny parametrów pęknięć powierzchniowych. Na tej podstawie możemy obecnie zreasumować wady i zalety wszystkich grup metod oraz sformułować wnioski dotyczące podstawowych warunków badań.

Największą wadą metod elektrycznych nie jest nieliniowość charakterystyki wyjściowej, lecz zależność wyników pomiarów od geometrii badanego elementu i miejsca pęknięcia, a także znaczny wpływ lokalnej anizotropii własności elektrycznych. Zaletą natomiast jest mała baza pomiarowa i znacznie większe możliwości pomiarowe /głębokość pęknięcia do  $X = 100 \text{ mm}$ /.

Metody elektroindukcyjne, oparte na wykorzystaniu prądów wirowych, wykazują znacznie większą zależność od geometrycznych wymiarów badanego elementu /przeważnie od grubości  $g$  /, natomiast znaczny błąd wprowadza anizotropia lokalna własności elektrycznych. Możliwości pomiarowe są ograniczone /rzędu  $X = 10 \text{ mm}$ , np. dla aparatu Defektoskop 2.164 firmy F. Förster / ale też ich baza pomiarowa jest bardzo mała.

Metody ultradźwiękowe, oparte na wykorzystaniu zmian amplitudy echa, wykazują znacznie mniejszą zależność od lokalnej anizotropii własności materiałowych, gdyż anizotropia lokalna własności elektrycznych i magnetycznych /dla stali na przykład/ jest znacznie większa niż anizotropia własności akustycznych. W tej grupie metod głównym źródłem błędów są natomiast warunki sprzężenia akustycznego, a mianowicie przypadkowy charakter ich zmian.

Metody ultradźwiękowe, oparte na pomiarze czasu przejścia fali przy wykorzystaniu fal powierzchniowych, nie mają tej wady i błąd zależny od warunków sprzężenia jest minimalny. Natomiast zjawisko "przyklejania" powierzchni pęknięcia wymaga stosowania naprężeń zewnętrznych, co nie zawsze jest możliwe i dogodne /nie mówiąc o niebezpieczeństwie wywołania pęknięcia całego elementu/.

Metody ultradźwiękowe, oparte na pomiarze czasu przejścia

fali i wykorzystujące zjawiska dyfrakcyjne na krawędzi pęknięcia mają największe perspektywy rozwoju, ponieważ:

a/ przez pomiar przedziałów czasowych minimalizuje się błąd wynikający ze zmian warunków sprzężenia akustycznego;

b/ dzięki wykorzystaniu zjawisk dyfrakcyjnych odpada potrzeba stosowania naprężeń zewnętrznych dla rozwarcia pęknięcia;

c/ baza pomiarowa może zmieniać się w dosyć szerokim zakresie, co jest bardzo przydatne w przypadku, kiedy pęknięcie znajduje się obok spoiny;

d/ jak wszystkie metody ultradźwiękowe i ta grupa metod jest znacznie mniej czuła na lokalną anizotropię własności materiałowych.

Reasumując można stwierdzić, że jedną z głównych przyczyn ograniczonego stosowania metod ultradźwiękowych w pomiarach głębokości pęknięć powierzchniowych wynika z niedoskonałości rozwiązań pomiarowych.

### 3. Cel i zakres pracy

Na podstawie analizy ogólnego stanu zagadnienia możemy sformułować cel niniejszej pracy.

Celem głównym pracy jest próba udoskonalenia najbardziej perspektywicznej metody oceny parametrów pęknięć powierzchniowych - metody dyfrakcyjnej. Dokonano tego na podstawie analizy teoretycznej źródeł błędów i optymalizacji warunków pomiarowych.

Następnym celem jest weryfikacja wyników teoretycznych poprzez zbudowanie oryginalnego układu pomiarowego, zbadanie jego możliwości pomiarowych oraz wykonanie odpowiednich pomiarów i porównań.

Celem ogólnym jest rozszerzenie możliwości i dokładności pomiaru parametrów pęknięć powierzchniowych z uwagi na aktualność tego problemu przedstawioną w podrozdziale 2.1.

Trudności i ograniczenia zakresu pracy są dwójakie.

Z jednej strony analiza teoretyczna zagadnienia pomiarów z punktu widzenia optymalizacji warunków pomiarowych związana jest z analizą zjawisk dyfrakcyjnych występujących na krawędzi pęknięcia. Analiza ta wymaga pewnych uproszczeń, bez których model jest zbyt skomplikowany i trudny do optymalizacji.

Z drugiej strony w badaniach eksperymentalnych trudności wynikają nie tylko z własności samego układu pomiarowego, ale i z potrzeby uprzedniego jego cechowania na wzorcach.

Otrzymanie pęknięcia naturalnego o a priori zadanej głębokości związane jest z określonymi trudnościami.

Szczeliny sztuczne /imitacja pęknięć/ mogą zaś być stosowane z pewnymi zastrzeżeniami, które są omówione w części eksperymentalnej tej pracy /rozdział 5/.

Stosowana metodyka pomiarów oparta jest na idei wykorzystania własności fal podpowierzchniowych dla minimalizacji błędów wynikających z rozrzutu lokalnej anizotropii własności akustycznych elementu, na którym pęknięcie występuje.

Zakres pracy w aspekcie eksperymentalnym został ograniczony aktualnymi możliwościami techniki pomiarowej, używanej przy

pomiarze czasu przejścia impulsów ultradźwiękowych. Intencja ogólna polegała na preferencji urzędzeń krajowych z uwagi na ich dostępność i minimalizacja kosztów, a także z uwagi na rozszerzenie możliwości ich zastosowania.

Pokonując wymienione przeszkody, w części teoretycznej /rozdział 4/ zbudowano model matematyczny odpowiadający /z uwzględnieniem wspomnianych założeń upraszczających/ zjawiskom fizycznym. Następnie wykorzystując technikę numeryczną, udało się wyznaczyć optymalne warunki pracy układu pomiarowego. Badania eksperymentalne /rozdział 5/ miały na celu zweryfikowanie wniosków wynikających z rozważań teoretycznych. Okazało się, że wyniki doświadczalne w pełni potwierdziły wnioski otrzymane w części teoretycznej. Daje to podstawę sądzenia, że główne cele pracy zostały osiągnięte.

#### 4. Analiza teoretyczna możliwości oceny głębokości pęknięć powierzchniowych metodą dyfrakcji fali ultradźwiękowej

##### 4.1. Analiza pola dyfrakcyjnego na krawędzi pęknięcia

W tym podrozdziale rozpatrzmy przypadek ugięcia płaskiej harmonicznej fali ultradźwiękowej na krawędzi pęknięcia o skończonej długości. Ten przypadek rozpatrzony jest także w pracach [ 29, 30, 31 ] .

Generalnie rzecz biorąc fala ultradźwiękowa padająca na krawędź pęknięcia ulega nie tylko ugięciu, lecz i transformacji. W ten sposób padająca fala podłużna wzbudza ugiętą falę podłużną i ugiętą falę poprzeczną.

Formalnym źródłem geometrycznym tych fal jest wierzchołek pęknięcia.

Potencjały prędkości fal ugiętych związane są z wektorem przemieszczeń  $S$  znaną zależnością

$$(23) \quad S = \text{grad } \Phi + \text{rot } \Psi$$

gdzie:  $\Phi$  - potencjał prędkości fal podłużnych,  
 $\Psi$  - potencjał prędkości fal poprzecznych.

Jeżeli padająca płaska fala podłużna jest falą harmoniczną i rozprzestrzenia się w kierunku tworzącym z osią  $Ox$  kąt  $\gamma$ , to jej potencjał prędkości  $\Phi^0$  ma postać

$$(24) \quad \Phi^0 = A e^{-i(\alpha_1(x \cos \gamma + y \sin \gamma) - \omega t)}$$

gdzie:  $x, y$  - współrzędne wzdłuż osi  $Ox$  oraz  $Oy$  ;  
 $A$  - stała ;  
 $\alpha_1 = \omega / C_L$  - liczba falowa fal podłużnych ;  
 $\omega$  - częstotliwość kołowa.

Naprężenia w fali padającej można przedstawić w postaci [ 30 ] :

$$(25) \quad \left. \begin{aligned} \sigma_{xy}^{\circ} &= -\mu \alpha_1^2 \left(1 - 2 \frac{C_T^2}{C_L^2} \sin^2 \gamma\right) \phi^{\circ} \\ \sigma_{yy}^{\circ} &= -\mu \alpha_1^2 \left(1 - 2 \frac{C_T^2}{C_L^2} \cos^2 \gamma\right) \phi^{\circ} \\ \sigma_{xy}^{\circ} &= -\mu \alpha_1^2 \frac{C_T^2}{C_L^2} \sin 2\gamma \phi^{\circ} \end{aligned} \right\}$$

gdzie:  $\mu$  - stała Lamego.

Zupełnie analogiczne są wzory w przypadku, kiedy występuje poprzeczna płaska fala harmoniczna.

W tym przypadku:

$$(26) \quad \Psi^{\circ} = A e^{-i(\alpha_2(x \cos \gamma + y \sin \gamma) - \omega t)}$$

gdzie:  $\alpha_2 = \omega / C_T$  - liczba falowa fal poprzecznych.

$$(27) \quad \left. \begin{aligned} \sigma_{xx}^{\circ} &= -\mu \alpha_2^2 \sin 2\gamma \psi^{\circ} \\ \sigma_{yy}^{\circ} &= -\sigma_{xx}^{\circ} \\ \sigma_{xy}^{\circ} &= \mu \alpha_2^2 \cos 2\gamma \psi^{\circ} \end{aligned} \right\}$$

W dalszych zapisach będziemy opuszczać współczynnik czasowy  $e^{-i\omega t}$ .

Uwzględniając zjawiska dyfrakcyjne [30] przedstawimy potencjały prędkości  $\phi$  i  $\psi$  w postaci:

$$(28) \quad \left. \begin{aligned} \phi &= \phi^{\circ} + \phi^{*} \\ \psi &= \psi^{\circ} + \psi^{*} \end{aligned} \right\}$$

gdzie:  $\varnothing, \psi$  - sumaryczne potencjały prędkości;  
 $\varnothing^*, \psi^*$  - potencjały prędkości uwzględniające  
 wpływ pola dyfrakcyjnego.

Oczywiście, kiedy  $(x^2 + y^2)^{1/2} \rightarrow a$ , gdzie  $a$  - wymiar  
 długości /głębokości/pęknięcia, to  $\varnothing^*$  i  $\psi^* \rightarrow 0$ .

Warunki brzegowe na powierzchni szczeliny ( $y=0, |x| < a$ )  
 mają postać:

$$(29) \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{yy}^{\circ}(x, 0) + \sigma_{yy}^*(x, 0) = 0 \\ \sigma_{xy}^{\circ}(x, 0) + \sigma_{xy}^*(x, 0) = 0 \end{array} \right.$$

Warunki brzegowe można rozdzielić. Rozpatrzmy dwa przy-  
 padki:

Przypadek A

$$(30) \quad \left\{ \begin{array}{ll} U_y^*(x, 0) = \sigma_{xy}^*(x, 0) & \text{przy } |x| < a \\ \sigma_{yy}^*(x, 0) = -\sigma_{yy}^{\circ}(x, 0) & \text{przy } |x| < a \\ \sigma_{xy}^*(x, 0) = 0 & \text{przy } |x| < a \end{array} \right.$$

Przypadek B

$$(31) \quad \left\{ \begin{array}{ll} U_x^*(x, 0) = \sigma_{yy}^*(x, 0) & \text{przy } |x| < a \\ \sigma_{yy}^*(x, 0) = 0 & \text{przy } |x| < a \\ \sigma_{xy}^*(x, 0) = -\sigma_{xy}^{\circ}(x, 0) & \text{przy } |x| < a \end{array} \right.$$

W obu przypadkach  $U_x^*$  i  $U_y^*$  odpowiadają składowym  
 wektora przemieszczeń, zaś  $\sigma_{xx}^*$ ,  $\sigma_{yy}^*$  i  $\sigma_{xy}^*$  - składowym  
 wektora naprężeń.

Wyniki dla przypadków A i B są symetryczne i antysymetryczne  
 w stosunku do osi OY /patrz rys.22/, a wynik ostateczny  
 odpowiadający warunkom (29) można otrzymać drogą superpozycji

tych wyników (A i B).

W przypadku A, korzystając ze wzorów (24) i (25) możemy otrzymać

$$(32) \quad \sigma_{yy}^*(x, 0) = -\sigma_{yy}^o(x, 0) = (-1)^j 2\mu P_j e^{i\alpha_j x \cos \gamma}$$

przy  $|x| < a$  i  $y = 0$

W przypadku A, kiedy padająca fala jest falą podłużną,  $j = 1$ , a więc

$$(33) \quad P_1 = \frac{1}{2} \alpha_2^2 A \left(1 - 2 \frac{C_1^2}{C_2^2} \cos \gamma\right)$$

W tym samym przypadku, kiedy padająca fala jest falą poprzeczną,  $j = 2$ , a więc

$$(34) \quad P_2 = \frac{1}{2} \alpha_2^2 A \sin 2\gamma$$

Analogiczne są wyniki dla przypadku B

$$(35) \quad \sigma_{xy}^*(x, 0) = -\sigma_{xy}^o(x, 0) = (-1)^j 2\mu Q_j e^{-i\alpha_j x \cos \gamma}$$

przy  $|x| < a$  i  $y = 0$

Również i tu można odróżnić sytuację, kiedy  $j = 1$  /podłużna fala padająca/

$$(36) \quad Q_1 = -\frac{1}{2} \alpha_2^2 A \frac{C_1^2}{C_2^2} \sin 2\gamma$$

i kiedy  $j = 2$  /poprzeczna fala padająca/

$$(37) \quad Q_2 = \frac{1}{2} \alpha_2^2 A \cos 2\gamma$$

Potencjały prędkości  $\Phi^*$  i  $\Psi^*$  można przedstawić w postaci całki Fouriera i przy pomocy pewnej substytucji uzyskać rozwiązanie analityczne [30]



Jak zostało już podkreślone w przypadku rozwiązania ogólnego, odpowiadającego warunkom brzegowym (29), wynik ostateczny można otrzymać drogą superpozycji wyników dla obu przypadków, tzn. A i B. Aby jednak móc korzystać z transformacji Fouriera, w obu wynikach (32) i (35) trzeba rozdzielić część rzeczywistą od części urojonej w odniesieniu do współrzędnej  $X$ . Rozwiązania szczegółowe doprowadzają do dwóch równań Fredholma II rodzaju i są dokładnie opisane w [30] ..

Nas jednak interesują naprężenia i przemieszczenia na krawędzi pęknięcia.

Jak wynika z [32], w przypadku stosowania polarnego układu współrzędnych  $\{r, \theta\}$  dla przypadku A mamy następujące rozkłady

- dla naprężeń:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{xx} &= \frac{K_{Ia}}{\sqrt{2r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[ 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] + 0(1) \\
 \sigma_{xy} &= \frac{K_{Ia}}{\sqrt{2r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + 0(1) \\
 \sigma_{yy} &= \frac{K_{Ia}}{\sqrt{2r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[ 1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] + 0(1)
 \end{aligned}
 \tag{38}$$

- dla przemieszczeń:

$$\begin{cases}
 U_x = \frac{1+\nu}{E} K_{Ia} \sqrt{\frac{r}{2}} \cos \frac{\theta}{2} \left[ \chi - 1 + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] + 0(1) \\
 U_y = \frac{1+\nu}{E} K_{Ia} \sqrt{\frac{r}{2}} \sin \frac{\theta}{2} \left[ \chi + 1 - 2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] + 0(1)
 \end{cases}
 \tag{39}$$

gdzie:

$$\chi = \begin{cases} 3-4\nu & \text{- dla płaskiego stanu odkształceń;} \\ \frac{3-\nu}{1+\nu} & \text{- dla płaskiego stanu naprężeń;} \end{cases}$$

$E$  - moduł Younga;

$\nu$  - liczba Poissona.

W przypadku B można otrzymać

- dla naprężeń:

$$(40) \quad \left\{ \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{K_{IIa}}{\sqrt{2r}} \left[ -\sin \frac{\theta}{2} \left( 2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right) \right] + 0(1) \\ \sigma_{xy} &= \frac{K_{IIa}}{\sqrt{2r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[ 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right] + 0(1) \\ \sigma_{yy} &= \frac{K_{IIa}}{\sqrt{2r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + 0(1) \end{aligned} \right.$$

- dla przemieszczeń:

$$(41) \quad \left\{ \begin{aligned} U_x &= \frac{K_{IIa}(1+\nu)}{E} \sqrt{\frac{r}{2}} \sin \frac{\theta}{2} (\kappa + 1 + 2\cos^2 \frac{\theta}{2}) + 0(1) \\ U_y &= \frac{K_{IIa}(1+\nu)}{E} \sqrt{\frac{r}{2}} (-\cos \frac{\theta}{2}) (\kappa - 1 - 2\sin^2 \frac{\theta}{2}) + 0(1) \end{aligned} \right.$$

W obu przypadkach  $K_{Ia}$  i  $K_{IIa}$  są dynamicznymi współczynnikami intensywności naprężeń odpowiadającymi rozdzielnemu i poślizgowemu rodzajowi rozwierania szczeliny /pęknięcia/ zgodnie z rys.1 [32].

Tak więc rozpatrując krawędź pęknięcia jako źródło fali ugiętej dochodzimy do wniosku, że charakterystykę kierunkową  $S(r, \theta)$  tego źródła, uwzględniającą oba rodzaje fal /podłużne i poprzeczne/ można wyrazić w postaci

$$(42) \quad S(r, \theta) = \sqrt{|U_x|^2 + |U_y|^2}$$

W przypadku, kiedy fala pobudzająca /padająca na krawędź pęknięcia/ jest falą podłużną, mamy

$$(43) \quad S(r, \theta) = \frac{1+\nu}{E} K_{Ia} \sqrt{\frac{r}{2} \left[ \cos^2 \frac{\theta}{2} (\kappa - 1 + 2\sin^2 \frac{\theta}{2})^2 + \sin^2 \frac{\theta}{2} (\kappa + 1 - 2\cos^2 \frac{\theta}{2})^2 \right]}$$

Analogicznie, kiedy fala pobudzająca jest falą poprzeczną:

$$(44) \quad S''(r, \theta) = \frac{1+\nu}{E} K_{II d} \sqrt{\frac{r}{2} \left[ \sin^2 \frac{\theta}{2} (\kappa + 1 + 2\cos^2 \frac{\theta}{2})^2 + \cos^2 \frac{\theta}{2} (\kappa - 1 - 2\sin^2 \frac{\theta}{2})^2 \right]}$$

Ze wzorów (43) i (44) wynika, że unormowana /w stosunku do własnego maksimum/ charakterystyka kierunkowa  $\left| \frac{S(r, \theta)}{S_{\max}(r, \theta)} \right|$  uzależniona jest:

a/ od wartości absolutnej dynamicznych współczynników intensywności naprężeń  $K_{Id}$  i  $K_{II d}$ ;

b/ od wartości pewnej funkcji trygonometrycznej /patrz (43) i (44) /;

c/ od stałej  $\kappa$ .

Jak wynika z [33], jeżeli fala pobudzająca jest falą podłużną wówczas dynamiczny współczynnik intensywności naprężeń można przedstawić w postaci:

- w przypadku ugiętej fali podłużnej

$$(45) \quad K_{Id} = 6\sqrt{\lambda_1} |K_I^*| \exp\left[-i\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right)\right]$$

- w przypadku ugiętej fali poprzecznej

$$(46) \quad K_{II d} = 6\sqrt{\lambda_1} |K_{II}^*| \exp\left[-i\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right)\right]$$

W obu przypadkach  $\lambda_1 = \frac{2\pi}{\alpha_j}$  jest długością fali wzbudzającej. Ponieważ interesuje nas unormowana charakterystyka kierunkowa, więc zwrócimy szczególną uwagę na współczynniki  $K_I^*$  i  $K_{II}^*$ . Wzory dla nich są wyprowadzone w [33] i mają taką końcową postać:

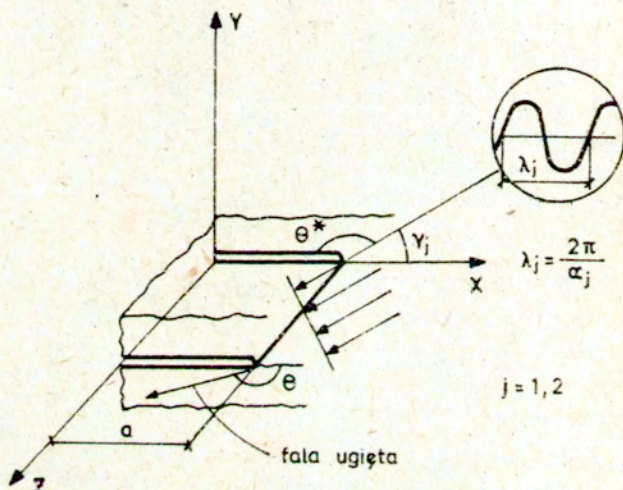
- dla ugiętej fali podłużnej

$$(47a) \quad K_I^* = \frac{(1 + 2K^2 \cos^2 \gamma_1)(1 + \cos \gamma_1)^{1/2}}{\pi[(c_t/c_R) + \cos \gamma_1] F(\alpha, \cos \gamma_1)}$$

- dla ugiętej fali poprzecznej

$$(47b) \quad K_{II}^* = \frac{K^2 \sin 2\gamma_1 (1/K + \cos \gamma_1)^{1/2}}{\pi [(c_L/c_R) + \cos \gamma_1] F + (\alpha_1 \cos \gamma_1)}$$

W obu wzorach (47) kąt  $\gamma_1$  odpowiada kątowi, pod którym pobudzająca fala podłużna pada na krawędź pęknięcia, zgodnie z rys. 22.



Rys.22. Ugięcie fali ultradźwiękowej na krawędzi pęknięcia

Analogicznie w stosunku do osi OX / w przypadku padającej fali poprzecznej mamy kąt  $\gamma_2$ . Pozostałe symbole w (47) oznaczają:

- $c_L, c_T, c_R$  - prędkości fal podłużnych, poprzecznych i powierzchniowych;
- $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_R$  - liczby falowe dla fal podłużnych, poprzecznych i powierzchniowych;

$$K = \frac{c_T}{c_L} = \sqrt{\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)}} - \text{stała materiału.}$$

Człon funkcjonalny typu  $F_+(S)$  we wzorach (47) pochodzi z dekompozycji funkcji  $F(S)$  zgodnie z metodą Wiener-Hopfa:

$$(48) \quad F(S) = F_+(S)F_-(S)$$

W naszym przypadku [33] :

$$(49) \quad F_+(S) = \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} \arctg \left[ \frac{4Z_0^2 \sqrt{(Z_0^2 - \alpha_1^2)(Z_0^2 - \alpha_2^2)}}{(2Z_0^2 - \alpha_2^2)^2} \right] \frac{dZ_0}{Z_0 - S} \right\}$$

gdzie:  $S = \alpha_1 \cos \gamma_1$

Korzystając ze wzorów (43), (47a) i (49) możemy obliczyć unormowaną charakterystykę kierunkową ugiętych fal podłużnych i analogicznie - ze wzorów (44)(47b)(49) - unormowaną charakterystykę kierunkową ugiętych fal poprzecznych.

Trzeba zaznaczyć, że w obu przypadkach wierzchołek pęknięcia traktujemy jako punktowe źródło fal ugiętych obu rodzajów.

Do analizy tego źródła był wykorzystany specjalnie ułożony program "POLE DYFRAKCYJNE" napisany w języku BASIC i umieszczony w załączniku 1. Przy odpowiednim doborze danych wejściowych  $[F=0, D=0, L=0]$  zapewnia on informację o rozkładzie charakterystyki kierunkowej ugiętych fal podłużnych i poprzecznych w funkcji kąta  $\Theta^* = \pi - \gamma_1$ ; - patrz rys. 22.

Ponieważ pęknięcie jest zwykle dostępne tylko z jednej strony /na której występuje/, więc rozpatrując fale pobudzającą możemy ograniczyć się zakresem kątowym  $0 < \Theta^* < \pi/2$ .

Przy ocenie dynamicznych współczynników dla obliczenia charakterystyki unormowanej źródła punktowego fali ugiętej rozpatrujemy jednak jego zmiany w całym zakresie  $\{0, \pi\}$ .

Wyniki badań poszczególnych materiałów konstrukcyjnych przedstawione są w postaci graficznej dla obu rodzajów fal ugiętych / rys. 23-38/.

