

5.51/52/ — fizyczne i mechaniczne
własności metali

Praca habilit.

Teodor Brezko

MIKRONAPRĘŻENIA W MECHANICE
ZŁOŻONYCH ODESZTAŁCEŃ PLASTYCZNYCH
METALI O SIECI AI —
STUDIUM DOŚWIADCZALNE

22/1985

WARSZAWA 1985

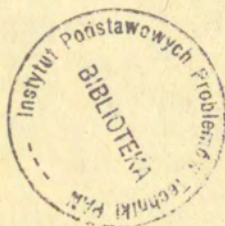
<http://rcin.org.pl>

ISSN 0208-5658

Praca habilitacyjna

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 24 stycznia 1985 r.

56926



Składam serdeczne podziękowanie prof. Wojciechowi Szczepińskiemu za pomoc i cenne uwagi dotyczące tekstu. Dziękuję również prof. Janowi Karpowi i doc. Andrzejowi Blinowskiemu oraz wszystkim kolegom z ZMOC IPPT PAN i ZMN przy Politechnice Białostockiej za wskazówki merytoryczne. Dziękuję bardzo mgr Zofii Niczyporuk i mgr Bogusławie Kasiuk za udział w pomiarach i pomoc w opracowaniu graficznym

Autor



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 140 egz. Ark.wyd. 4,5 Ark.druk. 7,5

Oddano do drukarni w kwietniu 1985 r.

Nr zamówienia 283/85

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul. Śniadeckich 8

Teodor Brečko
Politechnika Białostocka
Zespół Mechaniki Nieliniowej
ZMOC IPPT PAN

MIKRONAPRĘŻENIA W MECHANICE ZŁOŻONYCH ODKSZTAŁCEN
PLASTYCZNYCH METALI O SIECI A1 -
STUDIUM DOŚWIADCZALNE

STRESZCZENIE

Praca jest poświęcona badaniu metodami mechaniki, retgenografii i mikroskopii elektronowej zjawiska wzmocnienia odkształceniowego oraz zjawiska zanikającej pamięci stopów metali o sieci A1.

Głównym celem rozprawy jest doświadczalna interpretacja koncepcji mikronaprężeń resztkowych wprowadzonych w różnych teoriach wzmocnienia metali, głównie w tak zwanej teorii wzmocnienia kinematycznego. Koncepcja mikronaprężeń, występujących w tych teoriach w postaci pewnego tensora α_{ij} , została wprowadzona w sposób formalny i dotychczas nie ma zupełnej jasności co do jej interpretacji fizycznej. W pracy tej podjęto próbę określenia tych mikronaprężeń i ich zmian w złożonych procesach odkształcania oraz interpretacji tych wyników na tle wzmocnienia kinematycznego. Jak się wydaje na podstawie dostępnej literatury, dotychczas prób takiego doświadczalnego zbadania mikronaprężeń resztkowych nie podejmowano.

We wstępnych rozdziałach omówiono na podstawie literatury występujące w metalach i ich stopach mechanizmy odkształceń plastycznych oraz wpływ odkształceń plastycznych na powstawanie pola naprężeń resztkowych. Omówiono również stosowane metody badań.

Własne badania doświadczalne przeprowadzono na stopie aluminiowym PA4. Materiał najpierw poddano próbom wstępnym mającym na celu stwierdzenie jego początkowej anizotropii plastycznej. Efekt zanikającej pamięci materiału, zdefiniowany kątami odchylenia kierunków głównych tensora odkształceń plastycznych i tensora makronaprężeń resztkowych od kierunku wtórnych odkształceń plastycznych, badano metodami mechanicznymi i rentgenowskimi. Naprężenia resztkowe, gęstość dyslokacji, efektywną wielkość bloków oraz prawdopodobieństwo występowania i energię błędów ułożenia badano metodami rentgenowskimi. Pomierzone średnie wielkości efektywne obszarów rozpraszania spójnego bloków zweryfikowano na zdjęciach elektronomikroskopowych.

Wyniki badań przedstawiono w postaci graficznej. Badania doświadczalne potwierdziły występowanie w materiałach polikrystalicznych efektu zanikającej pamięci materiału. Doświadczalnie wykazano, że wzmocnienie kinematyczne zależy od mikronaprężeń reszkowych.

1. WPROWADZENIE I CEL PRACY

Wiązania metaliczne występujące w metalach, pozwalają im odkształcać się plastycznie. W opisie fenomenologicznym zakłada się, że stan plastyczny następuje w chwili, gdy między niezmiennikami tensora naprężenia będzie spełniony związek

$$F(T_1, T_2, T_3) = 0 \quad (1.1)$$

Jest to tak zwany warunek plastyczności, który jest niezmienniczy. W oparciu o doświadczenie najczęściej zakłada się, że przejście w stan plastyczny nie zależy od średniego naprężenia σ_m i warunek (1.1) jest zapisywany

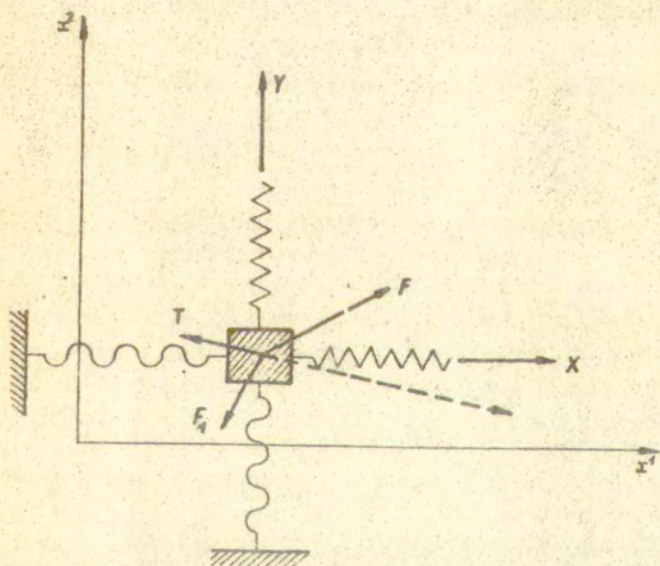
$$F(D_2, D_3) = 0 \quad (1.2)$$

gdzie przez D_2 i D_3 oznaczono drugi i trzeci niezmiennik dewiatora naprężeń.

Doświadczenie wykazuje, że warunek (1.2) odpowiada tylko początkowi odkształceń plastycznych. Dla wywołania dużych odkształceń w materiałach polikrystalicznych koniecznym jest ciągłe zwiększanie naprężeń. Wzmocnienie materiałów polikrystalicznych, wywołane odkształceniami plastycznymi, jest bardzo ważnym zagadnieniem w teorii plastyczności. Do opisu efektu Bauchingera Iszliński [1], Prager [2] oraz Shield i Ziegler [3] wprowadzili hipotezę wzmocnienia kine-

matycznego. Kadaszewicz i Nowożiłow [4] rozszerzyli opis wzmocnienia wprowadzając obok przesunięcia równomierne rozszerzenie się powierzchni plastyczności z zachowaniem jej podobieństwa geometrycznego. Rozważania swoje Kadaszewicz i Nowożiłow [4] przeprowadzili na modelach mechanicznych w których wystąpiła siła tarcia i siła sprężysta. Siły te równoważyły siły zewnętrzne. Rozpatrzono tu trzy przypadki:

- a) wzmocnienie jest efektem nieodwracalnym i może być interpretowane jako monotoniczne wzrastanie siły tarcia;
- b) wzmocnienie jest wywoływane wewnętrznymi siłami o charakterze sprężystym;
- c) wzmocnienie wywołują zarówno efekty nieodwracalne typu "a" i sprężyste typu "b":



Rys.1.1. Model Kadaszewicza i Nowożiłowa [4]

Na rysunku 1.1., za Kadaszewiczem i Nowożyłowem [4], przedstawiono mechaniczny analog pozwalający analizować wzmocnienie wywołane wewnętrznymi naprężeniami sprężystymi. Warunek równowagi siły tarcia, przedstawiający równanie powierzchni plastyczności dla płaskiego stanu naprężeń, jest następujący [4]

$$((X - X_1)^2 + (Y - Y_1)^2)^{1/2} = \frac{2}{3} \sigma_Y \quad (1.3)$$

gdzie X i Y są siłami zewnętrznymi, X_1 i Y_1 - siły występujące w sprężynach, σ_Y - granica plastyczności.

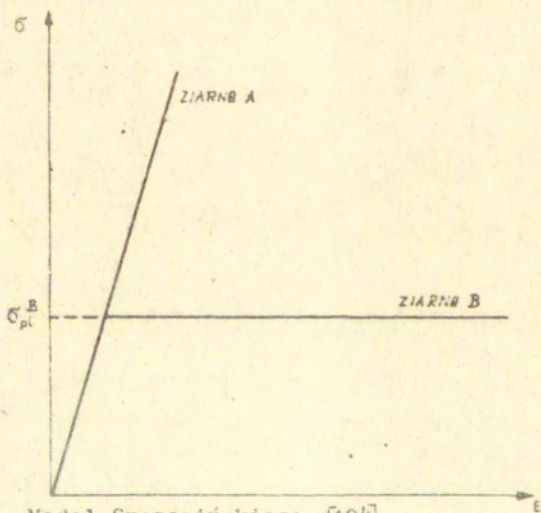
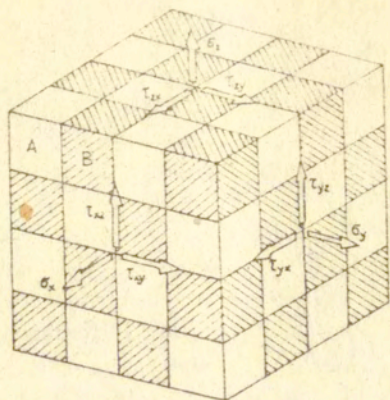
Warunek (1.3) opisuje materiał z idealnym efektem Bauchingera, to znaczy z efektem Bauchingera równym wielkości wzmocnienia. Wprowadzając po prawej stronie wzoru (1.3) wielkość g' , która podczas odkształceń plastycznych monotonicznie wzrasta reprezentując wzmocnienie izotropowe, otrzymujemy następujące równanie powierzchni plastyczności [4]

$$((X - X_1)^2 + (Y - Y_1)^2)^{1/2} = g' \quad (1.4)$$

gdzie

$$g' \in [(\chi^2 + \gamma^2)^{1/2}, 2/3 \sigma_Y] \quad (1.5)$$

Powierzchnia plastyczności (1.4) obok przesunięcia może również zmieniać swoje wymiary. Z analizy tych modeli wynika, że przy wzmocnieniu kinematycznym (przypadek "b") przyrost tensora odkształceń plastycznych $d \epsilon^p_{ij}$ jest współosiowy z tensorem $(s_{ij} - \alpha_{ij})$, gdzie s_{ij} jest dewiatorem tensora naprężeń σ_{ij} , α_{ij} - reprezentuje tensor mikronaprężeń (wzór (1.6)). Przy wzmocnieniu mieszanym, zawierającym część kinematyczną i izotropową, tensor $d \epsilon^p_{ij}$ jest współosiowy z tensorem $\sigma_{ij} - \alpha_{ij}$ [4]. Szczepiński [104], w oparciu o prace Kadaszewicza i Nowożyłowa [4] oraz Besselinga [98,99], do obliczania mikronaprężeń resztkowych wykorzystał model kostkowy (Rys. 1.2). Mikronaprężenia resztkowe powstają po odciążeniu odkształconego plastycznie modelu składającego się z kostek "A" wykonanych z materiału idealnie plastycznego i kostek "B", wykonanych z materia-



Rys.1.2. Model Szczepińskiego [104]

lu idealnie sprężystego. Zaproponowany przez Szczepińskiego [104] model pozwala na śledzenie zmian intensywności dewiatora mikronaprężeń resztkowych podczas odkształceń plastycznych. Intensywność dewiatora mikronaprężeń resztkowych jest proporcjonalna do długości wektora translacji powierzchni

płynięcia, który reprezentuje w przestrzeni naprężeń tensor mikronaprężeń resztkowych α_{1j} w warunku płynięcia

$$(s_{1j} - \alpha_{1j}) (s_{1j} - \alpha_{1j}) = 2k^2(\kappa) \quad (1.6)$$

gdzie s_{1j} jest dewiatorem tensora naprężeń, $k(\kappa)$ - stała zależna od parametru skalarnego κ .

Bałtow i Sawczuk [5], na bazie eksperymentalnych danych Miastkowskiego i Szczepińskiego [6], zaproponowali prawo wzmocnienia uwzględniające obrót powierzchni plastyczności. Mróz [7], do opisu wzmocnienia materiału poddanego cyklicznym odkształceniom plastycznym, wprowadził koncepcję pola modułów wzmocnienia.

Brak jest danych doświadczalnych potwierdzających hipotezę wysuniętą przez Kadaszewicza i Nowożiłowa [4], która była rozwinięta przez Szczepińskiego [104] i dotyczyła interpretacji tensora α_{1j} w prawie wzmocnienia (1.6) jako tensora mikronaprężeń wewnętrznych. W niniejszej pracy podjęto próbę doświadczalnego zbadania sensu fizycznego tensora α_{1j} . Badania doświadczalne prowadzono metodami rentgenowskimi, które pozwalają z pola naprężeń resztkowych wyodrębnić makronaprężenia, średniokwadratowe mikroodkształcenia i zniekształcenia statyczne sieci krystalicznej (rozdziały 3 i 4). Mechanizm odkształceń plastycznych zależy między innymi od energii błędów ułożenia. Wpływa ona na powstałą w wyniku odkształceń plastycznych strukturę dyslokacyjną polikryształów. Od mechanizmu odkształceń plastycznych zależą zniekształcenia statyczne sieci krystalicznej. Wobec tego, w niniejszej pracy przedstawiono również wyniki pomiarów prawdopodobieństwa występowania błędów ułożenia oraz ich energii, gęstości dyslokacji i zniekształceń statycznych. Pomiar tych wielkości był również wskazany ze względu na użycie metod rentgenowskich pomiaru, gdyż one, to znaczy błędy ułożenia, gęstość dyslokacji i zniekształcenia statyczne, wpływają na wyniki pomiarów wielkości podstawowych jakimi w tym przypadku są średniokwadratowe mikroodkształcenia. W celu wyjaśnienia

wpływu mikronaprężeń zorientowanych^{*)} na wzmocnienie materiałów polikrystalicznych podczas ich odkształceń plastycznych, mierzono intensywność dewiatora tensora makronaprężeń i porównywano ją ze zmianami policzonej na podstawie hipotezy kinematycznego wzmocnienia intensywności dewiatora tensora mikronaprężeń. W celu zbadania możliwości opisu zjawiska pamięci materiału, zdefiniowaną zmianą kierunków własnych tensora makronaprężeń warstwy wierzchniej, przeprowadzono rentgenowską metodą $\sin^2\psi$ pomiary zmian kierunków własnych makronaprężeń resztkowych. Zmiany tych kierunków porównano z pomierzonymi zmianami kierunków własnych tensora odkształceń plastycznych. Wyniki pomiarów metodami rentgenowskimi struktury dyslokacyjnej i energii błędów ułożenia weryfikowano metodami mikroskopii elektronowej.

Wyniki pomiarów rentgenowskich opracowywano na maszynie cyfrowej używając programów opracowanych przez autora pracy. Średniokwadratowe mikroodkształcenia obliczano na podstawie pomiarów rozkładu intensywności wiązek ugiętych na płaszczyznach krystalograficznych nie należących do jednej rodziny płaszczyzn. Obliczenia takie umożliwiała wprowadzona przez autora modyfikacja algorytmu obliczeniowego [59-61]. W algorytmie obliczania średniej efektywnej wielkości bloków wykorzystano propozycję autora dotyczącą obliczania tych wielkości na podstawie współczynników prostej charakteryzującej się maksymalnym współczynnikiem korelacji. Wykorzystano do obliczeń zaproponowany przez autora algorytm obliczania intensywności dewiatora średniokwadratowych mikroodkształceń. Podczas pomiarów wykorzystywano opatentowane przez autora pracy przyrządki umożliwiające pomiar tensora makronaprężeń [106] oraz pomiar liniowości zmian odkształceń w funkcji kąta nachylenia próbki [73].

W niektórych badaniach doświadczalnych uczestniczyli studenci wykonujący pod kierunkiem autora pracy prace dyplomowe.

^{*)} mikronaprężenia zorientowane omówiono na stronie 18

2. MECHANIZMY ODKSZTAŁCEN PLASTYCZNYCH I WZMOCNIENIE MATERIAŁÓW POLIKRYSTALICZNYCH

W niniejszym punkcie omówimy pokrótce znane z literatury mechanizmy odkształceń plastycznych w celu nadania pracy bardziej samodzielnej postaci.

Znane są trzy zasadnicze mechanizmy odkształceń plastycznych: odkształcenia poprzez poślizgi, poprzez bliźniakowanie oraz odkształcenia wywołane procesami dyfuzyjnymi wakanów w polu naprężeń. Niektóre stopy, będące w stanie metastabilnym (przechłodziła eutektyka), wykazują własności nadplastyczne. Zjawisko to jest związane z przemianami fazowymi, np. przy przejściu fazy α w fazę β w mosiądzu ($\alpha + \beta$).

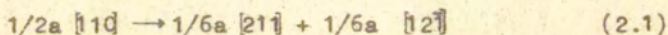
Na mechanizm odkształceń plastycznych oraz własności plastyczne danych materiałów wpływa ciśnienie, temperatura i prędkość odkształcania. Przy ciśnieniu rzędu $2 \cdot 10^3$ MPa metale w zasadniczy sposób zmieniają swoje własności plastyczne. Przy ciśnieniu atmosferycznym i obniżonych temperaturach podczas zwiększonych prędkości odkształceń szczególnie dla metali o sieci A2 i A3 wzrasta rola bliźniakowania w procesie odkształceń plastycznych. Podwyższone temperatury i małe prędkości odkształceń aktywizują dyfuzyjny mechanizm odkształceń plastycznych. W temperaturze pokojowej, przy średnich prędkościach odkształceń, dominuje mechanizm poślizgowy odkształceń plastycznych.

Z punktu widzenia teorii dyslokacyjnych mechanizm poślizgowy plastycznego płynięcia rozpatrywany jest jako proces powstawania i ruchu nowych dyslokacji wewnątrz kryształu lub ziarna w materiałach polikrystalicznych. W podwyższonych temperaturach mogą odkształcać się plastycznie granice ziaren. W temperaturach pokojowych i obniżonych granice stanowią bariery dla poruszających się dyslokacji. Dys-

lokacje są zatrzymywane również przez cząstki innej fazy, wydzielenia (np. w stopach utwardzalnych dyspersyjnie), granice bloków oraz inne defekty sieci krystalicznej. Bariery te powodują wzmocnienie odkształceniowe materiałów [10-11].

W procesie wzmocnienia metali o sieci A1 ważną rolę odgrywają półutwierdzone dyslokacje Franka z wektorami Burgersa $1/3a\langle 111 \rangle$ oraz półutwierdzone dyslokacje Lomera-Cottrela $1/6a\langle 112 \rangle$

. Dyslokacje Lomera-Cottrela powstają w wyniku oddziaływania dwóch dyslokacji częściowych $1/6a\langle 112 \rangle$, które z kolei są wynikiem dysocjacji jednostkowych dyslokacji $1/2a\langle 110 \rangle$ poruszających się w przecinających się płaszczyznach $\{111\}$ [11]. Wektory Burgersa dyslokacji półutwierdzonych nie leżą w płaszczyźnie poślizgu. Dyslokacje takie, tzn. dyslokacje Franka i Lomera-Cottrela, są naturalnymi przeszkodami dla poruszających się dyslokacji w płaszczyźnie łatwych poślizgów. Dyslokacje jednostkowe $1/2a\langle 110 \rangle$ podczas ruchu w płaszczyźnie $\{111\}$, dążąc do minimum energii, dysocjują według reakcji [11]



Równowagowa szerokość pasma błędu ułożenia między częściowymi dyslokacjami $1/6a\langle 211 \rangle$ wynosi [11]

$$d = \frac{G (\bar{b}_2, \bar{b}_3)}{2\pi\gamma}, \quad (2.2)$$

gdzie G jest modułem sprężystości postaciowej, \bar{b}_2 i \bar{b}_3 - wektory Burgersa dyslokacji częściowych $1/6a\langle 211 \rangle$, γ - energia błędów ułożenia.

Dyslokacje rozciągnięte (2.1), niezależnie od ich charakteru (krawędziowe, śrubowe, mieszane), poruszają się w płaszczyźnie poślizgu. Mogą one omijać napotymane przeszkody przechodząc częściowo do równoległej płaszczyzny tego samego typu. Następuje poślizg poprzeczny, wystąpienie którego jest warunkowane przewężeniem dyslokacji rozciągniętej. Ze wzoru

(2.2) wynika, że przewężenie łatwiej występuje w metalach i stopach o dużej energii σ błędu ułożenia, gdyż wtedy szerokość równowagowa d pasma błędu ułożenia jest mała.

Badania przeprowadzone na monokryształach metali o sieciach A1, A2 i A3^{*)} wykazują, że na krzywych $\sigma - \epsilon$ można wyodrębnić trzy charakterystyczne stadia [8-11]. Stadium I (łatwych poślizgów) charakteryzuje się małym wzmocnieniem liniowym. W stadium I poślizgi zachodzą w systemie podstawowym, tzn. w płaszczyznach i kierunkach gęstego upakowania ustawionych korzystnie w polu naprężeń. Wskutek odkształceń plastycznych sieć krystaliczna obraca się, co powoduje uruchomienie poślizgów w systemach pomocniczych. Następuje II stadium wzmocnienia, które charakteryzuje się wysokim wzmocnieniem liniowym. Wzrost współczynnika wzmocnienia w stadium III jest spowodowany przez bariery Lomera-Cottrela. Pokonywanie barier Lomera-Cottrela na drodze poślizgów poprzecznych zapoczątkowuje III stadium wzmocnienia. Prędkość wzmocnienia w stadium III jest zmienna i malejąca. Krzywa wzmocnienia w stadium III ma kształt paraboliczny.

Cechą osobliwą polikryształów jest występowanie granic oddzielających różnie zorientowane ziarna, które podczas odkształceń plastycznych polikryształu odkształtują się w różnym stopniu. Jak podaje Honeycombe [10], przy rozciągnięciu próbki z gruboziarnistego aluminium do odkształcenia równego 5%, odkształcenia ziaren zmieniały się w granicach od 2% do 14%. Często uważa się, że duża niejednorodność odkształceń plastycznych nie pozwala obserwować poszczególnych stadiów wzmocnienia polikryształów. Kształt krzywej $\sigma - \epsilon$ przy rozciąganiu jest często opisywany równaniem [10]

$$\sigma = \sigma_y + A \epsilon^n \quad (2.3)$$

gdzie σ_y jest granicą plastyczności, A - stała.

Dla niektórych metali wykładnik potęgi n jest funkcją odkształceń ϵ . Jaoul [12], badając polikrystaliczne aluminium

*) A1 - sieć fcc, A2 - sieć bcc, A3 - sieć hcp

(99,99%) w temperaturze 77 K wykazał, że na krzywej $\sigma - \epsilon$, analogicznie do krzywych $\tau - \epsilon$ sporządzonych dla monokryształów, występują trzy stadia wzmocnienia. Krzywa wzmocnienia w stadium I miała kształt paraboliczny. Jest to spowodowane granicami ziaren, które wskutek krótkiej drogi swobodnego przebiegu dyslokacji uruchamiają dodatkowe systemy poślizgów już w początkowej fazie odkształceń plastycznych. Drugie i trzecie stadium na krzywej wzmocnienia były analogiczne jak i w monokryształach.

Jak podaje Honeycombe [10], długość stadium II wzmocnienia zależy od temperatury i energii błędów ułożenia. Wzrost temperatury odkształcenia stopu srebra z 6% at. ołowiu od 70 K do 197 K powodował, że początek stadium III na osi odkształceń przesunął się od 35% do 25% [10]. Zwiększenie zawartości Ga od 2% do 10% w stopie Ag-Ga powoduje spadek energii błędów ułożenia od ~ 32 do 10 mJ/m^2 oraz znaczne wydłużenie stadium II, mierzone na krzywej wzmocnienia podczas odkształcania tego stopu w temperaturze 77 K i zachowaniu stałej wielkości ziarna [10]. Z przytoczonych przykładów wynika, że wpływ temperatury i energii błędów ułożenia na kształt krzywej wzmocnienia w monokryształach i polikryształach jest identyczny. Według Jaoula [12] zmniejszenie wielkości ziarna przy odkształcaniu czystego (99,99%) aluminium w temperaturze 77 K, wpływa na wzrost granicy plastyczności.

W literaturze naukowej dyskutowane jest zjawisko pamięci odkształceniowej materiałów polikrystalicznych [13-16]. Znane są również zjawiska niestabilności plastycznego płynięcia wywołane między innymi efektami dyfuzyjnymi [17,18] oraz rekryształizacją dynamiczną i mikrodefektami.

3. NAPRĘŻENIA WŁASNE WYWOŁANE ODKSZTAŁCENIAMI ELASTYCZNYMI

Odształcenia plastyczne poprzez poślizgi dominują w tych metalach o sieci A1, które charakteryzują się średnimi i wysokimi wartościami energii błędów ułożenia. Z punktu widzenia teorii dyslokacyjnych, odkształcenie poprzez poślizgi jest procesem powstawania i ruchu nowych dyslokacji poruszających się w płaszczyźnie poślizgów. Poruszające się dyslokacje zatrzymują się na wydzieleniach nowych faz, innych dyslokacjach, granicach bloków oraz innych defektach sieci. Prowadzi to do wzrostu gęstości dyslokacji, którą w przypadku nie występowania procesów anihilacji można wyrazić wzorem [107]

$$\rho = \rho_0 + J_d \epsilon \quad (3.1)$$

gdzie: $J_d = \partial \rho / \partial \epsilon$ - intensywność generacji dyslokacji

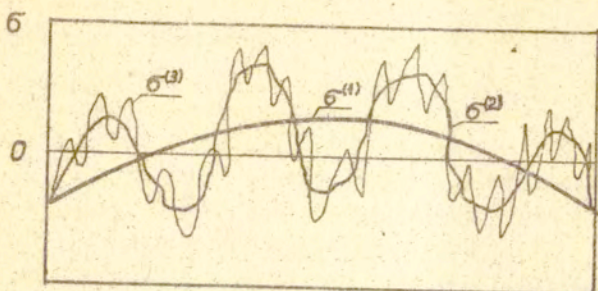
Jak podają liczni autorzy, naprężenia ścinające zależą od gęstości dyslokacji [108]

$$\tau = \alpha G b \rho^{1/2} \quad (3.2)$$

gdzie G jest modułem sprężystości postaciowej, b - wektor Burgersa, α - stała

Powstające podczas odkształceń plastycznych dyslokacje, jak również defekty punktowe i powierzchniowe generują pole naprężeń własnych w materiale.

