

5.52 — Fizyczne i mechaniczne własności
metali

Maciej Waniewski

WPLYW KIERUNKU I WARTOŚCI WSTĘPNEJ
DEFORMACJI PLASTYCZNEJ
NA PEŁZANIE METALI

34 / 1983

Praca doktorska

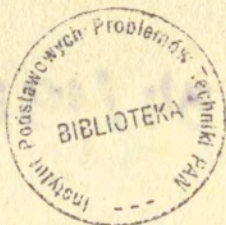
P. 269

WARSZAWA 1983

P r a c a d o k t o r s k a

Promotor Doc. dr hab. Lech Dietrich

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 13 lipca 1983 r.



57003



N a p r a w a c h r ę k o p i s u

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 160 egz. Ark.wyd. 6. Ark. druk. 8,5 .

Oddano do drukarni w lipcu 1983 r.

Nr zamówienia 581/83 M-13 .

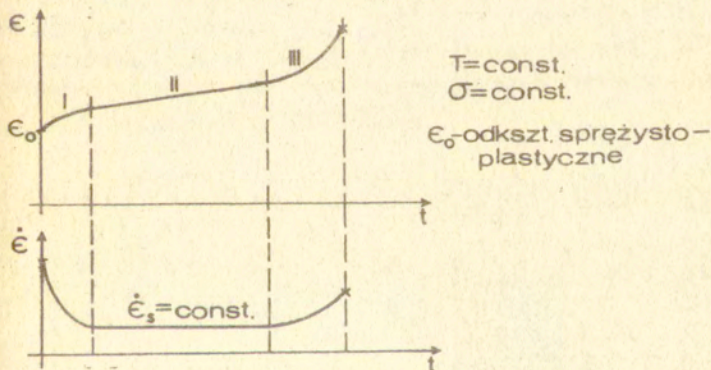
Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul.Śniadeckich 8

Wpływ kierunku i wartości wstępnej
deformacji plastycznej na pełzanie metali

1. Wstęp

Na zjawisko pełzania metali zwrócono uwagę w końcu XIX wieku, w momencie wystąpienia gwałtownego rozwoju maszyn parowych.

Pierwszym badaczem, który z naukowego punktu widzenia badał zjawisko pełzania metali, był E.N.Costa Andrade. W swojej pracy [1], opublikowanej w r. 1910 na podstawie badań doświadczalnych wprowadził pojęcie pierwszego, drugiego i trzeciego etapu pełzania, rys. 1 oraz zdefiniował pełzanie jako proces deformacji plastycznej, przebiegający w funkcji czasu przy stałym poziomie naprężenia i temperatury.



Rys.1. Krzywa pełzania dla metali

Na podstawie otrzymanych krzywych, autor zapisał zależność

odkształceń ϵ od czasu t w postaci:

$$(1) \quad \epsilon = \epsilon_0 (1 + \beta t^{1/3}) e^{kt}$$

gdzie ϵ_0 , β oraz k są stałymi materiałowymi zależnymi od temperatury.

Przy założeniu $k=0$, wzór (1) opisuje krzywą pełzania w pierwszym jej stadium. Natomiast zakładając $\beta=0$ otrzymano wzór opisujący krzywą pełzania w drugim etapie, dla którego prędkość pełzania $\dot{\epsilon}$ ma ustaloną, minimalną wartość $\dot{\epsilon}_s$, rys. 1.

F.H. Norton w 1929 roku opublikował wykładnicze prawo [2] dotyczące ustalonej prędkości pełzania $\dot{\epsilon}_s$ przy jednoosiowym stanie naprężenia σ :

$$(2) \quad \dot{\epsilon}_s = B \sigma^n$$

gdzie B i n są stałymi materiałowymi zależnymi od temperatury.

F.K.G. Odqvist [3] przedstawił w roku 1934 teorię pełzania dla złożonego stanu naprężenia, ściśle związaną z teorią plastyczności von Mises'a [4], gdzie ustalona prędkość pełzania $\dot{\epsilon}_{ij}^s \equiv D_{ij}$ jest proporcjonalna do dewiatora naprężenia S_{ij}

$$(3) \quad \frac{d\epsilon_{ij}^s}{dt} = D_{ij} = f(\sigma_i) S_{ij}$$

W równaniu (3) wielkość $\sigma_i = [(3/2) S_{ij} S_{ij}]^{1/2}$ jest intensywnością naprężenia, natomiast dewiator naprężenia S_{ij} zdefiniowany jest równaniem $S_{ij} = \sigma_{ij} - (1/3) \delta_{ij} \sigma_{kk}$.

Przyjmując, że materiał jest nieściśliwy, $\dot{\epsilon}_{kk} = 0$, otrzymano zależność dla prędkości dysypacji energii \dot{W} [4] :

$$(4) \quad \dot{W} = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} = S_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} + \delta_{ij} \sigma_{kk} \dot{\epsilon}_{ij} / 3 = S_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}$$

Zakładając, że zmiana prędkości dysypacji energii \dot{W} zachodzi przy stałej wartości prędkości odkształcenia D_{ij} otrzymano :

$$\delta \dot{W} = \delta S_{ij} D_{ij}$$

i stąd

$$(5) \quad D_{ij} = \frac{\partial \dot{W}}{\partial S_{ij}}$$

Zgodnie z teorią plastyczności von Mises'a [4], prędkość dysypacji energii \dot{W} zależna jest od skalarnej funkcji σ_i a pośrednio od składowych tensora dewiatora naprężenia, co można zapisać w formie równania :

$$(6) \quad D_{ij} = \frac{d\dot{W}}{d\sigma_i} \frac{\partial \sigma_i}{\partial S_{ij}} = \frac{d\dot{W}}{d\sigma_i} \frac{1}{2\sigma_i} \frac{\partial \sigma_i^2}{\partial S_{ij}} = \frac{3d\dot{W}}{2d\sigma_i} \frac{S_{ij}}{\sigma_i}$$

W teorii Odqvista [3] założono, że wzór (6) dla jednoosiowego stanu naprężenia redukuje się do prawa Nortona (2) :

$$(7) \quad D_{11} = \frac{3d\dot{W}}{2d\sigma_i} \frac{2\sigma_{11}}{3\sigma_{11}} = B\sigma_{11}^n$$

Wzór (7) można zapisać w równoważnej formie :

$$(8) \quad \frac{D_{11}}{D_0} = \left(\frac{\sigma_{11}}{\sigma_0} \right)^n$$

gdzie D_0 , σ_0 i n są stałymi materiałowymi.

I tak, ogólnie można zapisać :

$$(9) \quad \frac{d\dot{W}}{d\sigma_i} = \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_0} \right)^n$$

oraz

$$(10) \quad \dot{W} = \frac{\sigma_o}{n+1} \left(\frac{\sigma_j}{\sigma_o} \right)^{n+1}$$

Rozpatrując równanie (6) i (10) dla ogólnego przypadku, jakim jest równanie (3), otrzymano:

$$(11) \quad \frac{D_{ij}}{D_o} = \frac{3}{2} \left(\frac{\sigma_j}{\sigma_o} \right)^{n-1} \frac{S_{ji}}{\sigma_o}$$

Wzór (11) jest spełniony przy założeniach:

- (i) nieściśliwości materiału.
- (ii) prędkość pełzania nie zależy od ciśnienia hydrostatycznego.
- (iii) zakłada się istnienie potencjału płynięcia.
- (iv) materiał jest izotropowy (współosiowość tensora naprężenia i prędkości odkształcenia).
- (v) w przypadku jednoosiowego stanu naprężenia wzór (11) redukuje się do prawa Nortona, wzór (8).

W latach pięćdziesiątych XX wieku nastąpił gwałtowny rozwój teorii dotyczących głównie drugiego i trzeciego etapu pełzania. Rozwój ten podyktowany był koniecznością znalezienia materiałów konstrukcyjnych wykazujących dużą odporność na długotrwałe, duże obciążenia występujące w silnikach rakietowych, nowoczesnych turbinach oraz w wysokotemperaturowych reaktorach atomowych.

Dlatego też stało się koniecznym przeprowadzenie oprócz jednoosiowych prób pełzania również doświadczeń w złożonym stanie naprężenia. Przeszkodą w przeprowadzaniu tego typu eksperymentów jest konieczność stosowania specjalistycznych maszyn wytrzymałościowych oraz próbek o kształcie i wymiarach pozwalających na otrzymanie jednorodnego pola odkształceń na powierzchni pomiarowej próbki.

Praktycznie, próby takie przeprowadza się w płaskim stanie naprężenia na cienkościennych rurkach lub płaskich próbkach

krzyżowych, a ich celem jest dostarczenie niezbędnych danych, zgodnych z rzeczywistym zachowaniem się materiałów konstrukcyjnych, potrzebnych do weryfikacji lub tworzenia teoretycznych założeń.

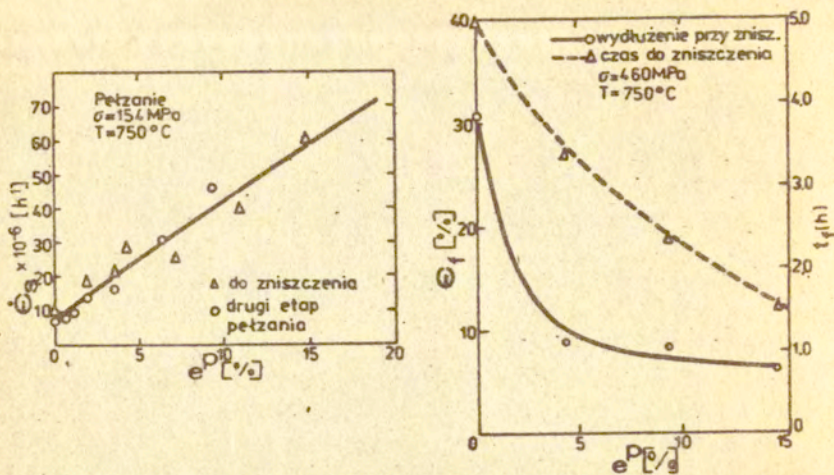
Badania te w ostatnich latach skoncentrowały się głównie na pełzaniu w złożonym stanie naprężenia przy cyklicznych zmianach kierunku i wartości obciążenia oraz w mniejszym stopniu nad wpływem wstępnej deformacji plastycznej na pełzanie. W tym drugim przypadku badano wpływ wprowadzonej w procesach obróbki plastycznej anizotropii na stopień jego umocnienia w warunkach długotrwałych, stałych obciążeń a więc badano wpływ deformacji plastycznej na takie własności materiałów poddanych pełzaniu jak czas i wielkość odkształcenia przy zniszczeniu oraz wartość ustalonej prędkości pełzania. Odrębnym tematem badań jest problem opisu uszkodzenia materiału związanego ze zjawiskiem powstawania i wzrostu pustek wyraźnie widocznego w trzecim etapie pełzania.

W próbach jednoosiowych, wpływ wartości wstępnej deformacji plastycznej na pełzanie przedstawiono w pracy Dyson'a i Rodgers'a [5] , natomiast wpływ ten badany w warunkach czystego skręcania omówiono w pracach Dyson'a, Loveday'a i Rodgersa [6] oraz Hayhursta, Trąpczyńskiego i Leckie'go [7] .

W pracach [5] , [6] wykazano, że badany stop Nimonio 80A, z wprowadzoną w temperaturze pokojowej anizotropią, poddany następnie pełzaniu w temperaturze $T = 750^{\circ}\text{C}$, wykazuje osłabienie charakteryzujące się wzrostem ustalonej prędkości pełzania $\dot{\epsilon}_s$ oraz skróceniem czasu t_f i zmniejszeniem odkształceń ϵ_f przy zniszczeniu, rys.2 . Anizotropowość pełzania jest tym większa im większa jest wartość wstępnej deformacji plastycznej e^p , rys. 2%.

W pracy Trąpczyńskiego [8] , wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania badano na próbkach płaskich wycinanych z arkusza blachy pod różnymi kątami do kierunku wstępnego rozciągania-omawiana powyżej metoda doświadczalna była zaproponowana przez Szczepińskiego [9] .

W pracy [8] , na podstawie wyników doświadczeń wykazano,



Rys.2. Wpływ wstępnej deformacji plastycznej e^p na ustaloną wartość pełzania $\dot{\epsilon}_s$, czas t_f oraz wielkość odkształcenia ϵ_f przy zniszczeniu dla stopu Nimonic 80A.

że czysta miedź wstępnie zdeformowana i poddana pełzaniu wzmacnia się, co objawia się zmniejszeniem wartości ustalonej prędkości pełzania, przy czym stopień wzmocnienia zależy zarówno od kierunku jak i od wartości wstępnej deformacji plastycznej.

W pracy [7], wykorzystując dane eksperymentalne z prac [5] i [6], podjęto próbę opisu wpływu wartości wstępnej deformacji plastycznej na czas do zniszczenia przy pełzaniu, posługując się teorią w której zakłada się wzrost uszkodzenia materiału wskutek dwóch zachodzących jednocześnie procesów - nukleacji i wzrostu pustek.

W pracy [8] wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania, próbowano opisać poprzez wprowadzenie pojęcia potencjału pełzania z uwzględnieniem izotropowego i kinematycznego wzmocnienia.

Inną próbą opisu wpływu wstępnej deformacji plastycznej

na ustaloną prędkość pełzania, przedstawioną w pracy Sawczuka i Trąpczyńskiego [10], jest reprezentacja funkcji tensorowych. Podejście to jest następstwem rozwijania teorii plastyczności materiałów z wprowadzoną anizotropią, opisaną w pracy Boehlera i Sawczuka [11]. Proponowane w pracy [10] równanie konstytutywne weryfikowano na podstawie danych eksperymentalnych zawartych w pracy [8]:

Jak już wspomniano, badania własności mechanicznych metali w trójosiowym stanie naprężenia przeprowadzane są sporadycznie. Natomiast płaski stan naprężenia osiąga się na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych działaniu kombinacji ciśnienia wewnętrznego, rozciągania lub skręcania. Rzadziej przeprowadza się badania wytrzymałościowe na próbkach krzyżowych poddanych dwuosowemu rozciąganiu, skręcanych dyskach (dysk Andrade) lub zginanych belkach i płytach.

Przykładem zastosowania próbek rurkowych, krzyżowych i dysków są wyniki badań opisane m.in. w pracach Philipsa *et al.* [12], Findley'a i Gjelsvik'a [13], Trąpczyńskiego, Morrisona i Topliss'a [14], Rogan'a i Shelton'a [15], Ohashi i Tokudy [16], Kelly'ego [17] oraz Shiratori i Ikegami [18].

Opisane w tych pracach cechy konstrukcyjne stanowisk badawczych są typowe dla tego rodzaju urządzeń i będą szczegółowo omówione w rozdziale 4. Opis innych stanowisk do badań w złożonym stanie naprężenia można znaleźć między innymi w pracach: Miastkowskiego [19], Turskiego [20], Leńskiego *et al.* [21], Rotvela [22], Dietricha i Turskiego [23], Śliwowskiego [24], Ochelskiego [25] i Anisimowicza [26].

2. Zakres pracy

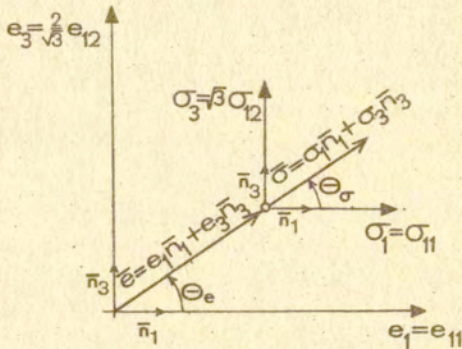
Wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania badano na cienkościennych próbkach rurkowych wykonanych z czystej miedzi M1E, poddanych rozciąganiu siłą osiową i skręcanych momentem.

Do badań zastosowano maszynę wytrzymałościową składającą się z dwóch niezależnych układów obciążnikowych - rozciągającego i skręcającego próbkę z możliwością przeprowadzania

badan w podwyższonej temperaturze.

Stan odkształcenia mierzono za pomocą ekstensometru mechanicznego, umożliwiającego niezależny pomiar przetworzonego na sygnał elektryczny, względnego wydłużenia i skręcenia próbki przy zastosowaniu czterech indukcyjnych czujników różnicowych umieszczonych poza piecem.

Część badawcza pracy składa się z dwóch etapów. W pierwszym etapie przeprowadzono w temperaturze pokojowej wstępną deformację plastyczną wzdłuż prostoliniowych trajektorii odkształ-



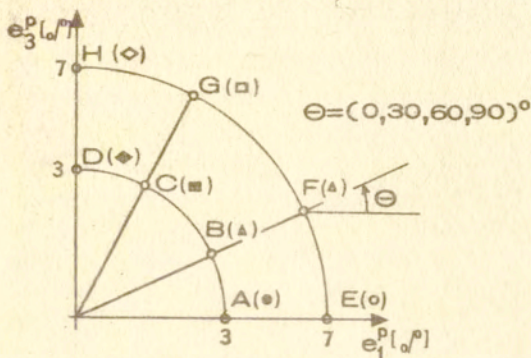
Rys. 3. Podprzestrzeń dewiatora odkształcenia

cenia, opisanych w podprzestrzeni $(e_1, e_3) \equiv (e_{11}, (2\sqrt{3})e_{12})$, rys. 3 gdzie e_{11} oznacza składową osiową tensora dewiatora odkształcenia oraz e_{12} oznacza składową postaciową tensora dewiatora odkształcenia e_{ij} .

Dla płaskiego przypadku proporcjonalnego obciążania cienkościennych próbek rurkowych siłą osiową i momentem skręcającym, odpowiedź materiału określona jest przez dwa parametry - kierunek wektora \bar{e} , wyrażony przez kąt $\Theta_e = \arctg \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{e_{12}}{e_{11}}$ oraz długość wektora $|\bar{e}| = e_1 = [e_{11}^2 + (4/3)e_{12}^2]^{1/2}$ rys. 3.

Dla kątów $\Theta = \Theta_e = (0, 30, 60, 90)^\circ$ odkształcono

dwie serie próbek, dla których intensywność odkształcenia plastycznego $e_i^p = e_i - e_i^e$, gdzie e_i^e oznacza intensywność odkształcenia sprężystego, wynosiła odpowiednio $e_i^p = 3\%$ dla próbek A-D oraz $e_i^p = 7\%$ dla próbek E-H, rys. 4.



Rys. 4. Program wstępnej deformacji plastycznej.

Drugi etap eksperymentu polegał na określeniu wpływu, kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania.

W tym celu wstępnie zdeformowane próbki podgrzewano do temperatury $T = 300^{\circ}\text{C}$ i po 24 godzinach wygrzewania poddawano je jednoosiowemu pełzaniu w kierunku osiowym z poziomym naprężeniem $\sigma_{11}^c = 49 \text{ MPa}$, jednakowym dla wszystkich próbek. Czas pełzania w każdym przypadku wynosił 200 godzin, umożliwiając określenie doświadczalnej wartości ustalonej prędkości pełzania.

Opis teoretyczny omawianego powyżej zjawiska zawiera weryfikację równania konstytutywnego wyprowadzonego w oparciu o istnienie potencjału pełzania z uwzględnieniem izotropowego i kinematycznego wzmocnienia oraz weryfikację równania konstytutywnego zawartego w pracy [10], wyprowadzonego przy użyciu metody reprezentacji funkcji tensorowych.

Powyższe teorie pełzania, zwane fenomenologicznymi próbują opisać, zachowanie się materiału z makroanalitycznego punktu widzenia stosując klasyczną teorię plastyczności przy uwzględnieniu wpływu temperatury i czasu. Teorie te w znacznym stopniu opierają się na wynikach badań doświadczalnych oraz są bardzo przydatne z inżynierskiego punktu widzenia, dając ilościową ocenę niestety nie wyjaśniają istoty zjawiska pełzania.

Problem ten jest rozwiązywany w oparciu o fizykę ciała stałego poprzez tworzenie mikromechanicznych modeli pełzania w których punktem wyjścia jest pojęcie dyslokacji i jej ruchu.

W ostatnich latach próbuje się porównywać oba podejścia, nadając stałym materiałowym w równaniach konstytutywnych teorii fenomenologicznych głębszy, fizyczny sens. Dlatego też w rozdziale 3 omówiono między innymi podstawowe teorie dyslokacyjne dotyczące ustalonej prędkości pełzania.

W pracy przedstawiono również metody i urządzenia do badań w złożonym stanie naprężenia z uwzględnieniem szczegółowego opisu stanowiska badawczego wykorzystywanego w niniejszej pracy. Zamieszczono także wyniki wstępnych testów pełzarki, które pozwoliły na wyciągnięcie wniosku o jej dużej przydatności i dokładności w warunkach badań materiałowych w płaskim stanie naprężenia w podwyższonej temperaturze.

3. Wybrane teorie pełzania

3.1. Plastyczny potencjał pełzania

W pracy przyjęto, że dla ustalonej prędkości pełzania

D_{ij} obowiązuje uniwersalne prawo potęgowe Nortona, które dla materiału izotropowego, poddanego złożonym stanom obciążenia dla metali i ich stopów przyjmuje postać (11).

W pracy Calladine'a i Druckera [27] wprowadzono założenie

$$(12) \quad D_{ij} = \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}} \quad , \quad \psi = \frac{\sigma_0 D_0}{n+1} \phi^{n+1}$$

gdzie bezwymiarowa funkcja ϕ jest jednorodna i różniczkowo-

walna w przestrzeni naprężeń σ_{ij}^c/σ_0 oraz równa się jedności w przypadku jednoosiowego rozciągania.

W bezwymiarowej postaci, równanie (12) można zapisać

$$(13) \quad \frac{D_{ij}}{D_0} = \Phi^n \frac{\partial \Phi}{\partial (\sigma_{ij}^c/\sigma_0)}$$

oraz

$$(14) \quad \frac{\dot{W}}{\dot{W}_0} = \frac{\sigma_{ij}^c}{\sigma_0} \frac{D_{ij}}{D_0} = \Phi^{n+1} = \text{const.}$$

gdzie \dot{W} jest prędkością dysypacji energii.

Powierzchnie o stałej wartości funkcji Φ w przestrzeni naprężeń σ_{ij}^c/σ_0 , dla materiału izotropowego są wypukłe, podobne i współosiowe a tensor prędkości odkształcenia jest prostopadły do powierzchni w danym punkcie przestrzeni naprężeń.

Dla materiału izotropowego, w warunkach pełzania ustalonego spełniona jest zależność [27]

$$(15) \quad \Phi^{n+1} \equiv \Omega = \Omega(\sigma_{ij}^c/\sigma_0) = (\sigma_i^c/\sigma_0)^{n+1}$$

gdzie powierzchnia zdefiniowana równaniem

$$(16) \quad \Phi = \sigma_i^c/\sigma_0 = \text{const.}$$

nazwana została powierzchnią stałej prędkości dysypacji energii.

Uwzględniając zależność (16), równanie (13) można zapisać w postaci

$$(17) \quad \begin{aligned} \frac{D_{ij}}{D_0} &= \Phi^n \frac{\partial \Phi}{\partial (\sigma_{ij}^c/\sigma_0)} = \left(\frac{\sigma_i^c}{\sigma_0}\right)^n \frac{\partial \Phi}{\partial (\sigma_i^c/\sigma_0)} \frac{\partial (\sigma_i^c/\sigma_0)}{\partial (\sigma_{ij}^c/\sigma_0)} = \\ &= \left(\frac{\sigma_i^c}{\sigma_0}\right)^n \frac{3}{2} \frac{S_{ij}^c}{\sigma_i^c} = \frac{3}{2} \left(\frac{\sigma_i^c}{\sigma_0}\right)^{n-1} \frac{S_{ij}^c}{\sigma_0} \end{aligned}$$

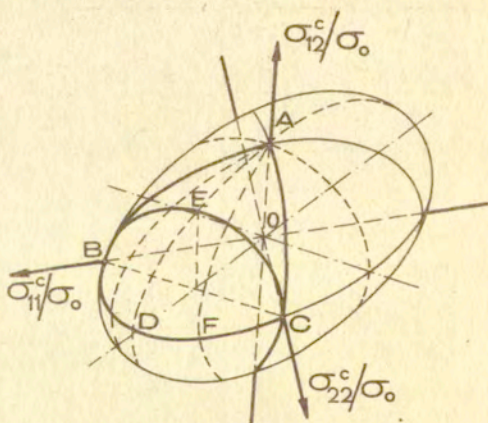
Końcowa postać równania (17), przy uwzględnieniu równości (16), zgodna jest z równaniem (11), opisującym potęgowe prawo Nortona dla przypadku złożonego stanu naprężenia przy pełzaniu.

Dla materiału izotropowego, w warunkach płaskiego stanu naprężenia, potencjał pełzania przybiera postać

$$(18) \quad \Phi = \left[\left(\frac{\sigma_{11}^c}{\sigma_0} \right)^2 - \sigma_{11}^c \frac{\sigma_{22}^c}{\sigma_0} + \left(\frac{\sigma_{22}^c}{\sigma_0} \right)^2 + 3 \left(\frac{\sigma_{12}^c}{\sigma_0} \right)^2 \right]^{1/2} = \text{const.}$$

Równanie (18) reprezentowane jest w przestrzeni naprężeń $\frac{\sigma_{11}^c}{\sigma_0}$, $\frac{\sigma_{22}^c}{\sigma_0}$ i $\frac{\sigma_{12}^c}{\sigma_0}$ przez elipsoidę, rys.5, która w przypadku teorii plastyczności jest przedstawiona w pracy [9].

Stan płaskiego obciążenia reprezentowany jest przez punkty leżące na powierzchni elipsoidy. Elipsy powstałe w wyniku przecięcia elipsoidy płaszczyznami prostopadłymi do płaszczyzn wyznaczonych przez odpowiednie osie elipsoidy reprezentują stany obciążenia, dla których otrzymuje się tę samą wartość ustalonej prędkości pełzania. Dlatego też powierzchnia elipsoidy zwana jest również powierzchnią stałej prędkości ustalonego pełzania.



Rys. 5. Powierzchnia stałej prędkości dysypacji energii dla izotropowego materiału w warunkach płaskiego stanu naprężenia.

Zakładając spełnienie równania (14), płaski stan naprężenia jaki otrzymano przy rozciąganiu i skręcaniu próbek rurkowych, reprezentowany jest przez elipsy AB lub AC, obciążenia przy rozciąganiu i ciśnieniu wewnętrznym reprezentowane są przez elipsę BDC. Natomiast kombinację obciążenia przy skręcaniu i ciśnieniu wewnętrznym odzwierciedlają elipsy AD dla $\sigma_{11}^c = \sigma_{22}^c$ (gdzie σ_{11}^c jest naprężeniem osiowym a σ_{22}^c naprężeniem obwodowym) oraz AF dla $\sigma_{11}^c = (1/2)\sigma_{22}^c$, rys.5.

3.2. Dyslokacyjne teorie ustalonego pełzania

Pojęcie dyslokacji zostało wprowadzone w latach trzydziestych przez Taylor'a [28] w celu wyjaśnienia mechanizmu plastycznej deformacji siatki krystalograficznej zachodzącego pod wpływem działania naprężeń ścinających. Przy czym pod pojęciem dyslokacji rozumie się liniowy defekt siatki krystalograficznej.

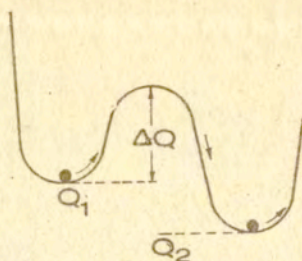
Ruch dyslokacji, który jest odpowiedzialny za prędkość deformacji plastycznej materiału jest procesem zależnym od temperatury. Z tego względu pełzanie jako proces deformacji niesprężystej można najogólniej podzielić na pełzanie niskotemperaturowe, dla którego $T/T_m < 0,5$ oraz pełzanie wysokotemperaturowe, dla którego $T/T_m \geq 0,5$ gdzie T_m oznacza bezwzględną temperaturę topnienia a T temperaturę pełzania.