Jak wynika z (43) i (44) w przypadku ogólnym można przyjąć, że:

$$(50) \quad \begin{cases} S'(r, \theta, \gamma_1) = q' K_{Id} W_1 \\ S''(r, \theta, \gamma_1) = q' K_{IIc} W_2 \end{cases}$$

- gdzie:  $q' = \frac{1-\nu}{E} \sqrt{\frac{r}{2}}$  - stała zanikająca przy unormowaniu;  
 $K_{Id}, K_{IIc}$  - dynamiczny współczynnik intensywności naprężeń;  
 $W_1, W_2$  - współczynniki charakterystyki kierunkowej obu rodzajów fal ugiętych /patrz (51) /;  
 $S'(r, \theta, \gamma_1)$  - charakterystyka kierunkowa źródła punktowego podłużnych fal ugiętych, pobudzonych podłużną falą padającą na krawędź pęknięcia pod kątem  $\gamma_1$  /patrz rys.22/;  
 $S''(r, \theta, \gamma_1)$  - charakterystyka kierunkowa źródła punktowego poprzecznych fal ugiętych, pobudzonych podłużną falą padającą na krawędź pęknięcia pod kątem  $\gamma_1$  , /patrz rys.22/

Współczynniki  $W_1$  i  $W_2$  w przypadku, kiedy fala pobudzająca jest falą podłużną, można obliczyć ze wzorów:

$$(51) \quad \begin{cases} W_1 = \sqrt{\cos^2 \frac{\theta}{2} (\chi - 1 + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2})^2 + \sin^2 \frac{\theta}{2} (\chi + 1 - 2 \cos^2 \frac{\theta}{2})^2} \\ W_2 = \sqrt{\sin^2 \frac{\theta}{2} (\chi + 1 + 2 \cos^2 \frac{\theta}{2})^2 + \cos^2 \frac{\theta}{2} (\chi - 1 - 2 \sin^2 \frac{\theta}{2})^2} \end{cases}$$

Trzeba zwrócić uwagę, że przy takim podejściu wielkości  $W_1$  i  $W_2$  mają raczej charakter współczynników geometrycznych i nieznacznie zależą od własności materiałowych /tylko poprzez  $\chi$  /.

Teza ta potwierdza się zresztą w konkretnych obliczeniach, których wyniki podane są poniżej.

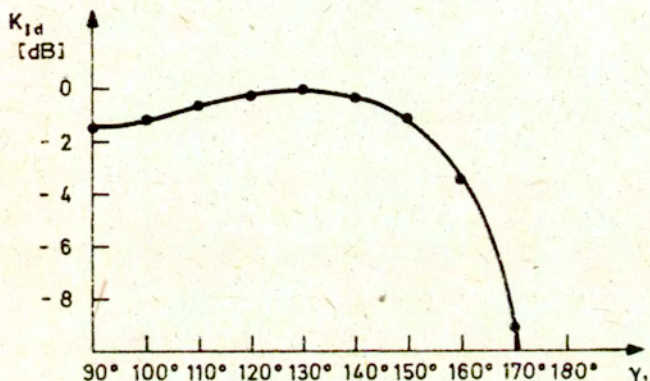
① Stal niskowęglowa

W tym przypadku, najczęściej spotykanym w praktyce, element

zawierający pęknięcie wykonany jest z niskowęglowej stali konstrukcyjnej i posiada typowe parametry akustyczne [21] :

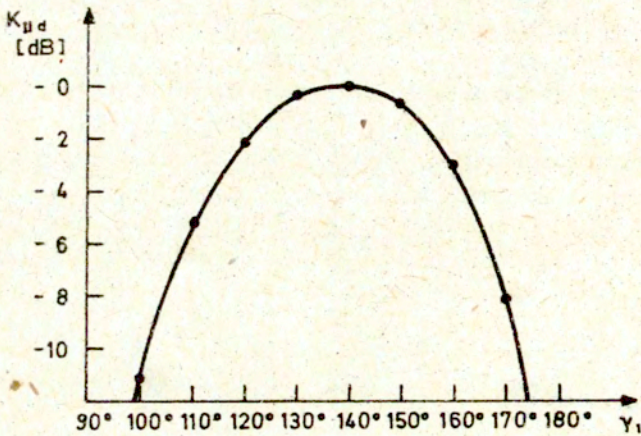
- prędkość fal podłużnych - 5940 m/s
- prędkość fal poprzecznych - 3250 m/s
- liczba Poissona - 0,29

Na rys. 23 i 24 są przedstawione znormalizowane /w stosunku do własnej wartości maksymalnej/ dynamiczne współczynniki intensywności naprężeń:  $K_{1d}$  - dla fal podłużnych i  $K_{11d}$  - dla fal poprzecznych, w funkcji kąta  $\gamma_1$  /patrz rys.22/.

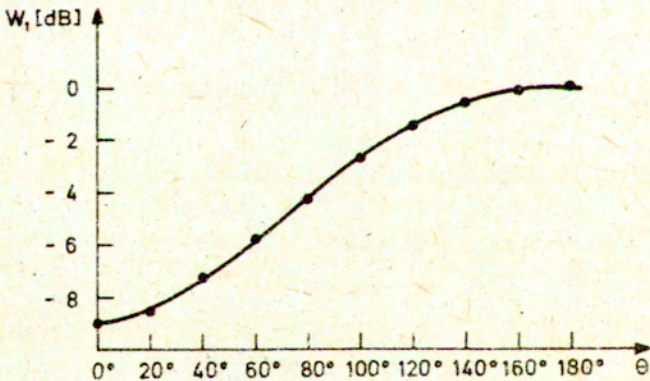


Rys.23. Zależność współczynnika  $K_{1d}$  od kąta  $\gamma_1$  dla stali

Charakterystyki kierunkowe  $W_1$  i  $W_2$  ugiętej fali podłużnej i poprzecznej w funkcji kąta  $\theta$  /patrz rys.22/ są przedstawione na rys.25 i 26 w postaci znormalizowanej /w stosunku do własnej wartości maksymalnej/.

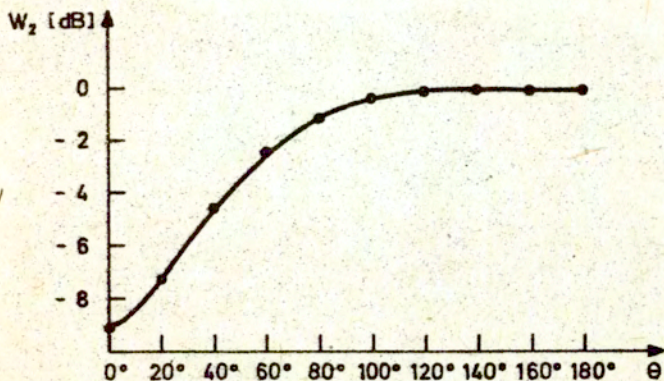


Rys. 24. Zależność współczynnika  $K_{Hd}$  od kąta  $\gamma_1$  dla stali



Rys. 25. Zależność współczynnika charakterystyki kierunkowej ugiętej fali podłużnej od kąta  $\theta$  dla stali





Rys.26. Zależność współczynnika charakterystyki kierunkowej ugiętej fali poprzecznej od kąta  $\theta$  dla stali.

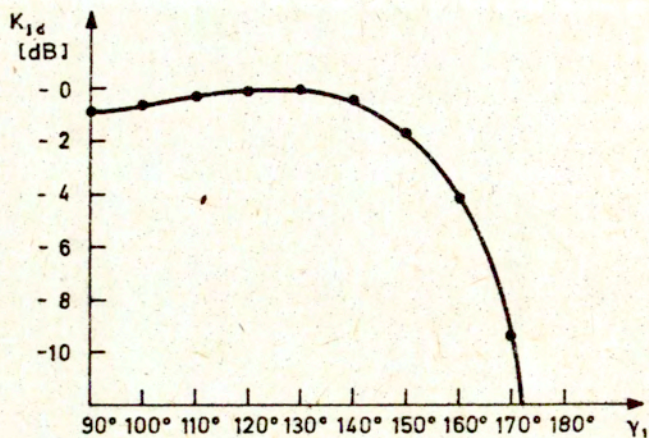
W tym przypadku kąt  $\theta$  odpowiada kątowi między płaszczyzną pęknięcia a kierunkiem odbierania fali ugiętej, wzbudzonej na krawędzi pęknięcia głowicą odbiorczą /porównaj z rys.22/.

## 2 Aluminium - Al

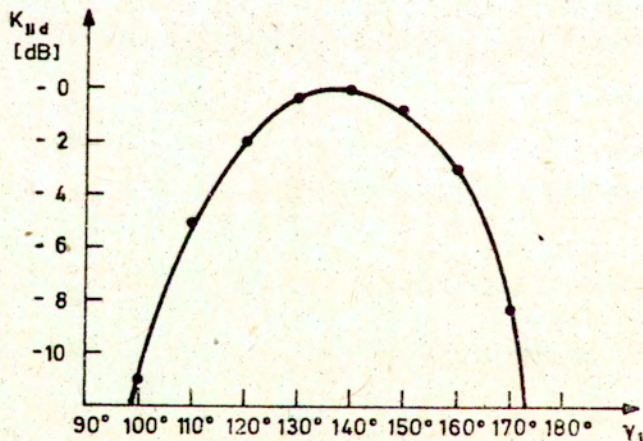
W przypadku, kiedy element zawierający pęknięcie jest wykonany z aluminium, mamy następujące typowe parametry akustyczne [21] :

- prędkość fal podłużnych - 6260 m/s,
- prędkość fal poprzecznych - 3080 m/s,
- liczba Poissona - 0,34.

Wyniki obliczeń numerycznych  $K_{1d}$  i  $K_{11d}$  przedstawione są na rys. 27 i 28.

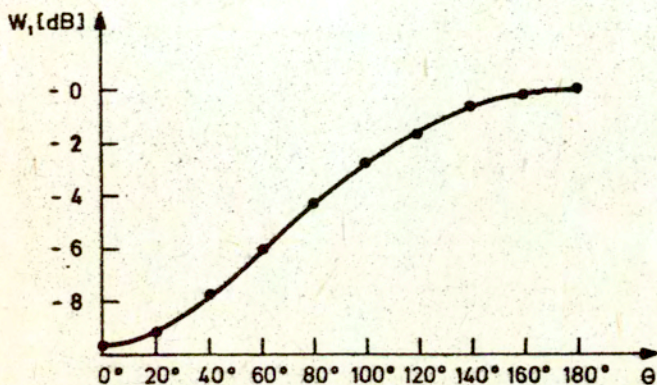


Rys. 27. Zależność współczynnika  $K_{I,d}$  od kąta  $\gamma_1$  dla A1

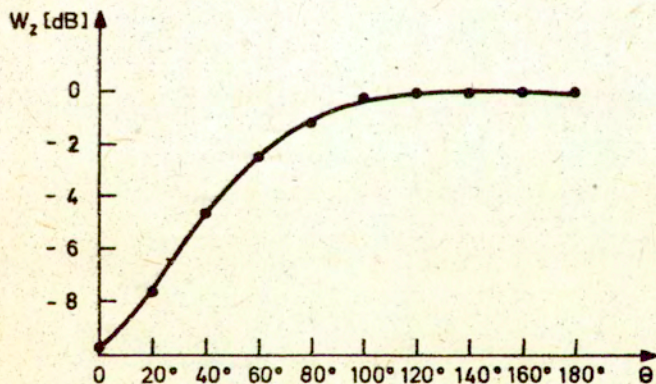


Rys. 28. Zależność współczynnika  $K_{II,d}$  od kąta  $\gamma_1$  dla A1

Na rys.29 i 30 są pokazane wyniki obliczeń obu współczynników kierunkowych:  $W_1$  i  $W_2$  .



Rys.29. Zależność współczynnika charakterystyki kierunkowej ugiętej fali podłużnej od kąta  $\theta$  dla Al



Rys.30. Zależność współczynnika charakterystyki kierunkowej ugiętej fali poprzecznej od kąta  $\theta$  dla Al

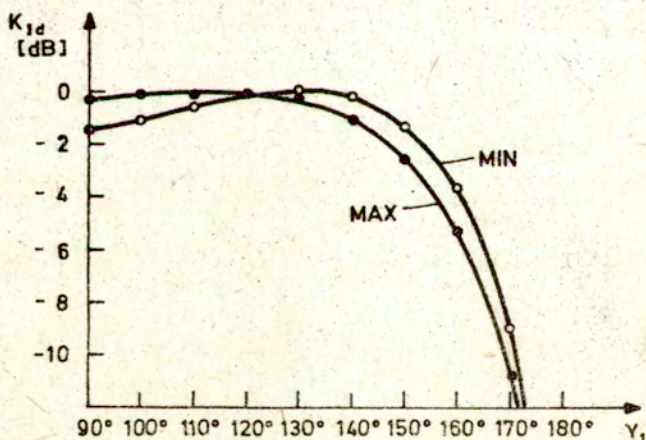
3 Mosiądz

W przypadku, kiedy element jest wykonany z mosiądzu /stopu Cu i Zn/, występuje znaczne zróżnicowanie jego parametrów akustycznych w zależności od stosunku zawartości obu składników.

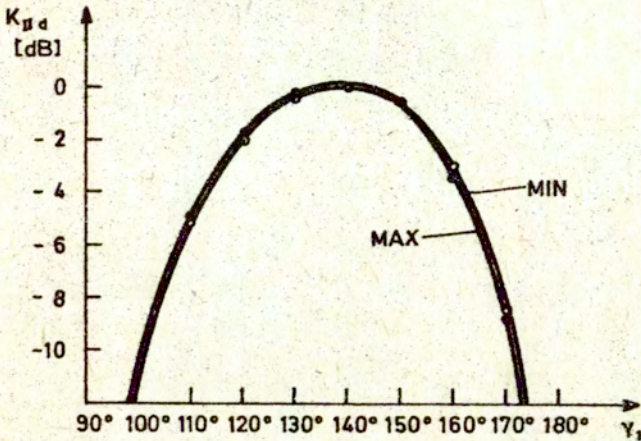
Dlatego nie możemy ograniczyć się do jednego przypadku. Rozpatrzmy zatem dwa przypadki skrajne, odpowiadające wartościom maksymalnym i minimalnym parametrów akustycznych [ 21 ] :

- a/ wartości minimalne -
  - prędkości fal podłużnych - 4200 m/s
  - prędkości fal poprzecznych - 2020 m/s
  - liczba Poissona - 0,3
- b/ wartości maksymalne -
  - prędkości fal podłużnych - 4700 m/s
  - prędkości fal poprzecznych - 2120 m/s
  - liczba Poissona - 0,4

Na rys. 31 i 32 są pokazane dynamiczne współczynniki intensywności naprężeń dla obu rodzajów fal -  $K_{I_d}$  i  $K_{II_d}$  w obu podanych przypadkach /MAX - dla wartości maksymalnych, MIN - dla wartości minimalnych/

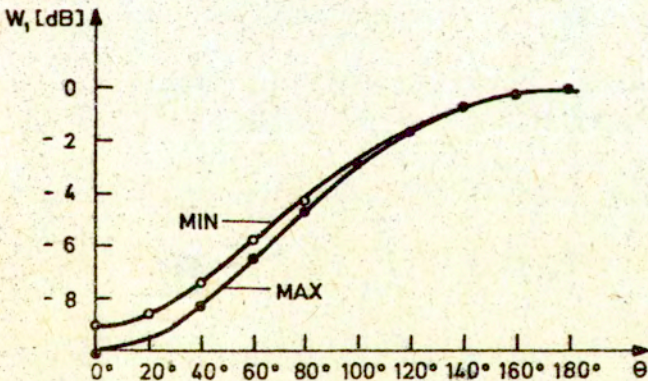


Rys. 31. Zależność współczynnika  $K_{I_d}$  od kąta  $\gamma_1$  dla mosiądzu

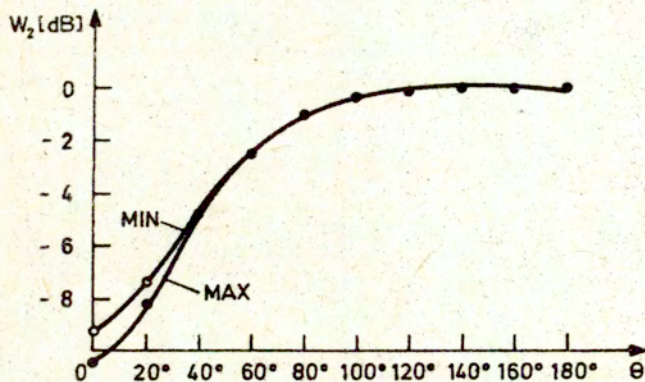


Rys.32. Zależność współczynnika  $K_{II d}$  od kąta  $\gamma_1$  dla mosiądzu

Wyniki obliczeń  $W_1$  i  $W_2$  na podstawie podanych maksymalnych /MAX/ i minimalnych /MIN/ wartości parametrów akustycznych są przedstawione na rys. 33 i 34.



Rys.33. Zależność współczynnika charakterystyki kierunkowej ugiętej fali podłużnej od kąta  $\theta$  dla mosiądzu



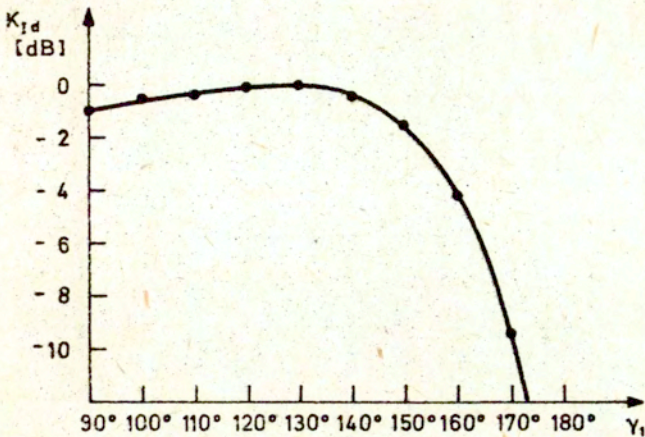
Rys.34. Zależność współczynnika charakterystyki kierunkowej ugiętej fali poprzecznej od kąta  $\theta$  dla miedzi

④ Miedź - Cu

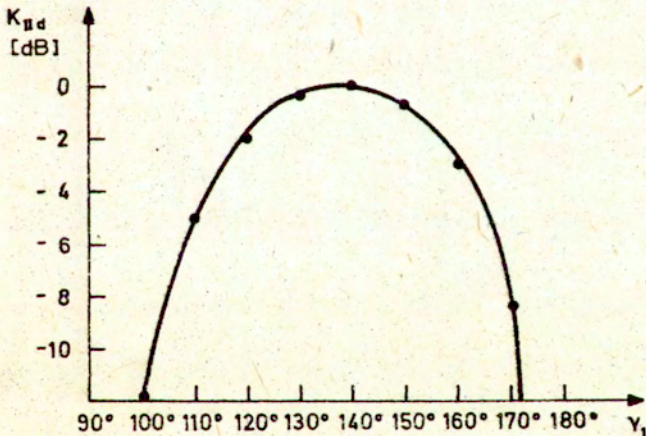
Dla elementu wykonanego z miedzi mamy następujące typowe wartości parametrów akustycznych [21] :

- prędkości fal podłużnych - 4700 m/s
- prędkości fal poprzecznych - 2260 m/s
- liczba Poissona - 0,34

Dynamiczne współczynniki intensywności naprężeń  $K_{I_d}$  i  $K_{II_d}$  dla miedzi przedstawione są na rys. 35 i 36 .

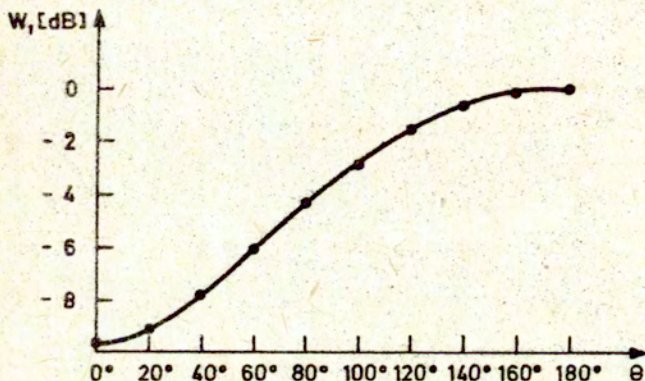


Rys.35. Zależność współczynnika  $K_{1d}$  od kąta  $\gamma_1$  dla miedzi

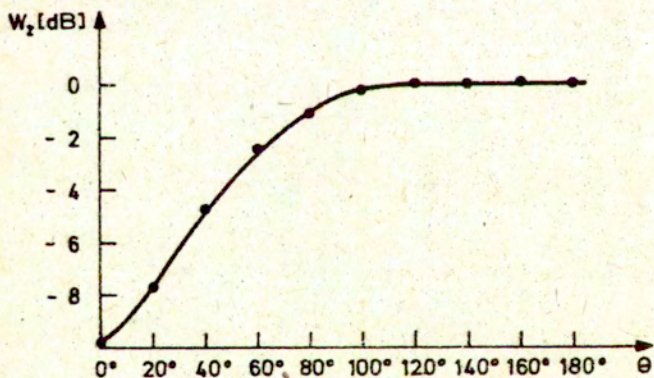


Rys.36. Zależność współczynnika  $K_{11d}$  od kąta  $\gamma_1$  dla miedzi

Na rys. 37 i 38 są pokazane wyniki obliczeń współczynników  $W_1$  i  $W_2$  dla miedzi.



Rys.37. Zależność współczynnika charakterystyki kierunkowej ugiętej fali podłużnej od kąta  $\theta$  dla miedzi



Rys.38. Zależność współczynnika charakterystyki kierunkowej ugiętej fali poprzecznej od kąta  $\theta$  dla miedzi



Z przeanalizowanej oceny wpływu pęknięcia na propagację fali ultradźwiękowej wysnuć można następujące wnioski:

A. Jak wynika z (50), unormowana w stosunku do własnej wartości maksymalnej charakterystyka kierunkowa źródła punktowego fali ugiętej /krawędź pęknięcia/ uzależniona jest od dwóch czynników: dynamicznego współczynnika intensywności naprężeń  $K_{1d}$  /w przypadku ugiętej fali podłużnej/ oraz  $K_{nd}$  /w przypadku ugiętej fali poprzecznej/ i współczynnika charakterystyki kierunkowej  $W_1$  /dla ugiętej fali podłużnej/ oraz  $W_2$  /dla ugiętej fali poprzecznej/.

B. Z przyczyn czysto technologicznych przyjęliśmy, że dostęp do pęknięcia jest możliwy tylko na tej półpłaszczyźnie, na której pęknięcie występuje.

Wynika stąd, że interesujący nas zakres kątowy współczynników  $W_1$  i  $W_2$  zawiera się w przedziale  $\pi/2 < \theta < \pi$  /patrz rys.22/. W tym zakresie kątowym unormowane wartości  $W_1$  i  $W_2$  charakteryzują się znaczną równomiernością /płaska charakterystyka/ we wszystkich zbadanych materiałach konstrukcyjnych.

Na przykład w stali niskowęglowej, w zakresie kątowym  $90^\circ < \theta < 180^\circ$ , mamy  $-3,42\text{dB} < W_1 < 0\text{dB}$  i  $-0,7\text{dB} < W_2 < 0\text{dB}$  /wg rys. 25 i 26/.

C. Występuje natomiast znaczna różnica między dynamicznymi współczynnikami intensywności naprężeń dla obu rodzajów fal ugiętych -  $K_{1d}$  i  $K_{nd}$ .

Przykład: dla stali niskowęglowej w typowym zakresie propagacyjnym  $100^\circ < \gamma_1 < 150^\circ$  mamy  $-1,05\text{dB} < K_{1d} < 0\text{dB}$ , natomiast  $-11,2\text{dB} < K_{nd} < 0\text{dB}$ .

Charakterystyka  $K_{1d}(\gamma_1)$  wykazuje w całym zakresie  $90^\circ < \gamma_1 < 150^\circ$  znaczną płaskość i równomierność /czym zdecydowanie różni się od  $K_{nd}(\gamma_1)$  /, przy czym ten efekt jest zauważalny we wszystkich zbadanych materiałach konstrukcyjnych.

D. Nasuwa się generalny wniosek, że przy odbiorze ugiętej fali podłużnej wzbudzonej na krawędzi pęknięcia falą podłużną, padającą pod kątem  $90^\circ < \gamma_1 < 150^\circ$ , charakterystyka kierunkowa

wa źródła punktowego fali ugiętej jest nie tylko mało uzależniona od własności akustycznych materiału konstrukcyjnego, ale wykazuje też znaczną równomierność w interesującym nas zakresie kątowym  $90^\circ < \theta < 180^\circ$  .

Przy tym im bardziej  $\theta \rightarrow 180^\circ$  , tym mniejsze są zmiany współczynników  $W_1$  i  $W_2$  .

#### 4.2. Analiza problemu generacji fali podpowierzchniowej

W ocenie głębokości pęknięcia metodą dyfrakcyjną, która oparta jest na analizie zmian czasu przejścia fali ugiętej na krawędzi pęknięcia, wynika problem ustalenia takich warunków generacji i propagacji fali ultradźwiękowej, przy których zmiany własności akustycznych materiału zawierającego pęknięcia można zminimalizować tak, aby jak najmniej wpływały one na amplitudę echa fali ugiętej i tym samym nie wywoływałyby dużego błędu pomiarów.

Przypadek optymalny odpowiada przy tym maksymalnej amplitudzie echa fali ugiętej.

Negatywny wpływ dużego rozrzutu własności akustycznych różnych materiałów konstrukcyjnych w warunkach przemysłowych nie ogranicza się do zwiększenia błędu pomiarów poprzez zmianę amplitudy echa.

Dużo większy błąd wynika z potrzeby dokładnego cechowania aparatury w czasie pomiarów. Zanieczyszczenie powierzchni rdzą, zmienność grubości elementu i inne czynniki wprowadzają przy tym tak duże błędy, że zmniejszają dokładność metody do poziomu metod elektrycznych /elektropotencjału/.

Brak możliwości dokładnego cechowania pochodzi stąd, że zazwyczaj możliwy jest tylko jednostronny dostęp do obiektu badań.

Aby metoda ta mogła być przydatna w warunkach przemysłowych, trzeba więc stosować taką falę podłużną, która zapewniłaby możliwość cechowania na jednej powierzchni obiektu badań, przy zupełnym braku informacji o rzeczywistej jego grubości.