Fenomenologiczną klasyfikację naprężeń własnych wprowadzili: Dawidenkow [11 - 20], Orowan [21], Guinier [22] oraz Wolfstig i Macherach [23]. Za tymi autorami naprężenia własne, w zależności od obszarów w których one równoważą się, można podzielić na: 3-go rodzaju (zniekształcenia statyczne sieci krystalicznej) - równoważą się w objętościach rzędu kilkudziesięciu odległości międzyatomowych (wzór (4.5)), 2-go rodzaju (średniokwadratowe mikroodkształcenia) - równoważą się w obszarach od średnich odległości międzydyslokacyjnych do wielkości ziaren (wzór (4.41)), 1-go rodzaju (makronaprężenia) równoważą się w ob-



Rys.3.1. Superpozycja naprężeń własnych:
 $\sigma^{(1)}$ - 1-go, $\sigma^{(2)}$ - 2-go i $\sigma^{(3)}$ - 3-go rodzaju

jętościach porównywalnych z wielkością próbki (wzory (4.69) do (4.71)). Ponieważ makronaprężenia równoważą się w objętości całego przedmiotu, więc do rozwiązywania zagadnień brzegowych stosuje się model ośrodka ciągłego, to znaczy zakłada się, że makronaprężenia w ciele zajmującym przestrzeń \tilde{V} ograniczoną powierzchnią S muszą spełniać układ równań [24]

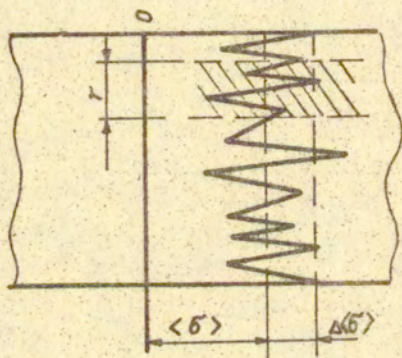
$$\begin{array}{lll}
 \nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}} = 0 & x \in V & V = \tilde{V} \cup S \\
 \underline{\underline{n}} \cdot \underline{\underline{\sigma}} = 0 & x \in S & \\
 \underline{\underline{\xi}} = \underline{\underline{C}} : \underline{\underline{\xi}} & x \in V & (3.3) \\
 \text{rot}(\text{rot} \underline{\underline{\xi}}) = 0 & x \in V &
 \end{array}$$

gdzie $\underline{\underline{\sigma}}$ - tensor makronaprężeń własnych, $\underline{\underline{\xi}}$ - tensor ^{całkowitych} odkształceń sprężystych, \tilde{V} - operator Hamiltona, $\underline{\underline{n}}$ - wektor normalny do powierzchni S , $\underline{\underline{C}}$ - tensor stałych sprężystych. Wielokrotnie doświadczalnie stwierdzono, że podczas rozciągania próbek cylindrycznych z materiału polikrystalicznego siłą zewnętrzną wywołującą naprężenia σ_z mniejsze od granicy plastyczności σ_y , naprężenia wewnętrzne σ_r mierzone metodą rentgenowską, są równe naprężeniom σ_z [25]. Po przekroczeniu przez naprężenia σ_z od sił zewnętrznych granicy plastyczności σ_y i odciążeniu próbki w warstwie wierzchniej obserwuje się resztkowe naprężenia ściskające $\sigma_r < \sigma_y$. Przytoczmy wcześniejsze próby wytłumaczenia tej obserwacji doświadczalnej. Zjawisko to Hayn [26] tłumaczył istnieniem

szttywnej warstwy wierzchniej, która uczestniczy w przekazywaniu obciążenia od części chwytowej próbki do jej szyjki. Warstwa ta podczas rozciągania jest przeciążona i więcej się odkształca a po odciążeniu jest ściskana przez mniej odkształcony plastycznie rdzeń. Bollenrath, Hauk i Osswald [27], stosując metody rentgenowskie pomiaru naprężeń stwierdzili, że naprężenia resztkowe mierzone w warstwach głębiej położonych zmieniają znak przy strawianiu warstwowym próbki rozciągniętej plastycznie. Zakwalifikowali więc mierzone naprężenia resztkowe do makronaprężeń. Tłumaczyli oni badane zjawisko istnieniem powierzchniowej warstwy osłabionej. Warstwa ta jest wynikiem tego, że krystality znajdujące się w warstwie powierzchniowej mają więcej stopni swobody, w porównaniu do krystalitów warstw środkowych, i przez to odkształcają się plastycznie więcej podczas jednoosiowych makroodkształceń plastycznych próbki. Sumaryczne makroodkształcenie (plastyczne i sprężyste) w przekroju próbki jest stałe. Po odciążeniu, rdzeń próbki ściska warstwę wierzchnią wywołując w niej resztkowe naprężenia ściskające. Wood [28], stwierdził również metodami rentgenowskimi powstawanie w warstwie wierzchniej odkształconych plastycznie materiałów naprężeń resztkowych. Mierzone zmiany odległości międzypłaszczyznowych, wywołane naprężeniami resztkowymi, tłumaczył on pochłanianiem przez odkształcany plastycznie materiał energii. Badając mosiądz po walcowaniu Wood [29] doszedł do wniosku, że odkształcanie plastyczne podczas walcowania powoduje zmianę układu regularnego na inny. Potwierdził on również swoje wnioski w pracy [30]. Rowiński [31] zaprzeczył temu, że odkształcenia plastyczne zmieniają stałą sieciową. Mierzone zmiany odległości międzypłaszczyznowych Rowiński [31] tłumaczył powstawaniem makronaprężeń w walcowanym materiale. Wood i Smith [32] badali zmianę odległości międzypłaszczyznowych płaszczyzn [31] podczas jednoosiowego rozciągania próbek żelaza. Funkcję naprężeń zewnętrznych σ_z od zmian odległości międzypłaszczyznowych $\epsilon_z^+ = \Delta d/d$, mierzonych w kierunku bliskim

do prostopadłego do powierzchni próbki, nazwali oni wykresem odkształceń sieci krystalicznej. W późniejszych pracach Wood i Smith [33-37] zjawisko nieliniowej zmiany resztkowych odległości międzyplaszczynowych ϵ_z^1 w funkcji naprężeń zewnętrznych σ_z tłumaczyli nieodwracalnym odkształceniem sieci, które występuje wraz z jej odkształceniami sprężystymi (odwracalnymi). Według Wooda i Smitha [33-37] zjawisko resztkowych odkształceń sieci występuje przy odkształcaniu plastycznym a więc przy naprężeniach $\sigma_z > \sigma_Y$. W latach późniejszych Wood i Smith [38] badając próbki z miękkiej stali poddane jednoosiowym odkształceniom plastycznym doszli do wniosku podobnego jak i Bollenrath ze współautorami [27]. Hipoteza "osłabionej warstwy wierzchniej" była również wysuwana przez Dawidenkova [38]. W opublikowanych w latach 60-tych pracach przez Macheraucha i współautorów [40-47], liniowa zależność między resztkową zmianą odległości międzyplaszczynowych $\Delta d/d$ a $\sin^2 \psi$, gdzie ψ - jest kątem między normalną do bocznej powierzchni próbki a kierunkiem pomiaru $\Delta d/d$, jest interpretowana jako dowód istnienia wierzchniej warstwy osłabionej. W pracy Wasiliewa [48] przedstawione są wyniki badań poświęconych wyjaśnieniu istnienia "osłabionej warstwy wierzchniej". Badania przeprowadzono na odkształconych plastycznie próbkach z polikrystalicznego aluminium (czyste go technicznie), próbkach z miedzi, z żelaza armko, ze stali chromowej (hartowanej i odpuszczonej), ze stali węglowej (0,53% C) oraz na próbkach z niklu. Wyniki badań wskazują na to, że odkształcenia plastyczne wywołują powstawanie naprężeń resztkowych, które praktycznie nie zmieniają swej wartości podczas warstwowego strawiania próbek. Tylko w przypadku osłabienia warstwy wierzchniej przy pomocy podłużnych rysek w próbkach wykonanych z niklu stosując strawianie warstwowe odkształconych próbek uzyskano efekt zmiany wartości naprężeń resztkowych. Analizując otrzymane wyniki badań, Wasiliew [48] dochodzi do wniosku, że powodem powstawania makronaprężeń resztkowych podczas jednoosiowych makrojednorodnych odkształceń plastycznych jest stan warstwy

wierzchniej próbek. Proces jednoosiowych makrojednorodnych odkształceń plastycznych, według Wasiliewa [48], może wywołać tylko reszkowe "mikronapężenia zorientowane". Powodują one, podobnie jak i makronapężenia, przesunięcie linii dyfrakcyjnej.



Rys.3.2. Mikronapężenia zorientowane

Obserwowany efekt poszerzenia lub przesunięcia linii dyfrakcyjnej zależy od stosunku między wielkością "r" (Rys. 3.2) obszaru oświetlonego przez wiązkę pierwotną a długość fali naprężenia $\lambda^{(\sigma)}$, rozumianą jako długość na której następuje równowaga pola mikronaprężeń [49]. Gdy spełniony jest warunek: $\lambda^{(\sigma)} \gg r$ i $\lambda^{(\sigma)} \ll r$ to przesunięcie linii dyfrakcyjnej o wielkość $\Delta\theta^{(\sigma)}$ jest wywołane mikronapężeniami zorientowanymi $\langle\sigma\rangle$ a poszerzenie - dyspersją $\Delta\langle\sigma\rangle$ mikronaprężeń.

4. METODYKI BADAN RENTGENOWSKICH

Metody rentgenowskie badania defektów sieci krystalicznej mają cały szereg zalet w porównaniu z innymi metodami, np. metodami mikroskopii elektronowej, trawienia itd. Pozwalają one wyodrębnić wokół defektów sieci pola naprężeń w bardzo małych objętościach, tzn. zniekształcenia statyczne sieci krystalicznej (naprężenia III-go rodzaju), mikronaprężenia (naprężenia II-go rodzaju), oraz makronaprężenia (naprężenia I-go rodzaju). Metody rentgenowskie nie wymagają zniszczenia materiału. Do badań stosowane są masywne próbki i badana jest duża powierzchnia. Przy pomocy tych metod można badać strukturę mozaikową, strukturę dyslokacyjną, oceniać pola naprężeń, prawdopodobieństwo występowania błędów ułożenia oraz ich energię, analizować teksturę materiałów polikrystalicznych itp. Nieznaczna głębokość wnikania promieni Rentgena w głąb materiału jest ich cenną zaletą, gdyż pozwala to metodą strawiania cienkich warstw analizować strukturę materiału.

Metody rentgenowskie oceny pól naprężeń wokół defektów sieci krystalicznej są metodami pośrednimi i polegają na analizie intensywności wiązki ugiętej promieni Rentgena na sieci krystalicznej badanego materiału.

4.1. Algorytm i program obliczania zniekształceń statycznych sieci krystalicznej (naprężenia III-go rodzaju)

Badania kalorymetryczne wykazują, że energia wewnętrzna odkształconego metalu wzrasta o około 10% [50]. Mikronaprężenia (naprężenia II-go rodzaju) pochłaniają tylko około 1%, zmagazynowanej wskutek odkształceń plastycznych materiału, energii. Pozostała część energii jest zawarta w zniekształceniach statycznych (naprężenia III-go rodzaju). Związane one

są z odchyleniem atomów od położenia równowagi określonego węzłami sieci krystalicznej. Odkształcenia te obejmują grupy atomów uczestniczących w tworzeniu lokalnych dystorsji sieci. Odkształcenia statyczne występują wokół dyslokacji, atomów różnowęzłowych i wakansów. Mogą one również występować w rozтворach międzywęzłowych.

Zniekształcenia statyczne sieci krystalicznej powodują zmiany intensywności wiązki ugiętej podobne do jej zmian wywołanych drganiami cieplnymi atomów w węzłach sieci. Wobec tego, w przypadku rozpraszania promieni Rentgena na sieci krystalicznej nie zawierającej zniekształceń, intensywność wiązki ugiętej można przedstawić [50]

$$I = I_0 A(\theta) |F_{\{hkl\}}|^2 LP \exp(-2M) P_{\{hkl\}} V \quad (4.1)$$

gdzie I_0 jest całkowitą intensywnością wiązki pierwotnej, $A(\theta)$ - czynnik absorbcyjny, $F_{\{hkl\}}$ - czynnik strukturalny, LP - czynnik Lorentza-Thomsona, $\exp(-2M)$ - czynnik temperaturowy Debye'a, $P_{\{hkl\}}$ - czynnik krotności płaszczyzn, V - nasświetlana objętość fazy.

Intensywność zaś wiązki ugiętej na sieci zawierającej zniekształcenia statyczne można przedstawić [51]

$$I = I_0 A LP \exp(-2M) \exp(-2K) \quad (4.2)$$

gdzie dla układu regularnego

$$M = (8/3) \pi^2 \bar{u}_d^2 (\sin \theta / \lambda)^2 = (2/3) \pi^2 \bar{u}_d \Sigma h^2 / a^2 \quad (4.3)$$

oraz

$$K = (8/3) \pi^2 \bar{u}_{st}^2 (\sin \theta / \lambda)^2 = (2/3) \pi^2 \bar{u}_{st} \Sigma h^2 / a^2 \quad (4.4)$$

We wzorze (4.3) \bar{u}_d^2 oznacza średniokwadratowe (dynamiczne) odchylenia z położenia równowagi wywołane drganiami cieplnymi atomów. Natomiast \bar{u}_{st}^2 we wzorze (4.4) jest średniokwadratowym

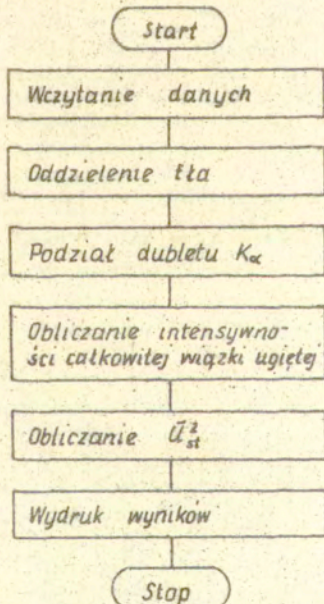
odchyleniem statycznym atomów z położenia równowagi. We wzorach (4.3) i (4.4) przez θ oznaczono kąt Bragga a λ jest długością fali stosowanego promieniowania.

Przy założeniu, że badania są prowadzone w stałej temperaturze ($M = \text{const.}$) po przekształceniu wzorów (4.2-4.4) otrzymamy roboczy wzór na wyznaczenie zniekształceń statycznych

$$u_{st}^2 = -3a^2 \ln (I'_{[hkl]} / I_{[hkl]}) / (4 \pi^2 \Sigma h^2) \quad (4.5)$$

gdzie $I'_{[hkl]}$ oznacza intensywność całkowitą wiązki ugiętej na sieci krystalicznej próbki odkształconej (zawierającej zniekształcenia statyczne), $I_{[hkl]}$ jest intensywnością wiązki ugiętej na sieci krystalicznej próbki nie zawierającej zniekształceń statycznych (wzorca), a jest stałą sieciową, $\Sigma h^2 = h^2 + k^2 + l^2$, hkl - wskaźniki Millera.

Algorytm wykorzystano do opracowania programu na maszynie cyfrową ODRA - 1204, którego schemat blokowy przedstawiono na rysunku 4.1.



Rys.4.1. Schemat blokowy programu do obliczania zniekształceń statycznych sieci krystalicznej

4.2. Algorytmy i programy obliczania mikronaprężeń (zniekształceń sieciowych II-go rodzaju) oraz wielkości obszarów rozpraszania spójnego (bloków)

Pola naprężeń wokół grup defektów sieci równoważą się w objętościach porównywalnych z wielkością ziaren. Ścianki dyslokacyjne tworzą niskokątowe granice między blokami, wewnątrz których gęstość dyslokacji jest o kilka rzędów niższa. Stan taki może między innymi wystąpić pod wpływem odkształceń plastycznych. Odkształcenia plastyczne mogą również wywołać powstanie błędów ułożenia. Wymienione zjawiska powodują rozmycie linii dyfrakcyjnych. Do oceny mikronaprężeń oraz wielkości bloków stosuje się metodę aproksymacyjną [52], metodę momentów [53,53] oraz metodę analizy profilu linii dyfrakcyjnej, zaproponowaną przez Warrena i Averbacha [55-58], która nazywana jest również metodą analizy harmonicznej Fouriera. Przy obliczaniu nateżenia wiązki ugiętej na sieci krystalicznej zawierającej zniekształcenia II-go rodzaju (mikronaprężenia) uwzględniana jest różnica faz promieniowania rozproszonego na atomach różnych par komórek elementarnych, położenie których określają wektory \bar{R}_m i \bar{R}'_m . W tym przypadku nateżenie wiązki ugiętej wyniesie [50]

$$I = F^2 \sum_{m_j} \sum_{m_j'} \exp(2\pi i/\lambda (\bar{s} - \bar{s}_0, \bar{R}_m - \bar{R}'_m)) \quad (4.6)$$

gdzie F^2 - czynnik struktury, λ - długość fali użytego promieniowania,

$$\bar{H} = (\bar{s} - \bar{s}_0) / \lambda = h_1 \bar{b}_1 + h_2 \bar{b}_2 + h_3 \bar{b}_3 \quad (4.7)$$

jest wektorem sieci odwrotnej, h_1 - liczby rzeczywiste, \bar{b}_1 - baza w przestrzeni odwrotnej, \bar{s} , \bar{s}_0 - wektory jednostkowe wiązki pierwotnej i ugiętej

$$\vec{R}_m = m_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2 + m_3 \vec{a}_3 + \vec{\delta}(m_1, m_2, m_3) \quad (4.8)$$

opisuje położenie dowolnej komórki elementarnej, m_j, m_j' - współrzędne dwóch różnych par komórek elementarnych, $\vec{\delta}(m_1, m_2, m_3)$ - opisuje dowolne odchylenie położenia wierzchołków komórki elementarnej od ich położenia w komórce bez zniekształceń, \vec{a}_1 - baza w przestrzeni kryształu.

Po podstawieniu (4.7) i (4.8) do (4.6) i uwzględnieniu zależności między bazą \vec{a}_1 oraz bazą w przestrzeni odwrotnej \vec{b}_1 natężenie w przestrzeni odwrotnej można zapisać [50]

$$I(h_1, h_2, h_3) = F^2 \sum_{\vec{m}_j} \sum_{\vec{m}_j'} \exp 2\pi i (h_j (m_j - m_j') + (\vec{H} \cdot \vec{\delta}_m - \vec{\delta}_m')) \quad (4.9)$$

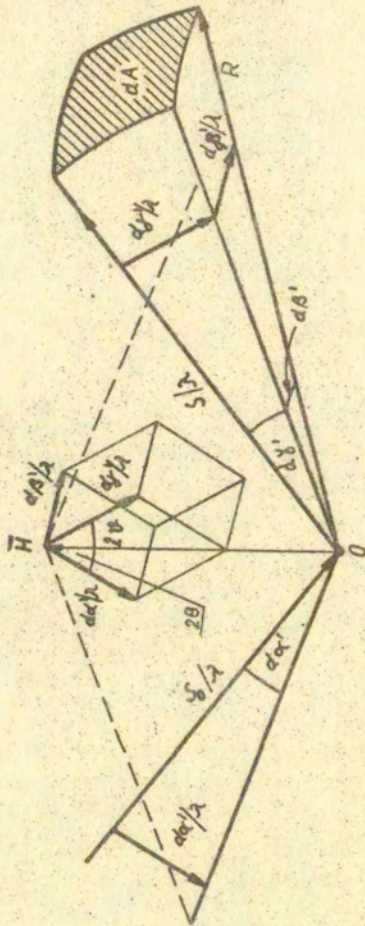
Natężenie wiązki ugiętej na polikryształach jest równe sumie po wszystkich kierunkach \vec{H} z iloczynów natężenia $I(h_1)$ na prawdopodobieństwo W ugięcia wiązki na dowolnie zorientowanych fragmentach sieci krystalicznej. Prawdopodobieństwo to jest równe [50]

$$W = N_0 p \cos \theta d\alpha'/2 \quad (4.10)$$

gdzie: N_0 - ilość krysztalitów w jednostce oświetlonej objętości, p - czynnik krotności odbijających płaszczyzn, $d\alpha'$ - rozbieżność wiązki pierwotnej (Rys.4.2). Kierunek wiązki pierwotnej \vec{s}_0/λ zmienia się w przedziale kątów $d\alpha'$ w płaszczyźnie rysunku i w przedziale kątów $d\beta'$ w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny rysunku (Rys.4.2). Koniec wektora \vec{s}_0/λ w odległości R od próbki znajdującej się w punkcie O zakreśli powierzchnię

$$dA = R^2 d\beta' d\alpha' \quad (4.11)$$

Suma po wszystkich kierunkach wektora dyfrakcyjnego \vec{H} z iloczynów prawdopodobieństwa W i intensywności wiązki ugiętej $I(h_1)$ jest równa całce



Rys. 4.2. Do obliczania natężenia wiązki ugiętej [50]

$$P = \iiint_A I(h_1) W dA \quad (4.12)$$

Po podstawieniu (4.10) i (4.11) do (4.12) otrzymamy

$$P = \frac{N_0 R^2 \lambda^3}{4 \sin \theta} \int I(h_1) dV \quad (4.13)$$

gdzie:

$$dV = \sin 2\theta (d\alpha'/\lambda) (d\beta'/\lambda) d(\delta'/\lambda) \quad (4.14)$$

lub w przestrzeni odwrotnej

$$dV = dh_1 dh_2 dh_3 v^* = dh_1 dh_2 dh_3 / v \quad (4.15)$$

gdzie: v^* i v - objętość odwrotnej i rzeczywistej komórki elementarnej.

Zakładając, że odpowiadające poszerzeniu linii rozmycie węzła 001 sieci odwrotnej w porównaniu do jego odległości od początku układu współrzędnych jest małe, wektor dyfrakcji \vec{H} można zapisać

$$|\vec{H}| = \frac{2 \sin \theta}{\lambda} \approx h_3 |b_3| \quad (4.16)$$

skąd

$$dh_3 = \cos \theta d(2\theta) / (\lambda |b_3|) \quad (4.17)$$

Po podstawieniu (4.17) do (4.15) i następnie otrzymanego wzoru do (4.13) oraz przedstawieniu całkowitego natężenia P wiązki ugiętej na polikryształ (lewa strona wzoru (4.13)) jako całki z funkcji $P(2\theta)$ (przedstawiającej rozkład natężenia wiązki ugiętej w funkcji podwojonego kąta Bragga)

$$P = \int P'(2\theta) d(2\theta) \quad (4.18)$$

otrzymamy

$$P'(2\theta) = \frac{N_0 R^2 \lambda^2 p}{4 v \operatorname{tg} \theta |b_3|} \iint I(h_1, h_2, h_3) dh_1 dh_2 \quad (4.19)$$

Doświadczalnie jest mierzone natężenie wiązki ugiętej przypadające na jednostkę długości linii dyfrakcyjnej [50]

$$P(2\theta) = P'(2\theta) / 2\pi R \sin(2\theta) \quad (4.20)$$

Po podstawieniu (4.9) do (4.19) i otrzymanego wyniku do (4.20) otrzymamy

$$P(2\theta) = K(\theta) \iint \sum_{m_j} \sum_{m_j'} \exp(2\pi i (h_j (m_j - m_j') + (\bar{H}_j (\bar{J}_{m_j} - \bar{J}_{m_j'})))) dh_1 dh_2 \quad (4.21)$$

gdzie

$$K(\theta) = N_0 R \lambda^2 p F^2 / (16 \pi v |b_3| \sin^2 \theta) \quad (4.22)$$

jest słabo zmieniającą się funkcję θ .

Wektory przemieszczeń \bar{J}_m i $\bar{J}_{m'}$ można przedstawić

$$\begin{aligned} \bar{J}_m &= X_m \bar{a}_1 + Y_m \bar{a}_2 + Z_m \bar{a}_3 \\ \bar{J}_{m'} &= X_{m'} \bar{a}_1 + Y_{m'} \bar{a}_2 + Z_{m'} \bar{a}_3 \end{aligned} \quad (4.23)$$

skąd

$$(\bar{H}_j (\bar{J}_m - \bar{J}_{m'})) \approx h_3 (Z_m - Z_{m'}) \quad (4.24)$$

Po podstawieniu (4.24) do (4.21) i całkowaniu po h_1 i h_2 od $-1/2$ do $1/2$ otrzymamy

$$P(2\theta) = K(\theta) \sum_{m_1} \sum_{m_2} \sum_{m_3} \sum_{m_3'} \frac{\sin \pi (m_1 - m_1')}{\mathcal{H}(m_1 - m_1')} \frac{\sin \pi (m_2 - m_2')}{\mathcal{H}(m_2 - m_2')} \exp(2\pi i h_3 (Z_m - Z_{m'})) \exp(2\pi i h_3 (m_3 - m_3')) \quad (4.25)$$

Ponieważ dla całkowitych m_j i m_j' , iloczyny zawierające sinus są różne od zera tylko dla $m_1 = m_1'$ i $m_2 = m_2'$, kryształ można rozpatrywać jako składający się z kolumn komórek elementarnych równoległych do \bar{a}_3 . Sumowanie względem m_3 i m_3' , przeprowadza się dla wszystkich par komórek elementarnych a sumowanie po m_1 i m_2 oznacza sumowanie wkładu wszystkich kolumn w formowanie wiązki ugistej. Wobec tego wzór (4.25) można przedstawić w postaci

$$P(2\theta) = K(\theta) \sum_{m_1} \sum_{m_2} \sum_{m_3} \sum_{m_3'} \exp(2\pi i h_3 (Z_m - Z_{m'})) \exp(2\pi i h_3 (m_3 - m_3')) \quad (4.26)$$

Po oznaczeniu przez n ilości jednakowo odległych par komórek elementarnych równą $m_3 - m_3'$, przez N_n ilości tych par w kolumnie oraz $Z_m - Z_{m'} = Z_n$, wzór (4.26) przyjmie postać

$$P(2\theta) = K(\theta) \sum_{m_1} \sum_{m_2} \sum_n \overline{N_n} \exp(2\pi i h_3 (Z_n + n)) \quad (4.27)$$

gdzie kreska oznacza uśrednienie, gdyż Z_n przyjmuje różne znaczenia dla jednakowo odległych komórek w różnych objętościach próbki.

Jeśli oznaczymy średnią ilość komórek elementarnych w bloku przez N a średnią ilość kolumn w obszarze rozpraszania spójnego (bloku) przez N_k , to średnia liczba komórek elementarnych N_3 w kolumnie będzie równa N/N_k . Ponieważ N_n oznacza średnią liczbę par komórek z danym $n = m_3$ w kolumnie, to po uwzględnieniu wprowadzonych oznaczeń oraz wyrażeniu funkcji exponencjalnej przez funkcje trygonometryczne, otrzymamy

$$P(2\theta) = K(\theta) N_n \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{N}{N_3} \frac{\cos(2\pi h_3 Z_n)}{\sin(2\pi h_3 Z_n)} \cos(2\pi n h_3) - \sin(2\pi h_3 Z_n) \sin(2\pi n h_3) + i \overline{\cos(2\pi h_3 Z_n)} \sin(2\pi n h_3) + \overline{\sin(2\pi h_3 Z_n)} \cos(2\pi n h_3) \quad (4.28)$$

We wzorze tym każda para komórek występuje dwa razy: $n = m_3 - m_3'$, oraz $-n = m_3' - m_3$. Ponieważ $Z_n = Z_m - Z_m'$, oraz $Z_{-n} = Z_m' - Z_m$, to $Z_n = -Z_{-n}$. Z powyższego wyniku, że wzór (4.28) upraszcza się, gdyż urojone części składników sumy znikają parami. Czyli

$$P(2\theta) = K(\theta) N \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (A_n \cos(2\pi n h_3) + B_n \sin(2\pi n h_3)) \quad (4.29)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} A_n &= N_n / N \overline{\cos(2\pi l Z_n)} \\ B_n &= -N_n / N_3 \overline{\sin(2\pi l Z_n)} \end{aligned} \quad (4.30)$$

Przez l w (4.30) oznaczono średnią wartość h_3 . Współczynniki B_n są różne od zera tylko wtedy gdy środek ciężkości linii jest przesunięty z początku współrzędnych, który powinien pokrywać się z kątem Bragga dla danej linii. Przesunięcie linii mogą spowodować błędy ułożenia i makro-napężenia.

Współczynniki A_n "niosą" informacje o wielkości obszarów rozpraszania spójnego oraz o mikronapężeniach. Można je zapisać jako iloczyn dwóch współczynników

$$A_n = A_n^D A_n^\epsilon \quad (4.31)$$

gdzie:

$$A_n^D = N_n / N_3, \quad A_n^e = \overline{\cos(2\pi l Z_n)} \quad (4.32)$$

Ponieważ dla $n=0$: $N_n = N_3$ oraz $Z_n = 0$, to przy $n = 0$: $A_0^D = A_0 = 1$. Oznacza to, że doświadczalnie wyznaczone współczynniki A_n powinny być normalizowane jedynką.

Jeżeli oznaczymy przez p_j ułamek kolumn o długości j komórek, to iloraz par rozdzielonych n komórkami wyniesie

$$N_n = \sum_{j=|n|}^{\infty} (j - |n|) p_j \quad (4.33)$$

Dla $j \gg 1$ ($\sim 10^2 - 10^3$) oraz gdy p_j jest monotoniczną funkcją j (p_j d_j - liczba kolumn o długości od j do $j+d_j$) wzór (4.33) można przestawić:

$$N_n = \int_{j=|n|}^{\infty} (j - |n|) p_j dj \quad (4.34)$$

Gdzie z warunku normowania $\int_0^{\infty} p_j dj = 1$

Po podstawieniu (4.34) do (4.31) i obliczeniu pochodnej po n przy $n=0$, otrzymamy

$$\left. \frac{dA_n^D}{dn} \right|_{n=0} = - \frac{1}{N_3} \quad (4.35)$$

Zamieniając w (4.35) pochodną po n na pochodną po

$$L_n = 2 n \operatorname{tg} \theta d_{hkl} / \kappa \quad (4.36)$$

gdzie: n - numer współczynnika Fouriera, κ - doświadczalny przedział pomiarowy linii hkl w skali 2θ (mierzony w radianach), d_{hkl} - odległość międzypłaszczyznowa płaszczyzn hkl , θ - kąt Bragga, otrzymamy:

$$\left. \frac{dA_n^d}{dL_n} \right|_{L_n = 0} = - \frac{1}{\bar{D}_{ef}} \quad (4.37)$$

gdzie \bar{D}_{ef} oznacza średni efektywny wymiar obszaru rozpraszania spójnego (bloku) mierzony w kierunku a_3 .

Współczynnik A_n (wzór 4.31), zawierający informację o dystorsji sieci, można rozłożyć w szereg i biorąc pod uwagę małe znaczenie \bar{Z}_n ($10^{-3} \div 10^{-4}$) do dalszych obliczeń przyjąć tylko dwa pierwsze wyrazy szeregu. Czyli

$$A_n^c = \overline{\cos(2\pi l Z_n)} \approx 1 - 2\pi^2 l^2 \bar{Z}_n^2 \approx \exp(-2\pi^2 l^2 \bar{Z}_n^2) \quad (4.38)$$

Po podstawieniu (4.38) do (4.31) i zlogarytmowaniu otrzymamy

$$\ln A_n = \ln A_n^D - 2\pi^2 l^2 \bar{Z}_n^2 \quad (4.39)$$

Równanie (4.39) we współrzędnych $\ln A_n^D - l^2$ przedstawia linię prostą o zmiennym współczynniku nachylenia (zależnym od numeru współczynnika Fouriera n) równym $2\pi^2 \bar{Z}_n^2$.

Mając co najmniej dwa rzędy odbicia od jednej rodziny płaszczyzn można poprowadzić proste obrazujące zmienność $\ln A_n^D$ w funkcji l^2 . Dla $l=0$ otrzymujemy wartości $\ln A_n^D$ jako funkcję n . Pozwala to na obliczenie ze wzoru (4.37) średnich wielkości obszarów rozpraszania spójnego. Zmiana długości bazy pomiarowej L_n (wzór 4.36) wywołana zniekształceniami sieciowymi jest

$$\Delta L_n / L_n = a_3 \bar{Z}_n \quad (4.40)$$

Wielkość średniokwadratowych zniekształceń sieciowych wynosi

$$\sqrt{\langle \varepsilon \rangle^2} = \sqrt{\Delta \bar{L}_n^2} / L_n \quad (4.41)$$

Wyznaczając ze wzoru (4.35) współczynniki kierunkowe prostej, otrzymamy

$$\operatorname{tg} \nu = \ln (A_{n2} / A_{n1}) / (1/d_2^2 - 1/d_1^2) \quad (4.42)$$

gdzie: A_{n2}^2, A_{n1}^2 - współczynniki Fouriera policzone dla drugiego i pierwszego rzędu odbicia od rodziny płaszczyzn, d_1, d_2 - odpowiednie odległości międzypłaszczyznowe.

