

7.72 — plastyczność, reologia

7.75 — dyslokacja

Praca doktorska

Paweł Dłużewski

ZASTOSOWANIE TEORII POŚLIZGÓW
DO OPISU PROCESÓW
DEFORMACJI NIESPREŻYSTYCH

37/1985

P. 269a

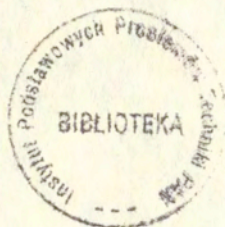


WARSZAWA 1985

<http://rcin.org.pl>

Praca doktorska

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 21 czerwca 1985 r.



56912



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 170 egz. Ark.wyd. 3,4 Ark.druk. 5,5

Oddano do drukarni we wrześniu 1985 r.

Nr zamówienia 500...

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul. Śniadeckich 8

Paweł Dłużewski
Samodzielna Pracownia
Teorii Materiałów Niesprężystych

ZASTOSOWANIE TEORII POŚLIZGÓW
DO OPISU PROCESÓW DEFORMACJI NIESPRĘŻYSTYCH

S t r e s z c z e n i e

Porównanie ewolucji kształtu powierzchni plastyczności z założeniami teorii poślizgów było przyczyną zastosowania koncepcji termicznej aktywacji procesu poślizgu. W pracy przedstawiono różne próby zastosowania tej koncepcji. Dla każdej z nich otrzymana została ewolucja kształtu powierzchni plastyczności.

Przeprowadzono próbę opisu wzmocnienia materiału, m.in. wzmocnienia wynikającego ze wzajemnego blokowania się różnie zorientowanych systemów poślizgu. Otrzymano ciekawe rezultaty. Sugerują one, że wewnątrz-systemowe oddziaływania barier energetycznych odgrywają decydującą rolę w umacnianiu się materiału. Pozostaje to w sprzeczności z większością koncepcji teoretycznych, próbujących opisać wzmocnienie jako wynik wzajemnego blokowania się systemów poślizgu. Wykazano, że efekt blokowania może wpłynąć na osłabienie poprzecznego materiału.

I. WSTĘP

1. Wprowadzenie

Opis deformacji plastycznej metali może być dokonany poprzez przyjęcie stosunkowo prostego, efektywnego, matematycznego modelu, który ma przede wszystkim znaczenie praktyczne. Pozwala to na rozwiązywanie problemów brzegowych.

Inny model teoretyczny, utworzony na gruncie fizyki ciała stałego, np. model ruchu określonych dyslokacji, o których zakłada się, że oddziałują na siebie w pewien szczególny sposób, może również prowadzić do opisu deformacji. Pierwszy z wymienionych opisów ma znaczenie praktyczne, drugi głównie poznawcze. Różnice są zasadnicze i często trudno doszukać się jakichkolwiek relacji między tymi modelami.

Teoria poślizgów Batdorfa i Budiansky'ego /1949/ była próbą stworzenia opisu znajdującego się na pograniczu obu tych modeli. Z jednej strony czerpała z fizyki ciała stałego, z drugiej strony z mechaniki makroskopowej, przyjmując sposób uśrednienia odkształceń, łączący lokalny poślizg z tensorem odkształceń plastycznych.

Opublikowana w 1949 r. teoria miała przede wszystkim znaczenie poznawcze i właściwie do tej pory nie była stosowana praktycznie do rozwiązywania zagadnień brzegowych, była jedną z koncepcji przyjęcia struktury wewnętrznej.

2. Cel pracy

Rozwój badań nad ewolucją powierzchni plastyczności dostarczył nowych, ciekawych wyników o własnościach plastycznych metali. Nie były one znane twórcom teorii poślizgów

Batdorfowi i Budianskiemu w 1949 roku.

Nowe wyniki wywarły duży wpływ na istniejące poglądy nt. umocnienia materiału, gdyż ujawniły konieczność weryfikacji dotychczasowych modeli teoretycznych w celu opisu zauważonych efektów np. Kurtyka /1983/; Eisenberg /1984/. Problem ten stał się jednak bardzo skomplikowany na gruncie klasycznej teorii plastyczności.

Chęć wykorzystania informacji zawartych w obserwowanej doświadczalnie ewolucji powierzchni plastyczności oraz zaskakujące relacje zachodzące między wynikami eksperymentalnymi, a założeniami teorii poślizgów wyznaczyły cel tej pracy - zaproponowanie równań konstytutywnych teorii poślizgów na podstawie analizy zachowania się powierzchni plastyczności, czyli na gruncie mechaniki makroskopowej.

Teoria poślizgów powstała na podstawie obserwacji fizycznych deformacji. Dlatego też drugim celem pracy było przyjęcie do opisu makroskopowego takich równań konstytutywnych, które wynikają bezpośrednio z fizyki ciała stałego. Wiązało się to z próbą rozwoju teorii poślizgów w kierunku podstaw fizycznych deformacji.

Trzecim celem pracy była identyfikacja parametrów w przyjętych równaniach konstytutywnych, tak aby wykazać zgodność przyjętego modelu z wynikami doświadczalnymi. Był to problem złożony i prowadził niekiedy do zmian przyjmowanych równań oraz do próby wyjaśnienia, dlaczego przyjmowane w literaturze, czasami wielokrotnie, równania nie dały lub nie dają w pewnych zakresach wyników zgodnych z eksperymentem.

II. FIZYKALNE PODSTAWY DEFORMACJI PLASTYCZNYCH I WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH

1. Podstawy fizykalne

1.1. Wytrzymałość struktury wewnętrznej metali

Metale mają strukturę krystaliczną. Tworzą one konfigurację przestrzenną powtarzającą się okresowo w trzech kierunkach. Zakładając, że deformacja plastyczna polega na przesuwaniu się jednego rzędu atomów względem drugiego można wyliczyć teoretyczną siłę ścięcia struktury, rys. 2.1, Frenkel /1926/.

Przyjmując sinusoidalny charakter zmiany siły, naprężenie określone jest zależnością:

$$/2.1/ \quad \tau = \frac{G b}{2 \pi a} \sin \frac{2 \pi x}{b},$$

gdzie G jest modulem sprężystości poprzecznej, b - odległością atomów w kierunku działania naprężenia ścinającego, a - odległością sąsiednich rzędów atomów. Stąd teoretyczne naprężenie ścięcia, $\tau_0 = \frac{Gb}{2\pi a}$, powinno być rzędu $10^{-1} \times G$.

Wytrzymałość zbliżoną do teoretycznej posiadają jedynie wiskersy, patrz Brenner /1958/. W normalnych monokryształach obserwowane doświadczalnie naprężenia krytyczne są rzędu $10^{-6} \div 10^{-4} G$, Hull /1975/.

Te rozbieżności zaczęto tłumaczyć obecnością dyslokacji Taylor /1934/, Orowan /1934/, Polanyi /1934/.

Oprócz ruchu dyslokacji, odkształcenie plastyczne może być spowodowane innymi mechanizmami płynięcia. Procesowi deformacji towarzyszy powstawanie, przemieszczanie się i zanikanie innych defektów punktowych i przestrzennych. Z uwagi na złożoność problemu deformacji z punktu widzenia fizyki

dalsze rozważania zostały ograniczone do opisu podstawowego mechanizmu deformacji niesprężystej związanej z ruchem dyslokacji.

1.2. Dyslokacje

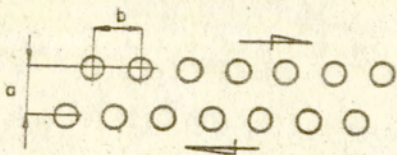
Dyslokacje, będące liniowymi zaburzeniami sieci krystalicznej powodują obniżenie teoretycznej wytrzymałości struktury. Peierls /1940/ i Nabarro /1947/ uzyskali oszacowanie maksymalnego naprężenia τ_0 /potrzebnego do przesunięcia dyslokacji krawędziowej/ na poziomie naprężeń krytycznych otrzymanych eksperymentalnie.

Poruszające się dyslokacje w rzeczywistych kryształach natrafiają na bariery. Do pokonania tych barier jest potrzebne $\tau > \tau_0$. Prowadzi to do powstawania naprężeń wewnątrz ziarn /tzw. naprężenia III rodzaju/. Aby pokonać taką barierę musi nastąpić wokół niej spiętrzenie naprężenia. Spiętrzenie to powstaje ze względu na oddziaływanie sąsiednich dyslokacji, lub też pod wpływem wyginania się dyslokacji, rys. 2.2, Cottrell /1964/, Hull /1970/.

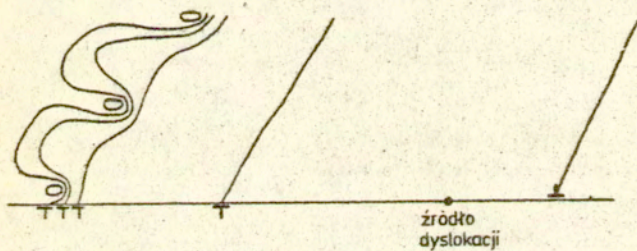
Pokonywanie barier, którymi są granice krystalitów powoduje powstawanie naprężeń między ziarnami /tzw. naprężenia II rodzaju/ i może prowadzić do zarodkowania dyslokacji w ziarnach nie uplastycznionych, rys. 2.3, Hull /1975/.

Do opisu odkształceń makroskopowych kryształu, w którym przemieszczają się dyslokacje, przyjęto stosować zależność Orowana $\dot{\epsilon} = \rho \cdot b \cdot v$, gdzie b - moduł wektora Burgersa, v - średnia prędkość dyslokacji, ρ - współczynnik zwany gęstością dyslokacji. Przy rozpatrywaniu ruchu różnego rodzaju dyslokacji $\dot{\epsilon} = b / v_1 \rho_1 + v_2 \rho_2 + \dots /$.
W wypadku złożonego stanu naprężenia

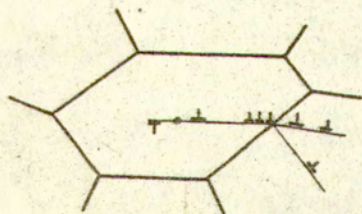
/2.2/
$$\dot{\epsilon} = \sum_i b_i \rho_i v_i m_i \cdot \underline{S}_i$$



Rys.2.1



Rys.2.2



Rys.2.3

gdzie $\dot{\underline{\epsilon}} = \dot{\underline{\epsilon}} + \dot{\underline{\omega}}$, $\underline{\omega}$ - tensor obrotu plastycznego, \underline{m} , \underline{s} - wektory jednostkowe określające orientację i-tego systemu poślizgu.

Do opisu prędkości ścinania kryształu, spowodowanego ruchem dyslokacji zostało zastosowane przez Seegera /1954, 1955/ równanie Arrheniusa

$$12.3/ \quad \dot{\epsilon} = b_0 A v_0 \cdot \exp \left\{ \frac{U_0 + r(\epsilon) \cdot (\tau - \tau_0)}{kT} \right\}$$

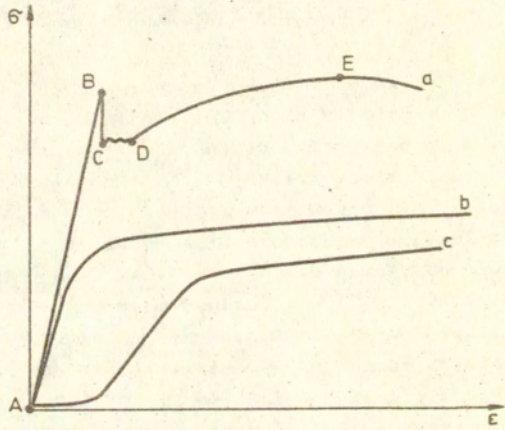
Wyrażenie $U_0 + r(\epsilon) \cdot (\tau - \tau_0)$ jest aproksymacją liniową zależności $U(\tau)$ w pobliżu $\tau = \tau_0$, gdzie τ - naprężenia zewnętrzne, τ_0 - naprężenia wewnętrzne wokół dyslokacji wywołane przeszkodami atermicznymi /działające przeciwnie do τ /, r - współczynnik nazywany objętością aktywacji, $r = b d \cdot l$, d - średnica dyslokacji przebijających płaszczyznę poślizgu /odległość na której wykonywana jest praca potrzebna do wyrwania dyslokacji/, l - odległość między przeszkodami na których następuje wygięcie dyslokacji, Seeger /1957/.

W literaturze można znaleźć wiele innych koncepcji opisu zachowania się dyslokacji Gilman /1969/, Nabarro /1967/, Często jest to łączone z określonymi obszarami temperatury i prędkości deformacji, Perzyna /1978/.

2. Wyniki badań eksperymentalnych

2.1. Płynięcie plastyczne podczas próby rozciągania

Jedną z najprostszych metod badania zdolności materiału do przenoszenia obciążeń jest próba rozciągania. Typowe krzywe rozciągania $\sigma - \epsilon$ przedstawiono na rys. 2.4. Krzywa a jest charakterystyczna dla polikryształów o sieci regularnej przestrzennie centrowanej, które w początkowej fazie odkształcają się w sposób niejednorodny. W literaturze można znaleźć bardzo różne koncepcje wyjaśnienia tego zjawiska, patrz Hall /1970/, Nemec /1967/. Najczęściej jest spo-



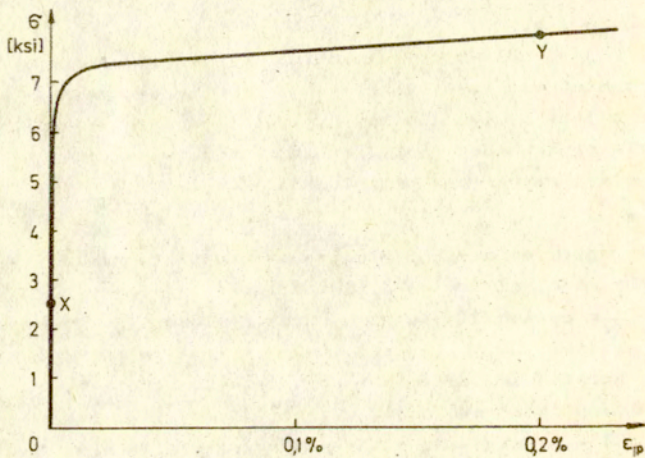
Rys.2.4

tykano jest interpretacja Cottrella-Bilby'ego oparta na tworzeniu się tzw. atmosfer Cottrella wokół dyslokacji, które powodują zakotwiczenie się dyslokacji, związane jest to ze wzrostem energii potrzebnej do wyrwania dyslokacji z atmosfery atomów domieszkowych, Cottrell, Bilby /1949/. Charakter krzywej zależy jednak nie tyle od składu chemicznego co od obróbki cieplnej, prędkości deformacji, napromienienia itd. i tak stal konstrukcyjna ulepszona cieplnie może zachowywać się zgodnie z wykresem a, natomiast wyżarzona zgodnie z b.

Krzywa b jest charakterystyczna dla wielu materiałów w tym polikryształów o sieci regularnej ściennie centrowanej. Krzywa c jest typowa dla monokryształów o sieci regularnej ściennie centrowanej oraz dla bardzo czystych monokryształów o sieci regularnej przestrzennie centrowanej, Hull /1975/.

Do opisu deformacji plastycznych materiału został zaproponowany model matematyczny zwany teorią plastyczności. Przyjęto w nim pewien hipotetyczny stan obciążenia - granicę plastyczności. Do osiągnięcia tej granicy materiał zachowuje się sprężyste, natomiast po osiągnięciu jej, materiał ulega wewnętrznej ewolucji, czym tłumaczy się zakrzywienie wykresu $\sigma - \epsilon$ nazywane wtedy wzmocnieniem lub osłabieniem. W przypadku wykresu a z rys. 2.4 określenie granicy plastyczności można by łączyć z naturalnym załamaniem się krzywej $\sigma - \epsilon$ w punkcie B lub C /tzw. fizyczne granice plastyczności/, jednakże w wypadku krzywej b problem ustalenia granicy plastyczności jest dyskusyjny. Przykładem mogą tu być wyniki uzyskane przez Phillipsa i Tanga /1972/ dla aluminium, rys. 2.5.

Pomiar odkształceń z dokładnością 1×10^{-6} doprowadził do wyznaczenia granicy plastyczności $\sigma_{pl} = 2.55$ ksi - punkt X, natomiast odkształceniu 0,2% odpowiadało naprężenie $\sigma = 2.8$ ksi. W przypadku odciążenia granica plastyczności będzie w wielu badaczy jeszcze większe zastrzeżenia.



Rys.2.5

W roku 1962 w pracy poświęconej efektowi Baushingera Deak doszedł do wniosku, że metale od początku odciążania mogą zachowywać się w sposób nieliniowy, patrz Szczepiński /1963/. Biorąc pod uwagę obserwowane zjawisko peizania metali można przyjąć, że materiał nie posiada zakresu sprężystego. Dlatego też w niniejszej pracy przy budowie równań konstytutywnych nie posługiwano się granicą plastyczności jako pewną charakterystyczną wielkością np. parametrem wewnętrznym.

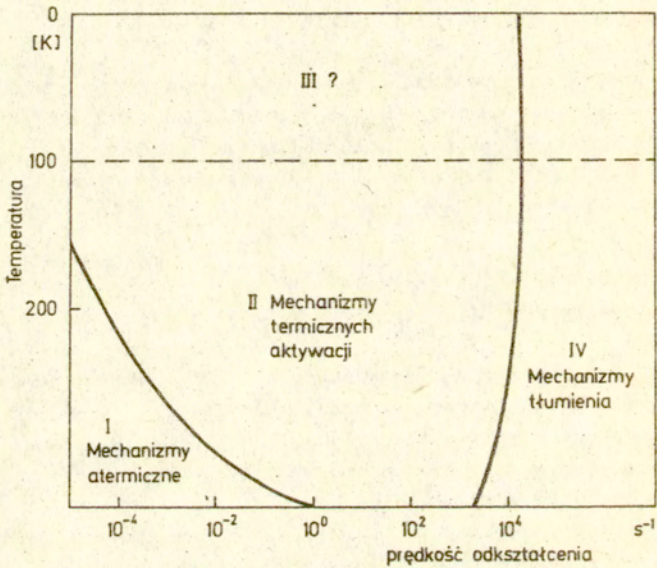
Ważnym problemem, powstającym przy opisie deformacji jest zależność procesu od zmiany skali czasu. Zależność ta ze względów praktycznych pomijana jest w teorii plastyczności. Wykres $\sigma - \dot{\epsilon}$ opisywany jest niekiedy wzorem empirycznym /tzw. wzór Newtona/

$$\sigma = K \epsilon_p^{1/m} \dot{\epsilon}_p^{1/n}$$

patrz Lemeitre /1972/, ϵ_p - odkształcenie plastyczne, K, m, n - stałe.

Do opisu deformacji, dla stosunkowo dużych prędkości odkształcenia został zbudowany model matematyczny zwany teorią lepkoplastyczności, Perzyna /1963, 1966/. Dla niskiego poziomu naprężeń, płynięcie niesprężyste jest siabo widoczne, jednakże przy długotrwałym obciążeniu należy je uwzględnić. W obszarze tym stosuje się jeszcze inne modele z zakresu lepkosprężystości. Znanych jest również wiele modeli pośrednich.