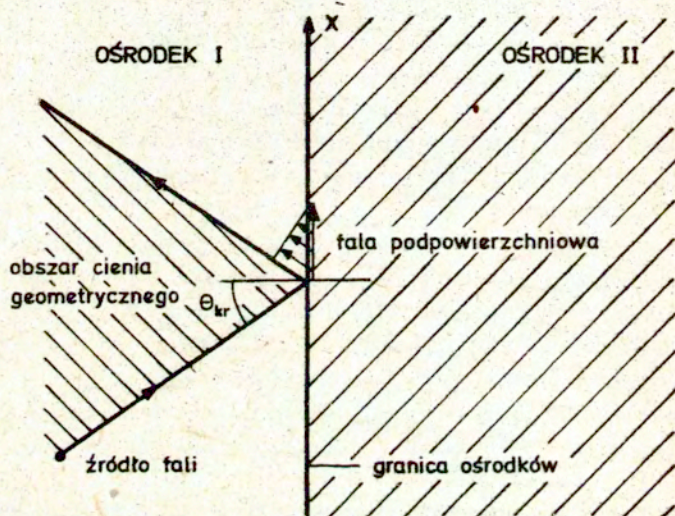
Wymaganiom tym odpowiada tylko podpowierzchniowa fala podłużna pobudzona na tzw. pierwszym kącie krytycznym [ 34 ] .

Zgodnie z definicją fala taka wzbudza się na granicy dwóch ośrodków /patrz rys.39/, wtedy kiedy z jednego ośrodka na granicę pada fala podłużna pod kątem  $\Theta_{kr}$

( 52 )

$$\Theta_{kr} = \arcsin \frac{c_{L1}}{c_{L2}}$$

gdzie:  $\theta_{kr}$  - pierwszy kąt krytyczny,  
 $c_{L1}$  - prędkość fali podłużnej w ośrodku I,  
 $c_{L2}$  - prędkość fali podłużnej w ośrodku II.

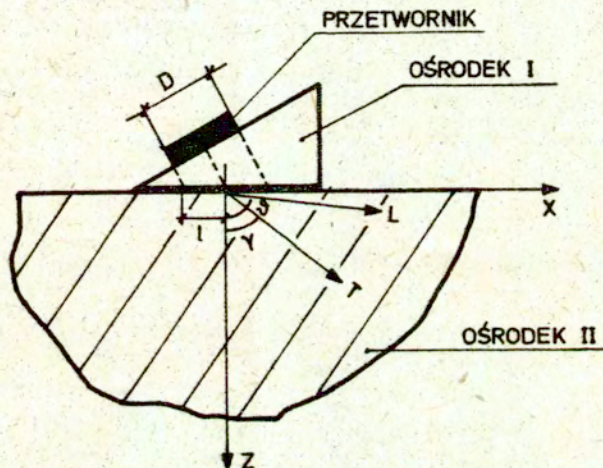


Rys. 39 Zasada wzbudzenia fali powierzchniowej

Jak wynika z analizy [ 34 ] ciśnienie fali podpowierzchniowej zmniejsza się proporcjonalnie do  $1/r^2$ , gdzie  $r$  jest odległością mierzoną z punktu 0 w kierunku osi OX /rys.39/.

Wynik ten znajduje również potwierdzenie w badaniach eksperymentalnych [ 35 ] .

Generację fali podpowierzchniowej w ciele stałym przy wykorzystaniu pierwszego kąta krytycznego /zgodnie z ( 52 ) / uzyskuje się przy pomocy głowicy skośnej /rys.40/.



Rys.40. Głowica skośna na fale podpowierzchniowe

W przypadku najczęściej spotykanym ośrodek I /głowica/ wykonana jest z polimetakrylatu metylu /PMM/, a ośrodek II /element zawierający pęknięcia/- ze stali niskowęglowej. Wtedy kąt krytyczny  $\theta_{kr} = 27^{\circ}30'$ .

Wzór, opisujący charakterystykę kierunkową głowicy <sup>na</sup> fale podpowierzchniowe można wyprowadzić, przyjmując uprzednio następujące założenia:

- a/ zakładamy, że występuje fala ciągła;  
 b/ warunki brzegowe zadane są w postaci:

$$(53) \quad \left. \begin{array}{l} \sigma_{zz} \Big|_{z=0} = \begin{cases} \sigma_z e^{i(K_1 \sin \theta - \omega t)} & \text{przy } |x| < l \\ 0 & \text{przy } |x| \geq l \end{cases} \\ \sigma_{xz} \Big|_{z=0} = 0 & \text{przy } |x| < \infty \end{array} \right\}$$

- gdzie:  $\sigma_{xz}$ ,  $\sigma_{zz}$  - amplitudy naprężeń /patrz rys.40/;  
 $K_1 = 2\pi f / c_L$  - liczba falowa fal podłużnych w ośrodku I ;  
 $l = D/2 \cos \theta$  - rzut  $D/2$  na oś OX ;  
 $D$  - średnica przetwornika głowicy.

Warunek  $\sigma_{xz} \Big|_{z=0} = 0$  przy  $|x| < \infty$  można uzasadnić obecnością cieczy sprzęgającej między ośrodkami I i II, zapewniającej sprzężenie akustyczne.

Przy założeniu, że ośrodek propagacji jest idealnie sprężysty, wektor wychyleń cząstek  $S$  ma postać (23).

Przy tym  $\varphi$  - skalarny potencjał odchyień /dla fali podłużnej/, a  $\psi$  - wektorowy potencjał odchyień /dla fali poprzecznej/.

W przypadku ruchu harmonicznego  $\varphi$  i  $\psi$  spełniają równań falowych Helmholtza :

$$(54) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + K_L^2 \varphi = 0$$

$$(55) \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + K_T^2 \psi = 0$$

gdzie:  $K_L$  - liczba falowa fal podłużnych;

$K_T$  - liczba falowa fal poprzecznych.

Jeżeli  $U$  i  $W$  są składowymi wychyleń w kierunkach  $Ox$  i  $Oz$  to  $|S|$  można wyrazić w postaci

$$(56) \quad |S| = \sqrt{|U|^2 + |W|^2}$$

Parametry  $U$  i  $W$  można przy tym wyrazić w funkcji  $\varphi$  i  $\psi$ :

$$(57) \quad \begin{cases} U = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ W = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{cases}$$

Wzory na  $U$  i  $W$  w przypadku spełnienia warunków brzegowych (53) są wyprowadzone w [37] i mają postać następującą:

$$(58) \quad \begin{aligned} U &= \int_{-\frac{\pi}{2}-i\infty}^{\frac{\pi}{2}-i\infty} \frac{K_0 \sigma_z l}{\pi \mu} \cdot \frac{\sin[(K_{L1} \sin \theta - K_{L2} \sin \vartheta)l]}{(K_{L1} \sin \theta - K_{L2} \sin \vartheta)l} \cdot \frac{\cos 2\gamma \sin 2\vartheta}{2(K_{T2}^2 \cos^2 2\gamma + K_{L2}^2 \sin 2\vartheta \sin 2\gamma)} \cdot \\ &\quad \cdot e^{i[K_{L2}(\sin \theta x + \cos \theta z) - \pi/2]} d\vartheta \\ W &= \int_{-\frac{\pi}{2}+i\infty}^{\frac{\pi}{2}-i\infty} \frac{K_0 \sigma_z l}{\pi \mu} \cdot \frac{\sin[(K_{L1} \sin \theta - K_{L2} \sin \vartheta)l]}{(K_{L1} \sin \theta - K_{L2} \sin \vartheta)l} \cdot \frac{\cos^2 \vartheta \sin 2\gamma}{(K_{T2}^2 \cos^2 2\gamma + K_{L2}^2 \sin 2\vartheta \sin 2\gamma)} \cdot \\ &\quad \cdot e^{i[K_{L2}(\sin \theta x + \cos \theta z) - \pi/2]} d\vartheta \end{aligned}$$

gdzie:  $\mu$  - stała Lamego;

$K_{L1}, K_{L2}$  - liczby falowe fal podłużnych w ośrodkach II i III;

$K_{T1}, K_{T2}$  - liczby falowe fal poprzecznych w ośrodkach I i II;

$K_0 = \text{const.}$

Jeżeli przejdziemy do polarnego układu współrzędnych, to

$$(59) \quad K_{L2}(\sin\vartheta x + \cos\vartheta z) = K_{L2}r \cos(\vartheta - \vartheta_0)$$

Zależność (58) można wtedy przedstawić w postaci całki Fouriera [38]

$$(60) \quad I(r^*) = \int_{\Gamma} A(\vartheta) e^{r^*g(\vartheta)} d\vartheta$$

gdzie:  $\Gamma$  - droga całkowania, która leży w płaszczyźnie zespolonej i może być krzywą nie zamkniętą.

W naszym przypadku mamy

$$(61) \quad \begin{aligned} g(\vartheta) &= i \cos(\vartheta - \vartheta_0) \\ r^* &= K_{L2} r \end{aligned}$$

Stosując znaną metodę Debye'a [39] można otrzymać wartość całki  $I(r^*)$  przybliżoną szeregiem. Pierwszy człon szeregu ma postać

$$(62) \quad I_1 = \pm \frac{\sqrt{2\pi} A(\vartheta_0) e^{r^*g(\vartheta_0)}}{\sqrt{-r^*g''(\vartheta_0)}}$$

Obliczenia szacunkowe wykazują, że w zakresie  $-\pi/2 < \vartheta < \pi/2$  można się ograniczyć do pierwszego członu szeregu, ponieważ wpływ członu drugiego /i dalszych/ jest o kilka rzędów mniejszy niż pierwszego.

Pozwala to uzyskać charakterystykę kierunkową głowicy na fale podpowierzchniowe w stosunkowo prostej postaci, przydatnej do obliczeń inżynierskich.

Trzeba jednak dodać, że wzór (62) daje dokładną ocenę



całki (60) tylko w tym przypadku, kiedy  $r^* \gg 1$ .

Ponieważ w naszym przypadku  $r^* = K_{L2} r \gg 1$ , więc warunek ten można uznać za spełniony.

Wracając do (58) i uwzględniając (62) otrzymujemy wzory na  $|U|$  i  $|W|$  w postaci

$$(63) \quad \left| \begin{array}{l} |U| = B \frac{\sin[K_{L2}l(1-\sin\vartheta)]}{K_{L2}l(1-\sin\vartheta)} \cdot \frac{\sin 2\vartheta \cos 2\gamma}{2 \left[ \left( \frac{c_{L2}}{c_{T2}} \right)^2 \cos^2 2\gamma + \sin 2\vartheta \sin 2\gamma \right]} \\ |W| = B \frac{\sin[K_{L2}l(1-\sin\vartheta)]}{K_{L2}l(1-\sin\vartheta)} \cdot \frac{\sin 2\vartheta \cos 2\gamma}{\left( \frac{c_{L2}}{c_{T2}} \right)^2 \cos^2 2\gamma + \sin 2\vartheta \sin 2\gamma} \end{array} \right|$$

gdzie:  $B$  - const.

A zatem zgodnie z (63) i przy uwzględnieniu (56) można otrzymać unormowaną charakterystykę kierunkową głowicy skośnej na podłużne fale podpowierzchniowe w postaci

$$(64) \quad |S^*(\vartheta)| = \frac{|S(\vartheta)|}{B} = \left| \frac{\sin[K_{L2}l(1-\sin\vartheta)]}{K_{L2}l(1-\sin\vartheta)} \cdot \frac{\cos \vartheta \cos 2\gamma}{\left( \frac{c_{L2}}{c_{T2}} \right)^2 \cos^2 2\gamma + \sin 2\vartheta \sin 2\gamma} \right|$$

Ponieważ jednak

$$(65) \quad K_{L2}l = \frac{K_{L2}D}{2\sqrt{1-\left(\frac{c_{L1}}{c_{L2}}\right)^2}} = m$$

Więc  $|S^*(\vartheta)|$  można przedstawić w nieco zmodyfikowanej postaci:

$$(66) \quad |S^*(\vartheta)| = \left| \frac{\sin[m(1-\sin\vartheta)]}{m(1-\sin\vartheta)} \cdot \frac{\cos\vartheta}{a^* + b^* \sin 2\vartheta} \right|$$

gdzie:  $a^* = \left(\frac{c_{L2}}{c_{T2}}\right)^2 \cos 2\gamma$  ;

$b^* = \operatorname{tg} 2\gamma$  ;

$\gamma = \arcsin\left(\frac{c_{T2}}{c_{L2}}\right)$  .

Parametr  $m$  , jak wynika z (64) i (65), można obliczyć z zależności

$$(67) \quad m = \frac{\pi f D}{\sqrt{c_{L2}^2 - c_{L1}^2}} = q f D$$

gdzie:  $f$  [MHz] - częstotliwość rezonansowa przetwornika głowicy;  
 $D$  [mm] - średnica tego przetwornika;  
 $c_{L1}$  ,  $c_{L2}$  - prędkości fal podłużnych w ośrodkach I i II.

W przypadku najczęściej spotykanym, kiedy ośrodek I jest polimetakrylem metylu /PMM/, parametry  $q$  ,  $a^*$  ,  $b^*$  dla różnych ośrodków badanych /odpowiadających ośrodkowi II na rys. 40/ zestawione są w tablicy 1.

Tablica 1. Parametry akustyczne  
zbadanych materiałów konstrukcyjnych

Materiał :	$q \left[ \frac{\mu s}{mm} \right]$	$a^*$	$b^*$	$c_L \left[ \frac{mm}{\mu s} \right]$	$c_T \left[ \frac{mm}{\mu s} \right]$
STAL	0,592	1,34	2,28	5,94	3,25
ALUMINIUM	0,555	2,13	1,66	6,26	3,08
MIEDŹ	0 812	2,32	1,57	4,7	2,26
MOSIĄDZ (min.)	0 969	2,32	1,57	4,2	2,02
MOSIĄDZ (max.)	0,812	2,92	1,36	4,7	2,12
PMM	—	—	—	4,67	1,12

Dla obliczeń inżynierskich unormowaną charakterystykę kierunkową głowicy na fale podpowierzchniowe można przedstawić w postaci

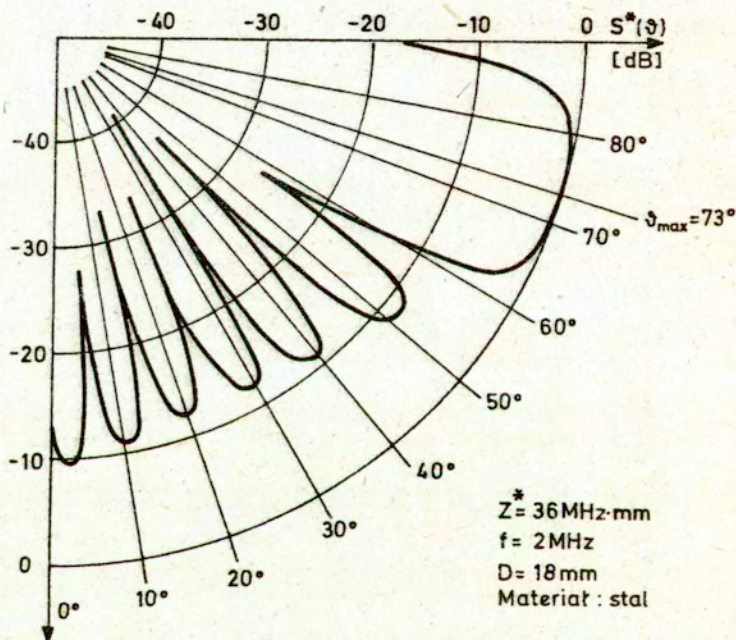
$$(68) \quad |S^*(\vartheta)| = \left| \frac{\sin[qfD(1-\sin\vartheta)]}{qfD(1-\sin\vartheta)} \frac{\cos\vartheta}{a^* + b^* \sin 2\vartheta} \right|$$

Można stwierdzić także, że wyniki eksperymentalne [35] potwierdzają prawdziwość zależności (68) w całym obszarze  $-\pi/2 < \vartheta < \pi/2$ , z wyjątkiem punktów granicznych  $\vartheta = \pm\pi/2$ , gdzie przybliżenie całki  $I(r^*)$  jednym członem szeregu jest niedostateczne. Punkty te odpowiadają jednak fali powierzchniowej i dlatego nie są obiektem naszej analizy.

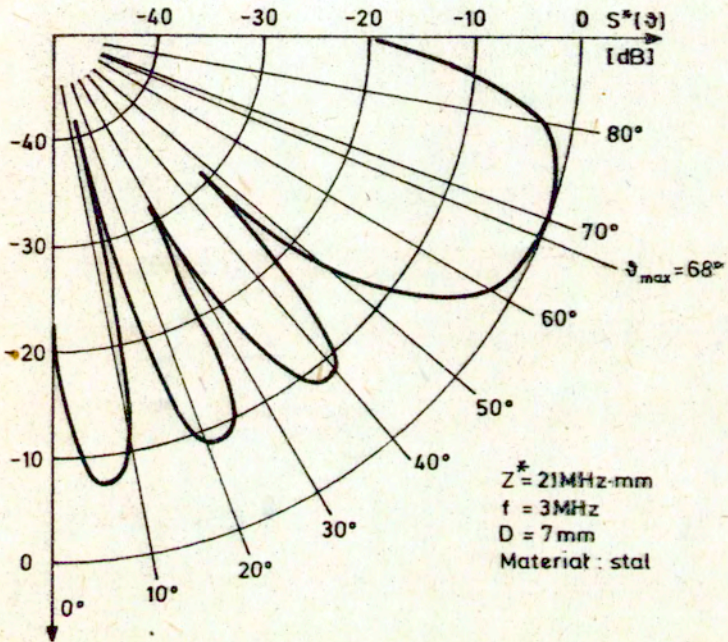
W obliczeniach numerycznych charakterystyki kierunkowej głowicy na fale podpowierzchniowe wykonanych na podstawie wzoru (68) był wykorzystany program "ROZKŁAD KĄTOWY". Program ten napisany w języku BASIC przedstawiony jest w załączniku 2.

Wyniki rozważań analitycznych przedstawimy w postaci graficznej.

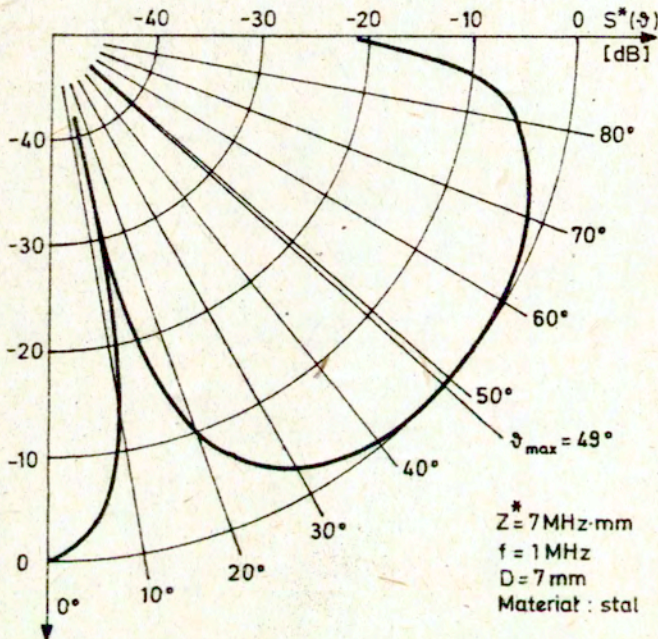
Na rys. 41-43 pokazane są wyniki obliczeń wpływu występującego w (68) parametru  $Z^* = fD$  na charakterystykę kierunkową /w najbardziej interesującym zakresie kątowym  $0 < \vartheta < 90^\circ$  /. We wszystkich przedstawionych przypadkach /rys.41-43/ ośrodkiem propagacji fali podpowierzchniowej jest konstrukcyjna stal niskowęglowa.



Rys. 41. Unormowana charakterystyka kierunkowa głowicy na fale podpowierzchniowe dla stali przy  $Z^* = 36 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$

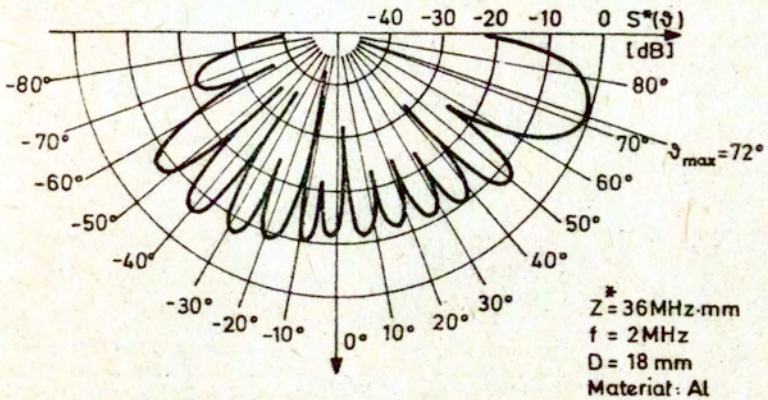


Rys.42. Unormowana charakterystyka kierunkowa głowicy na fale podpowierzchniowe dla stali przy  $Z^* = 21 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$

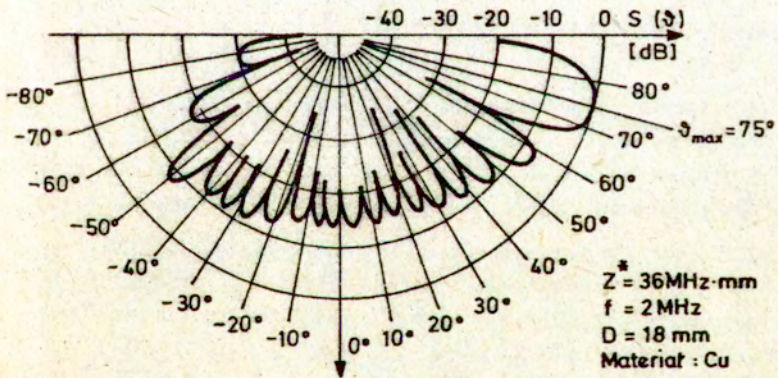


Rys.43. Unormowana charakterystyka kierunkowa głowicy na fale podpowierzchniowe dla stali przy  $Z^* = 7\text{MHz}\cdot\text{mm}$

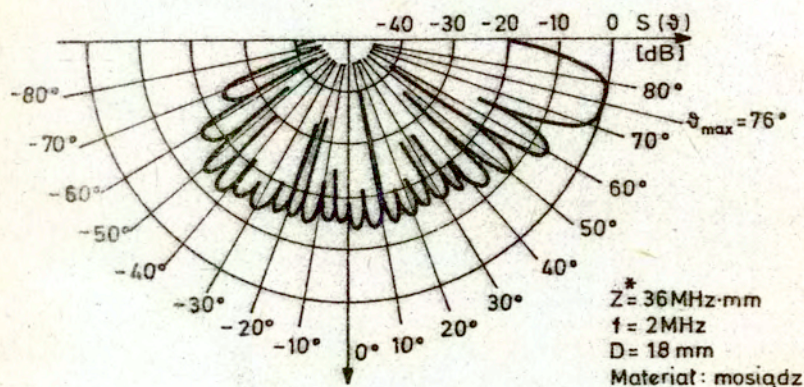
Następnie przy pomocy tego samego programu i Tabl.1 obliczone zostały charakterystyki kierunkowe przy stałym  $Z^*$  dla trzech innych materiałów konstrukcyjnych - aluminium /rys.44/, miedzi /rys.45/ i mosiądzu /rys.46/.



Rys.44. Unormowana charakterystyka kierunkowa głowicy na fale podpowierzchniowe dla Al przy  $Z^* = 36 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$



Rys.45. Unormowana charakterystyka kierunkowa głowicy na fale podpowierzchniowe dla miedzi przy  $Z^* = 36 \text{ MHz} \cdot \text{mm}$



Rys.46. Unormowana charakterystyka kierunkowa głowicy na fale podpowierzchniowe dla mosiądzu przy  $Z = 36\text{MHz}\cdot\text{mm}$

Analiza wszystkich wyników /rys.41-46/ pozwala wyciągnąć następujące wnioski:

1/ Unormowana charakterystyka kierunkowa głowicy skośnej na podłużne fale podpowierzchniowe  $|S(\vartheta)|$  odznacza się dużą nierównomiernością w zakresie kątowym  $-90^\circ < \vartheta < 90^\circ$ .

2/ Maksimum tej charakterystyki odpowiada kątowi  $\vartheta_{\max}$  w listku najbliższym do powierzchni ( $\vartheta = \pi/2$ ).

Trzeba zaznaczyć przy tym, że kąt  $\vartheta_{\max}$  jest teoretycznie największym osiągalnym kątem propagacji fal podłużnych.

3/ Analiza wyprowadzonej przez autora analitycznej zależności (66) przy uwzględnieniu wniosku 2 pozwala uzyskać następujący wzór dla obliczenia kąta maksimum charakterystyki kierunkowej  $\vartheta_{\max}$ :

$$(69) \quad \vartheta_{\max} = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \arcsin \left[ 1 - \frac{\pi}{m} \right].$$



Korzystając z (65) możemy także otrzymać wzór dla  $\vartheta_{\max}$  w postaci bardziej przydatnej do bezpośrednich obliczeń:

$$(70) \quad \vartheta_{\max} = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \arcsin \left[ 1 - \frac{\sqrt{c_{L2}^2 - c_{L1}^2}}{fD} \right]$$

4/ Analiza (70) nasuwa bardzo ciekawe wnioski dotyczące  $\vartheta_{\max}$

a/ jak wynika z (70),  $\vartheta_{\max}$  jest funkcją parametrów akustycznych  $c_{L1}$  i  $c_{L2}$  obu ośrodków i parametrów przetwornika głowicy:  $f$  i  $D$ .

b/ Z (70) można ustalić także teoretycznie możliwy rozrzut wartości  $\vartheta_{\max}$  :

$$(71) \quad \left| \begin{array}{ll} \lim_{fD \rightarrow \infty} \vartheta_{\max} = \pi/2 & - \text{wartość maksymalna,} \\ \lim_{fD \rightarrow 0} \vartheta_{\max} = \pi/4 & - \text{wartość minimalna.} \end{array} \right.$$

A zatem teoretycznie możliwy zakres zmian  $\vartheta_{\max}$  zawarty jest w granicach  $\pi/4 < \vartheta_{\max} < \pi/2$ .