Ustalona prędkość pełzania $\dot{\epsilon}_s$ zależy ściśle od energii aktywacji w procesie pełzania Q_c i wyraża się zależnością Arrheniusa

$$(19) \quad \dot{\epsilon}_s \propto e^{-\frac{Q_c}{kT}}$$

gdzie k - stała Boltzmana, T - temperatura bezwzględna.

Zależność (19) w pojęciu termodynamicznym oznacza, że prędkość pełzania ustalonego $\dot{\epsilon}_s$ jest kontrolowana przez przejście poszczególnych atomów z poziomu o wyższej energii swobodnej Q_1 na poziom o niższej energii swobodnej Q_2 , przy czym każdy taki przeskok pokonuje barierę energetyczną $Q_c = \Delta Q$, rys.6.



Rys.6. Zależność prędkości od energii aktywacji przy pełzaniu
 $Q_c = \Delta Q$.

Dorn [29] wykazał, że dla pełzania wysokotemperaturowego, wartość energii Q_c jest porównywalna z wartością energii aktywacji przy samodyfuzji Q_d , rys.7, co można zapisać w postaci zależności Arrheniusa

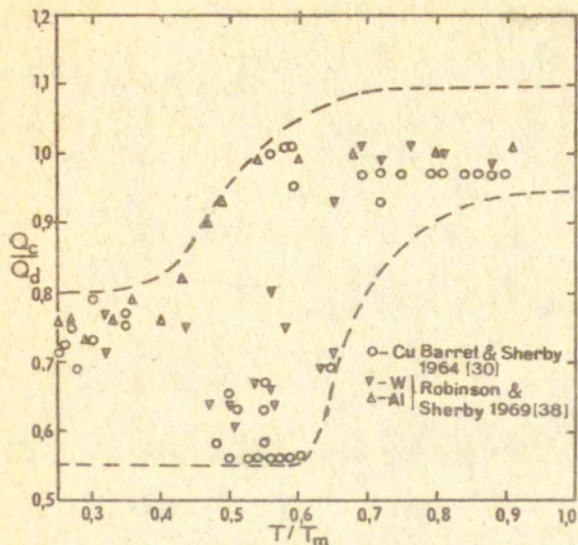
$$(20) \quad \dot{\epsilon}_s \propto U = U_0 e^{-\frac{Q_c}{kT}} \quad \text{dla } T/T_m \geq 0,5$$

gdzie U_0 - współczynnik samo-dyfuzji.

Inaczej mówiąc, w przypadku pełzania wysokotemperaturowego mechanizmem kontrolującym ustaloną prędkość pełzania $\dot{\epsilon}_s$ jest swobodny ruch wakansów i atomów międzywęzłowych, który przyczynia się do powstania zjawiska, jakim jest wspinanie się dyslokacji krawędziowych, rys.8c, próbujących w ten sposób ominąć blokujące ich dalszy ruch przeszkody.

Dla temperatur poniżej $0,3T_m$ wartość energii Q_c jest stosunkowo mała a proces pełzania nie osiąga drugiego stadium, gdyż ruchliwość dyslokacji stopniowo zanika. W tym przypadku pełzanie uzależnione jest od zjawiska przecinania się dyslokacji, rys.8a.

W przedziale temperatur $(0,4 \div 0,5)T_m$ aktywność termiczna dyslokacji wzrasta, przy czym śrubowe składowe dyslokacji omijają przeszkody przez zmianę płaszczyzny poślizgu. - mechanizm ten zwany jest poślizgiem poprzecznym, rys.8b.

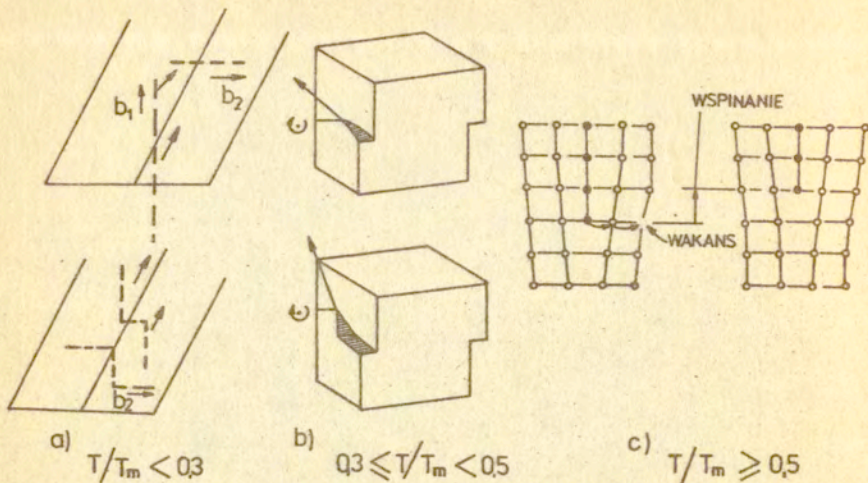


Rys. 7. Zależność Q_c/Q_d od T/T_m .

Oprócz temperatury, drugim ważnym czynnikiem wpływającym na pełzanie jest poziom zadanego obciążenia. Jak już wspomniano powyżej temperatury $0.5 T_m$ stwierdzono proporcjonalność ustalonej prędkości pełzania $\dot{\epsilon}_s$ od energii samodyfuzji U , co wyraża się wzorem

$$\dot{\epsilon}_s = K U f(\sigma) \quad \text{dla } T/T_m \geq 0.5$$

gdzie energia samo-dyfuzji U określona jest wzorem (20) a K jest stałą materiałową.

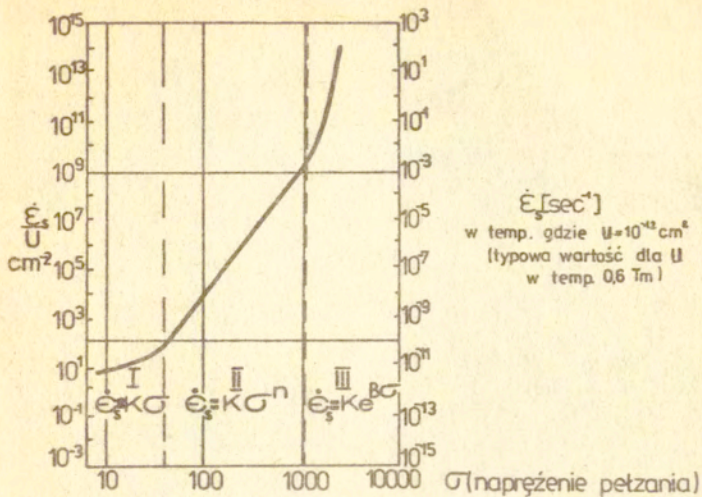


Rys. 8. Procesy kontrolujące pełzanie w zależności od temperatury

Rysunek 9 przedstawia w jaki sposób ustalona prędkość pełzania $\dot{\epsilon}_s$ zmienia się w funkcji zadanego naprężenia dla typowych metali polikrystalicznych powyżej $0.5 T_m$. Przy czym wyróżniono trzy typy zależności $\dot{\epsilon}_s$ od naprężenia σ . I tak prawo niskich naprężeń (zakres I), gdzie $\dot{\epsilon}_s = K\sigma$, obowiązuje dla $\dot{\epsilon}_s/U = 10^2$ i mniejszych wartości. Prawo potęgowe (zakres II), gdzie $\dot{\epsilon}_s = K\sigma^n$ obowiązuje dla $\dot{\epsilon}_s/U$ pomiędzy wartościami 10^2 a 10^9 . Zakres III, gdzie $\dot{\epsilon}_s = Ke^{BO}$ obowiązuje dla $\dot{\epsilon}_s/U$ powyżej 10^9 .

Trzecim ważnym elementem wpływającym na prędkość pełzania jest struktura materiału. Ciało stałe składa się z dużej liczby polikryształów, zwanych ziarnami, powstałych wskutek krzepnięcia roztopionego materiału. Każde ziarno, którego wielkość jest rzędu od kilku do kilkuset mikrometrów, zawiera punktowe defekty lub dyslokacje.

Powierzchnia oddzielająca poszczególne ziarna zwana jest granicą ziarna, grubość jej nie przekracza kilku atomów ale



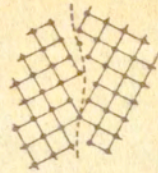
Rys. 9. Zależność $\dot{\epsilon}_s$ od poziomu naprężenia σ [62].

jest wystarczająca aby utrzymać odrębność orientacji siatki krystalograficznej sąsiadujących ziaren. Rysunek 10a przedstawia układ atomów tworzących szerokokątową granicę ziarna.

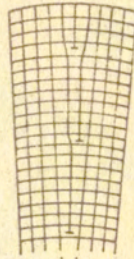
Granice ziaren w których sąsiadujące ze sobą siatki krystalograficzne nachylone są w stosunku do siebie o mały kąt $\Theta < 10^\circ$, rys.10b, nazywane są wąskokątowymi. Tworzone są one przez niemal równoległe uporządkowane dyslokacje krawędziowe tego samego znaku.

Granice utworzone przez uporządkowane dyslokacje noszą nazwę granic podziaren. W wystarczająco wysokich temperaturach dyslokacje w obrębie większych ziaren, uformowanych przez szeroko-kątowe granice, tworzą geometrycznie regularne podstruktury zwane podziarnami.

Podczas procesu pełzania podstruktura badanego materiału ulega zmianom, rys. 11.

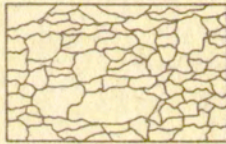


a)

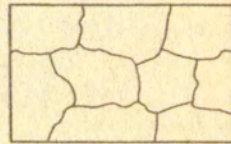


b)

Rys. 10. Dwa rodzaje granic ziaren.



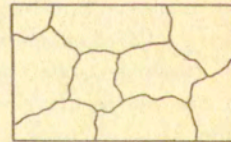
a)



b)



c)



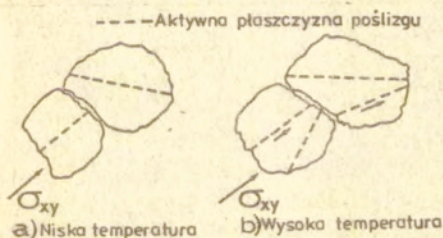
d)

Rys. 11. Zmiana podstruktury materiału podczas procesu polizowania.

Powstawanie podstruktury ściśle związane jest z wygenerowaniem dyslokacji w momencie przyłożenia obciążenia. Zjawisko to jest spontaniczne i powoduje, że wewnątrz ziarna powstają rejony o różnej orientacji tzw. podziarna, których kształt i wielkość są przypadkowe, rys. 11a.

Podczas ustalonego procesu pełzania podstruktura zostaje odbudowana tzn. składa się ona z regularnych podziaren, rys. 11b. Stan ten jest wynikiem równowagi dynamicznej pomiędzy lokalnym rozpadaniem rys. 11c i odbudowywaniem podziaren, rys. 11d.

Opisany powyżej mechanizm deformacji plastycznej jest przykładem poślizgu wewnątrz ziaren. Mechanizm ten przedstawiony jest na rys.12, wyjaśniającym w jaki sposób temperatura ma wpływ na deformację plastyczną. W przypadku niskich temperatur, pod wpływem przyłożonego naprężenia σ_{xy} , uaktywniają się w ziarnach niektóre płaszczyzny poślizgu rys.12a.



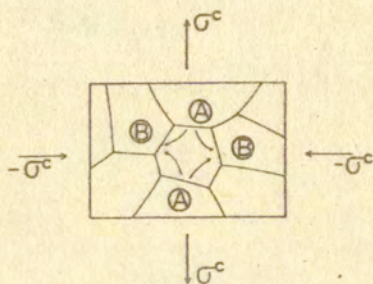
Rys.12. Mechanizm poślizgu wewnątrz ziaren

W podwyższonej temperaturze przy tym samym poziomie naprężenia σ_{xy} uaktywnia się pewna krytyczna ilość płaszczyzn poślizgu zgodnych z kierunkiem działania naprężenia σ_{xy} potrzebnych do wywoływania trwałych odkształceń plastycznych, rys.12b.

W wysokotemperaturowym pełzaniu wskutek uaktywnienia się wtrąceń na granicach ziaren, spójność wzdłuż granic jest mniejsza niż wewnątrz ziarna, przyczyniając się do poślizgu ziaren względem siebie. Mechanizm ten zwany jest poślizgiem międzykrystalicznym.

3.2.1. Mechanizm dyfuzyjnego pełzania

Nabarro [31] i Herring [32] sugerowali, że w wysokich temperaturach, powyżej $0,7 T_m$, pełzanie występuje wskutek dyfuzji wakansów z regionów ziarna o dużym potencjale chemicznym, którego maksymalna wartość znajduje się na granicy ziarna, podlegającej działaniu naprężenia normalnego, obszar A rys.13,



Rys. 13. Mechanizm pełzania dyfuzyjnego

do regionów o niższym potencjale chemicznym, gdzie średnie naprężenie rozciągające oddziaływujące na granicę ziarna jest równe zero, obszar B, rys.13. Atomy migrują w odwrotnym kierunku.

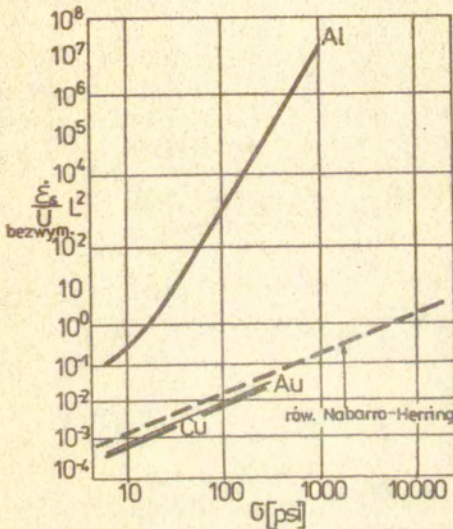
Mechanizm pełzania zaproponowany przez Nabarro i Herringa ma zastosowanie do metali polikrystalicznych o drobnoziarnistej budowie, przy założeniu, że ruch dyslokacji jest całkowicie zablokowany, a więc proces pełzania przebiega przy niskim poziomie naprężenia, co ma uzasadnienie we wzorze na ustaloną prędkość pełzania $\dot{\epsilon}_s$, w którym występuje liniowa zależność od naprężenia σ^c :

$$(22) \quad \dot{\epsilon}_s = \frac{10b^3U}{l^2kT} \sigma^c$$

gdzie b —długość wektora Burgersa oraz l —średnica ziarna. We

wzorce (22) procesem kontrolującym ustaloną prędkość pełzania $\dot{\epsilon}_s$ w jednoosiowych próbach wysokotemperaturowego pełzania jest objętościowa dyfuzja wakansów a wartość $\dot{\epsilon}_s$ jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu średnicy ziarna L .

Na rysunku 14 przedstawiono wyniki badań doświadczalnych, wykazujących zgodność zachowania się niektórych metali polikrystalicznych, jak Cu i Au z teorią Nabarro, Herringa dla niskiego poziomu naprężenia.



Rys. 14. Porównanie danych doświadczalnych z teorią Nabarro, Herringa dla Cu, Au oraz Al [41].

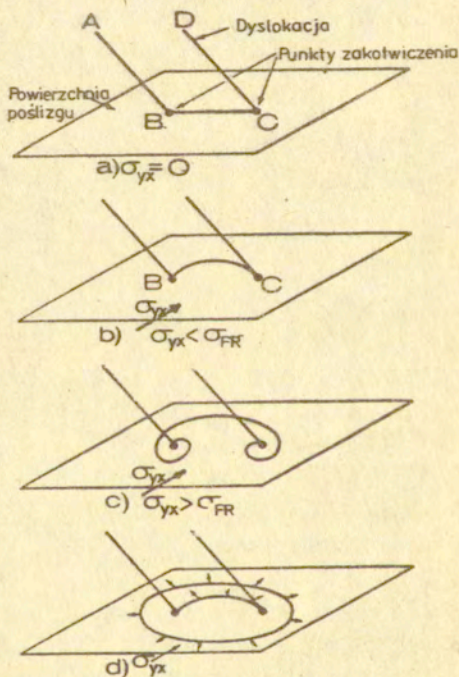
3.2.2. Model pełzania ustalonego oparty na procesie wspinania się dyslokacji krawędziowej.

Ruch dyslokacji odbywający się pod wpływem naprężeń ścinających, blokowany jest przez przeszkody umiejscowione w płaszczyźnie poślizgu poruszających się dyslokacji. W przypadku napotkania przeszkody, poruszająca się dyslokacja stara się

zmienić płaszczyznę poślizgu na sąsiednią lub w przypadku, gdy przeszkodą jest zakotwiczona dyslokacja przeciwnego znaku, następuje wzajemna anihilacja przeszkody i poruszającej się dyslokacji. W każdym z tych przypadków, poruszająca się dyslokacja wychodzi z pierwotnej płaszczyzny poślizgu. Manewr ten dla dyslokacji krawędziowej nazwany jest procesem wspinania się, wymagającym emisji lub absorbcji wakansów, rys.8c.

Weertman [33] i [34] zaproponował dwa ściśle ze sobą związane modele pełzania oparte na procesie wspinania się dyslokacji krawędziowej jako skutek napotkania na swej drodze nieruchomej przeszkody, jaką jest zakotwiczona dyslokacja.

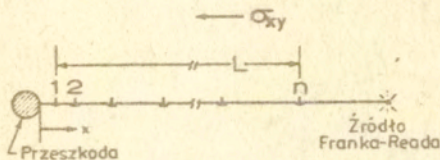
Wcześniejszy model Weertmana oparty jest na wzajemnym oddziaływaniu między dyslokacjami wygenerowanymi przez źródło Franka-Reada a zakotwiczoną dyslokacją krawędziową, mającą ten sam znak co poruszające się dyslokacje [33].



Rys. 15. Źródło Franka - Reada

Źródło Franka-Reada, rys.15 posiada cechę ciągłego generowania pętli dyslokacyjnych pod wpływem działającego w tej samej płaszczyźnie poślizgu naprężenia ścinającego σ_{xy} o wartości większej od pewnej krytycznej wartości σ_{FR} .

Proces ten przebiega do momentu, w którym prowadząca dyslokacja 1, napotyka przeszkodę, rys.16. W następnym etapie następuje spiętrzenie dyslokacji na przeszkodzie a źródło F-R



Rys.16. Spiętrzenie się na przeszkodzie pętli dyslokacyjnych wygenerowanych przez źródło F-R.

przestaje generować następne pętli dyslokacyjne. W momencie ominięcia przeszkody przez dyslokację 1, dyslokacja 2 staje się dyslokacją prowadzącą a źródło F-R generuje następną pętlę.

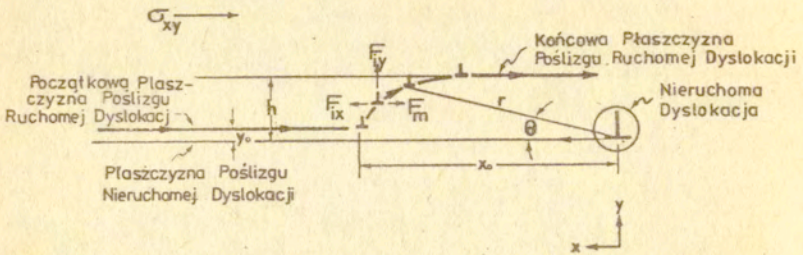
Rysunek 17 przedstawia drogę ruchomej dyslokacji w przypadku, gdy dwie oddziałujące na siebie dyslokacje są tego samego znaku.

W tym przypadku ustalona prędkość pełzania $\dot{\epsilon}_s$ jest proporcjonalna do prędkości wspinania się dyslokacji i jest ogólnej postaci zaproponowanej przez Dorna [29] na podstawie przeprowadzonych eksperymentów przy średnim poziomie naprężenia

$$(23) \quad \dot{\epsilon}_s = AU(\sigma^0/G)^n$$

gdzie A i n są stałymi materiałowymi a G jest modułem odkształcenia postaciowego.

Dla metali polikrystalicznych, dla średniego poziomu

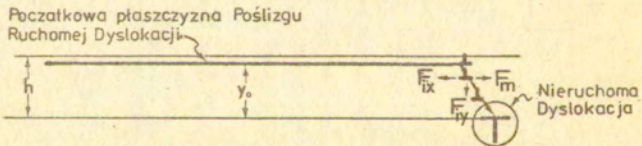


Rys. 17. Wspinanie się dyslokacji krawędziowej na przeszkodzie tego samego znaku.

naprężenia, Weertman [33] zaproponował zależność :

$$(24) \quad \dot{\epsilon}_s kT / UGb = 2,5 \cdot 10^6 (\sigma^c / G)^3$$

Drugi model pełzania również zaproponowany przez Weertmana [34] oparty jest na anihilacji przeszkody, będącej zakotwiczoną dyslokacją przeciwnego znaku niż dyslokacja ruchoma, rys. 18.



Rys.18. Wspinanie się dyslokacji krawędziowej na przeszkodzie przeciwnego znaku.

Ustalona prędkość pełzania wyprowadzona przez Weertmana [34] w oparciu o powyższy model przedstawiona jest w formie

$$(25) \quad \dot{\epsilon}_s kT/UGb = 2,5 \cdot 10^6 (\sigma^c/G)^{4,5}$$

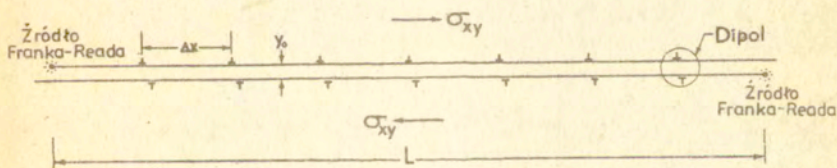
Równanie (25) posiada silniejszą zależność prędkości pełzania $\dot{\epsilon}_s$ od wielkości naprężenia σ^c w stosunku do równania (24). Wartość wykładnika potęgi $n = 4.5$ w równaniu (25) daje dużą zgodność z danymi eksperymentalnymi otrzymanymi dla większości metali polikrystalicznych przy średnim poziomie naprężenia.

W obu modelach stan w którym osiąga się ustaloną wartość prędkości pełzania jest zależny od równowagi termodynamicznej pomiędzy procesem spiętrzenia się dyslokacji na przeszkodzie - wzmocnienie materiału a wspinaniem się dyslokacji - zdrowienie materiału.

3.2.3. Model pełzania ustalonego z wysokim poziomem naprężenia.

Zmodyfikowana teoria Weertmana [35] zakłada możliwość spiętrzenia się dyslokacji bez udziału nieruchomych przeszkód.

Ruchome dyslokacje generowane przez dwa źródła F-R, leżące na sąsiednich płaszczyznach poślizgu, tworzą tzw. układ dipoli znajdujących się w równowadze, rys. 19.



Rys.19. Układ dipoli składających się z dwóch dyslokacji różnych znaków.

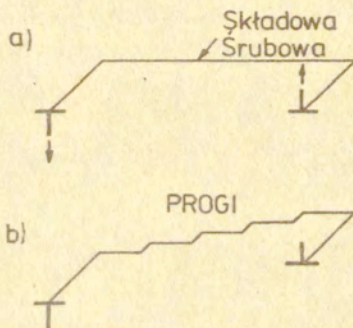
W chwili przyłożenia naprężeń ścinających składowe dipole zaczynają się do siebie zbliżać, aż do momentu anihilacji. W tym momencie źródło F-R generuje następną parę pętli dyslokacyjnych.

Zaproponowana przez Weertmana [35] zależność ma postać:

$$(26) \quad \dot{\epsilon}_s / U = A(\sigma^c)^2 \sinh B(\sigma^c)^{2,5}$$

Barret i Nix [36] zaproponowali model, w którym ustalona prędkość pełzania $\dot{\epsilon}_s$ kontrolowana jest przez ruch dyslokacji śrubowej z progami.

W przypadku, gdy pętla dyslokacyjna zawiera zarówno składową dyslokacji krawędziowej i śrubowej, ruch jej w momencie przyłożenia naprężeń ścinających polega na poruszaniu się przez wspinanie składowej krawędziowej w przeciwnych kierunkach, natomiast składowa śrubowa porusza się ruchem niezachowawczym, rys.20, w którym powstałe progi pozostawiają za sobą smugi wakansów.



Rys.20. Mechanizm poruszania się pętli dyslokacyjnej w przypadku wspinania się składowych krawędziowych a/ przed wspinaniem, b/ po wspinaniu.

Wyżej opisany mechanizm wymaga dostarczenia dużej ilości energii cieplnej oraz zachodzi w przypadku przyłożenia dużych sił ścinających.

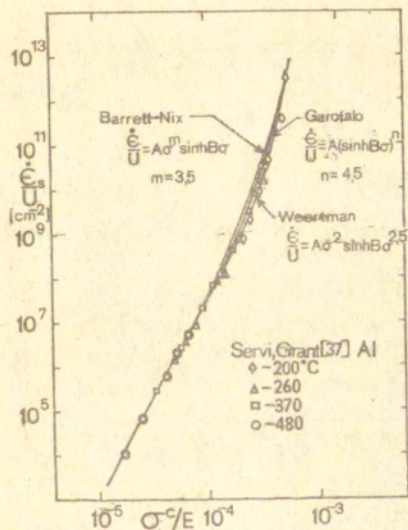
Barrett i Nix [36] w swojej pracy zaproponowali następującą zależność:

$$(27) \quad \dot{\epsilon}_s / U = A(\sigma^c)^{3,5} \sinh B\sigma^c$$

Porównanie równania (26) i (27) z równaniem doświadczalnym zaproponowanym przez Garofalo [39]

$$(28) \quad \dot{\epsilon}_s / U = A(\sinh B\sigma^c)^{4,5}$$

zostało przedstawione na rys. 21



Rys. 21. Ustalone pełzanie z wysokim poziomem naprężenia.

Robinson [40] przeprowadził podobne porównania dla niklu i miedzi. Stwierdził on, że równanie Weertmana (26) daje najlepszą zgodność z danymi doświadczalnymi.

3.2.4. Podsumowanie

Opisane powyżej dyslokacyjne teorie dotyczące wysokotemperaturowego pełzania ustalonego zostały wyprowadzone przy założeniu jednoosiowego poziomego naprężenia oraz wskazano w nich na ścisłą zależność ustalonej prędkości pełzania $\dot{\epsilon}_s$ od poziomu naprężenia σ^c , temperatury T i budowy krystalicznej badanego metalu lub jego stopu.

W nawiązaniu do fenomenologicznego podejścia, wzór Nortona (2) dla średniego poziomu naprężenia, tzn. $10^{-5}G < \sigma^c < 10^{-3}G$ oraz dla budowy gruboziarnistej metali polikrystalicznych, można zapisać [29]

$$(29) \quad \dot{\epsilon}_s = B \sigma^n = \alpha' U (\sigma^c / G)^m (\sigma^c b^3 / kT)$$

gdzie $\alpha' = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ dla $n = 4,5$, $n = m + 1$ jest stałą materiałową, zwykle równą $n = 4,5$ (jakkolwiek wartość n może wahać się w przedziale od 3 do 6), $\alpha = 0,7$ dla metali o budowie fcc, hcp oraz bcc.

Równanie (29), dla drobnoziarnistej budowy materiału oraz dla poziomu naprężenia $\sigma^c < 10^{-5}G$ redukuje się do równania (22), gdzie $n = 1$.

Wysokotemperaturowe pełzanie jest procesem termicznie aktywowanym w którym to mechanizm generowania pętli dyslokacyjnych i ich ruch ściśle powiązany jest z dyfuzyjnym transportem wakansów i atomów międzywęzłowych.