Do opisu charakterem zachowania się materiału w szerokim zakresie prędkości deformacji oraz temperatury stosowany jest podział danego zakresu na *podobzary*, patrz Perzyna /1972, 1978/. Celem tego podziału jest z jednej strony próba uporządkowania, z punktu widzenia fizyki, danego mechanizmu deformacji do obszaru, w którym jego wpływ jest dominujący, z drugiej zaś, określenie zakresu stosowalności przyjętych równań konstytutywnych. Na rys. 2.6 przedstawiony został podział na tego typu obszary. W obszarze I o wielkości przeno-



Rys. 2.6

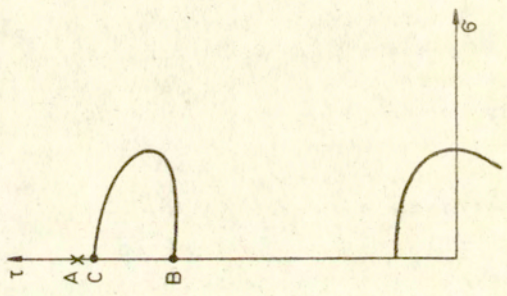
szanej siły decydują przeszkody atermiczne, wywołujące naprężenia dalekiego zasięgu, przy wyższych prędkościach - obszar II, decydującą rolę zaczyna odgrywać czas pokonywania bariery, a przy dużych prędkościach odkształcania, w obszarze IV, opór materiału zależy głównie od czasu przejścia dyslokacji między kolejnymi przeszkodami z uwagi na zjawiska lepkiego tłumienia ruchu dyslokacji.

2.2. Ewolucja kształtu powierzchni plastyczności

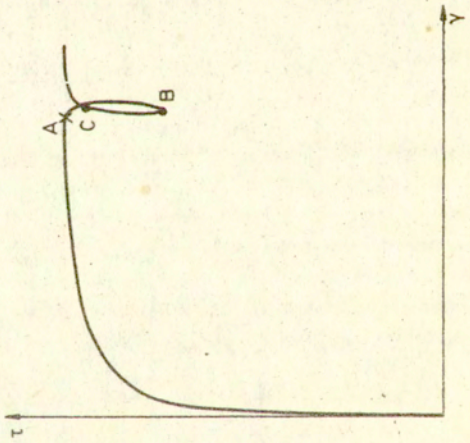
Pomimo zastrzeżeń jakie może budzić sposób określania granicy plastyczności, powierzchnie plastyczności wyznaczone dla złożonego stanu obciążenia odgrywają nieocenioną rolę w śledzeniu i ujawnianiu anizotropowego charakteru procesu deformacji niesprężystych. Powierzchnie te są w pewnym sensie mapami warstwicowymi zachowania się materiału dla zadanego w czasie procesu deformacji oraz przyjętego kryterium uplastycznienia.

Poniższy przegląd wyników doświadczalnych ma charakter uproszczony z uwagi na różnice w metodyce wykonania poszczególnych badań jak i różnice w strukturze wewnętrznej badanych materiałów, Ma on na celu zwrócenie uwagi na powtarzalność i podobieństwo kształtów powierzchni plastyczności, które powinny zostać uwzględnione w opisie teoretycznym. Jedną z bardziej znanych prac dotyczących ewolucji kształtu powierzchni plastyczności jest praca Phillipa i Tanga /1972/ rys.2.7, 2.8, 2.9, 2.10, 2.11, 2.12.

Dyskutowane w niej wyniki mają kompleksowy charakter ze względu na różnorodność wstępnych dróg odkształcania. Procedura wyznaczania powierzchni plastyczności została przedstawiona na rys.2.7. Początkowo próbka rurkowa została poddana skręcaniu do osiągnięcia stanu A, następnie odciążona aż do momentu osiągnięcia granicy plastyczności w punkcie B i obciążona ponownie do osiągnięcia granicy plastyczności - punkt C, po czym zostały wykonane próby w pozo-

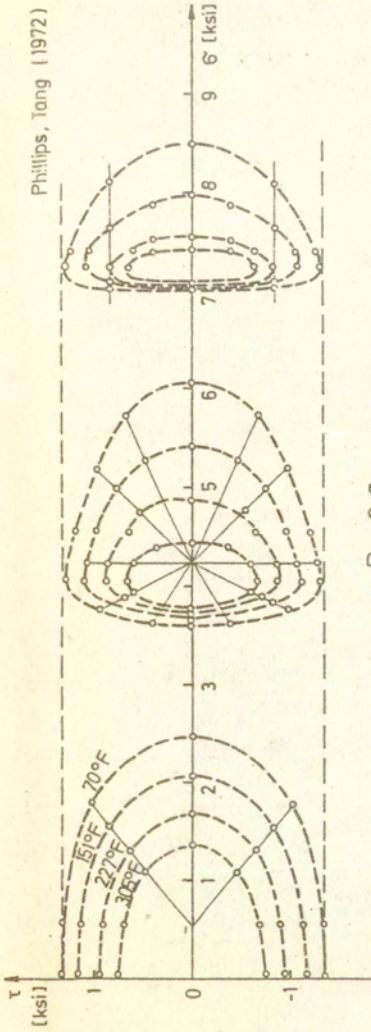


Rys. 2.7b



Rys. 2.7a

Phillips, Tang (1972)

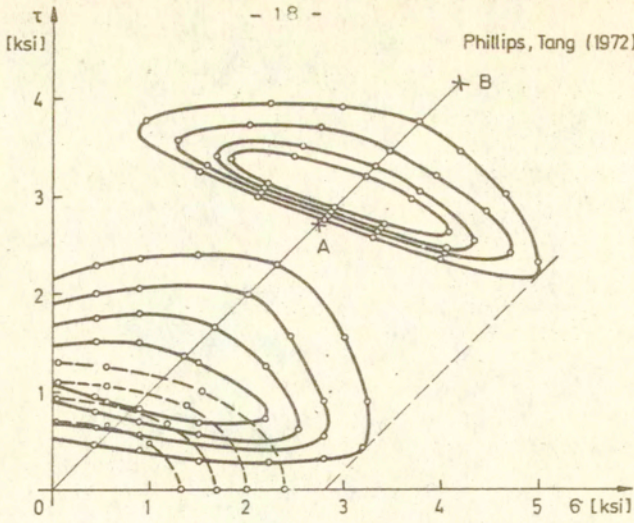


Rys. 2.8a

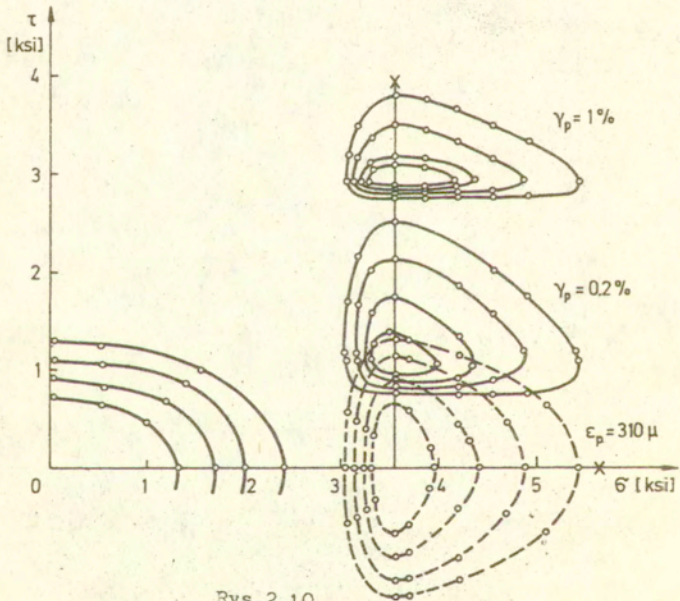


Rys. 2.8b

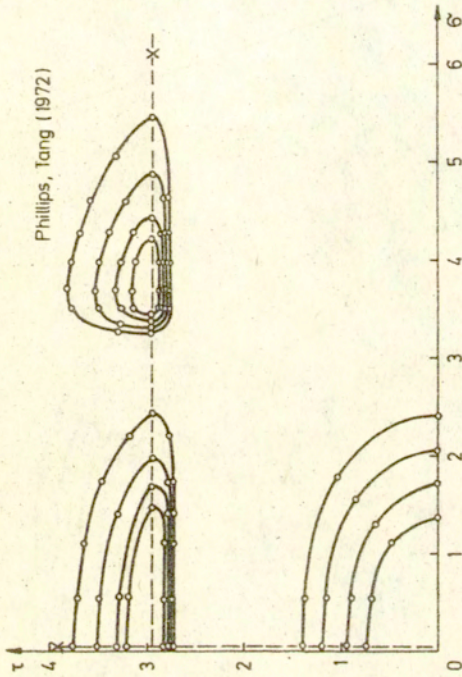
Phillips, Tang (1972)



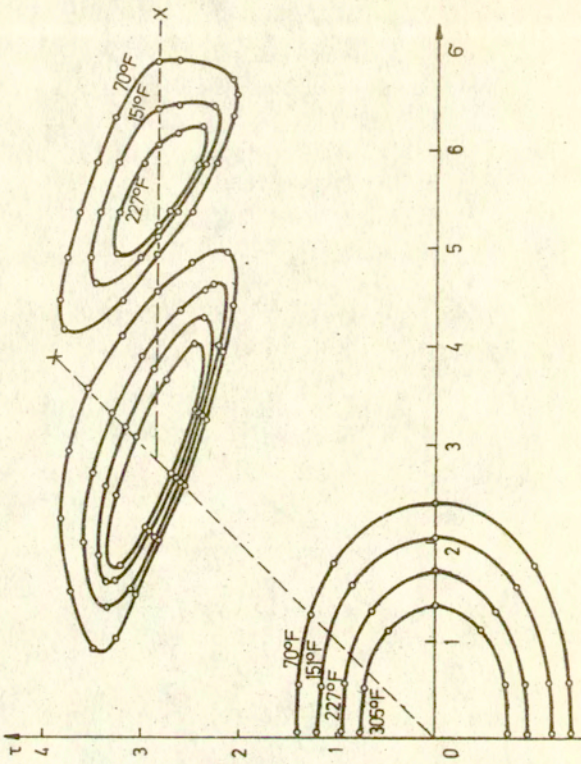
Rys.2.9



Rys.2.10



Rys.2.11



rys.2.12

stałych kierunkach w przestrzeni $\sigma - \tau$.

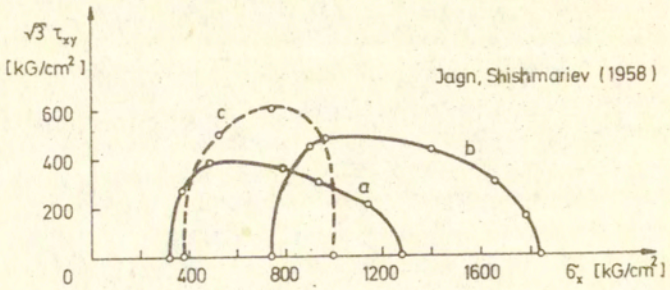
Sposób określenia granicy plastyczności opisano w pracy Phillips, Liu, Justusson /1972/.

Na rys.2.8a przedstawiona jest ewolucja kształtu powierzchni plastyczności dla kolejnych stadiów rozciągnięcia próbki, natomiast na rys.2.8b zależność powierzchni plastyczności od temperatury. Można zauważyć, że zależność ta jest w przybliżeniu liniowa. Rysunek 2.9 przedstawia ewolucję kształtu powierzchni dla innej, proporcjonalnej drogi obciążania, a pozostałe 2.10, 2.11, 2.12 dla złożonych dróg wstępnego obciążenia.

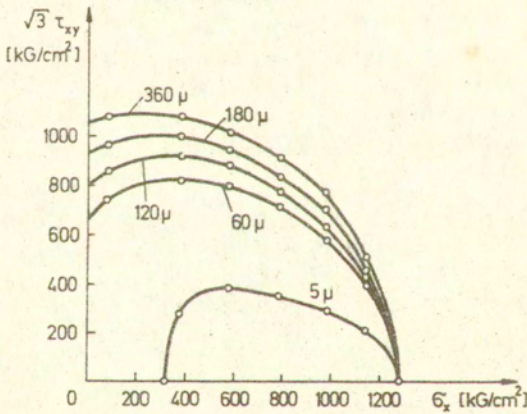
Na uwagę zasługuje wniosek postawiony przez autorów badań, mówiący o tym, że wymiar poprzeczny powierzchni plastyczności /w kierunku prostopadłym do kierunku obciążenia/ nie ulega zmianie, Wcześniej zauważył to zjawisko Ivey /1961/. Wniosek ten w zadziwiający sposób znajduje swoje uzasadnienie w analizie zachowania się stycznych do powierzchni plastyczności, przeprowadzonej na gruncie teorii poślizgów, o czym będzie mowa w dalszej części pracy.

Jednakże inni badacze nie potwierdzają tego wniosku, przy czym należy zwrócić uwagę na fakt, że doświadczenia Phillipsa i Tanga były prowadzone dla bardzo małych całkowitych odkształceń, nie przekraczających 0.5%. Przy tak małych odkształceniach zjawisko wzmocnienia utajonego może być mało widoczne, natomiast przy większych odkształceniach np. rzędu kilkunastu procent powierzchnia zwiększa swój wymiar poprzeczny. Potwierdzałyby to wyniki uzyskane przez Jagna i Shishmariewa /1958/ wykonane na próbkach z niklu rys.2.13, rys.2.14 oraz wyniki uzyskane przez Shiratoriego i innych /1972,1975/ dla mosiądzu rys.2.15. Na rysunku 2.13 krzywe a i b dotyczą stanu uzyskanego po wstępnym obciążeniu próbki, natomiast krzywa c po odciążeniu próbki.

Poważnym problemem /np. w teorii plastyczności/ jest fakt, że kształt powierzchni plastyczności zależy od przyjętego kryterium uplastycznienia.

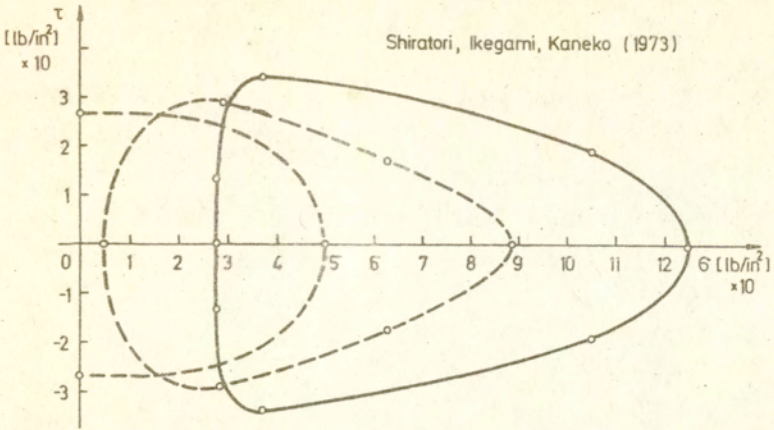


Rys.2.13

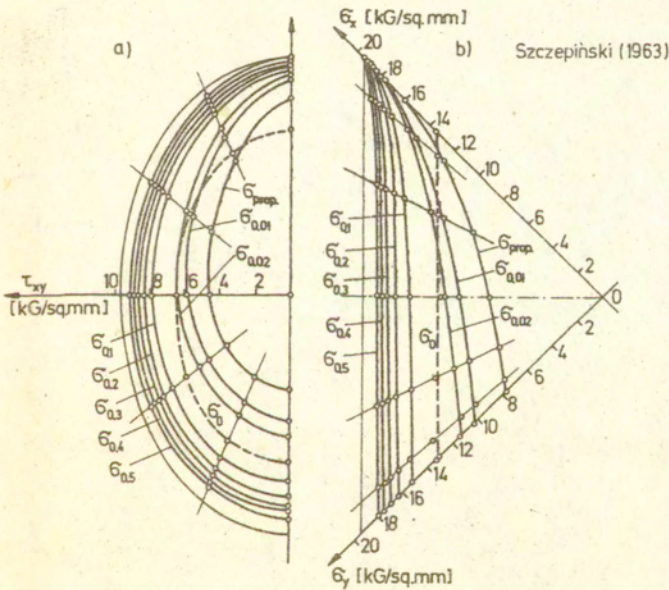


Rys.2.14

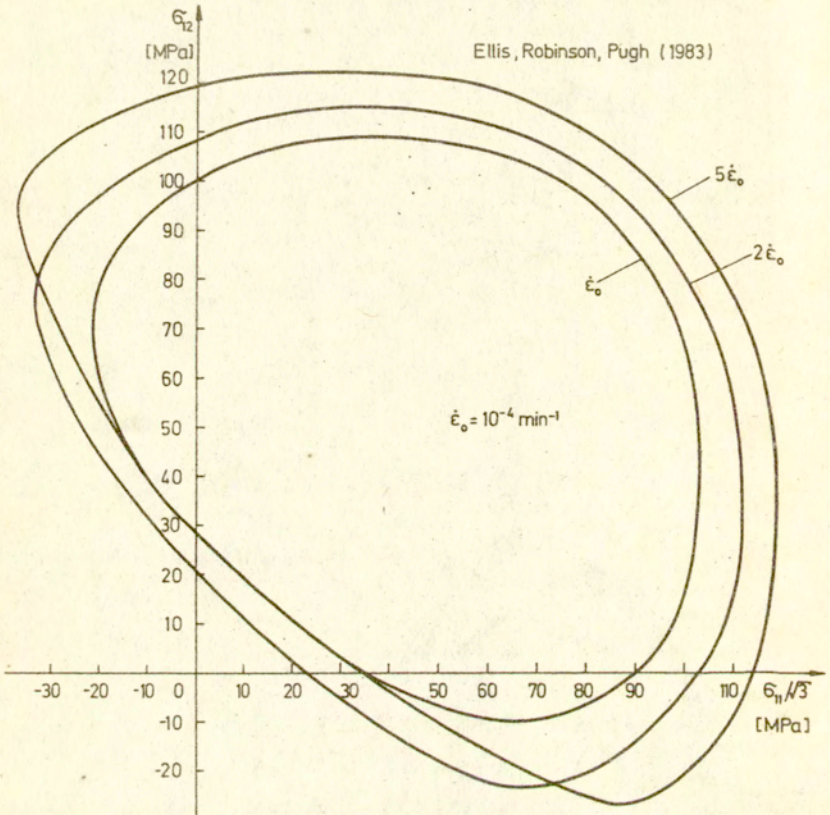
Shiratori, Ikegami, Kaneko (1973)



Rys.2.15



Rys.2.16



Rys.2.17

Zostało to już zauważone w 1958 roku przez Jagna i Shishmariewa dla prób wykonywanych w przestrzeni $\sigma - \tau$, jak też przez Szczepińskiego /1963/ dla prób odpowiadających osiowemu rozciąganiu rys. 2.16.

Efekt ten może być związany z lokalnymi stanami deformacji wokół barier odpowiadających przyjętemu kryterium uplastycznienia, patrz rozdz. IV, pkt 5.2., rys. 4.16.

Obserwowano również zmiany kształtu powierzchni plastyczności zależne od prędkości wykonywania prób wewnątrz powierzchni plastyczności, Ellis, Robinson, Pugh /1983/. Próby były wykonane dla stali nierdzewnej 316, w temperaturze pokojowej po wstępnym obciążeniu do $\tau = \sigma/\sqrt{3} = 101$ MPa, rys. 2.17. Na rysunku tym widoczne jest zaokrąglanie się powierzchni dla niskich prędkości odkształcania.