5/ Unormowana amplituda charakterystyki kierunkowej w zakresie kątowym  $-\pi/2 < \vartheta < \pi/2$  /jak łatwo można zauważyć na rys. 44-46/ osiąga wartości rzędu  $|S(\vartheta_{\max})|$ , co nasuwa wniosek, że generowana fala podpowierzchniowa może być łatwo odbierana i z tylnej strony głowicy.

### 4.3. Optymalizacja układu pomiarowego

Zadanie optymalizacji układu pomiarowego obejmuje uzyskanie takich warunków pracy i tak dobranych parametrów układu: głowica nadawcza - pęknięcie - głowica odbiorcza, żeby można było uzyskać najmniejszy błąd w ocenie głębokości pęknięcia.

W przypadku najczęściej spotykanym głowica wykonana jest z PMM, a ośrodek w którym występuje pęknięcie - z niskowęglowej stali konstrukcyjnej.

Korzystając z pojęcia wprowadzonego w teorii automatycznego sterowania można powiedzieć, że obiektem optymalizacji jest unormowana charakterystyka przenoszenia  $Q \{ x, L, R, f, D \}$ .

Charakterystykę przenoszenia można przedstawić w sposób następujący:

$$(72) \quad Q \{ x, L, R, f, D \} = P_1 \text{ [dB]} + P_2 \text{ [dB]} + P_3 \text{ [dB]}$$

$$\text{gdzie: } P_1 \text{ [dB]} = 20 \lg \left| \frac{S(r, \theta, \gamma_1)}{[S(r, \theta, \gamma_1)]_{\max}} \right|$$

wyrażona w dB unormowana w stosunku do własnej maksymalnej wartości charakterystyka kierunkowa źródła fali ugiętej /krawędź pęknięcia/ - patrz (50) ;

$$P_2 \text{ [dB]} = 20 \lg \left| \frac{S^*(\vartheta_1)}{S(\vartheta_{\max})} \right| \quad \text{- wyrażona w dB, unormowana}$$

charakterystyka kierunkowa  
głowicy nadawczej - patrz  
(68) ;

$$P_3' [\text{dB}] = 20 \lg \left| \frac{S^*(\vartheta_2)}{S^*(\vartheta_{\text{max}})} \right| - \text{wyrażona w dB, unormowana}$$

charakterystyka kierunkowa  
głowicy odbiorczej - patrz  
(68) ;

$\vartheta_1$  - kąt padania fali pobudzającej /rys.47/;

$\vartheta_2$  - kąt odbierania fali ugiętej /rys.47/;

$\gamma = \pi - \vartheta_1$  } - kąty dopełniające  $\vartheta_1$  i  $\vartheta_2$

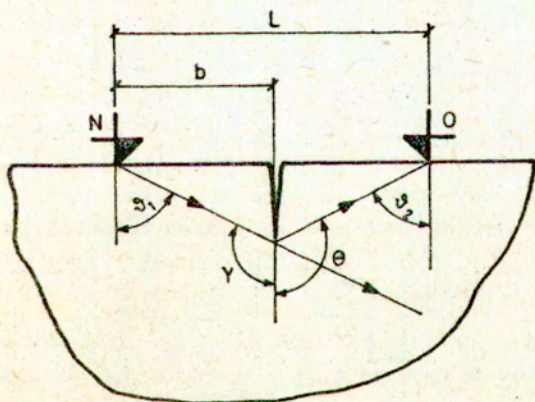
$\theta = \pi - \vartheta_2$  } - patrz rys.47 ;

$L$  - odległość między głowicami /nadawczą a odbiorczą/;

$x$  - aktualna głębokość pęknięcia;

$R = b/(L-b)$  - parametr asymetrii, wyrażający stosunek między odległościami /patrz rys.47/;

$b$  - odległość między głowicą nadawczą  $N$  a płaszczyzną pęknięcia.



Rys. 47. Schemat układu pomiarowego

Charakterystyka przenoszenia  $Q \{x, L, R, f, D\}$  przedstawiona jest jako funkcją pięciu niezależnych parametrów, przy założeniu, że reszta parametrów - to stałe ośrodków.

Należy jednak uwzględnić fakt, że - jak wynika z (68) i (70) - można rozpatrywać nie oddzielnie  $f$  oraz  $D$ , lecz iloczyn  $Z^* = fD$  jako jeden niezależny parametr.

Z rys. 47 wynika, że  $\vartheta_1$  i  $\vartheta_2$  można wyrazić w postaci

$$(73) \quad \left\{ \begin{array}{l} \vartheta_1 = \arctg \frac{b}{x} \\ \vartheta_2 = \arctg [(L-b)/x] \end{array} \right.$$

Zastępując w (73) parametr  $b$  parametrem  $R$  otrzymujemy

$$(74) \quad \left\{ \begin{array}{l} \vartheta_1 = \arctg \left( \frac{R}{R+1} \cdot \frac{L}{x} \right) \\ \vartheta_2 = \arctg \left( \frac{1}{R+1} \cdot \frac{L}{x} \right) \end{array} \right.$$

Warunki graniczne /ograniczenia/ optymalizacji funkcji  $Q \{x, L, R, f, D\}$  można przedstawić w sposób następujący.

- 1/ Ograniczenie wartości  $x \leq 15 \text{ mm}$  ze względu na warunki technologiczne. W tym bowiem zakresie występuje większość pęknięć spotykanych w praktyce. Z drugiej zaś strony pęknięcia o głębokości większej niż 15 mm łatwo można zmierzyć stosując zwykłą pojedynczą głowicę skośną na fale poprzeczne.
- 2/ Ograniczenie parametru  $L < 100 \text{ mm}$  ma na celu zmniejszenie potrzebnej płaszczyzny pomiarowej. Ponieważ naszym celem jest zminimalizowanie  $L$ , ograniczenie dotyczy tylko górnej wartości tego parametru.
- 3/ Ograniczenie parametru  $R$  wynika bezpośrednio z jego

definicji ( 72 ) :

$$0 \leq R \leq 1,$$

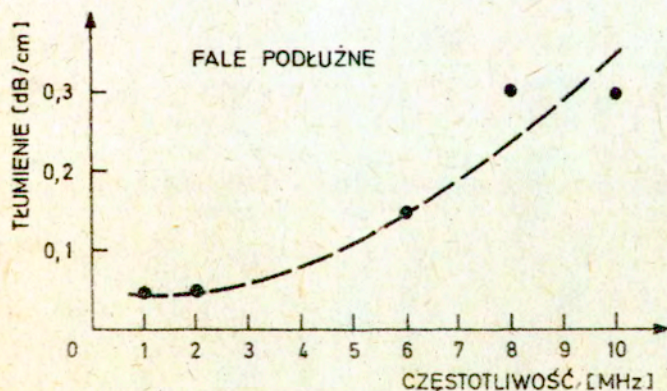
jednak realizacja przypadków krańcowych  $R=0$  , albo  $R=1$  jest fizycznie niemożliwe.

Uwzględniając wymogi technologiczne konstrukcji głowic skośnych warto więc ograniczyć się w zakresie:

$$0,1 \leq R \leq 0,9$$

4/ W analizie ograniczeń w stosunku do parametru  $f$  należy uwzględnić, że:

- a/ zwiększenie  $f$  "spłaszcza" główny listek charakterystyki kierunkowej głowicy na fale podpowierzchniowe ( 68 ) i  $\vartheta_{\max} \rightarrow \pi/2$  zgodnie z ( 71 ) ; równomierność /stałość, płaskość/ charakterystyki kierunkowej ( 68 ) osiąga się więc przy małych wartościach  $f$  ;
- b/ zmniejszenie  $f$  zwiększa jednak długość fali  $\lambda$  , co w konsekwencji zmniejsza zdolność wykrywania pęknięcia a stąd i czułość pomiarową;
- c/ z drugiej strony trzeba też uwzględnić, że warunek  $f > 3\text{MHz}$  dla stali wiąże się z gwałtownym wzrostem tłumienia fal podłużnych  $\alpha_L$  /patrz rys. 48/;



Rys.48. Zależność tłumienia fal podłużnych w funkcji częstotliwości dla stali

Mając na względzie wszystkie wyżej przedstawione fakty stosowne jest przyjęcie ograniczenia parametru  $f$  w postaci

$$1\text{MHz} \leq f \leq 3\text{MHz}.$$

5/ W odniesieniu do parametru  $D$  występują względy analogiczne do wymienionych poprzednio dla  $f$  : im mniejsza jest średnica przetwornika  $D$ , tym lepsza /równomierniejsza/ jest charakterystyka kierunkowa głowicy na fale podpowierzchniowe.

Ze względu na duże straty energetyczne przy dyfrakcji można nałożyć warunek /ograniczenie/ dla  $D$  w postaci

$$D \leq 20\text{ mm}.$$

Ogólne kryteria optymalizacyjne można więc przedstawić w postaci

$$(75) \quad \frac{\partial Q \{x, L, R, f, D\}}{\partial x} \rightarrow 0 \quad \text{dla } 0 < x < 15\text{ mm}$$

przy następujących ograniczeniach parametrów  $L, R, f$  i  $D$  :

$$(76) \quad \left\{ \begin{array}{l} L \leq 100\text{ mm} \\ 0,1 \leq R \leq 0,9 \\ 1\text{MHz} \leq f \leq 3\text{MHz} \\ D \leq 20\text{ mm} \end{array} \right.$$

Szukamy więc takiego zbioru wartości parametrów  $\{L_0, R_0, f_0, D_0\}$  przy którym jest spełniona zależność

$$(77) \quad \frac{\partial Q \{x, L_0, R_0, f_0, D_0\}}{\partial x} = \min \quad \text{dla } 0 < x < 15\text{ mm},$$

przy czym każda wartość tego zbioru równocześnie spełnia wymogi (76).

Ponieważ funkcja przenoszenia wyrażona jest w dosyć skomplikowanej postaci matematycznej i do jej obliczenia nie można

użyć rozwiązania czysto analitycznego, więc jesteśmy zmuszeni stosować technikę numeryczną.

Do tego celu służy program "POLE DYFRAKCYJNE" napisany w języku algorytmicznym BASIC [41] .

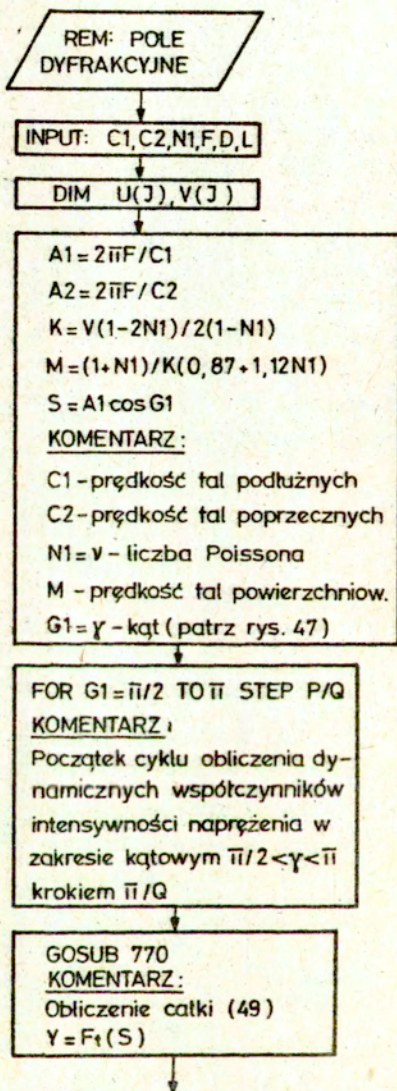
Ponieważ program ten /Załącznik 1/ jest dosyć skomplikowany warto poświęcić mu nieco uwagi.

Schemat blokowy programu przedstawiony jest na rys.49, łącznie z komentarzami objaśniającymi cykl obliczeniowy.

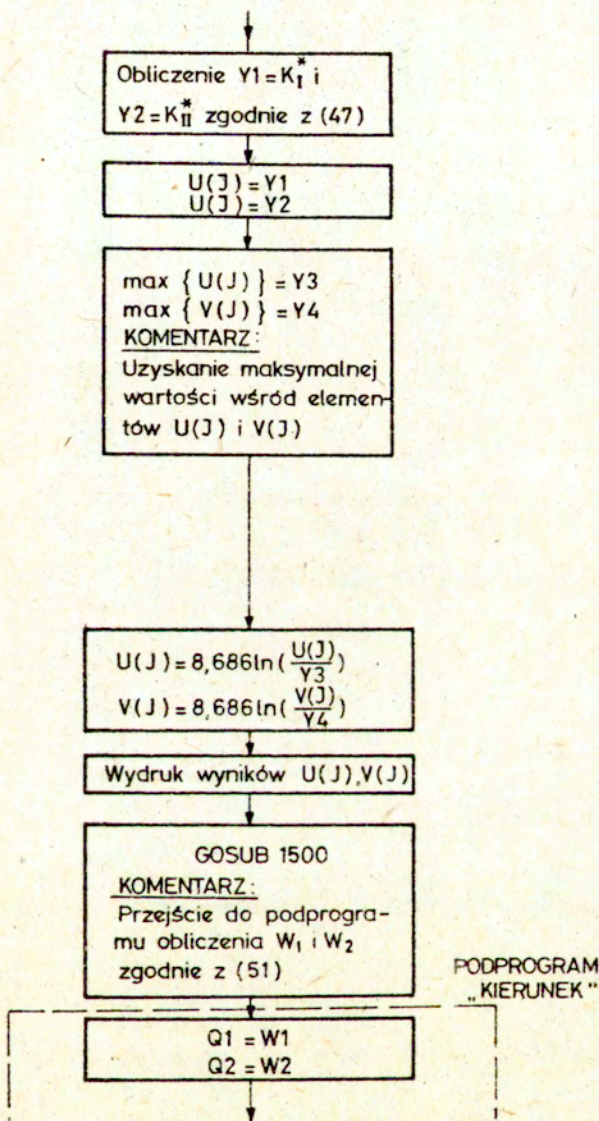
Zasadoogólna działania programu opiera się na przedstawieniu  $Q \{ x, L, R, f, D \}$  [dB] w postaci sumy, zgodnie z (42) .

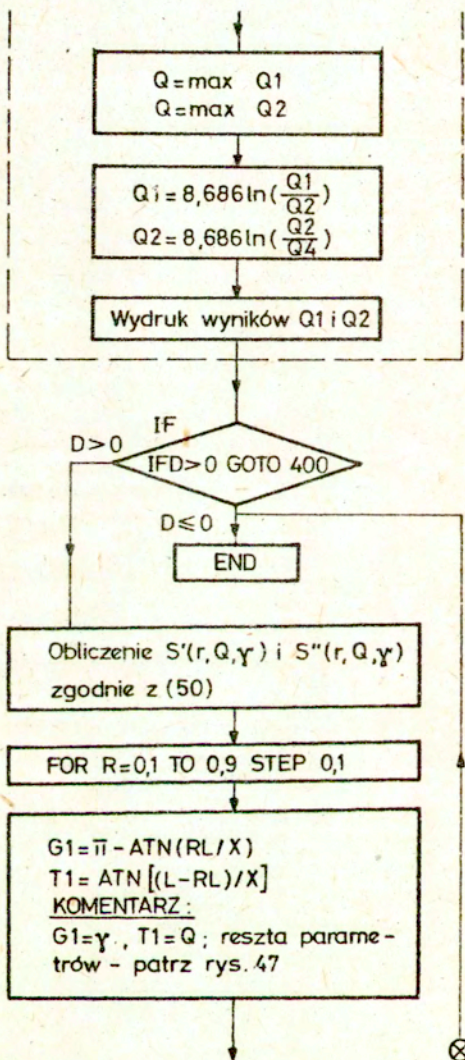
Program oblicza się oddzielnie unormowaną charakterystykę kierunkową głowicy nadawczej  $P_2$  [dB] i odbiorczej  $P_3$  [dB] i unormowaną charakterystykę kierunkową źródła fali ugiętej  $P_1$  [dB] .

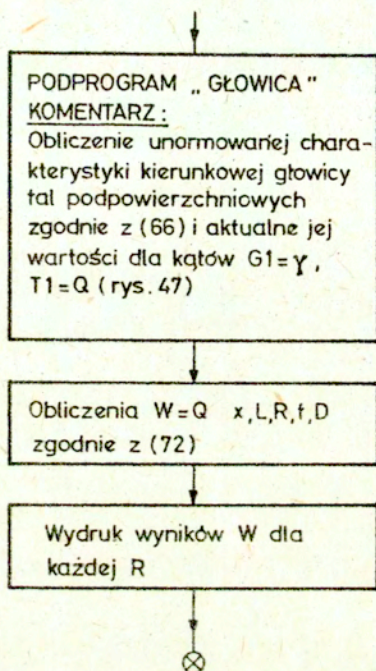
Wyniki przedstawione są w funkcji parametrów  $R$  i  $x$  przy zadanych a priori wartościach  $L$  ,  $f$  i  $D$  .











Rys.49. Schemat blokowy programu "POLE DIFRAKCYJNE"

Dokładny tekst programu podany jest w Załączniku 1.  
Wyniki obliczeń przedstawione są według schematu zawartego w tabelicy 2.

Tabl.2. Schemat badań optymalizacyjnych

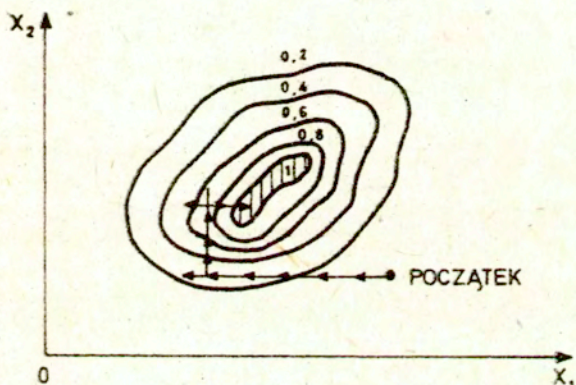
D [mm]	f [MHz]	L [mm]			Z [MHzmm]
		20	50	100	
7	1	+			7
7	2	+	+	+	14
10	1	+	+	+	10
10	2	+	+	+	20
10	3	+	+	+	30
18	2	+	+	+	36
18	3	+	+	+	54

Przy analizie wyników obliczeń w celu spełnienia kryterium optymalizacyjnego (77), uwzględniając ograniczenia w stosunku do argumentów (76), stosujemy metodę Gaussa-Seidela [40]. Wybór tej metody jest unormowany przede wszystkim charakterem ograniczeń (76), w których nie występują nieliniowości.

Optymalizacja metodą Gaussa-Seidela polega na otrzymaniu optimum globalnego poprzez kolejno poszukiwane optima lokalne. Dlatego przyjmujemy, że tylko jeden z parametrów optymalizacyjnych jest niezależny /pozostałe przybierają wartości stałe/.

Szukamy więc optimum lokalnego w stosunku do tego jednego parametru. Potem uzyskaną lokalną wartość optymalną dla tego parametru przyjmujemy za stałą i wybieramy następny parametr podlegający optymalizacji jako niezależny /zmienny/. Szukamy jego optimum i też przyjmujemy uzyskaną wartość za stałą. Tak postępujemy po kolei względem wszystkich parametrów podlegających optymalizacji.

Interpretacja graficzna tego procesu w przypadku dwóch zmiennych przedstawiona jest na rys.50.



Rys.50. Zasada optymalizacji metodą Gaussa-Seidela

W naszym przypadku trzeba uwzględnić następujące fakty:

a/ jak wynika z(68), charakterystyka kierunkowa głowicy uzależniona jest od iloczynu  $fD$ . Można więc zamiast dwóch parametrów -  $f$  oraz  $D$  - wprowadzić jeden niezależny parametr  $Z^* = fD$  /oczywiście, pod warunkiem, że jego ograniczenia optymalizacyjne też spełniają (76)/ ;

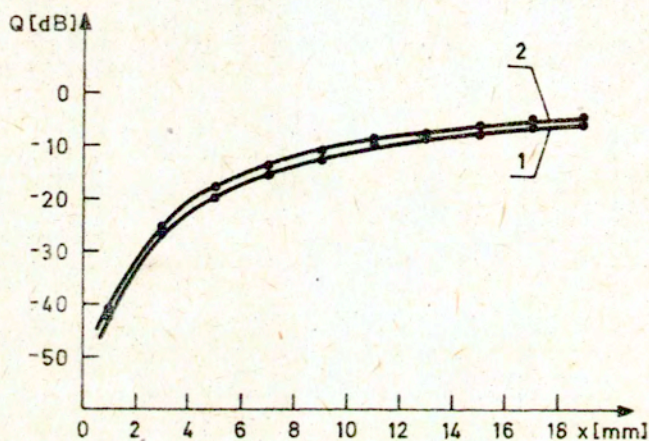
b/ zgodnie z metodą Gaussa-Seidela zakładamy, że argumenty  $L$  oraz  $R$  przybierają stałe /początkowe/ wartości, zaś  $Z^*$  jest pierwszą zmienną.

Niech te wartości początkowe będą:

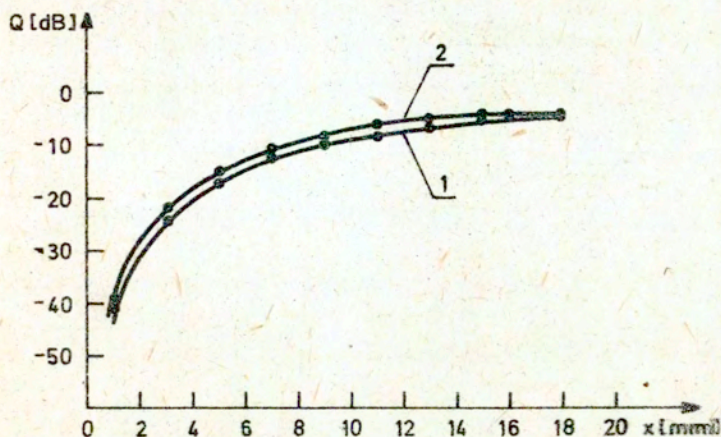
$$L = L_0 = 100 \text{ mm},$$

$$R = R_0 = 0,5.$$

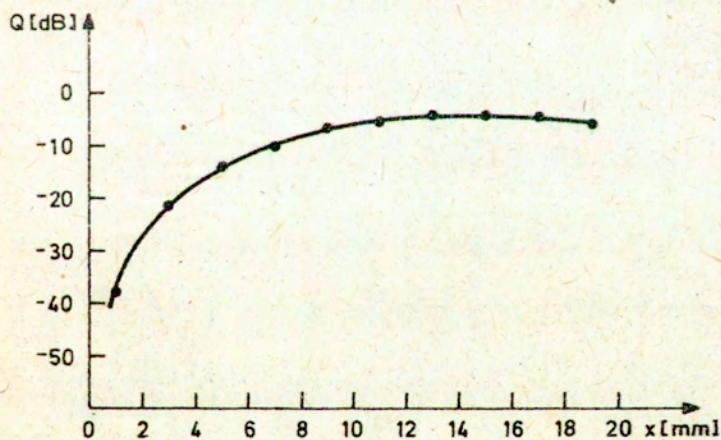
Szukamy optimum lokalnego w stosunku do  $Z^*$ . Wyniki przedstawione są na wykresach - rys. 51-53.



Rys.51. Charakterystyka przejściowa /funkcja przenoszenia/  
układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji - stal : 1/  $f = 1 \text{ MHz}$  ,  $D = 10 \text{ mm}$   
2/  $f = 2 \text{ MHz}$  ,  $D = 7 \text{ mm}$



Rys.52. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji -stal: 1/  $f = 2\text{MHz}$ ,  $D = 10\text{mm}$   
2/  $f = 3\text{MHz}$ ,  $D = 10\text{mm}$



Rys.53. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji-stal:  $f = 2\text{MHz}$ ,  $D = 18\text{mm}$

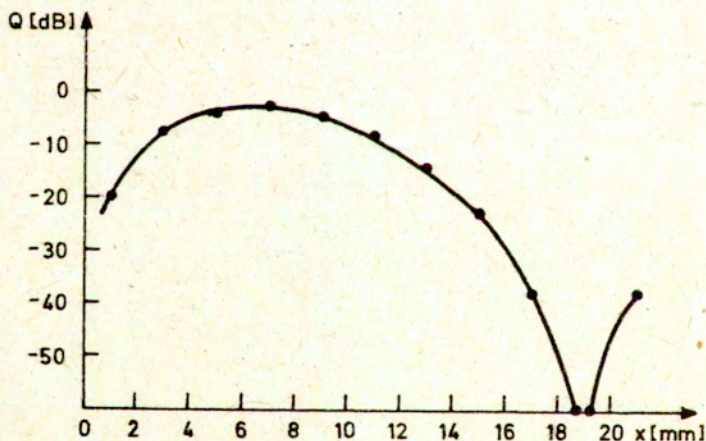
Z przedstawionych wykresów widać, że przy dostatecznie dużym  $L$  ( $L=100\text{ mm}$ ) wpływ parametru  $Z^*$  /przy  $R=0,5$  jest raczej niewielki.