Ogólnie można stwierdzić, że wartość niesprężystego odkształcenia, przy poziomie naprężenia $\sigma^c > 10^{-5}G$, zależna jest od ilości wygenerowanych pętli dyslokacyjnych lub inaczej mówiąc od gęstości poruszających się dyslokacji.

Przyjmując, że proces generowania i spiętrzania dyslokacji na przeszkodach jest odpowiedzialny za wzmocnienie materiału, natomiast mechanizm anihilacji lub omijania przez dyslokacje napotkanych przeszkód, rozumiany jest jako proces zdrowienia materiału przy pełzaniu, równanie wyprowadzone przez Orwan'a [43] na podstawie rozważań Bailey'a [42], zakłada równo-

wagę termodynamiczną między mechanizmem wzmocnienia i zdrowienia materiału w warunkach ustalonego pełzania, co można zapisać w postaci

$$(30) \quad \dot{\epsilon}_s = r/h$$

gdzie $r = -(\partial \sigma^c / \partial t)$ oznacza prędkość zdrowienia, natomiast $h = (\partial \sigma^c / \partial \epsilon)$ oznacza moduł wzmocnienia materiału.

W pracy Mitry i Mc Lean'a [44] równanie (30) jest weryfikowane doświadczalnie, potwierdzając słuszność teorii Bailey'a - Orowan'a z fenomenologicznego punktu widzenia.

Na podstawie równania (30), dyslokacyjne teorie pełzania można podzielić na te, w których dominującą rolę w procesie pełzania ustalonego odgrywa prędkość zdrowienia materiału, tzn. teorie Weertmana [33], [34] oraz [35], opierające się na zjawisku wspinania się dyslokacji krawędziowych oraz na teorii, w których decydujący wpływ na ustaloną prędkość pełzania ma wzmocnienie materiału - teoria Barret'a i Nix'a [36] w której proces poślizgu rozumiany jest jako forma ruchu dyslokacji śrubowej z progami.

Próbę całościowego opisu mikromechanizmów kontrolujących deformację materiału, podjął Ashby [45], przedstawiając w swojej pracy wykresy, nazwane przez autora mapami mechanizmów deformacji, będącymi zależnością T/T_m od bezwymiarowego naprężenia σ^c/G dla różnych metali i ich stopów.

Opisane powyżej dyslokacyjne teorie pełzania dotyczyły jednoosiowych stanów naprężenia.

W pracy Gittusa [46] podjęto próbę opisu dyslokacyjnego modelu pełzania w złożonym stanie naprężenia, przy założeniu ścisłej zależności występującej między przecinającymi się płaszczyznami poślizgu. Zależność ta rozumiana jest jako zmiana gęstości ruchomych dyslokacji nie tylko w płaszczyźnie działania naprężeń ścinających ale również w płaszczyznach poślizgu usytuowanych pod kątem do uprzywilejowanego kierunku.

4. Opis stosowanych metod i urządzeń do badań w złożonym stanie naprężenia

Na przykładzie wybranych maszyn wytrzymałościowych używanych przez autorów do badań powierzchni plastyczności [12], [13], [15], [16], [18] oraz do badań nad pełzaniem w złożonym stanie naprężenia [14], [17], przedstawiono typowe rozwiązania konstrukcyjne przydatne do konstruowania specjalistycznych maszyn wytrzymałościowych do badań nad pełzaniem materiałów w płaskim stanie naprężenia w warunkach podwyższonej temperatury, na próbkach rurkowych, krzyżowych lub dyskach.

4.1. Cienkościenne próbki rurkowe

Testowanie cienkościennych próbek rurkowych polega na jednoczesnym realizowaniu rozciągania i skręcania lub doprowadzeniu do wnętrza próbki ciśnienia z jednoczesnym skręcaniem jej lub rozciąganiem. Taki schemat obciążenia wymaga stosowania w maszynach wytrzymałościowych dwóch, niezależnych układów kinematycznych, realizujących rozciąganie i skręcanie próbek oraz urządzenia doprowadzającego ciśnienie do wewnątrz próbki. W prostych urządzeniach układ rozciągający jest najczęściej typu obciążeniowego, składa się on z prętów i dźwigni, a układ skręcający próbkę składa się z systemu bloczków i zawieszonych na linkach obciążników [12], [13], [14], [15], [16].

Szczególnie istotne przy projektowaniu tego typu maszyn jest:

- a/ wyeliminowanie zginania powstałego wskutek niecentrycznego położenia próbki względem układu obciążającego,
- b/ zapewnienie skutecznej metody pomiaru odkształceń,
- c/ uniezależnienie układu rozciągania próbki od układu skrętnego.

Warunek ten spełniony jest poprzez zastosowanie łożysk powietrznych [14], hydraulicznych [13], [16] lub łożysk kulkowych. W maszynie opisanej przez Philips'a [12] siła rozciągająca przyłożona jest bezpośrednio do próbki poprzez obciążenie jej odważnikami - rozwiązanie to nie wymaga rozdzielania układu skrętnego od rozciągającego rys. 25.

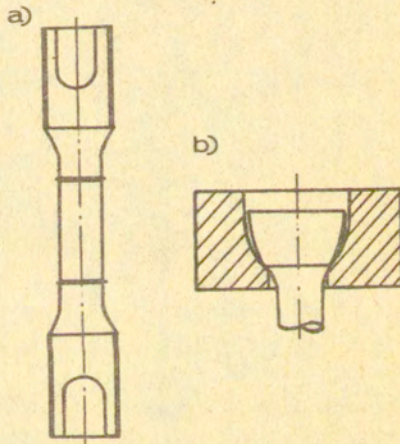
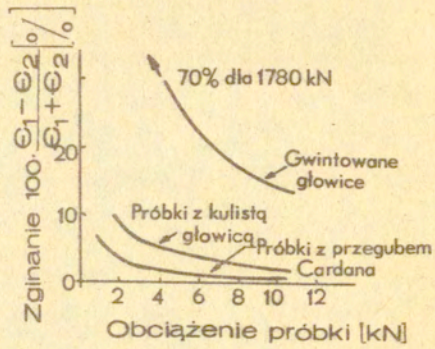
- d/ realizowanie momentu skrętnego w dwóch przeciwnych kierunkach

- e/ możliwość przeprowadzania badań w podwyższonej temperaturze z zapewnieniem dużej stałości temperatury wewnątrz komory cieplnej. Układ ten składa się ze spirali grzejnej, która podzielona jest na niezależne sekcje, co umożliwi bardzo dokładną regulację stałości temperatury na całej powierzchni badanej próbki. Do sterowania i badania temperatury używane są termopary, bezpośrednio dotykające powierzchni zamocowanej próbki,
- f/ umożliwienie prowadzenia badań w obniżonej temperaturze poprzez użycie instalacji chłodzących,
- g/ realizowanie obciążeń cyklicznych - z reguły buduje się stanowiska dla wybranych warunków temperatury i programów obciążeń. Badania przy proporcjonalnie rosnących obciążeniach wykonywane są w stałej podwyższonej lub obniżonej temperaturze. Badania zmęczeniowe w złożonych stanach naprężenia przeprowadza się w temperaturze otoczenia - programy te wykonuje się jako dalszy etap, po opanowaniu techniki doświadczeń przy prostym obciążaniu.

4.1.1. Zginanie próbki - efekt niecentrycznego jej zamocowania

Penny, Ellison i Webster [47] przeprowadzili badania zależności wielkości momentu zginającego próbkę od rodzaju zamocowania próbki w maszynie wytrzymałościowej, rys. 22 w warunkach jednoosiowego rozciągania. Zginanie próbki definiowane jest jako $100 \times (\epsilon_1 - \epsilon_2) / (\epsilon_1 + \epsilon_2) [\%]$, gdzie ϵ_1 i ϵ_2 są wartościami odkształceń mierzonych po przeciwnych stronach na powierzchni próbki w kierunku osiowym.

Połączenie gwintowe próbki z prętem obciążającym, rys. 22a jest połączeniem sztywnym wprowadzającym duży, nakładający się na zadane pole naprężeń moment zginający. W gwintowanej części chwytowej próbki przewidziano kształtowe ścięcia, umożliwiające przenoszenie momentu skręcającego próbkę. Istotną wadą głowicy gwintowej, pracującej pod obciążeniem w podwyższonej temperaturze jest zapiekanie się gwintu. Połączenie kulowe, rys. 22b ma zasadniczą wadę - nie może przenosić momentu skręt-



rys. 22. Wpływ zginania na rodzaj zamocowania próbki

nego. Wykazano [47], że zastosowanie przegubów Cardana w połączeniu próbki z prętami obciążającymi zmniejsza wpływ zginania do wartości 2% w przypadku jednoosiowego rozciągania. W pracach Penny'ego i Leckie'go [48] wprowadzono celowo niecentryczność zamocowania próbki, którą następnie poddawano jednoosiowemu stałemu obciążeniu i mierzono czas do jej zniszczenia. Hayhurst [49] wykoźał na podstawie założeń teoretycznych i obliczeń numerycznych, że dla próbek stalowych wprowadzona niecentryczność obciążenia wynosząca $\delta/d = 0,015$ (gdzie δ - nieosiowość, d - średnica próbki), powoduje zmniejszenie czasu do zniszczenia o 60%. Wykazano [47], [48] i [49], że na rozrzut w otrzymywanych wynikach jednoosiowych testów, decydujący wpływ ma technika zamocowania próbki. Z przesłanek teoretycznych udowodniono [49], że maksymalne dopuszczalne zginanie próbki nie może przekraczać 7%, a więc najbardziej korzystnym rozwiązaniem jest stosowanie przegubów Cardana, w miejscu łączenia próbki z prętami obciążającymi.

Wu i Wang [50] dowiedli stosując do obliczeń numerycznych odmienne założenia wyjściowe od założeń przedstawionych w pracy [49], że omawiany powyżej błąd niecentrycznego zamocowania próbki ma wpływ na krzywą pełzania tylko w jej pierwszym stadium.

4.1.2. Kształt próbek

Nadrzędnym celem przy projektowaniu specjalistycznych maszyn wytrzymałościowych, a tym samym kształtu próbek jest konieczność otrzymywania w wyniku zadanego obciążenia, jednorodnego pola naprężeń w strefie pomiarowej próbki, co w efekcie pozwala na jednoznaczne określenie wartości naprężeń głównych. Szczególną uwagę należy również zwrócić na zaprojektowanie odpowiednich części chwytowych próbki, umożliwiających przenoszenie momentu skrętnego i siły rozciągającej oraz zapewniających szczelność połączenia, wymaganego w przypadku doprowadzenia ciśnienia do wnętrza próbki.

Przy doborze wymiarów i proporcji cienkościennych próbek rurkowych należy kierować się następującymi zasadami:

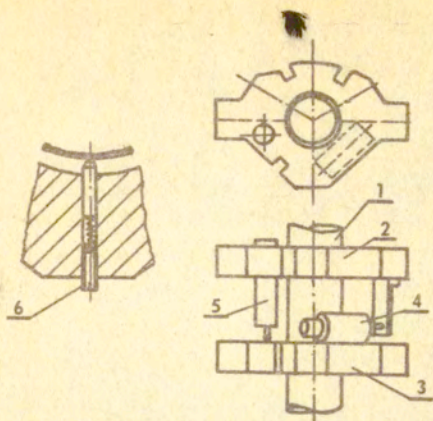
- ścianka próbki nie może być zbyt gruba, aby uniknąć pojawienia się gradientu naprężenia po grubości próbki. Z drugiej strony ścianka musi być dostatecznie gruba w porównaniu z wielkością ziarna. Uważa się, że grubość ścianki próbki powinna być 10 razy większa niż średni wymiar ziarna w badanym materiale. Ta minimalna grubość ścianki umożliwi powstanie oddziaływań na granicach ziaren, zachodzących podczas pełzania w rzeczywistym materiale,
- aby uniknąć przedwczesnego wyboczenia próbki, należy dobrać odpowiedni stosunek długości próbki do jej wewnętrznej średnicy. Ostatecznie przyjmuje się $\frac{h}{d} = 0,02 + 0,1$, gdzie h - grubość ścianki, d - średnica wewnętrzna .

4.1.3. Pomiar odkształceń

Urządzenia służące do pomiaru odkształceń są ważną częścią składową maszyn wytrzymałościowych. Czułość ich musi być tak duża, aby można było mierzyć wielkość odkształceń przy bardzo małych przyrostach zadawanego naprężenia.

Najprostszym sposobem pomiaru odkształceń jest metoda posługiwania się naklejonymi na powierzchni próbki tensometrami. Ma ona jednak dość poważną wadę - można ją stosować w ograniczonym zakresie odkształceń i temperatur.

Innym przykładem pomiaru odkształceń cienkościennych próbek rurkowych jest zastosowanie ekstensometrów mechanicznych, zaciskanych na powierzchni pomiarowej próbki, mających układ sztywnych dźwigni lub tulei, pozwalających na zmierzenie względnego wydłużenia i obrotu części pomiarowej próbki. Ruch ten przetwarzany jest następnie przy pomocy przetworników elektrycznych, optycznych lub czujników dźwigniowo-zębatych na sygnał wyjściowy. W przypadku stosowania komór temperaturowych wymienione przetworniki znajdują się na zewnątrz pieców. Jedno z prostszych rozwiązań przedstawione jest w pracy Rogana, Sheltona [15], w którym ekstensometr mocowany jest do powierzchni próbki „1” punktowo, przy użyciu wkrętów 6 i sprężyn śrubowych rys. 23.



1.próbka

2.górna płaszczyzna ekstensometru

3.dolna płaszczyzna ekstensometru

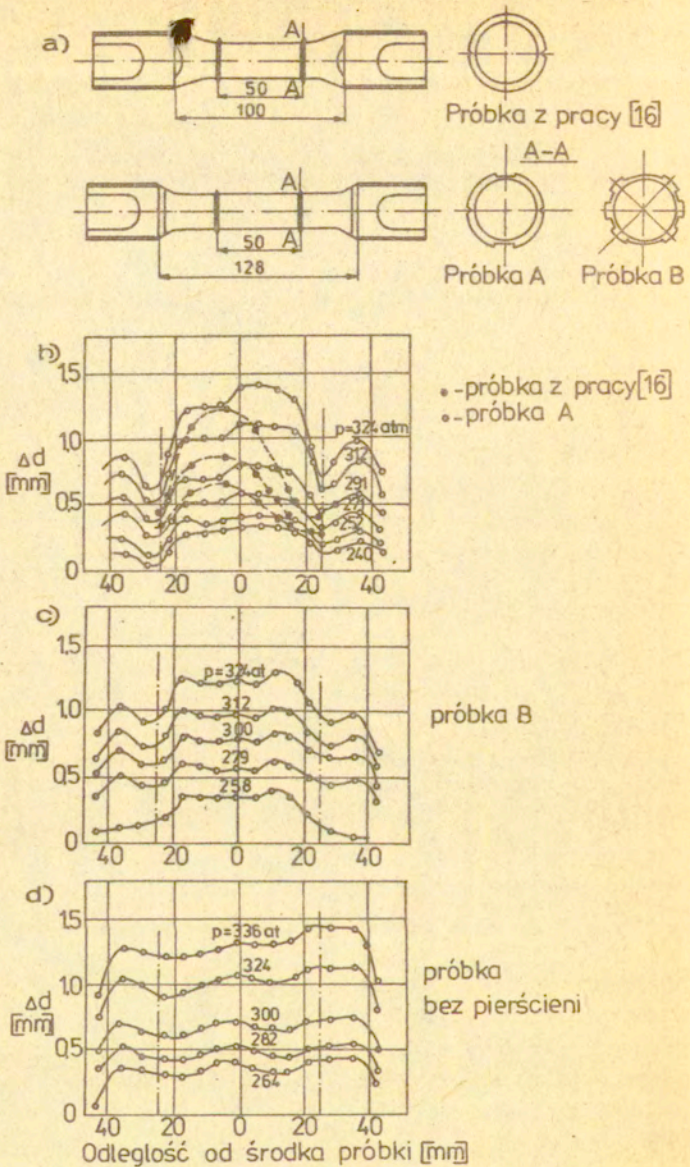
4.poziomy czujnik różnicowy

5.pionowy czujnik

6.wkręt dociskowy

Rys. 23: Schemat zamocowania ekstensometru.

Zasadniczą wadą wymienionego układu jest brak możliwości przeprowadzenia badań w podwyższonej temperaturze oraz tarcie trzpieni pomiarowych przetworników o powierzchnie odniesienia w przypadku jednoczesnego skręcenia i wydłużenia próbki. Aby tego uniknąć, w maszynie wytrzymałościowej opisaną przez Ohashi i Tokudę [16], układ skrętny i układ osiowego rozciągania oraz ekstensometry pionowe tworzą skomplikowane urządzenie, w którym osiowy i skrętny ruch "nóg" ekstensometrów jest izolowany. Cel ten osiągnięto stosując odpowiednie łożyska. W pracy tej użyto do badań próbki z wytoczonymi kołnierzami, ograniczającymi powierzchnię pomiarową próbki, a służącymi do mocowania zacisków ekstensometrów. Rozwiązanie to zapewnia pewniejsze mocowanie w stosunku do opisanego w pracy [15], ale narusza zasadę jednorodności pola naprężeń na powierzchni pomiarowej próbki.



Rys.24. Wpływ kształtu wycięć w kołnierzach na jednorodność pola odkształcenia.

Kołnierze należy traktować jako karby wprowadzające trójosiowy stan naprężenia w bliskim ich sąsiedztwie. Aby efekt ten pomniejszyć autorzy zastosowali kołnierze z osiowymi przecięciami, rys.24.

Zastosowanie kołnierzy w próbkach rurkowych badanych w zakresie dużych odkształceń plastycznych, wprowadza dodatkowy błąd polegający na nieuwzględnieniu zmiany długości pomiarowej próbki w trakcie deformacji.

W pracy Ohashi, Tokuda, Yamashita [51] badano wpływ kształtu wycięć w kołnierzach na jednorodność pola odkształceń, znajdującego się pomiędzy nimi. W tym celu zaprojektowano próbki rurkowe z dwoma rodzajami wycięć, próbka A i B, rys. 24a. Następnie próbki poddano działaniu ciśnienia wewnętrznego mierząc zmianę średnicy wewnętrznej w funkcji odległości od środka próbki. Wyniki badań porównano z rezultatami doświadczeń przeprowadzonych na próbkach opisanych w pracy [16], rys.24b oraz próbkach bez kołnierzy, rys.24d—linią kropkową zaznaczono na wykresach umiejscowienie pierścieni w stosunku do środka próbki.

Porównując wykresy z rys. 24b, i 24c, można stwierdzić, że kształt pierścieni próbki B w mniejszym stopniu zakłóca jednorodność pola odkształceń wokół pierścieni niż w przypadku próbki A. Efekt zmiany długości pomiarowej próbki B w trakcie deformacji plastycznej będzie najmniejszy.

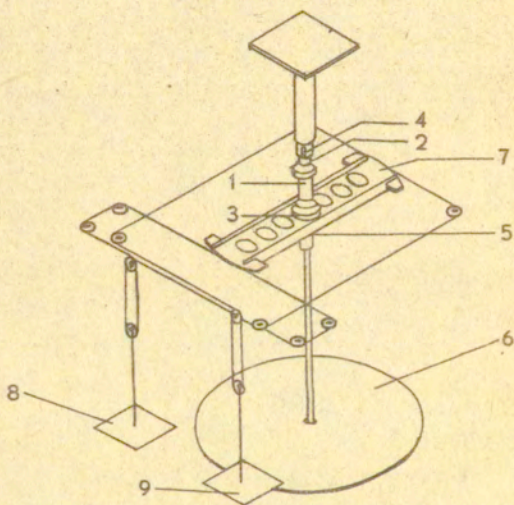
4.1.4. Urządzenie Phillipsa, Liu i Justussona

Maszyna ta [12] realizuje rozciąganie i skręcanie w dwóch kierunkach próbek rurkowych w podwyższonych temperaturach. Rozciąganie próbki wymuszane jest przez bezpośrednie wieszanie ciężarów w osi próbki, rys. 25. Schemat ten w znacznym stopniu upraszcza budowę maszyny, eliminując konieczność użycia dźwigni przełożeniowej, która oprócz zalety wprowadzenia przełożenia posiada zasadniczą wadę - w miarę wydłużania się próbki, dźwignia zmienia położenie katowe, co w rezultacie odchyła osi próbki od położenia pionowego, wprowadzając dodatkowy moment zginający próbkę.

Próbka 1, rys.25 zamocowana jest w uchwycie górnym 2 i dol-

nym 3 za pomocą śrub, które przenoszą siłę rozciągającą. Kwadratowe ukształtowania końców próbki, spasowanych z wybraniami w uchwycie dolnym i górnym umożliwiają przeniesienie momentu skręcającego. Dwa przeguby Cardana 4 i 5 eliminują w znacznym stopniu moment zginający próbkę, powstały wskutek niecentrycznego zamocowania próbki.

Moment skręcający realizowany jest poprzez działanie pary sił powstałej wskutek wieszania odważników na szalce 8 lub 9. Poprzez układ bloczków zamocowanych na łożyskach kulkowych, zmniejszających do minimum efekt tarcia linki o krążki, para sił oddziałuje na sztywny ażurowany pręt skrętny 7, który przyspawany jest do dolnego uchwytu 3. Układ ten zapewnia w prosty sposób zmianę kierunku działania momentu skrętnego

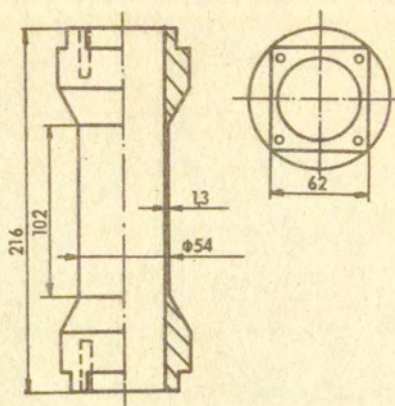


Rys. 25. Schemat maszyny

poprzez przeniesienie ciężaru z jednej szalki na drugą.

Na zewnętrznej powierzchni próbki przyklejone są cztery rozety tensometryczne do pomiaru odkształceń. Każda rozeta składa się z trzech tensometrów: wzdłużnego - przyklejonego w osi próbki; obwodowego - umieszczonego prostopadle do osi próbki i tensometru przyklejonego pod kątem 45° do osi próbki. Stosowany przez autorów typ tensometrów foliowych pozwala na pracę w temperaturze do 230°C . Podczas osiowego obciążania próbki w pomiarze odkształcenia biorą udział trzy tensometry, natomiast obciążając próbkę czystym momentem skręcającym w pomiarze odkształcenia bierze udział tylko tensometr naklejony pod kątem 45°C . Tensometry zorientowane wzdłużnie i obwodowo, w tym schemacie obciążenia wskazują pewną, niewielką wartość zmiany oporu spowodowaną efektem poprzecznego wydłużania się tensometrów /poprzeczna czułość tensometrów/. Dlatego też dla próbek poddanych skręcaniu przyklejono rozety tensometryczne obrócone o kąt 45° w stosunku do układu opisanego powyżej. Pozwoliło to na uzyskanie jednego tensometru zorientowanego wzdłuż osi próbki i dwóch tensometrów zorientowanych pod kątem 45°C do osi próbki. Tensometry połączone są w układy półmostkowe, gdzie tensometry kompensacyjne naklejone są na powierzchni identycznej próbki, wolnej od działania pola naprężeń, utrzymywanej w stałej temperaturze. Schemat połączenia zapewnia kompensację wpływu temperatury na zachowanie się tensometrów. Do odczytu wskazań mostków tensometrycznych użyto aparatury firmy Baldwin-Lima-Hamilton /BLH - Model 120C/, którą uprzednio sprawdzono pod względem liniowości wskazań - maksymalny błąd nieliniowości mieścił się w granicy $\pm 0,1\%$ zakresu pomiarowego.

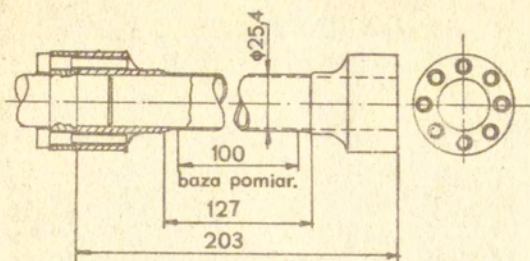
Gotowe próbki wykonane z czystego aluminium rys.26 o bardzo wąskiej tolerancji średnicy wewnętrznej i grubości ścianki próbki, przed testowaniem zostały poddane obróbce cieplnej - wygrzewaniu w temp. $340 \pm 5^{\circ}\text{C}$ przez jedną godzinę i następnie studzone wraz z piecem przez 24 godz.



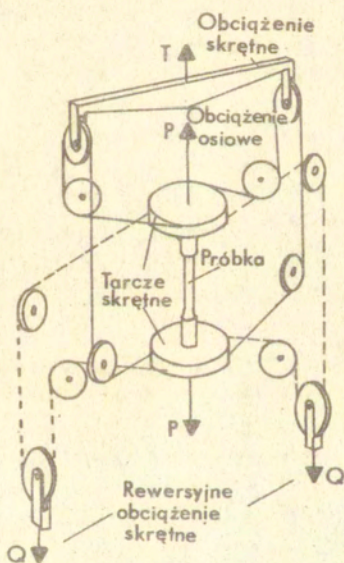
Rys. 26. Wymiary próbki

4.1.5. Urządzenie Findley'a i Gjelsvik'a [13]

Maszyna zapewnia rozciąganie i skręcanie cienkościennych próbek rurkowych w dwóch kierunkach przy pomocy obciążników i układów dźwigniowych oraz posiada pompę hydrauliczną doprowadzającą ciśnienie do wewnątrz próbki. Moment skrętny i siła rozciągająca przenoszone są na próbkę przy pomocy 8 śrub, rys. 27. Połączenie to zapewnia szczelność wymaganą przy doprowadzaniu ciśnienia do wewnątrz próbki oraz eliminuje luzy szczególnie istotne przy zmianie kierunku działania momentu skrętnego. Dzięki zastosowaniu dźwigni o przełożeniu 20:1 uzyskano wartość maksymalnej siły rozciągającej $P = 4,5$ tony. Moment skrętny o maksymalnej wartości $M = 3000$ kg cm oddziałuje na próbkę poprzez dwa bębny skrętne o średnicy 25,4 cm. Para sił działająca na każdy bęben skrętny, wymuszana jest przez stalowe taśmy, przechodzące przez układ bloczków, rys. 28.



Rys. 27. Wymiary próbki

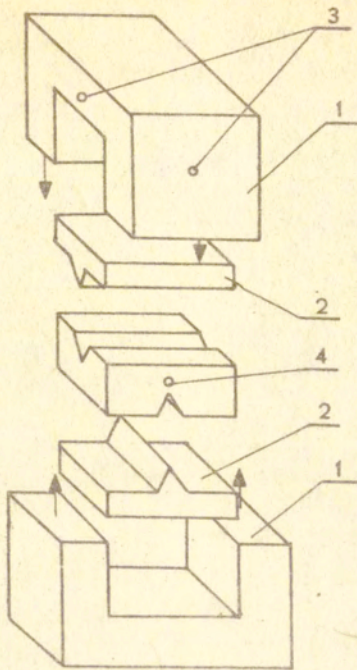


Rys.28. Schemat obciążenia próbki.

Poczioma dźwignia o przełożeniu 4:1 zawieszona na łożysku nożowym, do której z jednej strony podwieszony jest układ bloczków, a z drugiej szalka z obciążnikami, wymusza siłę skrętną T. Moment skrętny w przeciwnym kierunku realizowany jest poprzez parę sił skrętnych Q, rys.28. Ciśnienie wewnętrzne o wartości maksymalnej $8,3 \text{ MN/m}^2$ utrzymywane jest w stałej wartości przez manometr z obracającym się tłokiem, obciążonym odważnikami.