III. TEORIE DEFORMACJI OPARTE NA KONCEPCJI POŚLIZGU

1. System poślizgu i deformacje monokryształów

Pod pojęciem systemu poślizgu przyjęto rozumieć uporządkowaną parę wektorów jednostkowych /m, s/ wzajemnie do siebie prostopadłych. Pierwszy z wektorów określa orientację rodziny płaszczyzn równoległych, zwanych płaszczyznami poślizgu. Drugi z nich, równoległy do tych płaszczyzn, określa kierunek poślizgu, w którym przemieszczają się po sobie płaszczyzny poślizgu. Naprężenie ścinające określone jest prawem transformacji

$$/3.1/ \quad \tau_{ms} = \sigma_{ij} c_{im} c_{js}$$

gdzie c jest tensorem kosinusów kierunkowych.

Analogicznie gradient deformacji spowodowanej poślizgiem jest równy

$$e_{ij} = \gamma_{ms} c_{mi}^{-1} c_{sj}^{-1}$$

ponieważ $c^{-1} = c^T$, to $e_{ij} = \gamma_{ms} \cdot c_{im} \cdot c_{js}$.

Odkształcenie jest równe

$$/3.2/ \quad \epsilon_{ij} = \gamma_{ms} \frac{1}{2} (c_{im} c_{js} + c_{mi} c_{sj})$$

Stosując tensor n_{ij} , określony dla ustalonych wektorów /m, s/ w następujący sposób

$$/3.3/ \quad n_{ij} = \frac{1}{2} (c_{im} c_{js} + c_{mi} c_{sj}),$$

równania /3.1/ i /3.2/ można przedstawić w wygodniejszej postaci

$$/3.4/ \quad \left\{ \begin{array}{l} \tau = \sigma_{ij} n_{ij} \\ \epsilon_{ij} = \gamma n_{ij} \end{array} \right.$$

Tensor n_{ij} jest bardzo wygodny w przypadku gdy struktura materialna jest symetryczna ze względu na system /m,s/ i system sprzężony /s,m/.

Na ogół tak nie jest w wypadku monokryształów. Najczęściej nie jest dopuszczalny poślizg w systemie sprzężonym o normalnej s i stycznnej m. W strukturach w tym sensie symetrycznych obrót plastyczny najczęściej nie występuje.

Przyczyną jego powstania może być niesymetryczny tensor naprężenia czy też niestabilność procesu poślizgu. Należy podkreślić, że tensor n_{ij} nie określa orientacji systemu poślizgu w przestrzeni, a tylko zależność między symetrycznymi tensorami i wielkościami lokalnymi typu τ i γ .

Rozpatrując warunek graniczny plastycznego poślizgu możemy otrzymać w zależności od tego warunku stowarzyszone lub niestowarzyszone prawo płynięcia.

W pierwszym przypadku jeżeli założyć, że warunek ten zależy jedynie od naprężenia ścinającego, tzw. prawo Schmid /Schmid 1924 / to

$$/3.5/ \quad \lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} = \lambda \frac{\partial f}{\partial \tau} n_{ij} = \gamma n_{ij}$$

Natomiast w wypadku gdy np. $f = f(\sigma, \tau)$, gdzie σ jest naprężeniem normalnym σ_{mm} , to

$$/3.6/ \quad \lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} = \left[\frac{\partial f}{\partial \tau} n_{ij} + \lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma} c_{i(lm)} c_{j(m)} \right] \neq \gamma n_{ij}$$

W teoriach deformacji monokryształów uwaga koncentrowana jest na oddziaływaniu skończonej ilości systemów poślizgu. W ogólnym przypadku gradient prędkości deformacji jest równy

$$/3.7/ \quad \underline{\dot{e}} = \sum_{\alpha} \dot{\gamma}^{\alpha} \underline{m}^{\alpha} \otimes \underline{s}^{\alpha}$$

$m \otimes s$ oznacza iloczyn diadowy wektora m , s .

Wtedy

$$/3.8/ \quad \begin{cases} \dot{\epsilon}_{ij} = \sum_{\alpha} \dot{\gamma}^{\alpha} n_{ij}^{\alpha} \\ \dot{\omega}_{ij} = \sum_{\alpha} \dot{\gamma}^{\alpha} k_{ij}^{\alpha} \end{cases}$$

gdzie ω_{ij} jest prędkością obrotu plastycznego, a $k_{ij} = \frac{1}{2} (c_{[ij]c}^{[s]} - c_{[ij]c}^{[s]})$.

Ilość systemów poślizgu oraz ich orientacja zależy od struktury krystalograficznej. Dla niektórych struktur ilość dopuszczalnych systemów poślizgu jest stosunkowo duża, patrz Reid /1973/, powstaje więc problem wyboru systemów aktywnych, gdyż już 5 systemów poślizgu wystarczy do uzyskania dowolnej deformacji postaciowej.

Drugim z problemów jest wzmocnienie utajone tzw. latent hardening. Do analizy tego problemu często używa się uproszczonych modeli o tylko dwóch systemach poślizgu, Asaro /1979/, Peirce, Asaro, Needleman /1982/, Pan, Rice /1983/.

W modelach tych są podejmowane próby określenia współczynników wzmocnienia utajonego $h_{ij} / \tau_i^c = h_{ij} \cdot \dot{\gamma}_j /$.

W niektórych pracach zakłada się bardzo duży współczynnik wzmocnienia utajonego $h_{12} = 1.4 h_{11}$ motywując to wynikami badań eksperymentalnych Franciosi, Berveillier, Zaoui /1980/, Franciosi /1983/.

2. Teorie deformacji polikryształów

2.1. Teoria poślizgów Batdorfa i Budiansky'ego

W roku 1949 została przedstawiona przez Batdorfa i Budiansky'ego teoria poślizgów oparta na założeniu, że makroskopowe odkształcenie jest wywołane nieskończenie wieloma poślizgami zachodzącymi we wszystkich możliwych orientacjach systemu poślizgu. Sprowadziło się to do zależności różniczek

$$/3.9/ \quad d\gamma = F \cdot dP \cdot d\alpha$$

gdzie dP jest różniczką pola jednostkowej sfery P_0 , natomiast $d\alpha$ jest różniczką kąta α określającego orientację ^{stycznej} \sqrt{dO} systemu poślizgu, rys. 3.1.

Wyrażenie /3.9/ wygodnie jest przedstawić za pomocą trzech kątów Eulera określających orientację systemu m, s , rys.3.2,

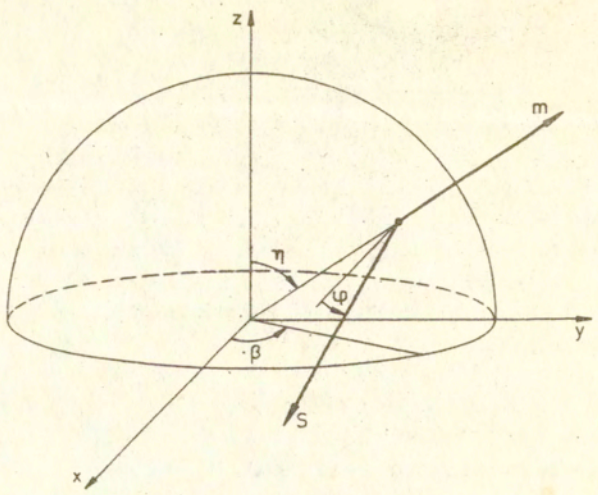
$$/3.10/ \quad d\gamma = F \sin \eta \, d\beta \, d\eta \, d\varphi$$

Całkowite odkształcenie γ jest równe

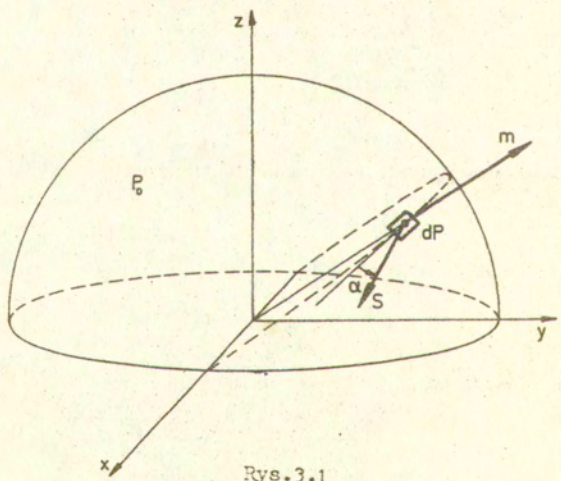
$$/3.11/ \quad \varepsilon_{ij} = \int_{\beta=0}^{2\pi} \int_{\eta=0}^{\pi/2} \int_{\varphi=0}^{\pi} F n_{ij} \sin \eta \, d\beta \, d\eta \, d\varphi$$

gdzie n_{ij} został określony zależnością /3.3/, tensor kosinusów kierunkowych c jest równy

$$/3.12/ \quad c_{ij} = \begin{bmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \eta & \sin \eta \\ 0 & -\sin \eta & \cos \eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta & 0 \\ -\sin \beta & \cos \beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$



Rys. 3.2



Rys. 3.1

odpowiada to dokonaniu obrotów osi x , z kątem β wokół z /następnie obrotowi o kąt η wokół x /, a na końcu o kąt φ /wokół z /pokrywającego się z m /, rys. 3.2.

W.T. Koiter /1953/ wykazał, że analogiczne równanie do /3.6/ można otrzymać zakładając nieskończenie wiele niezależnych warunków plastyczności typu $F(\tau) = \delta^p$ i stosując stowarzyszone prawo płynięcia

/3.13/

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \int_{\Omega_0} \lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} d\Omega = \int_{\Omega_0} \lambda \frac{\partial F}{\partial \tau} n_{ij} d\Omega$$

gdzie $d\Omega = dP \cdot d\alpha$ z równania /3.9/.

Batdorf i Budiansky zakładali deformacyjną postać funkcji gęstości deformacji F , rys. 3.3.

/3.14/

$$F(\tau) = \sum_{n=1}^N a_n \left(\frac{\tau}{\tau_g} - 1\right)^n \quad \text{dla } \tau > \tau_g$$

dla $\tau < \tau_g$ $F=0$. τ było rozumiane jako największa wartość naprężenia ścinającego osiągnięta w historii deformacji. Dla próby jednoosiowej i dla tak określonej funkcji F można przedstawić zależność $\mathcal{E}(\sigma)$ w następującej postaci

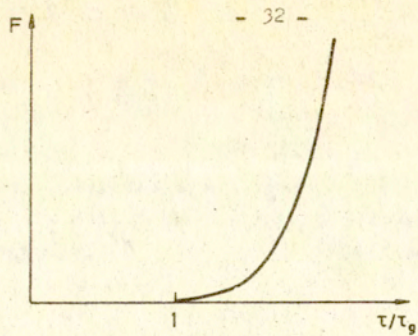
/3.15/

$$\mathcal{E} = \sum_{n=1}^N a_n g_n \left(\frac{\sigma}{\sigma_g}\right)^n$$

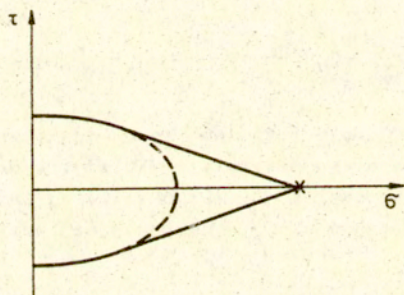
Funkcje g_n zostały stabilizowane od g_1 do g_5 w celu ułatwienia identyfikacji.

Zgodnie z tą teorią na powierzchni plastyczności powstają naroża w kierunku obciążania rys.3.4, Batdorf i Budiansky /1954/.

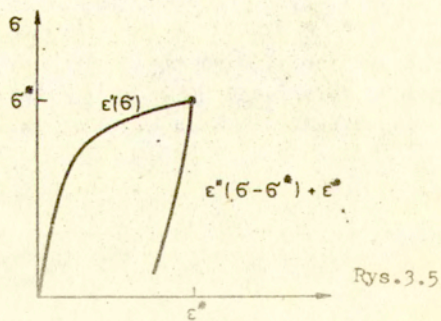
Pod wpływem teorii Batdorfa Budiansky'ego powstała teoria lokalnej deformacji, Malmayster /1965, 1969/. Zrezyguowano w niej z całkowania po kącie φ uzasadniając to



Rys.3.3



Rys.3.4



Rys.3.5

względnymi praktycznego zastosowania teorii. Całkowanie to zostało zastąpione zależnością typu deformacyjnego, dla obciążenia $\mathcal{E}'_{ms} = f'_{ms} / \sigma_{ms}$ i dla odciążenia $\mathcal{E}''_{ms} = f''_{ms} / (\sigma_{ms} - \sigma^*_{ms})$, rys.3.5.

Całkowanie po kącie φ było rozpatrywane w pracy Bli-nowskiego /1980/. Obszar całkowania został w niej podzielony na podobszary charakterystyczne dla struktury BCC. Ze względu na przyjętą niezależność procesów poślizgu otrzymano w rezultacie całkę zaproponowaną w teorii poślizgów BB. Były również rozpatrywane koncepcje lepkoplastycznego poślizgu w ramach teorii opartej na niezależności procesów poślizgu Rice /1970/, Pan, Rice /1983/. W rozważaniach tych zwrócono uwagę na to, że powierzchnia plastyczności generowana w takiej teorii będzie powierzchnią gładką.

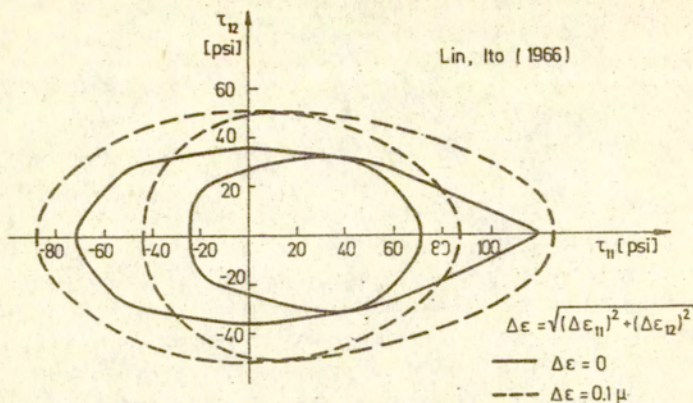
2.2. Inne teorie oparte na koncepcji poślizgu

Większość teorii, w odróżnieniu od teorii poślizgów Batdorfa i Budiansky'ego zakłada wzajemną zależność procesów poślizgu.

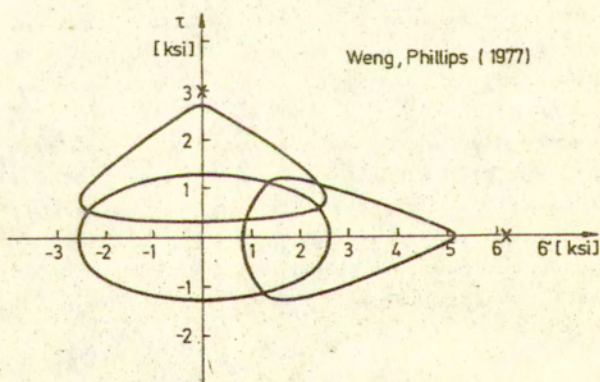
Jedną z pierwszych koncepcji opisu deformacji była teoria zaproponowana przez Taylora /1938/.

W modelu tym zakładano, że każde z ziaren kryształu /mające inną orientację/ posiadało to samo odkształcenie całkowite - wprowadzono więzy kinematyczne. Przyjmowano sztywno-plastyczny model kryształu i deformacyjną zależność między naprężeniem krytycznym w kryształach, a sumą poślizgów wewnątrz kryształu $\tau_c(\Sigma\gamma)$.

Kryterium wyboru pięciu aktywnych systemów poślizgu odpowiadało minimum sumy deformacji $\Sigma\gamma$. Zmodyfikowaną postać tego modelu zastosowali Bishop i Hill /1951 a,b/. Jako kryterium wyboru systemów poślizgu przyjęli oni zasadę maksimum pracy plastycznej. Obie z powyższych koncepcji narzucały więzy kinematyczne w postaci tych samych odkształceń dla różnie



Rys. 3.6



Rys. 3.7

zorientowanych ziarn, powodowało to „przesztynienie” modelu. W pracach Krönera /1961/, Budiansky’ego i Wu /1962/ więzy te zostały „osłabione” poprzez wykorzystanie rozwiązania Eshelby’ego /1957/ dla elipsoidalnej inkluzji sprężystej, zanurzonej w przestrzeń sprężystą. Spowodowało to powstanie naprężeń wewnętrznych

$$/3.16/ \quad \tau_{ij}^W = 2G (1-b) (\epsilon_{ij} - E_{ij}) /$$

gdzie $E_{ij} = \frac{1}{4\pi^2} \iiint_{\Omega} \epsilon_{ij} \sin \vartheta \, d\beta \, d\vartheta \, d\varphi$ jest średnim odkształceniem otrzymanym ze wszystkich możliwych odkształceń ϵ_{ij} , ϵ_{ij} - lokalny tensor odkształcenia, b - współczynnik wynikający z rozwiązania Eshelby’ego.

Oddzielną grupę stanowią koncepcje oparte na rozwiązywaniu problemów brzegowych. Przykładem takich modeli może być tzw. fizyczna teoria plastyczności, patrz Lin, Ito /1966/, Lin /1971/. Zakładano w niej agregat ziarn kryształicznych w kształcie sześcianu, składający się z 64 małych sześcików, dla których zakładane było to samo równanie konstytutywne, lecz inna orientacja kryształu. Każde z ziarn posiadało jedną płaszczyznę poślizgu i trzy możliwe kierunki poślizgu, przyjęto że proces poślizgu wywołuje wzrost naprężenia krytycznego.

Podobny model składający się z ziarn o jednym systemie poślizgu był rozpatrywany przez Wenga i Phillipsa /1977/. Koncepcje tego typu prowadziły do ewolucji kształtu powierzchni plastyczności. Na rys. 3.6 przedstawiono ewolucję kształtu powierzchni plastyczności otrzymaną przez Lina i Ito /1966/, a na rys. 3.7 ewolucję powierzchni plastyczności otrzymaną przez Wenga i Phillipsa /1977/.