Lokalny warunek spełnienia kryterium optymalizacyjnego (77) można przedstawić w postaci:  $Z^* \rightarrow \min$ .

Zakładamy więc, że  $Z^* = Z_0^* = 10\text{ MHz}\cdot\text{mm}$ .

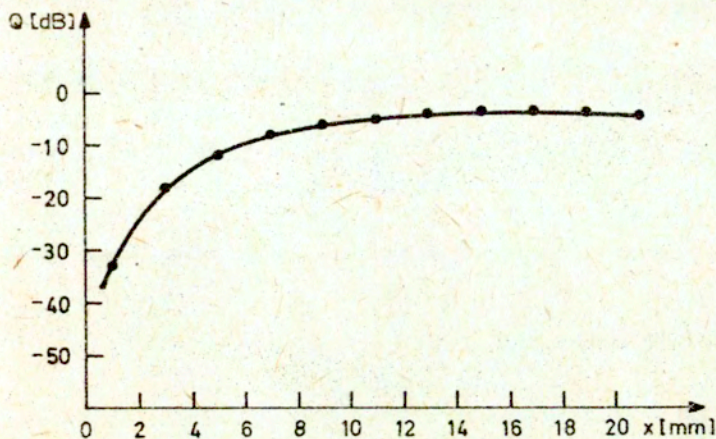
Szukamy optimum lokalnego parametru  $L$  /utrzymując nadal  $R = R_0 = 0,5/$ .

Ten drugi krok optymalizacji przedstawiony jest na rys. 54-56.

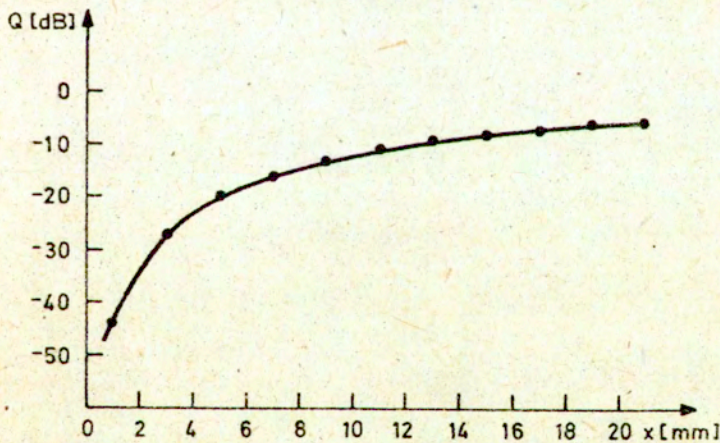


Rys. 54. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego. Ośrodek propagacji-stal:  $f=1\text{ MHz}$ ,  $D=10\text{ mm}$ ,  $L=20\text{ nm}$





Rys. 55. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
 Ośrodek propagacji-stal:  $f = 1\text{MHz}$ ,  $D = 10\text{ mm}$ ,  $L = 50\text{ mm}$



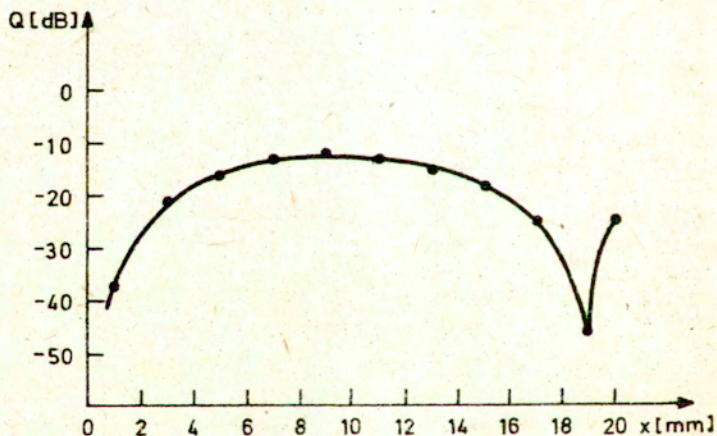
Rys. 56. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
 Ośrodek propagacji-stal:  $f = 1\text{MHz}$ ,  $D = 10\text{ mm}$ ;  $L = 100\text{ mm}$

Na podstawie tych wykresów łatwo można stwierdzić, że w tym przypadku występuje tendencja odwrotna, tzn.

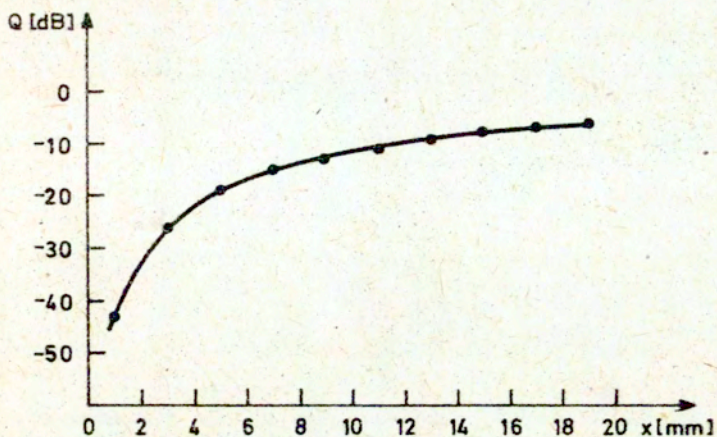
$$\frac{\partial Q\{x, Z_0, L, R_0\}}{\partial x} \longrightarrow \min, \text{ kiedy } L \longrightarrow \max.$$

Ponieważ już ustaliliśmy, że  $L_{\max} = 100 \text{ mm}$  (76), trzeci krok optymalizacji wykonujemy zakładając, że  $L = L_0 = 100 \text{ mm}$  i  $Z^* = Z_0^* = 10 \text{ MHzmm}$ .

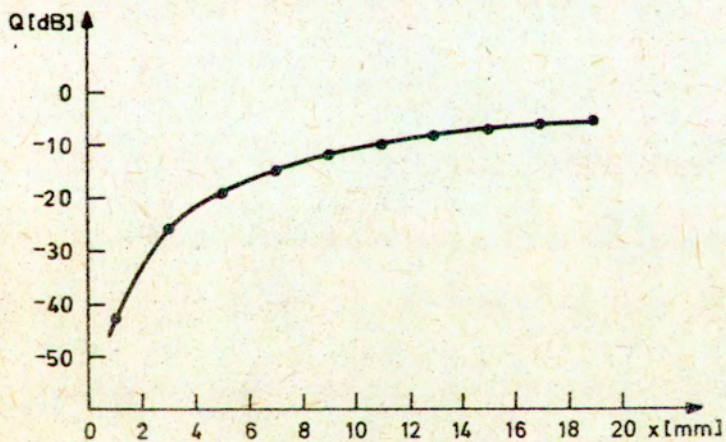
Parametrem niezależnym w tym przypadku jest  $R$ . Wyniki przedstawione są na rys.57-61.



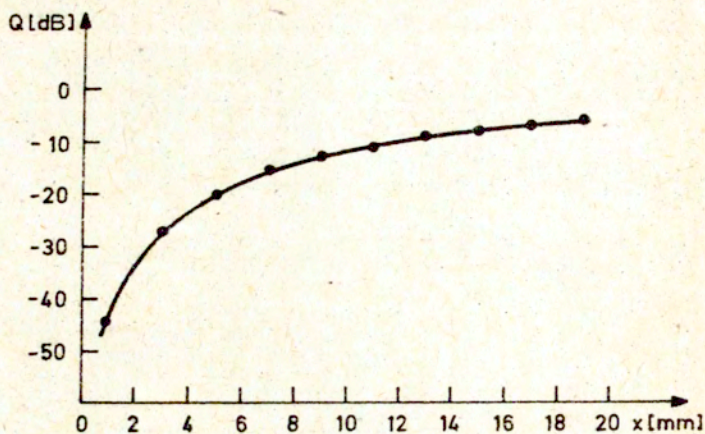
Rys.57. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego. Ośrodek propagacji-stal:  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$ ,  $L = 100 \text{ mm}$ ,  $R = 0,1$



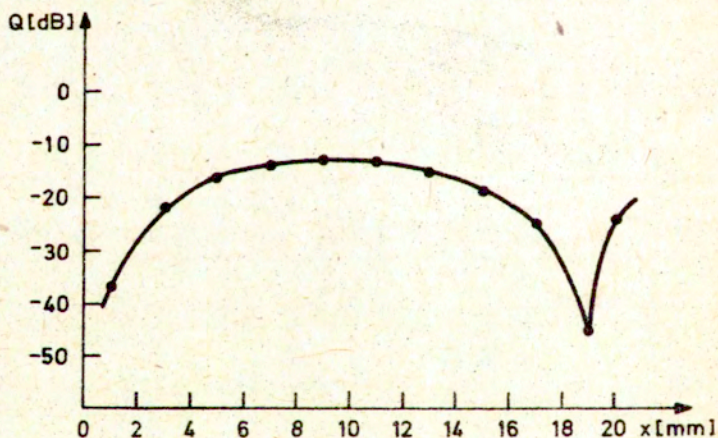
Rys.58. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji-stal:  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$ ,  $L = 100 \text{ mm}$ ,  $R = 0,3$



Rys.59. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji-stal:  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$ ,  $L = 100 \text{ mm}$ ,  $R = 0,5$



Rys.60. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji-stal:  $Z^*=10\text{MHzmm}$ ,  $L=100\text{mm}$ ,  $R=0,7$



Rys.61. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji-stal:  $Z^*=10\text{MHzmm}$ ,  $L=10\text{mm}$ ,  $R=0,9$

Na podstawie tych wykresów (rys.57-61) , można przekonać się, że przy zmianie wartości parametru  $R$  w pewnych granicach otrzymujemy dosyć zbliżone wyniki. A zatem z pewnym przybliżeniem można przyjąć, że

$$(78) \quad \frac{\partial Q\{x, R, Z_0, L_0\}}{\partial R} \approx 0 \quad \text{przy } 0,3 \leq R \leq 0,7.$$

Wynik (78) jest bardzo ważny, ponieważ wskazuje, że istnieje możliwość automatycznego skompensowania błędów wywołanych niedokładnym ustawieniem głowic w stosunku do płaszczyzny pęknięcia, poprzez wykorzystanie nieliniowości samej charakterystyki przenoszenia w całym zakresie  $0 \leq x \leq 15 \text{ mm}$  .

Często jednak warunki pomiaru nie zapewniają możliwości optymalnego rozstawienia głowic ( $L = L_{\max}$ ) . Względami czysto technologicznymi bywamy jednak po prostu zmuszeni ograniczyć bazę pomiarową. Dlatego ciekawy jest przypadek, kiedy  $L \rightarrow \min$  . Spróbujemy przeanalizować przypadek wykraczający poza proces optymalizacyjny, korzystając z tego samego programu analizy numerycznej.

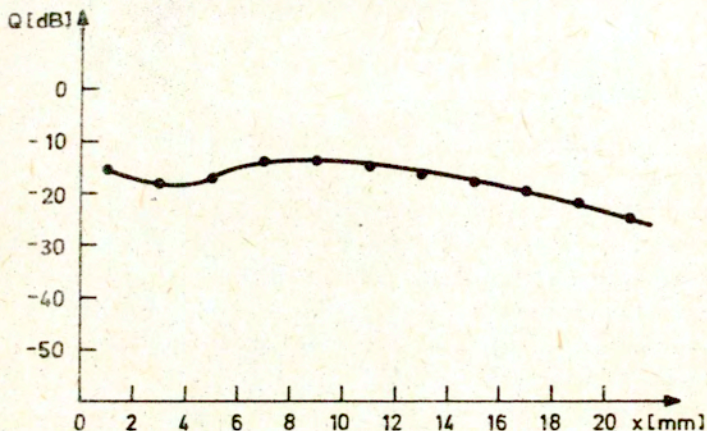
Zakładamy więc, że  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$  ,  $L = 20 \text{ mm}$  i uzyskujemy charakterystykę przenoszenia w funkcji argumentu  $R$  .

Wyniki przedstawione są na wykresach - rys. 62-66.

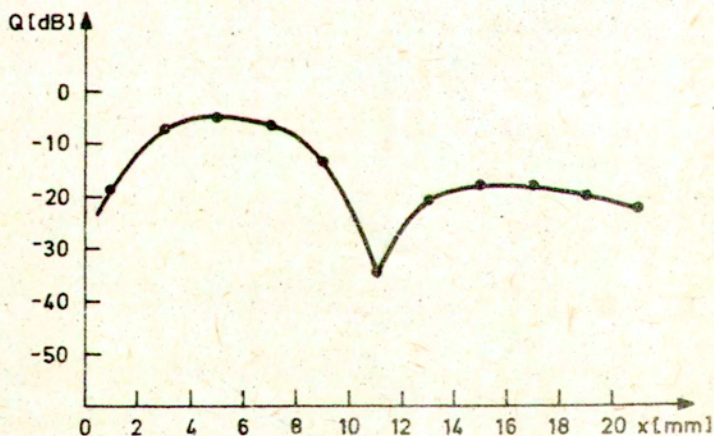
Ciekawe, że w tym szczególnym przypadku optimum lokalne uzyskuje się przy  $R = 0,1$  i  $R = 0,9$  , a więc całkiem odmiennie niż w przypadku poprzednim.

Reasumując dochodzimy do wniosku, że optymalny układ pomiarowy musi spełniać następujące warunki:

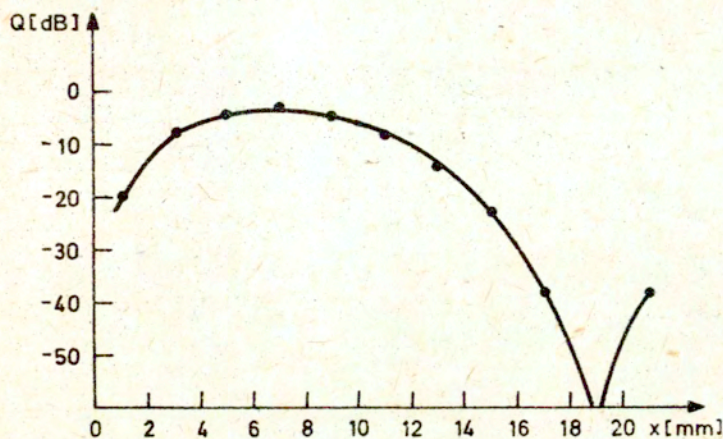
$$(79) \quad \left\{ \begin{array}{l} Z_{\text{opt}}^* = fD \rightarrow \min \\ L_{\text{opt}} = L \rightarrow \max \\ 0,3 \leq R_{\text{opt}} \leq 0,7. \end{array} \right.$$



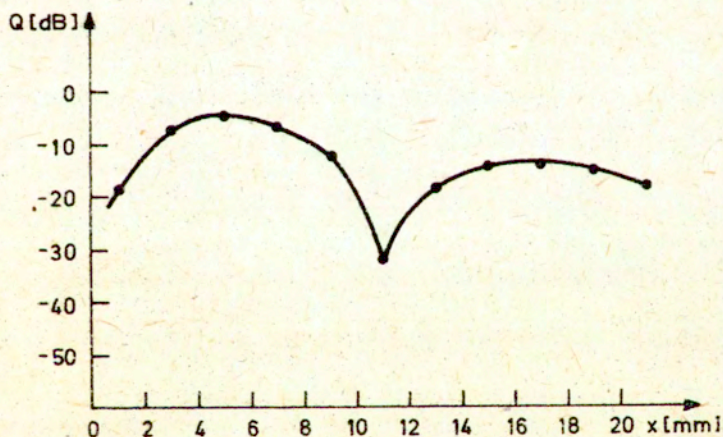
Rys. 62. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji - stal:  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $R = 0,1$



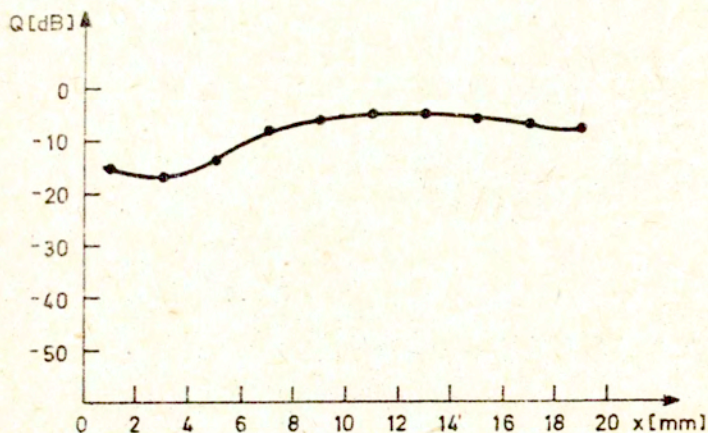
Rys. 63. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji - stal:  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $R = 0,3$



Rys.64. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji - stal:  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $R = 0,5$



Rys.65. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
Ośrodek propagacji - stal:  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $R = 0,77$



Rys.66. Charakterystyka przejściowa układu pomiarowego.  
 Ośrodek propagacji - stal:  $Z^* = 10 \text{ MHzmm}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $R = 0,9$

Zgodnie z (76),  $L_{\text{opt}} = 100 \text{ mm}$ ,  $Z^*_{\text{opt}} = (7 \div 10) \text{ MHzmm}$

Ustalenie zakresu optymalnych wartości parametrów wchodzących w charakterystyki przenoszenia w zasadniczym stopniu wpływa na zwiększenie dokładności pomiarów, o czym przekonujemy się w eksperymentalnej części niniejszej pracy, tzn. w następnym rozdziale.



## 5. Weryfikacja doświadczalna wyników rozważań teoretycznych

W rozdziale 4 na drodze rozważań teoretycznych zostały wprowadzone zależności pozwalające ocenić parametry pęknięć powierzchniowych metodą dyfrakcji fali powierzchniowej.

Obecnie postaramy się przeprowadzić doświadczalną ich weryfikację i sprawdzić stopień i zakres ich prawdziwości oraz praktycznej przydatności.

### 5.1. Próbkki i wzorce

Do badań eksperymentalnych przygotowano próbki czterech zestawów /typów/ A, B, C i D ze stali niskowęglowej dwóch gatunków: St3S i St5. Kształty i wymiary próbek podane są na rys. 67.

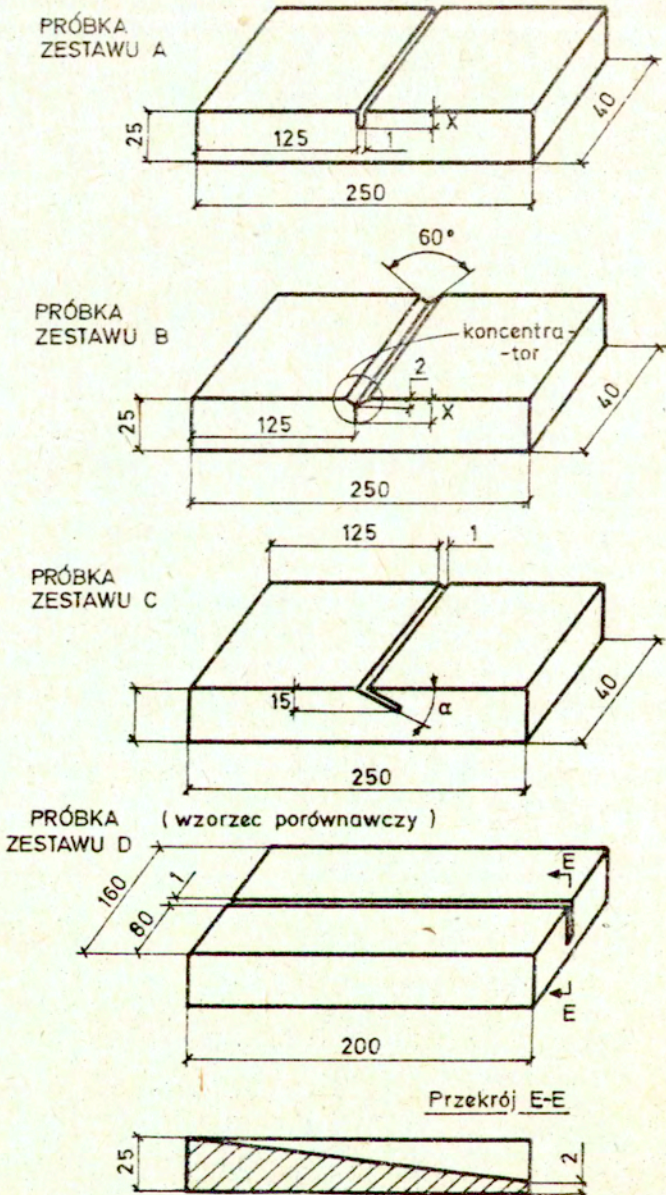
Próbki każdego zestawu zostały wykonane z jednego gatunku stali i następnie wyżarzone. Ostateczna obróbka mechaniczna polegała na polerowaniu powierzchni zewnętrznej na polerce wibracyjnej. Uzyskano przy tym chropowatość odpowiadającą 12-13 klasie wg normy PN-58/M-04251.

Polerowanie miało na celu przede wszystkim zmniejszenie błędów spowodowanych zmienną grubością ośrodka sprzęgającego.

Próbki zestawu /typu/ A służyły jako zestaw wzorcowy dla cechowania układów pomiarowych. Składał się on z 8 próbek wykonanych ze stali St3S. Wymiar charakterystyczny tych próbek /głębokość sztucznej szczeliny - X / podany jest w tabelicy 3.

Tabl.3. Wymiar charakterystyczny próbek zestawu A

Nr próbki	1	2	3	4	5	6	7	8
x [mm]	1	3	5	7	9	11	13	15

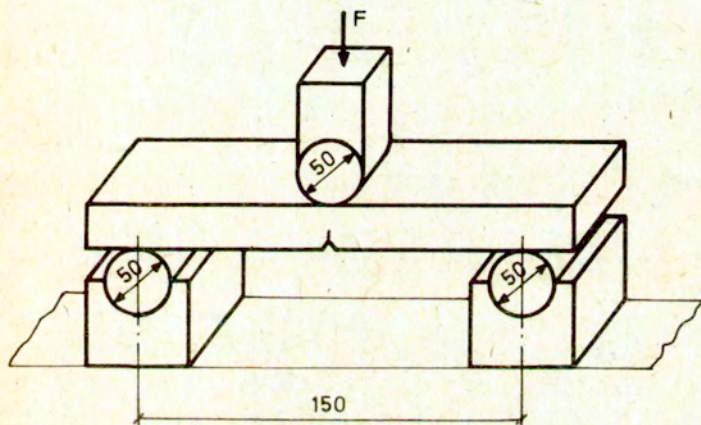


Rys. 67. Zestaw próbek

Kształt próbek i inne wymiary podane są na rys. 67.

Próbki zestawu B służyły do właściwego pomiaru głębokości pęknięć powierzchniowych w warunkach maksymalnie zbliżonych do rzeczywistych. Dlatego w każdej z tych próbek zostało zainicjowane naturalne pęknięcie zmęczeniowe.

W próbce najpierw został wykonany lokalny koncentrador naprężeń /patrz rys.67/, a następnie każda próbka była obciążona cyklicznie metodą trójpunktowego zginania [42] naprężeniem pulsującym (rys.68) na maszynie wytrzymałościowej INSTRON.



Rys.68. Schemat obciążenia cyklicznego /zmęczeniowego/

Częstotliwość obciążania była równa 10Hz, a amplituda 20kN.

Po stwierdzeniu istnienia pęknięcia zmęczeniowego, obserwowano uważnie metodą optyczną proces jego propagacji w głąb próbki. Proces propagacji przerywano, kiedy pęknięcie osiągało zadaną głębokość.

Dla kontroli po ostatecznym zakończeniu wszystkich pomiarów akustycznych, próbki zestawu B łamano obciążeniem statycznym.

W ten sposób można było optycznie skontrolować kształt i rzeczywistą głębokość pęknięcia.

Przykładowy wynik przeprowadzonej kontroli pokazany jest na rys. 69.



Rys.69. Wygląd przekroju próbki obciążanej cyklicznie dla uzyskania pęknięcia zmęczeniowego. Skala 2,75 : 1

Analiza metalograficzna przekroju pęknięcia wykazała, że obrane warunki obciążenia faktycznie zapewniły możliwość uzyskania pęknięć zmęczeniowych równomiernej głębokości. Widać to na rys.69, gdzie to pęknięcie odpowiada strefie 2 /strefa 1 przedstawia koncentrator naprężeń/.

Wyłączywszy wąskie paski przylegające do ścian bocznych próbki, odchylenia /maksymalne/ głębokości pęknięcia od wartości średniej nie przekraczało 0,5 mm.

Wartości wymiaru charakterystycznego X próbek zestawu B podane są w tabelicy 4.

Tabl.4. Wymiar charakterystyczny próbek zestawu B

Nr próbki	1	2	3	4
x [mm]	4	6	8	10

Kształt i inne wymiary próbek tego zestawu pokazane są na rys.67.

Zestaw C obejmuje próbki ze stali St3S<sup>1</sup> sztucznymi pęknięciami wykonanymi pod różnym kątem względem powierzchni zewnętrznej /patrz rys.67/. Przy pomocy tego zestawu zbadano wpływ kąta nachylenia pęknięcia  $\alpha$  na czas przejścia fali ugiętej na krawędzi pęknięcia.

Dla uniknięcia wpływu głębokości X wszystkie próbki tego zestawu zostały wykonane ze szczelinami o jednakowej głębokości  $X = 15 \text{ mm} = \text{const.}$

Kształt i wymiary próbek tego zestawu podane są na rys.67, tablica 5 zawiera natomiast wartości parametru charakterystycznego  $\alpha$ .