Aby zapewnić osiowe rozciąganie, każdy koniec próbki połączony jest z odpowiednim prętem przy pomocy podwójnego przegubu typu "Szekla", rys.29, który składa się z dwuczęściowego jarzma i i pary łożysk nożowych 2, przemieszczonych względem siebie o 90° . Aby zapewnić osiowość próbki z prętem obciążającym, a tym samym wyeliminować moment zginający, przewidziano możliwość regulacji położenia każdego zespołu łożyska nożowego przy pomocy śrub 3, rys. 29. Aby umożliwić pomiar ewentualnej niewspółosiowości próbki z osią układu rozciągającego, autorzy zastosowali specjalny układ pomiarowy, składający się z trzech płytek, bezpośrednio przymocowanych do próbki przy pomocy pierścieni zaciskowych. Płytki te służą do zamocowania ośmiu indukcyjnych przetworników w czterech rogach górnej i dolnej płytki, połączonych ze sobą parami po przeciwległych rogach. Rurkowe trzpienie czujników połączone są na stałe z płytką środkową. Układ ten pozwala na pomiar momentu zginającego próbkę występującego między górną i środkową /lub dolną i środkową/ płytką z dokładnością 10^{-6} . Po operacji zgrywania osi próbki z osią układu rozciągającego poprzez przemieszczanie łożysk nożowych w przegubach, układ pomiarowy zdejmowany jest z próbki, a łożyska nożowe blokowane są wkrętami, rys.29.

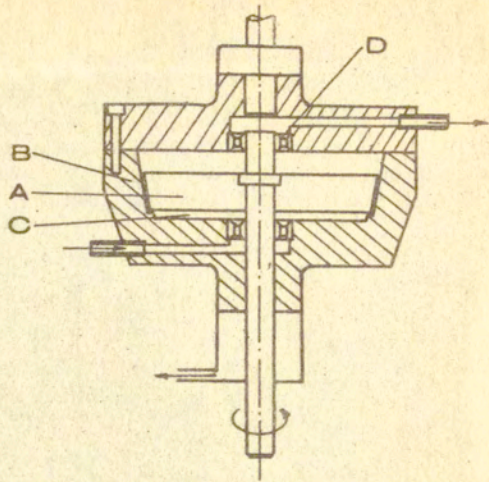
Jednoczesne i niezależne działanie układu rozciągającego i skrętnego możliwe jest dzięki zastosowaniu łożyska hydraulicznego, rys.30. Tłok A utrzymywany jest w równowadze przez oddziaływanie na niego ciśnienia przepływającego w obiegu zamkniętym oleju, podawanego z pompy do komory C cylindra B.



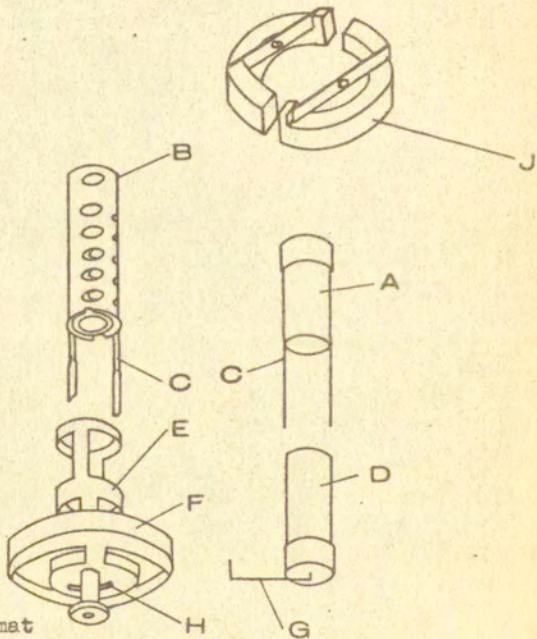
Rys.29. Przegub typu "Szekla"

Olej może swobodnie przepływać między tłokiem a cylindrem, przy czym wielkość wydatku jest regulowana. Aby zapewnić osiowość tłoka, jego trzpień został ułożyskowany w łożyskach wałeczkowych D, rys.30.

Pomiar odkształceń został oparty na mechanicznym systemie pomiaru względnego wydłużenia i kąta skręcania. Składa się on z wewnętrznej i zewnętrznej tuby /odpowiednio A i B/, rys.31 zamocowanych do górnego i dolnego punktu pomiarowego próbki. Zewnętrzna i wewnętrzna tuba posiada "wąsy" C, które łączą dolną i górną jej część, umożliwiając ruch obrotowy bębna skrętnego. Wydłużenie próbki mierzone jest na zasadzie pomiaru względnego, osiowego przemieszczenia tuby zewnętrznej względem



Rys. 30. Łożysko hydrauliczne.



Rys. 31. Schemat ekstensometru

tuby wewnętrznej, przy użyciu przetwornika indukcyjnego firmy "SANBORN", którego cewka przymocowana jest do dolnej części tuby wewnętrznej D a trzpień pomiarowy przykręcony jest do spodu E tuby zewnętrznej. Sygnał wyjściowy przetwornika indukcyjnego porównywany jest z sygnałem wyjściowym wzorcowego przetwornika indukcyjnego, którego przesuw trzpienia pomiarowego realizowany jest przez śrubę mikrometryczną.

Kąt skreślenia próbki mierzony jest przy pomocy względnego obrotu bębna F, rys.31 (który jest zakończeniem dolnej części tuby zewnętrznej) a wskazówką G, zamocowaną do dolnej części tuby wewnętrznej. Zewnętrzna powierzchnia bębna F wyskalowana jest w stopniach katowych. Względny obrót bębna i wskazówki, dla małych kątów, lub małych przyrostów kąta, obserwowany jest przy użyciu mikroskopu.

Aby przymocować tubę zewnętrzną i wewnętrzną, zastosowano zamocowanie punktowe, tzn. stożkowe trzpienie dociskane do powierzchni próbki sprężynami płaskimi, wmontowanymi w półpierścieniu J, rys.31. Rozwiązanie to zapewnia pewne zamocowanie, nawet przy dużych odkształceniach, ze stałą siłą dociskającą, nie powodującą deformacji próbki. Aby uniknąć wpływu ciężaru zespołu wewnętrznej i zewnętrznej tuby na stan naprężenia w próbce, został on zrównoważony za pomocą sprężyn śrubowych.

4.1.6. Urządzenie Trampczyńskiego, Morrisona i Topliss'a [14]

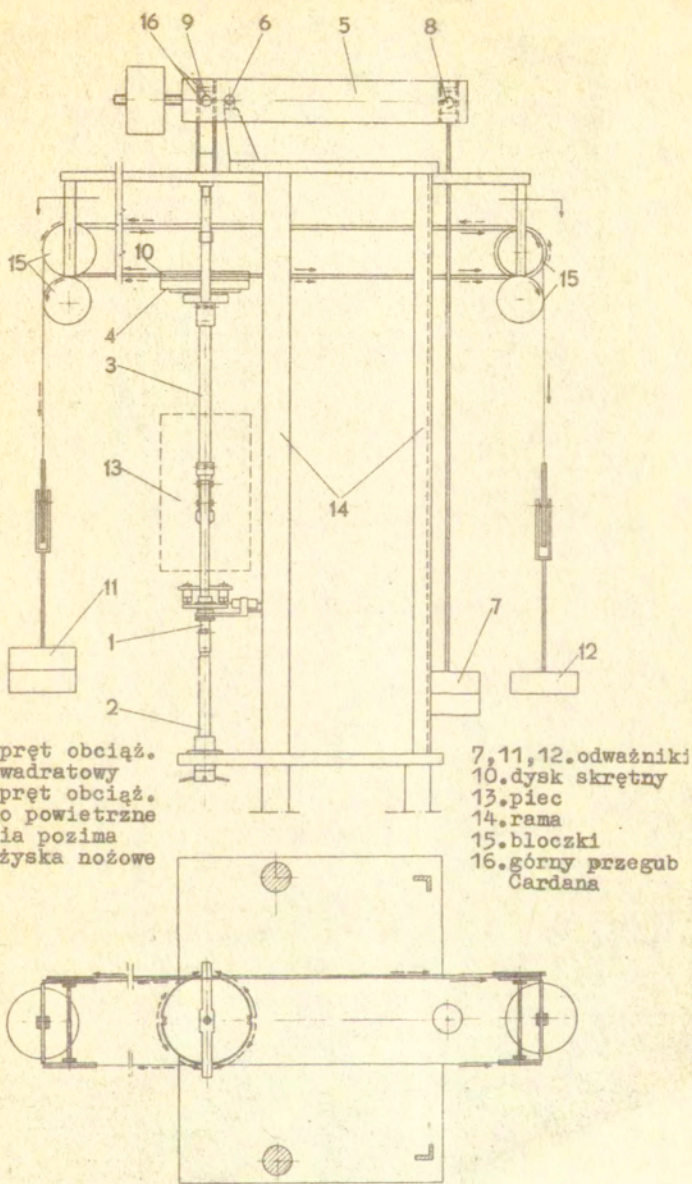
Maszyna została zaprojektowana w celu badania zjawisk pełzania na cienkościennych próbkach rurkowych, poddanych kombinacji rozciągania i skręcania w temperaturach do 600°C. Składa się ona z obciążnikowo-dźwigniowego systemu rozciągającego próbkę i obciążnikowo-bloczkowego systemu skręcającego próbkę, która przymocowana jest do dwóch pionowych prętów. Dolny pręt 1, rys.32, połączony jest z gwintowanym trzpieniem 2, który służy do regulacji poziomego położenia dźwigni przełożeniowej 5. Górny pręt 3 połączony jest poprzez łożysko powietrzne 4 z poziomą dźwignią 5. Aby zminimalizować wpływ tarcia, pozioma dźwignia 5 /o przełożeniu 10:1/ zawieszona jest w łożysku

nożowym 6 . Punkty łączenia dźwigni 5 z szalką obciążającą i z łańcuchem kinematycznym, obciążającym próbkę są również ułożyskowane nożowo, odpowiednio 8 i 9 . Zastosowane przeguby Cardana, rys.33, składają się ze stalowych tulei i dwóch trzpieni zamontowanych we wzajemnie prostopadłych kierunkach. Kształtowe zakończenia dolnego pręta obciążającego 2 , rys.33, umożliwiają jego obrót wokół osi trzpienia oraz zapobiegają przemieszczaniu się jego w kierunku równoległym do tej osi. Oddziaływanie między skrętnym a rozciągającym układem obciążającym może przyczynić się do dodatkowego zginania próbki. Aby temu zapobiec, górny pręt obciążający 3 rys.33, zabezpieczony jest przed obrotem w płaszczyznach równoległych do osi pręta poprzez zastosowanie sztywnego połączenia zarówno w punkcie łączenia z próbką, jak również w punkcie łączenia z trzpieniem łożyska powietrznego 4 , rys.33. Dokładność wykonania sztywnego połączenia ma bardzo duży wpływ na wielkość zginania próbki przy czystym skręcaniu. Ponadto zastosowano jednostopniowy przegub Cardana powyżej łożyska powietrznego 4 , który współdziała z łożyskiem nożowym 9 , 16 , rys.32.

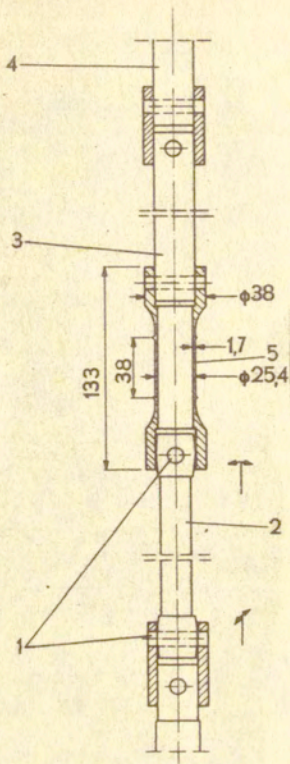
Aby umożliwić jednocześnie rozciąganie i skręcanie próbki, użyto łożysko powietrzne, rys.34, którego konstrukcja pozwala na wytworzenie poduszki powietrznej, umożliwiającej przeniesienie siły rozciągającej. W przypadku zakłóceń w dostarczaniu powietrza pod ciśnieniem 7 atm. przewidziano kontynuowanie prawidłowej pracy łożyska z łożyskami igiełkowymi 5 , rys.34.

Moment skręcający przenoszony jest na próbkę poprzez bęben skrętny 4 , rys.32, który jest integralną częścią łożyska powietrznego 1 , rys.34. W celu zapewnienia dostarczenia równych lecz przeciwnie skierowanych par sił, zaprojektowano dwa, niezależne układy bloczków i linek, rys.32. Aby zmniejszyć wpływ tarcia, wszystkie bloczki zamontowano na łożyskach kulowych.

Wielkość wydłużania i skręcania długości pomiarowej próbki przeniesiona jest na zewnątrz pieca przy pomocy nóg ekstensometrów i mierzona jest przy użyciu przetworników indukcyjnych. Nogi ekstensometrów połączone są z pierścieniami ukształtowanymi na powierzchni próbki w ten sposób, że para nóg zewnętrznych związana jest z górnym pierścieniem a para nóg wewnętrz-

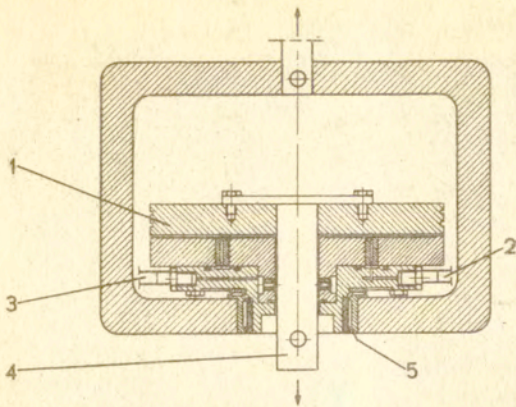


Rys.32. schemat maszyny



- 1.przegub Cardana
- 2.dolny pręt obciążający
- 3.górny pręt obciążający
- 4.trzpień dysku skrętnego
- 5.próbka

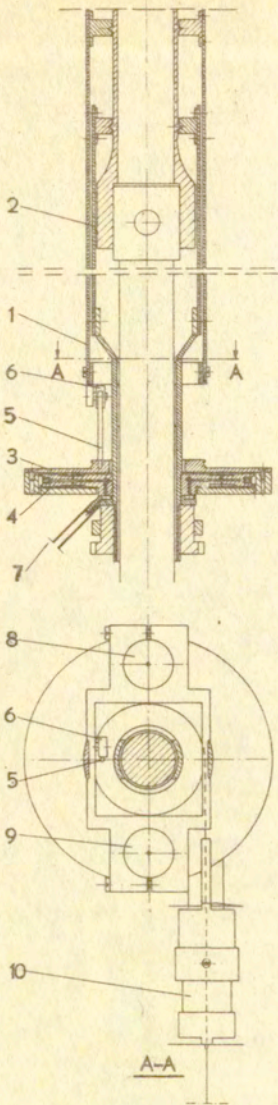
Rys.33. próbka z górnym i dolnym prętem obciążającym



- 1. dysk skrętny
- 2.3. doprowadzenie powietrza
- 4. trzpień dysku skrętnego
- 5. łożysko igiełkowe

Rys.34. łożysko powietrzne

nych związana jest z dolnym pierścieniem, rys.35. Pewny kontakt między odpowiednio ukształtowanym zakończeniem nóg a pierścieniem próbki zapewniony jest przez zastosowanie sprężynowych zacisków. Chcąc uniknąć efektu tarcia między trzpieniami pomiarowymi a odpowiednimi płaszczyznami odniesienia, odizolowano oba względne przemieszczenia zewnętrznych i wewnętrznych dolnych końców nóg ekstensometru. Cel ten osiągnięto przez zastosowanie łożyska powietrznego, rys.35, składającego się z cylindra 3, zawieszono swobodnie na poduszce powietrznej, związanego z układem nóg zewnętrznych ekstensometru poprzez pionowy trzpień 5 i łożysko kulkowe 6. Nogi wewnętrzne ekstensometru połączone są sztywno z dyskiem 4 łożyska powietrznego. Pomiar względnej zmiany długości pomiarowej rejestrowany jest przez dwa przetworniki indukcyjne 8 i 9, rys.35, które są przymocowane do zewnętrznych nóg ekstensometru, a których trzpienie pomiarowe współpracują z górną powierzchnią cylindra 3 łożyska powietrznego. W tym przypadku



- 1.górne nogi ekstensometru
- 2.dolne nogi ekstensometru
- 3.cylinder
- 4.dysk
- 5.trzpień
- 6.łożysko kulkowe
- 7.doprowadzenie powietrza
- 8.9.pionowe przetworniki
- 10.poziomy przetwornik

Rys.35. ekstensometr

tarcie między trzpieniem przetwornika a powierzchnią odniesienia jest wyeliminowane, co jest szczególnie przydatne przy zmianie kierunku skręcania próbki.

Względny kąt skręcenia próbki mierzony jest przy pomocy jednego przetwornika indukcyjnego, przymocowanego do wewnętrznych nóg ekstensometru. Obrót swobodnie zawieszono cylindra 3, rys.35, na który nawinięta jest stalowa taśma, połączona z trzpieniem pomiarowym poziomo położonego przetwornika indukcyjnego, wymuszony jest przez trzpień 5 i łożysko 6, które związane jest z zewnętrznymi nogami ekstensometru. Podsumowując, kąt skręcenia jako względny obrót nóg zewnętrznych i wewnętrznych ekstensometru, przetworzony jest na liniowe przemieszczenie się trzpienia pomiarowego przetwornika indukcyjnego.

4.2. Próbki krzyżowe

Poprawność otrzymywanych wyników badań materiałowych przy zastosowaniu próbek krzyżowych w istotny sposób zależy od spełnienia następujących podstawowych warunków:

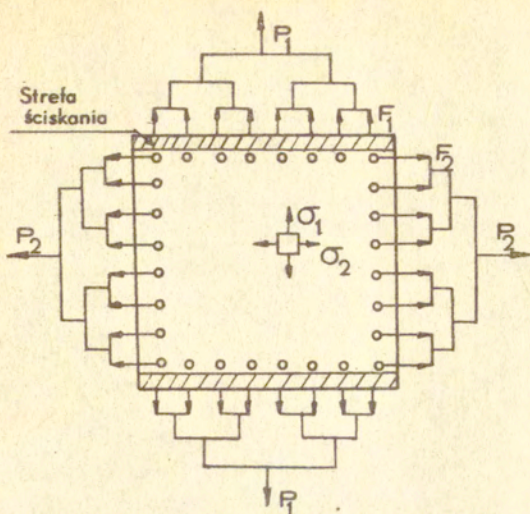
- 1/ kształt i proporcje próbki, mają decydujący wpływ na jednorodność pola naprężeń i odkształceń w jej części pomiarowej
- 2/ metoda pomiaru odkształceń i sposób wyznaczania stanu naprężenia w części pomiarowej próbki muszą być starannie dobrane i zweryfikowane doświadczalnie
- 3/ mechanizm obciążający musi zapewniać realizację równych co do wartości sił rozciągających działających w przeciwnych ramionach próbki, co zapewnia stałe położenie środka próbki
- 4/ stosunek naprężeń głównych, których kierunki pokrywają się z osiami działania sił rozciągających, można dowolnie ustalać w granicach od zera do nieskończoności.

W pracy E. Münch'a i D. Galster'a [52] przeprowadzono analizę kształtu próbek krzyżowych pod względem jednorodności płaskiego pola naprężeń, otrzymanego wskutek rozciągania tych próbek w kierunkach wzajemnie prostopadłych. Badanie przeprowadzono metodą elastooptyczną stosując materiał Araldit B. Pierwszym krokiem w kierunku rozwiązania problemu było wykonanie próbki o kształcie pokazanym na rys.36, a następnie pod-

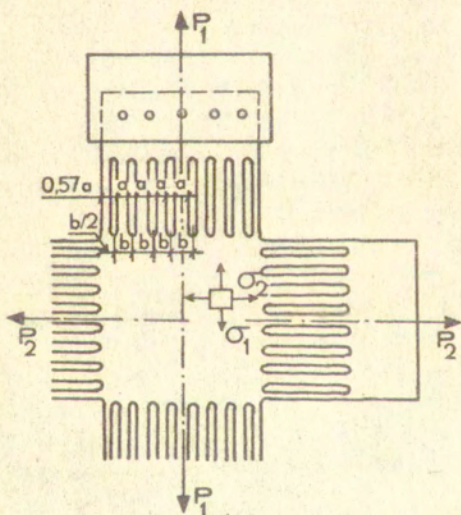
danie jej rozciąganiu we wzajemnie prostopadłych kierunkach, równomiernie rozłożonymi siłami P_1 i P_2 . Z analizy izochrom wynikało, że jednorodne pole naprężeń zajmuje bardzo mały, środkowy obszar poddanej obciążaniu próbki. Aby wytłumaczyć zaistniałe zjawisko próbkę poddano jednoosiowemu rozciąganiu siłą P_1 , stwierdzając, że niejednorodność pola naprężeń jest skutkiem ściskania zewnętrznych pasków materiału, zakreskowanych na rys.36. Powstała siła ściskająca powoduje poprzeczne wydłużanie brzegowych pasków materiału, co w konsekwencji ma wpływ na pole naprężeń w całym obszarze próbki. Jeżeli przyłożymy siły rozciągające w kierunku prostopadłym do poprzedniego, zaistnieje podobne brzegowe zjawisko. Aby uniknąć wyżej wymienionych zakłóceń zmodyfikowano kształt próbki jak na rys.37. Otwory służące do przenoszenia sił zostały zastąpione długimi szczelinami. Układ wąskich pasków materiału o szerokości a , przenosi tylko siły rozciągające - w ten sposób uniknięto krawędziowego efektu. W stanie obciążonym zewnętrzne paski materiału kwadratu centralnego o szerokości $b/2$, rys.37, i centralne paski materiału o szerokości b , zachowują się różnie. Zewnętrzne paski są sztywniejsze przy zadanym rozciąganiu z powodu sąsiedztwa pasków pracujących w kierunku prostopadłym, mających za zadanie przenoszenia siły P_2 . Aby spełnić warunek jednakowego wydłużenia wyżej omawianych dwóch rodzajów pasków, szerokość zewnętrznych pasków w ramionach krzyża powinna wynosić $0,57 a$, rys.37.

Rozkład izochrom na próbce poddanej jednoosiowemu rozciąganiu siłą P_1 przedstawiony jest na rys.38. Pojawienie się szczytkowego naprężenia ściskającego σ_2 można wytłumaczyć zmianą kształtu i pola przekroju próbki.

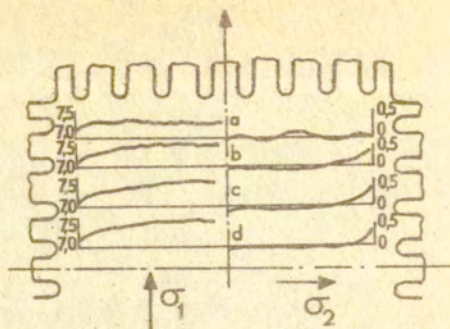
Autorzy wykazali, że zmodyfikowany kształt płaskiej próbki krzyżowej, przy jednokierunkowym rozciąganiu zapewnia równomierny rozkład pola naprężeń z dużą dokładnością. Jeżeli rozważymy kwadrat o boku równym $3/4$ długości boku kwadratu centralnego, to błąd odchylenia wartości σ_1 od wartości średniej jest równy $\pm 1,4\%$, natomiast w kwadracie o boku równym $1/2$ długości boku kwadratu centralnego, odchylenie to wynosi $0,5\%$. Występujące poprzeczne naprężenie ściskające σ_2 wynosi mniej niż 1% σ_1 na całej powierzchni. Stępując metodą super-



Rys.36. wyjściowy kształt próbki



Rys.37. ulepszony model próbki



Rys.38. rozkład naprężeń w kwadracie centralnym próbki, mierzony w rzędach izochrom

pozycji można stwierdzić, że jest możliwym otrzymanie jednorodnego, płaskiego stanu naprężenia w centralnym kwadracie próbki, przy dowolnie dobieranym stosunku naprężeń głównych, powstałych w próbce pod wpływem rozciągania jej we wzajemnie prostopadłych kierunkach.

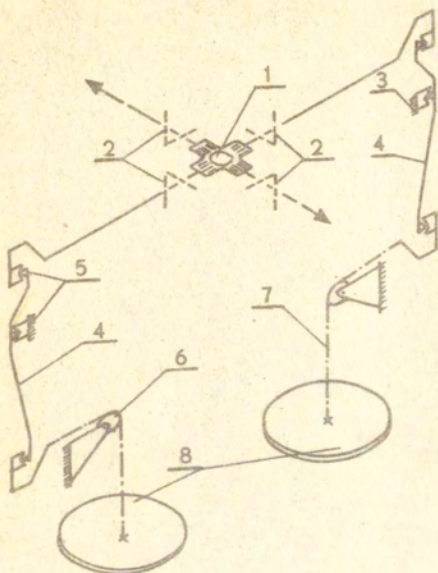
4.2.1. Urządzenie Kelly'ego [17]

W maszynie tej, badano płaskie próbki krzyżowe, poddane rozciąganiu we wzajemnie prostopadłych kierunkach, rys.39. Zaprojektowano dwa, niezależne układy obciążnikowe, składające się zarówno z mechanizmów dźwigowych jak i bloczkowych.

Obciążenie przenoszona jest przez 48 stalowych szpilek łączących próbkę z uchwytami zamocowanymi w przegubach Cardana. Dwa z czterech poziomych prętów posiadają cele obciążające z naklejonymi tensometrami. Pionowe dźwignie o przełożeniu 20:1 zawieszono są w łożyskach nożowych, ich ciężar zrównoważony jest sprężynami śrubowymi, które zamocowane są do ramy maszyny.

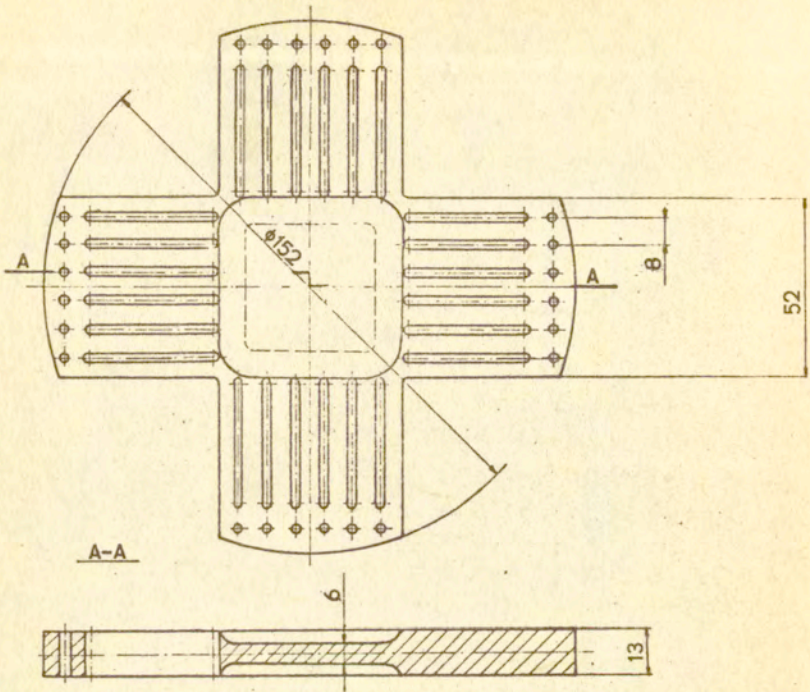
Zmiana grubości próbki, rys.40, została podyktowana koniecznością utrzymania tej samej wartości pola powierzchni przekroju poprzecznego kwadratu centralnego i ramion krzyża.