IV. FENOMENOLOGICZNE TEORIE TERMICZNE AKTYWOWANYCH POŚLIZGÓW

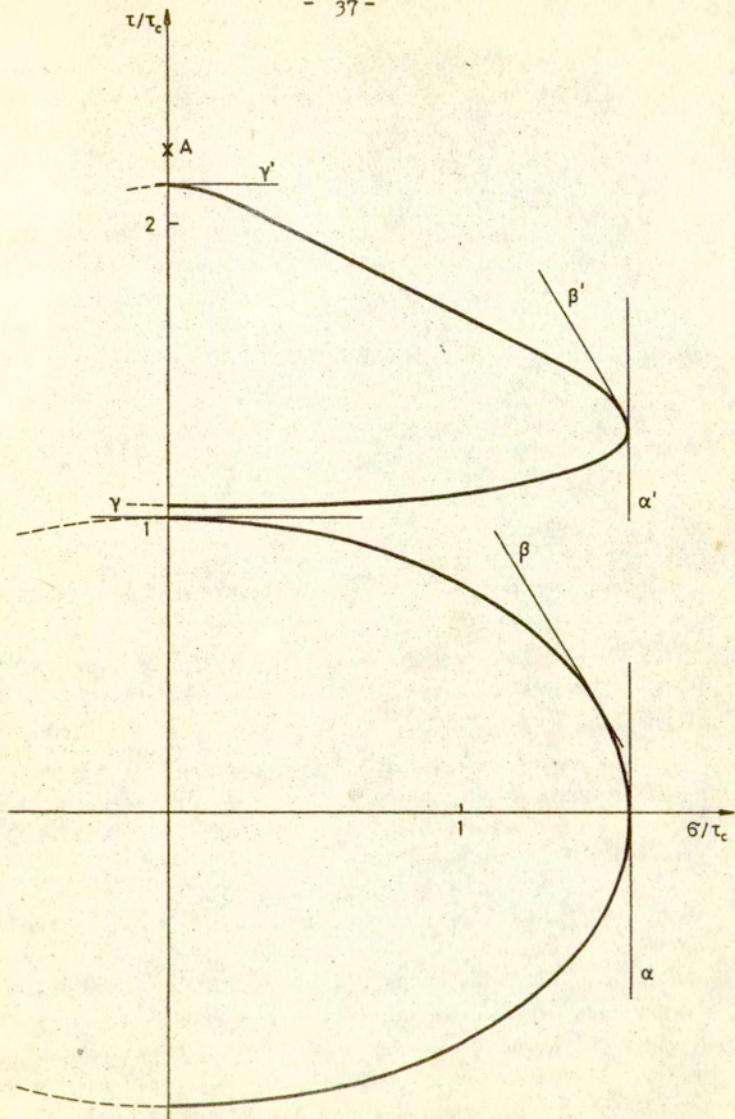
1. Analiza wyników doświadczalnych

W teorii poślizgów Batdorfa i Budiansky'ego powierzchnia plastyczności jest obwiednią elementarnych warunków uplastycznienia. Obserwując ewolucję położenia stycznych do powierzchni plastyczności, można wyciągnąć wnioski - jakie warunki muszą spełniać równania konstytutywne, aby deformacje niesprężyste mogły być opisane teorią poślizgów w sposób zgodny z doświadczeniem. Postępowanie takie jest bardzo skuteczną metodą weryfikacji założonych równań konstytutywnych.

Rozwój badań nad ewolucją kształtu powierzchni plastyczności nastąpił po roku 1949, tak więc wyniki takich badań nie były znane twórcom teorii poślizgów. Pierwsze prace doświadczalne z tego zakresu zostały wykonane przez Jagna, Shishmarieva /1958/, Ivey'ego /1961/ i Szczepińskiego /1963/. Poniżej została przedstawiona analiza zgodności wyników doświadczalnych z teorią poślizgów BB.

Na rys. 4.1, przedstawiającym ewolucję powierzchni plastyczności dla aluminium, został zaznaczony warunek poślizgu dla systemu α , warunek ten może być zapisany w formie równania $0 \cdot \tau + \frac{1}{2} \sigma - \tau_{\alpha} = 0$.

W czasie trwania procesu obciążania od 0 do A, rzut przyrostu naprężeń na kierunek systemu α był równy zero ($\sigma_{ij} n_{ij}^{(\alpha)} = 0$). Po procesie obciążania warunek ten jest reprezentowany styczną α' , która opisana jest tym samym równaniem. Stąd wynika, że naprężenie krytyczne nie uległo zmianie, $\tau_{\alpha} = \tau_{\alpha'}$ - jest to zgodne z teorią BB. Teoria ta



Rys.4.1

zakłada, że jeśli naprężenie styczne odpowiadające systemowi poślizgu jest równe naprężeniu krytycznemu, to tylko wtedy możliwy jest poślizg, a tym samym zmiana naprężenia krytycznego. W omawianym wypadku naprężenie τ było równe zero i naprężenie graniczne nie uległo zmianie.

Zachowanie się warunku granicznego dla systemu β przeczy jednak założeniom teorii poślizgów BB. W procesie obciążania przez cały czas $\tau = \sigma_{ij} / n_{ij}$ było mniejsze od τ_p , czyli zgodnie z teorią poślizgów BB poślizg i wzmocnienie nie były możliwe. Z równań na proste β i β' wynika natomiast, że $\tau_{\beta'} > \tau_p$

Z powyższej analizy wynikają następujące wnioski:

1. Jeżeli naprężenie styczne do danego systemu jest równe zero, to naprężenie graniczne nie ulega zmianie.
2. Jeżeli w/w naprężenie jest różne od zera $\tau \neq 0$, to pomimo, że np. $\tau < \tau_0$, naprężenie krytyczne τ_0 ulega zmianie zgodnie ze znakiem τ .

Warunki te odnoszą się do materiału, który nie był uprzednio poddany wstępnej deformacji plastycznej /naprężenia dalekiego zasięgu $\tau_{\mu} = 0$ /.

Okazuje się, że warunek 1 nie zawsze jest słuszny dla innych wyników badań eksperymentalnych. Jednakże ma on olbrzymie znaczenie dla prostoty równań konstytutywnych, gdyż pozwala na zachowanie niezależności ewolucji dla poszczególnych systemów poślizgu.

Pozwala to na konstrukcję modelu zgodnego z założeniami teorii BB i założeniem Koitera /1953/ dotyczącym niezależności ewolucji warunków plastyczności. Ma to również bardzo istotne znaczenie dla efektywności obliczeń, gdyż prowadzi do układu równań różniczkowych niezależnych. Problem wzajemnej zależności procesów poślizgu będzie szeroko dyskutowany w punkcie 5 i 6 tego rozdziału.

2. Koncepcja termicznej aktywacji procesu poślizgu

Ograniczenia 1 i 2 z poprzedniego punktu mogą zostać łatwo spełnione poprzez przyjęcie reologicznego modelu poślizgu. Tego typu model musi cechować się jednak dużą czułością na zmianę obciążenia, gdyż dotyczy prędkości odkształceń z zakresu, w którym przyjęto stosować model plastyczny materiału. Bwie w/w własności: reologia i plastyczność skłoniły ku przypuszczeniu, że funkcja opisująca poślizg, może mieć charakter funkcji wykładniczej - funkcji, w której istnieje parametr np. a , określający czułość rzędu prędkości poślizgu na zmianę argumentu τ .

$$/4.1/ \quad \dot{\gamma} \sim e^{a\tau}$$

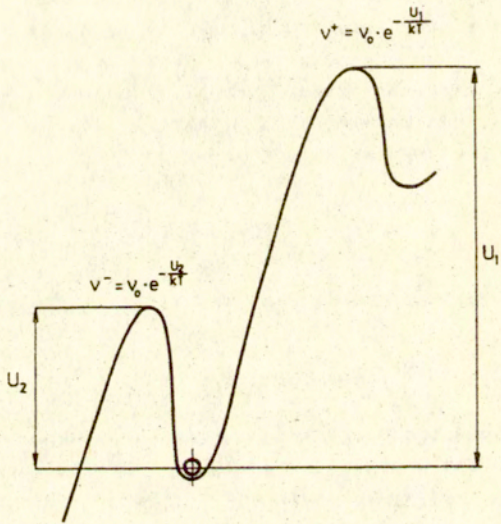
gdzie τ jest gęstością poślizgu i spełnia zależność

$$/4.2/ \quad \epsilon_{ij} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\pi} \gamma n_{ij} \sin \eta \, d\beta \, d\eta \, d\varphi$$

Zależność podobna do /4.1/ jest często używana w mikromechanice do opisu prędkości poślizgu w kryształach. Seeger /1954, 1955, 1957/, Teodosiu /1975/, Hall /1982/.

Równania te wynikają z zastosowanej przez Seegera do opisu dyskretnego poślizgu w kryształach znanej koncepcji Arrheniusa, stosowanej często do wielu innych zagadnień z zakresu fizyki i chemii. Koncepcja ta polega na tym, że prędkość zachodzenia danego procesu jest wprost proporcjonalna do częstości osiągania przez cząstki podlegające ruchom cieplnym pewnej, granicznej energii zwanej energią aktywacji. Częstość ta opisywana jest zależnością

$$/4.3/ \quad \nu = \nu_0 e^{-\frac{U}{kT}}$$



Rys.4.2

Uwzględnienie częstości pokonywania barier U_1 i U_2 z rys. 4.2. prowadzi do równania

$$/4.4/ \quad \dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \left(e^{-\frac{U_1}{kT}} - e^{-\frac{U_2}{kT}} \right)$$

Dodatkowe założenia pozwalają uzależnić $\dot{\gamma}$ od naprężenia zewnętrznego i od stopnia zaawansowania deformacji /uwzględnienie naprężeń dalekiego zasięgu/:

1. Energia aktywacji jest wprost proporcjonalna do naprężeń stycznych, odpowiadających orientacji systemu poślizgu

$$\begin{cases} u_1^* = u_0^* - r\tau \\ u_2^* = u_0^* + r\tau \end{cases}$$

2. Wraz z trwaniem procesu deformacji ulegają zmianie energie aktywacji u_1^* i u_2^* , zmiany te można liczyć względem stanu równowagi

$$\begin{cases} u_1^* = u_0 + \Delta u_1 \\ u_2^* = u_0 + \Delta u_2 \end{cases}$$

jeżeli założyć, że $\Delta u_1 = -\Delta u_2$ i odnieść te zmiany do skali naprężeń, to

$$\begin{cases} u_1^* = u_0 + r\tau_w \\ u_2^* = u_0 - r\tau_w \end{cases}$$

gdzie τ_w jest parametrem określającym zmianę energii aktywacji spowodowaną deformacją niesprężystą.

W rozważaniach nt. ruchu dyslokacji odpowiada ono naprężeniom dalekiego zasięgu, traktowanym jako część naprężenia zewnętrznego nie mająca wpływu na energię aktywacji /przenoszoną przez bariery, dla których energia aktywacji jest stosunkowo duża/.

Z założeń 1 i 2 wynika, że

$$/4.5/ \quad \begin{cases} u_1 = u_0 - r(\tau - \tau_\mu) \\ u_2 = u_0 + r(\tau - \tau_\mu) \end{cases}$$

Wstawiając /4.5/ do /4.2/ otrzymujemy

$$/4.6/ \quad \dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 e^{\frac{u}{kT}} \left[e^{r \frac{\tau - \tau_\mu}{kT}} - e^{-r \frac{\tau - \tau_\mu}{kT}} \right]$$

3. Model deformacyjny

3.1. Równania konstytutywne

Do równań konstytutywnych /4.2/ i /4.6/ należy jeszcze dołączyć równania ewolucji dla parametrów τ_μ , r , $\dot{\gamma}_0$.

Założono zgodnie z koncepcją Seegera deformacyjną postać tych równań $\tau_\mu(\dot{\gamma})$, $r(\dot{\gamma})$, $\dot{\gamma}_0$

$$/4.7/ \quad \begin{cases} \tau_\mu = A \ln \left(\frac{|\dot{\gamma}|}{B} + 1 \right) \cdot \operatorname{sgn} \dot{\gamma} \\ r = \frac{(\dot{\gamma}^2 + D)^{D_1}}{C} \\ \dot{\gamma}_0 = \text{const} \end{cases}$$

3.2. Obliczenia numeryczne

W celu sprawdzenia, na ile przedstawiona analiza była przydatna do zbudowania równań konstytutywnych, zostały przeprowadzone obliczenia numeryczne dla przyjętego modelu deformacyjnego, równania /4.2/, /4.6/, /4.7/.

Stałe w równaniach /4.7/ zostały określone dla wyników doświadczalnych Phillipsa i Tanga /1974/ :

$$\begin{aligned}
 A &= 0.47 \frac{1b}{in^2} \quad , & D &= 1,5 \times 10^9 \quad , \\
 B &= 2 \times 10^{-6} \quad , & D_1 &= 0.1 \quad , \\
 C \text{ k } T &= 0.15 \frac{1b}{in^2} \quad , & \gamma_0 e^{\frac{-4b}{kT}} &= 8.0 \times 10^{-12} \frac{1}{rad^3 s}
 \end{aligned}$$

Całka z równania 4.2 została aproksymowana sumą

$$/4.8/ \quad \epsilon_{ij} = \sum_{k=1}^{174} \gamma^{(k)} \eta_{ij}^{(k)} \cdot \Delta S^{(k)}$$

$$\text{gdzie } \Delta S^{(k)} = \sin \eta^{(k)} \cdot \Delta \beta^{(k)} \cdot \Delta \eta^{(k)} \cdot \Delta \varphi^{(k)}$$

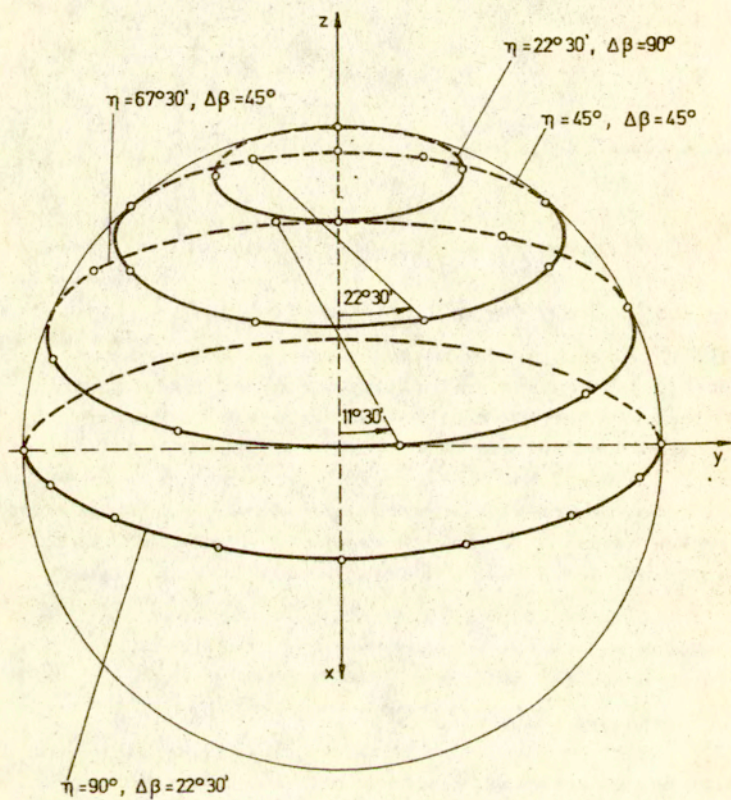
$\Delta \beta$, $\Delta \eta$, $\Delta \varphi$ są przyrostami kątów Eulera odpowiadającymi położeniu jednego systemu poślizgu. Rozkład przestrzenny tych systemów był tak dobrany, że każdemu z nich można było przyporządkować tą samą miarę $\Delta S = 0.113 \text{ rad}^3$.

Na rys. 4.3 zaznaczono w formie kropek punkty, w których kierunki normalne przebijały sferę jednostkową. Każdemu z tych kierunków odpowiadało sześć kolejnych systemów poślizgu o kącie $\varphi = n \frac{\pi}{6}$, $n = 1 \div 6$. W sumie było 174 systemy poślizgu.

W obliczeniach numerycznych proces obciążenia modelu był zgodny w czasie z opisanym przez autorów badań doświadczalnych procesem obciążania próbek.

Po zadaniem w danym kroku przyroście naprężeń

$\Delta \epsilon(\alpha) = 0.15 \cdot \cos \alpha + 0.11 \cdot \sin \alpha$ i $\Delta \tau(\alpha) = 0.15 \cdot \sin \alpha + 0.11 \cdot \cos \alpha$ liczony był przyrost deformacji dla każdego z systemów /metodą Rungego Kutty lub metodą Eulera/. Przyrosty te były sumowane zgodnie z /4.7/. W celu wyznaczenia powierzchni plastyczności badana była wartość wskaźnika $w = \sum_i \sum_j |\epsilon_{ij}|$. Wyznaczone powierzchnie odpowiadały chwilom osiągnięcia przez wskaźnik wartości 1×10^{-6} . Kolejność wy-



Rys. 4.3

konywania prób wewnątrz powierzchni plastyczności nie miała istotnego wpływu na kształt tej powierzchni.

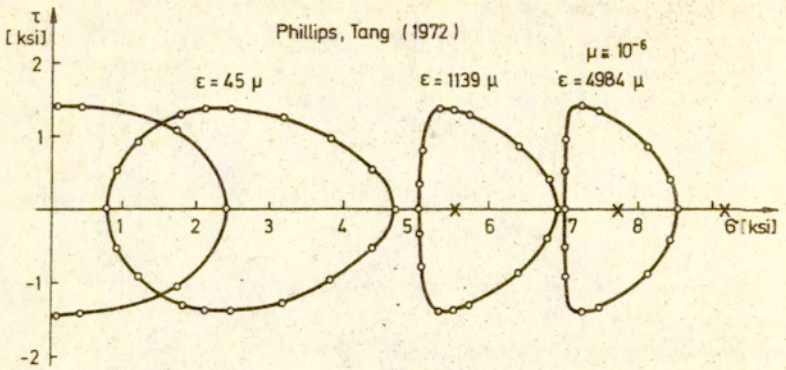
Na rys. 4.4b zaznaczono np. kolejność wykonywania prób dla powierzchni odpowiadającej $\xi = 48 \mu$.

3.3. Porównanie wyników obliczeń i eksperymentu

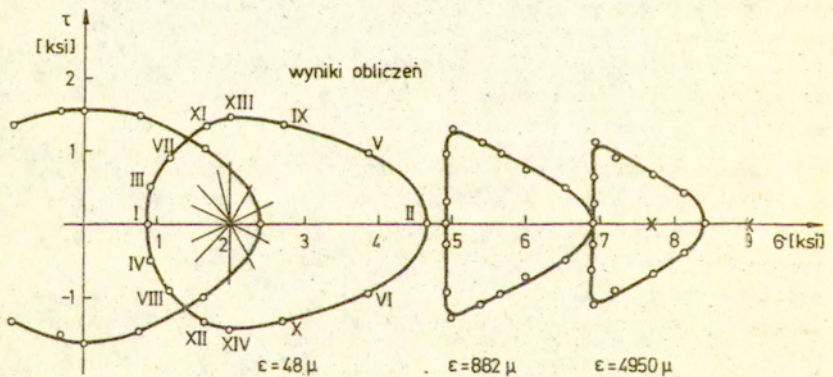
Na rys. 4.4a przedstawione zostały wyniki badań eksperymentalnych otrzymane przez Phillipsa i Tanga /1972/. Szczegóły procedury wykonywania tych badań można znaleźć w pracy Phillips, Lin, Tang /1972/.

Proces obciążania przyjętego modelu matematycznego realizowany był numerycznie, szczegóły obliczeń przedstawione zostały w pktcie 3.2 tego rozdziału. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 4.4b. Można zauważyć, że otrzymane na podstawie obliczeń powierzchnie mają kształt jakościowo zgodny z wynikami badań eksperymentalnych. Wynika to z własności samej teorii poślizgów, gdyż trudno jest mówić o doborze kształtu powierzchni plastyczności, jeśli opis zachowania się jednej, wybranej na podstawie eksperymentu stycznej do powierzchni plastyczności obowiązywać ma również dla pozostałych systemów poślizgu /pozostałych stycznych/. Określając związki konstytutywne dla jednego systemu poślizgu wyklucza się automatycznie możliwość dowolnego opisu położenia pozostałych stycznych do powierzchni plastyczności - wszystkie te systemy obowiązują te same jednowymiarowe związki konstytutywne.