Tabl.5. Wymiar charakterystyczny próbek zestawu C

Nr próbki	1	2	3	4
$\alpha^\circ$	30	45	60	90

Zestaw D zawierał tylko jedną próbkę - wzorzec porównawczy wykonany ze stali St-5. Wzorzec ten /patrz rys.67/ miał nieprzerwaną sztuczną szczelinę służącą do kontrolowania zakresu pomiarowego i cechowania przyrządu.

## 5.2. Aparatura pomiarowa

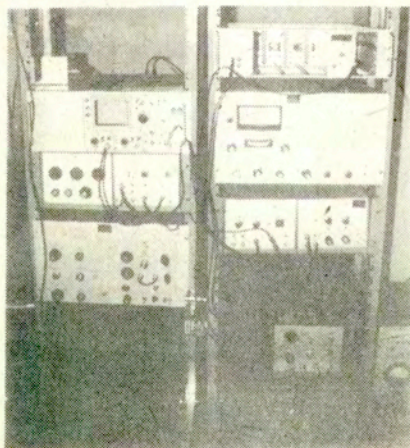
Pierwsze próby zbadania zjawisk dyfrakcyjnych występujących na krawędzi pęknięcia były zrealizowane przy pomocy zwykłego aparatu defektoskopowego typu UNIPAN 520 [43] .

Ten ultradźwiękowy aparat nie jest jednak przystosowany do precyzyjnych pomiarów i umożliwia tylko wykrycie występowania dyfrakcji fal podpowierzchniowych na krawędzi pęknięcia.

Do dokładnych pomiarów amplitudy i czasu przejścia fali ugiętej /co jest bezpośrednio związane z głębokością pęknięcia/ były wykorzystywane specjalne stacjonarne i przenośne urządzenia pomiarowe, które kolejno omówimy.

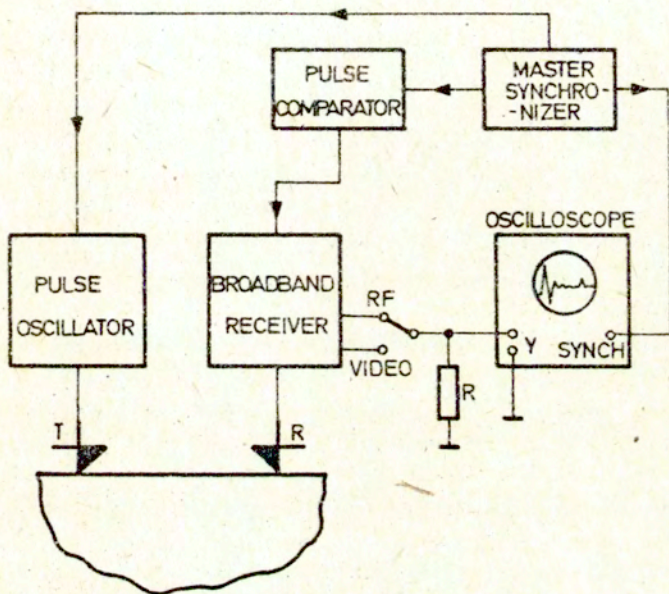
Pierwszym urządzeniem wykorzystanym w badaniach doświadczalnych było stacjonarne urządzenie pomiarowe typu MATEC /Ultrasonic Measurement System/ amerykańskiej firmy - MATEC Inc. Charakteryzuje się ono bardzo wysoką dokładnością pomiarów i to zarówno pomiaru amplitudy echa /błąd  $\pm 0,1$  dB w zakresie 0-81dB/, jak i pomiaru czasu przejścia fali ultradźwiękowej /błąd  $\pm 1$  ns/ [44] .

Na rys.70 pokazane jest stanowisko MATEC /rzut z przodu/ podczas pracy.



Rys.70. Układ pomiarowy MATEC

Schemat blokowy układu pomiarowego MATEC pokazany jest na rys.71.



Rys.71. Schemat układu pomiarowego MATEC

Zasada działania tego układu jest następująca. Po wytworzeniu impulsu synchronizującego w bloku "Master Synchronizer", blok "Pulse Oscillator" generuje impuls elektryczny, który pobudza głowicę nadawczą (T.)

Wzniebrany przez głowicę odbiorczą R impuls elektryczny dochodzi do odbiornika z szerokopasmowym wzmacniaczem "Broadband Receiver" i odpowiednio wzmocniony wyświetlany jest na oscyloskopie. W zależności od położenia przełącznika można zobaczyć albo impuls detekcji /video/ albo impuls detektowany /RF/.

Blok "Pulse Comparator" generuje tzw. impuls porównawczy, który daje możliwość porównania amplitudy tego impulsu z amplitudą echa odebranej fali ultradźwiękowej. W ten sposób można bezpośrednio i dokładnie ocenić tłumienie w decybelach.

Z uwagi na zakres częstotliwości, który w naszych badaniach nie przekraczał 3 MHz, był wykorzystany blok generujący /"Pulse Oscillator"/ typu 755 /zakres 1-20 MHz/.

Niestety, nie można jednak pominąć także pewnych ograniczeń w stosowaniu tego doskonałego, ogólnie rzecz biorąc, aparatu pomiarowego.

Przede wszystkim stanowisko MATEC jest stacjonarne /co widać zresztą z rys.70/. Nie utrudniało to pomiarów w naszym przypadku, ponieważ dysponowaliśmy zestawami przenośnych próbek, uniemożliwia natomiast pomiary w wielu innych konkretnych sytuacjach.

Oprócz tego, amplituda impulsu elektrycznego /pobudzającego/ w układzie MATEC jest dosyć mała /mniejsza niż 80 V /. W związku z dużym tłumieniem spowodowanym wielokrotną transformacją fal, trzeba pracować przy maksymalnych wartościach wzmocnienia. To z kolei pogarsza stosunek wartości sygnału do szumu i wprowadza znaczny błąd w ocenie prawidłowego początku echa.

Biorąc pod uwagę powyższe względy i wykorzystując własne doświadczenia [53] używaliśmy stanowiska MATEC przede wszystkim do precyzyjnej oceny amplitudy echa fali.

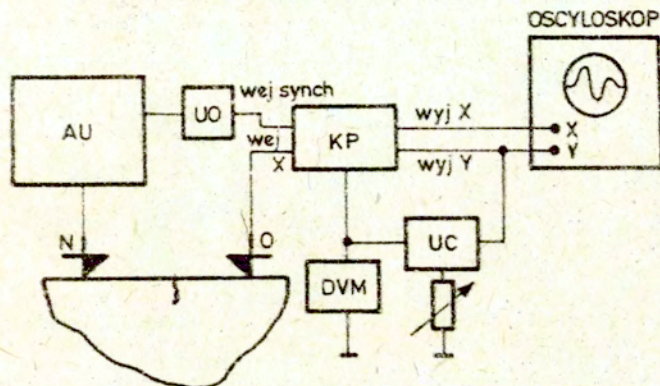
Dla zwiększenia stosunku sygnał/szum przy pomiarze czasu przejścia fali ugiętej był także wykorzystany aparat pomiarowy, opracowany przez zespół mgr inż. P.Gutkiewicza [45] .

Schemat tego aparatu, wykonanego całkowicie z polskich elementów, przedstawiony jest na rys.72.

Zasada jego działania jest następująca:

Aparat ultradźwiękowy AU, wykonany z elementów seryjnego aparatu defektoskopowego UNIPAN 510, generuje wypełniony elektryczny impuls pobudzający o amplitudzie  $\sim 500$  V . Impuls ten pobudza głowicę nadawczą N . Sygnał z głowicy odbiorczej O dochodzi do wejścia X konwertera próbkującego typu KP 20-1 produkcji TECHPAN.





Rys.72. Schemat układu pomiarowego konstrukcji mgr inż. P.Gutkiewicza

Równocześnie AU podaje sygnał synchronizujący do układu opóźnienia zmiennego UC, a sygnał z wyjścia tego układu podany jest do wejścia synchronizacji KP. Wyjścia X i Y konwertera KP połączone są bezpośrednio z oscyloskopem. Pętla sprzężenia zwrotnego zamknięta jest poprzez układ całkujący UC między wyjściem Y a wejściem X konwertera KP.

W ten sposób zmiany napięcia stałego  $\Delta U_V$  na wyjściu układu całkującego okazują się liniowo zależne od przesunięcia echa w czasie  $\Delta t$  :

$$(80) \quad \Delta U_V = K'_0 \Delta t$$

gdzie:  $K'_0$  - stała układu

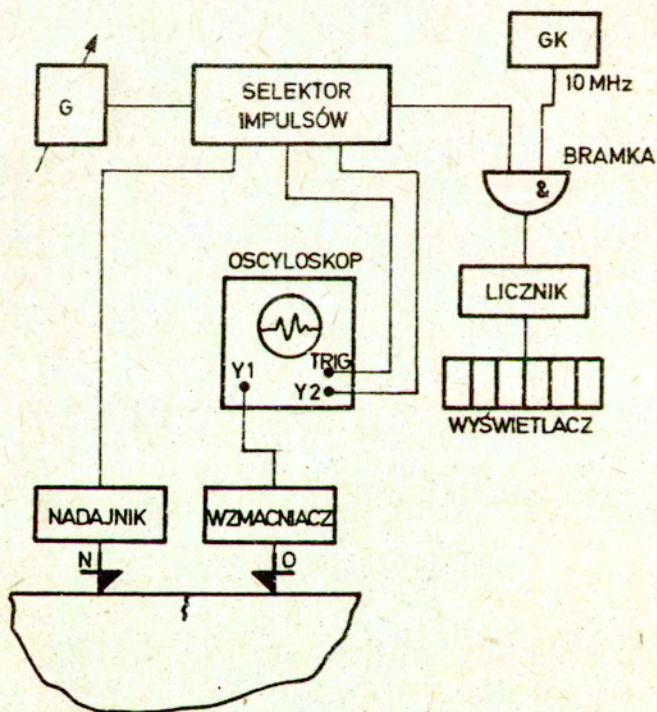
Dokładny pomiar  $\Delta U_V$  dokonywany jest przy pomocy woltomierza cyfrowego DVM.

Dokładność pomiaru całego układu [45] jest nie mniejsza niż  $\pm 2\text{ns}$  / błąd oceny  $\Delta t$  /.

W trakcie badań eksperymentalnych ustalono, że wysoka amplituda impulsu pobudzającego wpływa bardzo korzystnie na stosunek sygnał/szum.

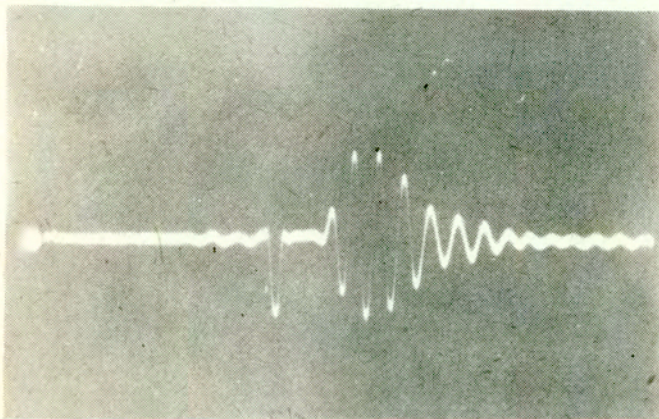
W badaniach doświadczalnych był również wykorzystany jeszcze jeden precyzyjny aparat pomiarowy, skonstruowany w Zakładzie Akustoelektroniki IPPT-PAN pod kierownictwem dr J. Deputata [46]. W naszym przypadku okazał się on bardzo perspektywiczny, ponieważ posiada bardzo ważną zaletę - jest przenośny.

Schemat tego układu pomiarowego przedstawiony jest na rys. 73.



Rys. 73. Schemat układu pomiarowego ZAE [46]

Zasada jego działania jest następująca. Impulsowy przestrajany generator  $G$  połączony jest z selektorem impulsów  $SI$ . Pierwszy impuls generatora  $G$  poprzez układ nadawczy /nadajnik/ pobudza głowicę nadawczą  $N$ . Dziewiąty z kolei impuls nadany przez generator  $G$  wyzwala podstawę czasu oscyloskopu. Na ekranie można obserwować odpowiednio rozciągnięty w poziomie sygnał odebrany przez głowicę odbiorczą  $O$  i wzmocniony wzmacniaczem. Na sygnał ten ( $Y1$ ) odpowiednio nałożony jest sygnał znacznika czasu ( $Y2$ ), który nadaje się z nadejściem dziesiątego impulsu  $G$ . Na rys. 74 pokazany jest przypadek, kiedy znacznik jest poza impulsem odebranym głowicą  $O$ .

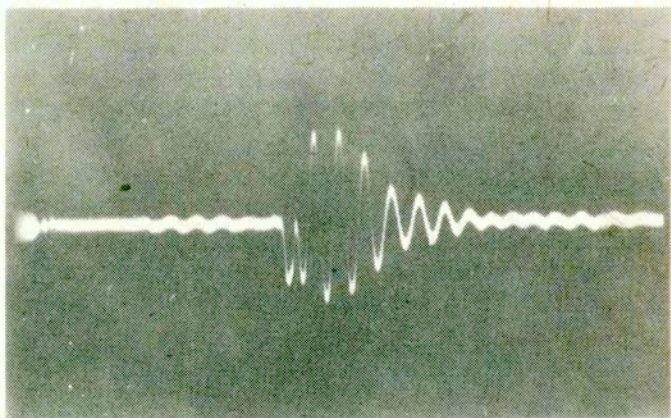


Rys.74. Oscylogram z układu pomiarowego ZAE w przypadku, kiedy znacznik czasowy jest poza impulsem odebranym

Przez precyzyjne strojenie generatora  $G$  można tak zmienić jego okres drgań, że znacznik czasu znajdzie się w odpowiednio wybranym miejscu - na początku echa. Przypadek ten pokazany jest na rys. 75.

Wtedy można przyjąć, że czas przejścia fali ultradźwiękowej równa się  $10T$ , gdzie  $T$  - okres drgań generatora  $G$ .

Przez zliczenia liczby impulsów generowanych przez generator



Rys.75. Oscylogram z układu pomiarowego ZAE w przypadku nakładania impulsu odebranego ze znacznikiem czasu

kwarcowy GK , występujących podczas  $10^4 T$ , można ustalić czas przejścia fali ultradźwiękowej z dokładnością rzędu  $\pm 1 ns$  .

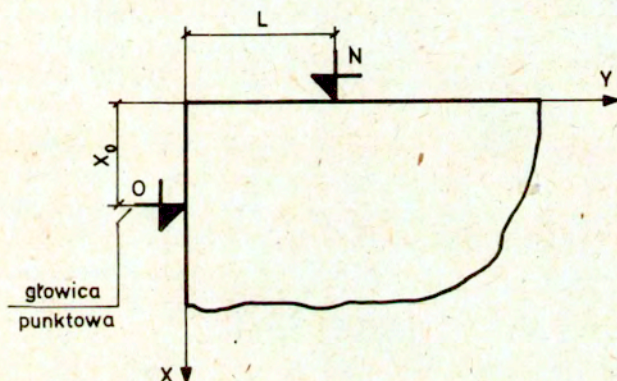
Wynik zliczania wyświetlany jest za pomocą wyświetlacza /bloku indukcji cyfrowej/.

Na zakończenie należy dodać, że ten układ pomiarowy jest bardzo obiecujący, ponieważ posiada także duże możliwości w zakresie automatyzacji całego procesu pomiarowego.

### 5.3. Ocena przydatności głowic na fale podpowierzchniowe do badań doświadczalnych

Charakterystyka kierunkowa głowic na fale podpowierzchniowe została omówiona w podrozdziale 4.2. Z dokładnością dostateczną dla prowadzonych przez nas badań doświadczalnych można przyjąć, że charakterystykę tę opisuje wzór (66). Wymogi natury czysto praktycznej modyfikują problem oceny przydatności głowic na fale podpowierzchniowe do pomiarów głębokości pęknięć podpowierzchniowych.

Przypadek najbardziej bliski warunkom rzeczywistym pokazany jest na rys. 76.



Rys. 76. Zasada pomiaru zmodyfikowanej charakterystyki kierunkowej głowicy.

Jak widać na rys.76, głowicą nadawczą jest głowica generująca fale podpowierzchniowe, natomiast głowicą odbiorczą jest normalna głowica punktowa o takiej samej częstotliwości rezonansowej, lecz o charakterystyce kierunkowej zbliżonej do kołowej.

W naszych pomiarach była wykorzystana głowica punktowa o średnicy mniejszej niż 1 mm.

Przesuwając głowicę odbiorczą O wzdłuż osi X udało się nam zbadać zmiany rozkładu kierunkowego głowicy na fale podpowierzchniowe na krawędzi pęknięcia przy zmianie jego głębokości w warunkach maksymalnie zbliżonych do rzeczywistych. Odległość L w tym przypadku odpowiada odległości między głowicą nadawczą N a pęknięciem.

Jak wynika z analizy teoretycznej przeprowadzonej w podrozdziale 4.2, charakterystyka kierunkowa głowic na fale podpowierzchniowe uzależniona jest nie tyle od samych parametrów  $f$  i  $D$  /częstotliwości rezonansowej i średnicy przetwornika głowicy/, ile od ich iloczynu  $Z^*$  /zgodnie z (68) /. W podrozdziale 4.3 stwierdziliśmy, że optymalną /a więc maksymalnie płaską/ charakterystykę kierunkową można uzyskać, kiedy  $Z^* \rightarrow \min$ .

Stwierdzenie to trzeba sprawdzić w całym możliwym zakresie zmian  $L$ , ( $20\text{mm} \leq L \leq 100\text{mm}$ ) .

Do badań stali przygotowano trzy zestawy głowic na fale podpowierzchniowe. Poszczególne parametry głowic tych zestawów i ich kąty  $\vartheta_{\max}$  /maksimum charakterystyki kierunkowej/ obliczone dla stali przedstawione są w tabl. 6.

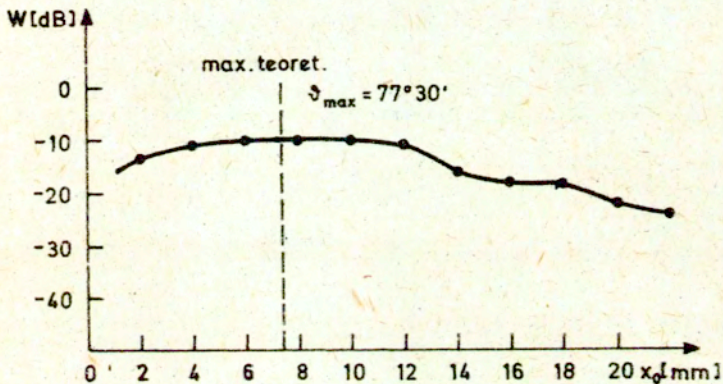
Tabl.6. Parametry zestawów głowic na fale podpowierzchniowe.

Nr zestawu	f	D	Z	$\vartheta_{\max}$
I	2	18	36	77°30'
II	3	10	30	75°47'
III	2	7	14	66°20'

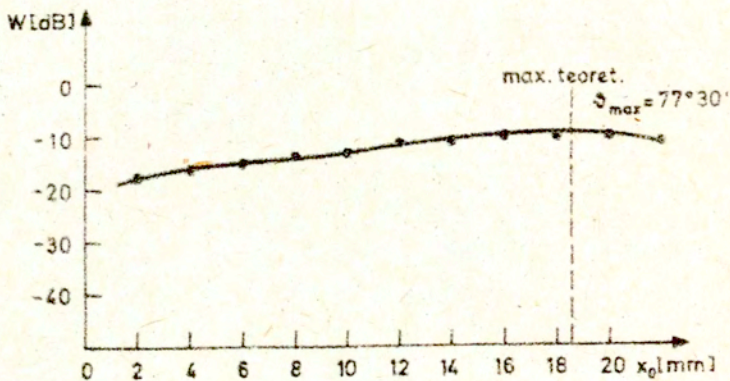
Kąt  $\vartheta_{\max}^{\text{St}}$  obliczony jest zgodnie z (68) dla stali.

Pomiar amplitudy echa przy ocenie przydatności głowic został wykonany przy pomocy stanowiska pomiarowego MATEC, opisanego w podrozdziale 5.2.

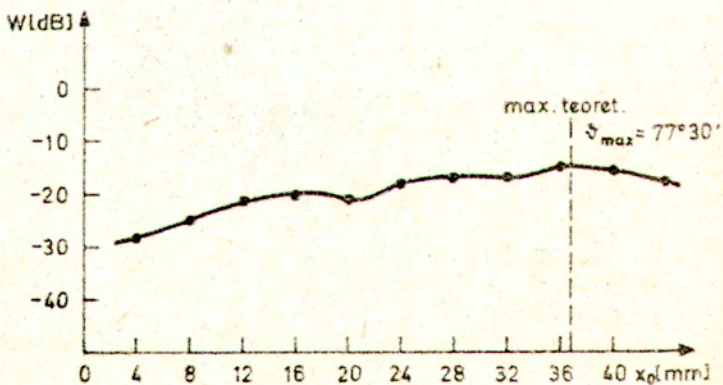
Na rys. 77-79 przedstawione są zmiany amplitudy echa  $W[\text{dB}]$  w funkcji odległości  $X_0$  /patrz rys.76/, stanowiące charakterystyki zestawu głowic I /patrz tabl.6/ dla trzech różnych odległości  $L$ .



Rys.77. Charakterystyka kierunkowa zestawu głowic I przy  $L=20$  mm



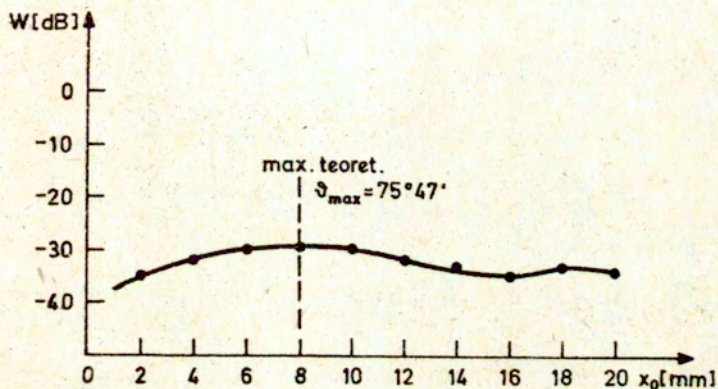
Rys. 78. Charakterystyka kierunkowa zestawu głowic I przy  $L = 50$  mm



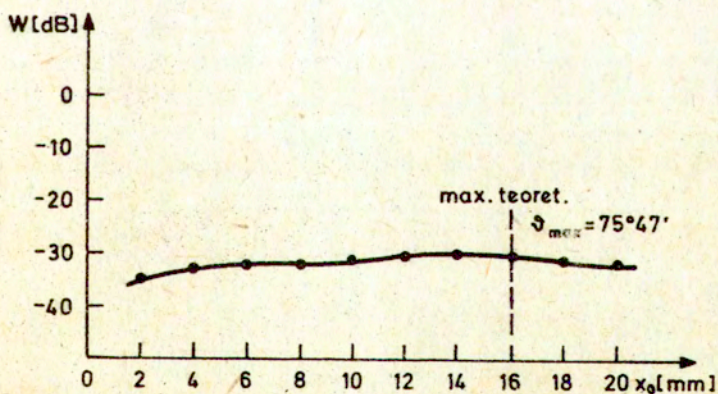
Rys. 79. Charakterystyka kierunkowa zestawu głowic I przy  $L = 100$  mm



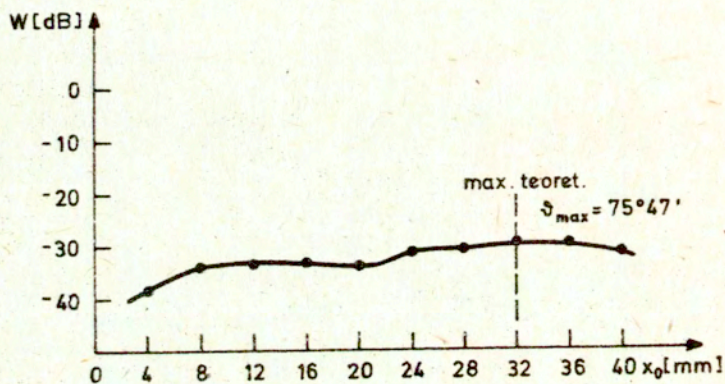
Wyniki uzyskane przy zastosowaniu głowic zestawu II pokazane są na rys. 80-82 dla tych samych wartości  $L$ .