Po podstawieniu \bar{z}_n ze wzoru (4.40) do wzoru (4.39) i uwzględnieniu, że $l^2/a_3^2 = 1/d_{001}^2$, otrzymamy

$$\ln A_n = \ln A_n^D - 2\pi^2 \Delta \bar{L}_n^2 / d_{001}^2 \quad (4.43)$$

Zapisując (4.43) dla dwóch odległości międzypłaszczyznowych odpowiadających dwóm rzędom odbicia i odjęciu stronami otrzymanych równań, ze wzoru (4.42) otrzymamy

$$\operatorname{tg} \nu = - 2\pi^2 \Delta \bar{L}_n^2 \quad (4.44)$$

skąd

$$\Delta \bar{L}_n^2 = -\operatorname{tg} \nu / (2\pi^2) \quad (4.45)$$

Z układu równań (4.42) zapisanych dla d_1, d_2 oraz po uwzględnieniu, że $d_1 = 2d_2$, otrzymamy

$$A_n^D = \exp ((4 \ln A_{n1} - \ln A_{n2}) / 3) \quad (4.46)$$

W zdefektowanych materiałach technicznych, materiałach posiadających teksturę lub też materiałach wielofazowych często niemożliwym jest pomiarzenie rozkładu intensywności dwóch rzędów odbicia od jednej rodziny płaszczyzn. W tych przypad-

kach w celu rozdzielenia wpływu mikronaprężeń i efektywnej wielkości bloków na kształt linii dyfrakcyjnych można mierzyć rozkłady intensywności linii dyfrakcyjnych pochodzących od różnych rodzin płaszczyzn krystalograficznych [59-61]. Wielkości zniekształceń sieciowych w tym przypadku można obliczać ze wzoru (4.41) przy czym przyrost długości bazowej $\Delta \bar{L}_n$ należy obliczyć ze wzoru [61]:

$$\sqrt{\Delta \bar{L}_n^2} = a \left((\ln A_{n1}/A_{n2}) / (2(N_2^2 - N_1^2)) \right)^{1/2} \quad (4.47)$$

gdzie

$$N_1^2 = \sum h_1^2 / E_1^2 \quad N_2^2 = \sum h_2^2 / E_2^2 \quad (4.48)$$

E_1, E_2 - moduły Younga mierzone w kierunku krystalograficznym "1" i "2", $\sum h_1^2, \sum h_2^2$ - suma kwadratów wskaźników Millera odpowiadających kierunkowi krystalograficznemu "1" i "2", a - stała sieciowa.

W przypadku pomiarów rozkładu intensywności linii od różnych rodzin płaszczyzn, wzór na współczynniki wielkości bloków przyjmie postać [61]

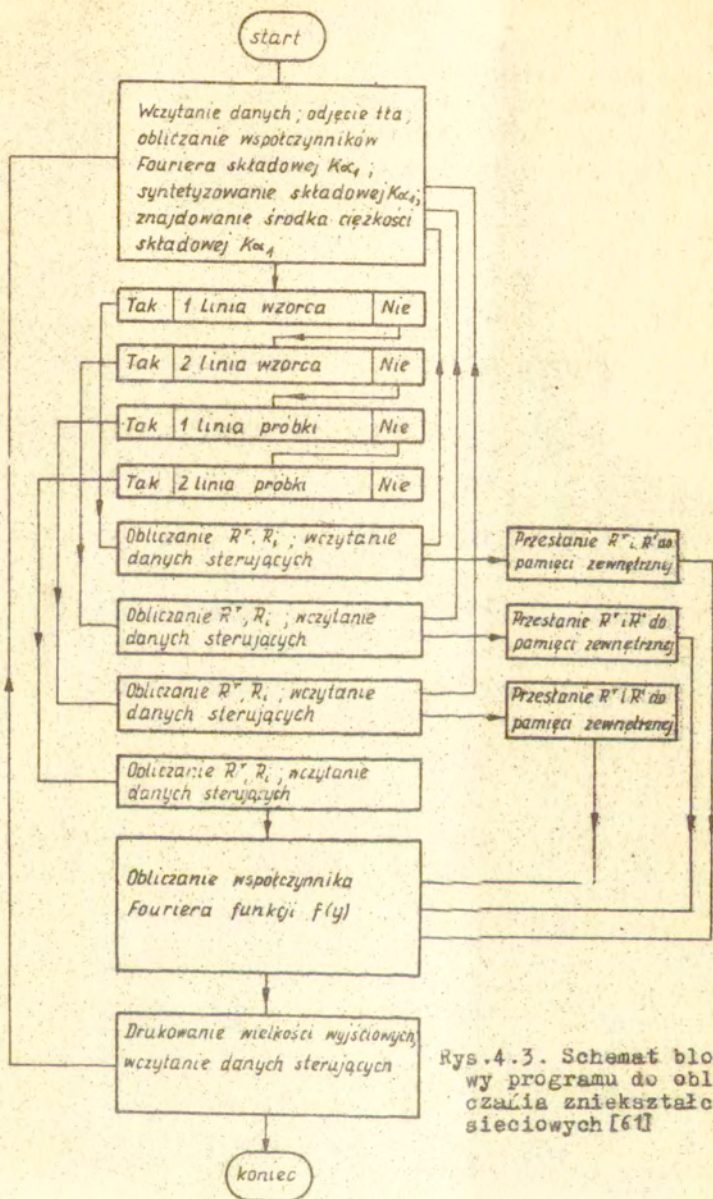
$$A_n^D = A_{n1} \exp \left(\ln (A_{n1}/A_{n2}) / (N_2^2/N_1^2 - 1) \right) \quad (4.49)$$

Obliczone wartości współczynników wielkości bloków w funkcji kolejnych ich numerów n aproksymowano linią prostą

$$A_n^D = a + b n \quad (4.50)$$

nie uwzględniając pierwszego i ostatniego współczynnika. Proces ten powtarzano aż do zmniejszenia liczby współczynników, przez które prowadzono prostą, do trzech. Następnie obliczono średnią wielkość efektywną bloków ze wzoru

$$\bar{D}_{ef} = -L a/b \quad (4.51)$$



Rys.4.3. Schemat blokowy programu do obliczania zniekształceń sieciowych [6]

gdzie a , b - współczynniki tej prostej [61], dla której współczynnik korelacji liniowej był maksymalny.

Do obliczania zniekształceń sieciowych i wielkości bloków opracowano program na maszynę cyfrową ODRA-1204 [61]. Schemat blokowy programu przedstawiono na rysunku 4.3.

4.3. Algorytmy i programy obliczania prawdopodobieństwa występowania błędów ułożenia, ich energii oraz rzeczywistej wielkości bloków

Odształcenia plastyczne mogą wywołać powstawania błędów ułożenia. Powodują one przesunięcie niektórych linii dyfrakcyjnych oraz ich asymetryczne rozmycie. Wpływa to na policzoną wielkość bloków, które to wartości są zaniżone. W celu obliczenia rzeczywistej wielkości bloków należy uwzględnić wpływ błędów ułożenia na rozkład intensywności wiązki ugiętej.

Prawdopodobieństwo α występowania odształceniowych błędów ułożenia w sieci A1 można obliczyć ze wzoru [25,62]

$$\alpha = (sp + sw) / (C_1 sw - C_j sp) \quad (4.52)$$

gdzie

$$sp = \sin \theta_1 / \sin \theta_j, \quad sw = \sin \theta_1^w / \sin \theta_j^w \quad (4.53)$$

stosunki sinusów kątów Bragga dwóch linii dla próbki i wzorca, a

$$C_1 = 90 \sqrt{3} / (2 \pi^2 57.3 \left(\sum_i \rho(L_0) / ((u+b) h_0^2) \right)_i$$

oraz

(4.54)

$$C_j = 90 \sqrt{3} / (2 \pi^2 57.3 \left(\sum_b \rho(L_0) / ((u+b) h_0^2) \right)_j$$

We wzorach (4.54) przez h_0^2 oznaczono sumę kwadratów wskaźników Millera odpowiednio i-tej oraz j-tej linii, $L_0 = h+k+l$ - dla typu A1, u oznacza liczbę składowych linii nie ulegających przemieszczeniu się pod wpływem błędu ułożenia, b - liczba składowych przemieszczających pod wpływem błędu ułożenia [58].

Uwzględnienie wpływu błędów ułożenia na policzoną wielkość bloków prowadzi do wzoru [50]

$$\bar{D}_{ef}^{-1} = \bar{D}^{-1} + (1,5\alpha + \beta) \sum_b |L_0| / (h_0(u+b)) / a \quad (4.55)$$

gdzie: \bar{D}_{ef} - efektywna wielkość bloku policzona bez uwzględnienia wpływu błędów ułożenia, \bar{D} - rzeczywista wielkość bloków, α i β - prawdopodobieństwo występowania błędów ułożenia powstałych wskutek odkształceń plastycznych poprzez poślizgi i wskutek bliźniakowania, a - stała sieciowa.

Zakładając, że \bar{D} nie zależy od kierunku krystalograficznego można na podstawie pomiaru \bar{D}_{ef} w dwóch różnych kierunkach krystalograficznych obliczyć $(1,5\alpha + \beta)$ [50]

$$(1,5\alpha + \beta) = a (\bar{D}_{ef}^{-1} \langle h_1 k_1 l_1 \rangle - \bar{D}_{ef}^{-1} \langle h_2 k_2 l_2 \rangle) / ((\sum_b |L_0| / ((u+b)h_0))_1 - (\sum_b |L_0| / ((u+b)h_0))_2) \quad (4.56)$$

Wartości odpowiednich sum występujących we wzorach (4.54) do (4.56) przedstawiono w tablicach 4.1 i 4.2.

TABLICA 4.1. Wartości $\sum_b |L_0| / ((u+b) h_0)$ dla różnych linii hkl polikrystalicznych materiałów o sieci A1

hkl	111	200	220	311	222	400
$\frac{\sum_b L_0 }{(u+b) h_0}$	$\frac{\sqrt{3}}{4}$	1	$\frac{\sqrt{2}}{2}$	$\frac{3\sqrt{11}}{2}$	$\frac{\sqrt{3}}{4}$	1

TABLICA 4.2. Wartości $\sum_b (\pm L_0) / ((u+b) h_0^2)$ dla różnych linii hkl polikrystalicznych materiałów o sieci A1

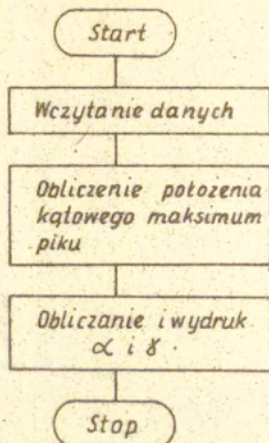
hkl	111	200	220	311	222	400
$\frac{\sum_b (\pm L_0)}{(u+b) h_0^2}$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{11}$	$-\frac{1}{8}$	$\frac{1}{4}$

Do obliczania prawdopodobieństwa α występowania błędów ułożenia wywołanych poślizgowym mechanizmem odkształceń plastycznych opracowano program, schemat blokowy którego przedstawiono na rysunku 4.4.

Po obliczeniu prawdopodobieństwa α występowania błędów ułożenia oraz ze wzoru (4.56) sumy $(1,5\alpha + \beta)$ można obliczyć prawdopodobieństwo β występowania błędów ułożenia wywołanych bliźniakowaniem.

Energię błędów ułożenia γ można obliczyć ze wzoru Cottrela [11,63]

$$\gamma = \frac{G_{\langle 111 \rangle} (\bar{b}_2, \bar{b}_3)}{2\pi\omega\eta} \quad (4.57)$$



Rys.4.4. Schemat blokowy do obliczania prawdopodobieństwa występowania odkształceniowych błędów ułożenia oraz energii γ błędów ułożenia

gdzie: $G_{\langle 111 \rangle} = \frac{1}{3} (G_{44} + C_{11} - C_{12})$ jest modułem ścinania w płaszczyźnie $\langle 111 \rangle$, $\mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3$ - wektory Burgersa dyslokacji częściowych, C_{1j} - stałe sprężyste monokryształu, ω - szerokość pasma błędu ułożenia, $\eta = 1$ dla dyslokacji grubowej oraz $\eta = 1 - \nu$ - dla dyslokacji krawędziowej, ν - współczynnik Poissona.

Przyjmując za Reedem i Shramem [63] zależność α od gęstości dyslokacji (podaną przez Smallmana i Westmacotta [64])

$$\alpha = \rho \omega a / \sqrt{3} \quad (4.58)$$

oraz [65]

$$\rho = \frac{K_{\langle 111 \rangle}}{\langle \epsilon_{50} \rangle^2 \langle 111 \rangle} \sqrt{16\rho^2} \quad (4.58)$$

otrzymamy

$$\gamma = \frac{K_{\langle 111 \rangle} \omega G_{\langle 111 \rangle}}{\pi \sqrt{3}} \frac{\langle \epsilon_{50} \rangle^2 \langle 111 \rangle}{\alpha} \quad (4.60)$$

gdzie: $K_{\langle 111 \rangle}$ - zależy od geometrii krystalu, $\langle \epsilon_{50} \rangle^2 \langle 111 \rangle$ - zniekształcenia sieciowe mierzone w kierunku krystalograficznym $\langle 111 \rangle$ przy długości bazowej $L = 50 \text{ \AA}$.

W przedstawionym programie, za Reedem i Shramem [63], przyjęto iloczyn $K_{\langle 111 \rangle} \omega = 4,67$.

4.4. Algorytmy obliczania gęstości dyslokacji

Williamson i Smallman [66] zaproponowali obliczanie gęstości dyslokacji ρ na podstawie wielkości bloków \bar{D} i zniekształceń sieciowych $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}$. Zakładając równomierny rozkład dyslokacji, gęstość ρ można policzyć ze wzoru [66]

$$\rho_D = 3/\bar{D}_{ef}^2 \quad (4.61)$$

gdzie \bar{D}_{ef} jest średnią efektywną wielkością bloków. Wychodząc z energii zmagazynowanej w materiale po jego odkształceniu ω

$$\omega = 3 E \langle \epsilon \rangle^2 / 2 \quad (4.62)$$

po uwzględnieniu energii dyslokacji śrubowej

$$\gamma_s = G b^2 \ln (r/r_0) / (4\pi) \quad (4.63)$$

oraz uwzględnieniu rozkładu dyslokacji i ich oddziaływania, otrzymamy [62]

$$\rho_\epsilon = k \langle \epsilon \rangle^2 / 15f^2 \quad (4.64)$$

gdzie:

$$k = 6\pi E / (G \ln (r/r_0)) \quad (4.65)$$

G - moduł Kirchhofa, E - moduł Younga, $\langle \epsilon \rangle^2$ - zniekształcenia sieciowe odpowiadające pierwszemu współczynnikowi Fouriera,

\vec{b} - wektor Burgersa, r_0 - promień jądra dyslokacji, r - promień charakteryzujący objętość materiału, w której występuje pole naprężeń wywołane dyslokacją (do obliczeń przyjmuje się $r/r_0 = 550 \div 2,81 \cdot 10^5$ [59]).

W przypadku powstawania płaskich skupisk dyslokacji, rzeczywistą ich gęstość można obliczyć ze wzoru [62]

$$\rho = (\rho_e \cdot \rho_D)^{1/2} \quad (4.66)$$

Podczas występowania poligonizacji gęstość dyslokacji należy obliczać z równania [62]

$$\rho = (\rho_e \ln 10^7 \sqrt{3} / \sqrt{2} \rho_D) (\ln 3 \cdot 10^7 / \rho_D) \quad (4.67)$$

gdzie: ρ_e obliczane jest ze wzoru (4.64).

Równanie (4.67) rozwiązywane jest metodą kolejnych przybliżeń.

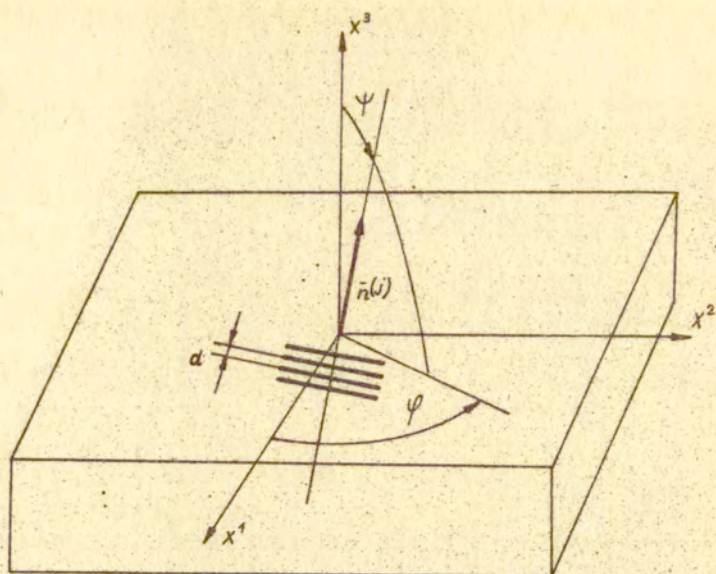
4.5. Algorytmy i programy obliczania makronaprężeń i mikro-naprężeń zorientowanych

Można wykazać, że zależność między odkształceniem ε , mierzonym w $\vec{n}^{(j)}$ kierunku zadanym w układzie współrzędnych związanym z próbką (Rys.4.5) a przesunięciem linii dyfrakcyjnej $\Delta\theta^{(j)}$ jest następująca [67,69]

$$\varepsilon^{(j)} = - \operatorname{ctg} \theta_0 \Delta\theta^{(j)} \quad (4.68)$$

gdzie θ_0 jest kątem Bragga a odkształcenie $\varepsilon^{(j)}$ jest związane z reprezentacją tensora odkształceń w następujący sposób

$$\varepsilon^{(j)} = n_k^{(j)} n_l^{(j)} \varepsilon_{kl} \quad (4.69)$$



Rys.4.5. Kierunek pomiaru makronaprężeń

gdzie: ϵ_{kl} - reprezentacja tensora odkształceń, $n_k^{(j)}$ oraz $n_l^{(j)}$ - kosinusy kierunkowe j-ego kierunku.

Reprezentację tensora naprężeń można obliczyć z prawa Hooke'a

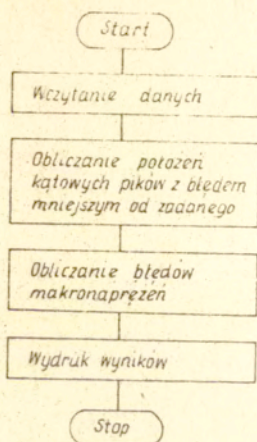
$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \left(\epsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \delta_{ij} \epsilon_{kk} \right) \quad (4.70)$$

gdzie moduł Younga E oraz liczbę Poissona można wyznaczyć doświadczalnie [70,73] lub obliczyć z modelu teoretycznego [74-78].

Do obliczania makronaprężeń opracowano program, którego schemat blokowy przedstawiono na rysunku 4.6.

Do pomiaru składowych płaskiego stanu naprężeń stosowana jest często metoda $\sin^2 \psi$. Wzór roboczy do wyznaczania naprężeń tą metodą jest następujący [68]

$$\sigma_{\psi} = -E \operatorname{ctg} a b / (1+\nu) \quad (4.71)$$



Rys.4.6. Schemat blokowy programu do obliczania tensora makronaprężeń lub mikronaprężeń zorientowanych

gdzie: E - moduł Younga, ν - liczba Poissona, a oraz b współczynniki prostej

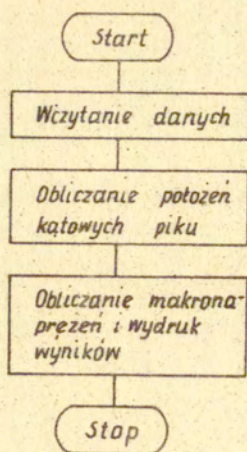
$$e_{\psi} = a + b \sin^2 \psi \quad (4.72)$$

gdzie ψ jest kątem między normalną do próbki a kierunkiem pomiaru (Rys. 4.5).

Mierząc składowe płaskiego pola naprężeń dla trzech różnych kątów ψ (Rys.4.5) można wyznaczyć składowe główne płaskiego stanu naprężeń.

Do obliczania składowych płaskiego stanu naprężeń opracowano program, którego schemat blokowy przedstawiono na rysunku 4.7.

Należy zaznaczyć, że mała głębokość przenikania stosowanego promieniowania rentgenowskiego pozwala mierzone w cienkiej warstwie wierzchniej naprężenia aproksymować płaskim stanem naprężeń. Pozwala to na stosowanie do pomiarów makronaprężeń własnych metody $\sin^2 \psi$.



Rys.4.7. Schemat blokowy programu do obliczania składowych płaskiego stanu naprężeń metodą $\sin^2 \psi$

Błędy obliczanych naprężeń, zarówno przy wyznaczaniu całego tensora makronaprężeń, jak i składowych płaskiego stanu naprężeń, oszacowano jako różniczkę zupełną z funkcji wiążącej naprężenia z przesunięciem linii dyfrakcyjnej [68].

5. BADANIA DOŚWIADCZALNE

W badaniach doświadczalnych stosowano metody mechaniczne, rentgenograficzne oraz mikroskopię elektronową i optyczną. Podczas badań rentgenograficznych mierzono intensywność wiązki ugiętej na płaszczyznach krystalograficznych prostopadłych do kierunku zadanego kątami ψ i φ we współrzędnych związanych z próbką (Rys.5.1). Efektywna głębokość wnikania promieniowania rentgenowskiego zależy od jego długości fali i materiału badanego. Można ją policzyć ze wzoru [50]

$$x = \frac{K_x \sin \theta}{2\mu} \quad (5.1)$$

gdzie:

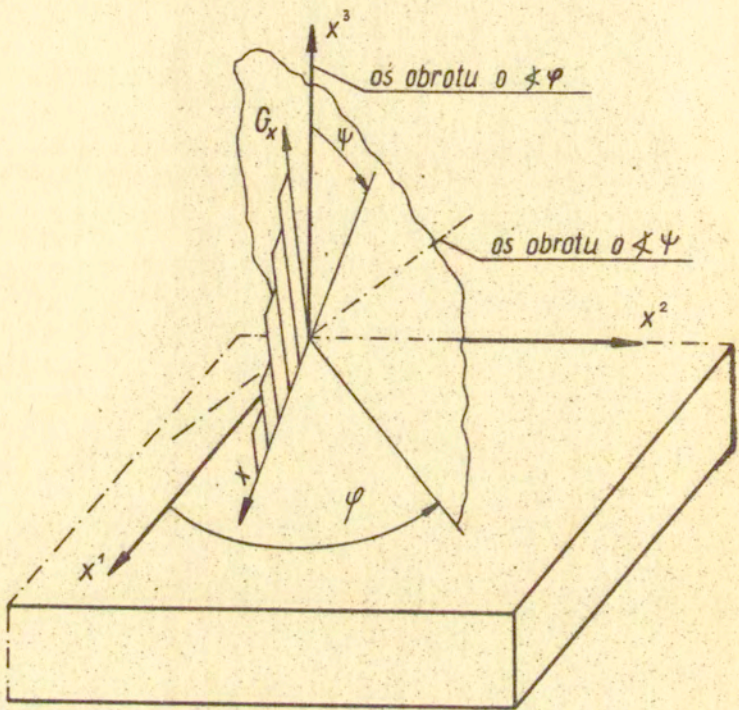
$$K_x = \ln \frac{1}{1 - G_x}, \quad (5.2)$$

G_x - część całkowitego natężenia wiązki ugiętej pochodząca od dostatecznie cienkiej warstwy materiału położonej na głębokości x od powierzchni, μ - liniowy współczynnik osłabienia, θ - kąt Bragga.

Liniowe współczynniki osłabienia przez aluminium stosowanych promieniowań przedstawiono w tabelicy 5.1.

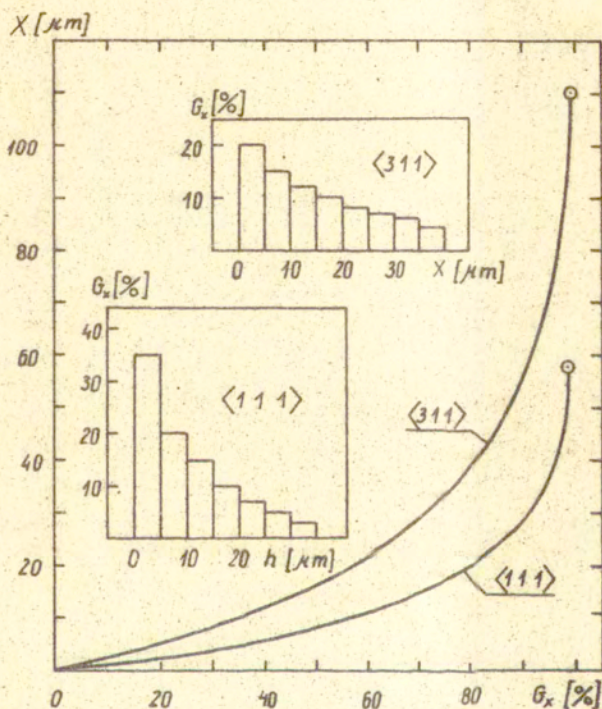
TABLICA 5.1.

Promieniowanie	CuK α	CoK α
μ [cm $^{-1}$]	131,49	198,18

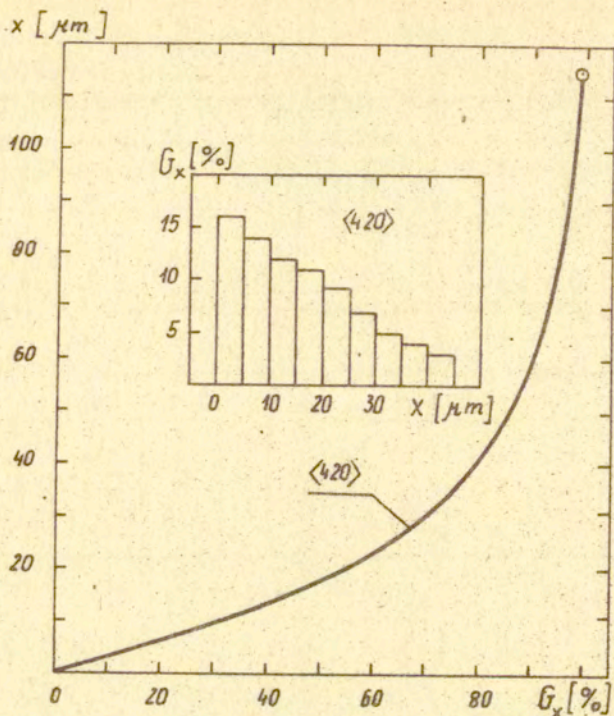


Rys. 5.1. Makrokierunek pomiaru mikronaprężeń

Na rysunkach 5.2 i 5.3 podano obliczoną głębokość x wnikania promieni rentgenowskich oraz informację G_x w procentach pochodzącą od warstwy materiału o grubości $5 \mu\text{m}$ położonej na głębokości x mierzonej od powierzchni próbki w kierunku padających przez kąty φ i ψ (Rys. 5.1).



Rys.5.2. Głębokość wnikania promieniowania $\text{CuK}\alpha$ w aluminium



Rys.5.3. Głębokość wnikania promieniowania $\text{CoK}\alpha$ w aluminium

5.1. Materiał badany

Materiały charakteryzujące się dużą i średnią energią błędów ułożenia podczas odkształceń plastycznych ulegają wzmocnieniu^{*)}. Energia błędów ułożenia wpływa na kształt krzywej wzmocnienia. Obniżenie energii błędów ułożenia powoduje wydłużenie stadium II na krzywej wzmocnienia [10]. Do materiałów o sieci Al i dużej energii błędów ułożenia należy aluminium. Jak podają Reed i Shramm [63], energia błędów ułożenia czystego aluminium jest rzędu 200 mJ/m^2 . Ze względu na szerokie zastosowanie w przemyśle durali, do badań przyjęto

*) patrz str. 63

przemysłowy stop aluminiowy PA4. Uzyskane wyniki badań mogą więc mieć zarówno znaczenie praktyczne jak i poznawcze. Stop aluminiowy PA4 jest przeznaczony do przeróbki plastycznej. Jest to stop utwardzalny dyspersyjnie. Fazą utwardzającą jest tu związek Mg_2Si . Skład chemiczny stopu przedstawiono w tabelicy 5.2.