Modyfikacja kształtu próbki, w stosunku do próbki z rys.37 wynikała z potrzeby stosowania dużych odkształceń plastycznych.



1. próbka
2. przegub Cardana
3. rama
4. dźwignia
5. łożysko nożowe
6. krążek
7. łańcuch
8. obciążenie

Rys. 39. schemat obciążenia



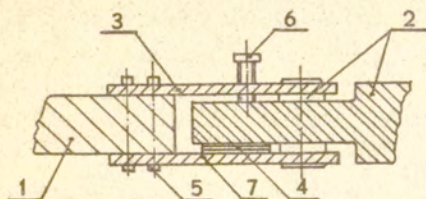
Rys.40. płaska próbka krzyżowa

Pomiar odkształceń centralnego kwadratu próbki odbywa się metodą bezdotykową, przy pomocy mikroskopu. Do określenia linii odniesienia użyto siatki, składającej się z cienkich drucików przyklejonych do powierzchni próbki. Dokładność przeprowadzonego tą metodą pomiaru wynosi 0,01 mm. Chcąc polepszyć jakość odczytu należy stosować system optyczny Martensa.

Podczas przeprowadzania wstępnych testów, zauważono pojawienie się momentu zginającego, powstałego wskutek ciężaru próbki i odchylen w osiowym działaniu siły rozciągającej.

Wielkość zginania zmierzona przy pomocy tensometrów naklejonych na górną i dolną powierzchnię próbki nie przekraczała 5%. Aby wartość tę zmniejszyć posłużono się prostym sposobem

regulacji zmiany położenia uchwytu w stosunku do próbki,
rys. 41.



- 1.próbka
- 2.przegub Cardana
- 3.górna płyta
- 4.podkładka
5. szpilka
- 6.wkręt
- 7.dolna płyta

Rys.41. mechanizm regulacji wartości momentu
zginającego próbkę

Siła rozciągająca przenoszona jest z poziomego pręta obciążającego na próbkę przez kołek 2, który jest częścią składową przegubu Cardana, dwie płytki, górną 1 i dolną, odpowiednio 3 i 7, oraz dwa rzędy szpilek 5, rys.41. Prawidłowy rozkład sił działających w osi poziomej, zapewniają podkładki stalowe 4 i śruby dociskające 6, rys.41.

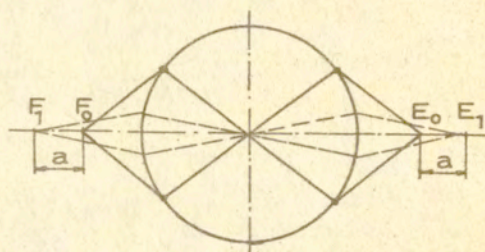
Konstrukcja maszyny umożliwia przeprowadzenie badań w podwyższonej temperaturze. Komora cieplna została zbudowana w sposób umożliwiający pomiar odkształceń przez przezroczyste okienko wykonane ze szkła hartowanego. Rozwiązanie to utrudnia utrzymanie stałej temperatury wskutek niejednorodności ścianek pieca.

Zasadniczą wadą systemu obciążającego jest brak jego stabilności w momencie jednoczesnego nakładania ciężarów parami na szalki leżące naprzeciwko siebie. W rezultacie, powoduje to zmianę położenia środka próbki, wprowadzając dodatkowe zginanie.

Wada ta została wyeliminowana w urządzeniu stosowanym przez Shiratori i Ikegami [78].

4.2.2. Urządzenie Shiratori i Ikegami [18]

W rozwiązaniu tym, siła rozciągająca wymuszana jest przez układ hydrauliczny, działający na pantograf, rys.42, który zapewnia równe, co do wielkości przemieszczenia przeciwległych ramion płaskiej próbki krzyżowej. Zastosowanie dwóch pantografów umożliwia otrzymanie dowolnego stosunku wartości naprężeń głównych, a zarazem zapobiega niedopuszczalnemu przesuwaniu się środka próbki.



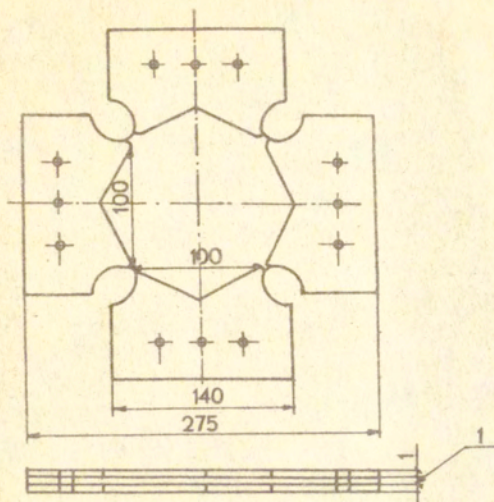
Rys.42. schemat pantografu

Rysunek 43 przedstawia płaską próbkę krzyżową z ośmioma płytkami. Płytki te wzmacniają ramiona krzyża oraz ułatwiają przeniesienie sił rozciągających na próbkę.

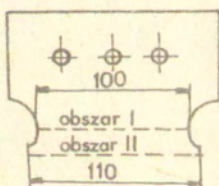
Zaprojektowanie specjalnego kształtu ramion próbki i płytek mocujących zapewniło powstanie jednorodnej, plastycznej deformacji w centralnym kwadracie próbki.

Na podstawie wstępnych testów ustalono, że wartość naprężenia w centralnym kwadracie należy przyjąć jako stosunek siły rozciągającej do pola powierzchni przekroju poprzecznego obszaru II wg. rys.44.

Wielkość odkształceń mierzono metodą tensometryczną. Badania przeprowadzano w temperaturze pokojowej, nie przewidując możliwości zastosowania komory cieplnej.



Rys. 43. próbka krzyżowa

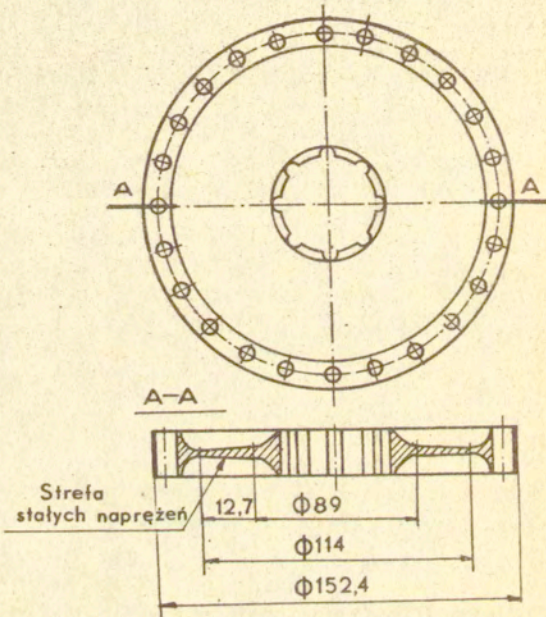


Rys. 44. wymiary powierzchni pomiarowej próbki

Skręcane próbki dyskowe

Innym rodzajem próbek badanych w płaskim stanie naprężenia są próbki dyskowe poddane skręcaniu.

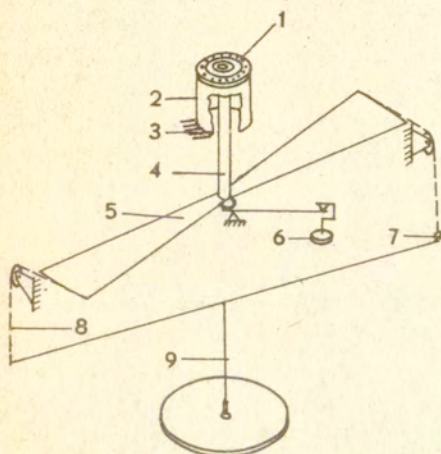
Próbka, rys.45, którą stosowano w pracy Kelly'ego [17], posiada profil zapewniający stałość naprężenia ścinającego w zakresie pomiarowym, który ograniczony jest promieniami 44,5 i 57 mm. Grubość próbki w tym zakresie jest odwrotnie proporcjonalna do pierwiastka z promienia.



Rys.45. próbka dyskowa

Próbka dyskowa 1, sztywno przykręcona do tulei 2, przyspawanej do ramy maszyny 3, skręcana jest momentem przenoszonym przez centralny wał 4, sztywno połączonym z dyskiem skrętnym 5, którego obrót wymuszony jest przez parę sił, powstałą wskutek wieszania odważników na szalce 9, rys.46.

Ciężar próbki, wału i ramienia skrętnego równoważony jest przez przeciwwagę 6, rys.46.



- 1.próbka
- 2.rura skręcana
- 3.rama
- 4.pręt skręcany
- 5.dysk skrętny
- 6.przeciw-waga
- 7.pomiar obciążenia
- 8.łańcuch
- 9.obciążenie

Rys.46. schemat obciążenia próbki dyskowej

Spirala grzejna i termopary umożliwiają przeprowadzanie badań w podwyższonych temperaturach.

Pomiar odkształceń polega na zmierzeniu względnego kąta obrotu między zewnętrzną a wewnętrzną średnicą pomiarową próbki. Ekstensometr składa się z dwóch pierścieni, z przymocowaną do ich obrzeży cienką taśmą stalową, której wolne końce połączone są, z zamontowanymi na zewnątrz komory cieplnej trzpieniami pomiarowymi przetworników indukcyjnych. Każdy pierścień posiada po trzy kołki równomiernie rozłożone na obwodzie. Kołki jednego pierścienia współpracują z zagłębieniami znajdu-

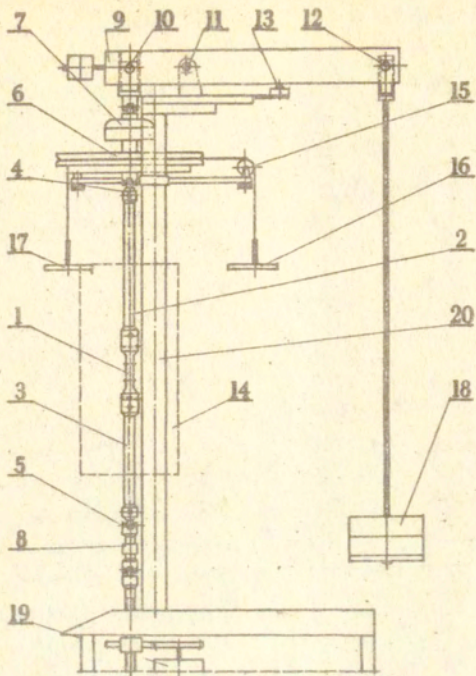
jącymi się na zewnętrznej średnicy pomiarowej próbki, a kołki drugiego pierścienia współpracują odpowiednio z zagłębieniami rozmieszczonymi na wewnętrznej średnicy pomiarowej. Odształcenie mierzone jest jako różnica wskazań przetworników indukcyjnych. Dodatkowych danych dostarcza cewa tensometryczna, umieszczona na ramieniu skrotnym maszyny.

Opisany powyżej sposób pomiaru odształceń budzi poważne zastrzeżenia ze względu na zakłócenia, jakie wprowadzają wyfrezowane wyłobienia w obszarze pomiarowym. Przeprowadzone doświadczenia, prowadzące do zniszczenia próbki wykazały, że inicjacja szczelin następuje właśnie w tych punktach, co dowodzi o występowaniu w tych miejscach spiętrzenia naprężeń. Wydaje się, że lepszą metodą pomiaru odształceń w stosunku do opisanej powyżej, byłaby bezdotykowa metoda optyczna, pozwalająca na uzyskanie danych bez ingerencji w obszar pomiarowy próbki.

5. Opis stanowiska badawczego

W urządzeniu, zwanym dalej PRS, złożony stan naprężenia realizuje się poprzez dwa, niezależne układy obciążające, powodujące skręcanie i rozciąganie cienkościennych próbek rurkowych. Układ rozciągający próbkę składa się z systemu dźwigni a układ skręcający próbkę złożony jest z systemu krążków i stalowych linek, rys.47. Próbka i przymocowana jest do dwóch pionowych prętów, górnego 2 i dolnego 3 przy pomocy specjalnych uchwytów zaciskowych /widocznych na rys.48/, stosowanych w pracy [26]. Górny pręt 2 połączony jest z poziomą dźwignią 9, o przełożeniu 1:5,5, poprzez skrotny dysk 6 i łożysko kulkowe 7. W celu zmniejszenia wpływu tarcia, pozioma dźwignia 9 zamocowana jest na łożysku nożowym 11 i połączona z elementami obciążającymi próbkę również poprzez łożyska nożowe 10 i 12. Urządzenie PRS posiada automatyczny czujnik 13 służący do utrzymywania dźwigni 9 w pozycji poziomej poprzez sterowanie pracą silnika 19.

Moment skręcający próbkę przenoszony jest poprzez parę sił przyłożoną do dysku skrotnego 6, rys.47, obracanego przez stalowe linki, przechodzące przez krążki 15, zamocowane na łożyskach kulkowych. Stalowe linki przenoszą parę sił skrotnych powstałą przez obciążenie odważnikami szalki 16 i 17.



- 1.próbka
- 2.górny pręt obc.
- 3.dolny pręt obc.
- 4,5.przegub Cardana
- 6.dysk skrzętny
- 7.podwójne łoż.kulkowe
- 8.cela obciążająca

- 9.dzwignia
- 10,11,12.łożysko
- 13.czujnik
- 14.piec
- 15.krażek
- 16,17,18.obciążniki
- 19.silnik
- 20.rama

Rys.47. schemat maszyny

skrętny dysk 6 jest integralną częścią podwójnego łożyska kulkowego 7, minimalizującego opór powstały przez jednoczesne użycie obu układów, rozciągającego i skrętnego.

W celu wyeliminowania dodatkowego momentu zginającego próbkę, powstałego w procesie obciążania, wskutek niedokładności technologicznych, uniemożliwiających utrzymanie próbki i w osi z prętami obciążającymi 2 i 3, zastosowano przeguby Cardana, górny 4 i dolny 5, rys.47. Przegub Cardana 6, składa się z dwóch podzespołów połączonych ze sobą kołkami w dwóch wzajemnie prostopadłych kierunkach, rys.48.

Przeprowadzone testy wykazały, iż dodatkowe zginanie próbki zdefiniowane w rozdziale 4.1.1., w początkowej fazie osiowego obciążenia nie przekroczyło 5% i wraz ze wzrostem deformacji plastycznej próbki malało do zera.

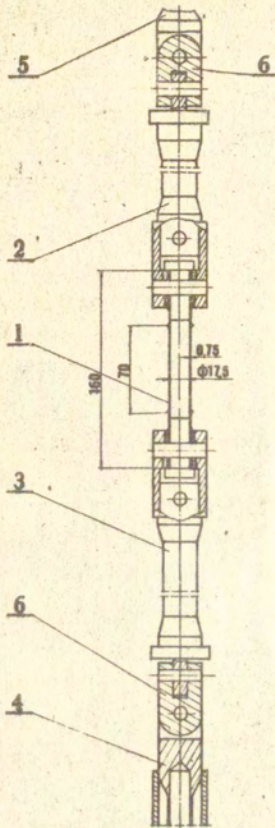
Konstrukcja urządzenia umożliwia przeprowadzenie badań w podwyższonej temperaturze. Ciepło potrzebne do ogrzania próbki dostarczone jest poprzez trzy-sekcyjną spiralę grzejną, umieszczoną w piecu 14, rys.47. System kontrolno-pomiarowy 9, rys.51 umożliwia utrzymanie stałej temperatury z dokładnością $\pm 1^{\circ}\text{C}$ w zakresie do 900°C . Wartość temperatury mierzona jest przez dwie termopary w dwóch punktach próbki i zapisywana na taśmie papierowej, drukarka 8, rys.51.

5.1. Cienkościenna próbka rurkowa

Cienkościenna próbka rurkowa o wymiarach przedstawionych na rys.49, posiada dwa zewnętrzne pierścienie służące do zamocowania mechanicznego ekstensometru mierzącego względny kąt skręcenia i wydłużenie długości pomiarowej próbki.

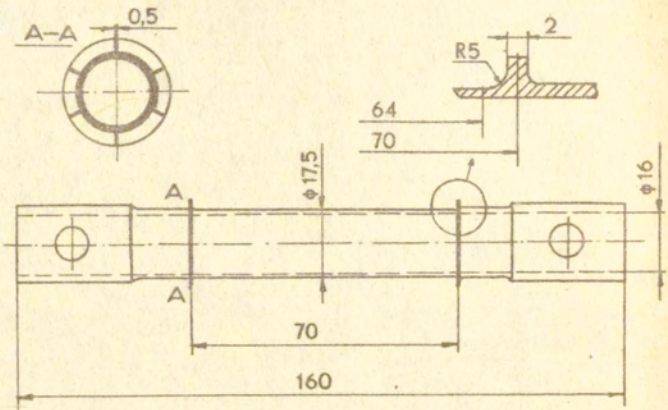
W kołnierzach wykonano po sześć promieniowych nacięć o grubości 0,5 mm w celu zmniejszenia wpływu zakłóceń powstałych wokół pierścieni w trakcie deformacji plastycznej.

Próbki użyte do badań zostały wykonane z czystej miedzi MiE metodą obróbki skrawaniem ciągniowych prętów, które w pierwszym etapie wyżarzono w temperaturze $T = 400^{\circ}\text{C}$ przez dwie godziny, po czym studzono razem z piecem. Obróbka termiczna miedzianych prętów miała na celu uzyskanie jednorodnej budowy ziarna zastosowanego do badań materiału.

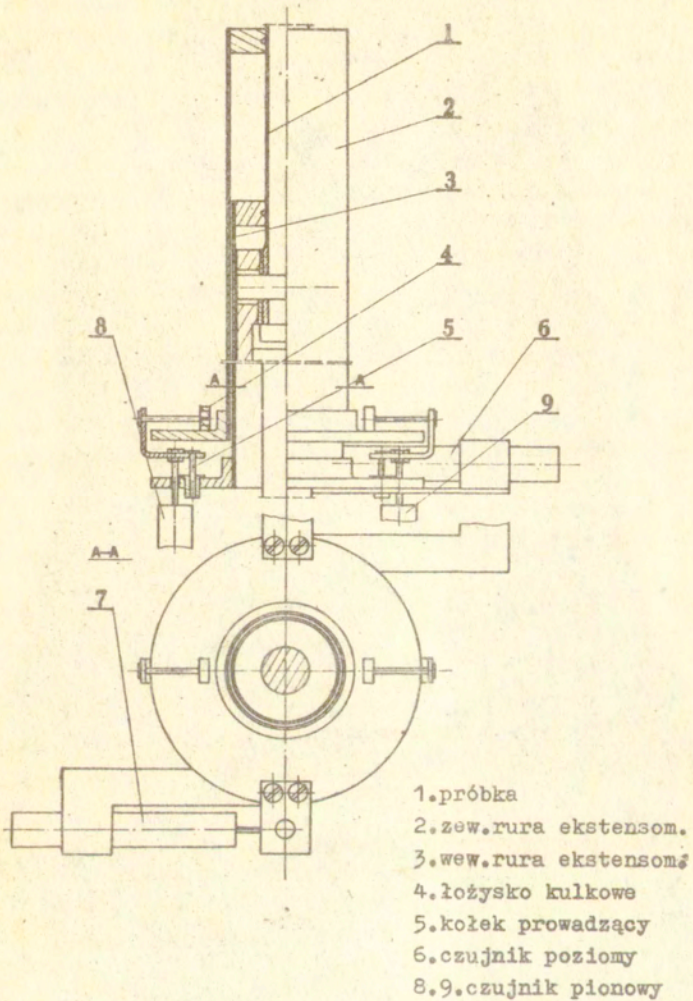


1. próbka
2. górny pręt obciąż.
3. dolny pręt obciąż.
4. cewa obciążająca
5. trzon dysku skręt.
6. przegub Cardana

Rys. 48. schemat zamocowania próbki



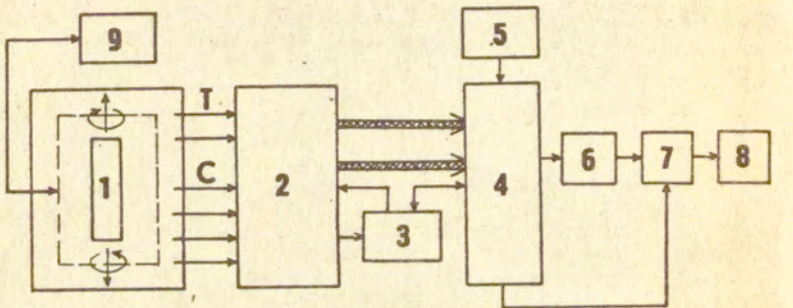
Rys.49. próbka



Rys.50. schemat ekstensometru

5.2. Pomiar odkształceń

Pomiar odkształceń polega na zmierzeniu wartości wydłużenia i kąta skręcenia części pomiarowej próbki. Ekstensometr mechaniczny składa się z dwóch współosiowych rur, zewnętrznej 2 i wewnętrznej 3, przymocowanych odpowiednio do górnego i dolnego pierścienia próbki 1, rys.50. Dolne końce rur umiejscowione są na zewnątrz pieca, do których przymocowane są indukcyjne czujniki różnicowe IWT-302, mierzące przemieszczenie liniowe rdzeni na drodze ± 10 mm. Dwa z nich 8 i 9 mierzą osiowe rozciąganie, dwa pozostałe 6 i 7 służą do pomiaru kąta skręcenia próbki 1, rys.50. Aby uniknąć efektu tarcia występującego pomiędzy rdzeniami czujników a płaszczyznami odniesienia, zaistniałego w procesie pomiaru odkształceń zastosowano łożyska składające się z panewek teftonowych i rdzeni prowadzących 5, rys.50, pozwalających izolować względny osiowy i kątowy ruch pomiędzy zewnętrzną i wewnętrzną rurą ekstensometru.



1. próbka
2. skrzynka rozdzielcza
3. mostek MT-10
4. przełącznik kanałów
5. zegar
6. woltomierz V530
7. blok sterowania drukarką
8. drukarka
9. regulator temperatury

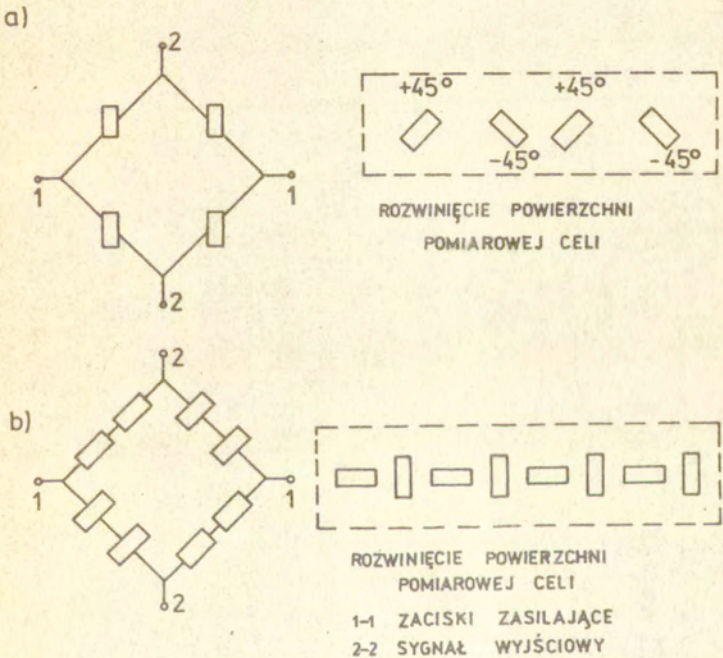
T-sygnal z termopar
C-sygnal z czujników róż.

Rys.51. schemat stanowiska badawczego

Sygnały pomiarowe przetworzone przez czujniki indukcyjne na sygnały elektryczne, zbierane są w urządzeniu kontrolno-pomiarowym, rys.51, umożliwiającym drukowanie wartości odkształceń na taśmie papierowej w dowolnych odstępach czasowych.

Cztery sygnały z czujników indukcyjnych, przetworzone przez mostek cyfrowy 3 oraz dwa sygnały z termopar, zbierane są w skrzynce rozdzielczej 2 i podawane w wybranych odstępach czasowych poprzez przełącznik kanałów 4 na woltomierz 6 a następnie drukowane są na taśmie papierowej przez drukarkę 8, sterowaną blokiem 7, rys.51. Regulator temperatury 9 utrzymuje stałą, wybraną temperaturę próbki 1, rys.51.

Urządzenie PRS posiada również celę obciążającą 8, umiesz-



Rys.52 układ tensometrów naklejonych na celi pomiarowej

ozoną na zewnątrz pieca 14, rys.47. Funkcję tę spełnia cienkościenna rurka 4, rys.48, z naklejonymi na jej zewnętrznej powierzchni, dwoma układami tensometrów foliowych, rys.52.

Układ czuły na skręcanie celi składa się z czterech tensometrów naklejonych pod kątem 45° do osi celi, tworzących pełny mostek z kompensacją temperatury, rys.52a.

Układ czuły na rozciąganie z eliminacją zginania i z kompensacją temperatury składa się z czterech tensometrów foliowych, naklejonych wzdłuż osi próbki i z czterech tensometrów foliowych naklejonych prostopadle do osi próbki, rys.52b. Oba niezależne układy tensometrów foliowych współpracują z mostkami cyfrowymi MT-10 produkcji Techpanu.

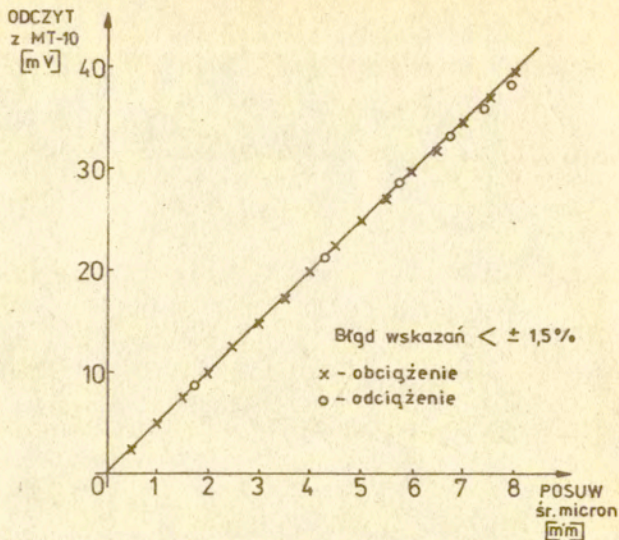
Informacje uzyskane o stanie naprężenia na powierzchni celi pomiarowej /wymiaru celi powinny być tak dobrane, aby przy maksymalnym obciążeniu próbki nie był przekraczany zakres sprężystych odkształceń celi/ są następnie wykorzystywane do dokładnego cechowania zadanego poziomu naprężenia deformującego cienkościenną próbkę rurkową.

5.3. Wstępne testy maszyny PRS

Wstępne testy mają na celu sprawdzenie poprawności działania maszyny PRS, jak również wyskalowanie celi pomiarowej i wyznaczenie podstawowych parametrów wytrzymałościowych badanego materiału, w tym przypadku czystej miedzi MiE.