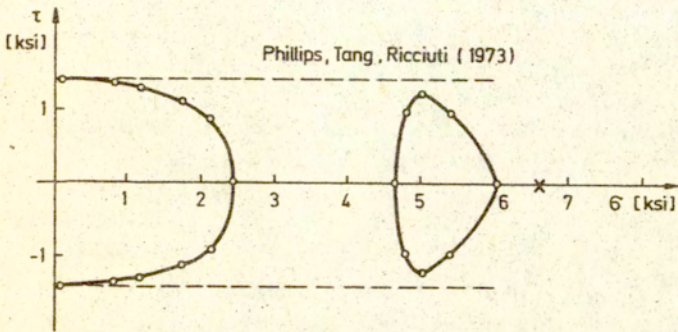
Wiedząc według jakich praw zachodzi poślizg - ewolucja położenia tylko jednej stycznej do powierzchni plastyczności, można powiedzieć jaki jest kształt całej powierzchni plastyczności. Takie stwierdzenie możliwe jest tylko dla teorii poślizgów opartej na klasycznej niezależności procesów poślizgu, tak jak to zakładali Batdorf i Budiansky, a także Koiter.



Rys. 4.4a



Rys. 4.4b



Rys.4.4c

Można zauważyć, że otrzymane na podstawie obliczeń powierzchnie ulegają zmniejszeniu w kierunku ortogonalnym do kierunku obciążania. Efekt taki nie był zauważony przez Phillipsa i Tanga /1972/, natomiast autorzy tych badań wysunęli wniosek, że wymiar ten nie ulega zmianie.

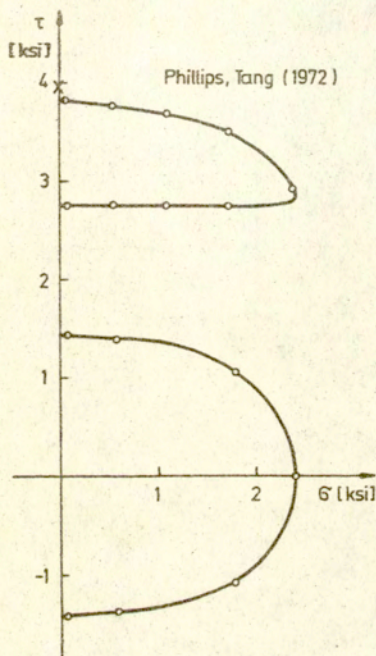
Zmniejszanie się tego wymiaru może sugerować, że wyniki obliczeń są sprzeczne z założoną niezależnością systemów poślizgu, gdyż przedstawiają one osłabienie poprzeczne materiału mimo, że przecieź założona niezależność procesów poślizgu wyklucza przesunięcie się stycznej γ , ortogonalnej do kierunku obciążania. Otrzymane powierzchnie odpowiadają jedynie części zamkniętej obwiedni elementarnych warunków poślizgu /patrz pkt 4./.

Podobnego efektu można doszukać się dla wyników doświadczalnych Phillipsa, Tanga, Ricuttiego /1973/, rys. 4.4c.

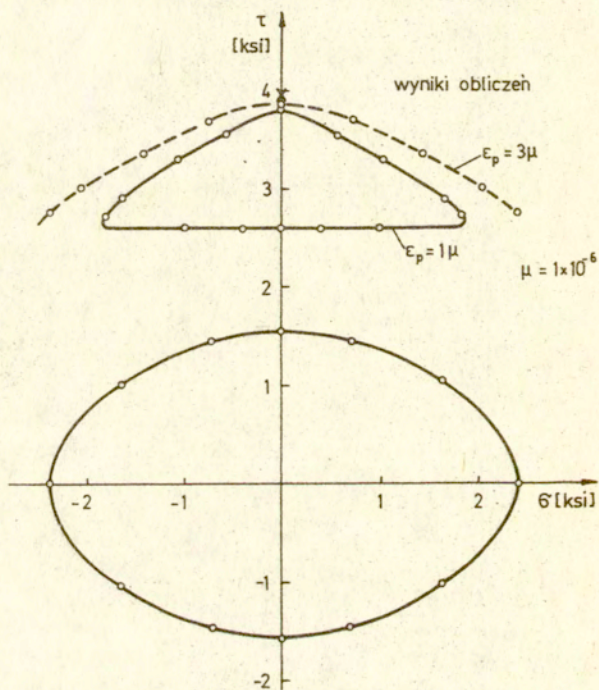
Obserwuje się również często efekt odwrotny - wzmocnienie utojone, którego nie udało się już wyjaśnić na gruncie teorii poślizgów przy utrzymaniu założenia niezależności procesów poślizgu. Efekt taki odpowiada najczęściej stosunkowo dużym odkształceniom np. rzędu kilkunastu procent.

Na rys. 4.5a przedstawione są wyniki Phillipsa i Tanga /1972/ uzyskane po pierwotnym skręceniu plastycznym próbki rurkowej. Dla analogicznego procesu obciążania pierwotnego, przy zastosowaniu dokładnie tego samego modelu numerycznego /tych samych wartościach stałych/ otrzymano wyniki przedstawione na rys. 4.5b. Można tam zauważyć zmniejszanie poprzeczne powierzchni. W celu oceny jakiego rzędu różnice dzielą wyniki obliczeń numerycznych od wyników eksperymentalnych, obliczony został fragment powierzchni odpowiadającej $w = 3 \times 10^{-6}$.

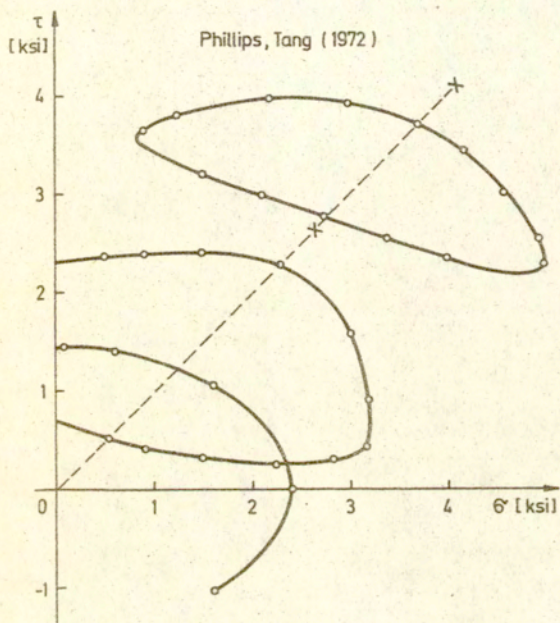
Podobne porównanie dla tego samego modelu matematycznego, ale dla innej drogi obciążania zostało przedstawione na rys. 4.6a i 4.6b. Początkowo obserwowana jest bardzo dobra zgodność teorii z eksperymentem, jednak późniejsze zmniejszenie poprzeczne powierzchni charakterystyczne dla modelu



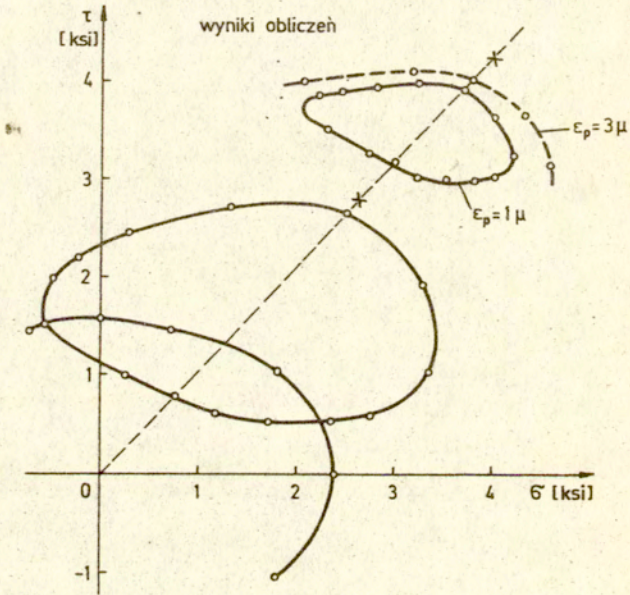
Rys.4.5a



rys. 4.5



Rys.4.6a



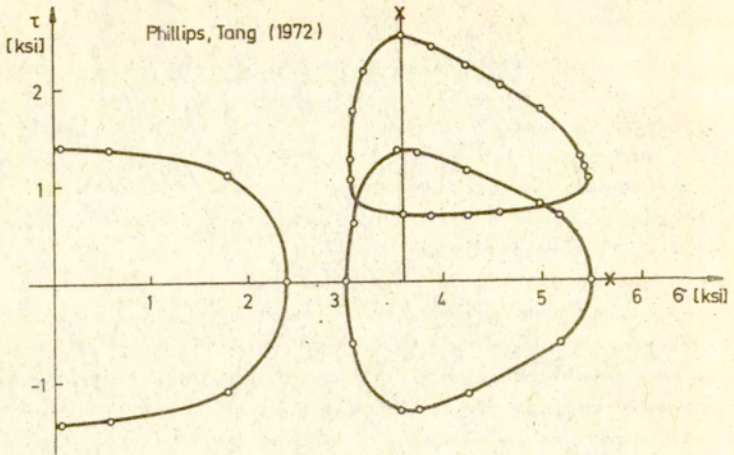
Rys.4.6b

teoretycznego wpłynęło na dodatkowe jej zdeformowanie.

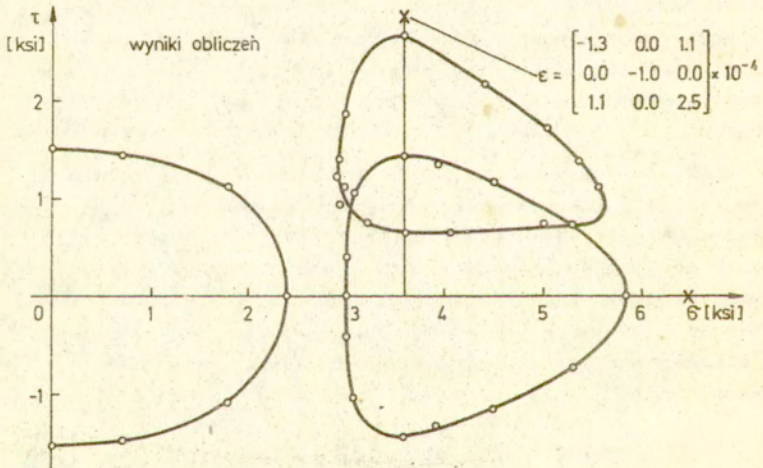
Eksperymentatorzy Phillips i Tang przeprowadzili również badania ewolucji kształtu powierzchni plastyczności dla złożonych dróg obciążania. Proces obciążania składał się z dwóch etapów, pierwszego - rozciągania próbki i drugiego - skręcania. Obserwowana przez nich ewolucja kształtu powierzchni plastyczności została przedstawiona na rys. 4.7a. Rys. 4.7b przedstawia wyniki obliczeń numerycznych dla analogicznego procesu obciążania. Składowe tensora odkształceń odpowiadającego stanowi końcowemu deformacji zostały przedstawione na rys. 4.7b. Aby wykazać w teorii poślizgów wpływ drogi obciążania na kształt powierzchni plastyczności został wykonany inny teoretyczny proces obciążenia - stan końcowy odpowiadał faktemu samemu co do wartości tensorowi odkształceń, ale uzyskanemu na innej drodze obciążania. Następnie wyznaczono powierzchnię plastyczności przy zastosowaniu tych samych co poprzednio kryteriów uplastycznienia, rys. 4.7c.

Na podstawie poprzednich testów można wnioskować, że otrzymany kształt byłby zgodny z wynikami doświadczalnymi /nie został wykonany eksperymentalnie/. Uzyskany rezultat jest tym bardziej ciekawy, że założono deformacyjną postać równań ewolucji /4.7/. Deformacja zachodząca dla elementarnego systemu poślizgu determinowała położenie stycznych do powierzchni plastyczności, jednakże innym drogą obciążania odpowiadał inny rozkład tej samej deformacji całkowitej na poszczególne systemy poślizgu, a tym samym inny kształt powierzchni plastyczności.

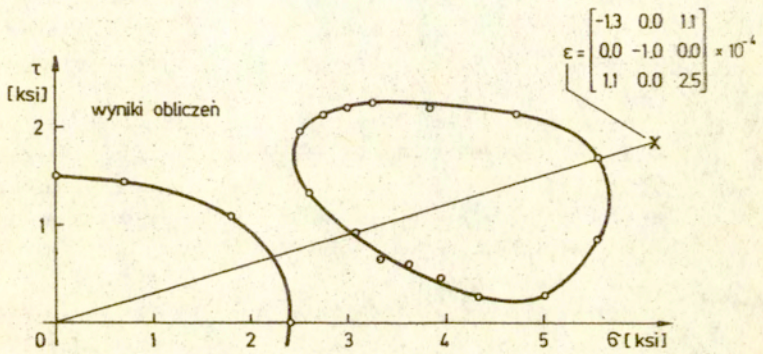
Zachowanie wspomnianej już niezależności daje bardzo dobre wyniki w zakresie początkowych odkształceń niesprężystych. Skłania to ku przypuszczeniu, że wzajemne oddziaływanie poślizgów nie mają istotnego znaczenia przy stosunkowo małych odkształceniach trwałych. Podczas trwania deformacji różnice między teorią i eksperymentem w kształtach, a głównie w wielkości powierzchni plastyczności ulegają powiększeniu. Prawdopodobnie przyczyną tego jest wzajemna zależność proce-



Rys.4.7a



Rys.4.7b



Rys. 4.7c

sów poślizgów zachodzących w materiałach, która zaczyna wtedy mieć widoczny wpływ na umocnienie materiału.

Ze względu na to, że równania konstytutywne uwzględniały własności reologiczne aluminium w zakresie prędkości, z którymi były prowadzone badania eksperymentalne, wykonano obliczenia numeryczne procesu rozciągania próbki z różnymi prędkościami obciążania, rys. 4.8.

Uzyskane wyniki zostały porównane z empirycznym opisem próby rozciągania przy stałych prędkościach odkształcania

$$\sigma = K \cdot \dot{\epsilon}_p^{1/m} \cdot \dot{\epsilon}_p^{1/n}$$
 /tzw. wzór Nortona/. Dla aluminium, w temperaturze 20°C $n \approx 35$, Lemaitre /1972/. Na podstawie powyższego wzoru można obliczyć przewidywaną różnicę między krzywymi 1, 2, 3, rys.4.8.

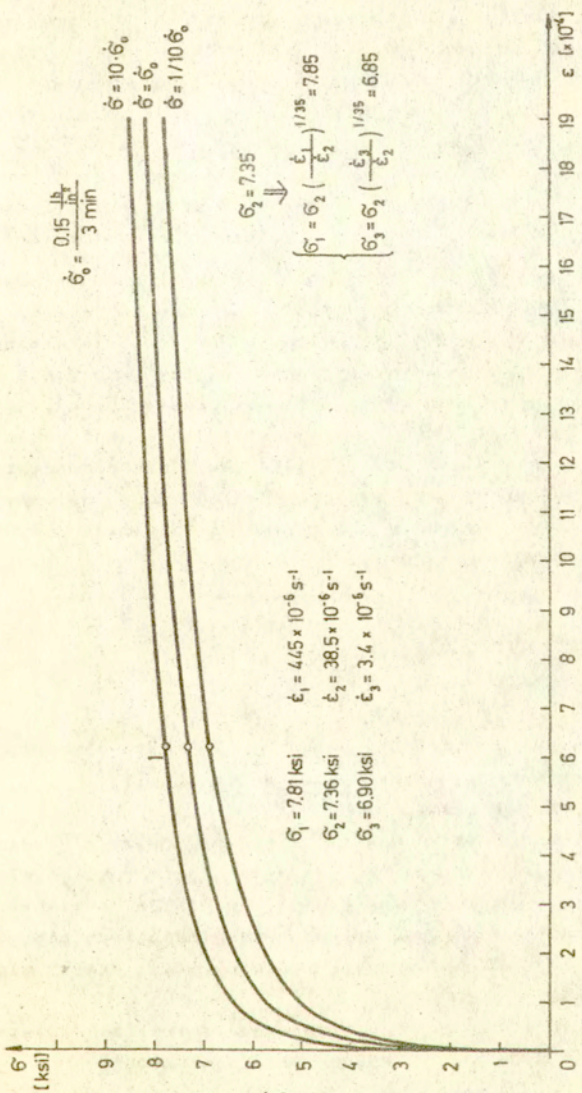
Obliczenia umieszczone na tym rysunku wskazują, że czułość modelu teoretycznego na zmianę skali czasu odpowiada eksperymentalnie obserwowanej czułości czystego aluminium. Okazuje się, że ta właśnie czułość ma bardzo istotny wpływ na kształt powierzchni uplastycznienia.

Jak już wspomniano przy analizie systemów α , β , γ dla wyników Ivey'ego, czułość ta wpływa przede wszystkim na zachowanie się systemu β dla próby skręcania, rys.4.1.

Ujawnia się w tym wypadku zasadnicza różnica w uzyskiwanych wynikach, między teorią poślizgów BB, a koncepcją tu prezentowaną /termicznej aktywacji poślizgu i wzmocnienia/.

4. Powierzchnia plastyczności, a obwiednia elementarnych warunków poślizgu

W teorii poślizgów BB powierzchnia plastyczności była obwiednią elementarnych warunków poślizgu. Stosując to podejście dokonano poprzednio analizy ewolucji położenia stycznych do powierzchni plastyczności, jednakże wyniki obliczeń odbiegały nieco od przewidywanego początkowo



Rys 48

kształtu powierzchni plastyczności, Dotyczyło to głównie systemu ortogonalnego do kierunku obciążania. Aby wyjaśnić, dlaczego tak się stało została policzona obwiednia dla elementarnych warunków poślizgu. Na rys. 4.9a przedstawione są powierzchnie uplastycznienia dla przyjętego modelu teoretycznego i dla kryterium uplastycznienia $w = 1 \times 10^{-6}$. Na rys. 4.9b przedstawiono natomiast obwiednie elementarnych warunków granicznych odpowiadających kryterium krytycznej prędkości poślizgu $\dot{\gamma} = 2 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{rad/s}}$ dla tego samego stanu deformacji.

Linia przerywaną zaznaczono warunki graniczne odpowiadające systemowi ortogonalnemu do kierunku obciążania. Systemy sąsiednie nie pozwalają jednak na osiągnięcie warunku granicznego dla w/w systemu. Wyjaśnia to przyczynę zmniejszania się wymiaru poprzecznego powierzchni plastyczności.

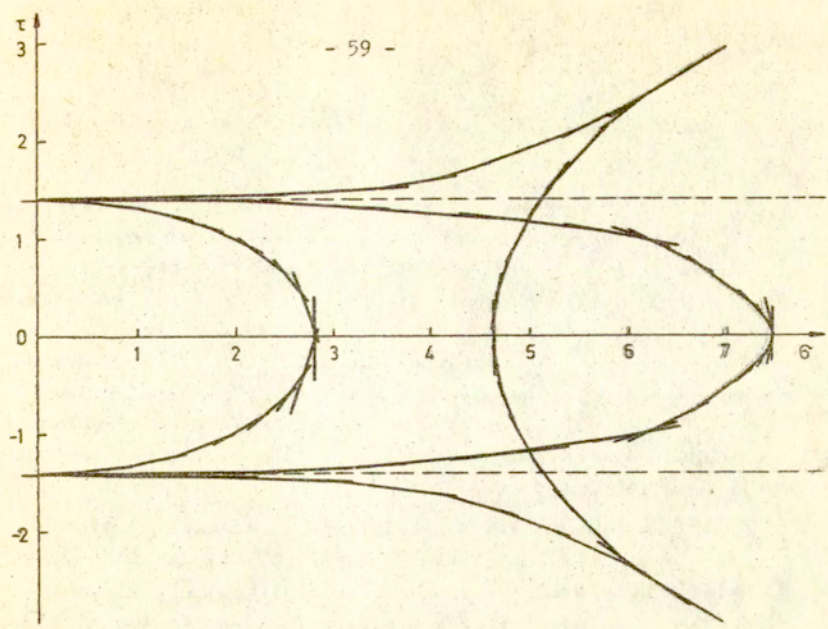
Batdorf, Budiński /1949/, Sanders /1954/ i inni zakładali, że powierzchnia plastyczności jest obwiednią elementarnych warunków poślizgu. Powyższy przykład pokazuje, że może się zdarzyć, że powierzchnia plastyczności odpowiada jedynie fragmentowi tej obwiedni.