TABLICA 5.2. Skład chemiczny stopu PA4

Składniki %								
Mg	Mn	Si	Cr	Fe	Cu	Zn	inne	Al
0,7-1,2	0,6-1,0	0,7-1,2	0,3*	0,5	0,1	0,2	0,1	reszta

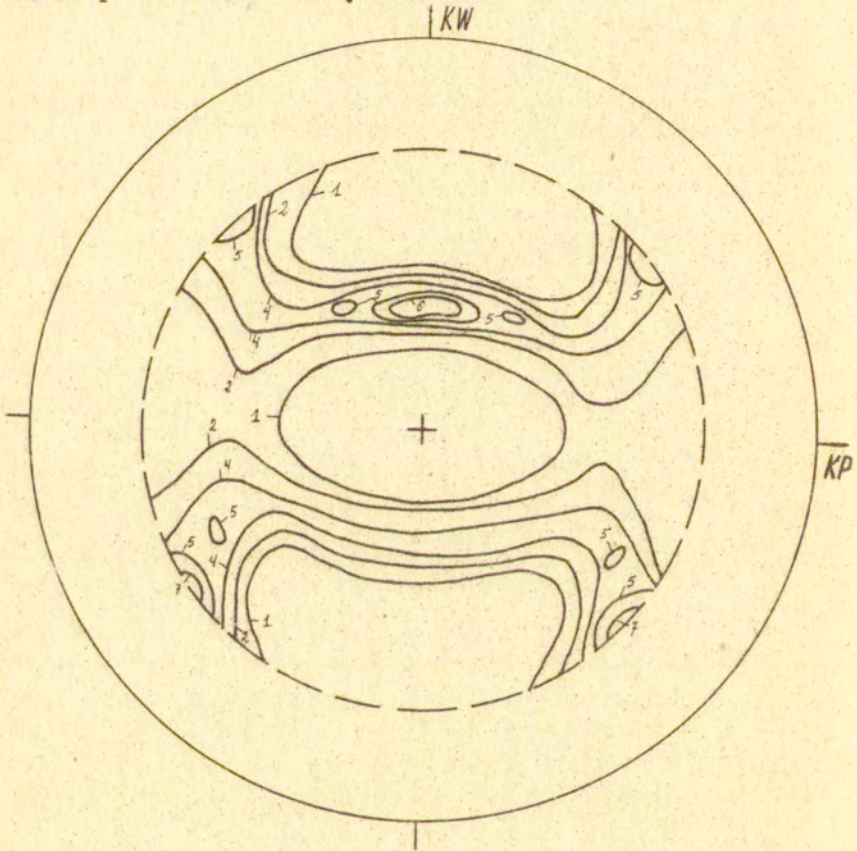
* Maksymalna wartość

5.2. Przygotowanie próbek i badania wstępne

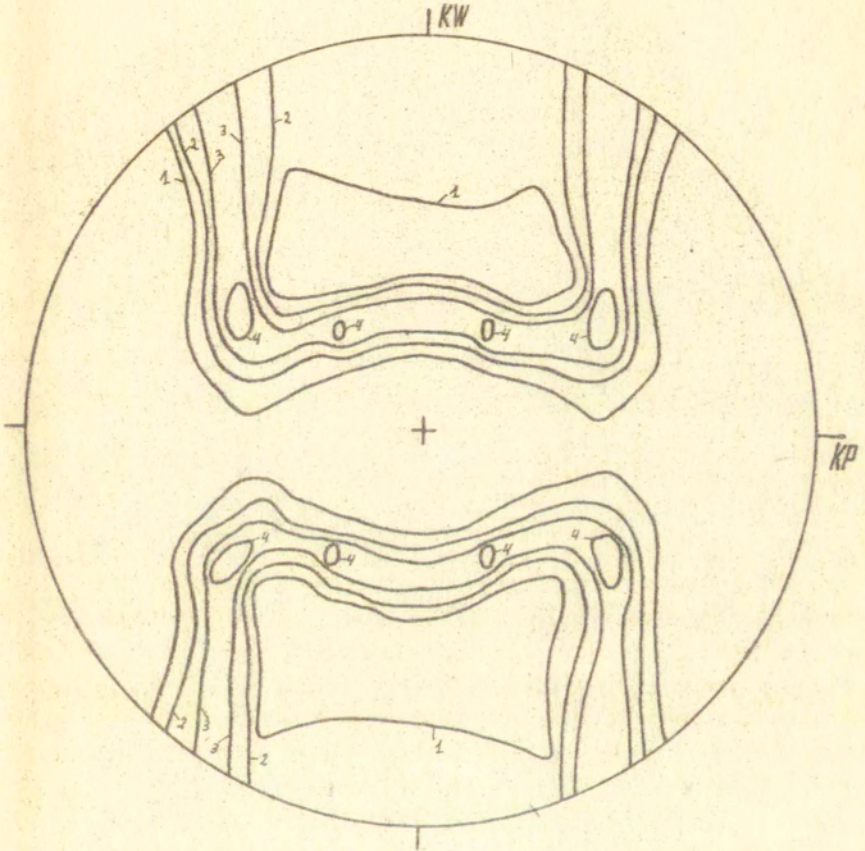
Badania prowadzono na dyfraktometrach z fokusacją według Bragga-Brentano. Wymagane są tu płaskie próbki. Próbki wykonano z walcowanej blachy. Walcowane blachy na ogół posiadają teksturę, która: "Jest statystyczną własnością materiału polikrystalicznego polegającą na tym, że ziarna mają podobną orientację. Powoduje ona anizotropię własności mechanicznych, która jest słabsza w porównaniu z monokryształem z tego samego materiału" [79]. Stopień ztekstrowania zależy od warunków walcowania i jest różny dla blach o różnej grubości wykonanych z tego samego materiału [80-82].

Faninger i Hauk [84] doświadczalnie wykazali, że tekstura powoduje nieliniową zależność $\theta_\psi - \sin^2\psi$ oraz wpływa na zmianę szerokości i intensywności linii dyfrakcyjnej. Wpływa więc tekstura na dokładność pomiaru zarówno makronaprężeń jak i mikronaprężeń. Wobec tego, jako kryterium doboru grubości

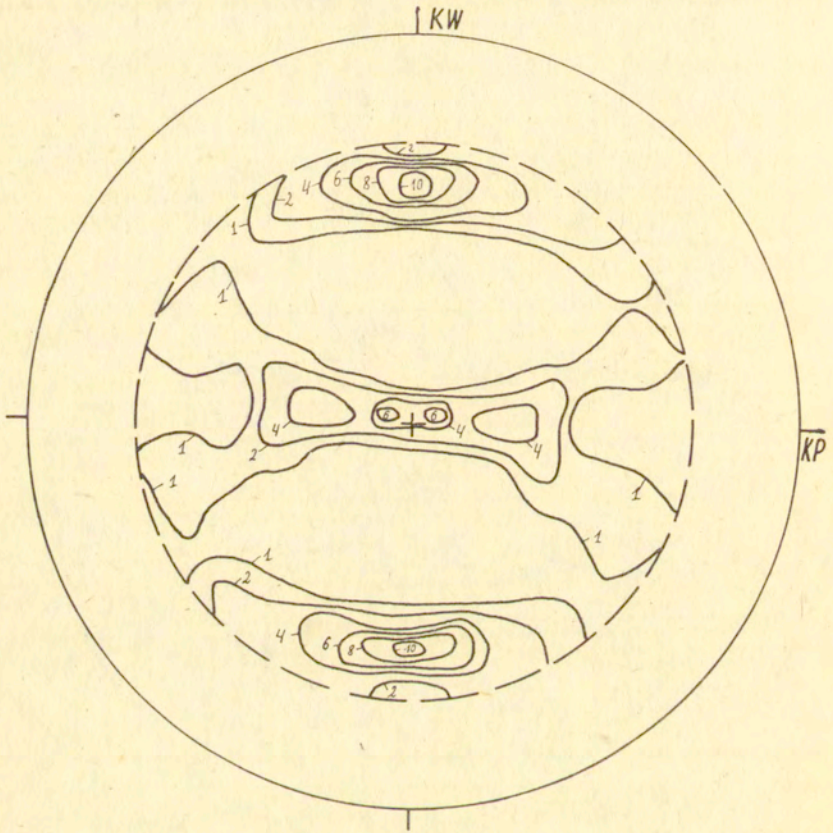
blachy stosowanej na próbki przyjęto stopień jej zteksturowania. W tym celu doświadczalnie przebadano blachy o różnej grubości wykonane z materiału o sieci A1. Wybrane wyniki pomiarów przedstawiono na rysunkach 5.4 do 5.9.



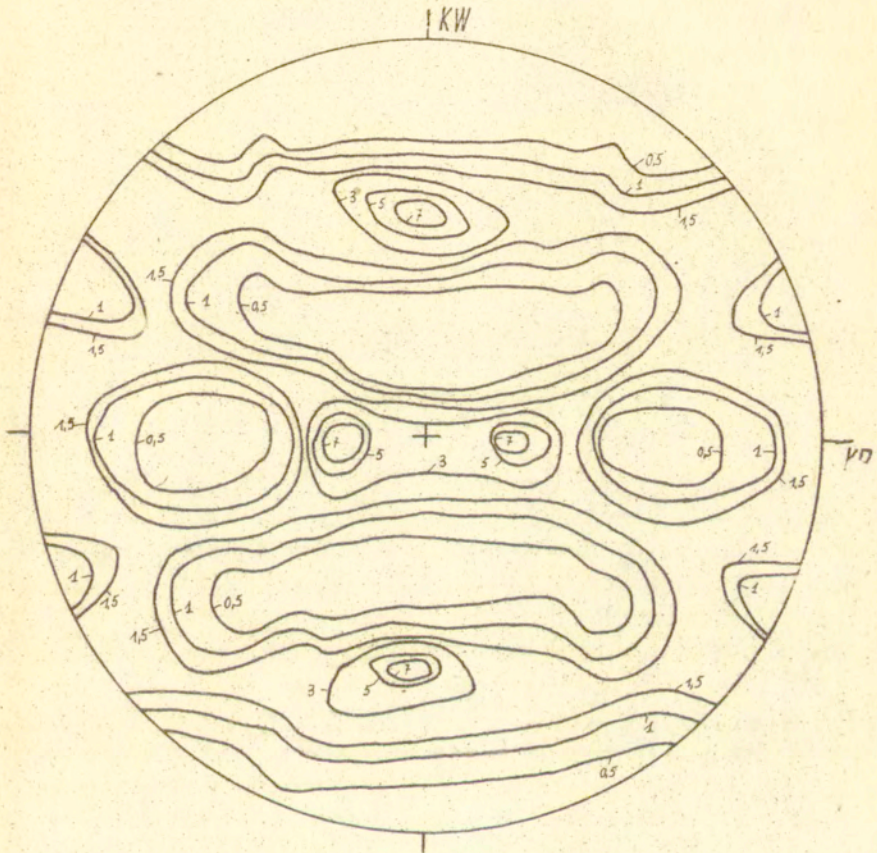
Rys.5.4. Niepełna figura biegunowa płaszczyzn {100} przedstawiająca teksturę warstwy wierzchniej blachy miedzianej o grubości 1 mm



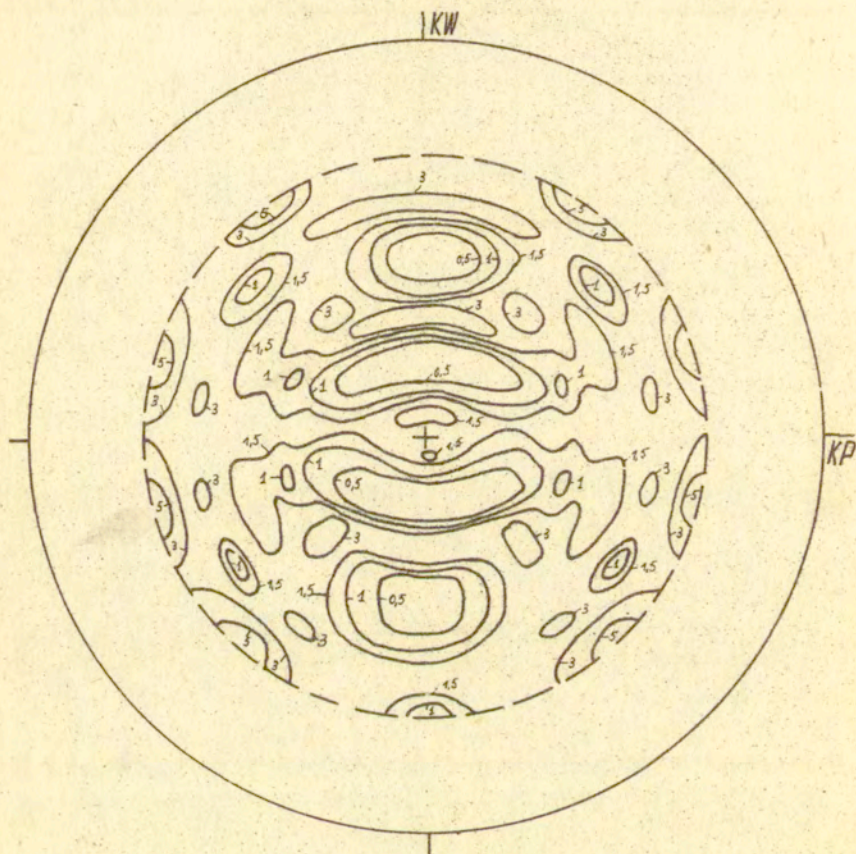
Rys.5.5. Pełna figura biegunowa płaszczyzn {100} przedstawiająca sumaryczną teksturę przekroju poprzecznego blachy miedzianej o grubości 1 mm



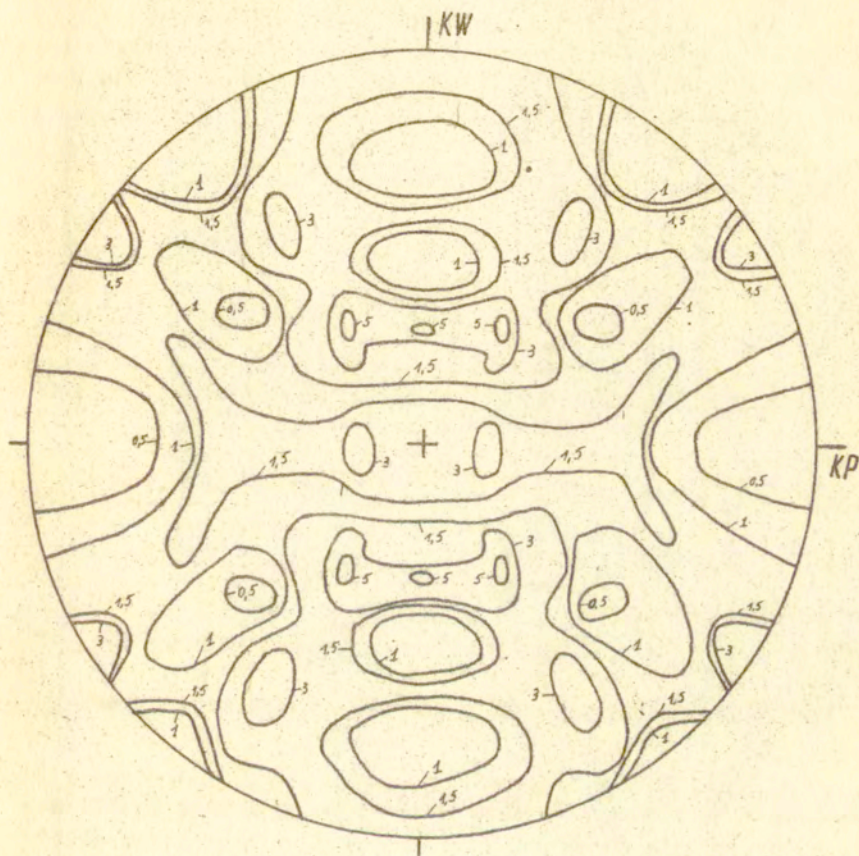
Rys.5.6. Niepełna figura biegunowa płaszczyzn {100} przedstawiająca teksturę warstwy wierzchniej blachy miedzianej o grubości 1 mm



Rys.5.7. Pełna figura biegunowa płaszczyzn $\{100\}$ przedstawiająca sumaryczną teksturę przekroju poprzecznego blachy biedzianej o grubości 1 mm



Rys.5.8. Niepełna figura biegunowa płaszczyzn {311} przedstawiająca teksturę warstwy wierzchniej blachy miedzianej o grubości 1 mm

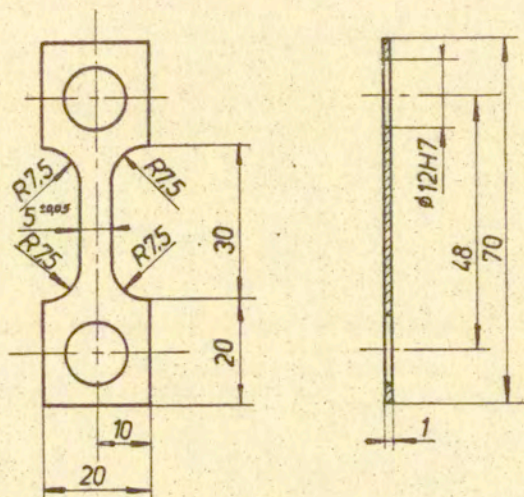


Rys.5.9. Pełna figura biegunowa płaszczyzn {311} przedstawiająca sumaryczną teksturę przekroju poprzecznego blachy miedzianej o grubości 1 mm

Na rysunkach tych przedstawiono figury biegunowe płaszczyzn {100}, {111} oraz {311} przedstawiające teksturę blachy miedzianej o grubości 1 mm.

Z rysunków 5.4. do 5.9. wynika, że walcowana blacha o sieci A1 i grubości 1 mm ze względu na teksturę nie nadaje się do

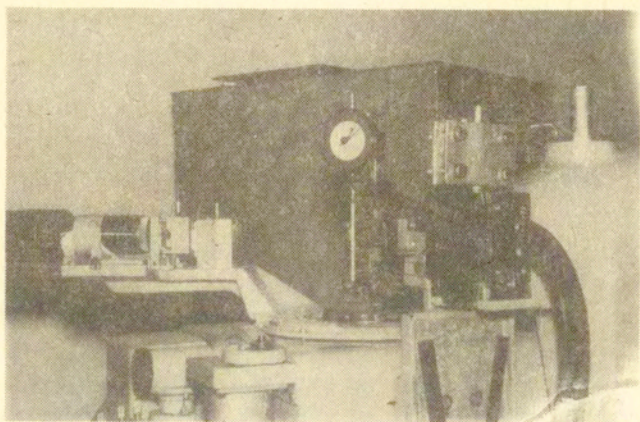
przeprowadzania badań doświadczalnych. Tekstura powoduje zwiększenie anizotropii sprężystej i plastycznej i wpływa na zmniejszenie dokładności pomiarów rentgenowskich. Na rysunku 5.10 przedstawiono próbkę stosowaną do sprawdzenia liniowości



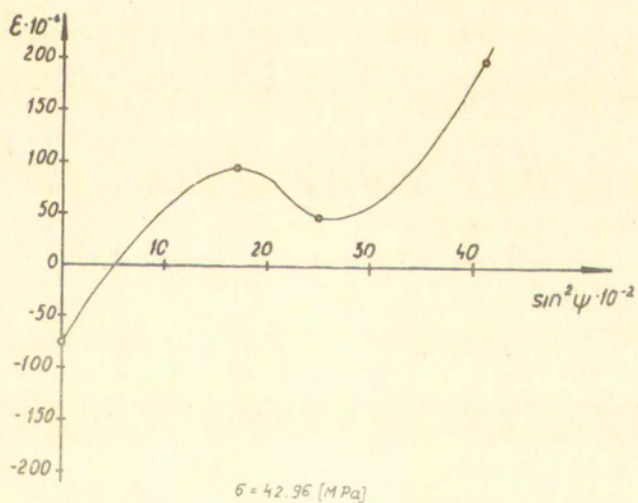
Rys.5.10. Próbkę do pomiaru zmiany odległości międzypłaszczyznowych d płaszczyzn {400}

zależności $\Theta_{\psi} - \sin^2\psi$. W tym celu przebadano zmiany odległości międzypłaszczyznowych płaszczyzn {400} w funkcji $\sin^2\psi$ w próbce wyciętej wzdłuż kierunku walcowania z blachy miedzianej o grubości 1 mm. Pomiar przeprowadzono na dyfrakto-metrze ODRCN-1.5 obciążając próbkę w skonstruowanym urządzeniu [73] (Rys.5.11). Podczas badań stosowano filtrowane promieniowanie $\text{CuK}\alpha$. Wyniki pomiarów przedstawiono na rysunkach 5.12 i 5.13. Przebadana zależność jest nieliniowa i przy małych kątach ψ , ϵ przyjmuje wartości ujemne.

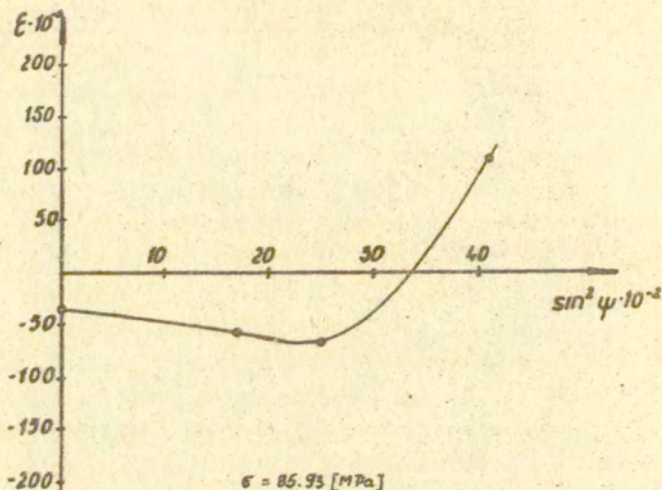
Wzrost kąta ψ powoduje zmianę znaku ϵ na dodatni. Jest to spowodowane tym, że przy małych kątach ψ płaszczyzny formujące wiązkę ugiętą są prawie równoległe do powierzchni próbki



Rys.5.11. Urządzenie do obciążania próbek [73]



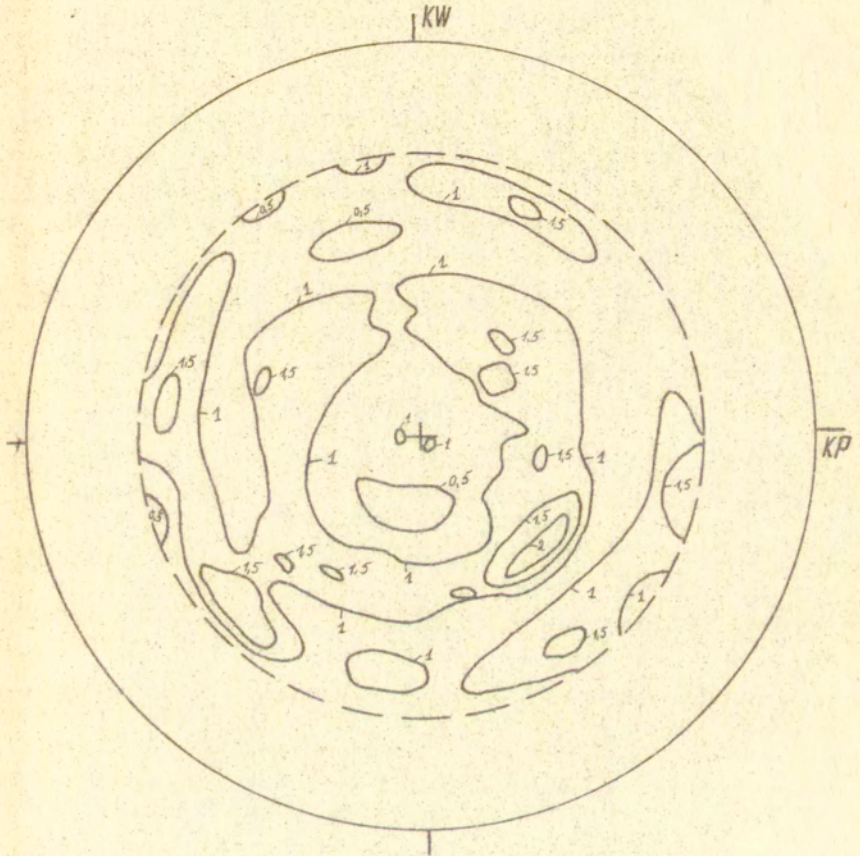
Rys.5.12. Zmiany ϵ odległości międzyplaszczynowych płaszczyzn {400} przy obciążeniu $\sigma = 42,96 \text{ MPa}$ (blacha miedziana)



Rys. 5.13. Zmiany ϵ odległości międzypłaszczyznowych płaszczyzn (400) przy obciążeniu $\sigma = 85,83 \text{ MPa}$ (blacha miedziana)

i odległości międzypłaszczyznowe tych płaszczyzn w rozciągniętej sprężynie próbce zmniejszają się. Przy większych kątach odległości międzypłaszczyznowe rozciągniętej sprężynie próbce wzrastają. Nieznaczna głębokość wnikania promieni rentgenowskich w głąb materiału powoduje, że na liniowość zależności $\epsilon - \sin^2 \psi$ wpływa tekstura warstwy wierzchniej próbki. Przy wzroście grubości blachy tekstura sumaryczna jak i tekstura warstwy wierzchniej ulega zmniejszeniu. Na rysunku 5.14 przedstawiono teksturę warstwy wierzchniej blachy o grubości 5 mm ze stopu aluminiowego PA4. Nieznaczne różnice w gęstości rzutów płaszczyzn {111} świadczą o tym, że blacha ta praktycznie nie była ztekstrowana [79-83]. Badanie tekstur przeprowadzono na dyfraktometrze rentgenowskim DRON-1.5 stosując filtrowane promieniowanie $\text{CuK}\alpha$.

Jak wynika z rysunku 5.14 blacha ze stopu aluminiowego PA4 o grubości 5 mm nie posiada tekstury a zatem nie powinna wykazywać anizotropii własności mechanicznych. Wykorzystano więc



Rys.5.14. Niepełna figura biegunowa płaszczyzn {111} przedstawiająca teksturę warstwy wierzchniej blachy ze stopu PA4 o grubości 5 mm

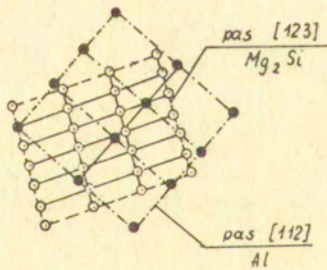
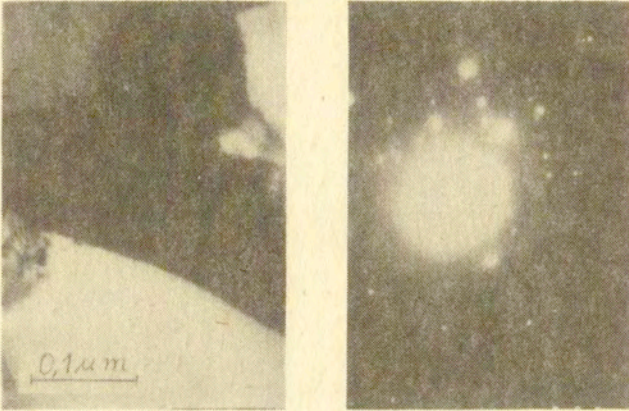
ją do dalszych badań. Z arkusza blachy wycięto w kierunku walcowania paski o szerokości 100 mm i długości 600 mm. Wycięte duże próbki poddano wyżarzaniu odprężającemu w temperaturze 350°C w czasie 2,5 godziny i następnie studzono je wraz z piecem. Z wyżarzonych pasków blachy pobrano próbki, które poddano dalszym badaniom wstępnym. Wyniki badań przedstawiono na rysunkach 5.15 do 5.19. Rysunek 5.15 przedstawia kształt ziaren. Zdjęcie wykonano na analizatorze optycznym EPIQUANT. Z wyżarzonej blachy wykonano cienkie folie i wykorzystano je do zrobienia zdjęć struktury dyslokacyjnej na transmisyjnym mikroskopie elektronowym Tesla BS540. Przykładowe wyniki badań przedstawiono na rysunkach 5.16 i 5.17. Rysunek 5.16 przedstawia pojedyncze dyslokacje oraz pętle dyslokacyjne. Na rysunku 5.17 przedstawiono wydzielenie Mg_2Si . Z rysunków tych wynika, że w wyniku wyżarzania otrzymano strukturę o małej gęstości dyslokacji oraz materiał nie posiadał umacniających stref Guinier-Prestona. Na rysunku 5.18 przedstawiono zdjęcie wykonane metodą promieni zwrrotnych. Na zdjęciu



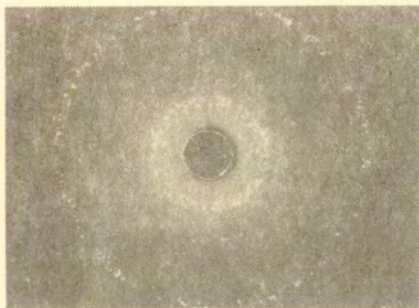
Rys.5.15. Kształt ziaren po wyżarzaniu



Rys.5.16. Mikrofotografia cienkiej folii przedstawiająca strukturę wyżarzonego stopu PA4

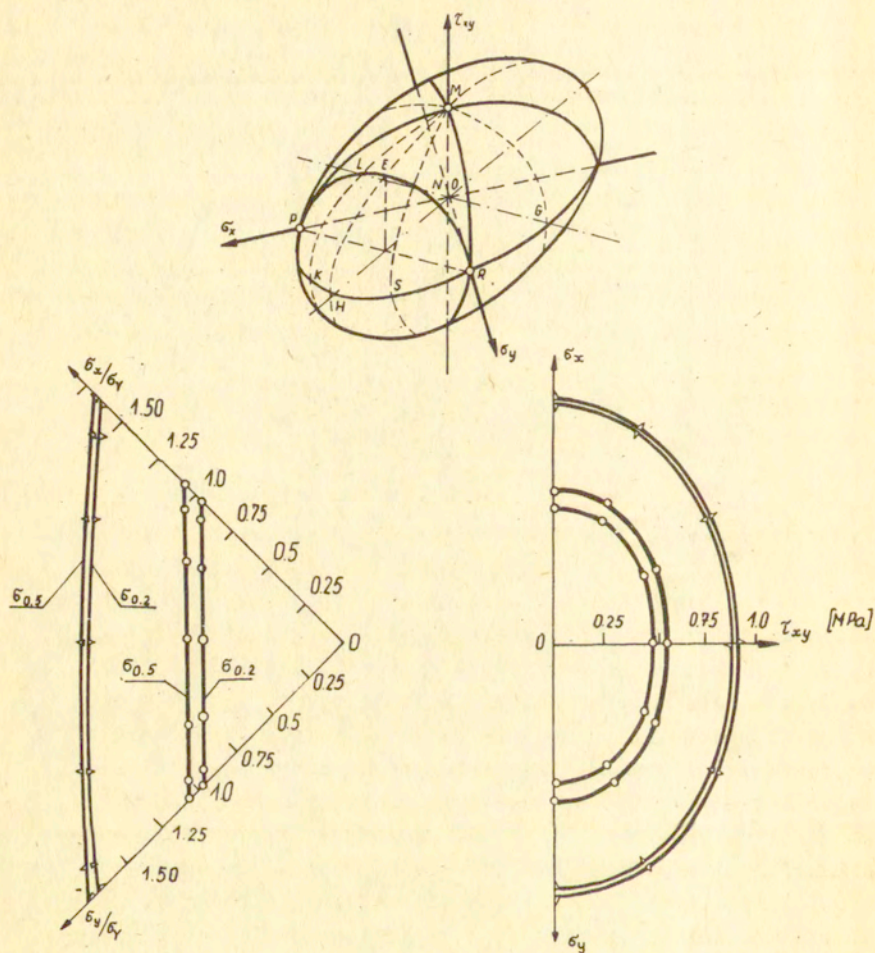


Rys.5.17. Mikrofotografia cienkiej folii przedstawiająca wydzielenia Mg_2Si w wyżarzonym stopie PA4



Rys.5.18. Zdjęcie wyżarzonego stopu PA4 wykonane metodą promieni zwrotnych

widoczne są drobne refleksy tworzące pierścienie Debye'a. Są to refleksy od płaszczyzn $\{511\} + \{333\}$. Widoczne też są pojedyncze refleksy Lauego. Zdjęcie wykonano w kamerze z płaską kasetą. Podczas naświetlania stosowano kolimator o średnicy 0,5 mm i niefiltrowane promieniowanie $\text{GuK}\alpha$. Ze zdjęcia tego wynika, że materiał podczas wyżarzania częściowo uległ rekrytalizacji. W celu sprawdzenia izotropii własności plastycznych wyżarzonego stopu PA4, stosując metodę Szczepińskiego [85,86], zbadano jego powierzchnię plastyczności. Na rysunku 5.19 przedstawiono krzywe należące do powierzchni plastyczności w płaskim stanie naprężeń materiału wyżarzonego. W stanie wyjściowym materiał charakteryzował się symetryczną powierzchnią plastyczności. Świadczy to o izotropii jego własności plastycznych. Zdefiniowanie granicy plastyczności jako $\sigma_{0,2}$ i $\sigma_{0,5}$ nie wykazywało wzmocnienia kinematycznego materiału (Rys. 5.19).