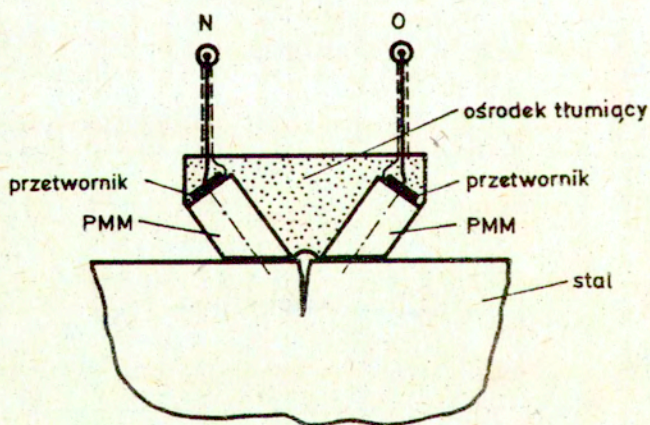
Rys.80. Charakterystyka kierunkowa zestawu głowic II przy  $L=20$  mm



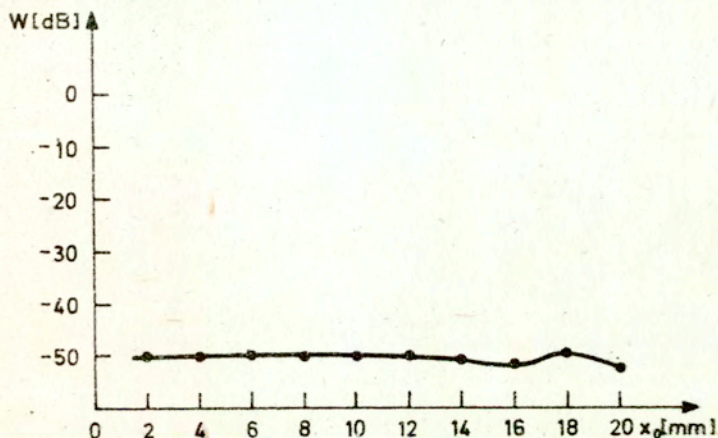
Rys.81. Charakterystyka kierunkowa zestawu głowic II przy  $L=50$  mm



Rys.82. Charakterystyka kierunkowa zestawu głowic II



Rys.83. Konstrukcja zestawu głowic III.



Rys.84. Charakterystyka kierunkowa zestawu głośnic III  
L = 100 mm

Trzeci zestaw głośnic - III w przeciwieństwie do poprzednich jest zestawem integralnym /głośnice są zamocowane ze sobą na stałe/. Parametry tego zestawu podane są w tabl. 6, a sam zestaw pokazany jest na rys. 83.

Wyniki pomiarów charakterystyki pojedynczej głośnicy zestawu III wykonanych zgodnie z zasadą pokazaną na rys.76, przedstawione są na rys. 84.

Na podstawie tych wyników można przekonać się, że optymalną, tzn. maksymalnie płaską charakterystykę kierunkową głośnicy na fale podpowierzchniowe, faktycznie uzyskuje się przy spełnieniu warunków (79) sformułowanych w wyniku analizy teoretycznej, przeprowadzonej w podrozdziale 4.3.

Reasumując wszystkie wyniki przedstawione w podrozdziale 5.3. można wywnioskować, że:

- a/ istnieje wysoka zgodność między wynikami pomiarów doświadczalnych a wynikami teoretycznymi, dotycząca kąta maksymalnej amplitudy charakterystyki kierunkowej gło-

wicy na fale podpowierzchniowe;

- b/ wniosek teoretyczny, sformułowany w podrozdziale 4.2 a dotyczący spłaszczenia głównego listka charakterystyki kierunkowej głowicy na fale podpowierzchniowe przy  $Z^* \longrightarrow \min$  /patrz (79) / potwierdza się w badaniach doświadczalnych.

#### 5.4. Ocena głębokości pęknięć

Zależność między głębokością pęknięcia a zmianą czasu przejścia płaskiej fali podpowierzchniowej w ogólnym przypadku /patrz rys.85/ można wyrazić wzorem:

$$(81) \quad \frac{\Delta t}{t_0} = \sqrt{R^2 + \left(\frac{x}{L}\right)^2} + \sqrt{(1-R)^2 + \left(\frac{x}{L}\right)^2} - 1$$

gdzie:  $R = b/L$  - współczynnik asymetrii głowic /względem pęknięcia - patrz rys. 85/;

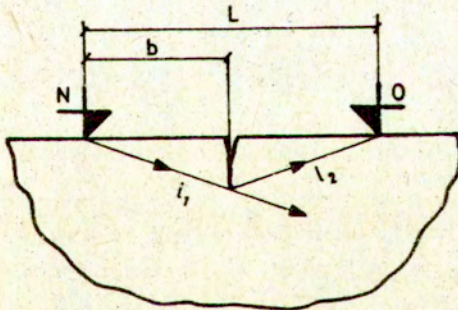
$x$  - głębokość pęknięcia;

$L$  - odległość między głowicami;

$\Delta t = t_x - t_0$  - zmiana czasu przejścia fali;

$t_x = (l_1 + l_2)/C_L$  - czas przejścia fali ugiętej;

$t_0 = L/C_L$  - czas przejścia fali na odcinku bez pęknięcia.



Rys.85. Zasada pomiaru głębokości pęknięć metodą dyfrakcji fal podpowierzchniowych

W analizie wzoru (81) można rozpatrzyć dwa charakterystyczne przypadki:

a/ kiedy  $R = 1/2$  /pęknięcie jest po środku między głowicami/,

b/ kiedy  $L \geq 7X_{\max}$  /odległość  $L$  jest znacznie większa od maksymalnej głębokości pęknięcia/.

W przypadku, kiedy  $R=1/2$ , mamy

$$(82) \quad \frac{\Delta t}{t_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{2X}{L}\right)^2} - 1.$$

Stosując przybliżenie [47]

$$(83) \quad \sqrt{1+h} \approx 1 + \frac{1}{2}h, \quad \text{dla } -0,085 < h < 0,093,$$

możemy z dokładnością rzędu 0,1 % stwierdzić, że w przypadku kiedy  $L \geq 7X$

$$(84) \quad \frac{\Delta t}{t_0} \approx \frac{2X^2}{L^2}$$

Jak wynika z (84) w przypadku, kiedy  $R=1/2$  i  $L \geq 7X$ , można przyjąć, że

$$(85) \quad X \approx 0,707L \sqrt{\frac{\Delta t}{t_0}} = K^* \sqrt{\frac{\Delta t}{t_0}}$$

gdzie:  $K^*$  - stała układu pomiarowego uzależniona od tzw. drogi sumarycznej /w którą wchodzi także droga fali w samej głowicy - patrz rys. 40/.

Niestety jednak, warunek  $L \geq 7X$  nie może być spełniony, ponieważ często warunki technologiczne wymagają zmniejszenia bazy pomiarowej /odległości między głowicami/. W tym przypadku

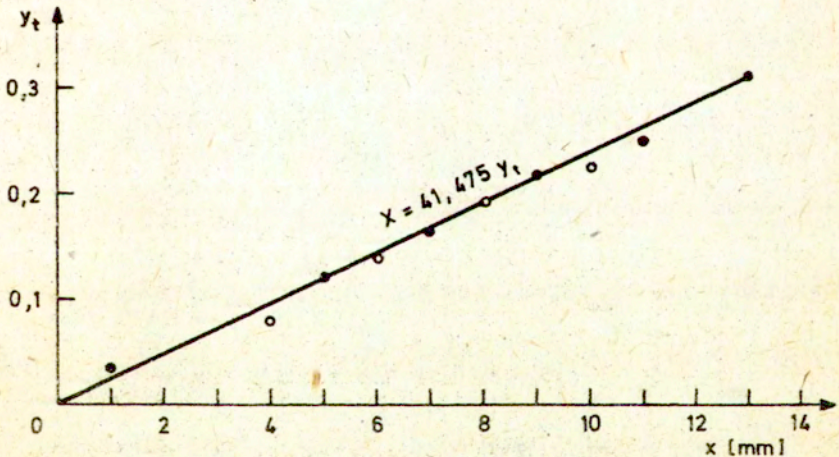
$$(86) \quad X = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{t_x^2 - t_0^2}{t_0^2}} = K^* \sqrt{\left(\frac{t_x}{t_0}\right)^2 - 1}$$

Wzór (86) jest prawdziwy przy spełnieniu warunku  $R=1/2$ . Można go przedstawić w ogólnej postaci liniowej względem parametru  $y_t$

$$(87) \quad X = K^* y_t$$

gdzie: 
$$y_t = \sqrt{\left(\frac{t_x}{t_0}\right)^2 - 1}$$

Na rys. 86 przedstawione są wyniki pomiarów próbek typu A /patrz rys.67 i tabl.3/ zestawem głowic I /patrz tabl.6/ przy  $L = 55$  mm. Wyniki te są uzyskane przy stosowaniu urządzenia pomiarowego opracowanego w ZAE [46] i opisanego w podrozdziale 5.2.

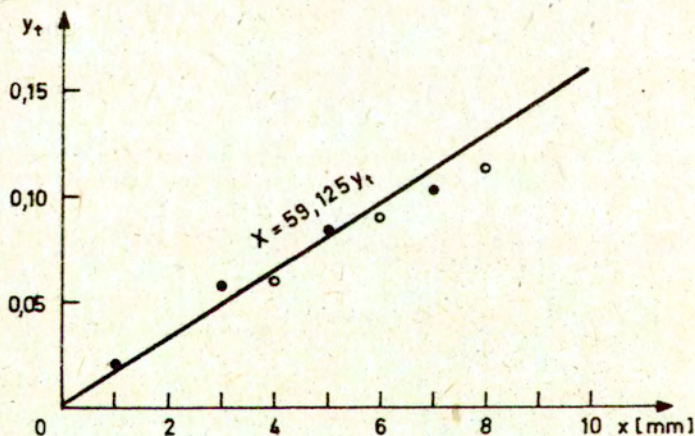


Rys.86. Zależność zmian czasu przejścia fali ugiętej od głębokości pęknięcia przy  $L = 55$  mm i zestawie głowic I:

- - próbki zestawu A
- - próbki zestawu B

Na podstawie rys. 86 można przekonać się, że liniowy charakter zależności  $X(y_1)$  sugerowany wzorem (87) potwierdza się doświadczalnie. Stała układu pomiarowego w warunkach przedstawionych na rys.86 i uzyskana na podstawie obliczeń funkcji korelacyjnej [48] wynosi  $K^* = 41,475$  [mm] .

Zmiana odległości między głowicami wpływa na  $K^*$ , nie zmienia natomiast liniowego charakteru zależności (87) . Można o tym przekonać się na podstawie rys. 87, na którym przedstawione są wyniki badań próbek typu A tym samym zestawem głowic I, przy  $L = 100$  mm.



Rys.87. Zależność zmian czasu przejścia fali ugiętej od głębokości pęknięcia przy  $L = 100$  mm i zestawie głowic I:

- - próbki zestawu A
- - próbki zestawu B



W tym przypadku mamy  $K^* = 59,125$  [mm] .

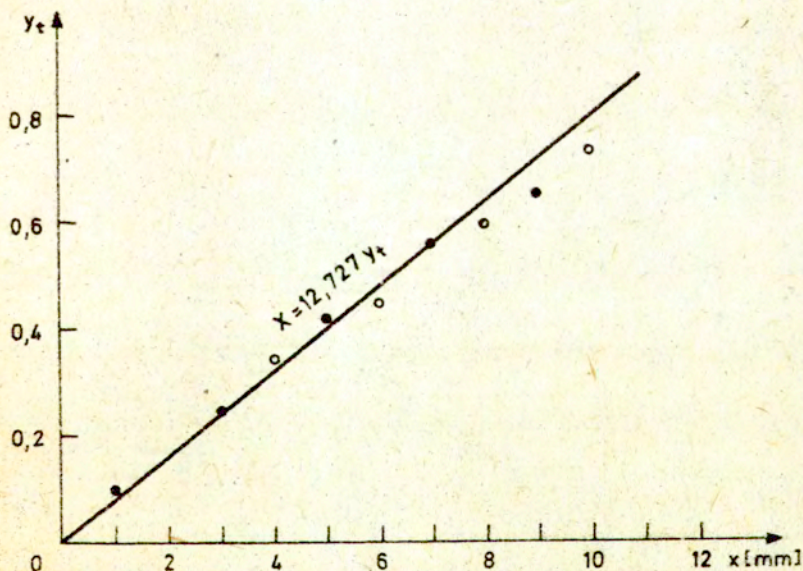
Na tym samym rys.87 przedstawione są także wyniki pomiarów próbek zestawu B z pęknięciami zmęczeniowymi.

Otrzymana jest dobra zgodność między wynikami pomiarów zestawów A i B .

Trzeba jednak zaznaczyć, że zmiany amplitudy echa, wywołane nierównomiernością charakterystyki kierunkowej głowicy i źródła fali ugiętej /krawędzi pęknięcia/, a także wpływem tłumienia przy dużych wartościach  $L$  , powodują znaczne zniekształcenia początku echa. Wskutek tego wzrasta błąd spowodowany niedokładnością oceny prawidłowego miejsca znacznika.

Widać to wyraźnie na rys.87, gdzie przy  $L = 100$  mm nie udało się uzyskać dokładnych wyników dla  $X > 8$  mm .

Aby temu zaradzić wykorzystano zestaw głowic III /patrz tabl.6/. Wyniki tych pomiarów przedstawione są na rys. 88.



Kys.88. Zależność zmian czasu przejścia fali ugiętej od głębokości pęknięcia przy zestawie głowic III:

- - próbki zestawu A
- - próbki zestawu B

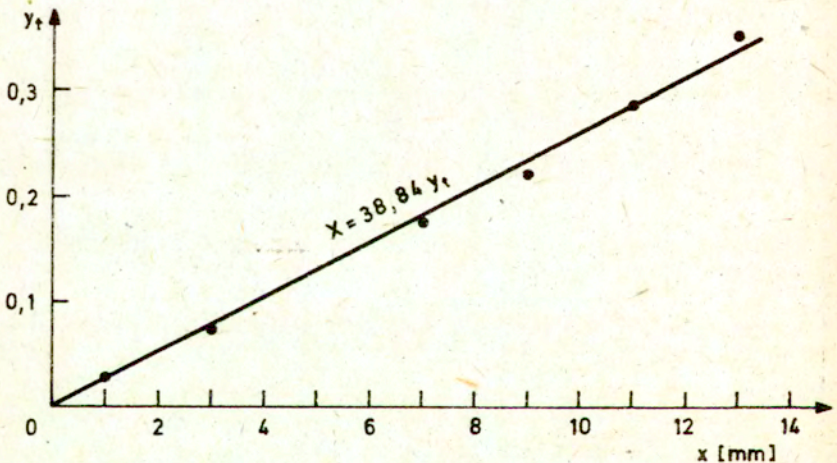
Dla zestawu głowic III stała układu pomiarowego  $K^*$  obliczona na podstawie wyników z rys. 88 wynosi  $K^* = 12,727$  [mm] .

Trzeba też zaznaczyć, że w tym przypadku stała układu pomiarowego nie zależy od zmian odległości  $L$ , ponieważ ten zestaw jest integralny /patrz rys. 83/.

Na tej samej zasadzie zostały również przeprowadzone pomiary przy pomocy układu pomiarowego konstrukcji mgr inż. P.Gutkiewicza [45] .

Schemat i zasady działania tego układu były omówione w podrozdziale 5.2 /patrz rys. 72/.

Wyniki pomiarów zestawu próbek A przy pomocy zestawu głowic I przedstawione są na rys. 89. Stała układu pomiarowego wynosi  $K^* = 38,841$  [mm] .



Rys. 89. Zależność zmian czasu przejścia fali ugiętej od głębokości pęknięcia:  $L = 55$  mm, zestaw głowic I, próbki zestawu A

Na tym samym rysunku pokazane są także wyniki pomiarów głębokości pęknięć w próbkach typu B. Otrzymaną zgodność można uznać za zadowalającą, chociaż jest ona nieco gorsza od uzyskanej w pomiarach zilustrowanych na rys. 87 .

Reasumując możemy stwierdzić, że badania na aparatach pomiarowych obu typów: przenośnym [46] i stacjonarnym [45] potwierdzają zgodność wzoru (87) z wynikami eksperymentalnymi.

Na podstawie (87) można obliczyć także błąd  $\delta_x$  w ocenie głębokości pęknięcia /przyjmując  $t_0 = \text{const}/$ :

$$(88) \quad \delta_x = \frac{t_x^2}{t_x^2 - t_0^2} \delta_t$$

gdzie:  $\delta_x = \Delta x/x$  - względny błąd w ocenie  $X$  ;

$\delta_t = \Delta t/t_0$  - względny błąd w ocenie czasu przejścia fali ugiętej.

Z analizy (88) wynika, że błąd w ocenie głębokości pęknięcia jest uzależniony w dużej mierze od współczynnika

$$t_x^2 / (t_x^2 - t_0^2)$$

(Przy tym zawsze mamy  $t_x > t_0$  . Kiedy jednak  $t_x \gg t_0$  , można nawet przyjąć /czysto teoretycznie/, że  $\delta_x \approx \delta_t$  . Jednak ten przypadek wymaga, aby  $X \gg L$  , co w praktyce jest nieosiągalne.

Na podstawie (88) można obliczyć teoretycznie dopuszczalny błąd oceny głębokości pęknięcia dla konkretnego przypadku. Weźmy na przykład błąd oceny głębokości w warunkach podanych na rys. 86. W tym przypadku stosowano urządzenie [46] o dokładności pomiarowej  $\pm 1$  ns. Wtedy  $t_0 = 17,034 \mu\text{s}$  .

Dla  $X_{\text{max}} = 15$  mm,  $t_x$  wynosi  $18,113 \mu\text{s}$  .

Z obliczeń na podstawie wzoru (88) mamy  $\delta_x^{\text{teor}} = 0,0475$  %.

Rzeczywisty błąd pomiarowy wynosi  $\delta_x^{\text{eks}} = 4,8$  % . Główne przyczyny tak dużej różnicy tkwią w tym, że:

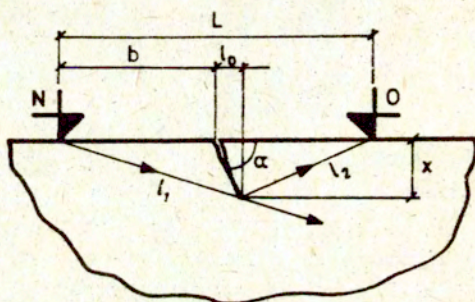
a/ ocena miejsca początku echa ma charakter subiektywny /zależy od umiejętności operatora/ i dlatego teoretyczny błąd rzędu  $\pm 1$  ns jest praktycznie nieosiągalny;

b/ w (88) nie jest włączony błąd spowodowany przypadkowymi zmianami grubości warstwy sprzęgającej.

Niemniej jednak należy zaznaczyć, że przy ocenie głębokości pęknięć uzyskaliśmy błąd dwukrotnie mniejszy, aniżeli przy dotychczas stosowanej aparaturze pomiarowej [49 , 50] . Dlatego można uznać te wyniki za zupełnie zadowalające.

### 5.5. Ocena kąta nachylenia pęknięć

Zasadę oceny kąta nachylenia pęknięcia w stosunku do powierzchni, na której ono występuje, można ująć w sposób następujący.



Rys.90. Zasada oceny kąta nachylenia pęknięcia metodą dyfrakcji fal podpowierzchniowych

Czas przejścia fali podpowierzchniowej  $t_x$ , jak wynika z rys.90, wynosi

$$(89) \quad t_x = \frac{l_1 - l_2}{C_L}$$

gdzie:  $l_1$ ,  $l_2$  - odległości pokazane na rys.90.

W przypadku echowania na odcinku bez pęknięcia mamy czas

$$(90) \quad t_o = \frac{L}{C_L}$$

gdzie:  $L$  - odległość między głowicami.

Zmiany /względne/ czasu przejścia fali ugiętej wyrażone

są wzorem

$$(91) \quad \frac{\Delta t}{t_0} = \frac{t_x - t_0}{t_0} = \frac{l_1 + l_2 - L}{L}$$

Na podstawie rys.90 łatwo można ustalić, że

$$(92) \quad \left\{ \begin{array}{l} l_1 = \sqrt{x^2 + (b - l_0)^2} = \sqrt{x^2 + (RL + x \operatorname{ctg} \alpha)^2} \\ l_2 = \sqrt{x^2 + (L - b - l_0)^2} = \sqrt{x^2 + (L - RL - x \operatorname{ctg} \alpha)^2} \end{array} \right.$$

gdzie:  $R = b/L$  - współczynnik asymetrii ustawienia głowic /w stosunku do pęknięcia/;

$b$  - odległość /patrz rys.90/;

$l_0 = x \operatorname{ctg} \alpha$  - rzut pęknięcia na powierzchnię zewnętrzną.

Korzystając z (92) i (91) otrzymujemy zależność

$$(93) \quad \frac{\Delta t}{t_0} = \frac{X}{L} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{RL}{X} + \operatorname{ctg} \alpha\right)^2} + \sqrt{1 + \left[\frac{(1-R)L}{X} - \operatorname{ctg} \alpha\right]^2} \right\} - 1$$

W przypadku najczęściej spotykanym, kiedy mamy symetryczne ustawienie głowic względem pęknięcia i  $R = 1/2$ , wzór (93) przybiera postać następującą

$$(94) \quad \frac{\Delta t}{t_0} = \frac{X}{L} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{L}{2X} + \operatorname{ctg} \alpha\right)^2} + \sqrt{1 + \left(\frac{L}{2X} - \operatorname{ctg} \alpha\right)^2} \right]$$

albo :

$$(95) \quad \frac{t_x}{t_0} = \frac{X}{L} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{L}{2X} + \operatorname{ctg} \alpha\right)^2} + \sqrt{1 + \left(\frac{L}{2X} - \operatorname{ctg} \alpha\right)^2} \right]$$

Wynik (95) można porównać z (81). Łatwo tu zauważyć, w jaki sposób zmiany  $\alpha$  wpływają na parametr  $y_t$ : przy  $\alpha = 30^\circ$  z (95) wyłania się (87).

Można więc przyjąć, że przy  $\alpha = 90^\circ$  /pęknięcie prostopadłe do powierzchni zewnętrznej/ mamy  $y_t^\circ = K^* X$ . Z uwagi na to wzór (95) można wyrazić w nieco zmodyfikowanej postaci

$$(96) \quad \frac{t_x}{t_0} = \frac{y_t^\circ}{2} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{1}{y_t^\circ} + \operatorname{ctg} \alpha\right)^2} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{y_t^\circ} - \operatorname{ctg} \alpha\right)^2} \right].$$

Zależność (96) potwierdza się eksperymentalnie w badaniach zestawu próbek C.

Kształt i wymiary geometryczne próbek tego zestawu pokazane są na rys.67. Ponieważ dla wszystkich próbek tego typu

$X = \text{const}$ , więc i  $y_t^\circ = \text{const}$ .

Z drugiej zaś strony  $y_t^\circ$  można ocenić na podstawie wyników pomiarów tej próbki tego zestawu, w której  $\alpha = 90^\circ$ .

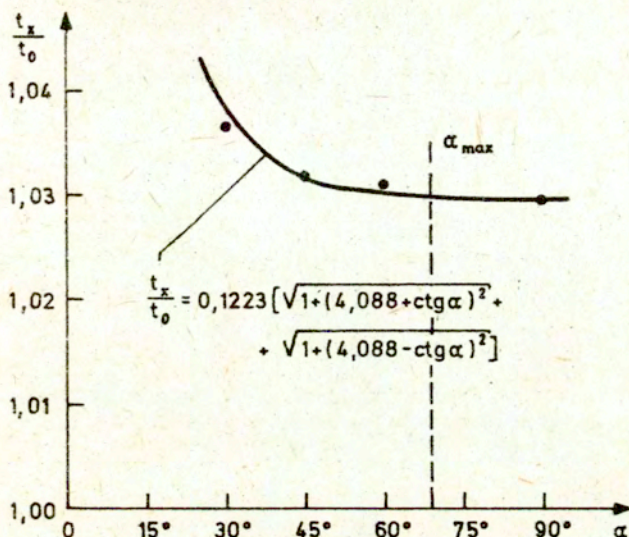
Na rys.91 pokazane są wyniki takich pomiarów przy zastosowaniu aparatu pomiarowego ZAE [46] i zestawu głowic I /patrz tabl.6/.

Otrzymano dobrą zgodność między wynikami teoretycznymi i eksperymentalnymi, co potwierdza z kolei prawidłowość zależności (96).

Analiza wzoru (96) wykazuje, że przy  $\alpha \gg \arctg y_t^\circ$  mamy  $t_x / t_0 \rightarrow \text{const}$ , co zresztą wynika z rys. 91. Jeżeli znany jest względny błąd  $\delta_{t_x}$  oceny czasu  $t_x$  przejścia fali ugiętej, to łatwo można obliczyć kąt  $\alpha_{\max}$ , przy którym wyniki oceny  $\alpha$  będą niewiarygodne /wpływ  $\alpha$  na zmiany  $t_x$  będzie tego samego rzędu co błąd pomiarowy/.

Drogą nieskomplikowanych przekształceń wzoru (96) uzyskujemy zależność

$$(97) \quad \delta_{t_x} = 1 - \frac{2\sqrt{1 + \left(\frac{1}{y_t^\circ}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{y_t^\circ} + \operatorname{ctg} \alpha\right)^2} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{y_t^\circ} - \operatorname{ctg} \alpha\right)^2}}$$



Rys.91. Zależność zmian czasu przejścia fali ugiętej od kąta nachylenia pęknięcia.

Zgodnie z (97) można dla każdej wartości parametrów  $\delta_{tx}$  i  $y_i^\circ$  ustalić odpowiednie  $\alpha_{max}$ .

W naszym przypadku /patrz rys.91/ mamy błąd oceny czasu przejścia  $\Delta t_x \approx 10 \text{ ns}$ ,  $t_0 = 24,823 \mu\text{s}$ ,  $y_i^\circ = 0,2446$ . A zatem  $\delta_{tx} = 4,029 \cdot 10^{-4}$  i zgodnie z (97) otrzymujemy  $\alpha_{max} = 68^\circ 40'$ .