5. Opis naprężeń wewnętrznych

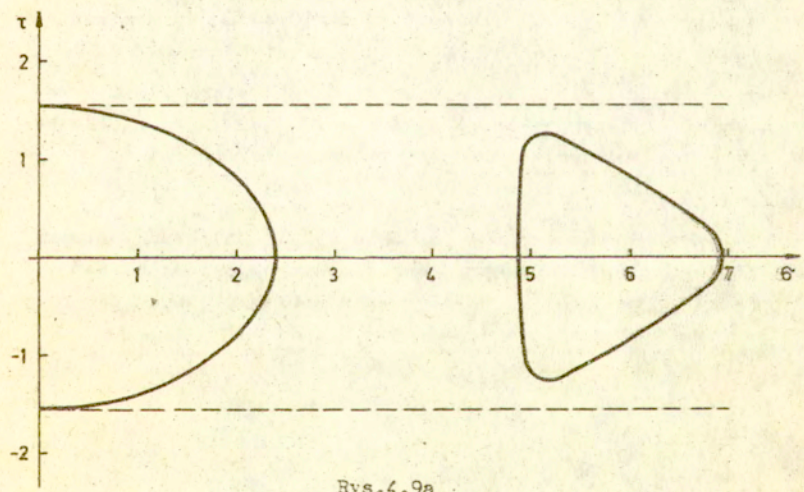
Naprężenia, które równoważą się wewnątrz elementu konstrukcji nazywane są naprężeniami wewnętrznymi.

Można je podzielić na:

- naprężenia I rodzaju - te, które równoważą się wewnątrz całego elementu konstrukcji /przecięcie takiego elementu powoduje, że otrzymane części nie pasują do siebie, gdyż odkształciły się pod wpływem uwolnienia tych naprężeń/,
- naprężenia II rodzaju te, które powstają między ziarnami polikryształu,
- naprężenia III rodzaju - związane z wnętrzem kryształitów, np. naprężenia powstające wokół dyslokacji.



Rys.4.9b



Rys.4.9a

5.1. Koncepcja sprężystych oddziaływań między systemowych

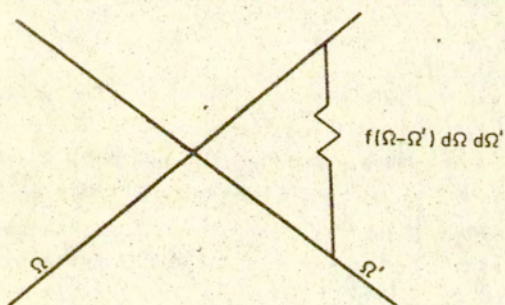
Większość teorii opartych na koncepcji poślizgu uwzględnia jedynie naprężenia wewnętrzne, wynikające z różnych orientacji ziarn krystalicznych /naprężenia II rodzaju/, Taylor /1938/, Bishop, Hill /1951/, Kröner /1961/, Budiansky, Wu /1962/, Lin, Ito /1966/, Weng, Phillips /1977/. Ponieważ w teorii poślizgów wielkością lokalną jest jedynie system poślizgu, to pewnej próby opisu w/w naprężeń można dokonać wprowadzając sprężyste oddziaływania między systemami poślizgu. Schemat tego typu oddziaływań został przedstawiony na rys. 4.10.

Ω i Ω' oznaczają systemy poślizgów, natomiast f jest funkcją gęstości oddziaływań sprężystych pomiędzy Ω i Ω' /ogólnie funkcja ta zależy od orientacji Ω i Ω' , dla materiału izotropowego zależy jedynie od wzajemnej orientacji $\Omega - \Omega'$ /. W ten sposób generowane naprężenia międzysystemowe spełniają zależność

$$/4.9/ \quad d\sigma_{ij}^w = G \cdot f(\Omega - \Omega') \cdot (\gamma_{ij} - \gamma'_{ij}) \cdot d\Omega'$$

gdzie $\gamma_{ij} = \gamma \cdot n_{ij}$ i odpowiada systemowi Ω natomiast γ' systemowi Ω' , różniczka $d\Omega = \frac{1}{2\pi^2} \sin \eta \, d\beta \, d\eta \, d\varphi$, współczynnik $1/2\pi^2$ wprowadza się w celu unormowania przestrzeni systemów poślizgu Ω_0 tak aby $\int_{\Omega_0} d\Omega = 1$, współczynnik G jest wprowadzony w celu unormowania funkcji f , $\int_{\Omega_0} f d\Omega = 1$.

Aby wykonać obliczenia i porównać wyniki obliczeń z danymi eksperymentalnymi należało określić funkcję oddziaływań międzysystemowych f . Układ równań konstytutywnych dla przyjętego modelu jest następujący:



Rys.4.10

$$/4.10/ \quad \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{ij} = \int_{\Omega_0} \gamma_{ij} n_{ij} d\Omega \\ \dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \left[e^{-r \frac{\tau - \tau_\mu}{kT}} - e^{-r' \frac{\tau - \tau_\mu}{kT}} \right] \\ \tau_\mu = \sigma_{ij}^w \cdot n_{ij} \\ \sigma_{ij}^w(\Omega) = G \int_{\Omega_0} (\gamma_{ij}(\Omega) - \gamma_{ij}(\Omega')) \cdot f(\Omega - \Omega') d\Omega' \\ f(\Omega - \Omega') = g(c_\Delta) \end{array} \right.$$

gdzie c_Δ jest skalarną wartością kosinusa kierunkowego rzutowania z jednego systemu poślizgu Ω na drugi system Ω' i odwrotnie, wartość ta może być obliczona

$$/4.11/ \quad c_\Delta = c_{ij}(\Omega) \cdot c_{ij}(\Omega'),$$

c_{ij} tensor kosinusów kierunkowych systemu poślizgu /patrz teoria Batdorfa Budińsky'ego rozdział III/. $c = \cos(m, m) \times \cos(s, s)$ gdzie (m, s) i (m', s') są parami jednostkowych wektorów określających orientację systemów Ω i Ω' .

W przypadku gdy $f \equiv 1$ otrzymana zostanie koncepcja opisu naprężeń wewnętrznych podobna do stosowanej koncepcji przez Krönera /1961/, Budińsky'ego i Wu /1962/ polegająca na tym, że naprężenia te są wprost proporcjonalne do różnicy między średnim /makroskopowym/ i lokalnym odkształceniem. Wykazuje to poniższe przekształcenie

$$\begin{aligned} \tau_\mu &= n_{ij} \cdot G \int (\gamma_{ij} - \gamma_{ij}') \cdot f(\Omega - \Omega') d\Omega' = \\ &= n_{ij} G \int_{\Omega_0} (\gamma_{ij} - \gamma_{ij}') d\Omega' = n_{ij} G [\gamma_{ij} - \varepsilon_{ij}] = \\ &= G (\gamma - n_{ij} \varepsilon_{ij}). \end{aligned}$$

Jeśli natomiast przyjąć, że f jest funkcją Diracka taką, że

$$\int_{\Omega_0} \chi_{ij}(\Omega') \cdot f(\Omega - \Omega') d\Omega' = \chi_{ij}(\Omega)$$

to otrzymana zostanie klasyczna teoria poślizgów bez naprężeń wewnętrznych

$$\begin{aligned} \tau_{\mu} &= n_{ij} G \int (\chi_{ij} - \chi'_{ij}) \cdot f(\Omega - \Omega') d\Omega' = \\ &= n_{ij} G [\chi_{ij} - \int \chi'_{ij} \cdot f(\Omega - \Omega') d\Omega'] = \\ &= n_{ij} G [\chi_{ij} - \chi_{ij}] = 0 \end{aligned}$$

Dla przedstawionego modelu uwzględniającego sprężyste oddziaływania międzysystemowe można policzyć energię ujątoną sprężystą /energię wewnętrzną/

$$/4.12/ \quad E_w = \frac{1}{2} \int_{\Omega_0} \int_{\Omega_0} \frac{(\chi_{ij} - \chi'_{ij})^2}{2} G f(\Omega - \Omega') d\Omega d\Omega'$$

Energia doprowadzana z zewnątrz E spełnia zależność

$$/4.13/ \quad \dot{E}_z = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} = \int \tau \dot{\chi} d\Omega$$

Prędkość rozpraszania energii /np. zamiana energii mechanicznej na ciepło/

$$/4.14/ \quad \dot{D} = \int (\tau - \tau_{\mu}) \dot{\chi} d\Omega$$

Można wykazać, że jest spełniony bilans mocy $\dot{E}_z = \dot{E}_w + \dot{D}$

$$\begin{aligned} E_w &= \frac{1}{2} G \iint_{\Omega_0 \Omega_0} \frac{(\chi_{ij} - \chi'_{ij})^2}{2} f d\Omega d\Omega' = \\ &= \frac{1}{2} G \iint_{\Omega_0 \Omega_0} (\chi_{ij} - \chi'_{ij}) \cdot (\chi_{ij} - \chi'_{ij}) f d\Omega d\Omega' = \\ &= \frac{1}{2} G \left[\int_{\Omega_0} \chi_{ij} \int_{\Omega_0} (\chi_{ij} - \chi'_{ij}) f d\Omega d\Omega' - \int_{\Omega_0} \chi'_{ij} \int_{\Omega_0} (\chi_{ij} - \chi'_{ij}) f d\Omega d\Omega' \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[\int_{\Omega_0} \chi_{ij} \sigma_{ij}^w d\Omega - \int_{\Omega_0} \chi'_{ij} (-\sigma_{ij}^w) d\Omega' \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[2 \int_{\Omega_0} \chi_{ij} \sigma_{ij}^w d\Omega \right] = \int_{\Omega_0} \dot{\chi} n_{ij} \sigma_{ij}^w d\Omega = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \int_{\Omega_0} \dot{\gamma} \tau_{\mu} d\Omega = \int_{\Omega_0} \dot{\gamma} \tau d\Omega - \int_{\Omega_0} \dot{\gamma} (\tau - \tau_{\mu}) d\Omega = \\ &= \dot{E}_z - \dot{D} \end{aligned}$$

Wychodząc z założenia, że naprężenia wewnętrzne powodują przesunięcie powierzchni plastyczności, przeprowadzono obliczenia zakładając, że naprężenia te są spowodowane różnymi orientacjami ziarn krystalicznych i generowane są w modelu teoretycznym sprężystymi oddziaływaniami między-systemowymi /4.9/, /4.10/.

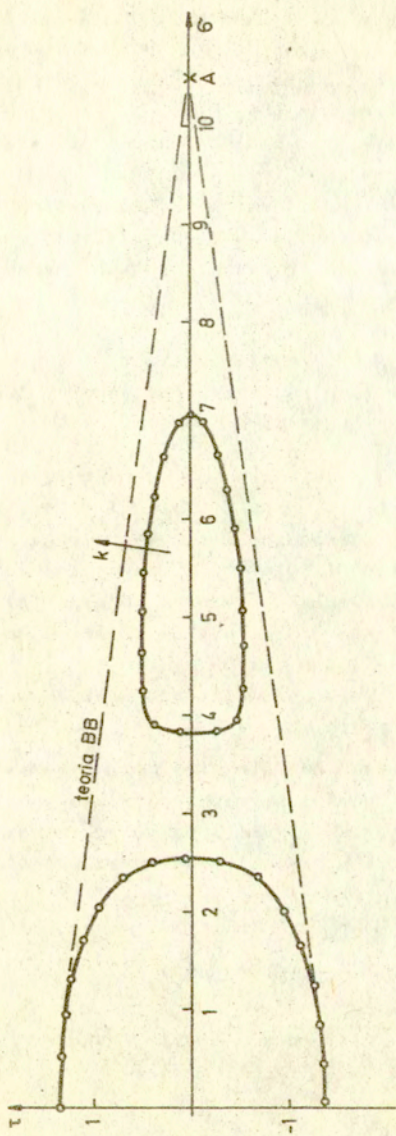
Funkcja oddziaływań sprężystych została przyjęta w następującej postaci $g(c_{\Delta}) = \frac{c_{\Delta}^n}{\int_{\Omega_0} c_{\Delta}^n d\Omega}$

Dobór wykładnika n był związany z wewnętrzną "sztywnością" modelu, gdyż im n jest mniejsze tym mamy do czynienia z większym wzajemnym blokowaniem się systemów poślizgu /większe umocnienie/. Kształtowi wykresu $\sigma(\epsilon)$ dla aluminium odpowiadał współczynnik $n \approx 30$. Pozostałe stałe zostały przyjęte następująco $G = 3900 \text{ lb/in}^2$, $\gamma_0 = 10^{-12} \text{ 1/min}$,

$$\frac{r}{kT} = 10 \frac{1}{\text{lb/in}^2}$$

Po procesie obciążenia modelu do punktu A, rys. 4.11, wyznaczono powierzchnię stałej mocy dyssypacji $D = D_0$, wykonując próby obciążenia w czasie $\Delta t = 0$.

Wymiar poprzeczny otrzymanej powierzchni uległ wyraźnemu zmniejszeniu w stosunku do powierzchni początkowej. Porównując to z wynikami jakie daje teoria poślizgów BB można zauważyć, że otrzymana powierzchnia znajduje się wewnątrz powierzchni otrzymywanej przez Batdorfa i Budiansky'ego. Można to tłumaczyć tym, że systemy poślizgu sąsiednie względem systemu o największej deformacji przejmują część obciąż-



Rys. 4.11

zenia. Tak więc są one już dodatkowo obciążone i wykonując próbę np. w kierunku K, rys. 4.11, przy niskim poziomie naprężeń zewnętrznych następuje osiągnięcie warunku granicznego ze względu na naprężenia wewnętrzne. Stosując duże współczynniki wzmocnienia /np. $h=2.5h_0$ / można zlikwidować efekt osłabienia poprzecznego.

Jednakże zastosowanie tak dużych współczynników wzmocnienia może spowodować trudności w uzyskaniu dalszej ewolucji powierzchni plastyczności zgodnej z wynikami badań eksperymentalnych.

5.2. Koncepcja rozkładu barier energetycznych i sprężyste oddziaływania wewnątrzsystemowe

W rozważaniach nt. ruchu dyslokacji dzieli się przeszkody na przeszkody atermiczne i te, które mogą być pokonywane pod wpływem ruchów cieplnych. W rzeczywistości należy się spodziewać pewnego rozkładu barier o różnej wielkości energii aktywacji, energii która musi być dostarczona do pokonania przeszkody.

Przeszkodom atermicznym można też przyporządkować pewną stosunkowo dużą energię aktywacji.

Do opisu naprężeń wokół barier można by zastosować koncepcję podobną do stosowanej w rozdziale poprzednim, tzn. zastosować funkcję oddziaływań sprężystych między barierami $f(u_1, u_2)$, taką że naprężenie wewnętrzne wokół bariery u określone byłoby równaniem

$$/4.15/ \quad \tau_{ij}(u) = \int_0^{\infty} (\gamma - \gamma') \cdot f(u, u') du'$$

Do dalszych rozważań stosowana będzie funkcja $f(u, u') = G \cdot w(u')$.

Przy tak dobranej funkcji rozkładu barier energetycznych $w(u)$, spełniającej warunek $\int_0^{\infty} w(u) du = 1$, można obliczyć wartość średnią prędkości poślizgu dla danego systemu

$$/4.16/ \quad \dot{\gamma}_s = \int_0^{\infty} \dot{\gamma}(u) \cdot w(u) du$$

Tego typu rozkłady widmowe jak $f(u, u')$ czy $w(u)$ mogą być przydatne do rozważań wykorzystujących wyniki z zakresu fizyki ciała stałego.

Dla rozkładu $w(u)$ każdemu typowi bariery energetycznej powtarzającej się w materiale będzie odpowiadało lokalne maksimum np. rys. 4.12.

Naprężenia wewnętrzne będzie można obliczyć z równania

$$/4.17/ \quad \tau_{\nu}(u) = G(\gamma_s - \gamma(u))$$

Pozostałe równania konstytutywne dla tak zaproponowanego modelu będą następujące:

$$/4.18/ \quad \dot{\epsilon}_{ij} = \int_{\Omega_0} n_{ij} \dot{\gamma}_s d\Omega$$

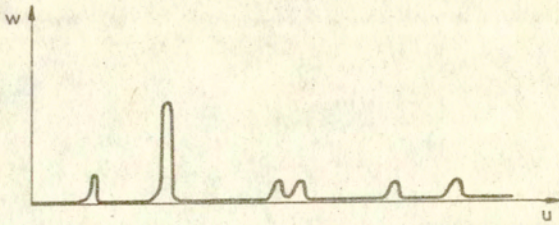
$$/4.19/ \quad \dot{\gamma} = A e^{-\frac{U}{kT}} \left[e^{r \frac{T-T_0}{kT}} - e^{-r \frac{T-T_0}{kT}} \right]$$

$$/4.20/ \quad \tau = \sigma_{ij} n_{ij}$$

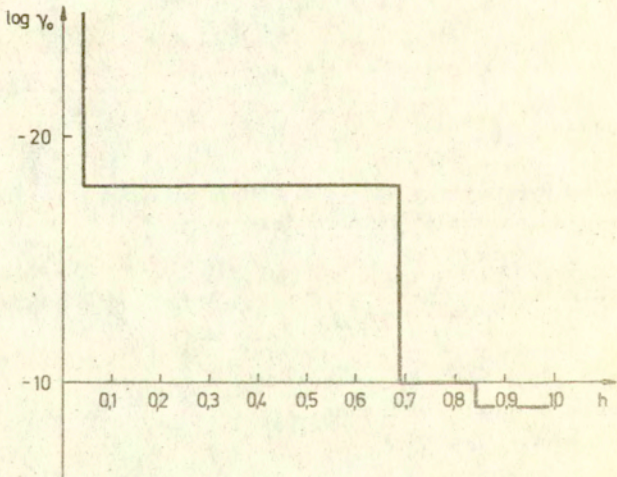
W celu wykonania obliczeń numerycznych w równaniu /4.16/ została zamieniona zmienna całkowania

$$/4.21/ \quad \dot{\gamma}_s = \int_0^1 \dot{\gamma}(h) dh$$

gdzie $dh = w du$. Ta zamiana zmiennych spowodowała wprowadzenie do obliczeń zamiast rozkładu $w(u)$ rozkład $\dot{\gamma}_0(h)$, poprzednio $\dot{\gamma}_0 = A e^{-\frac{U}{kT}}$



Rys.4.12



Rys.4.13

Przeprowadzone zostały obliczenia powierzchni plastyczności dla aluminium dla rozkładu $\gamma_0(h)$ przedstawionego na rys. 4.13. Zostały przyjęte następujące wartości stałych $G = 2500$ ksi, $\frac{r}{kT} = 10 \frac{1}{\text{ksi}}$.

Na rys. 4.14 zostały przedstawione wyniki obliczeń dla wstępnego rozciągania do stanu A i A' oraz dla wstępnego skręcania do stanu B. Pozostałe parametry procesu obciążania przyjęto analogicznie jak w 2.2. Dla stanu A zostały wyznaczone powierzchnie stałej mocy dyssypacji dla różnych wartości dyssypacji krytycznej rys. 4.16.