PER

Rys.5.19. Krzywe należące do powierzchni plastyczności:

o - $\varepsilon_p = 0\%$; Δ - $\varepsilon_p = 10\%$

Przedstawione na rysunkach 5.15 do 5.19 wyniki badań świadczą o tym, że użyty na próbki materiał w stanie wyjściowym nie posiadał zgniotu, wykazywał izotropię własności plastycznych, nie posiadał tekstury metalograficznej (Rys.5.15) i krystalograficznej (Rys.5.14).

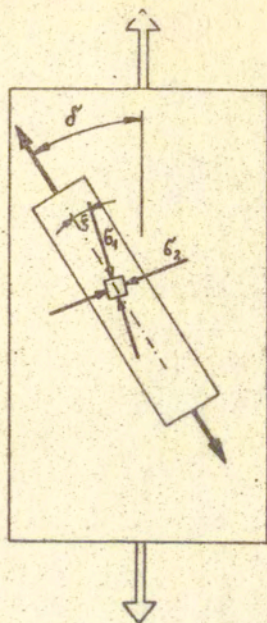
Ponieważ kształt krzywej wzmocnienia zależy od energii błędów ułożenia a dodatki stopowe wpływają na jej zmniejszenie [10,88] w badanym stopie zmierzono energię błędów ułożenia metodą rentgenowską. W tym celu doświadczalnie mierzono przemieszczanie się linii dyfrakcyjnych 111 oraz 311 wzorca (materiału wyżarzonego) i materiału poddanego odkształceniom plastycznym. Przebadano szesnaście próbek odkształconych plastycznie poprzez jednoosiowe rozciąganie do odkształceń równych od 5 do 16%. Badania przeprowadzono na dyfraktometrze rentgenowskim DRON-2 stosując filtrowane promieniowanie $\text{CuK}\alpha$. Natężenie wiązki ugiętej zapisywano metodą krótkową stosując krok $\Delta 2\theta = 0,05^\circ$ i czas zliczania w punkcie $t=40$ sek. Wyniki pomiarów opracowano na maszynie cyfrowej ODR-1204 stosując program, schemat blokowy którego przedstawiono na rysunku 4.4. Do obliczeń przyjęto następujące wartości składowych tensora sztywności: $C_{11} = 105,6$ GPa, $C_{12} = 63,9$ GPa, $C_{44} = 28,5$ GPa [89]. Wartości te są charakterystyczne w temperaturze 298 K [89]. Policzono średnie prawdopodobieństwo odkształceniowych błędów ułożenia wyniosło $\alpha = 6 \cdot 10^{-4}$. Do obliczeń przyjęto $\langle \epsilon_{50} \rangle_{\langle 111 \rangle}^2 = 2 \cdot 10^{-3}$. Odpowiadająca tym wielkościom energia błędów ułożenia, policzona ze wzoru (4.6C), wynosi $\chi = 66$ mJ/m². Jest więc ona zbliżona do energii błędów ułożenia charakterystycznej dla miedzi [1C], która zaliczana jest do metali o średniej energii błędów ułożenia. Wycięte paski blachy, po wstępnym przebadaniu, użyto do dalszych badań.

5.3. Badanie efektu pamięci materiału

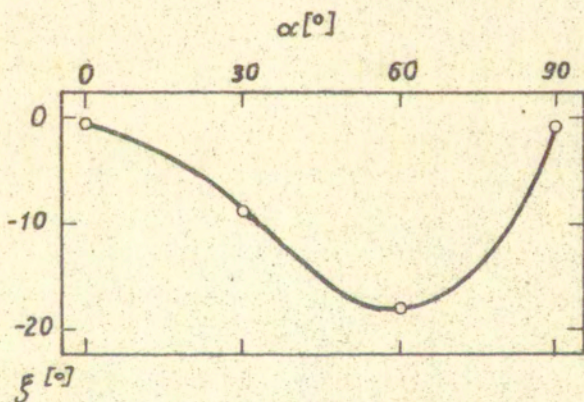
Odształcenia plastyczne wywołują anizotropię własności mechanicznych materiału oraz powodują przesunięcie, obrót i zmianę kształtu powierzchni plastyczności [13-16]. Jak wykazały badania doświadczalne, przeprowadzone przez Miastkowskiego [13], anizotropia granicy proporcjonalności wywołana odkształceniami plastycznymi maleje przy zdefiniowaniu powierzchni większymi wielkościami odkształceń plastycznych. W pracach doświadczalnych Szczepińskiego i Miastkowskiego [13-16] zaobserwowano, że materiał poddany wstępnym odkształceniom plastycznym zmienia swoje własności anizotropowe przy ponownym jego odkształceniu na innej drodze obciążenia. Własność tę nazwano efektem zanikającej pamięci materiału.

W niniejszej pracy badano możliwość opisu zjawiska zanikającej pamięci poprzez zmianę kierunków własnych makro-naprężeń wywołanych odkształceniami plastycznymi.

W tym celu wyżarzone paski blachy rozciągnięto w kierunku walcowania do odkształceń plastycznych $\epsilon_p^I = 5\%$. Z tak przygotowanego paska blachy o grubości 5 mm wycinano płaskie próbki o wymiarach 20 x 100 mm pod kątami $\sigma = 0, 30, 60$ i 90° do kierunku pierwotnego rozciągania (Rys. 5.20) [90,91]. Wycięte próbki rozciągnięto do odkształceń plastycznych $\epsilon_p^{II} = 5\%$. Z rozciągniętych próbek wycięto sześciokątne próbki umożliwiające pomiar makro-naprężeń metodą $\sin^2\psi$, przy czym kąt ψ zadawano obrotem próbki wokół osi goniometru (Rys. 4.5) a kąt φ - obrotem próbki w uchwycie. Wyznaczono trzy składowe tensora płaskiego pola naprężeń a następnie naprężenia główne. Pomiar makro-naprężeń przeprowadzono na dyfraktometrze rentgenowskim DRON-1.5. Podczas pomiarów stosowano niefiltrowane promieniowanie $CoK\alpha$. Doświadczalnie mierzono przemieszczanie się linii 420 co zapewniało minimalny błąd pomiaru naprężeń [68]. Na rysunku 5.21 przedstawiono zmiany kąta odchylenia ψ kierunku głównego tensora płaskiego stanu makro-naprężeń



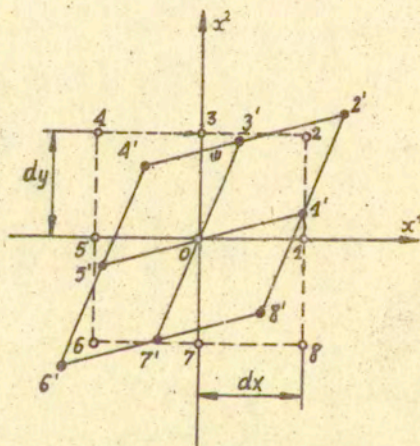
Rys.5.20. Kierunki wycinania małych próbek



Rys.5.21. Zmiany kąta odchylenia ξ kierunku głównego od kierunku wtórnego rozciągania

własnych od kierunku wtórnego rozciągania wyciętych z paska blachy małych próbek (Rys. 5.20).

Podobne badania przeprowadzono również metodą siatek [86,87]. W tym celu na powierzchni wyżarzonego paska blachy o wymiarach 100 x 500 mm i grubości 5 mm naniesiono kwadratową siatkę o wymiarze oczka 2 mm. Tak przygotowane paski blachy rozciągnięto do odkształceń plastycznych $\epsilon_p^I = 10\%$. Następnie pod kątami $\delta = 0, 30, 60$ i 90° do kierunku pierwotnego rozciągania wycięto dwie partie próbek, z których próbki należące do jednej partii rozciągnięto o 5% a próbki z drugiej partii o 10%. Po rozciągnięciu mierzono współrzędne ośmiu węzłów siatki otaczających trzy jej wybrane węzły na każdej z próbek (Rys. 5.22). Obliczenia kąta odstawania składowej głównej tensora



Rys.5.22. Współrzędne węzłów siatki

płaskiego stanu odkształceń od kierunku wtórnych odkształceń przeprowadzono na maszynie cyfrowej ODRA-1204 stosując program opracowany przez autora. Algorytm stosowanego programu oparto na aproksymacji zależności między początkowymi y_k oraz bieżącymi x_k współrzędnymi węzłów siatki wielomianami

stopnia pierwszego [87,91] .

$$y_k = A_{k1j} x_k^1 x_k^j, \quad (k=1,2), \quad (i,j = 0, 1) \quad (5.3)$$

Współczynniki wielomianów (5.3) obliczano metodą najmniejszych kwadratów [87,91] .

Policzone wartości współczynników wielomianów (5.3) udokładniano z warunku nieściśliwości materiału ($\nu = 0,5$)

$$|y_{k,j}| \approx 1 + \varepsilon/2, \quad (5.4)$$

gdzie ε jest wydłużeniem względnym.

Podwójny kąt między kierunkiem pierwotnego rozciągania a kierunkiem własnym tensora wtórnych odkształceń plastycznych obliczono ze wzoru

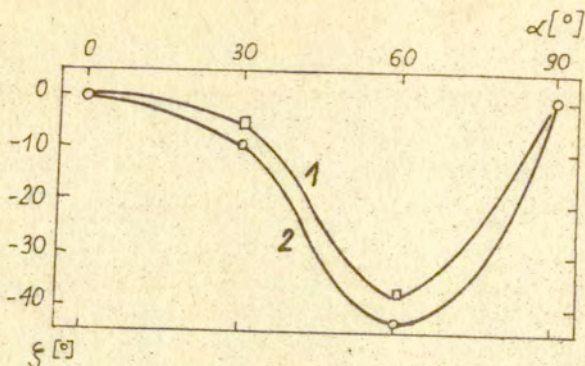
$$2\beta = \arctan \left(2 (A_{110} A_{101} + A_{210} A_{201}) / \right. \\ \left. (A_{101}^2 + A_{201}^2 - A_{110}^2 - A_{210}^2) \right) \quad (5.5)$$

Wyniki obliczeń kąta ξ (Rys. 5.20)

$$\xi = \beta - \delta \quad (5.6)$$

przedstawiono na rysunku 5.23 [91].

Odchylenie kierunków głównych odkształceń plastycznych (Rys.5.23) i makronapreżeń resztkowych (Rys.5.21) od kierunku działania siły wywołującej te odkształcenia świadczy o istnieniu "efektu zanikającej pamięci materiału". Miarą tego efektu może być kąt odchylenia ξ (Rys.5.20, 5.21 i 5.23) kierunku głównego wtórnych odkształceń plastycznych oraz kierunku głównego makronapreżeń resztkowych. Kąt odchylenia kierunku głównego wtórnych odkształceń plastycznych od kierunku działania siły wywołującej te odkształcenia zmniejsza się w miarę wzrostu wtórnych odkształceń plastycznych (po-



Rys.5.23. Zmiany kąta odchylenia ξ kierunku głównego tensora płaskiego stanu odkształceń plastycznych od kierunku wtórnego rozciągania: 1 - $\varepsilon_p^{II} = 10\%$; 2 - $\varepsilon_p^{II} = 5\%$ [91]

równaj krzywe 1 i 2 na rysunku 5.23). O zanikaniu efektu pamięci materiału decyduje również kierunek wtórnych odkształceń plastycznych. Z rysunków 5.21 i 5.23 wynika, że wtórne odkształcenia plastyczne, wywołane działaniem siły pod kątem $> 60^\circ$ do wstępnych odkształceń plastycznych, "zacierają pamięć materiału".

Kąt odchylenia kierunku głównego makronaprzeżeń resztkowych (Rys.5.21) jest mniejszy od kąta odchylenia kierunku głównego wtórnych odkształceń plastycznych (Rys.5.23). Może to być wynik użycia różnych technik pomiarowych. Odkształcenia plastyczne obliczano na podstawie pomiaru zniekształceń powierzchni próbki a makronaprzeżenia mierzono metodą rentgenowską w cienkiej warstwie powierzchniowej. Może to być również wywołane tym, że makronaprzeżenia mają charakter sprężysty a odkształcenia plastyczne są nieodwracalne i są wynikiem działania makronaprzeżeń wywołanych wstępnymi i wtórnymi odkształceniami plastycznymi. Nie ma więc istotnych przesłanek, aby oczekiwać jednakowej wartości kąta ξ dla obu zjawisk.

5.4. Badanie wpływu pola naprężeń resztkowych na wzmocnienie materiału polikrystalicznego

Rozróżnia się dwa mechanizmy wzmocnienia materiału: mechanizm dyslokacyjno-strukturalny i mechanizm dyfuzyjny [93]. Pierwszy mechanizm wzmocnienia występuje przy odkształceniu materiału w niskich temperaturach (4,2 - 77 K) i dużych prędkościach obciążania, drugi zaś przy małych prędkościach obciążania i w pewnym przedziale temperatur. Podczas odkształcania materiału w pokojowej temperaturze ze średnimi prędkościami obciążania w procesie odkształcania występują oba mechanizmy wzmocnienia.

W opisie fenomenologicznym, według koncepcji Kadaszewicza i Nowożyłowa [4], warunek plastyczności opisuje związek [94]

$$(s_{ij} - 2g \varepsilon_{ij}^p) (s_{ij} - 2g \varepsilon_{ij}^c) = c (\lambda') \quad (5.7)$$

gdzie g jest funkcją niezmienników tensora odkształcenia plastycznego ε_{ij}^p , obliczanego przez sumowanie przyrostów odkształcenia $d\varepsilon_{ij}^p$ oraz jest funkcją wielkości

$$\lambda' = \int (s_{ij} - 2g \varepsilon_{ij}^p) d\varepsilon_{ij}^p \quad (5.8)$$

Równanie (5.7) opisuje powierzchnię plastyczności, która podczas wzmocnienia materiału może przemieszczać się oraz rozszerzać się równomiernie z zachowaniem podobieństwa geometrycznego.

W pracy Bałtowa i Sawczuka [5] poczyniono próbę uwzględnienia oprócz rozszerzania się i przemieszczania się powierzchni plastyczności również jej obrót. W pracy tej powierzchnię

plastyczności opisano równaniem

$$N_{ijkl} (s_{ij} - \alpha_{ij}) (s_{ij} - \alpha_{ij}) = \frac{2}{3} \sigma_Y^2 \quad (5.9)$$

gdzie

$$N_{ijkl} = \frac{1}{2} \delta_{ik} \delta_{jl} + \frac{1}{2} \delta_{jk} \delta_{il} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \delta_{kl} + \alpha'_{ij} \epsilon_{kl} \quad (5.10)$$

jest tensorem aktualnych parametrów anizotropii, α' - stała materiałowa wyznaczana doświadczalnie; $\alpha_{ij} = c \epsilon_{ij}^p$ - naprężenie wewnętrzne wyznaczane zgodnie z koncepcją Iszlińskiego [1].

Doświadczalnie stwierdzono, że równanie Bałtowa i Sawczuka (5.9) jest słuszne dla wybranych materiałów [87]. Zgodnie z propozycją Daniłowa [95], tensor bieżących parametrów anizotropii należy przedstawić w postaci [87]

$$N_{ijkl} = I(\bar{\epsilon}_0) (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{jk} \delta_{il} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \delta_{kl}) + \int_0^{\bar{\epsilon}_0} A(\bar{\epsilon}_0^*) \left(\frac{d\epsilon_{ij}^p}{d\bar{\epsilon}_0^*} \right) \left(\frac{d\epsilon_{kl}^p}{d\bar{\epsilon}_0^*} \right) d\bar{\epsilon}_0^* \quad (5.11)$$

a tensor α_{ij} należy obliczać z równania [87]

$$\alpha_{ij} = \frac{2}{3} \sigma_Y \int_0^{\bar{\epsilon}_0} B(\bar{\epsilon}_0^*) \frac{d\epsilon_{ij}^p}{d\bar{\epsilon}_0^*} d\bar{\epsilon}_0^* \quad (5.12)$$

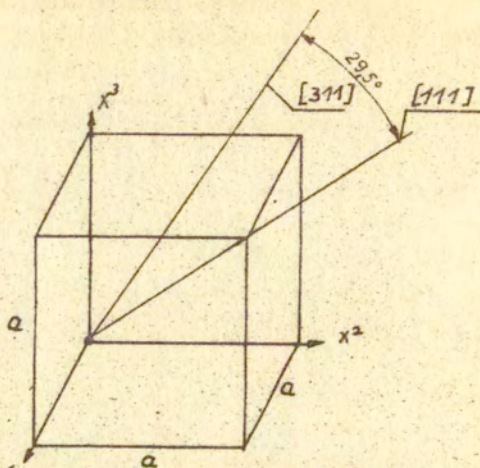
Występujące w równaniach (5.11) i (5.12) funkcje $I(\bar{\epsilon}_0)$, $A(\bar{\epsilon}_0^*)$ i $B(\bar{\epsilon}_0^*)$ wyznaczane są doświadczalnie [87].

Kadaszewicz i Nowożyłow [96] zaproponowali teorię plastyczności uwzględniającą mikronaprężenia powstające wskutek niejednorodnych odkształceń plastycznych ciał polikrystalicznych. Ta kwazistatyczna teoria uogólnia teorię proponowaną przez Besselinga [98,99], Reussa [75], Voigta [76], Iszlińskiego [1] oraz Pragera [100]. W późniejszej pracy Kadaszewicz

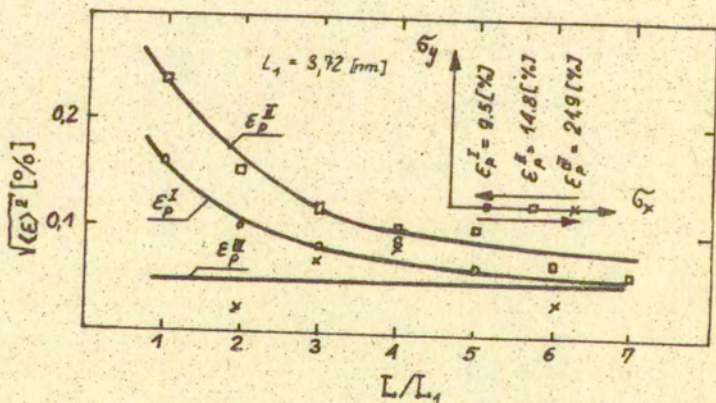
i Nowożyłow [97] zaproponowali teorię uwzględniającą, oprócz mikronaprężeń wynikających z niejednorodnych odkształceń polikryształów, również mikronaprężenia resztkowe istniejące w ciele przed jego odkształcaniem plastycznym. Dużą uwagę poświęcono modelom obliczeniowym pozwalającym śledzić zachowanie się powierzchni plastyczności podczas odkształceń plastycznych w złożonym stanie obciążenia. Lin [10] zaproponował płaski model składający się z prostopadłościanów w każdym z których jest możliwy poślizg pod określonym kątem względem działania siły. Analiza numeryczna tego modelu przeprowadzona przez Lina i Ito [102] pokazała, że taki model zapewnia translację i zmianę kształtu początkowej powierzchni plastyczności. Podobny wynik uzyskali oni na trójwymiarowym modelu, składającym się z 64 kostek sześciennych [103]. Szczepiński [104] zaproponował model, który pozwolił nadać interpretację fizyczną tensorowi translacji α_{ij} w kinematycznym prawie wzmocnienia.

W niniejszej pracy poczyniono próbę doświadczalnego zbadania tensora naprężeń resztkowych α_{ij} , który w przestrzeni naprężeń reprezentuje wektor translacji powierzchni płynięcia.)^{*} W tym celu wyżarzony pasek blachy rozciągnięto w kierunku walcowania do odkształceń plastycznych $\varepsilon_p^I = 9,5\%$. Następnie z tego paska wycięto po dwie próbki o wymiarach 10 x 100 mm pod kątami $\delta = 0, 30, 60$ i 90° do kierunku walcowania. Wycięte próbki rozciągnięto do odkształceń plastycznych ε_p^{II} i ε_p^{III} , wartości których podano na rysunkach 5.25 do 5.29 i 5.31. Badania średniokwadratowych mikroodkształceń w odciążonych próbkach przeprowadzono na dyfraktometrze rentgenowskim DRON-2 stosując filtrowane promieniowanie $CuK\alpha$. Pomiary rozkładu intensywności linii 111 i 311 prowadzono w kierunku prostopadłym do próbki (kąt $\psi = 0^\circ$, Rys. 5.1). Pomiar rozkładu intensywności prowadzono metodą krokową. Krok $\Delta 2\theta$ wynosił $0,05^\circ$ a czas zliczania w punkcie wynosił 40 sek., zaś czas zliczania tła - 100 sek. Wyniki pomiarów opracowano metodą analizy harmonicznej stosując program, schemat blokowy którego przedstawiono na rysunku 4.3. Ponieważ w badanym materiale (PA4) skutek od-

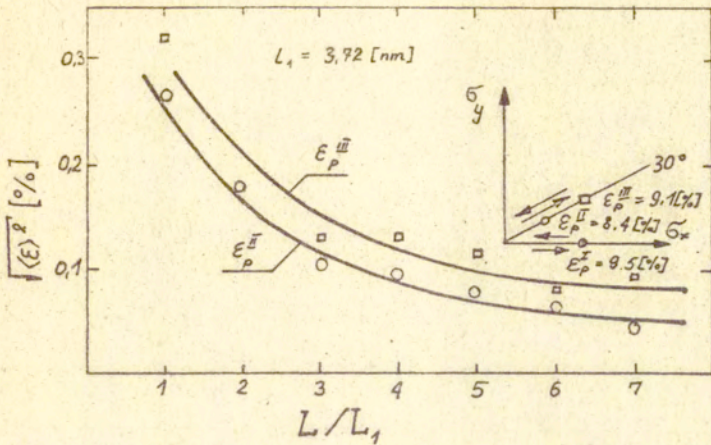
^{*}) taka interpretacja tensora α_{ij} jest zawarta w cytowanych teoriach



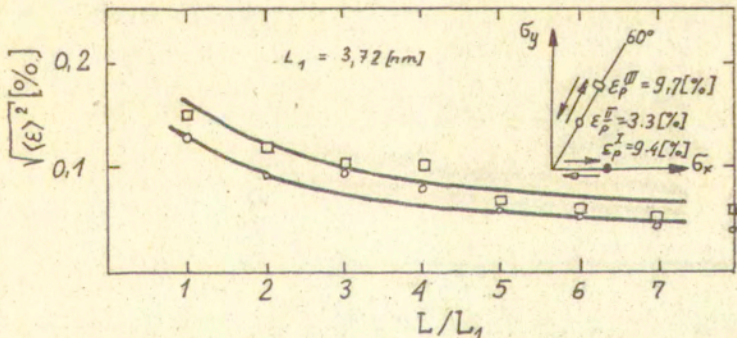
Rys.5.24. Kąt między kierunkami krystalograficznymi $\langle 111 \rangle$ i $[311]$ w komórce elementarnej układu regularnego



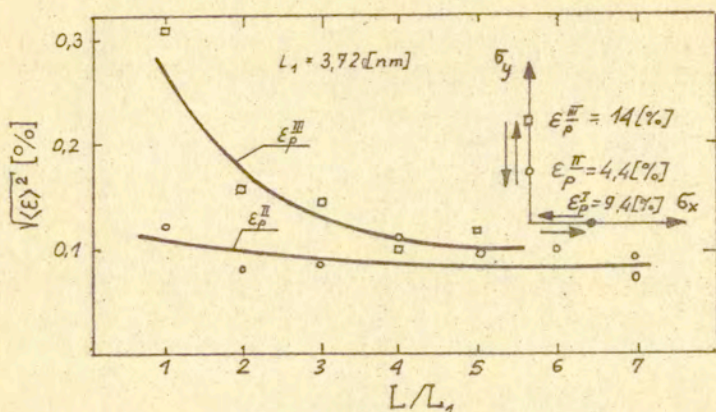
Rys.5.25. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarowej L_1 wywołane jednoosiowym plastycznym odkształceniem



Rys.5.26. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarowej L_1 wywołane odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku



Rys.5.27. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarowej L_1 wywołanych odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku



Rys.5.28. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarowej L , wywołanych odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku

kształceń plastycznych praktycznie nie występował drugi rząd odbicia od płaszczyzn $\{111\}$, w celu rozdzielenia wpływu wielkości bloków i mikronaprężeń na poszerzenie linii dyfrakcyjnych, mierzono rozkłady intensywności linii 111 oraz 311. Kąt między płaszczyznami (111) i (311) wynosi $29,496^\circ$ (Rys. 5.24). Wymagało to uwzględnienia anizotropii sprężystej komórki elementarnej [61]. Przyjmując następujące wartości stałych sprężystych: $C_{11} = 105,6$ GPa, $C_{12} = 63,9$ GPa, $C_{44} = 28,5$ GPa [89] obliczono moduły sprężystości z modelu Reussa [75]. Wartości tych modułów były następujące: $E_{\langle 111 \rangle} = 75,949$ GPa, $E_{\langle 311 \rangle} = 68,436$ GPa. Wyniki pomiarów średniokwadratowych mikroodkształceń są przedstawione na rysunkach 5.25 do 5.29. Z rysunku 5.29 wynika, że wzrost odkształceń plastycznych wywołanych jednoosiowym rozciąganiem powoduje zmianę struktury dyslokacyjnej. Świadczą o tym zmiany wartości średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarowej wywołane odkształceniami plastycznymi. Przy wzroście odkształceń plastycznych do $\epsilon_p^{III} = 21,9\%$ (Rys. 5.25) powstają granice wąskokątowe o czym świadczy równoległość do osi L/L_1 prostej $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2} = f(L/L_1)$ [62]. Wzrost odkształceń

plastycznych w kierunku nachylonym pod kątami 30, 60 i 90° do kierunku pierwotnego rozciągania (Rys.5.26 do Rys.5.28) powoduje wzrost wartości średniokwadratowych mikroodkształceń. Uzyskane wyniki pomiarów porównano z wynikami obliczeń modelowych.