5.3.1. Cechowanie celi pomiarowej

Dwa układy tensometrów naklejonych na zewnętrznej powierzchni celi obciążającej mają za zadanie określenie aktualnego stanu naprężenia na jej powierzchni a pośrednio na powierzchni cienkościennej próbki rurkowej. Do cechowania celi użyto próbek wykonanych ze stali 50 HSA - tej samej z jakiej wykonana jest cela obciążająca - z naklejonymi na jej powierzchni tensometrami foliowymi. Cechowanie przeprowadzono w temperaturze pokojowej przy jednoosiowym rozciąganiu i czystym okręcaniu próbki. Wyniki przedstawiono na wykresach, rys.53, gdzie linię ciągłą wyznaczono ze wzorów $\sigma_{11} = E\epsilon_{11}$ oraz $\sigma_{12} = G\gamma_{12}$



Rys.54. skalowanie czujnika różnicowego IWT-302 nr 75214

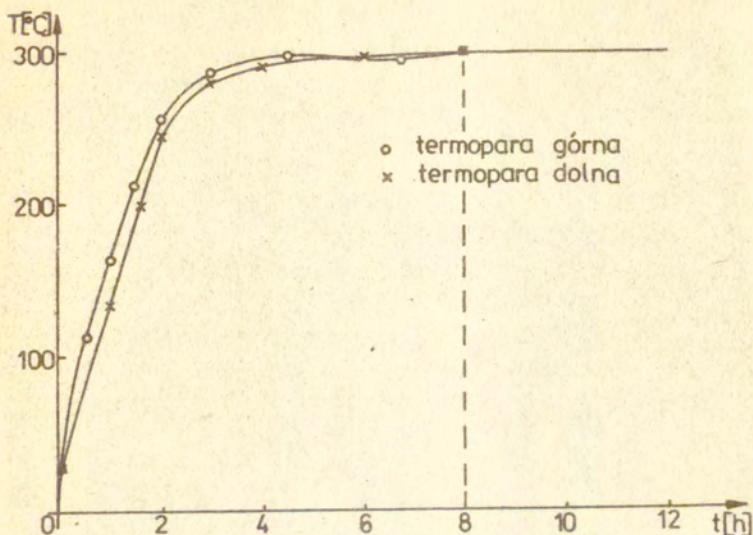
5.3.3. Sprawdzenie stałości i szybkości dochodzenia temperatury do ustalonej wartości

Próbe przeprowadzono na próbce miedzianej w warunkach dochodzenia do zadanej temperatury, wynoszącej $T = 300^{\circ}\text{C}$. Temperaturę mierzono w dwóch punktach próbki w funkcji czasu. Żadaną temperaturę uzyskano po 8 godzinach, rys.55.

Stażość temperatury waha się w granicach $\pm 1^{\circ}\text{C}$ i jest zależna w dużym stopniu od dokładności uszczelnienia pieca.

5.4. Wyznaczenie podstawowych parametrów wytrzymałościowych czystej miedzi MiE w temperaturze pokojowej i $T = 300^{\circ}\text{C}$

W temperaturze pokojowej badano cienkościennie próbki rurkowe, wykonane z czystej miedzi MiE, z naklejonymi na jej powierzchni pomiarowej tensometrami foliowymi. W warunkach jednoosiowego rozciągania lub czystego skręcania porównywano wielkości od-



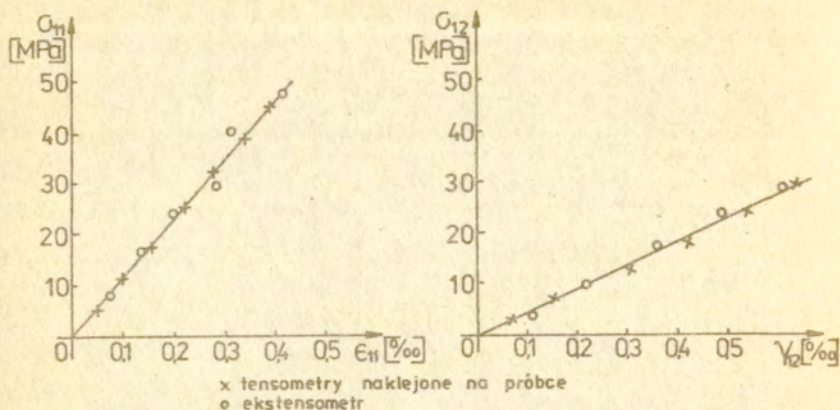
Rys.55, czas ustalenia się temperatury

kształceń mierzonych przy użyciu tensometrów naklejonych na próbce oraz wskazań ekstensometru. Wyniki otrzymane w zakresie sprężystym zamieszczono na wykresie, rys.56.

Stosując tę samą technikę pomiarową znaleziono umowną granicę plastyczności dla czystej miedzi M1E przy jednoosiowym rozciąganiu, która w temperaturze pokojowej wynosiła $R_{0,2} = 68$ MPa.

W zakresie odkształceń plastycznych, rzeczywista długość pomiarowa próbki, określająca jednorodne pole odkształceń jest krótsza od odległości między pierścieniami, służącymi do mocowania ekstensometru. W celu określenia wpływu pierścieni z nacięciami na jednorodność pola odkształceń a tym samym na długość pomiarową próbki, przeprowadzono dwa doświadczenia.

Na dwóch cienkościennych próbkach rurkowych, wykonanych z czystej miedzi, wytrasowano siatkę pomiarową o odległościach między liniami wynoszącymi 5 mm. W temperaturze pokojowej przeprowadzono próby jednoosiowego rozciągania, w pierwszym przy-



Rys.56. krzywe materiałowe czystej miedzi w zakresie sprężystym w temperaturze pokojowej.

padku przerywając eksperyment przy odkształceniach równych

$\epsilon_{11} = 13\%$, natomiast w drugim przypadku przy odkształceniach równych $\epsilon_{11} = 22\%$. Następnie na mikroskopie warsztatowym zmierzono odległości między liniami siatki, znajdując wartości przyrostów odkształceń w funkcji odległości od środka próbki.

Na podstawie otrzymanych wyników przyjęto, że dla deformacji plastycznej w kierunku osiowym długość pomiarowa próbki o wymiarach przedstawionych na rys.49 wynosi $L = 64$ mm. Natomiast przy określaniu wielkości plastycznego odkształcenia postaciowego przyjęto $L = 70$ mm.

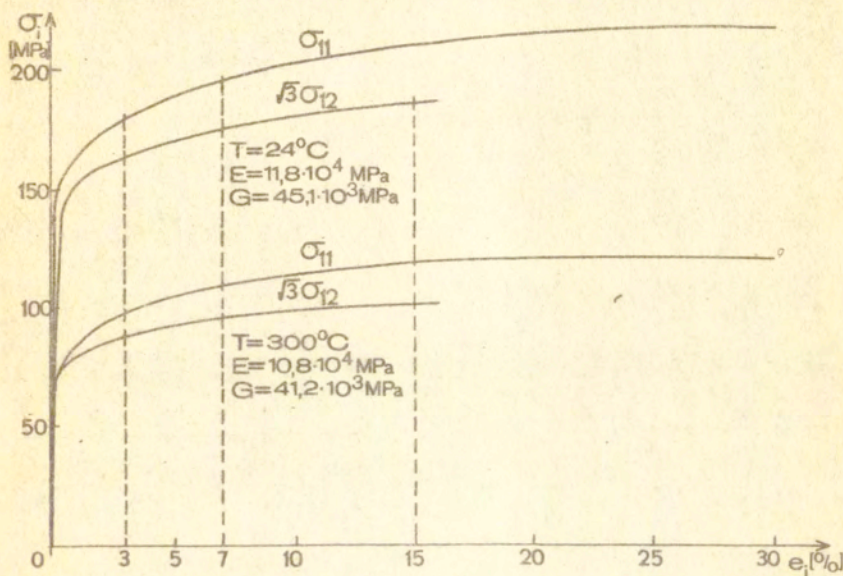
Krzywe materiałowe dla czystej miedzi MiE otrzymane w warunkach jednoosiowego rozciągania i czystego skręcania uzyskane w temperaturze pokojowej i $T = 300^{\circ}\text{C}$ przedstawiono na rys.57. Na osiach wykresu odłożono wartości intensywności naprężeń

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma_{11}^2 + 3\sigma_{12}^2} \quad \text{oraz odkształceń} \quad e_i = \sqrt{e_{11}^2 + (4/3)e_{12}^2}$$

co pozwoliło porównać ze sobą otrzymane krzywe materiałowe.

Wartości modułów Younga określone z eksperymentu, wynoszące w temperaturze pokojowej $E = 11,8 \cdot 10^4$ MPa oraz w temperaturze $T = 300^{\circ}\text{C}$ $E = 10,8 \cdot 10^4$ MPa i odpowiednio moduły odkształcenia

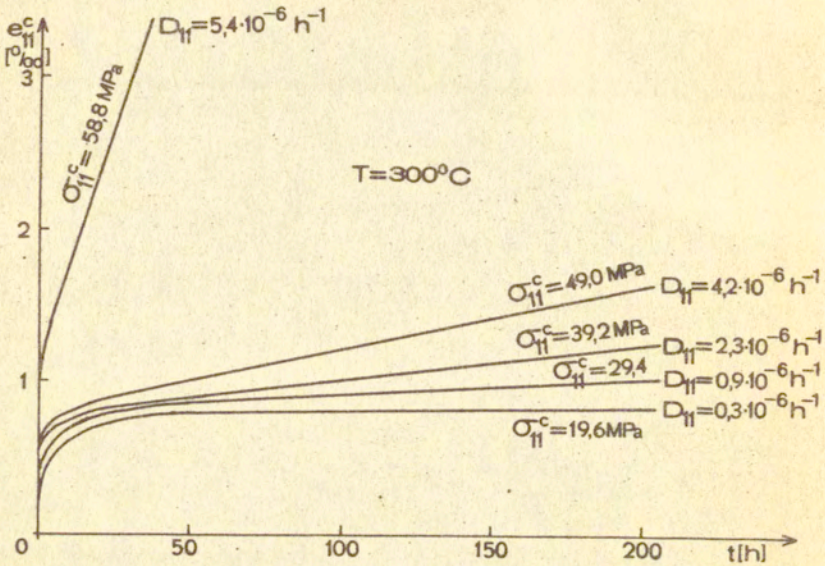
postaciowego $G = 45,1 \cdot 10^3$ MPa oraz $G = 41,2 \cdot 10^3$ MPa są zgodne z wartościami przedstawionymi w pracy [30] a uzyskanymi metodą rezonansową.



Rys. 57. krzywe materiałowe dla czystej miedzi M1E otrzymane w próbkach jednoosiowego rozciągania i czystego skręcania w temperaturze pokojowej i $T = 300^\circ\text{C}$.

Próby jednoosiowego pełzania przy poziomach naprężenia $\sigma_{11}^c = (19,8; 29,4; 39,2; 49,0; 58,8)$ MPa wykonano w temperaturze $T = 300^\circ\text{C}$. Czas trwania prób wynosił $t = 200$ godzin, co pozwoliło na określenie doświadczalnej wartości prędkości ustalonej D_{11} , rys. 58.

Duża różnica między wartościami odkształceń e_{11}^c uzyskanych dla poziomu naprężenia $\sigma_{11}^c = 49,0$ MPa oraz $\sigma_{11}^c = 58,8$ MPa wynika z faktu przekroczenia granicy plastyczności, która dla czystej miedzi M1E badanej w temperaturze $T=300^\circ\text{C}$ wynosi $R_{0,2} = 55,0$ MPa. Dla odkształceń uzyskanych w przypadku pełzania z poziomem naprężenia o wartości mniejszej od granicy plastyczności można zapisać $e_{11} = e_{11}^e + e_{11}^c$, nato-

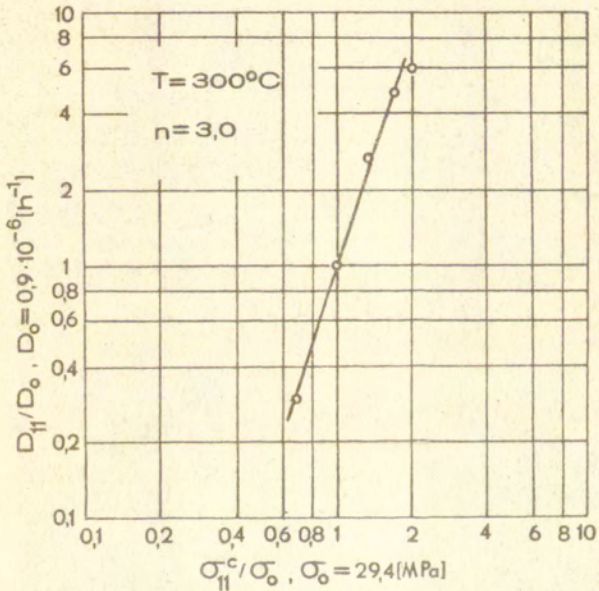


Rys.58. Próby jednoosiowego pełzania w temperaturze $T=300^\circ$

miast dla pełzania z poziomem naprężenia większym od granicy plastyczności przyjmuje się $e_{11} = e_{11}^e + e_{11}^p + e_{11}^c$ gdzie e_{11}^e - odkształcenie sprężyste, e_{11}^p - odkształcenie plastyczne oraz e_{11}^c - odkształcenie pełzania.

Doświadczalne wartości ustalonej prędkości pełzania posłużyły do określenia wykładnika potęgi n , wzór (8).

Z wykresu o logarytmicznej skali przedstawionego na rys.59 wynika, że doświadczalne punkty można połączyć linią prostą, której kąt nachylenia jest równy $n = \log(D_{11}/D_0) / \log(\sigma_{11}^c / \sigma_0)$ wzór (8). Ostatecznie, na podstawie danych doświadczalnych otrzymano $n = 3$.



Rys.59. wykres służący do obliczenia stałej materiałowej n , wzór (8).

Na podstawie wstępnych testów maszyny PRS wyciągnięto wniosków o jej dokładności i przydatności do badań wytrzymałościowych przeprowadzanych na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych złożonym stanom obciążenia będących kombinacją siły osiowej i momentu skrętnego.

Zastosowany ekstensom. i aparatura kontrolno-pomiarowa pozwala mierzyć wielkość odkształcenia osiowego i kąta odkształcenia postaciowego z dokładnością do $\pm 5 \cdot 10^{-5}$.

Wstępne testy wykazały, że przy próbach czystego skręcania, przekroczenie wartości 15% plastycznych odkształceń postaciowych powoduje wyboczenie próbki.

Jest to wynikiem niewłaściwego doboru parametru jakim jest stosunek długości próbki do jej średnicy wewnętrznej. Powyższy błąd nie wpływa na wyniki przeprowadzanych doświadczeń, ponieważ deformacja próbek w/g programu opisanego w rozdziale 2 nie przekracza wartości 10%.

Doświadczenia przeprowadzone w temperaturze pokojowej i $T = 300^{\circ}\text{C}$, pozwoliły na określenie podstawowych parametrów wytrzymałościowych czystej miedzi MiE, otrzymanych w próbach jednoosiowego rozciągania oraz w próbach czystego skręcania.

Próby jednoosiowego pełzania dla różnych poziomów naprężenia, przeprowadzone w temperaturze $T=300^{\circ}\text{C}$, posłużyły do określenia wartości stałej materiałowej $n = 3$, przy czym wartości stałych materiałowych D_0 i σ_0 przyjęto $D_0 = 0,9 \cdot 10^{-6} [\text{h}^{-1}]$ oraz $\sigma_0 = 29,4 [\text{MPa}]$.

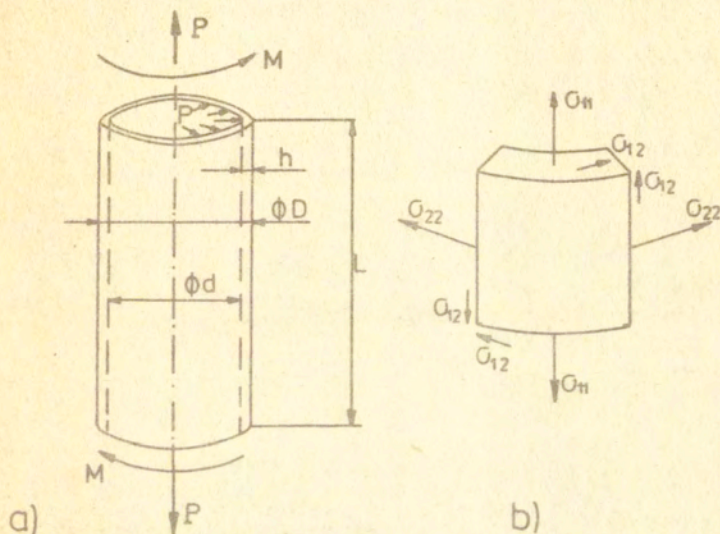
6. Wstępna proporcjonalna deformacja plastyczna w płaskim stanie naprężenia

Na cienkościennych próbkach rurkowych, płaski stan naprężenia realizowany jest poprzez zastosowanie kombinacji siły osiowej, momentu skręcającego oraz ciśnienia wewnętrznego, rys. 60a.

W praktyce, najczęściej stosuje się kombinację siły osiowej P oraz momentu M lub kombinację siły osiowej P oraz ciśnienia wewnętrznego p .

W ogólnym przypadku, stan naprężenia przedstawiony jest na

rys.60b. Dla cienkościennych próbek przyjmuje się, że naprężenie promieniowe $\sigma_{33} = -\frac{1}{2}P$ jest pomijalnie małe, ponieważ $\sigma_{33}/\sigma_{22} = -h/a \approx 0$, gdzie $\sigma_{22} = pa/h$ oraz $a = (D+d)/4$.



Rys. 60 . Schemat obciążenia cienkościennej próbki rurkowej

W przypadku rozciągania próbki rurkowej siłą osiową P oraz skręcania jej momentem M na długości pomiarowej L otrzymuje się jednorodny, płaski stan naprężenia, dla którego tensor naprężenia σ_{ij} i tensor dewiatora naprężenia S_{ij} przyjmują wartości

$$(31) \quad \sigma_{ij} = \begin{vmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & 0 \\ \sigma_{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} ; \quad S_{ij} = \begin{vmatrix} (2/3)\sigma_{11} & \sigma_{12} & 0 \\ \sigma_{12} & -1/3\sigma_{11} & 0 \\ 0 & 0 & -1/3\sigma_{11} \end{vmatrix}$$

gdzie $S_{ij} = \sigma_{ij} - (1/3)\sigma_{kk} \delta_{ij}$

Dla cienkościennych powłok symetrycznych, stosując przybliżone wzory Prandila, można przyjąć zależności

$$(32) \quad \sigma_{11} = P/2\pi a h \quad ; \quad \sigma_{12} = M/2\pi a^2 h$$

gdzie $a = (D + d)/4$

Stan odkształcenia dla próbek rurkowych, poddanych rozciąganiu siłą osiową i skręcanym opisany jest przez tensor dewiatora odkształcenia e_{ij}

$$(33) \quad e_{ij} = \begin{vmatrix} e_{11} & e_{12} & 0 \\ e_{12} & e_{22} & 0 \\ 0 & 0 & e_{33} \end{vmatrix}$$

Z warunku nieściśliwości materiału wynika równanie

$$(34) \quad e_{11} + e_{22} + e_{33} = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33} = 0$$

oraz

$$e_{11} = \epsilon_{11}, \quad e_{12} = \epsilon_{12} = (1/2)\gamma_{12}, \quad -(1/2)\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33}$$

gdzie

$\epsilon_{11} = (L - L_0)/L_0$ - składowa osiowa tensora odkształcenia

$\epsilon_{22} = (a - a_0)/a_0$ - składowa obwodowa tensora odkształcenia

$\epsilon_{33} = (h - h_0)/h_0$ - składowa promieniowa tensora odkształcenia

oraz $\epsilon_{12} = (1/2)\gamma_{12} = \frac{\varphi a}{2L}$ - składowa postaciowa tensora odkształcenia

gdzie

γ_{12} - kąt odkształcenia postaciowego

φ - kąt skręcenia próbki na dł. pomiarowej L .

W drugim szczególnym przypadku, jakim jest kombinacja siły osiowej P i ciśnienia wewnętrznego p , stan naprężenia można zapisać:

$$(35) \quad \sigma_{ij} = \begin{vmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad : \quad S_{ij} = \begin{vmatrix} (2/3)\sigma_{11} - (1/3)\sigma_{22} & 0 & 0 \\ 0 & (2/3)\sigma_{22} - (1/3)\sigma_{11} & 0 \\ 0 & 0 & -(1/3)(\sigma_{11} + \sigma_{22}) \end{vmatrix}$$

gdzie $\sigma_{11} = (k/2h)pa$; $\sigma_{22} = pa/h$ oraz $k = P/\sqrt{1}a^2p$

Dla przypadku, w którym na cienkościenną próbkę oddziały-
wuje tylko ciśnienie wewnętrzne p , $k=1$. Stan naprężenia opisa-
ny wzorem (35) można również uzyskać rozciągając w dwóch prostopa-
dłych kierunkach płaskie próbki krzyżowe.

I analogicznie jak w przypadku pierwszym, stan odkształce-
nia zapisano

$$(36) \quad e_{ij} = \epsilon_{ij} = \begin{vmatrix} e_{11} & 0 & 0 \\ 0 & e_{22} & 0 \\ 0 & 0 & e_{33} \end{vmatrix}$$

6.1. Przestrzeń wektorowa dewiatora odkształcenia

W przypadku cienkościennych próbek rurkowych poddanych
działaniu kombinacji siły osiowej P , ciśnienia wewnętrznego p
oraz skręcania momentem M , pięciowymiarowa przestrzeń wektoro-
wa V_{5e} dewiatora odkształcenia e_{ij} , opisana w pracy
Il'yushina [53], redukuje się do przestrzeni trójwymiarowej
 V_{3e} , dla której

$$(37) \quad \bar{e} = e_j \bar{n}_j \quad (j=1,2,3)$$

gdzie \bar{n}_j oraz e_j oznaczają odpowiednio wektor ortonormal-
nej bazy oraz składowe wektora \bar{e} w j -tym kierunku.

Dewiatorowy stan odkształcenia w cienkościenną próbkę
rurkowej może być przedstawiony przy pomocy wektora dewiatora
odkształcenia, zwanego dalej wektorem odkształcenia \bar{e} ,

rys. 61

$$(38) \quad \bar{e} = \epsilon_{11} \bar{n}_1 + (2\sqrt{3})(\epsilon_{11}/2 + \epsilon_{22}) \bar{n}_2 + (2\sqrt{3}) \epsilon_{12} \bar{n}_3$$

w trójwymiarowej przestrzeni wektorowej

$$(39) \quad V_{3e} \equiv (e_1, e_2, e_3) \equiv (\epsilon_{11}, (2\sqrt{3})(\epsilon_{11}/2 + \epsilon_{22}), (2\sqrt{3})\epsilon_{12})$$

gdzie ϵ_{11} , ϵ_{22} oraz ϵ_{12} oznaczają osiową, obwodową i składową odkształcenia.

Φ_e , rys. 61, opisuje kierunek wektora odkształcenia wymiarowej przestrzeni wektorowej V_{2e} ,

$$(e_1, e_2) \equiv (\epsilon_{11}, (2/\sqrt{3})(\epsilon_{11}/2 + \epsilon_{22}))$$

przy założeniu

$$(40) \quad \text{tg } \Phi_e = e_2/e_1 = (2/\sqrt{3})(\epsilon_{11}/2 + \epsilon_{22}) / \epsilon_{11}$$

Kąt Θ_e , rys. 61 opisuje kierunek wektora odkształcenia \bar{e} w dwuwymiarowej przestrzeni wektorowej V_{2e} ,

$$e_1, e_3 \equiv (\epsilon_{11}, 2/\sqrt{3} \epsilon_{12})$$

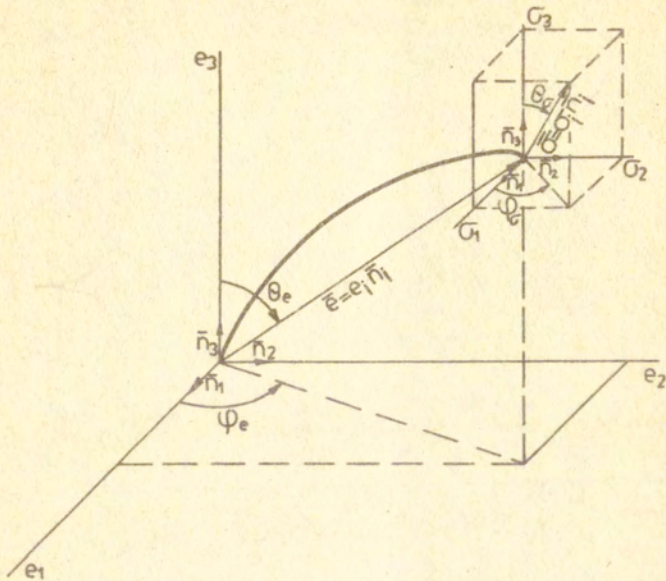
przy założeniu

$$(41) \quad \cos \Theta_e = e_3/|\bar{e}| = \frac{2/\sqrt{3} \epsilon_{12}}{|\bar{e}|}$$

gdzie $|\bar{e}|$ jest długością wektora odkształcenia \bar{e} .

W ogólnym przypadku, długość łuku trajektorii odkształcenia s jest wyrażona poprzez hodograf prędkości wektora odkształcenia \bar{e} ;

$$(42) \quad s = \int \left| \frac{d\bar{e}}{dt} \right| dt$$



Rys. 61. Przestrzeń wektorowa dewiatora odkształcenia

Dla proporcjonalnej deformacji, trajektoria odkształcenia jest linią prostą, a jej długość s jest równa długości wektora odkształcenia $|\bar{e}|$. Skalar ten, w dalszych rozważaniach zwany jest intensywnością odkształcenia e_i , z definicji równy drugiemu niezmiennikowi odkształcenia I_2 :

$$(43) \quad I_2^{1/2} = e_i = [(2/3) e_{ij} e_{ij}]^{1/2}$$

W trójwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{3e}(e_1, e_2, e_3)$ można zapisać

$$(44) \quad |\bar{e}| = e_i = (e_1^2 + e_2^2 + e_3^2)^{1/2} = [\epsilon_{11}^2 + (4/3)(\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{22}^2) + (4/3)\epsilon_{12}^2]^{1/2}$$

Każdemu punktowi trajektorii odkształceń można przypisać lokalną, pięciowymiarową przestrzeń wektorową dewiatora naprężenia S_{ij} , Ji'yushin [53].

W przypadku rozpatrywania cienkościennych próbek rurkowych obciążonych kombinacją siły osiowej, ciśnienia wewnętrznego oraz momentu skręcającego, rys. 60b, pięciowymiarowa przestrzeń wektorowa $V_{5\sigma}$ dewiatora naprężenia redukuje się do trójwymiarowej przestrzeni $V_{3\sigma}$.