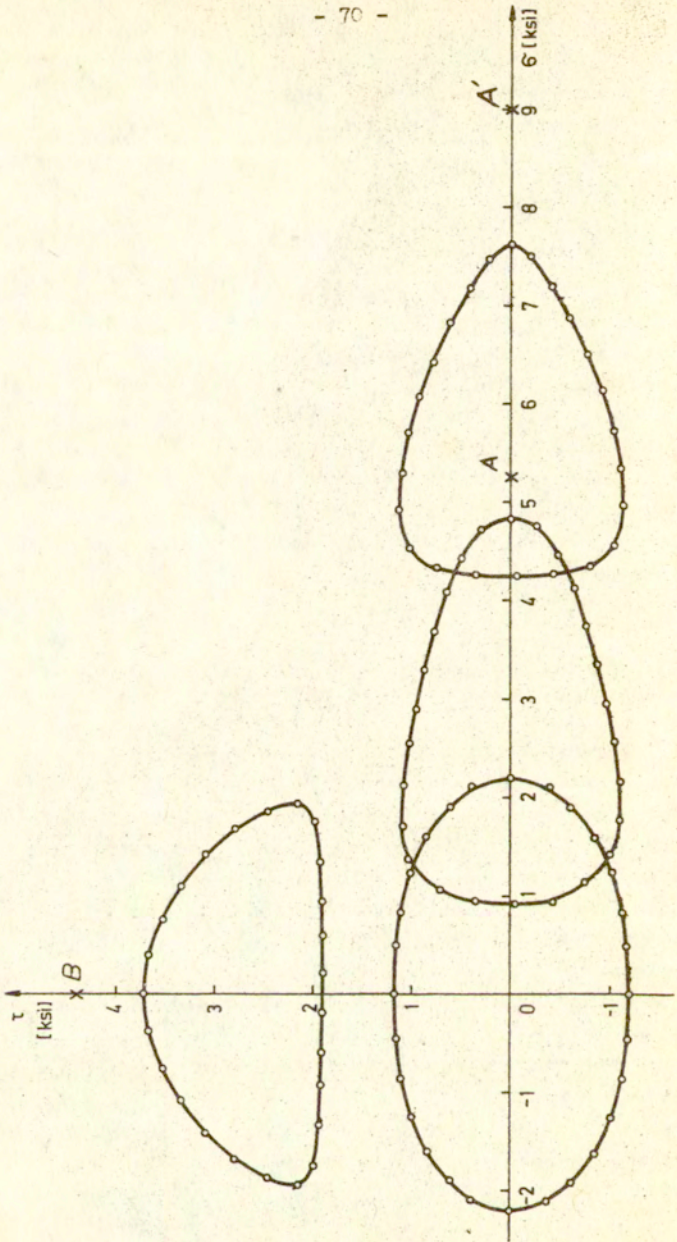
Wykonany został też test obciążania i odciążania osiowego, wyniki przedstawiono na rys. 4.15.

Można zauważyć na rys. 4.16, że stanowi deformacji uzyskanemu po osiągnięciu pktu A odpowiada w przyjętym modelu pewien stan obciążenia θ_A odpowiadający minimalnej mocy dyssypacji.

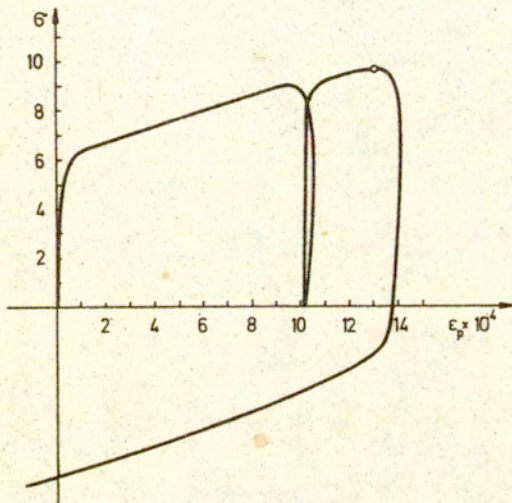
5.3. Wnioski

W punktach 4.1 i 4.2 zostały przedstawione dwa różne modele matematyczne materiału. Modele te zostały zaproponowane w celu opisu tego samego zjawiska - zmiany położenia i kształtu powierzchni plastyczności przy założeniu, że zmiany te są generowane wyłącznie przez powstawanie naprężeń wewnętrznych. Różnica polegała na sposobie generacji naprężeń wewnętrznych.

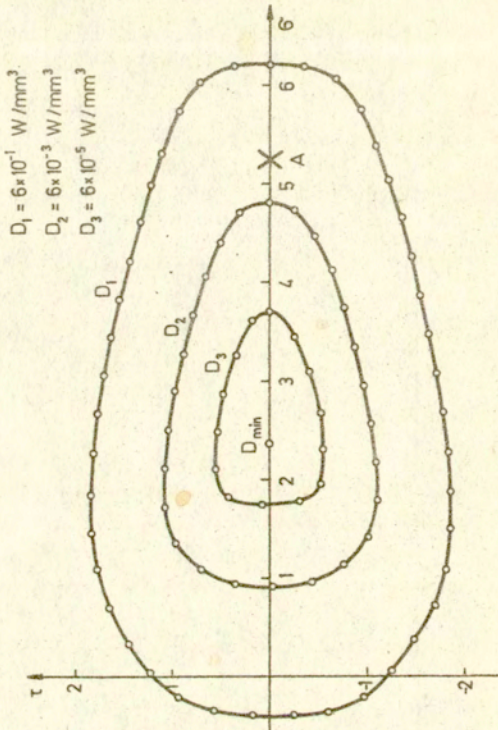
W pierwszym modelu zakładano, że powstają naprężenia wewnętrzne jedynie na skutek różnych orientacji poślizgu /blokowanie poślizgu/. W drugim modelu zakładano przeciwnie, że naprężenia wynikające z różnych orientacji poślizgu są zaniedbywalnie małe, natomiast zasadniczą rolę odgrywają naprężenia powstające wewnątrz systemu poślizgu. Pierwszy model miał za zadanie uwzględnić naprężenia II rodzaju i pokazać jakie konsekwencje pociąga za sobą założenie, że jedynie



Rys.4.14



Rys.4.15



rys.4.16

te naprężenia decydują o ewolucji powierzchni plastyczności. Drugi model zakładał, że naprężenia III rodzaju odgrywają podstawową rolę w kształtowaniu powierzchni plastyczności.

W modelach tych nie było żadnych parametrów, które by dodatkowo sterowały ewolucją kształtu powierzchni plastyczności.

Różnice pomiędzy wynikami uzyskanymi dla obu modeli były jednak zasadnicze. Model drugi dawał wyniki bliższe wynikom eksperymentalnym.

Z rozważań tych nasuwa się przypuszczenie, że decydującą rolę w kształtowaniu powierzchni plastyczności odgrywają naprężenia wewnętrzne III rodzaju. Wniosek ten przemawia na korzyść teorii poślizgów, zakładającej niezależność systemów poślizgu i tym należałoby tłumaczyć stosunkowo dobrą zgodność z eksperymentem wyników dla modeli 4.1 i 4.3.

Większość znanych do tej pory teorii zakłada zaś generację przesunięcia i kształtu powierzchni plastyczności, jako wynik zmian naprężeń II rodzaju. Niekiedy w teoriach tych wprowadza się dodatkowo dla systemu poślizgu wzmocnienie kinematyczne, np. Weng, Phillips /1977/, można to interpretować jako wprowadzenie dodatkowego parametru opisującego oddziaływanie wewnętrzne.

6. Opis wzmocnienia utajonego

6.1. Wprowadzenie równań ewolucji dla parametrów wewnętrznych

Obserwując wyniki badań doświadczalnych można bardzo często zauważyć tzw. wzmocnienie utajone /latent hardening/. Związane jest ono z powiększaniem się wymiaru poprzecznego powierzchni plastyczności, Jagn, Shishmariev /1958/, Shiratori, Ikegami, Kaneko, Suqubayashi /1975/. W opisie

umocnienia monokryształu stosuje się moduły wzmocnienia utajonego h_{ij} , które mają opisywać wzmocnienie i-tego systemu poślizgu spowodowane deformacją na systemie j-tym, $\dot{\tau}_i^g = h_{ij} \dot{\gamma}_j$. Stosując bezpośrednie uogólnienie tego związku dla teorii poślizgu

$$\tau^g(\Omega) = \int_{\Omega_0} h(\Omega - \Omega') \cdot \gamma(\Omega') d\Omega'$$

W równaniach konstytutywnych modelu termicznie aktywowanych poślizgów z wewnętrznym rozkładem barier energetycznych naprężenie graniczne nie występuje.

Wyznaczenie tego naprężenia zależy z jednej strony od przyjętego kryterium uplastycznienia, ale z drugiej strony od stałych występujących w równaniu

$$\dot{\gamma} = A e^{-\frac{u}{kT}} \left[e^{r \frac{\tau - \tau_u}{kT}} - e^{-r \frac{\tau - \tau_u}{kT}} \right]$$

Parametrami, które mogą ulegać ewolucji, są A , r jak również może zmieniać się rozkład wewnętrzny energii aktywacji $w(u)$.

Parametr A zgodnie z równaniem Ssegera /2.3/ rozdział II, jest wprost proporcjonalny do gęstości dyslokacji, gęstość ta może być różna dla różnych systemów poślizgu, tak więc powinna zależeć od orientacji systemu poślizgu. Przyjęto równania ewolucji dla A , uzależniając zmianę tego parametru od lokalnej dyssypacji energii, lokalnej tzn. związanej z systemem poślizgu

$$/4.22/ \quad \dot{A} = \alpha (a - A) \dot{d}$$

gdzie prędkość dyssypacji energii

$$/4.23/ \quad \dot{d} = \int_{u_0} (\tau - \tau_u) \dot{\gamma} w du$$

a jest pewną stałą, do której dąży asymptotycznie A wraz z trwaniem procesu deformacji, α jest współczynnikiem określającym prędkość zdążania A do a.

Parametr r odpowiada w zależności Seegera objętości aktywowanej, która jest proporcjonalna do średniej odległości między barierami. Odległość ta powinna być związana z gęstością dyslokacji.

Ponieważ już pięciokrotnej zmianie parametru r odpowiadać powinna w przybliżeniu aż pięciokrotna zmiana wielkości powierzchni plastyczności, dlatego też przyjęto inną interpretację r. Współczynnikiem r określa również czułość modelu na zmianę skali czasu. Przyjęto interpretację r jako pewnego współczynnika proporcjonalności między naprężeniem i energią aktywacji. Założono, że $r = \text{const}$.

Pozostał jeszcze problem rozkładu barier energetycznych. Zasadniczym celem przy doborze ewolucji tej funkcji wewnętrznej było zastosowanie przyjętych równań do obliczeń praktycznych. Dlatego założono równanie ewolucji dla funkcji wewnętrznej $\gamma_0(h)$ wprowadzonej w rozdziale 4.2. Założono, że materiał umacnia się zgodnie z równaniem

$$/4.24/ \quad \dot{\gamma}_0(h) = B \cdot \dot{\gamma}_0(\gamma),$$

gdzie B jest pewnym skalarnym współczynnikiem określającym umocnienie materiału spowodowane wzajemnym oddziaływaniem procesów poślizgu zachodzących na różnych systemach /latent hardening/. Równanie /4.24/ odpowiada ewolucji widma w $(u) = w_0 \left(\frac{u}{B} \right)$. Zmiana współczynnika B została uzależniona od globalnej dyssypacji energii D

$$/4.25/ \quad \dot{B} = \beta \cdot (b - B) \cdot \dot{D}$$

gdzie $D = \int_{\Omega_0} d\Omega$, oznacza to, że ma zmianę B mają wpływ wszystkie poślizgi zachodzące w różnych systemach, b jest

stałą do której zdąża B wraz z trwaniem procesu deformacji, β jest współczynnikiem określającym prędkość zachodzenia tego procesu.

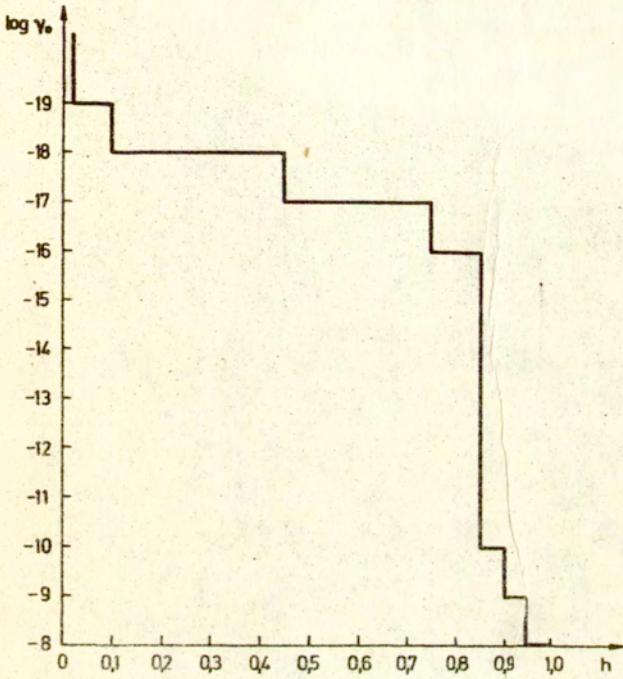
5.2. Dyskusja przyjętego modelu

Przyjęcie modelu składającego się z równań /4.17/ - /4.25/ pozwala na opis wielu efektów, których nie można było uzyskać stosując klasyczny model teorii poślizgów, zakładający niezależność procesów poślizgu. Zależność procesów poślizgu występuje jedynie w równaniu 4.25, w którym określana jest wartość parametru skalarnego B decydującego o wytrzymałości materiału w sensie izotropowym. Jeśli założyć, że $B = \text{const.}$ to model taki będzie modelem o niezależnych systemach poślizgu. Ma to istotne znaczenie praktyczne, gdyż pozwala na niezależne wyznaczenie położenia elementarnych warunków uplastycznienia /stycznej do powierzchni plastyczności/. Wykonując takie obliczenia dla różnych systemów poślizgu można otrzymać w efekcie obwiednie elementarnych warunków, a tym samym określić w przybliżeniu kształt powierzchni plastyczności. Dla modelu określonego równaniami /4.17/ - /4.25/ zostały wykonane obliczenia numeryczne w celu przedstawienia ewolucji kształtu powierzchni stałej mocy dysypacji.

Do obliczeń został przyjęty rozkład widmowy $J_{00}(h)$ przedstawiony na rys. 4.17. Powstałe stałe $G = 2500 \text{ ksi}$, $\frac{r}{kT} = 10 \frac{1}{\text{ksi}}$, $a = 10^4$, $\alpha = 0,01$, $B = 1$ /model o niezależnych poślizgach/.

Uzyskano ewolucje powierzchni stałej mocy dysypacji odpowiadającą $D = 0,4 \text{ W/m}^3$, rys. 4.18 /dla parametrów procesu obciążenia z pktu 2/.

Uzmiennienie stałej B zgodnie z /4.25/ spowodowało zmianę wielkości otrzymywanych powierzchni dla $b = 10^{-3}$,



Rys.4.17

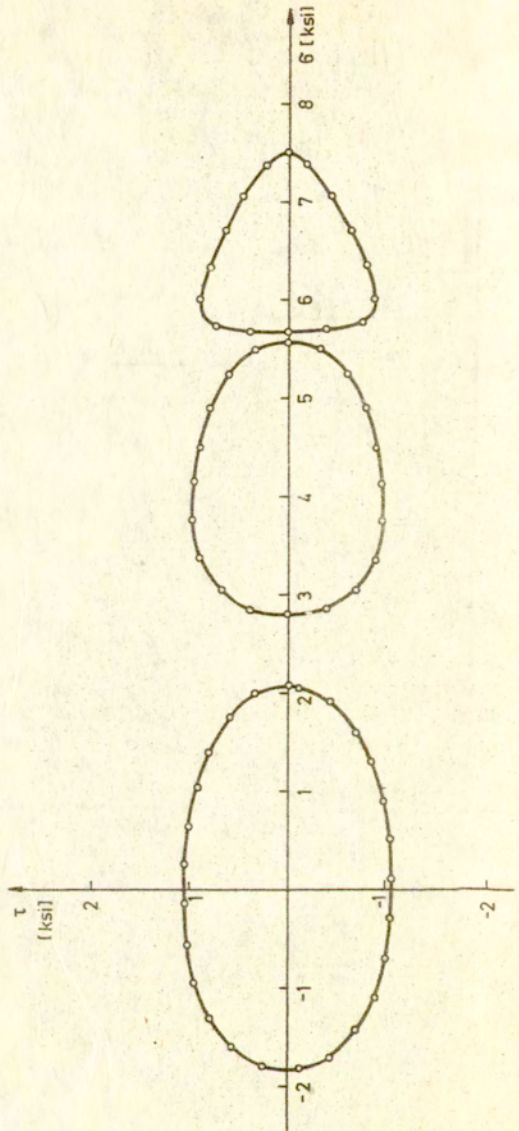
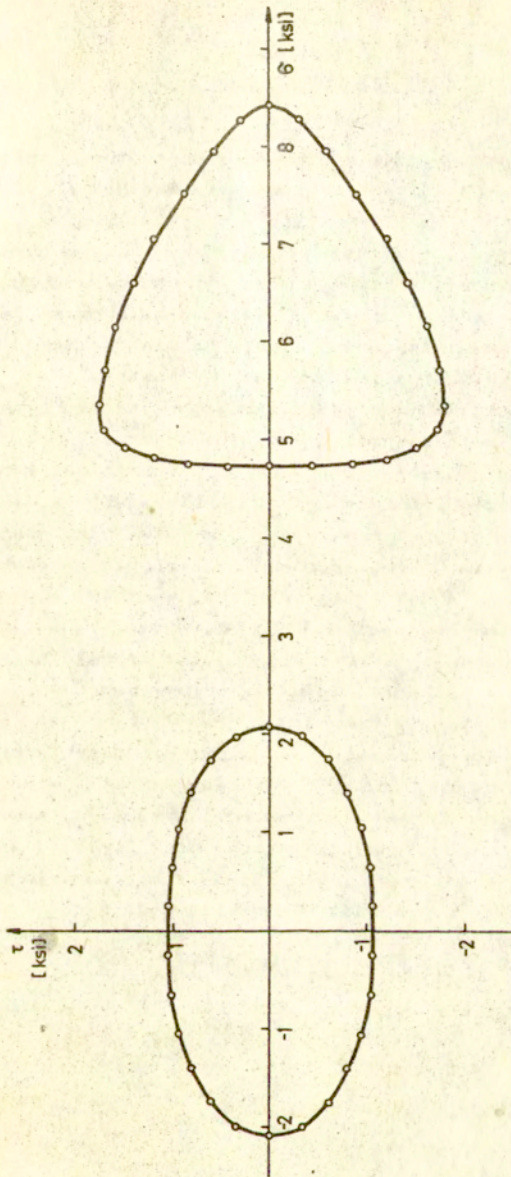


Fig. 4.18



Rys.4.19

$\beta = 0.01$, rys. 4.19.

Zależnie od stosunku α/β można uzyskać opis wzmocnienia lub osłabienia cyklowego.