W oparciu o pracę Szczepińskiego [104], Sliwowski [105] opracował program umożliwiający obliczanie naprężeń resztkowych. Model Szczepińskiego [104] składa się z ułożonych naprzemian sześciennych kostek^A wykonanych z materiału sprężystego i kostek "B" wykonanych z materiału sprężysto-plastycznego. Agregat składający się z sześciennych kostek przyjęto w tym modelu za model materiału polikrystalicznego. Może on modelować materiał polikrystaliczny dwufazowy, poszczególne fazy którego różniłyby się w zasadniczy sposób granicą plastyczności lub też materiał polikrystaliczny, ziarna którego wykazują anizotropię plastyczną i wskutek ich różnej orientacji jego własności są porównywalne z właściwościami materiału dwufazowego. Odkształcenia plastyczne polikrystalicznego materiału dwufazowego jak i jednofazowego powodują powstanie mikronaprężeń wewnętrznych. Mimo wprowadzenia znacznych uproszczeń przy analizie tego modelu (niespełnienie równań równowagi wewnętrznej) daje on pewien pogląd na fizyczną interpretację tensora mikronaprężeń resztkowych α_{ij} występującego w warunkach plastyczności (1, 6). Mikronaprężenia wewnętrzne w modelu Szczepińskiego [104] powstają po obciążeniu agregatu powyżej granicy plastyczności kostek "B", wykonanych z materiału sprężysto-plastycznego i odciążeniu. Mikronaprężenia resztkowe w kostkach "A" są równe [104]

$$(\sigma_{ij}^A)_r = \frac{1}{2} ((\sigma_{ij}^A)_0 - (\sigma_{ij}^B)_0) \quad (5.13)$$

gdzie: $(\sigma_{ij}^A)_0$ oraz $(\sigma_{ij}^B)_0$ - tensory naprężeń w kostkach "A" i kostkach "B" po odciążeniu agregatu.

Podczas obciążania agregatu naprężeniami mniejszymi od granicy plastyczności materiału kostek "B"

$$\sigma_{1j}^A + \sigma_{1j}^B = 0 \quad (5.14)$$

a po przekroczeniu granicy plastyczności

$$\sigma_{1j}^A \geq \sigma_{1j}^B \quad (5.15)$$

Przyrosty naprężeń muszą spełniać układ równań składający się z równań równowagi [105]

$$d\sigma_{1j}^A + d\sigma_{1j}^B = 2d\sigma_{1j} \quad (5.16)$$

gdzie σ_{1j} jest tensorem naprężeń zewnętrznych; równań zgodności odkształceń $d\varepsilon_{1j}^A = d\varepsilon_{1j}^B$, które po przekroczeniu granicy plastyczności materiału kostek "B" można zapisać w przyrostach naprężeń [105]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2G} (d\sigma_{ij}^B - \frac{\nu}{1+\nu} d\sigma_{kk}^B \delta_{ij} + dx S_{ij}^B) = \\ & \frac{1}{2G} (d\sigma_{ij}^B - \frac{\nu}{1+\nu} d\sigma_{kk}^B \delta_{ij}) \end{aligned} \quad (5.17)$$

gdzie: S_{1j} jest dewiatorem tensora σ_{1j}^B a dx - współczynnikiem proporcjonalności;
oraz równań [104]

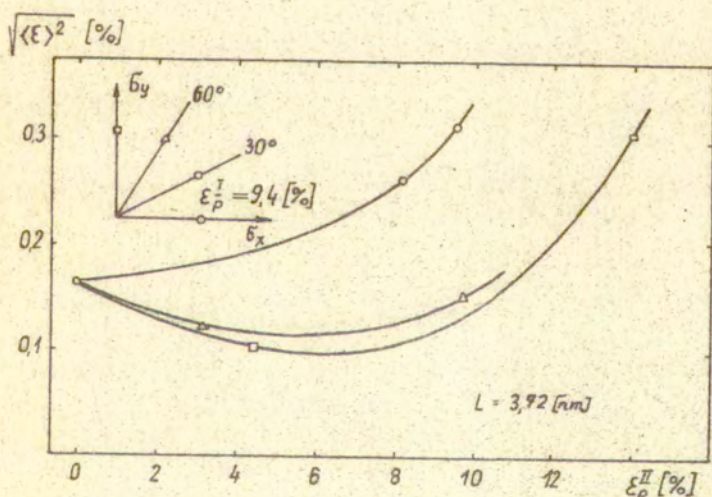
$$\frac{\partial F}{\partial \sigma_{1j}^B} d\sigma_{1j}^B = 0 \quad (5.18)$$

gdzie: $F(\sigma_{ij}^B) = 0$ jest warunkiem płynięcia materiału kostek "B". Po odciążeniu, z warunku równowagi naprężeń wynika, że

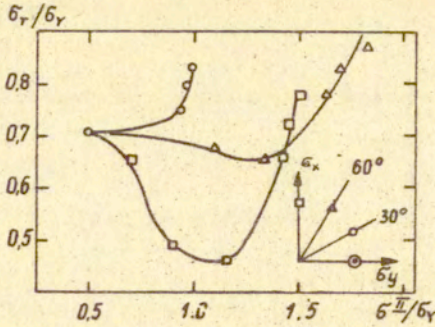
$$(\sigma_{ij}^A)_r = -(\sigma_{ij}^B)_r \quad (5.19)$$

Wyniki obliczeń intensywności mikronaprężeń, podzielonych przez granicę plastyczności materiału kostek "B", uzyskane na różnych drogach obciążenia agregatu przedstawiono na rysunku 5.30. Na rysunku 5.29 przedstawiono otrzymane doświadczalnie zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych ε_p^H . Pomiary prowadzono w kierunku prostopadłym do powierzchni próbek ($\psi = 0$, Rys. 5.1).

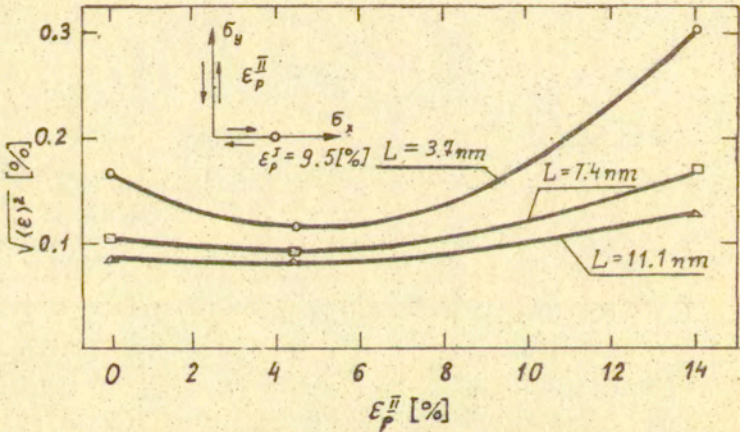
Z porównania rysunków 5.30 i 5.29 wynika, że zmiany policzonych mikronaprężeń (Rys. 5.30) oraz pomierzone zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń są podobne. Szczególnie interesujący jest fakt istnienia wyraźnego minimum na krzywej obliczeniowej (Rys. 5.30) i krzywej doświadczalnej (Rys. 5.29).



Rys. 5.29, Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych ε_p^H wywołanych odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku ($L/L_1 = 1$)

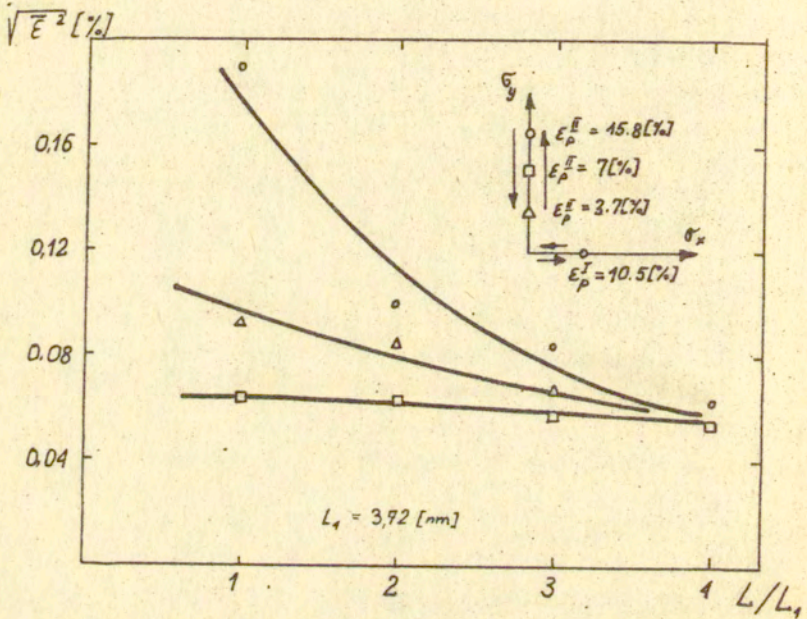


Rys.5.30. Wyniki obliczeń modelowych mikronapreżeń resztkowych wywołanych odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku

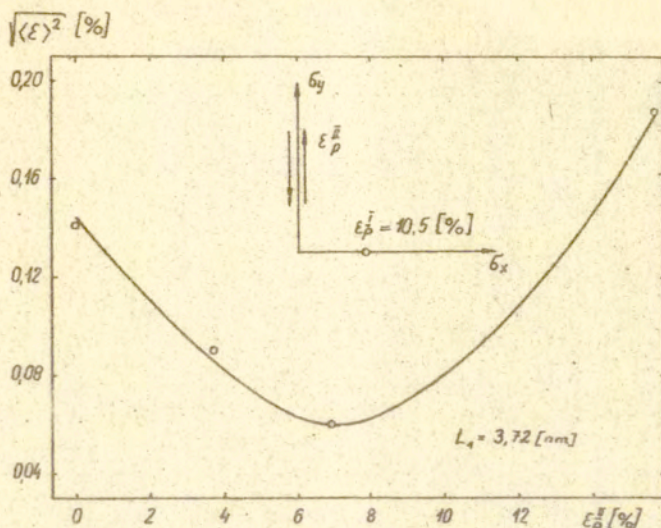


Rys.5.31. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych wywołanych odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku

otrzymanych po wtórnym odkształcaniu plastycznym agregatu i materiału badanego pod kątem $\delta = 90^\circ$ do kierunku wstępnego odkształcania. Z rysunku 5.31 wynika, że efekt występowania minimum na krzywej doświadczalnej maleje ze wzrostem długości pomiarowej L . Fakt istnienia minimum na krzywej doświadczalnej potwierdzono dodatkowymi badaniami. W tym celu wyżarzony pasek blachy o wymiarach 100 x 500 mm i grubości 5 mm rozciągnięto do odkształceń plastycznych $\varepsilon_p^I = 10,5\%$. Następnie z tego paska blachy pod kątem $\delta = 90^\circ$ do kierunku rozciągania wycięto małe próbki o wymiarach 10 x 100 mm. Próbki te następnie odkształcono plastycznie poprzez rozciąganie kolejno do różnych poziomów odkształceń i pomierzono średniokwadratowe mikroodkształcenia. Badania prowadzono na dyfraktometrach rentgenowskich DRON-2 i DRON-3. Podczas pomiarów na dyfraktometrze rentgenowskim DRON-2 stosowano filtrowane promieniowanie $\text{CuK}\alpha$ a na dyfraktometrze DRON-3 - wygięty analizator z monokryształu LiF i promieniowanie $\text{CuK}\alpha$. Na dyfraktometrach rentgenowskich badano rozkłady intensywności linii 111 oraz 311. Badania prowadzono metodą krokową. Na rysunkach 5.32 i 5.33 przedstawiono wyniki pomiarów średniokwadratowych mikroodkształceń w próbkach odkształconych plastycznie na drodze obciążenia podanej na rysunkach. Badania te przeprowadzono na dyfraktometrze DRON-2 stosując krok $\Delta 2\theta = 0,05^\circ$ i czas pomiaru w punkcie $t=40$ sek., natomiast czas pomiaru tła wynosił 100 sek. Z rysunku 5.32 wynika, że po wtórnych odkształceniach plastycznych $\varepsilon_p^{II} = 7\%$ powstaje struktura mozaikowa. Świadczy o tym równoległość liniowej zależności $\sqrt{\langle \varepsilon \rangle^2} - L/L_1$ do osi L/L_1 [62]. Rysunek 5.33 potwierdza istnienie minimum na krzywej doświadczalnej $\sqrt{\langle \varepsilon \rangle^2} - \varepsilon_p^{III}$ przy obciążeniu (jak poprzednio) na drodze przedstawionej na tym rysunku. Występowanie minimum na krzywych obliczeniowych (Rys. 5.30) oraz krzywych doświadczalnych (5.29 i 5.33) może potwierdzać wniosek, że wzmocnienie kinematyczne zależy od mikronaprężeń własnych, odpowiednikiem których są średniokwadratowe mikroodkształcenia.

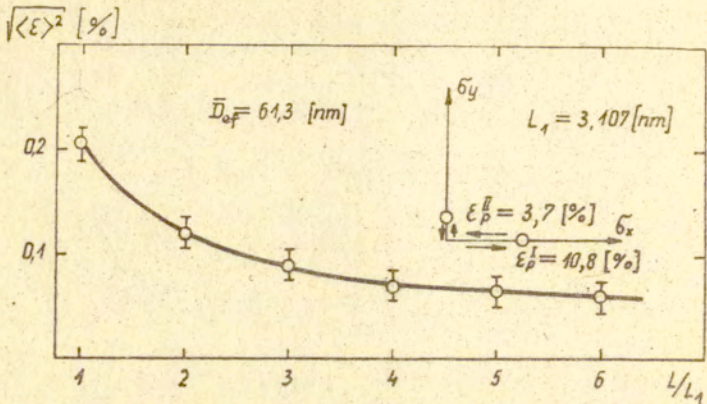


Rys.5.32. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarowej L_1 wywołane odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku

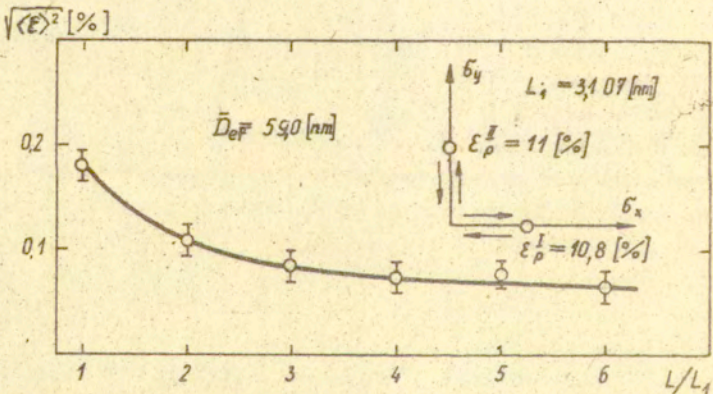


Rys.5.33. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych ϵ_p^I wywołane odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku ($L/L_1 = 1$)

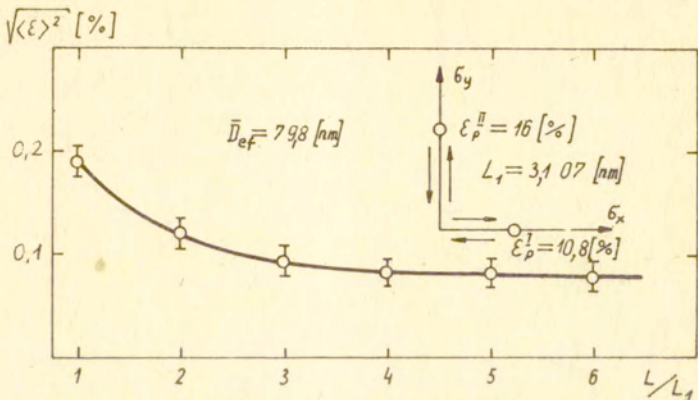
Sredniokwadratowe mikroodkształcenia stanowią pewną skalarną charakterystykę stanu materiału. Mała objętość materiału uczestnicząca w formowaniu wiązki ugiętej sprawia, iż występują różnice w wartościach średniokwadratowych mikroodkształceń przy ich obliczaniu na podstawie wyników pomiarów rozkładu intensywności tych samych linii w tych samych próbkach lecz przy wyborze coraz to nowych pól na które jest skierowana wiązka pierwotna. W celu uśrednienia wyników pomiarów czterokrotnie zmieniano punkty pomiarowe w próbce oraz wzorzec. Pomiar przeprowadzono na dyfraktometrze rentgenowskim DRON-3. Podczas pomiarów stosowano metodę krokową zliczania fotonów. Stosowano krok $\Delta 2\theta = 0,02^\circ$ i czas zliczania w punkcie $t=40$ sek. a czas zliczania w punktach tła - 100 sek. Przykładowe wyniki obliczeń średniokwadratowych mikroodkształceń, uzyskane na podstawie pomiarów przeprowadzonych prostopadle do powierzchni próbki, przedstawiono na rysunkach 5.34 do 5.36. Przedstawiono również na nich policzone efektywne wielkości obszarów roz-



Rys. 5.34. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarowej L_1 , wywołane odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku.



Rys. 5.35. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarów L_1 , wywołane odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku

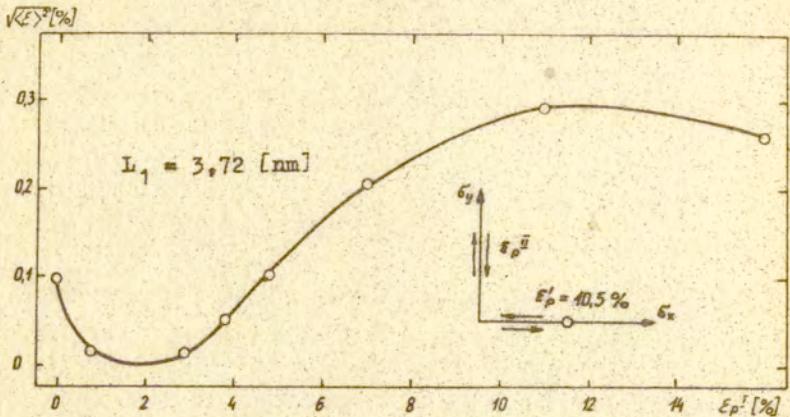


Rys.5.36. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji krotności długości pomiarowej L_1 , wywołanych odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku

praszania spójnego (błoków) \bar{D}_{ef} oraz błędy oszacowania średniokwadratowych mikroodkształceń. Przykładowe wyniki udokładnionych pomiarów zmian średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych przedstawiono na rysunkach 5.37 do 5.38. Na rysunku 5.38 przedstawiono wpływ długości pomiarowej na zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń. Z tego rysunku wynika, że zmiany w przebiegu $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2} - \epsilon_p^{II}$ są wyraźniejsze przy zmniejszaniu się długości pomiarowej L . Średnie wartości średniokwadratowych mikroodkształceń z czterech pomiarów przedstawiono na rysunku 5.39. Odchylenia standardowe od wartości średnich policzono ze wzoru

$$s = \left(\frac{\sum (x - \bar{x})^2}{(n-1)} \right)^{1/2} \quad (5.20)$$

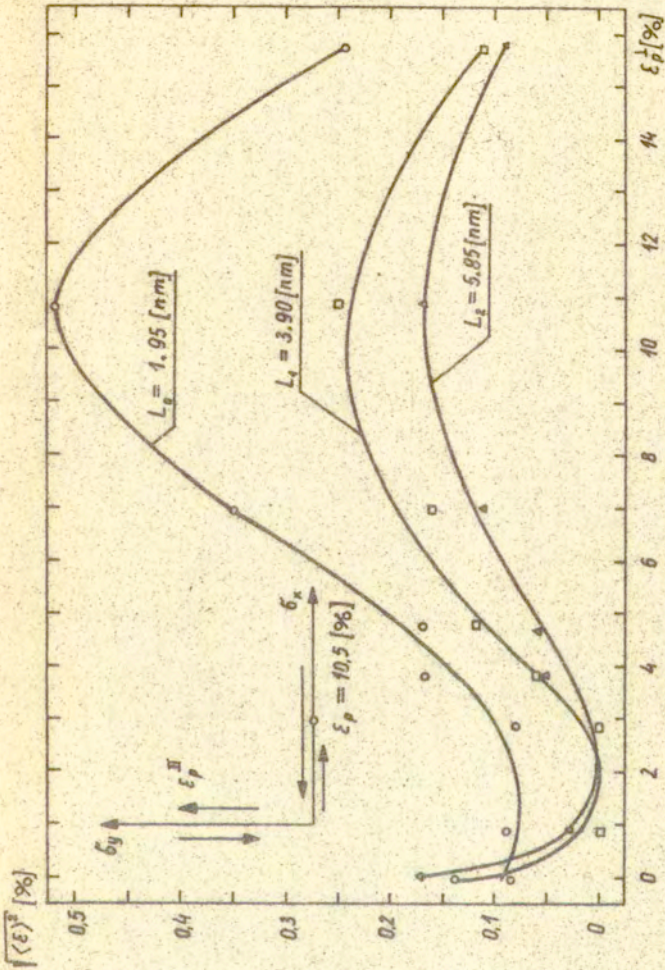
Minimum na krzywej $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2} - \epsilon_p^{II}$ (Rys. 5.39) może świadczyć o tym, że wzmocnienie kinematyczne materiału polikrystalicznego, wywołane odkształceniami plastycznymi, zależy od mikronaprężeń resztkowych (naprężeń własnych 2-go rodzaju).



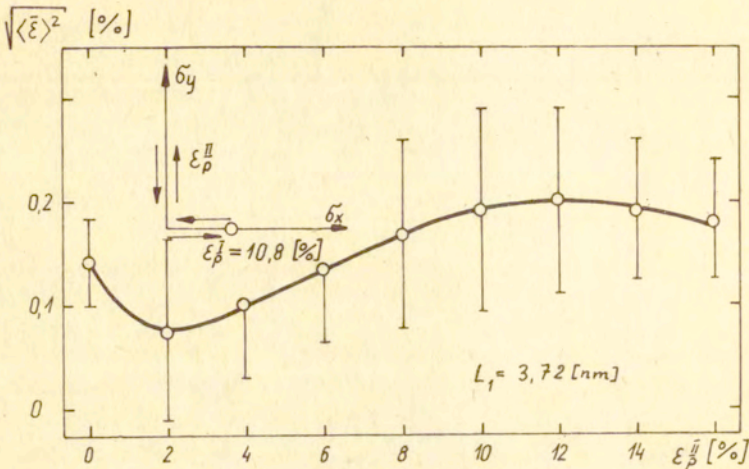
Rys.5.37. Zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku ($L/L_1 = 1$)

Wniosek taki nasuwa się z porównania przebiegu krzywej doświadczalnej, przedstawionej na rysunku 5.39 i krzywej teoretycznej (Rys. 5.30) uzyskanej na takiej samej drodze obciążenia modelu kostkowego co i badanych próbek z materiału polikrystalicznego. Na rysunku 5.30 przedstawiono zmiany intensywności dewiatora tensora mikronaprężeń resztkowych, wobec tego celem jest porównanie z tą krzywą również intensywności dewiatora tensora średniokwadratowych mikroodkształceń. Tensor średniokwadratowych mikroodkształceń wyznaczono doświadczalnie. W tym celu poddano badaniom cztery próbki ustawiając je kierunkiem $\bar{n}^{(j)}$, zadanym kątami ψ i φ (Rys.5.1),

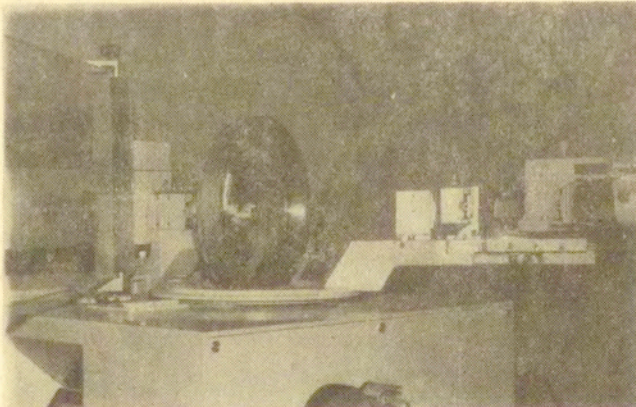
Doświadczalnie mierzono rozkłady intensywności linii 111 i 311. Stosując program, przedstawiony schematycznie na rysunku 4.3 obliczano dla każdego kierunku $\bar{n}^{(j)}$ wartości średniokwadratowych mikroodkształceń $\sqrt{\langle \epsilon^2 \rangle}$. Ustawienie każdej próbki podczas badań



Rys.5.38. Wpływ długości pomiarowej na zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń



Rys.5.39. Uśrednione zmiany średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych, wywołane odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku ($L_1/L_2 = 1$)



Rys.5.40. Przystawka umożliwiająca ustawianie próbki pod kątami ψ i φ

zmieniano sześciokrotnie ($j = 1, \dots, 6$). Do ustawiania próbek wykorzystywano przystawkę przedstawioną na rysunku 5.40. Podczas pomiaru rozkładu intensywności, próbki ustawiano pod kątami ψ i ϕ (Rys. 5.1) podanymi w tabelicy 5.3.

TABLICA 5.3

ψ	ϕ		
15	15	45	75
45	15	45	75

Badania przeprowadzono na dyfraktometrze rentgenowskim DRON-3 stosując promieniowanie $\text{CuK}\alpha$ i wygięty analizator z monokryształu LiF . Rozkłady intensywności badano metodą krokową stosując krok $42\theta = 0,02^\circ$. Czas pomiaru w punkcie wynosił 40 sek. a w punktach tła - 100 sek.. Podczas pomiarów stosowano okrągłą wiązkę pierwotną o średnicy 1,5 mm. Wyniki obliczeń średniokwadratowych mikroodkształceń $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}$ przedstawiono w dodatku.

Logicznym następstwem takiego postępowania będzie próba oceny stopnia anizotropii rozkładu $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}$ jako funkcji kierunku $\bar{n}^{(j)}$ poprzez wprowadzenie pewnej miary $(\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})_i^{(j)}$ analogicznej do normy dwiatora pewnej wielkości tensorowej. W tym celu dla każdej próbki, na podstawie sześciu policzonych wartości $(\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})^{(j)}$, obliczono składowe macierzy $(\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})_{ij}$ ze wzoru

$$(\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})^{(j)} = n_k^{(j)} n_l^{(j)} (\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})_{kl} \quad (5.21)$$

gdzie: $n_k^{(j)}$ - cosinusy kierunkowe wektora $\bar{n}^{(j)}$.

Postępowanie takie zakłada milcząco, że wielkość $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}$ jako funkcja kierunku \bar{n} może być opisana formą kwadratową (tensorem o walencji 2). Zdając sobie sprawę z braku jakichkolwiek podstaw do takiego przypuszczenia zastosowano taki opis jako pierwsze zgrubne przybliżenie.

Zmiany policzonej wielkości $(\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})_i$ w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych przedstawiono na rysunku 5.45.

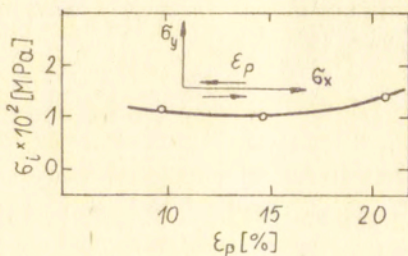
5.5. Dyskusja otrzymanych wyników

Odształcenia plastyczne powodują powstawanie w materiale pola naprężeń własnych. W polu tym można wyróżnić makronaprężenia, mikronaprężenia i zniekształcenia statyczne sieci krystalicznej. Według Wasiliewa [48] makronaprężenia mogą powstawać podczas odształceń plastycznych wskutek istnienia zdefektowanej warstwy wierzchniej w odształcanym materiale polikrystalicznym. Pole makronaprężeń powoduje przesunięcie linii dyfrakcyjnej. Przesunięcie linii dyfrakcyjnej może być także wywołane mikronaprężeniami zorientowanymi, które są średnimi wartościami pola makronaprężeń (Rys.3.2) [48]. W niniejszej pracy nie stawiano sobie zadania, celem którego było wyjaśnienie czy przesunięcie linii dyfrakcyjnej jest wywołane makronaprężeniami czy też mikronaprężeniami zorientowanymi. Poczyniono natomiast próbę porównania zarówno intensywności dewiatora makronaprężeń oraz obliczonej miary stopnia anizotropii rozkładu z intensywnością dewiatora mikronaprężeń policzonych z modelu kostkowego.

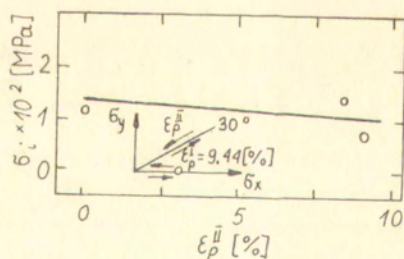
Porównanie zmian intensywności dewiatorów w funkcji wtórnych odształceń plastycznych jest miarodajne gdyż intensywność dewiatora jest proporcjonalna do jego normy $(\text{tr } \underline{D}^2)^{1/2}$.

Pomiary makronaprężeń przeprowadzono na dyfraktometrze rentgenowskim DRON-1.5. Badane próbki mocowano w specjalnie wykonanym uchwycie $\{06\}$ (Rys.5.11). Przystawka umożliwiała zadawanie kątów ψ i φ (Rys.5.1) przy dużych wartościach kąta Bragga. Pomiar przesunięcia kąтового linii dyfrakcyjnej przy dużych wartościach kąta Bragga zmniejsza do minimum błąd pomiaru makronaprężeń [68]. Podczas pomiarów stosowano filtrowane promieniowanie $\text{CuK}\alpha$. Doświadczalnie mierzono przesunięcie linii dyfrakcyjnej 333 + 511. W celu zmniejszenia błędów wywołanych odchyleniem próbki przy zadawaniu kąta ψ stosowano okrągłą wiązkę pierwotną o średnicy 1,5 mm. Stosowano zapis ciągły intensywności na taśmę papierową. Przeprowadzono zapisy intensywności linii 333 + 511 przy kątowych ustawieniach

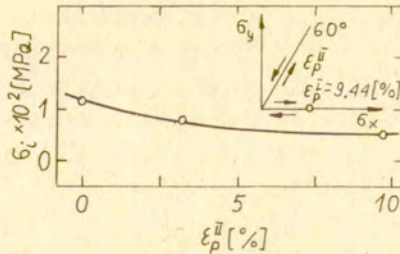
próbek podanych w tabelicy 5.3. Składowe tensora makronaprzeżeń policzono na maszynie cyfrowej CDRA-1204 stosując program przedstawiony blokowo na rysunku 4.6. Wyniki obliczeń zmian intensywności dewiatora makronaprzeżeń przedstawiono na rysunkach 5.41 do 5.43. Wyniki obliczeń intensywności dewiatora mikronaprzeżeń, otrzymane na modelu kostkowym [104], przedstawiono na rysunku 5.30.