Przeprowadzając analogicznie rozumowanie jak w przypadku stanu odkształcenia, wektor dewiatora naprężenia, rys. 61 jest równy

$$(45) \quad \begin{aligned} \bar{\sigma} &= \sigma_j \bar{n}_j = \sigma_1 \bar{n}_1 + \sigma_2 \bar{n}_2 + \sigma_3 \bar{n}_3 = \\ &= (1/2)(2\sigma_{11} - \sigma_{22})\bar{n}_1 + (\sqrt{3}/2)\sigma_{22}\bar{n}_2 + \sqrt{3}\sigma_{12}\bar{n}_3 \end{aligned}$$

w trójwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{3\sigma}$ dewiatora naprężenia S_{ij}

$$(46) \quad (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) \equiv [(3/2)S_{11}, \sqrt{3}(S_{11}/2 + S_{22}), \sqrt{3}S_{12}] = \\ = [(1/2)(2\sigma_{11} - \sigma_{22}), (\sqrt{3}/2)\sigma_{22}, \sqrt{3}\sigma_{12}]$$

Kąt φ_σ , rys. 61, opisuje kierunek wektora dewiatora naprężenia $\bar{\sigma}$ w dwuwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{2\sigma}$,

$$(\sigma_1, \sigma_2) \equiv [(1/2)(2\sigma_{11} - \sigma_{22}), (\sqrt{3}/2)\sigma_{22}]$$

przy założeniu

$$(47) \quad \operatorname{tg} \varphi_\sigma = \sigma_2 / \sigma_1 = (\sqrt{3}/2)\sigma_{22} / (1/2)(2\sigma_{11} - \sigma_{22})$$

Kąt Θ_σ , rys. 61 opisuje kierunek wektora dewiatora naprężenia $\bar{\sigma}$ w dwuwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{2\sigma}$,

$$(\sigma_1, \sigma_3) \equiv [(1/2)(2\sigma_{11} - \sigma_{22}), \sqrt{3}\sigma_{12}]$$

przy założeniu

$$(48) \quad \cos \Theta_{\sigma} = \sigma_3 / |\bar{\sigma}| = \sqrt{3} \sigma_{12} / |\bar{\sigma}|$$

Dla proporcjonalnej deformacji, miara długości wektora dewiatora naprężenia $|\bar{\sigma}|$ nazwana jest intensywnością, σ_i dewiatora naprężenia S_{ij} i z definicji równa drugiemu niezmiennikowi dewiatora naprężenia :

$$(49) \quad J_2^{1/2} = \sigma_i = [(3/2)S_{ij}S_{ij}]^{1/2}$$

W trójwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{3\sigma}(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ można zapisać

$$(50) \quad |\bar{\sigma}| = \sigma_i = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2)^{1/2} = \\ = [(1/4)2 \sigma_{11}^2 - \sigma_{22}^2 + (3/4)\sigma_{22}^2 + 3\sigma_{12}^2]^{1/2}$$

6.2. Zmienność trzeciego niezmiennika dewiatora naprężenia w przestrzeni wektorowej

Stan uplastycznienia materiału można zapisać w postaci

$$(51) \quad f(\sigma_{ij}, \epsilon_{ij}^p, \alpha, T) = 0$$

gdzie funkcję f nazwano funkcją płynięcia.

W sześciowymiarowej przestrzeni naprężeń σ_{ij} , powierzchnię F o równaniu (51) nazwano powierzchnią płynięcia. Przez ϵ_{ij}^p oznaczono składowe odkształcenia plastycznego, α - funkcjonalną zależny od stanu naprężenia i odkształcenia, oraz przez T oznaczono temperaturę.

Przyjęcie warunku uplastycznienia w postaci (51) jest równoważne założeniu, że powierzchnia płynięcia ulega zmianie w procesie deformacji plastycznej. Zjawisko to nazwano plastycznym wzmocnieniem materiału.

Pominięcie efektu wzmocnienia prowadzi do teorii materiałów idealnie plastycznych, dla których w procesach izotermicznych, warunek (51) przyjmuje postać

$$(52) \quad f(\bar{\sigma}_{ij}) = 0$$

Dla ciał izotropowych, z warunku izotropowości funkcji skalarnej f wynika, że równanie (52) jest równoważne warunkowi

$$(53) \quad f(J_1^\sigma, J_2^\sigma, J_3^\sigma) = 0$$

tzn. że funkcja płynięcia f jest funkcją tylko trzech niezmienników tensora naprężenia.

Pomijając wpływ ciśnienia hydrostatycznego, otrzymano zależność

$$(54) \quad f(J_2, J_3) = 0$$

gdzie funkcja f zależy od niezmienników tensora dewiatora naprężenia S_{ij} .

Drugi niezmiennik tensora dewiatora naprężenia J_2 , zdefiniowany wzorem (49), pozostaje niezmienny w funkcji kąta obrotu tensora naprężenia, natomiast trzeci niezmiennik tensora dewiatora naprężenia J_3 , zdefiniowany wzorem

$$(55) \quad J_3 = (1/3)S_{ij}S_{jk}S_{ki},$$

nie jest jawnie przedstawiony w dewiatorowej przestrzeni wektorowej oraz nie zawsze pozostaje stały w funkcji kątów obrotu Φ_σ oraz Θ_σ .

Wpływ trzeciego niezmiennika J_3 tensora dewiatora naprężenia S_{ij} na zależność naprężenie-odkształcenie, przy

założeniu proporcjonalnej deformacji można rozpatrywać poprzez wprowadzenie parametru \bar{J}_3 , opisanego w pracy Y. Ohashi, H. Tokuda oraz M. Yamashita [51]. Parametr ten, nazwany przez autorów bezwymiarowym trzecim niezmiennikiem tensora dwiataora naprężenia można przedstawić jako funkcję kierunku tensora w przestrzeni.

Dla szczególnego przypadku, jakim jest trójwymiarowa przestrzeń wektorowa $V_{3\sigma}(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$, bezwymiarowy trzeci niezmiennik tensora dwiataora naprężenia \bar{J}_3 , można wyrazić wzorem [51]:

$$(56) \quad \bar{J}_3 = A J_3 / J_2^{3/2} = (27/2) J_3 / J_2^{3/2} = \cos \Theta_{\bar{\sigma}} [\cos^2 \Theta_{\bar{\sigma}} \cos 3\varphi_{\sigma} + 3 \sin^2 \Theta_{\bar{\sigma}} \cos(\varphi_{\sigma} - \bar{\Pi}/3)]$$

Stała A została dobrana w taki sposób, aby dla kątów $\varphi_{\sigma} = k\bar{\Pi}$ oraz $\Theta_{\bar{\sigma}} = k\bar{\Pi}$ gdzie $k=0,1$, parametr $\bar{J}_3 = 1$. Kąt φ_{σ} zdefiniowany jest równaniem (47), natomiast kąt $\Theta_{\bar{\sigma}} = (\bar{\Pi}/2) - \Theta_{\sigma}$ jest dopełnieniem kąta Θ_{σ} , zdefiniowanego wzorem (48).

W dwuwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{2\sigma}(\sigma_1, \sigma_3)$, dla której $\varphi_{\sigma} = k\bar{\Pi}$ gdzie $k=0,1$, równanie (56) przybiera postać:

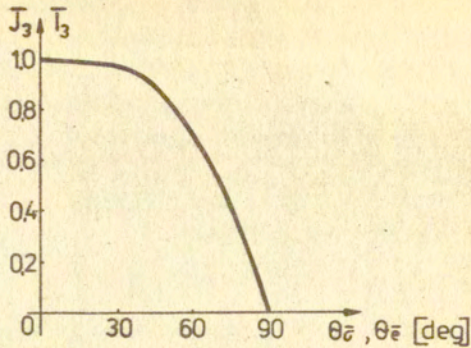
$$(57) \quad \bar{J}_3 = (3 \cos \Theta_{\bar{\sigma}} - \cos^3 \Theta_{\bar{\sigma}}) / 2$$

Na rys. 62 przedstawiono zmienność parametru \bar{J}_3 , w funkcji kąta Θ_{σ} dla pierwszej ówiartki.

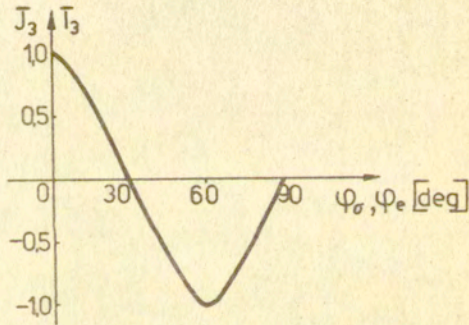
W dwuwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{2\sigma}(\sigma_1, \sigma_2)$, dla której $\Theta_{\bar{\sigma}} = k\bar{\Pi}$ gdzie $k=0,1$, równanie (56) przybiera postać

$$(58) \quad \bar{J}_3 = \cos 3\varphi_{\sigma}$$

Zależność parametru \bar{J}_3 od kąta φ_{σ} przedstawiono na rys. 63.



Rys. 62 . Zmienność parametrów \bar{J}_3 i \bar{T}_3 w funkcji kąta $\theta_{\bar{\sigma}}$ i $\theta_{\bar{\epsilon}}$



Rys. 63. Zmienność parametrów \bar{J}_3 oraz \bar{T}_3 w funkcji kąta φ_{σ} i φ_{ϵ}

W analogiczny sposób przeprowadzono rozumowanie dla bezwymiarowego trzeciego niezmiennika \bar{I}_3 , tensora odkształcenia e_{ij} [51].

I tak, dla trójwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{3e}(e_1, e_2, e_3)$ parametr \bar{I}_3 przyjmuje postać

$$(59) \quad \begin{aligned} \bar{I}_3 &= A I_3 / I_2^{3/2} = 4 I_3 / I_2^{3/2} = \\ &= \cos \Theta_{\bar{e}} [\cos^2 \Theta_{\bar{e}} \cos 3\varphi_e + 3 \sin^2 \Theta_{\bar{e}} \cos(\varphi_e - \bar{\Pi}/3)] \end{aligned}$$

Stała A została dobrana w taki sposób, aby dla kątów $\Theta_{\bar{e}} = k\bar{\Pi}$ oraz $\varphi_e = k\bar{\Pi}$, gdzie $k=0,1$, parametr $\bar{I}_3 = 1$. Kąt φ_e zdefiniowany jest równaniem (40), natomiast kąt $\Theta_{\bar{e}} = (\bar{\Pi}/2) - \Theta_e$ jest dopełnieniem kąta Θ_e , zdefiniowanego równaniem (41). Trzeci niezmiennik I_3 dewiatora odkształcenia jest równy

$$(60) \quad \bar{I}_3 = (1/3) e_{ij} e_{jk} e_{ki}$$

W dwuwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{2e}(e_1, e_3)$, dla której $\varphi_e = k\bar{\Pi}$ gdzie $k=0,1$, równanie (59) przybiera postać

$$(61) \quad \bar{I}_3 = (3 \cos \Theta_{\bar{e}} - \cos^3 \Theta_{\bar{e}}) / 2$$

Postać równania (61) przedstawiona jest graficznie na rys. 62.

Rozpatrując dwuwymiarową przestrzeń wektorową $V_{2e}(e_1, e_2)$, dla której $\Theta_{\bar{e}} = k\bar{\Pi}$ gdzie $k=0,1$, równanie (59) przyjmuje postać, rys. 63

$$(62) \quad \bar{I}_3 = \cos 3\varphi_e$$

Na podstawie powyższych rozważań można stwierdzić, że w dwuwymiarowej przestrzeni wektorowej $V_{2e}(e_1, e_3)$, co odpowiada deformacji próbek rurkowych przy rozciąganiu siłą osiową i skręcaniu momentem, efekt trzeciego niezmiennika zanika w przypadku czystego skręcania próbek, dla którego J_3 oraz $I_3 = 0$, rys. 62.

Natomiast, deformując próbkę kombinacją siły osiowej oraz

ciśnienia wewnętrznego, $V_{2e}(e_1, e_2)$, efekt trzeciego niezmiennika zanika w przypadku proporcjonalnej deformacji pod kątem $\varphi_e = (30, 90)^\circ$, rys. 63.

6.3. Przebieg eksperymentu

Cienkościenne próbki rurkowe o wymiarach przedstawionych na rys. 49, wykonane z czystej miedzi M1E, poddano proporcjonalnym obciążeniom będących kombinacją siły osiowej i momentu skręcającego. Badania przeprowadzono w temperaturze pokojowej na maszynie opisanej w rozdziale 5.

W celu stwierdzenia pierwotnej izotropii badanego materiału, wykonano dodatkowo eksperyment, poddając próbki rurkowe o wymiarach przedstawionych na rys. 66 działaniu siły osiowej P oraz ciśnienia wewnętrznego p.

W ogólnym przypadku, proporcjonalna deformacja cienkościenych próbek rurkowych, rys. 61, określona jest przez trzy parametry: kierunek wektora \bar{e} , wyrażony przez kąty φ_e oraz Θ_e oraz długość wektora $|\bar{e}| = e_i$.

W przeprowadzonych doświadczeniach wielkości te mierzono pośrednio, jako funkcje stanu obciążenia.

Praktycznie dla obciążenia będącego kombinacją siły osiowej i momentu skręcającego, przyjęto zależność, rys. 64a

$$(63) \quad \operatorname{tg} \Theta_\sigma = \operatorname{tg} \frac{\sqrt{3} \sigma_{12}}{\sigma_{11}} = \operatorname{tg} \frac{\sqrt{3} M}{Pa} = \operatorname{const.}$$

gdzie

$$a = (D + d)/4$$

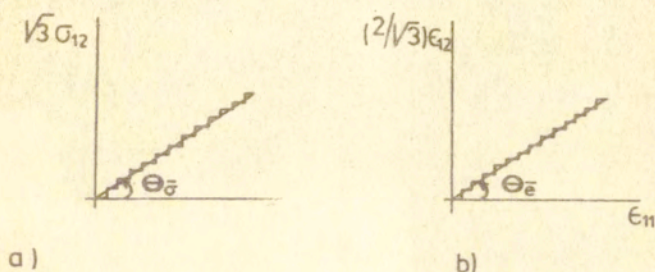
Sterując skokowo wielkością momentu M i siły osiowej P, uzyskiwano żadaną wartość kąta Θ_σ , równanie (63). Po każdej skokowej zmianie obciążenia, mierzono przyrosty składowych wektora odkształcenia \bar{e} , rys. 64b oraz obliczano intensywność odkształceń plastycznych e_i^P przyjmując zależność, rys. 3

$$(64) \quad e_i^P = \sqrt{(e_{11}^P)^2 + (4/3)(e_{12}^P)^2}$$

gdzie $e_{ij}^p = e_{ij} - e_{ij}^e$
 dla e_{ij}^e określonego jako składowa sprężysta tensora dewiatora odkształcenia e_{ij} .

Kierunek wektora \bar{e} w podprzestrzeni (e_1, e_3) , rys. 3 wyrażono przez kąt

$$(65) \quad \Theta_e = \arctg \frac{2e_{12}}{\sqrt{3}e_{11}}$$



Rys. 64. Proporcjonalna droga obciążenia i odpowiedź materiału w dewiatorowej podprzestrzeni odkształcenia

Dla kątów $\Theta_e = \Theta = (0, 30, 60, 90)^\circ$ odkształcono dwie serie próbek, dla których intensywność odkształcenia plastycznego wynosiła odpowiednio $e_i^p = 3\%$ dla próbek A-D oraz $e_i^p = 7\%$ dla próbek E-H, rys. 4 oraz tabela 1.

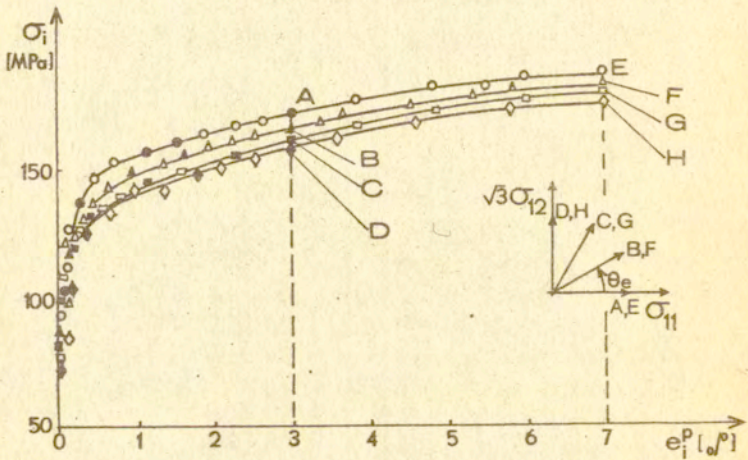
Tabela 1

	seria I				seria II					
e_i^p [%]	3				7				zniszczenie	
eksperyment	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J
φ_σ [deg]	0	0	0	0	0	0	0	0	0	90
$\Theta_{\bar{e}}$ [deg]	0	30	60	90	0	30	60	90	0	0

Wyniki doświadczeń przedstawiono na rys. 65 w formie

zależności $\sigma_i - e_i^p$, gdzie wartość $\sigma_i = (\sigma_{11}^2 + 3\sigma_{12}^2)^{1/2}$ jest intensywnością naprężenia.

Zaobserwowane różnice w przebiegu krzywych materiałowych można wytłumaczyć wpływem pierwotnej anizotropii materiału oraz wpływem trzeciego niezmiennika dewiatora naprężenia, zdefiniowanego wzorem (55).

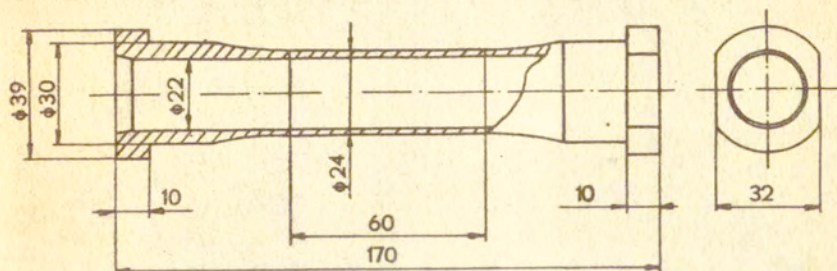


Rys. 65. Krzywe materiałowe otrzymane w temperaturze pokojowej dla różnych proporcjonalnych dróg obciążenia.

Pierwsza ewentualność została wykluczona na drodze eksperymentu, którego celem było porównanie krzywych materiałowych otrzymanych przez deformację cienkościennych próbek rurkowych w trzech głównych kierunkach dewiatorowych, wzór (46).

Ponieważ funkcje maszyny opisanej w rozdziale 5 nie uwzględniają możliwości przeprowadzenia badań na cienkościennych próbkach rurkowych z użyciem ciśnienia wewnętrznego, posłużono się skonstruowaną w IPPT PAN przystawką do maszyny wytrzymałościowej Instron, umożliwiającą realizację kombinacji siły osiowej oraz ciśnienia wewnętrznego.

Wymiary cienkościennej próbki rurkowej wykonanej z czystej miedzi MiE, przystosowanej do badań na maszynie Instron, przedstawiono na rys. 66.



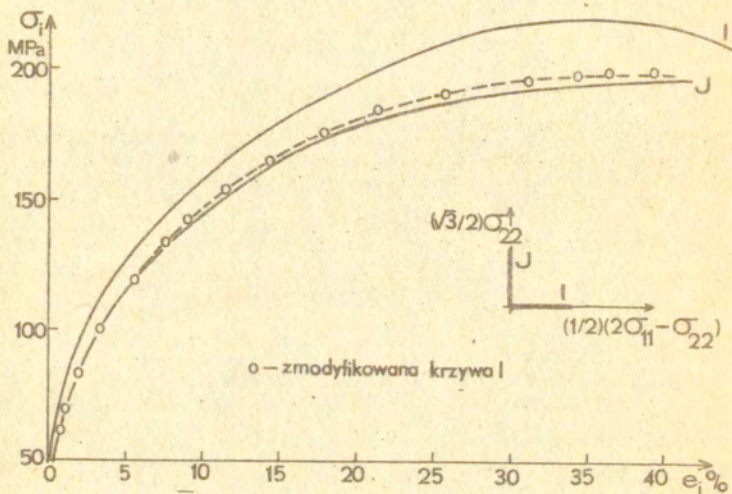
Rys. 66. Cienkościenne próbka rurkowa poddana działaniu ciśnienia wewnętrznego i siły osiowej

Na wyżej opisanych próbkach wykonano dwa doświadczenia, tabela 1 - jednoosiowe rozciąganie próbki, eksperyment I oraz eksperyment J polegający na deformacji próbki ciśnieniem wewnętrznym przy założeniu równości $\sigma_{11} = (1/2)\sigma_{12}$.

Krzywe umocnienia dla próbki I oraz J przedstawiono na wykresie, rys.67. Linia przerywaną narysowano zmodyfikowaną krzywą umocnienia, omówioną w dalszej części rozdziału.

Z rozważań przeprowadzonych w rozdziale 6.2. wynika, że dla materiału izotropowego dla przypadku czystego skręcania cienkościennych próbek ($\varphi_{\sigma}, \varphi_e = k\bar{\Pi}$, $k = 0,1$ i $\Theta_{\sigma} = \Theta_e = \bar{\Pi}/2$) oraz dla przypadku deformacji ciśnieniem wewnętrznym ($\Theta_{\sigma} = \Theta_e = k\bar{\Pi}$, $k = 0,1$ i $\varphi_{\sigma} = \varphi_e = \bar{\Pi}/2$) wzór (56) i (59), trzeci niezmiennik dewiatora naprężenia J_3 oraz trzeci niezmiennik dewiatora odkształcenia I_3 jest równy zeru.

Można wysnuć wniosek, że dla materiału izotropowego, proporcjonalna deformacja próbek w trzech głównych kierunkach dewiatorowych, wzór (46), prowadzi do otrzymania dwóch krzywych materiałowych, jednej dla osiowego rozciągania (przypadek



Rys.67. Krzywe materiałowe otrzymane dla przypadku jednoosiowego rozciągania (I) oraz deformacji ciśnieniem wewnętrznym próbek rurkowych w temperaturze pokojowej.

dla którego $\bar{J}_3 = \bar{I}_3 = 1$) oraz drugiej, dla czystego skręcania oraz deformacji ciśnieniem wewnętrznym (przypadki dla których $\bar{J}_3 = \bar{I}_3 = J_3 = I_3 = 0$).

Przeprowadzono porównanie otrzymanych wyników z prób jednoosiowego rozciągania i deformacji ciśnieniem wewnętrznym próbek rurkowych badanych na maszynie Instron, rys. 67 z wynikami doświadczeń otrzymanych z prób jednoosiowego rozciągania oraz czystego skręcania próbek rurkowych na maszynie PRS, rys. 57, opisanych w rozdziale 5.4.

W obu przypadkach wymiary cienkościennych próbek rurkowych rys. 49 i rys. 66 oraz sposób obróbki termicznej były różne. W przypadku próbek stosowanych do maszyny PRS, wyżarzono pręt przed obróbką mechaniczną, natomiast w przypadku próbek używanych do maszyny Instron, wyżarzono gotowe próbki.

Dla dwóch rodzajów próbek parametry wyżarzenia były te same - 400°C przez 2 godziny oraz studzenie razem z piecem przez 24 godziny.

Z wyników doświadczeń wywnioskowano, że geometria próbek miała decydujący wpływ na zaobserwowane różnice w przebiegu krzywych materiałowych, rys. 57 i rys. 67. Szczególnie jest to widoczne w przypadku granicy plastyczności, która przy próbie jednoosiowego rozciągania próbek na maszynie PRS wynosiła $R_{0,2} = 68$ MPa, natomiast wartość ta, uzyskana podczas jednoosiowego rozciągania próbek przy użyciu przystawki do maszyny Instron wynosiła $R_{0,2} = 52$ MPa. W obu przypadkach maksymalne naprężenie rozciągające osiągnęło tę samą wartość $R_m = 220$ MPa.

Aby stwierdzić, że badany materiał jest izotropowy, natomiast różnice w przebiegu krzywych materiałowych, dla różnych porożjonalnych dróg obciążenia, wynikają z faktu nieuwzględnienia wpływu trzeciego niezmiennika dewiatora naprężenia J_3 , posłużono się metodą wyprowadzoną w pracy [51].

Modyfikując prawo płynięcia, wzór (51) można napisać

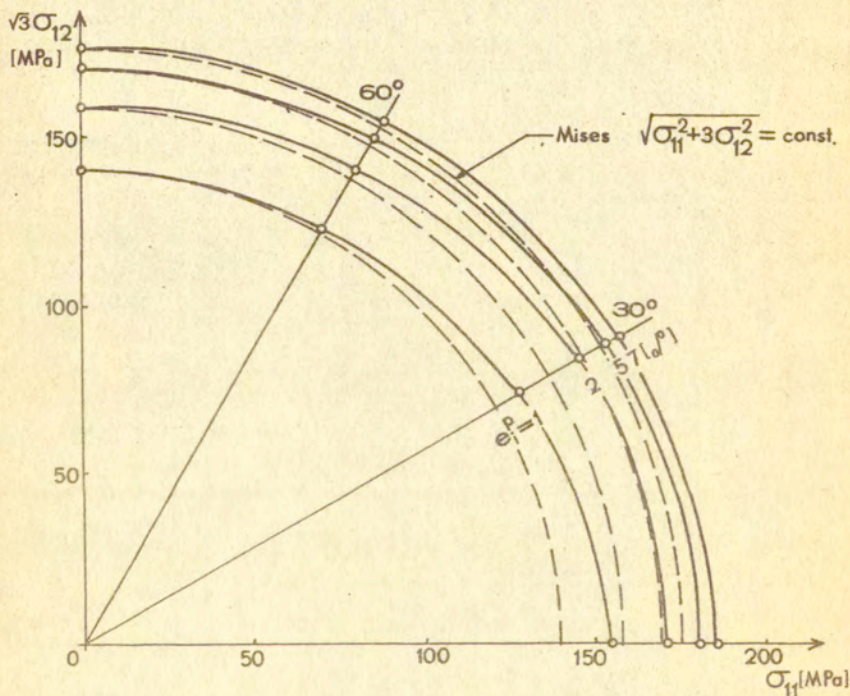
$$(66) \quad \bar{\sigma}_i = \bar{\sigma}_i(J_i^\sigma, e_i^p, \bar{J}_3) .$$

Jak udowodniono w pracy [51], opierając się na przeprowadzonych doświadczeniach, wpływ pierwszego niezmiennika naprężenia J_1^σ na krzywą umocnienia metali jest pomijalnie mały. A

więc zależność (66) można napisać w postaci

$$(67) \quad \sigma_i = \sigma_i(e_i^p, \bar{J}_3)$$

Oddziaływanie bezwymiarowego trzeciego niezmiennika dziewiąt-
 ra naprężenia, \bar{J}_3 na krzywą umocnienia materiału przedsta-
 wiono w formie tzw. krzywych równych odkształceń, narysowanych
 linią ciągłą w płaszczyźnie (σ_1, σ_3) na rys. 68 oraz w
 płaszczyźnie (σ_1, σ_2) na rys. 69. Linie przerywane odpowia-
 dają kolejnym krzywym płynięcia w/g kryterium Mises'a.
 Odpowiednie krzywe są styczne w punktach, w których spełniona
 jest zależność $J_3=0$, rys. 68 i rys. 69.



Rys. 68. Krzywe równych odkształceń przedstawione w podprzestrzeni (σ_1, σ_3)

Rozpatrując dwuwymiarową przestrzeń wektorową (σ_1, σ_3) , rys. 68, krzywe równych odkształceń można przekształcić na odpowiadające im okręgi Mises'a poprzez wprowadzenie współczynnika R_0 [51]

$$(68) \quad R_0 = \frac{\sqrt{3}\sigma_{12}^{90}}{\sigma_{11}^0}$$

gdzie stałe $\sqrt{3}\sigma_{12}^{90}$ oraz σ_{11}^0 wyznaczono doświadczalnie posługując się wykresem krzywych równych odkształceń, odpowiadają one wartościom naprężeń w punktach przecięcia krzywych z osiami, rys. 68.

W zmodyfikowanej płaszczyźnie $(R_0\sigma_1, \sigma_3)$ krzywe równych odkształceń dla $e_i^p = \text{const.}$ opisano równaniem okręgu

$$(69) \quad [R_0(e_i^p)\sigma_{11}]^2 + 3\sigma_{12}^2 = 3[\sigma_{12}^{90}(e_i^p)]^2$$

Według autorów pracy [51] można uogólnić pojęcie współczynnika R_0 na przestrzeń $V_{5\sigma}$, wprowadzając stałą R_1 , spełniającą równanie

$$(70) \quad R_1 = \sigma_i^*/\sigma_i = [1 + 4(R_0^2 - 1)\cos^2(2\bar{\pi}/3 - (1/3)\arccos \bar{J}_3)]^{1/2}$$

W równaniu (70), wartość σ_i^* nazwano zmodyfikowaną intensywnością naprężenia, uwzględniającą wpływ trzeciego niezmiennika na krzywą umocnienia.