Powyższy model może służyć do jednoczesnego opisu wielu efektów pomimo dwóch parametrów wewnętrznych A i B. W równaniach /4.17/ - /4.25/ występuje pięć stałych α , β , a, b i r, przy czym dla każdej z tych stałych można określić test doświadczalny, z którego może być ona oszacowana. r określa czułość materiału na zmianę skali czasu, a i b wymiarują pewną hipotetyczną powierzchnię do której materiał zdąża wraz z trwaniem procesu deformacji.

b określa zmianę wymiaru poprzecznego powierzchni, natomiast a · b określa zmianę wymiaru wzdłużnego.

Każda z pięciu stałych występujących w równaniach konstytutywnych ma prostą interpretację z punktu widzenia makroskopowego, fenomenologicznego opisu, jak również związana jest z pewnym efektem obserwowanym w badaniach mikroskopowych. Tak np. zdążanie A do pewnej ustalonej wartości a można łączyć ze wzrostem gęstości dyslokacji.

Doboru rozkładu energii aktywacji można dokonać na gruncie makroskopowym - na podstawie kształtu wykresu $\sigma - \epsilon$ /taki sposób był stosowany w niniejszej pracy/.

Zaproponowany model pozwala też na przeprowadzenie próby doboru tego rozkładu na podstawie rozkładu defektów sieci, którym będzie przyporządkowana pewna energia aktywacji. Wymaga to jednak bardzo szczegółowych rozważań nt. fizyki zjawiska prowadzących do jakościowej i ilościowej oceny udziału poszczególnych defektów w procesie blokowania poślizgu.

V. ZAKOŃCZENIE

1. Możliwości zastosowania teorii poślizgów

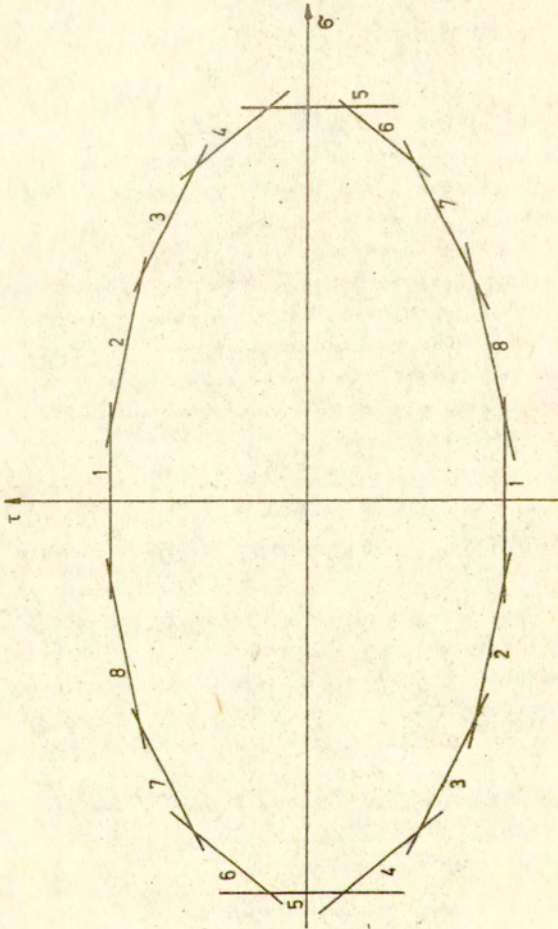
Stosowanie teorii polizgów związane jest z obliczaniem całki potrójnej, odpowiada to dokonaniu sumowania po wszystkich możliwych systemach poślizgu. Praktycznie rozpatruje się ograniczoną liczbę systemów poślizgu przybliżając całkę potrójną pewną sumą pojedynczą. Liczba przyjętych systemów może mieć wpływ na dokładność obliczeń. Należy tu pamiętać, że przyjęcie modelu teoretycznego jest już dużym uproszczeniem w stosunku do rzeczywistego materiału. Największe szanse zastosowania do rozwiązywania zagadnień brzegowych mają modele uproszczone o kilku, czy kilkunastu systemach poślizgu.

Przykładem może być model o jedynie dwóch systemach poślizgu używany do analizy procesu rozciągania próbki, Asoro /1979/, Peirce, Asoro, Needelman /1982/, Pen, Rice /1983/.

Dla prób rozciągania i skręcania wystarczy model o kilku systemach poślizgu. Na rys. 5.1 przedstawiona jest powierzchnia plastyczności uzyskana dla modelu o tylko ośmiu systemach poślizgu / $\tau_c = \text{const.}$ /.

Dwuwymiarowemu modelowi z rysunku 5.1 odpowiada, stosowany do obliczeń numerycznych w tej pracy, model trójwymiarowy o 174 systemach poślizgu /patrz rozdz.V pkt.2/, czyli model o przeszło 20-krotnie zwiększonej ilości systemów poślizgu i o dłuższych wzorach transformacji.

Modelami mającymi obecnie największe szanse zastosowania są modele o zredukowanej liczbie systemów poślizgu w sposób pozwalający na rozwiązywanie pewnych szczególnych zagadnień brzegowych.



Rys. 5.1

2. Wnioski

W pracy zostały uzyskane następujące rezultaty :

- Wykazano, że jedną z przyczyn braku zgodności wyników klasycznej teorii poślizgów BB z doświadczeniem jest przyjęcie równań poślizgu niezależnych od zmiany skali czasu. Wprowadzono w tym miejscu model termicznie aktywowanych procesów poślizgu i wykazano, że stosując go, przy odpowiednio dobranej czułości na zmianę skali czasu, uzyskuje się jakościową zgodność ewolucji kształtu powierzchni plastyczności z doświadczeniem.
- Pokazano, że przyjęty model termicznie aktywowanych poślizgów znajduje swoje uzasadnienie w pracach wykonanych na gruncie fizyki ciała stałego. Wyniki te jak dotąd nie miały powiązania z opisem anizotropowego zachowania się materiału w złożonym stanie obciążenia za pomocą ewolucji powierzchni plastyczności.
- Wprowadzono model sprężystych oddziaływań międzysystemowych, którego szczególnym przypadkiem jest z jednej strony teoria poślizgów, z drugiej zaś ogólnie stosowany sposób obliczania naprężeń wewnętrznych. Przeprowadzone obliczenia pokazały w jaki sposób dla tego typu modelu ulega ewolucji kształt powierzchni uplastycznienia.
- Wprowadzono model rozkładu barier energetycznych dla poślizgu. Otrzymano w ten sposób model materiału z rozkładem naprężeń wewnątrz poślizgu. Pokazano, że tego typu model, w znacznie lepszy sposób opisuje ewolucję kształtu powierzchni plastyczności niż w/w model sprężystych oddziaływań międzysystemowych.

- Porównanie w/w dwóch modeli rzuca nowe światło na dotychczasowe koncepcje opisu naprężeń wewnętrznych. Uzyskane wyniki obliczeń skłaniają ku przypuszczeniu, że naprężenia wewnętrzne III rodzaju mają decydujący wpływ na kształt powierzchni plastyczności. W większości znanych teorii używanych do opisu tego zjawiska zaniedbuje się te właśnie naprężenia /III rodzaju/, kładąc nacisk na generacje zmiany położenia i kształtu powierzchni plastyczności za pomocą naprężeń wewnętrznych odpowiadających naprężeniom II rodzaju /różna orientacja poślizgów/ Taylor /1938/, Bishop /Will /1951/, Kröner /1961/, Budianski Wu /1962/, Lin Ito /1966/, Weng Phillips /1977/.
- Przeprowadzono analizę parametrów występujących w równaniach termicznych aktywacji poślizgu, z jednej strony z uwagi na zgodność z wynikami badań makroskopowych z drugiej strony ze względu na znaną interpretację fizykalną. Stosując równania ewolucji dla dwóch parametrów A i B, można uzyskać zgodność z doświadczeniem kształtu powierzchni uplastycznienia przy jednoczesnym opisie takich zjawisk jak wzmocnienie utajone, wzmocnienie cyklowe, zachowując jednocześnie odpowiednią czułość na zmianę skali czasu.

Literatura cytowana w tekście

1. ASARO R.J. /1979/. Geometrical effect in the inhomogenous deformation of ductile single crystals. *Acta Met.* 27,3, 445-454.
2. BATDORF S.B., BUDIANSKY B. /1949/. A mathematical theory of plasticity based on the concept of slip. NACA, Tech. Notes 1871 /pracę przedrukowano w *Механика* No 1, 1962/.
3. BATDORF S.B., BUDIANSKY B. /1954/. Polyaxial stress-strain relations of strain hardening metal. *J. Appl. Mech.* 21,4, 323-326.
4. BISHOP J.F.W., HILL R. /1951/. A theory of plastic distortion of a polycrystalline face-centered metal. *Phil. Mag.* 42, 444-427.
5. BLINOWSKI A. /1980/. On a model of macroscopic flow rule for BCC-Lattice metals in thermal activation region. *J. Tech. Phys.* 21,3, 367-374.
6. BRENNER S.S. /1958/. Properties of whiskers, w *Growth and perfection of crystals*, Willey.
7. BUDIANSKY B., WU T.Y. /1962/. Theoretical prediction of plastic strains of polycrystals. *Proc. U.S. Nat. Congr. Appl. Mech.* 4 th, 1962, 1175.
8. COTTRELL A.H., BILBY B.A. /1949/. *Proc. Phys. Soc.* A62, 49.
9. CATTRELL A.H. /1964/. *Mechanical properties of matter*, Willey.
10. ELLIS I.R., ROBINSON E.N., FUGH C.E. /1983/. Time dependence in biaxial yield of type 316 stainless steel at room temperature. *J. Eng. Mat. Techn.* v. 105, 250-256.
11. EISENBERG M.A., YEN C-F. /1984/. The anisotropic deformation of yield surface. *J. Eng. Mat. Techn.* v. 106, 355-360.
12. ESHELBY I.D. /1957/. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. Roy. Soc., Ser. A* 241, 398.

13. FRANKEL J. /1926/. Zur Theorie der Elastizitätsgrenze und der Festigkeit Kristallinischer Körper. Z.Phys. 37, 572.
14. FRANCIOSI P., BERRECIILLER, ZAOUÏ A. /1980/. Latent hardening in copper and aluminium single crystals. Acta.Met. 28,3, 273-285.
15. FRANCIOSI P. /1983/. Glide mechanisms in b.c.c. crystals: an investigation of the case of α -iron through multislip and latent hardening tests, Acta Met, 31,9, 1331-1342.
16. GILMAN J.J. /1969/. Micromechanics of flow in solids. Mc.Graw Hill.
17. HALL E.O. /1970/. Yield point phenomena in metals and alloys, Macmillan.
18. HILL R. /1966/. Generalized constitutive relations for incremental deformation of metal crystals by multislip. J.Mech.Phys. Solids 14, 59-102.
19. HULL D. /1975/. Introduction to dislocations, Pergamon Press /po polsku 1982, Dyslokacje, PWN/.
20. IKEGAMI K. /1977/. Experimental plasticity on the anisotropy of metals, Colloques internationaux du CNRS, No 295.
21. IVEY H.I. /1961/. Plastic stress-strain relations and yield surfaces for aluminium alloys. J.Mech. Eng.Sci. 3,1.
22. JAGN I., SHISHMARIEV O.A. /1958/. Niekotorye rezultaty issledovaniya granits uprugogo sostoyaniya plasticheski rastyanutykh obraztsov nikiela, DAN CCCP, 119.
23. KOCKS U.F., ARGON A.S., ASHBY M.F. /1975/. Thermodynamics and kinetics of slip, Progress in material science 19, Pergamon Press.
24. KOITER W.T. /1953/. Stress-strain relations, uniqueness and variational theorems for elastic-plastic materials with a singular yield surface. Quart.Appl.Math. 11, 350-353.
25. KRÖNER E. /1961/. Zur plastischen verformung des vielkristalls, Acta Met. 9, 155.
26. KURTYKA T. /1983/. Pewna nowa koncepcja opisu anizotropowego wzmacnienia plastycznego metali, praca

doktorska, IM i PKM, Politechnika Krakowska,
Kraków 1983.

27. LEMAITRE I. /1974/. Elasto-visco-plastic constitutive equations for quasi-static structures calculations, w *Dynamika ośrodków niesprężystych*, pod red. P. Perzyny, Ossolineum WPAN.
28. LIN T.H., ITO Y.M. /1966/. Theoretical plastic stress-strain relationship of a polycrystal and comparisons with von Mises and Tresca's plasticity theories. *Int. J. Eng. Sci.* 4, 543-561.
29. LIN T.H. /1971/. Physical theory of plasticity. *Adv. Appl. Mech.* 11, 256-300.
30. LUBAHN I.D., FELGAR R.P. /1961/. Plasticity and creep of metals, Wiley and Sons.
31. MALMAISTER A.A. /1956, 1969/. Asnovy teorii lokalnosti deformacji ab 1 /1969/ *Mechanika polimerow* 4, 12-27 i /1969/ 1, 22-29.
32. NABARRO F.R.N. /1947/. Dislocations in simple cubic lattice. *Proc. Phys. Soc.* 59, 256.
33. NABARRO F.R.N. /1967/. Theory of crystal dislocations, Oxford Univ. Press, Londyn.
34. NEMEC I. /1967/. Wytrzymałości i sztywność części stalowych /Tuhost a presnost ocelornych cesti, Praga/.
35. OROWAN E. /1934/. Zur kristallplastizität I. Tieftemperaturplastizität und Beckersche Formel. *Z. Phys.* 89, 605.
36. PAN I., RICE R.J. /1983/. Rate sensitivity of plastic flow and implications for yield surface vertices. *Int. J. Solids Structures* 19, 11, 977-987.
37. PEIERLES R. /1940/. The size of dislocations, *Proc. Phys. Soc.* 52, 34.
38. PEIRCE D., ASARO R.I., NEEDLEMAN /1982/. An analysis of nonuniform and localized deformation in ductile single crystals. *Acta Met.* 30, 1087-1115.
39. PERZYNA P. /1963/. The constitutive equations for rate sensitive plastic materials. *Quart. Appl. Math.* 20, 321-332.

40. PERZYNA P. /1966a/. Teoria Lepkoplasytyczności, PWN.
41. PERZYNA P. /1966b/. Fundamental problems in viscoplasticity. Adv.Appl.Mech. 9, 243-377.
42. PERZYNA P. /1972/. Internal variable description of plasticity. Problems of Plasticity, ed. Sawczuk, Nordhod-Leyden, 145-176.
43. PERZYNA P. /1978/. Termodynamika materiałów niesprężystych. PWN.
44. POLANYI M. /1934/. Über eine Art Gitterstörung die einen Kristall plastisch machen konnte. Z. Phys. 89, 660.
45. PHILLIPS A., TANG I-L. /1972/. The effect of loading path on the yield surface at elevated temperatures. Int.J.Solids Structure 8,463-474.
46. PHILLIPS A., LIU C.S., JUSTUSSON I.W. /1972/. An experimental investigation of yield surface at elevated temperatures. Acta Mech. 14, 119-146.
47. PHILLIPS A., TANG I-L., RICCIUTI M. /1974/. Some new observations on yield surfaces. Acta Mech. 20, 23-39.
48. PHILLIPS A., KOWAKARA A. /1984/. The effect of thermal loading on the yield surface of aluminium. An experimental investigation. Acta Met. 50, 249-270.
49. REID C.N. /1973/. Deformation geometry for materials scientists. Pergamon Press.
50. RICE I.R. /1970/. On the structures of stress-strain relations for time dependent plastic deformation in metals J.Appl.Mech. 37, 728.
51. SANDERS I.L. /1954/. Plastic stress-strain based on linear loading functions. Proc. U.S.Nat.Congr. Appl.Mech. 2 nd, 455-460.
52. SCHMID E. /1924/. Yield poin of crystals critical shear stress law. 1st. Inf.Conf.Appl.Mech., Delft.
53. SEEGER A. /1954/. The temperature dependence of the critical shear stress and of work-hardening of metal crystals, Phil.Mag. 45, 771-773.

54. SEEGER A. /1955/. The generation of lattice defect by moving dislocation and its application to the temperature dependence of the flow stress of fcc crystals. *Phil.Mag.* 46, 1194-1217.
55. SEEGER A. /1957/. The mechanism of glide and work-hardening in face-centered-cubic and hexagonal close packed metals. *Int.Conf.Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, Lake Placid, 1956, Wiley.
56. SHIRATORI E., IKEGAMI K., KANEKO K. /1973/. The influence of the Bauschinger effect on the subsequent yield condition. *Trans Japan Soc.Mech.Eng.* 39, 458-471.
57. SHIRATORI E.K., IKEGAMI K., KANEKO K., SUGIBAYASHI /1975/. Subsequent yield surface after large tensile or torsion prestrain, *Report of Japdn Soc.Mech.Eng.* 75-79, 41-44.
58. SZCZEPIŃSKI W. /1963/. On the effect of plastic deformation on the yield condition, *AMS* 2,15.
59. TAYLOR G.I. /1938/. Plastic strain of metals. *J.Inst. Metals* 62, 1, 307-324.
60. TAYLOR G.I. /1934/. The mechanism of plastic deformation of crystals. *Proc.Roy.Soc., Ser.A* 165, 362-404.
61. TEODOSIU C. /1975/. Opis sprężysto-lepkoplastycznych właściwości pojedynczych kryształów, w *Termoplastyczność* pod red. P.Perzyny WPAN Ossolineum.
62. WENG G.I., PHILLIPS A. /1977/. An investigations of yield surface based on dislocation mechanics. *Int.J.Ing.Sci.* 15,1, 45-60.
63. ŻYCKOWSKI M. /1981/. Combined Loading in the theory of plasticity. PWN.

SPIS TREŚCI

	str.
STRESZCZENIE	3
I. WSTĘP	4
1. Wprowadzenie	4
2. Cel pracy	4
II. FIZYKALNE PODSTAWY DEFORMACJI PLASTYCZNYCH	
I WYNIKI BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH	6
1. Podstawy fizykalne	6
1.1. Wytrzymałość struktury wewnętrznej metali	6
1.2. Dyslokacje	7
2. Wyniki badań eksperymentalnych	9
2.1. Płynięcie plastyczne podczas próby rozciągania	9
2.2. Ewolucja kształtu powierzchni plastyczności	15
III. TEORIE DEFORMACJI OPARTE NA KONCEPCJI POŚLIZGU	26
1. System poślizgu i deformacje monokryształu	26
2. Teorie deformacji polikryształu	29
2.1. Teoria poślizgów Batdorfa i Budiansky'ego	29
2.2. Inne teorie oparte na koncepcji poślizgu	33
IV. FENOMENOLOGICZNE TEORIE TERMICZNIE AKTYWOWANYCH POŚLIZGÓW	36
1. Analiza wyników doświadczalnych	36
2. Koncepcja termicznej aktywacji procesu poślizgu	39
3. Model deformacyjny	42
3.1. Równania konstytutywne	42
3.2. Obliczenia numeryczne	42
3.3. Porównanie wyników obliczeń i eksperymentu	45
4. Powierzchnia plastyczności, a obwiednia elementarnych warunków poślizgu	56
5. Opis naprężeń wewnętrznych	58
5.1. Koncepcja sprężystych oddziaływań międzysyste- mowych	60
5.2. Koncepcja rozkładu barier energetycznych i sprężyste oddziaływania wewnątrzsystemowe	66
5.3. Wnioski	69

6.Opis wzmocnienia utajonego	73
6.1.Wprowadzenie równań ewolucji dla parametrów wewnętrznych	73
6.2.Dyskusja przyjętego modelu	76
V. ZAKOŃCZENIE	81
1.Możliwości zastosowania teorii poślizgów	81
2.Wnioski	83
LITERATURA	85