Rys.5.41. Zmiany intensywności dewiatora makronaprzeżeń w funkcji odkształceń plastycznych, wywołanych odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku



Rys.5.42. Zmiany intensywności dewiatora makronaprzeżeń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych, wywołanych odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku



Rys.5.43. Zmiany intensywności dewiatora makronaprężeń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych wywołanych odkształceniami plastycznymi na drucie obciążenia przedstawionej na rysunku

Należy zaznaczyć, że wybór linii 333 + 511 do pomiaru makronaprężeń jest wskazany ze względu na uśrednianie własności anizotropowych krystalitów badanego materiału. Linia 333 + 511 jest obrazem wiązki ugiętej na rodzinach płaszczyzn {333} i {511}. Płaszczyzny te są nachylone względem siebie w komórce elementarnej pod kątem $38,94^\circ$. Stosunek modułów Younga, policzonych z modelu Reussa [75] wynikającego z założenia $\sigma = \text{const.}$, wynosi $E_{\langle 333 \rangle} / E_{\langle 511 \rangle} = 1,167$. Wybiorczy charakter promieni Rentgena sprawia, że doświadczalnie mierzona jest wiązka ugięta na tych rodzinach płaszczyzn {333} i {511}, które są prostopadłe do kierunku \bar{n} (Rys. 4.5). Wynika to z jednakowych odległości międzypłaszczyznowych płaszczyzn {333} i {511}. Różny od jedności stosunek modułów Younga, mierzonych w kierunkach krystalograficznych $\langle 333 \rangle$ i $\langle 511 \rangle$, powoduje przy $\sigma = \text{const.}$ różne przesunięcie składowych linii 333 + 511. Z prawa Bragga wynika, że przesunięcie kątowe linii dyfrakcyjnej wynosi

$$\Delta \theta = \varepsilon \operatorname{tg} \theta_0 \quad (5.21)$$

Zbadajmy stosunek przesunięć kątowych składowych linii dyfrakcyjnej pochodzących od płaszczyzn {511} i {333}. Z prawa Hocka, przy $\sigma = \text{const.}$, wynika

$$E_{\{511\}} / E_{\{333\}} = E_{\{333\}} / E_{\{511\}} = 1,167 \quad (5.22)$$

Stosunek modułów Younga policzono tu w oparciu o ich wartości policzone z modelu Reussa [75], który odzwierciedla własności anizotropowe monokryształów. Po podstawieniu (5.21) do (5.22) otrzymamy

$$\Delta \theta_{\{511\}} / \Delta \theta_{\{333\}} = 0,86 \quad (5.23)$$

Oszacujmy wkład składowych intensywności linii 333 + 511 pochodzący od płaszczyzn $\{511\}$ i $\{333\}$. W tym celu policzmy stosunek składowych intensywności wiązki ugiętej na płaszczyznach $\{511\}$ i $\{333\}$. Ze wzoru (4.1) wynika

$$I_{\{511\}} / I_{\{333\}} = P_{\{511\}} / P_{\{333\}} = 3 \quad (5.24)$$

gdyż pozostałe czynniki (patrz wzór (4.1)) występujące w liczniku i mianowniku stosunku (5.24) są sobie równe a wartości czynników krotności płaszczyzn wynoszą: $P_{\{511\}} = 24$;

$P_{\{333\}} = 8$.

Jak wynika z (5.24) wkład składowej $I_{\{511\}}$ do intensywności linii 333 + 511 jest trzykrotnie większy w porównaniu ze składową $I_{\{333\}}$ a przesunięcie katowe ostatniej jest większe od przesunięcia katowego składowej $I_{\{511\}}$ (patrz (5.23)). Prowadzi to w konsekwencji do rozmycia i zniekształcenia linii dyfrakcyjnej 333 + 511. Przesunięcie tej linii jest więc wywołane uśrednionymi odkształceniami mierzonymi w dwóch kierunkach krystalograficznych. Jak wynika z porównania rysunków 5.41 i 5.42 z rysunkiem 5.30, zmiany wartości intensywności dewiatora w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych pomierzone doświadczalnie (Rys. 5.41 i Rys. 5.42) i obliczone z modelu kostkowego (Rys. 5.30) nie mają takiego samego charakteru. Jest to wywołane wpływem makronaprężeń, które nie są wywołane wzmocnieniem materiału lecz istnieje

nem w próbkach zdefektowanej warstwy wierzchniej. Przemieszczenie linii dyfrakcyjnej wywoływane jest zarówno przez makronapężenia jak i mikronapężenia zorientowane. Mikronapężenia zorientowane, które według Wasiliewa [46] są wywołane odkształceniami plastycznymi, przesuwają równolegle rozkład makronapężeń. Rozdzielenie wpływów makronapężeń i mikronapężeń zorientowanych na przesunięcie linii dyfrakcyjnej nie zawsze jest możliwe. Mikronapężenia zorientowane można pomierzyć tylko w tym przypadku gdy nie towarzyszą one makronapężeniom.

W przeciwieństwie do charakteru zmian intensywności dewiatora makronapężeń zmiany wartości pomierzonych średniokwadratowych mikroodkształceń w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych (Rys. 5.29) są podobne do przebiegu policzonych z modelu kostkowego [104] mikronapężeń (Rys. 5.30). Należy zaznaczyć, że przedstawione na rysunku 5.29 wartości średniokwadratowych mikroodkształceń mierzone były w kierunku prostopadłym do powierzchni bocznej próbki. Z tego rysunku wynika, że zmiany te są proporcjonalne do zmian ^{intensywności} dewiatora mikronapężeń resztkowych, policzonych z modelu kostkowego [104]. Na rysunku 5.31 przedstawiono wpływ długości pomiarowej L na przebieg pomierzonych średniokwadratowych mikroodkształceń. Z rysunku tego wynika, że wraz ze wzrostem długości pomiarowej L maleje zgodność przebiegu krzywych doświadczalnych (Rys. 5.31) z odpowiednią krzywą obliczeniową (Rys. 5.30).

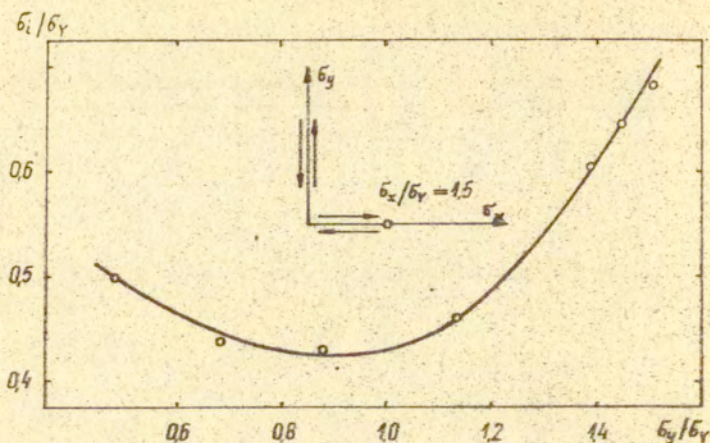
Wyraźne minimum na krzywej $\sqrt{\langle \epsilon^2 \rangle} - \epsilon \frac{\pi}{p}$ występuje w początkowej fazie odkształceń wtórnych (Rys.: 5.33, 5.37 i 5.38). Przy wzroście wtórnych odkształceń plastycznych wartości średniokwadratowych mikroodkształceń zaczynają maleć (Rys.: 5.37 i 5.38). Podobny przebieg obserwuje się na krzywej przedstawiającej uśrednienie z czterech pomiarów wartości średniokwadratowych mikroodkształceń (Rys. 5.39). Z takiego przebiegu krzywych nasuwa się wniosek, że wzmocnienie kinematyczne dominuje w pierwszej fazie odkształceń plastycznych o czym świadczy zgodność kształtów krzywych doświadczalnych i obliczeniowych przedstawionych na wyżej wymienionych rysunkach.

Przy wzroście wtórnych odkształceń plastycznych na krzywych $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2} - \epsilon_p^{\text{II}}$ (Rys.: 5.37, 5.38 i 5.39) obserwuje się obniżanie się pomierzonych wartości średniokwadratowych mikroodkształceń. Jeśli przyjąć, że proporcjonalność zmian mierzonych średniokwadratowych mikroodkształceń do policzonych zmian intensywności dewiatora mikronaprężeń świadczy o wpływie mikronaprężeń resztkowych na wzmocnienie kinematyczne, to brak takiej proporcjonalności przy wzroście wtórnych odkształceń plastycznych świadczyłby o zmniejszaniu się wpływu wzmocnienia kinematycznego przy wzroście odkształceń plastycznych. Na krzywych doświadczalnych $\sigma - \epsilon$ przy rozpatrywanych wartościach odkształceń plastycznych, tzn. takich przy których wartości $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}$ zaczynają maleć, obserwuje się jednak wzmocnienie materiału. Można stąd wyciągnąć wniosek o zmniejszaniu się wpływu wzmocnienia kinematycznego, przy większych odkształceniach plastycznych, na korzyść wzmocnienia izotropowego.

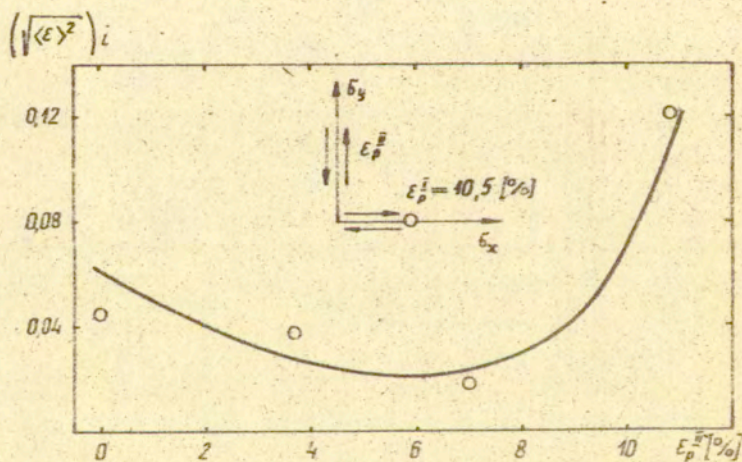
Porównanie krzywych na rysunkach 5.45 i 5.44 pokazuje, że doświadczalnie zmierzona wielkość $(\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})_i$ zależy w podobny sposób od wtórnego odkształcenia plastycznego ϵ_p^{II} jak i intensywność dewiatora mikronaprężeń resztkowych dla modelu kostkowego [104]. Jednak interpretacja fizyczna tych wielkości nie jest identyczna.

Wyniki pomiarów średniokwadratowych mikroodkształceń przedstawione w dodatku świadczą o tym, że rozkład $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}$ względem kierunku pomiaru nie jest izotropowy. Z przeprowadzonej analizy numerycznej jednak wynika, że $(\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})_{ij}$ nie jest symetrycznym tensorem drugiego rzędu. Świadczą o tym wyniki obliczeń składowej normalnej do powierzchni próbki: $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}_\perp = n_i (\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})_{ij} n_j$. Te policzone wielkości w wielu przypadkach były tego samego rzędu co i pomierzone lecz różniły się od nich wartością (w skrajnych przypadkach otrzymywano z obliczeń nawet wartości średniokwadratowych mikroodkształceń ujemne, co jest z definicji niemożliwe).

Pobieżne rozważania teoretyczne wydają się wskazywać na to, że istnieje możliwość tensorowego opisu zależności $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}$ od kierunku. Wymaga to, jak się wydaje, zastosowania tensorów o wyższej walencji.



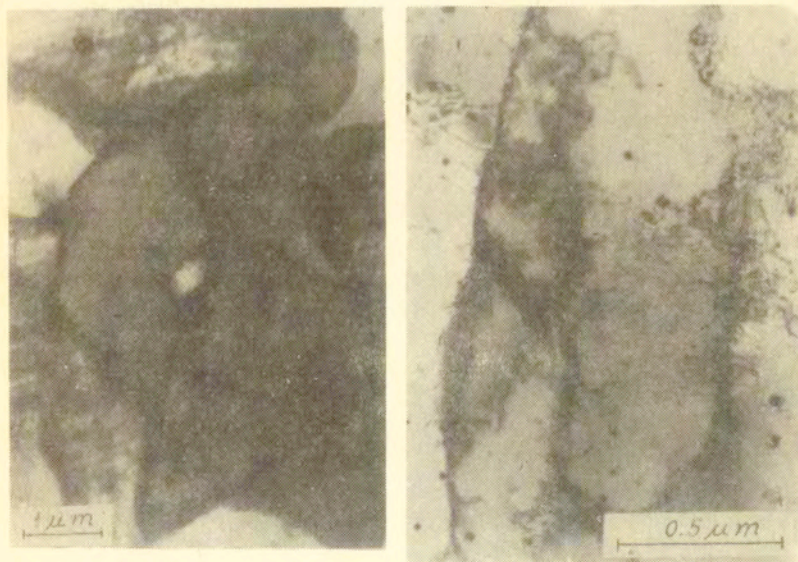
Rys.5.44. Zmiany intensywności dewiatora mikronapreżeń resztkowych policzone z modelu kostkowego [104] obciążonego na drodze przedstawionej na rysunku



Rys.5.45. Zmiany miary $(\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2})_i$ stopnia anizotropii rozkładu $\sqrt{\langle \epsilon \rangle^2}$ w funkcji kierunku i w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych, wywołane odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku

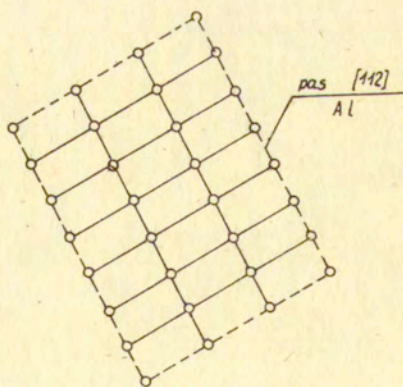
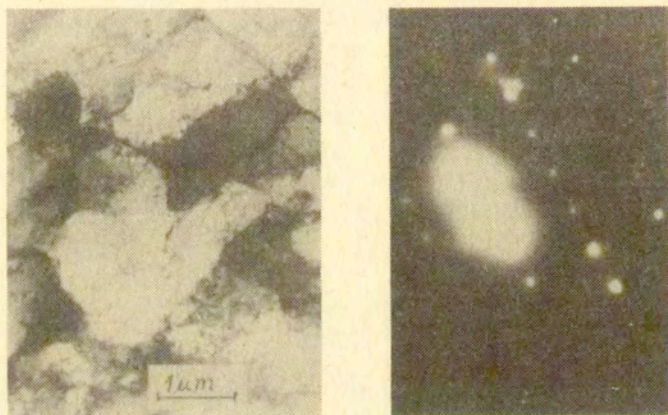
Badanie tych możliwości wykracza poza ramy niniejszej pracy. Wymaga to przeprowadzenia zarówno rozważań teoretycznych jak i kosztownych długotrwałych badań doświadczalnych oraz obliczeń numerycznych.

Oszacowana średnia efektywna wielkość bloków $\bar{D} = 70$ nm (Rys.: 5.34 do 5.36) a obliczona na jej podstawie gęstość dyslokacji (wzór (4.58)) $\rho_D = 6,12 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Przyjmując wektor Burgersa $b = \frac{1}{2}a[110]$: $E = 70,3 \text{ GPa}$ i $G = 25,9 \text{ GPa}$ [89]: $r/r_0 = 2 \cdot 10^3$ oraz $\langle \epsilon \rangle^2 = 0,2\%$ (Rys.: 5.34 do 5.36) ze wzorów: (4.61) i (4.62) otrzymamy $\rho_\epsilon = 3,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Ponieważ gęstość dyslokacji ρ_D oszacowana na podstawie policzonych wielkości bloków, jest tego samego rzędu co gęstość ρ_ϵ oszacowana na podstawie średniokwadratowych mikroodkształceń, to można wyciągnąć wniosek o ich chaotycznym ułożeniu [62]. Przemawia również za tym średnia wielkość energii błędów

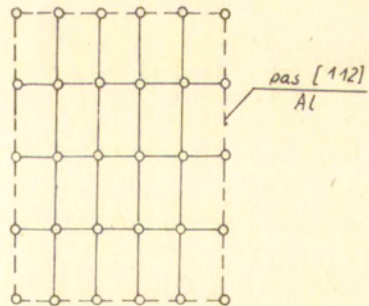
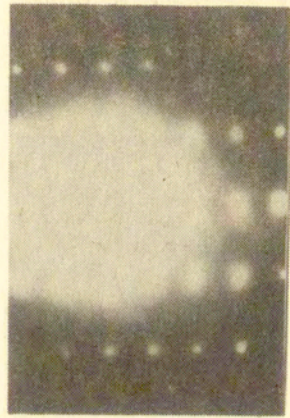
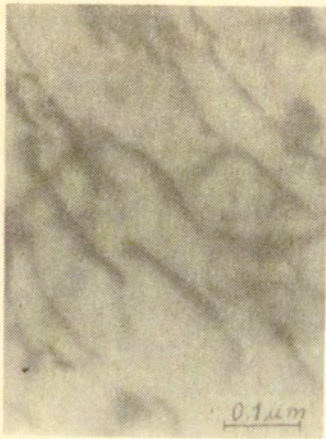


Rys.5.46. Struktura dyslokacyjna ($\epsilon_p^I = 9,4\%$)

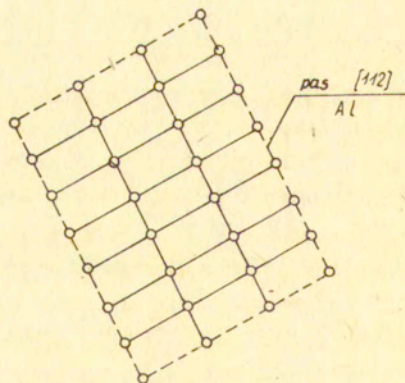
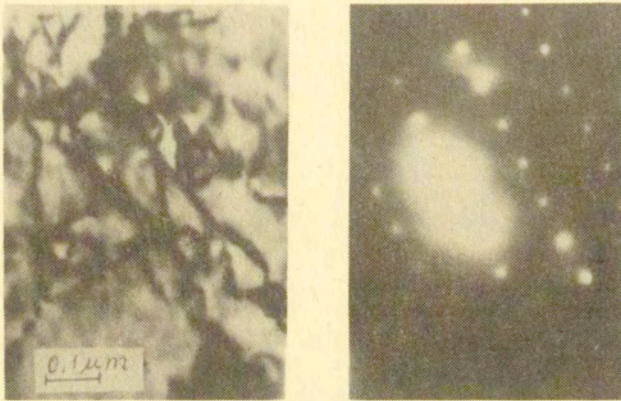
ułożenia $\sim 66 \text{ mJ/m}^2$. Wniosek taki potwierdzają zdjęcia przedstawione na rysunkach 5.46 do 5.49. Są to mikrofotografie cienkiej folii wykonane na transmisyjnym mikroskopie elektronowym BDS-540. Są to struktury charakterystyczne dla odkształconych metali o średniej energii błędów ułożenia.



Rys.5.47. Struktura dyslokacyjna ($\epsilon_{II}^p = 15,8 \%$)

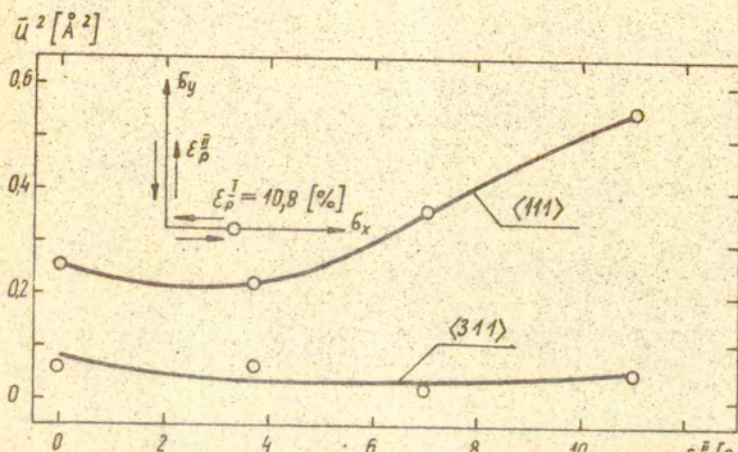


Rys.5.48. Struktura dyslokacyjna ($\epsilon_{II}^P = 15,8\%$)



Rys.5.49. Struktura dyslokacyjna ($\epsilon_p^B = 15,8\%$)

Na rysunku 5.50 przedstawiono wyniki pomiarów zniekształceń statycznych sieci krystalicznej w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych. Pomiarzy przeprowadzono na dyfraktometrze



Rys. 5.50. Zmiany statycznych zniekształceń sieciowych $\bar{u}^2 [\text{Å}^2]$ w funkcji wtórnych odkształceń plastycznych, wywołane odkształceniami plastycznymi na drodze obciążenia przedstawionej na rysunku

rentgenowskim DRON-3 stosując promieniowanie $\text{CuK}\alpha$ i analizator z wygiętego monokryształu LiF . Wyniki pomiarów opracowano na maszynie cyfrowej ODRA-1204 stosując program, schemat blokowy którego przedstawiono na rysunku 4.1. Większe wartości zniekształceń statycznych zmierzone w kierunku krystalograficznym $\langle 111 \rangle$ w porównaniu z ich wielkościami pomierzonymi w kierunku $\langle 311 \rangle$ świadczą o tym, że podczas odkształceń plastycznych przeważał mechanizm poślizgowy.

Przedstawione na rysunkach 5.4 do 5.9 figury biegunowe, aczkolwiek nie dotyczą bezpośrednio tezy pracy, dają pogląd o mechanizmach prowadzących do powstania anizotropii mechanicznej wskutek dużych odkształceń plastycznych materiałów polikrystalicznych.

6. WNIOSKI

Przeprowadzone badania technicznej miedzi i stopu alumi-
niowego PA4 metodami mechaniki, rentgenowskimi oraz elektro-
nomikroskopowymi pozwoliły na sformułowanie następujących
wniosków:

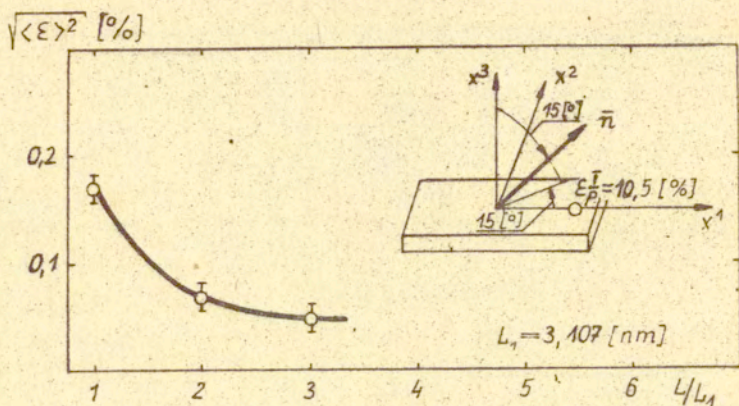
1. Wzmocnienie kinematyczne materiałów polikrystalicz-
nych zależy od pól mikronaprężeń własnych.
2. Wkład wzmocnienia kinematycznego i izotropowego w
w ogólne wzmocnienie jest zmienny i zależy od wiel-
kości odkształceń plastycznych.
3. Zmiana kierunków własnych tensora płaskiego stanu
makronaprężeń resztkowych może być pewną miarą
pamięci materiału.
4. W materiałach polikrystalicznych o średniej energii
błędów ułożenia podczas odkształceń plastycznych po-
wstają niejednorodne rozkłady dyslokacji, jako wynik
złożonych odkształceń plastycznych.
5. Wyznaczone metodą rentgenowską średnie wielkości ob-
szarów rozpraszania spójnego (bloków) są rzędu śred-
nich odległości międzydyslokacyjnych, obserwowanych
w obszarach o większej gęstości dyslokacji.

DODATEK

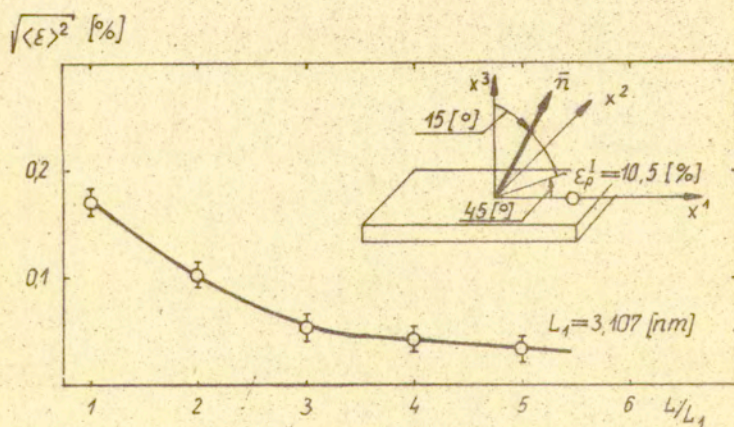
W dodatku przedstawiono wyniki pomiarów średniokwadratowych mikroodkształceń, jako funkcji długości pomiarowej L , wywołanych odkształceniami plastycznymi na drogach obciążenia przedstawionych na rysunkach od D1 do D20.

Na tych rysunkach wektory n oznaczają makrokierunki pomiarów rentgenowskich. Wektory \bar{n} zadawane są kątami ψ i φ (Rys. 4.5 i rys. 5.1).

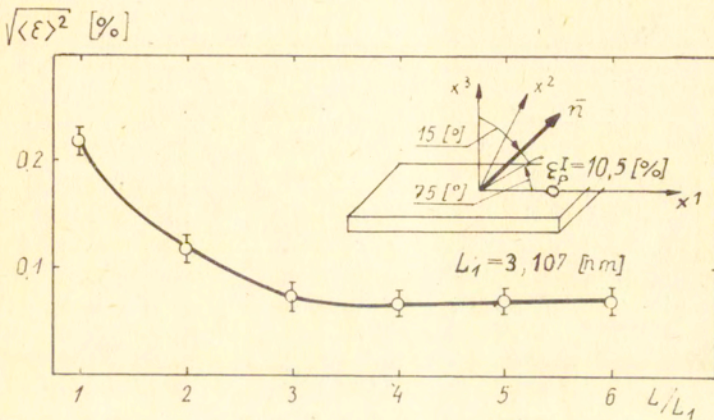
Wartości kątów ψ i φ są podane na cytowanych rysunkach. Odkształcenie wstępne ϵ_p^I realizowano zgodnie z kierunkiem walcowania (kierunek x^1) a odkształcenia wtórne prostopadle do kierunku walcowania (kierunek x^2). Przedstawione wyniki pomiarów, dla długości pomiarowej $L = L_1$, wykorzystano do obliczania pewnej miary $(\sqrt{\langle \epsilon^2 \rangle}_1)$ stopnia anizotropii rozkładu średniokwadratowych mikroodkształceń jako funkcji kierunku pomiarowego \bar{n} . Wyniki obliczeń przedstawiono na rysunku 5.45.



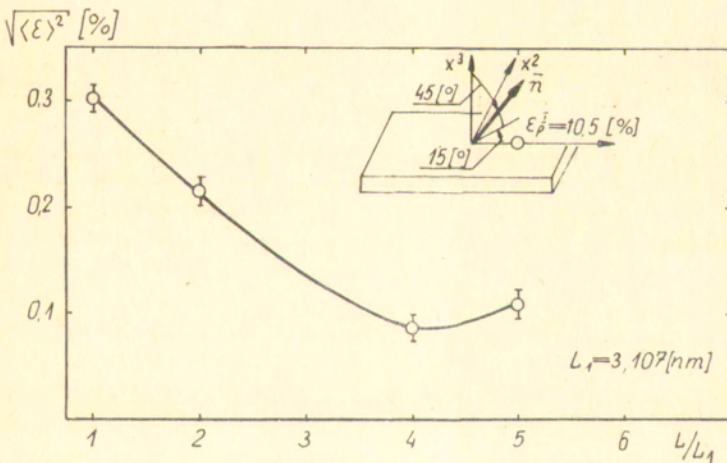
Rys. D 1.



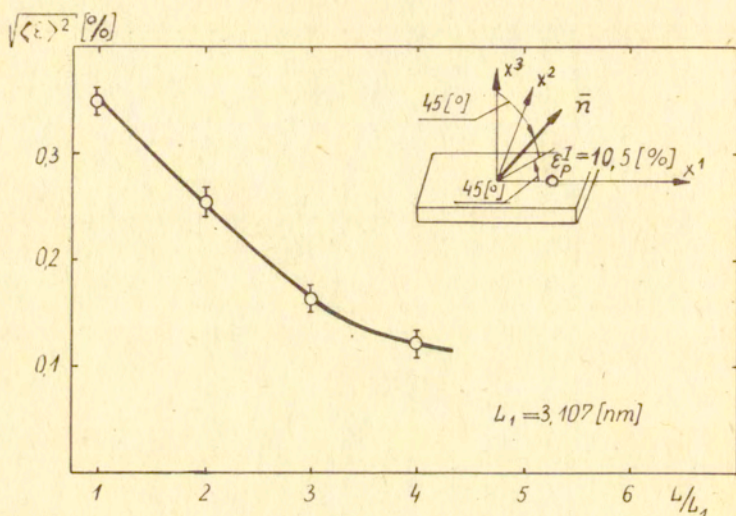
Rys. D 2.