Reasumując możemy stwierdzić, że chociaż kąt nachylenia pęknięcia nie jest parametrem bardzo ważnym i w pewnych przypadkach może być w ogóle pominięty, niemniej jednak może on dać cenną dodatkową informację o kierunku propagacji i dlatego sposób jego oceny ma pewną wartość w praktyce inżynierskiej.

## 6. Analiza wyników badań eksperymentalnych

Analiza wyników badań eksperymentalnych doprowadza nas do następujących wniosków:

1. Wybór fali podpowierzchniowej okazał się najbardziej przydatny do oceny głębokości pęknięć metodą dyfrakcyjną w zakresie do 15 mm, ponieważ:

- a/ pozwolił eliminować wpływ grubości elementu, w którym występuje pęknięcie;
- b/ ułatwił cechowanie i podwyższył jego dokładność;
- c/ okazał się najbardziej czuły w przypadku pęknięć o małej głębokości /od 1 do 3 mm/, co wiąże się z charakterystyką głowic na fale podpowierzchniowe.

2. Trzeba jednak również stwierdzić, że nawet przy stosowaniu najbardziej dokładnego /w chwili obecnej/ urządzenia pomiarowego [46] nie udało się uzyskać wiarygodnego wyniku pomiaru dla pęknięć o głębokości poniżej 1 mm. Różnica w czasie w tym przypadku przy  $L = 55$  mm była rzędu 12 ns, co niestety uzależnia wynik od błędu wprowadzonego przez zmianę grubości warstwy sprzęgającej.

3. Wyniki eksperymentalne przedstawione na rys.77-83 wykazują bardzo dobrą zgodność między wartościami teoretycznymi kąta maksimum charakterystyki kierunkowej głowic na fale podpowierzchniowe  $\delta_{max}^{teor}$  obliczonego zgodnie z (70) a wartościami  $\delta_{max}^{eks}$  - otrzymanymi z pomiarów zmian amplitudy echa tych głowic.

Potwierdza się więc nie tylko dokładność samego wzoru (68), ale i cała koncepcja obliczenia tej charakterystyki, przedstawiona w podrozdziale 4.2.

4. Ocena głębokości pęknięć oparta była na liniowej zależności między parametrami  $x$  i  $y$ , /patrz wzór (87) /.

Zasada pomiaru, opisana w podrozdziale 5.4, polegała na ustaleniu stałego współczynnika  $K^*$  metodą korelacyjną. Znajac  $K^*$  możemy ocenić dowolną nieznaną a priori głębokość pęknięcia, co było stwierdzone przy pomocy próbek zestawu 5 i zilustrowane na rys. 87-89. Błąd pomiarów w zakresie głębokości do 10 mm był mniejszy od 5 % dla wszystkich wyników przedsta-



wionych na rys. 86-89.

5. Ocena kąta nachylenia pęknięcia  $\alpha$  oparta na wyprowadzonej zależności (96) została potwierdzona eksperymentalnie na próbkach typu C /patrz rys.91 /. Ponieważ wzór (96) ma charakter ogólny, daje on także możliwości oceny kąta  $\alpha$  niezależnie od głębokości pęknięcia  $X$  .

6. Badania eksperymentalne prowadzono na próbkach stalowych ze względu na duży zakres rozpowszechnienia tego najczęściej spotykanego materiału konstrukcyjnego.

Zbliżone parametry akustyczne marmuru i stali /materiały na pierwszy rzut oka zupełnie niepodobne do siebie/, sugerują ciekawą możliwość pobudzania podłużnych fal podpowierzchniowych w marmurze głowicami obliczonymi dla stali.

Było to z powodzeniem wykorzystane do oceny głębokości pęknięć powierzchniowych w zabytkach marmurowych [ 52, 54 ] przy czym również i w tym przypadku zależność (87) została doświadczalnie potwierdzona.

## 7. Wnioski

1. Z przeprowadzonej analizy wynika, że metoda dyfrakcyjna oceny głębokości i kąta nachylenia pęknięć jest jedyną metodą, która daje możliwość uniknięcia zarówno błędów wynikających z wpływu grubości elementów, jak i błędów wynikających ze "sklejania się" powierzchni pęknięcia w pobliżu jego wierzchołka.

2. Z analizy teoretycznej charakterystyki kierunkowej głowicy na fale podpowierzchniowe /rozdział 4.2/ wynika, że istnieje możliwość propagowania fali podłużnej pod wyjątkowo małym kątem w stosunku do powierzchni, na której pęknięcie występuje.

Kąt ten równa się  $90^\circ - \vartheta_{\max}$ , zaś  $\vartheta_{\max}$  można obliczyć z wyprowadzonego wzoru (70). Należy przy tym zaznaczyć, że fala podpowierzchniowa nie reaguje na "sklejanie się" powierzchni bocznych pęknięcia i tym samym jest wyeliminowany błąd występujący przy stosowaniu fali powierzchniowej [26].

3. Z analizy teoretycznej prowadzonej przy wykorzystaniu techniki obliczeń numerycznych /patrz załączniki 1 i 2, a także rozdział 4.3/ można wywnioskować, że istnieją warunki, w których uzyskuje się minimalny /a więc optymalny/ wpływ zmian głębokości pęknięcia na amplitudę echa odebranej fali ugiętej.

W przypadku stosowania fal podpowierzchniowych warunki te przedstawione są we wzorach (79).

4. Z treści podrozdziału 5.4 wynika, że zależność czasu przejścia fali ugiętej od głębokości pęknięcia  $X$  ma postać (86), przy czym dla próbek zestawu B /z pęknięciami zmęczeniowymi/ dokładność oceny  $X$  jest nie gorszą aniżeli 5%.

5. Z treści podrozdziału 5.5 można wywnioskować, że zmiany czasu przejścia fali ugiętej są uzależnione od kąta nachylenia pęknięcia  $\alpha$  w sposób przedstawiony wzorem (96). Prawdziwość wzoru (96) została potwierdzona eksperymentalnie w badaniach próbek zestawu C /patrz rys.91/.

6. Reasumując można w wyniku przeprowadzonych badań teoretycz-

nych i eksperymentalnych stwierdzić, że dla dokładnej oceny parametrów pęknięć powierzchniowych w zakresie głębokości  $1 \text{ mm} < X < 15 \text{ mm}$  najbardziej przydatna jest metoda dyfrakcji fal ultradźwiękowych, przy stosowaniu podłużnych fal powierzchniowych i spełnieniu warunków (79) niezbędnych dla minimalizacji błędów pomiarowych.

8. Wykaz literatury

1. Piwowar St.: Kontrola procesów spawalniczych. WNT, Warszawa, 1979.
2. Ostrowski R., Bigda Cz., Bigda L.: Wykrywanie wad powierzchniowych metodami penetracyjnymi. WNT, Warszawa, 1972.
3. Alburger T.R.: Materials and Process Techniques for Super Sensitive Inspection Penetrants 6 ICNT, Hannover, 1970, Referat I 12.
4. Rossmannith H.P.: Grundlagen der Bruchmechanik. Springer-Verlag, Berlin, 1982.
5. Wnuk M.P.: Podstawy mechaniki pękania. AGH, Kraków, 1977.
6. Hertzberg R.W.: Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials. J. Wiley Inc., New York, 1976.
7. Rolfe S.T., Barsom J.M.: Fracture and Fatigue Control in Structures. Pergamon Press, New Jersey, 1977.
8. Paris P.C., Erdogan F.: A critical analysis of crack propagation laws. J. Bas. Eng., vol. 85, N4, 1963.
9. Blumenauer H., Pusch G.: Technische Bruchmechanik. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1982.
10. Todorov R., Pešev P.: Defekti v otlivkite ot černi metali. D.I. Technika, Sofia, 1980.
11. Chmiel E., Świdorski Z.: Defektoskopowe badanie elementów nawierzchni kolejowej. WKŁ, Warszawa, 1978.
12. Trost A.: Ermittlung von Rissen und Messung der Risstiefen in metallischen Werkstoffen durch elektrische Spannungsmessung. Metallwirtschaft, Bd 23, N31/34, 1944.

13. Matting A., Deutsch V.: Die Möglichkeiten genauer Rißtiefenmessungen. Materialprüfung, Bd 3, N6, 1961.
14. Dobmann G., Becker K-D., Höller P.: Numerische und experimentelle Untersuchungen zum Gleichstrom-Potentialsondenverfahren im Fall der Teildurchströmung. Materialprüfung, Bd18, N9, 1976.
15. Buchanan J.G., Thurston R.C.A.: The Measurement of crack depth by the direct-current conduction method. Nondestructive Testing, vol.14, N5, 1956.
16. Bezborodko L.G., Panfilov Ju.A.: Prostoje metod i pribor dlja registraciji razvitija tresčhin. Zavodskaja laboratorija, N7, 1979.
17. Volkov B.I.: Izučenie vozmožnosti opredelenija glubiny poverchnostnych tresčhin v paroprovodnych trubach iz nemagnitnoj stali. Defektoskopija, N2, 1968.
18. Nerazrušajuščij kontrol metallov i izdelij. Spravočnik Mašinostrojenije, Moskva, 1976.
19. Müller E.A.W.: Handbuch der Zerstörungsfreien Materialprüfung. R. Oldenburg, München, 1971.
20. Gerasimov V.G. i inne: Nerazrušajuščij kontrol kačestva izdelij elektromagnitnymi metodami. Energija, Moskva, 1978.
21. Obraz J.: Ultradźwięki w technice pomiarowej. WNT, Warszawa, 1983.
22. Deputat J.: Badania ultradźwiękowe I.M.Ż. im.St. Staszica Gliwice, 1980.
23. Böttcher B., Schulz E., Würstenberg H.: A new method of crack determination in ultrasonic materials testing. 7 ICNDT, Warszawa, 1973, Referat H-05.

24. Lumb R.F.,Hudgell R.J.,Winship P.: Monitoring slow crack growth by ultrasonic methods. 7 ICNDT, Warszawa, 1973, Referat H-01.
25. Hudgell R.L.,Morgan L.L.,Lumb R.F.: Non-destructive measurement of the depth of surface-breaking cracks using ultrasonic Rayleigh waves. Brit.J.of NDT, vol.16,N3, 1974.
26. Flambard C.,Lambert A.,Boutilly G.: Non-destructive determination of depth of open cracks. 8 World Conference on NDT, Cannes, 1976, Referat 3H12.
27. Date K.,Shimada H.,Ikenada N.: Crack height measurement - an evaluation of the accuracy of ultrasonic timing methods. NDT-International, vol.15, N6, 1982.
28. Silk M.G.,Lidington B.E.: Defect sizing using an ultrasonic time delay approach. Brit. J.of NDT, vol.17,N2, 1975.
29. Maue A-A.: Die Beugung elastischer Wellen an der Halbebene. Zeitschri. angewan. Matematik und Mech. Bd33, N1, 1953.
30. Sih G.C.,Loeber J.F.: Wave propagation in an elastic solid with a line of discontinuity or finite crack. Quarterly of Appl.Mathem. vol,27, N2, 1969.
31. Guz A.N.,Kubenko V.D.,Cerevko M.A.: Difrakcija uprugich voln, Naukova dumka, Kiev, 1978.
32. Pao Y.H.,Mow C.C.: Diffraction of elastic waves and dynamic stress concentration, Crane & Russak, New York, 1973.
33. Chen E.P.,Sih G.C.: Scattering waves about stationary and moving cracks. [w:] Mechanics of fracture, vol.4,Ed.G.C.Sih.,Noordhoff Int.Publ. Leyden, 1977.

34. Felsen L.B., Marcuvitz N.: Radiation and Scattering of waves, vol 1, Prentice-Hall, Inc. New Jersey 1973.
35. Ermolov I.N., Razygraev N.P., Ščerbinskij V.G.: Isspolzovanije akustičeskich voln golovnogo tipa dlja ul'trazvukovogo kontrolja, Defektoskopija, N1, 1978.
36. Skudrzyk E.: The foundations of acoustics, Springer Verlag, Wien-New York, 1971.
37. Basackaja L.V., Ermolov I.N.: Teoretičesk<sup>k</sup>oje issledovanie ultrazvukovykh prodol'nykh podpoverchnostnykh voln v tverdykh sredach, Defektoskopija, N7, 1980.
38. Arfken G.: Mathematical methods for physicists, Academic Press, New York, 1966.
39. Copson E.S.: Asymptotic expansions., University Press, Cambridge, 1965.
40. Bojarinov A.I., Kafarov V.V.: Metody optimizacii, Chimija, Moskva, 1969.
41. Kemeny J.G., Kurtz T.E.: BASIC programming, J. Willey Inc., New York, 1967.
42. Butnicki St.: Spawalność i kruchość stali. WNT, Warszawa, 1979.
43. UNIPAN - Ultrasonic test equipment, Warszawa, 1979.
44. Matec Instruments Systems. Operation and Service Manual. Matec. Inc. Ohio, 1979.
45. Gutkiewicz P., Cisiowski W., Pawłowski Z.: Układ do pomiaru czasu przejścia fal ultradźwiękowych przy zastosowaniu konwertera próbkującego, 13 KKBN, Rydzyna, 1983.
46. Stańczyk W., Mizerski K.: Nanosekundowy miernik czasu przejścia fal ultradźwiękowych, 11 KKBN, Opole 1982, Referat R26.

47. Kern G., Korn T.: Mathematical Handbook for Scientists and Engineers, Mc-Graw-Hill Book Comp. Inc. New York, 1961.
48. Martin F.: Computer modeling and simulation, J.Wiley Inc, New York, 1970.
49. Messgeräte Katalog - Institut "Dr F.Förster", Reutlingen, 1979.
50. Doyle P.A., Scala C.M.: Crack depth measurement by ultrasonic a review, Ultrasonics, vol.16, N4, 1978.
51. Lewi A., Pilecki Sz.: Zastosowanie fal podpowierzchniowych do oceny głębokości pęknięć powierzchniowych. XXX OSA-83, Gdańsk, Referat włączony do Suplementu.
52. Pilecki Sz., Levy A.: The evaluation of surface crack depth in marble historical monuments with ultrasonic Methods, I Conferenza Int. Sulle prove ND, Roma, 1983.
53. Lewi A.: Układ do pomiaru względnych zmian prędkości fal ultradźwiękowych, 11 KKBN, Opole, 1982, Referat R39.
54. Kołtoński W.: Akustyczna metoda wykrywania i lokalizowania pęknięć w rurach okładzinowych, Technika poszukiwań, N5, 1977.
55. Achenbach J.: Elastodynamic stress intensity factors for a bifurcating crack. [w:] Prospects of Fracture Mechanics, Ed.G.S.Sih, Noordhoff Int.Publ. Leyden, 1974.
56. Lloyd E.A.: An ultrasonic short-pulse shear wave method for measuring the depth of surface breaking cracks, Brit.Jour.NDT, vol 17, N4, 1975.
57. Lidington B.H., Silk M.G., Montgomery P., Hammond G.: Ultrasonic measurements of the depth of fatigue cracks, Brit. Jour. NDT, vol.18, N4, 1976.



9. Załącznik 1.

```
10 REM POLE DYFRAKCYJNE
20 INPUT C1,C2,N1,F,D,L
30 DIM U(21),V(21)
40 PRINT
50 PRINT " "
60 PRINT TAB(6);"WARUNKI PROPAGACJI"
70 PRINT TAB(6);"-----"
80 PRINT "PREDKOSC FAL PODLUZNYCH [MM/MKSEC]=";C1
90 PRINT "PREDKOSC FAL POPRZECZNYCH [MM/MKSEC]=";C2
100 PRINT "LICZBA POIASSON'A=";N1
110 IF D=0 GOTO 150
120 PRINT "CZESTOTLIWOSC [MHZ]=";F
130 PRINT "SREDNICA GLOWICY [MM]=";D
140 PRINT "ODLEGLOSC MIEDZY GLOWICAMI [MM]=";L
150 Y3=Y4=J=0
160 P=3.1415926
170 Q=18
180 A1=2*P*F/C1
190 A2=2*P*F/C2
200 K=SQR(.5*(1-2*N1)/(1-N1))
210 M=(1+N1)/((.87+1.12*N1)*K)
220 FOR G1=P/2 TO P STEP P/Q
230 S=A1*COS(G1)
240 GOSUB 770
250 Y=EXP(Y/P)
260 M2=P*(M+COS(G1))*Y
270 Y1=(1+2*(K*COS(G1))^2)*SQR(1+COS(G1))/M2
280 Y2=K^2*SIN(2*G1)*SQR(1/K+COS(G1))/M2
290 J=J+1
300 U(J)=Y1
310 V(J)=Y2
320 IF Y3>ABS(Y1) GOTO 340
330 Y3=ABS(Y1)
340 IF Y4>ABS(Y2) GOTO 360
350 Y4=ABS(Y2)
360 NEXT G1
370 IF D>0 GOTO 400
380 GOSUB 1290
390 GOTO 760
400 GOSUB 990
410 Y3=Q3*ABS(Y3)
420 Y4=Q4*ABS(Y4)
430 GOSUB 1140
440 FOR R=.1 TO .9 STEP .2
450 PRINT
460 PRINT
470 PRINT "WSPOLCZYNNIK ASYMETRII R=";R
480 PRINT "....."
490 PRINT TAB(1);"X";TAB(5);"WCD8J"
500 PRINT "-----"
510 FOR X=1 TO 21 STEP 2
520 G1=P-ATN(R*L/X)
```

```
530 T1=ATN((L-R*L)/X)
540 GOSUB 1250
550 W=F*
560 T1=P-G1
570 GOSUB 1250
580 W=W*F4
590 W=8.686*LOG(W/(F1^2))
600 S=A1*COS(G1)
610 GOSUB 770
620 Y=EXP(Y/P)
630 M2=P*(M+COS(G1))*Y
640 Y1=(1+2*(K*COS(G1))^2)*SQR(1+COS(G1))/M2
650 Y2=K^2*SIN(2*G1)*SQR(1/K+COS(G1))/M2
660 T=(P-ATN(L-R*L))/2
670 GOSUB 1090
680 Y1=Y1*Q1
690 Y2=Y2*Q2
700 W1=8.686*LOG(ABS(Y1)/Y3)
710 W2=8.686*LOG(ABS(Y2)/Y4)
720 W3=INT(100*(W+W1))/100
730 PRINT X;TAB(4);W3;TAB(11);"I";TAB(W3/2+40);"X"
740 NEXT X
750 NEXT R
760 END
770 REM CALKA
780 A=A1
790 B=A2
800 N=30
810 H=(B-A)/N
820 Z=A
830 GOSUB 960
840 X1=ATN(F9)/(Z-S)
850 Z=B
860 GOSUB 960
870 X2=ATN(F9)/(Z-S)
880 Y=(X1+X2)/2
890 FOR K1=1 TO N-1
900 Z=A+K1*H
910 GOSUB 960
920 Y=Y+ATN(F9)/(Z-S)
930 NEXT K1
940 Y=Y*H
950 RETURN
960 REM FUNKCJA
970 F9=4*Z^2*SQR((Z^2-A1^2)*(A2^2-Z^2))/(2*Z^2-A2^2)^2
980 RETURN
990 REM KIERUNEK
1000 Q3=Q4=0
1010 FOR T=0 TO P/2 STEP P/90
1020 GOSUB 1090
1030 IF Q3>Q1 GOTO 1050
1040 Q3=Q1
1050 IF Q4>Q2 GOTO 1070
```

```
1060 Q4=Q2
1070 NEXT T
1080 RETURN
1090 REM FUNK
1100 N2=(3-N1)/(1+N1)
1110 Q1=SQR((COS(T)*(N2-1+2*SIN(T)^2))^2+(SIN(T)*(N2+1-2*COS(T)^2))^2)
1120 Q2=SQR((COS(T)*(N2-1-2*SIN(T)^2))^2+(SIN(T)*(N2+1+2*COS(T)^2))^2)
1130 RETURN
1140 REM MAKSYMUM GLOWICY
1150 F1=0
1160 FOR T2=0 TO P/2 STEP P/180
1170 L1=.592*F*D*(1-SIN(T2))
1180 F2=ABS(SIN(L1)/L1*COS(T2)/(1.34+2.28*SIN(2*T2)))
1190 IF F1>F2 THEN 1220
1200 F1=F2
1210 F3=T2*180/P
1220 NEXT T2
1230 PRINT "KAT MAKSYMALNEJ ENERGII GLOWICY=";INT(F3)
1240 RETURN
1250 REM GLOWICA
1260 L2=.592*F*D*(1-SIN(T1))
1270 F4=ABS(SIN(L2)/L2*COS(T1)/(1.34+2.28*SIN(2*T1)))
1280 RETURN
1290 REM WSPOLCZYNNIK INTENSYWNOSCI
1300 PRINT
1310 PRINT
1320 PRINT "KAT";TAB(5);"KID/L";TAB(12);"KID/T";TAB(25);"LEDBJ";TAB(41);"TCDBJ"
1330 PRINT "-----"
1340 FOR J=1 TO INT(180/Q)
1350 G2=INT((J-1)*180/Q)
1351 U(J)=8.686*LOG(ABS(U(J)/Y3))
1352 V(J)=8.686*LOG(ABS(V(J)/Y4))
1360 M=INT(100*U(J))/100
1370 N=INT(100*V(J))/100
1371 E=M+35
1372 O=N+55
1375 IF E(0) GOTO 1390
1376 IF O(40) GOTO 1390
1380 PRINTG2;TAB(5);M;TAB(12);N;TAB(20);"I";TAB(E);"X";TAB(39);"I";TAB(O);"X"
1390 NEXT J
1400 GOSUB 1420
1410 RETURN
1420 REM CHARAKTERYSTYKA KIERUNKOWA
1430 GOSUB 990
1440 PRINT
1450 PRINT
1460 PRINT "CHARAKTERYSTYKA KIERUNKOWA"
1470 PRINT
1480 PRINT "KAT";TAB(5);"W1EDBJ";TAB(12);"W2EDBJ";TAB(21);"LEDBJ";TAB(42);"TCDBJ"
1490 PRINT "-----"
1500 FOR T3=0 TO P STEP P/18
1510 T=T3/2
1520 GOSUB 1090
1530 Q1=8.686*LOG(Q1/Q3)
```

```
1540 Q2=S.686*LOG(Q2/Q4)
1550 G1=INT(100*Q1)/100
1560 Q2=INT(100*Q2)/100
1562 H=INT(360*T/(T+1E-3))
1563 H=Q2+60
1564 N=Q1+30
1570 PRINT#TAB(5);Q1#TAB(12);Q2#TAB(18);"I"#TAB(N);"*"#TAB(39);"I"#TAB(M);"+
1580 NEXT T3
1590 RETURN
READY.
```

10. Załącznik 2.

```
10 REM ROZKLAD KATOWY
20 INPUT D,F
30 P=3.14159265
40 A=P/180
50 F1=0
60 FOR T=0 TO P/2 STEP A
70 L=.592*F*D*(1-SIN(T))
80 F2=SIN(L)/L*COS(T)/(1.340+2.283*SIN(2*T))
90 F2=ABS(F2)
100 IF F1>F2 THEN 130
110 F1=F2
120 F3=T
130 NEXT T
140 F3=180*F3/P
150 PRINT
160 PRINT TAB(4);"ROZKLAD KATOWY DLA STALI"
170 PRINT
180 PRINT "PARAMETRY GLOWICY POBUDZAJACEJ"
190 PRINT TAB(4);"SREDNICA [MM]=";D
200 PRINT TAB(4);"CZESTOTLIWOSC [MHZ]=";F
210 PRINT TAB(4);"KAT MAKSYMALNEJ ENERGII=";F3
220 PRINT TAB(2);"T";TAB(8);"Y[DB]"
230 PRINT "*****"
240 FOR T=89*P/180 TO -89*P/180 STEP-2*A
250 L=.592*F*D*(1-SIN(T))
260 L=ABS(SIN(L)/L)
270 F2=L*ABS(COS(T)/(1.340+2.283*SIN(2*T)))
280 IF F2=0 GOTO 300
290 F2=INT((868.6*LOG(ABS(F2/F1))))/100
300 F4=F2/2+35
310 T1=90
320 IF F4<0 GOTO 360
330 T1=180*T/F
340 T1=INT(T1)
350 GOTO 370
360 F4=0
370 PRINT T1;TAB(6);F2;TAB(6);F4;"*"
380 NEXT T
390 END
READY.
```

Spis treści

	str.
1. Wprowadzenie	4
2. Aktualny stan zagadnienia	6
2.1. Pęknięcie powierzchniowe w świetle mechaniki pękania	6
2.2. Klasyfikacja pęknięć powierzchniowych	11
2.3. Elektryczne i elektroindukcyjne metody pomiaru głębokości pęknięć	13
2.4. Ultradźwiękowe metody pomiaru głębokości pęknięć	24
2.5. Wnioski, wynikające z rozpoznania aktualnego stanu problemu	33
3. Cel i zakres pracy	35
4. Analiza teoretyczna możliwości oceny głębokości pęknięć powierzchniowych metodą dyfrakcji fali ultradźwiękowej	37
4.1. Analiza pola dyfrakcyjnego na krawędzi pęknięcia	37
4.2. Analiza problemu generacji fali podpowierzchniowej	59
4.3. Optymalizacja układu pomiarowego	74
5. Weryfikacja doświadczalna wyników rozważań teoretycznych	97
5.1. Próbkki i wzorce	97
5.2. Aparatura pomiarowa	102
5.3. Ocena przydatności głowic na fale podpowierzchniowe do badań doświadczalnych	109
5.4. Ocena głębokości pęknięć	117
5.5. Ocena kąta nachylenia pęknięć	124
6. Analiza wyników badań eksperymentalnych	128
7. Wnioski	130
8. Wykaz literatury	132
9. Załącznik 1	137
10. Załącznik 2.	141