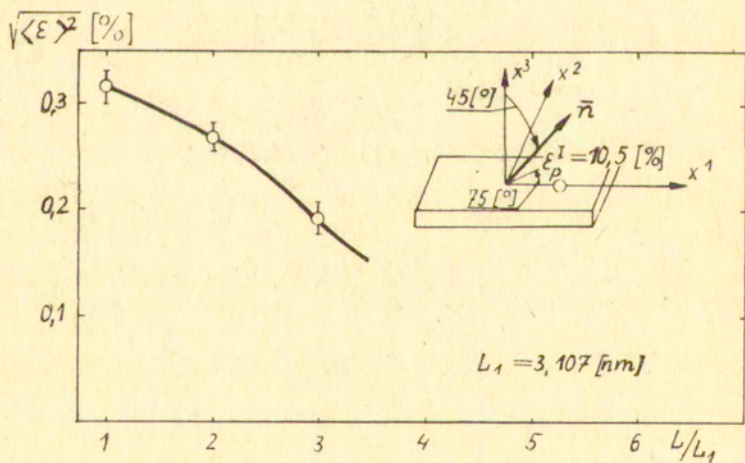
Rys. D 3.



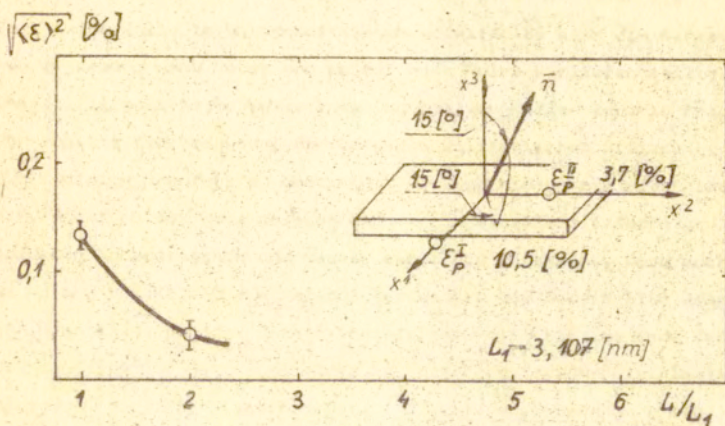
Rys. D 4.



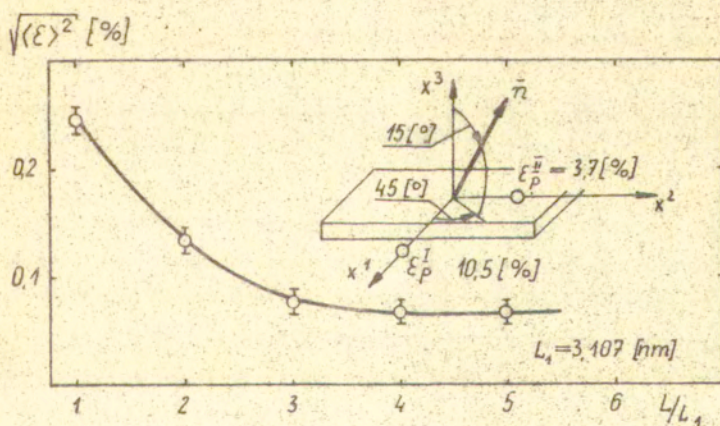
Rys.D 5.



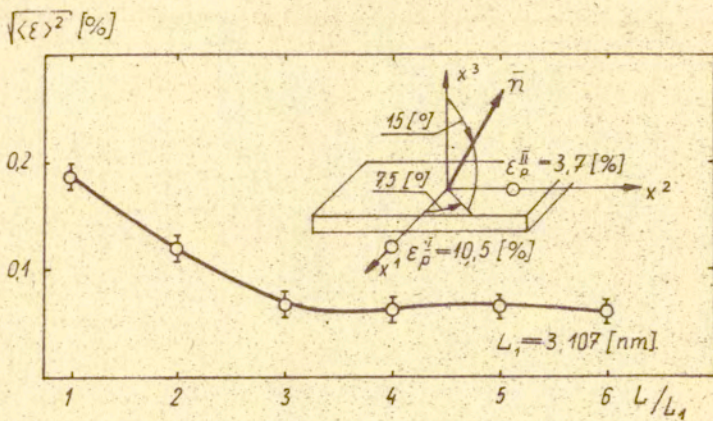
Rys.D 6.



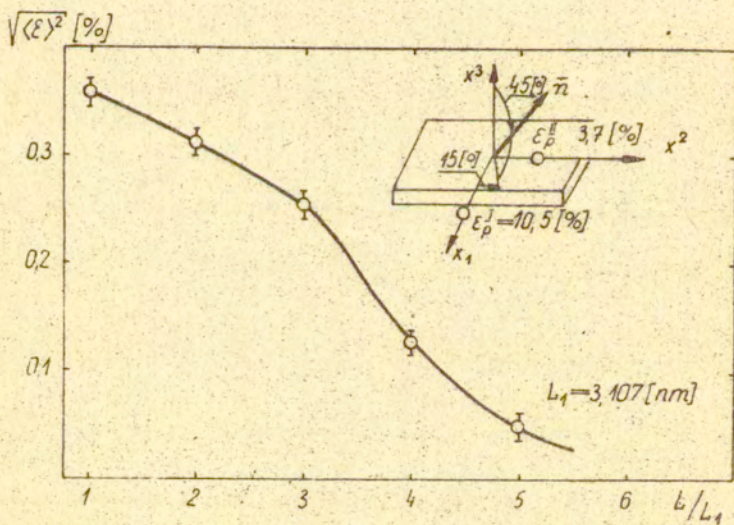
Rys.D 7.



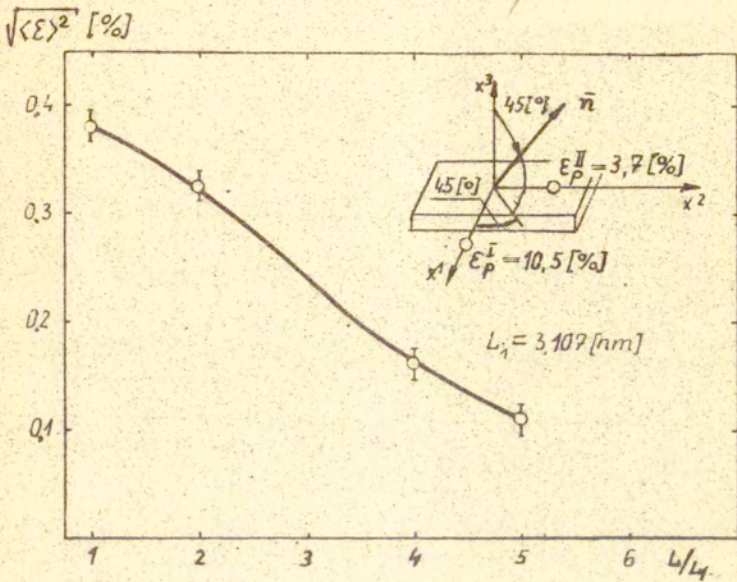
Rys.D 8.



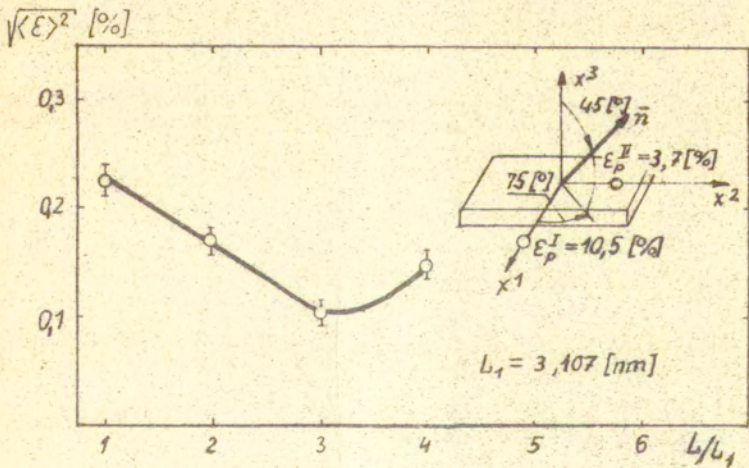
Rys.D 9.



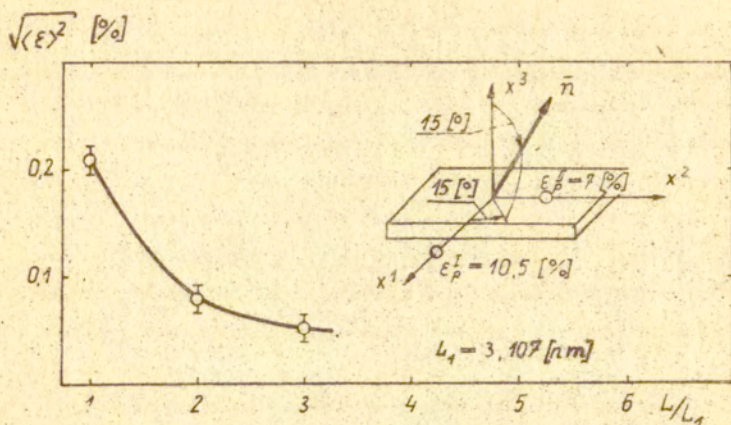
Rys.D 10.



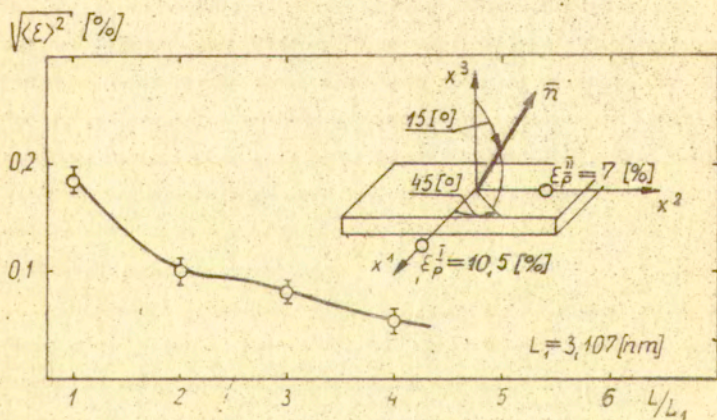
Rys. D 11.



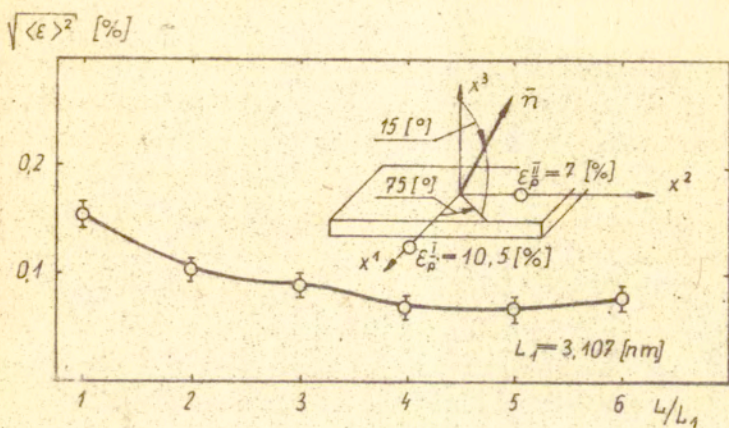
Rys. D 12.



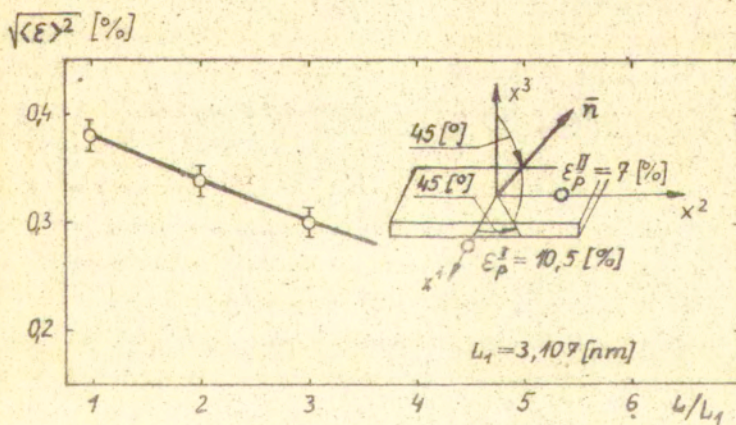
Rys. D 13.



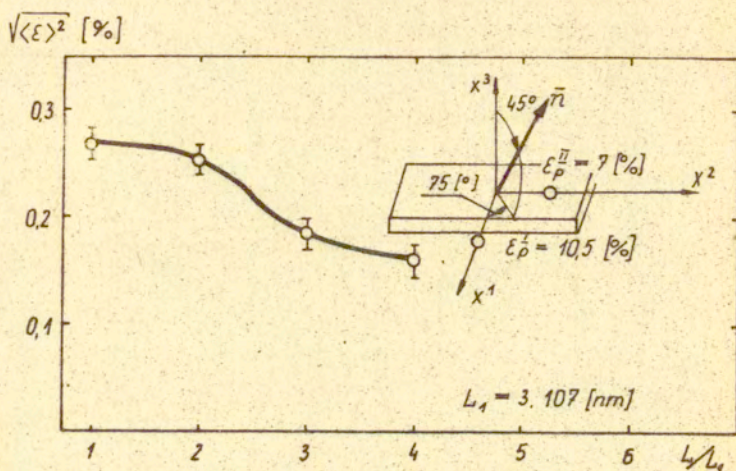
Rys. D 14.



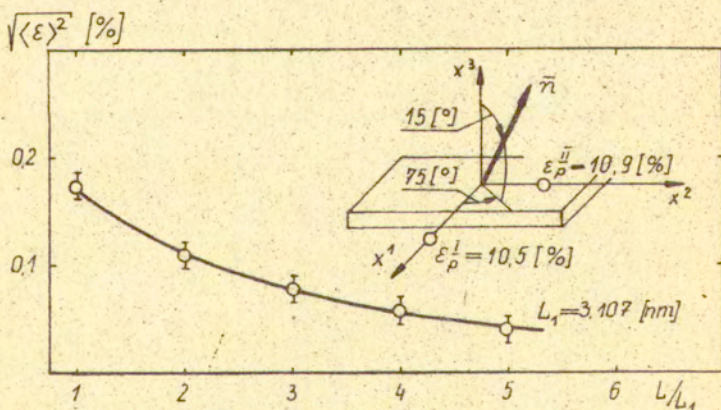
Rys.D 15.



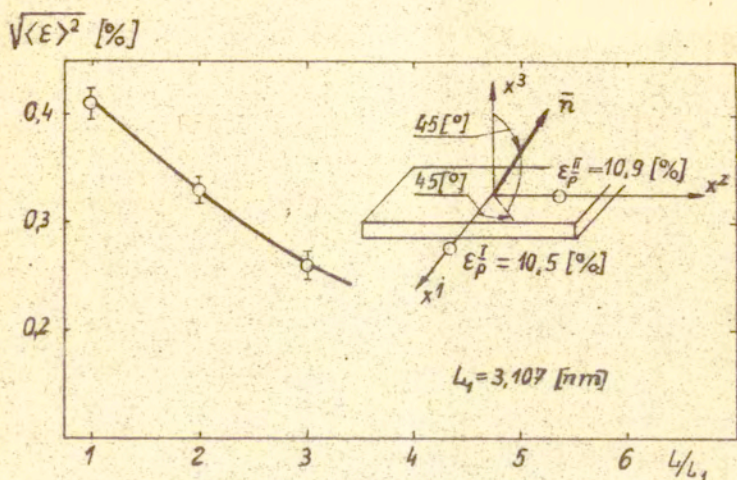
Rys.D 16.



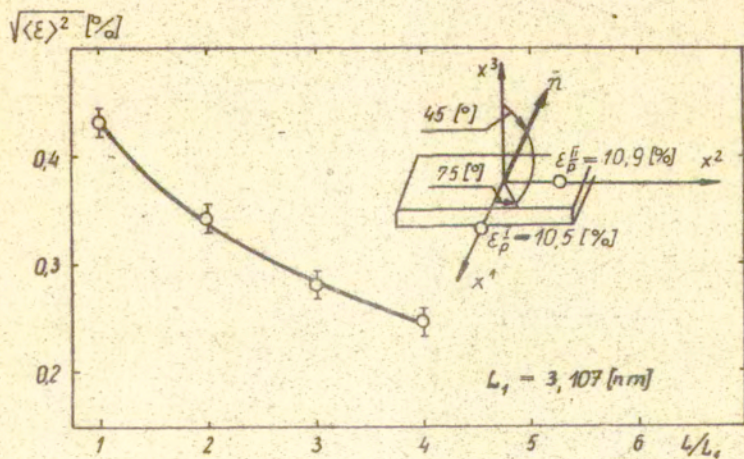
Rys. D 17.



Rys. D 18.



Rys. D 19.



Rys. D 20.

LITERATURA

1. ИЛЛИНСКИЙ А.Ю., Укр. Математический Журнал, 6, 3, 1954, 314.
2. PRAGER W., The Theory of Plasticity; A Survey of recent Achievement James Clayton Lecture Proc. Inst. Mech. Engrs, 1969, 1955, 41.
3. SHIELD R. T., ZIEGLER H., Zeitschr. Angew. Math. Phys. /ZAMP/, 19a, 1958, 260.
4. КАДАШЕВИЧ Ю.И., НОВОЖИЛОВ В.В., Прикл. Матем. и Механика, 22, 1958, 78.
5. BAŁTOW A., SAWCZUK A., Acta Mech., 1, 1965, 81.
6. MIASTKOWSKI J. i SZCZEPINSKI W., Int.J. Solids Structures, 1, 1965, 189.
7. MROZ Z., J. Mech. Phys. Solids, 15, 1963.
8. ПАВЛОВ В.А., Физические основы пластической деформации металлов, Изд. АН СССР, 1962.
9. GORELIK S. S., Recrystallization in metals and alloys, Mir publishers, Moscow, 1981.
10. HONEYCOMBE R. W. K., The plastic deformation of metals, Edward Arnold Publishers, London, 1977.
11. HULL D., Dyslokacje, PWN Warszawa, 1978.
12. JAOUŁ B., Etude de la Plasticite et Application aux Metaux, Dunod, Paris, 1964.
13. MIASTKOWSKI J., Mech. Teoret. i Stos., 2, 5, 1966, 5.
14. SZCZEPINSKI W., MIASTKOWSKI J., J. Mech. Phys. Solids, 16, 1968, 153.
15. MIASTKOWSKI J., Mech. Teor. i Stos., 3, 11, 1973, 297.
16. MIASTKOWSKI J., Arch. of Mech., 30, 2, 1978, 203.
17. PORTEVIN A., LESHATELIER M.A., Comptes Rendus, 176, 1923, 507.
18. KLEPACZKO J., MALINOWSKI Z., Rozpr. Inżyn., 21, 2, 1973,

213.

19. ДАВИДЕНКОВ Н.Н., Рентгенография в применении к исследованию материалов, Москва, ОНТИ, 1936, 393.
20. ДАВИДЕНКОВ Н.Н., Завод. лаб., 25, 3, 1959, 318.
21. ТЕДЛОРА., Рентгеновская металлография, Москва, Металлургия 1965.
22. ГИЛЬЕ А., Рентгенография кристаллов, Москва ИФМЛ 1961.
23. WOLFSTIEG U., MACHERAUCH E., НТМ, 31, 1/2, 1976, 2.
24. ПОЗДЕЕВ А.А., НЯШИН Ю.И., ТРУСОВ П.В., Остаточные напряжения - теория и приложения, Москва, Наука, 1982.
25. ВАСИЛЬЕВ Д.М., СМЕРНОВ Б.И., УЭН, 73, 3, 1961, 503.
26. HAYN E., Stahl und Eisen., 37, 1917, 470.
27. BOLLEWRATH F., HAUKE V., OSSWALD F., Z. VDI, 83, 1939, 129.
28. WOOD W., Philos. Mag., 18, 1934, 435.
29. WOOD W., Philos. Mag., 19, 1935, 219.
30. WOOD W., Proc. Roy. Soc., A172, 1939, 231.
31. РОВИНСКИЙ Б.М., ЖЭТФ, 8, 1938, 96.
32. WOOD W., SMITH S., Nature, 146, 1940, 400.
33. SMITH S., WOOD W., Proc. Roy. Soc., A176, 1940, 398.
34. WOOD W., SMITH S., Proc. Roy. Soc., A178, 1941, 93.
35. WOOD W., SMITH S., J. Inst. Metals, 67, 1941, 315.
36. SMITH S., WOOD W., Proc. Roy. Soc., A179, 1942, 450.
37. SMITH S., WOOD W., Proc. Roy. Soc., A181, 1942, 72.
38. SMITH S., WOOD W., Proc. Roy. Soc., A182, 1944, 404.
39. ДАВИДЕНКОВ Н.Н., ЖТФ, 14, 1944, ?.
40. MACHERAUCH E., MULLER P., Naturwiss, 44, 1957, 389.
41. GLOCKER R., MACHERAUCH E., Naturwiss, 44, 1957, 532.
42. LEIBER C., MACHERAUCH E., Naturwiss., 45, 1958, 35.
43. MACHERAUCH E., Naturwiss., 45, 1958, 125.
44. MACHERAUCH E., MULLER P., Zs. Metallkunde, 49, 1958, 324.
45. KOLB K., MACHERAUCH E., Naturwiss., 46, 1959, 624.
46. MACHERAUCH E., MULLER P., Arch EHW, 52, 1961, 196.
47. LEIBER C., MACHERAUCH E., Zs. Metallkunde, 52, 1961, 196.
48. ВАСИЛЬЕВ Д.М., ФМЛ, 14, 5, 1962, 737.
49. ВАСИЛЬЕВ Д.М., ФМЛ - труды ЛПИ, 39, 1973, 331.
50. РУСАКОВ А.А., Рентгенография металлов, Москва, Атамиздат, 1977.

51. АНИЩИК В.М., Гуманский Г.А., Структурный анализ, Минск. изд. БГУ, 1979.
52. BOJARSKI Z., BOŁD T., Prace IH, 22, 1970, 115.
53. WILSON A.I. C., Proc. Phys. Soc., London, 80, pt 1, 513, 1962, 286.
54. Wilson A. I. C., Proc. Phys. Soc. London, 81, pt1, 519, 1963 41.
55. KALINOWSKA E., LIBRANT Z. i OZGOWICZ W., Rentgenografia stosowana, prace Komitetu Krystalografii II PAN, Warszawa-Wrocław PWN, 1976, 56.
56. WARREN B.E., AVERBACH B.L., J. Appl. Phys., 21, 6, 1950, 595.
57. WARREN B. E., X-ray diffraction-Reading, Mass. Addison-Wesley, 1969, 381.
58. УОРРЕН Б., Успехи физики металлов, 5, Москва, ГИИТ, Металлургия, 1963, 172.
59. BRECZKO T., X Conference on Appl. Crystallography, Katowice, 1980, 306.
60. ANISIMOW M., BRECZKO T., DROBINOWA I., Zesz. Nauk. P Białost. Mat. Fiz. - Chem., 6, 1980, 25.
61. BRECZKO T., J. of Techn. Phys., 1, 1983.
62. ВИШНЯКОВ Я.Д., Современные методы исследования деформированных кристаллов, Москва, Металлургия, 1975.
63. REED R.P., SHRAMM R.E., J. Appl. Phys., 45, 11, 1974, 4705.
64. SMALLMAN R.E., WESTMACOTT R.E., Philos. Mag., 2, 1957, 669.
65. WILLIAMSON G.K., SMALLMAN R.E., Philos. Mag., 1, 1956, 34.
66. WILLIAMSON G., SMALLMAN R., Philos. Mag., 9, 1964, 565.
67. ВАСИЛЬЕВ Д.М., ТИТОВЕЦ Ю.Ф., Завод. Лаб., 1977, 1235.
68. BRECZKO T., Wear, 82, 1982, 27.
69. НОВИКОВ И.И., Дефекты кристаллического строения металлов, Металлургия Москва, 1975.
70. BRECZKO T., VIII Sympozjum doświadczalnych badań w mechanice ciała stałego, Warszawa, 1978, 113.
71. BRECZKO T., Wear, 80, 1982, 83.
72. BRECZKO T., KARP J., Wissenschaftliche Beiträge, Ingenieurhochschule Zwickau, 1982, 197.

73. BRECZKO T., Urządzenie do obciążania próbek, patent Nr 126705.
74. HILL R., Proc. Phys.Soc., A65,389,1952,349.
75. REUSS A., Z.Angew. Math. und Mech., 9, 1,1929,49.
76. VOIGHT W., Lehrbuch der Kristallphysik, Berlin, Taubner, 1928,962.
77. BOLLENRATH F., HAUKE V., MULLER H.H., Z.Metallkunde, 58, 1967,76.
78. ШЕРМЕГТОР Т.Я., Теория упругости микронеоднородных сред, Наука Москва,1977.
79. KARP J., Informacja własna.
80. COULOMB P., Tekstura w metalach o sieci regularnej, PWN Warszawa,1977.
81. ВИШНЯКОВ Я.Д., БАБАРОКО А.А., ВЛАДИМИРОВ С.А., ЭГИЗ И.В., Образование текстур в металлах и сплавах,Наука,Москва,1979
82. БОРОДКИНА М.М., СПЕКТОР Э.Н., Рентгенографический анализ текстур металлов и сплавов,Металлургия Москва,1981.
83. CULLITY B.D., Podstawy dyfrakcji promieni rentgenowskich PWN Warszawa,1964.
84. FANINGER G., HAUKE V., HTM,31,1/2,1976,98.
85. SZCZEPINSKI W., Arch. Mech., 2,15,1963,275.
86. SZCZEPINSKI W., Introduction to the Mechanics of Plastic Forming of Metals, PWN Warszawa,1979.
87. ДЕЛЬ Г.Д. Технологическая механика, Машиностроение Москва,1978.
88. ВИШНЯКОВ Я.Д., Дефекты упаковки в кристаллической структуре, Metallurgia Москва,1970.
89. ФРАНЦЕВИЧ И.Н., ВОРОНОВ Ф.Ф., БАКУТА С.А., Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов, Наукова Думка, Киев,1982.
90. ANISIMOWICZ M., BRECZKO T., Sympozjum doświadczalnych badań w mechanice ciała stałego Warszawa 1980,14.
91. BRECZKO T., Arch.Mech., 5-6, 1983.
92. BRECZKO T., 24th Polish Solid Mechanics Conference, Jachranka,1983,49.
93. ГИНДИН И.А., НЕКЛЕЦКОВ И.М., Физика программного упрочения, Наукова Думка, Киев,1979.

94. SZCZEPINSKI W., Mechanika plastycznego płynięcia, PWN Warszawa, 1978.
95. ДАНИЛОВ В.Л., Изв. АН СССР, Механика твёрдого тела, 6, 1979, 146.
96. КАДАШЕВИЧ Ю.И., НОВОМИЛОВ В.В., Механика твёрдого тела, 3, 1968, 82.
97. КАДАШЕВИЧ Ю.И., НОВОМИЛОВ В.В., Прикл. Математика и механика, 32, 1968, 908.
98. BESSELING J.F., Net. Aero. Res. Inst. Amsterdam Rep., S-410, 1953.
99. BESSELING I. F., J. Appl. Mech., 25, 4, 1958.
100. FRAGER W., J. Appl. Mech., 23, 4, 1956, 493.
101. LIN T.H., J. Mech. Phys. Solids., 12, 1964, 391.
102. LIN T. H., ITO M., J. Mech. Phys. Solids., 13, 1964, 103.
103. LIN T.H., ITO M., Int. J. Enging. Sci., 4, 1966, 543.
104. SZCZEPINSKI W., Arch. Mech., 32, 3, 1980, 431.
105. SLIWOWSKI M., Informacja własna.
106. BRECZKO T., Uchwyt do próbek, patent Nr 126749.
107. ПОПОВ Л. Е., КОБЫТЕВ В. С., КОВАЛЕВСКАЯ Т. А., Пластическая деформация сплавов, Москва Металлургия, 1984
108. HIRSCH P. V. in: Physics of metals, vol 2, p. 189, London 1975

SPIS TREŚCI

	str.
1. WPROWADZENIE I CEL PRACY	4
2. MECHANIZMY ODKSZTAŁCENÍ PLASTYCZNYCH I WZMOCNIENIE MATERIAŁÓW POLIKRYSTALICZNYCH	10
3. NAPRĘŻENIA WŁASNE WYWOŁANE ODKSZTAŁCENIAMI PLASTYCZNYMI	14
4. METODYKI BADAN RENTGENOWSKICH	19
4.1 Algorytm i program obliczania zniekształceń stacycznych sieci krystalicznej (naprężenia III-go rodzaju)	19
4.2 Algorytmy i programy obliczania mikronaprężeń (zniekształceń sieciowych II-go rodzaju) oraz wielkości obszarów rozpraszania spój- nego (bloków)	22
4.3 Algorytmy i programy obliczania prawdopodo- bieństwa występowania błędów ułożenia, ich energii oraz rzeczywistej wielkości bloków	34
4.4 Algorytmy obliczania gęstości dyslokacji	38
4.5 Algorytmy i programy obliczania makrona- prężeń i mikronaprężeń zorientowanych	39
5. BADANIA DOSWIADCZALNE	43
5.1 Materiał badany	46
5.2 Przygotowanie próbek i badania wstępne	47
5.3 Badanie efektu pamięci materiału	64
5.4 Badanie wpływu pola naprężeń reszkowych na wzmocnienie materiału polikrystalicznego	69
5.5 Dyskusja otrzymanych wyników	88
6. WNIOSKI	100
7. DODATEK	101
8. LITERATURA	112