W przestrzeni (σ_1, σ_3) równanie (70) redukuje się, przy założeniu $e_i^p = \text{const.}$, do postaci

$$(71) \quad R_1 = \sigma_i^*/\sigma_i = [(R_0\sigma_{11})^2 + 3\sigma_{12}^2]^{1/2} / [(\sigma_{11}^2 + 3\sigma_{12}^2)^{1/2}] = [1 + (R_0^2 - 1)\cos^2\Theta_{\bar{\sigma}}]^{1/2}$$

Korzystając z danych doświadczalnych, przedstawionych na rys. 57, obliczono współczynnik R_1 tabela 2, sprowadzając krzywą umocnienia dla jednoosiowego rozciągania do krzywej umocnienia dla czystego skręcania, dla której $J_3 = 0$.

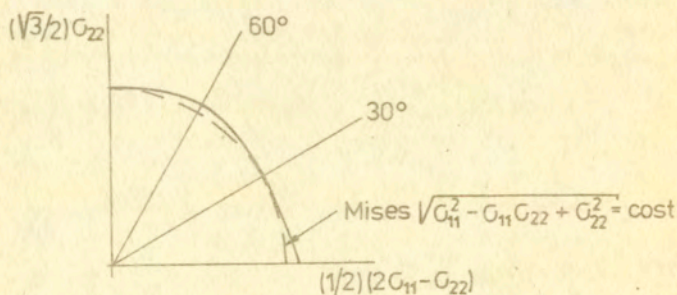
Tabela 2.

$e_i^p [a^p]$	1	2	3	4	5	6	7	10	20
R_1	0,90	0,91	0,92	0,93	0,94	0,94	0,94	0,94	0,94

Zakładając niezmiennosć współczynnika R_1 w przestrzeni $V_{5\sigma}$ dla $e_i^p = \text{const}$, przekształcając wzór (70), obliczono zmodyfikowaną wartość σ_i^* , posługując się danymi doświadczalnymi uzyskanymi dla krzywej jednoosiowego rozciągania, rys.67 (próbka I) oraz współczynnikiem R_1 zamieszczonym w tabeli 2.

Zmodyfikowaną krzywą umocnienia w podprzestrzeni (σ_1, σ_2) , sprowadzającą krzywą umocnienia otrzymaną w próbie jednoosiowego rozciągania do krzywej umocnienia otrzymanej przy deformacji próbki ciśnieniem wewnętrznym, $\sigma_{11} = (1/2)\sigma_{22}$, dla której trzeci niezmiennik $J_3 = 0$, narysowano linią przerywaną na rys. 67.

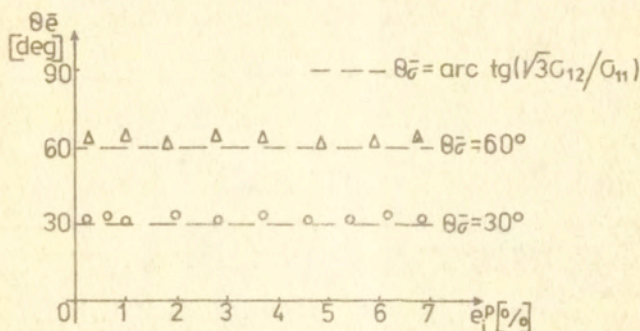
Występująca zgodność zmodyfikowanej krzywej materiałowej, uwzględniającej efekt oddziaływania trzeciego niezmiennika oraz krzywej materiałowej uzyskanej przy deformacji próbki ciśnieniem wewnętrznym, dla której parametr $J_3 = 0$, pozwala na wyciągnięcie wniosku o pierwotnej izotropii badanego materiału. Na tej podstawie założono, że różnice w przebiegu krzywych umocnienia można wytłumaczyć nieuwzględnieniem w zależności (67) istnienia parametru \bar{J}_3 .



Rys. 69. Krzywa równych odkształceń przedstawiona w podprzestrzeni (σ_1, σ_2)

Dla proporcjonalnej deformacji, innym parametrem określającym izotropowość materiału jest współosiowość tensora naprężenia i tensora odkształcenia plastycznego. Inaczej mówiąc, dla płaskiego stanu naprężenia, kierunek wektora dewiatora naprężenia, określony przez kąt Θ_{σ} oraz Φ_{σ} , pokrywa się z kierunkiem wektora odkształcenia, określonego przez kąty Θ_e oraz Φ_e .

Zależność między kątem $\Theta_{\bar{\sigma}}$ oraz $\Theta_{\bar{e}}$ dla podprzestrzeni (σ_1, σ_3) przedstawiona jest na rys. 70, gdzie przy skokowej zmianie proporcjonalnego obciążenia, dla którego spełnione jest równanie (64), obliczono kąt $\Theta_{\bar{e}}$, równanie (65). Dodatkowo założono, że dla jednoosiowego rozciągania i czystego skręcania zachodzi zależność $\Theta_{\bar{\sigma}} = \Theta_{\bar{e}} = 0^\circ$ oraz $\Theta_{\bar{\sigma}} = \Theta_{\bar{e}} = 90^\circ$.



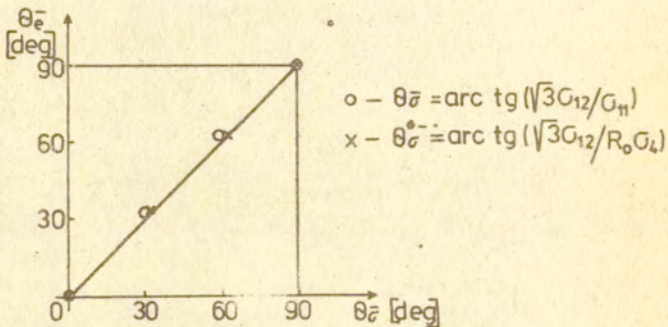
Rys. 70. Zależność kierunku wektora naprężenia, $\Theta_{\bar{\sigma}}$ od kierunku wektora odkształcenia $\Theta_{\bar{e}}$.

Interpretując wykres na rys. 70 stwierdzono, że istnieje w podprzestrzeni (σ_1, σ_3) pewna niewspółosiowość wektora naprężenia i wektora odkształcenia, przy czym różnica wartości średnich kątów $\Theta_{\bar{e}} - \Theta_{\bar{\sigma}}$ jest mniejsza od 5° , dla odkształceń plastycznych nie przekraczających wartości 7%.

Wprowadzając w podprzestrzeni (σ_1, σ_3) modyfikację kąta $\Theta_{\bar{\sigma}}$, uwzględniającą wpływ trzeciego niezmiennika J_3 poprzez wprowadzenie parametru R_0 , uzyskano zależność $\Theta_{\bar{\sigma}} = \arctg \sqrt{3} \sigma_{12} / R_0 \sigma_{11}$,

co w znacznym stopniu zmniejszyło różnicę między średnimi wartościami kątów $\Theta_{\bar{\sigma}} - \Theta_{\bar{\sigma}}^* < 3^\circ$.

Na rys. 71 porównano wartości kątów $\Theta_{\bar{\sigma}}$ i $\Theta_{\bar{\sigma}}^*$ otrzymanych z eksperymentu oraz zmodyfikowaną wartość kąta $\Theta_{\bar{\sigma}}^*$, dowodząc że w przypadku proporcjonalnej deformacji plastycznej nie przekraczającej 7% cienkościennych próbek rurkowych wykonanych z czystej miedzi MiE, poddanych rozciąganiu i skręcaniu, niewspółosiowość wektora naprężenia i odkształcenia w zmodyfikowanej podprzestrzeni $(R_0\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12})$ nie przekracza 3° .



Rys. 71. Niewspółosiowość wektora naprężenia i wektora odkształcenia

Nasuują się następujące wnioski na temat plastycznego zachowania się czystej miedzi MiE, której własności badano na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych działaniu płaskiego stanu naprężenia przy proporcjonalnych drogach obciążenia w temperaturze pokojowej.

- (1) Różnice w przebiegu krzywych materiałowych (intensywność naprężenia w funkcji intensywności odkształcenia) przy różnych proporcjonalnych drogach obciążenia, powstają wskutek anizotropii wprowadzonej w procesie obróbki mechanicznej badanego materiału oraz z faktu pominięcia wpływu trzeciego niezmiennika dewiatora naprężenia J_3 . Oba te zjawiska występują jednocześnie i są trudne do oddzielenia.

Wpływ trzeciego niezmiennika J_3 na krzywą umocnienia można oszacować przez porównanie krzywej materiałowej otrzymanej przy jednoosiowym rozciąganiu, dla której parametr $\bar{J}_3=1$ oraz krzywej materiałowej J , otrzymanej przez deformację cienkościenną rurki ciśnieniem wewnętrznym przy założeniu $\sigma_{11}=\frac{1}{2}\sigma_{22}$ rys. 67, dla której parametr $\bar{J}_3=0$. Porównując obie krzywe stwierdzono, że maksymalny błąd powstały w wyniku nieuwzględnienia wpływu trzeciego niezmiennika J_3 , wynosił 11%, rys.67.

Można również założyć, że na rys. 67 różnice w przebiegu zmodyfikowanej krzywej materiałowej, narysowanej linią przerywaną i krzywej J dla których trzeci niezmiennik dewiatora naprężenia $J_3=0$, wynikają z faktu istnienia pierwotnej anizotropii materiału. Omawiany wpływ na plastyczne zachowanie się czystej miedzi MiE w maksymalnym przypadku nie przekracza 2%, rys.67.

- (ii) Z przeprowadzonych dla proporcjonalnej deformacji eksperymentów wynika, że w podprzestrzeni dewiatorowej (σ_1, σ_3) , krzywe równych odkształceń są opisane z dużą dokładnością przez równania elipsy a nie jak w teorii plastycznej deformacji przez równania okręgu. Wynika to z faktu, że w teorii Mises'a nie uwzględnia się wpływu trzeciego niezmiennika dewiatora naprężenia na plastyczne zachowanie się materiału (wpływ pierwszego niezmiennika tensora naprężenia dla metali, z założenia jest pomijalnie mały).
- Wprowadzony w pracy [51] współczynnik R_0 modyfikuje podprzestrzeń (σ_1, σ_3) przekształcając równanie elipsy w równanie okręgu, sprowadzając krzywe materiałowe otrzymane dla różnych proporcjonalnych dróg obciążenia do jednej krzywej otrzymanej dla czystego skręcania, dla której trzeci niezmiennik dewiatora naprężenia jest równy zeru.
- (iii) Opierając się na pracy [51], rozważania z punktu (ii) można uogólnić na pięciowymiarową przestrzeń $V_{5\sigma}$, co można zapisać:
- dowolne krzywe materiałowe otrzymane dla materiału izotropowego, przy dowolnej proporcjonalnej deformacji

można sprowadzić do jednej krzywej, dla której trzeci niezmiennik dewiatora naprężenia jest równy zeru.

- (iv) Wprowadzenie współczynnika R_1 [51] przyczyniło się do skutecznego wydzielenia efektu pierwotnej anizotropii, spowodowanej nieznaną historią deformacji, rys. 67 - różnica w przebiegu zmodyfikowanej krzywej materiałowej a krzywej J , dla których $J_3=0$.
- (v) Z weryfikacji danych doświadczalnych otrzymano dla różnych proporcjonalnych dróg obciążenia w podprzestrzeni (σ_1, σ_3) , nieznaczną niewspółosiowość wektora naprężenia i wektora odkształcenia.

7. Wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania.

Klasyczne teorie dotyczące ustalonego pełzania, opisane w rozdziale 1, opierają się na koncepcjach stosowanych w plastyczności. I tak, w warunkach ustalonego pełzania tensor prędkości D_{ij} jest proporcjonalny do tensora dewiatora naprężenia, wzór (3) a prawo wzmocnienia przy ustalonym, jednoosiowym pełzaniu można zapisać równaniem Nortona, wzór (2).

I podobnie ciało sztywno-plastyczne ze wzmocnieniem można opisać poprzez:

- a/ początkowy warunek plastyczności, określający stan naprężenia przy którym następuje płynięcie materiału, wzór (52),
- b/ prawo płynięcia wiążące przyrost plastycznego odkształcenia z naprężeniem,
- c/ prawo wzmocnienia dotyczące modyfikacji warunku plastyczności w trakcie plastycznego płynięcia materiału.

Prawo izotropowego wzmocnienia zaproponowane przez Hill'a [54] i Hodge'a [55] zakłada równomierne rozszerzanie się początkowej powierzchni plastyczności podczas plastycznego płynięcia, przy czym środek powierzchni nie zmienia swojego położenia.

Inna teoria, zwana prawem kinematycznego wzmocnienia roz-

wijana była przez Prager'a [56] i Ziegler'a [57]. Założono w niej przesuwanie pierwotnej powierzchni plastyczności w kierunku przyrostu odkształcenia plastycznego przy założeniu, że kształt i wielkość powierzchni w procesie plastycznego płynięcia nie zmienia się.

W przypadku izotropowego wzmocnienia funkcję płynięcia, wzór (51) można przedstawić w formie

$$(72) \quad f(\sigma_{ij}, e_{ij}^p, \alpha, T) = (3/2)S_{ij}S_{ij} - k^2 = 0$$

gdzie $k=k(\alpha, T)$ jest stałą materiałową. Parametr α może być zależny od plastycznej pracy W^p

$$(73) \quad W^p = \int_0^{e_{ij}^p} S_{ij} de_{ij}^p$$

lub od drogi plastycznej deformacji, wzór (43).

Funkcja płynięcia, wzór (51) w przypadku kinematycznego wzmocnienia jest określona wzorem

$$(74) \quad f(\sigma_{ij}, e_{ij}^p, \alpha, T) = (3/2)(S_{ij} - \alpha_{ij})(S_{ij} - \alpha_{ij}) - k^2 = 0$$

gdzie na podstawie pracy [56] parametr tensorowy $\alpha_{ij} = C e_{ij}^p$, C i k - stałe materiałowe.

Funkcje płynięcia, opisane wzorami (72) i (74) w chwili początkowej, gdy $e_{ij}^p = 0$, pokrywają się z warunkiem plastyczności Hubera-Mises'a-Hencky'ego

$$(75) \quad f(\sigma_{ij}) = (3/2)S_{ij}S_{ij} - k^2 = 0$$

gdzie k jest stałą materiałową równą granicy plastyczności przy jednoosiowym rozciąganiu.

Próbie uwzględnienia obu teorii wzmocnienia w warunkach plastycznej deformacji podjęli Kadashewich i Nowożyłow [58]. Ponter i Leckie [63] zaproponowali dwa modele peizania - jeden

z izotropowym a drugi z kinematycznym wzmocnieniem. W pracy [63] autorzy użyli pojęcia potencjału pełzania wyprowadzonego przez Rice'a [64]. W pracy Miller'a [59] wprowadzono dwa parametry wewnętrzne, tensor α_{ij} oraz skalar R, które w dwiutorowej przestrzeni naprężeń są funkcją niesprężystej prędkości odkształcenia $\dot{\epsilon}_{ij}^i$, co mianowicie można zapisać w formie

$$(76) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^i = f\left(\frac{S_{ij} - \alpha_{ij}}{R}\right)$$

Parametr α_{ij} będący tensorem naprężenia wewnętrznego o kierunku przeciwnym do zadanego tensora naprężenia, odpowiedzialny jest za wzmocnienie kinematyczne, wzór (74).

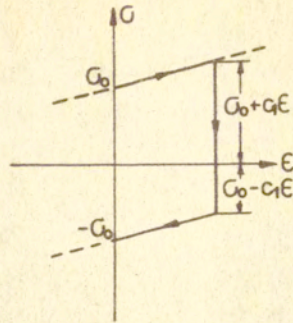
Natomiast parametr skalarny R, jako funkcja intensywności odkształcenia plastycznego, związany jest ze wzmocnieniem izotropowym materiału.

Wzór (76) jest konsekwencją rozważań zawartych w pracy Orowana [43] na temat efektu Bauschingera, rozpatrywanego na poziomie mikromodelu.

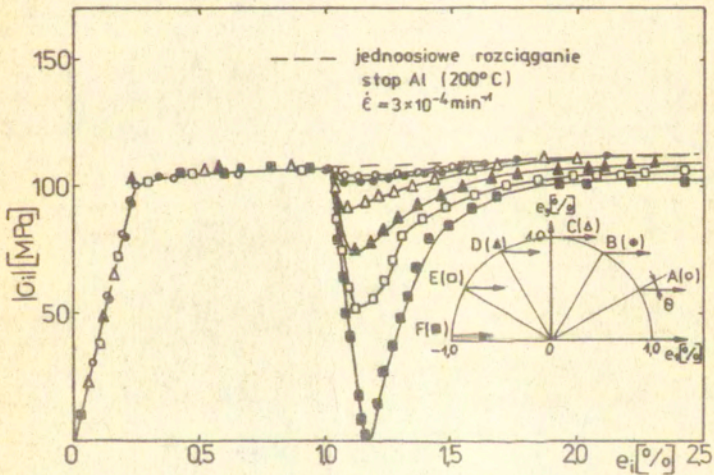
W pracy [43] naprężenie wewnętrzne α_{ij} odpowiedzialne jest za spiętrzanie dyslokacji na nieruchomych przeszkodach. W momencie zmiany kierunku obciążenia na przeciwny, unieruchomione poprzednio dyslokacje uaktywniają się, poruszając się po tej samej płaszczyźnie poślizgu w przeciwnym kierunku, przyczyniając się do osłabienia materiału, rys. 72.

Doświadczenia przeprowadzone w płaskim stanie naprężenia na cienkościennych próbkach rurkowych przez Ohashi i Ohno [60] przy założeniu nieproporcjonalnej deformacji plastycznej w podwyższonej temperaturze, rys. 73 wykazały, że dla kątów Θ mniejszych lub równych 90° krzywa materiałowa po zmianie kierunku deformacji pokrywa się z krzywą materiałową wyznaczoną dla jednoosiowego rozciągania. Fakt ten można opisać parametrem skalarnym R, wzór (76).

Z drugiej strony, dla kątów $\Theta > 90^\circ$ krzywą materiałową po zmianie kierunku można opisać przez uwzględnienie parametru tensorowego α_{ij} rys. 73.



Rys. 72. Efekt Bauschingera



Rys. 73. Zmienność wartości wektora naprężenia $\bar{\sigma}$ wzdłuż biliniowej trajektorii odkształcenia [60]

W pracy Gittus'a [61] odkształcenie pełzania uzyskane przy cyklicznych obciążeniach, rozumiane jest jako proces spiętrzenia i uwalniania unieruchomionych na przeszkodach dyslokacji. Zjawisko aktywacji unieruchomionych dyslokacji może wystąpić w przypadku gdy zmiana kierunku naprężenia pełzania jest większa lub równa 90° [61], co w konsekwencji powoduje osłabienie materiału.

7.1. Przebieg eksperymentu

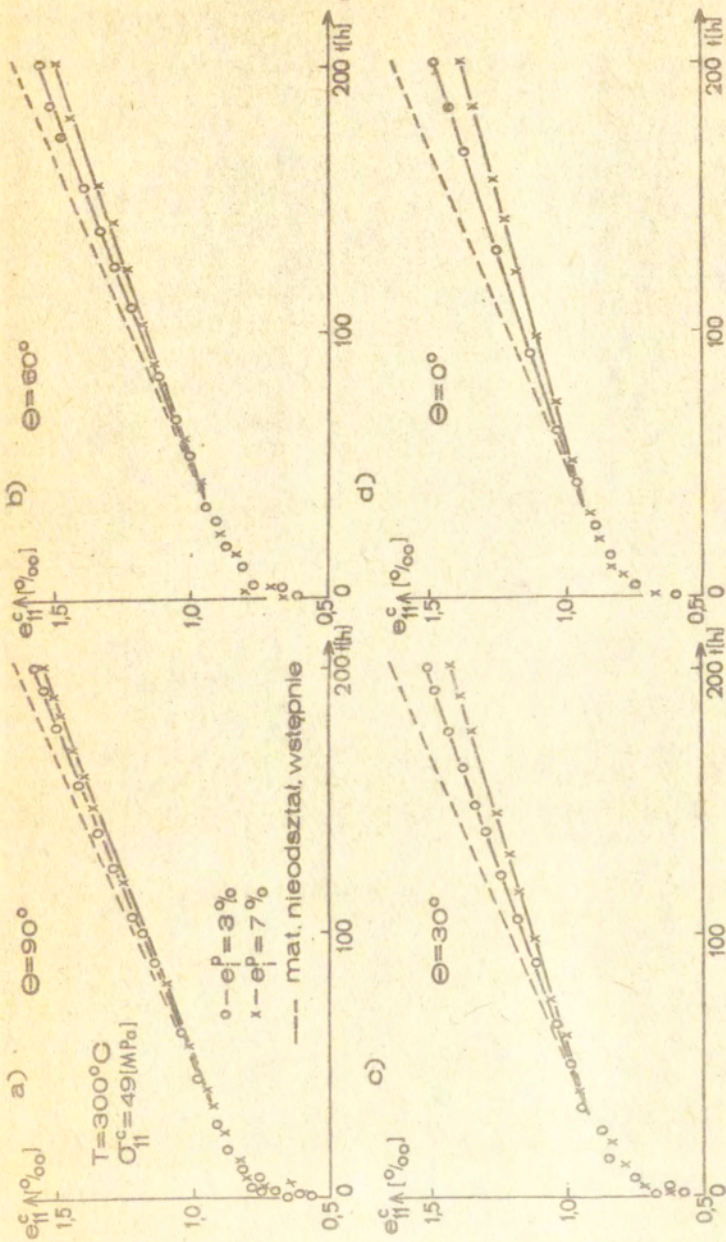
Druga część eksperymentu polegała na określeniu wpływu kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania. Wstępnie zdeformowane próbki w temperaturze pokojowej (procedura doświadczalna została opisana w rozdziale 6.3) podgrzewano do temperatury $T=300^\circ\text{C}$ i po 24 godzinach wygrzewania poddawano je pełzaniu w kierunku osiowym z poziomem naprężenia $\sigma_{11}^c = 49$ [MPa], jednakowym dla wszystkich próbek. Czas pełzania wynosił w każdym przypadku 200 godzin, umożliwiając określenie doświadczalnych wartości ustalonych prędkości pełzania.

Otrzymane krzywe pełzania dla poszczególnych parametrów, kąta $\Theta = (0, 30, 60, 90)^\circ$ zawartego między wektorem wstępnej deformacji plastycznej a kierunkiem wektora naprężenia przy jednoosiowym pełzaniu oraz intensywności odkształcenia plastycznego równego $e_i^p = 3\%$ oraz $e_i^p = 7\%$, przedstawiono na rys. 74 i 75.

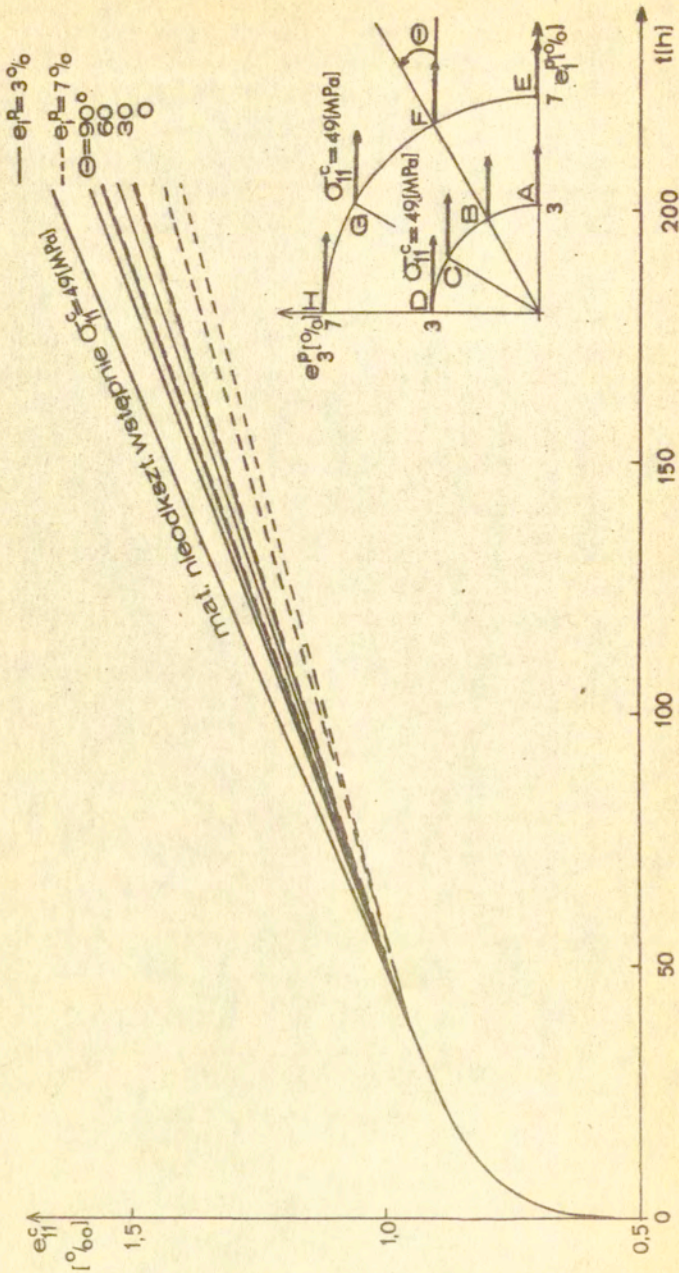
Na rys. 74 linią przerywaną zaznaczono krzywą pełzania dla materiału wstępnie nieodkształconego z poziomem naprężenia $\sigma_{11}^c = 49$ [MPa]. Punkty doświadczalne otrzymane dla krzywej pełzania materiału odkształconego wstępnie do wartości $e_i^p = 3\%$ oraz $e_i^p = 7\%$ oznaczono odpowiedni-o- oraz -x-, rys. 74.

Na wykresie, rys. 75 zestawiono krzywe pełzania przedstawiając wpływ kierunku Θ i wartości e_i^p wstępnej deformacji plastycznej przeprowadzonej w temperaturze pokojowej na ustaloną prędkość pełzania.

Na podstawie wyników doświadczeń stwierdzono, że dla czystej



Rys. 74. Krzywe peizania w funkcji kąta i wielkości wst. deformacji plast.



Rys. 75. Wpływ wst. deformacji plast. na ustaloną prędkość pełzania

miedzi MiE, wprowadzona wstępna deformacja plastyczna w temperaturze pokojowej, umacnia materiał, co wyraża się zmniejszeniem wartości ustalonej prędkości pełzania w stosunku do prędkości dla materiału nieodkształconego wstępnie, rys. 74 i rys. 75.

Maksymalne wzmocnienie, dla serii próbek o tej samej wartości intensywności odkształcenia plastycznego e_i^p , osiągnięto dla kierunku wstępnej deformacji pokrywającego się z kierunkiem pełzania $\Theta = 0^\circ$, rys. 75.

Wzrost wzmocnienia materiału przy pełzaniu jest proporcjonalny do wzrostu intensywności wstępnego odkształcenia plastycznego e_i^p , rys. 74 i rys. 75.

7.2. Proponowane równanie konstytutywne z uwzględnieniem potencjału pełzania.

Wpływ wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania D_{ij} został uwzględniony przez wprowadzenie do równania (17) założenia (76) mówiącego o anizotropowym wzmocnieniu materiału wstępnie odkształconego a następnie poddanego stałym stanom obciążenia, co można zapisać w postaci

$$(77) \quad \frac{D_{ij}}{D_0} = \frac{3}{2}(\Phi)^{n-1} \frac{S_{ij}^c - \alpha_{ij}}{R\sigma_0}$$

gdzie z warunku (16) wynika

$$(78) \quad \Phi = \frac{[3/2](S_{ij}^c - \alpha_{ij})(S_{ij}^c - \alpha_{ij})^{1/2}}{R\sigma_0} = \text{const.}$$

oraz $S_{ij}^c = \sigma_{ij}^c - 1/3 \delta_{ij} \sigma_{kk}^c$ oznacza dewiator tensora naprężenia przy pełzaniu.

Dla płaskiego stanu naprężenia przy pełzaniu, zależność (78) można zapisać

$$(79) \quad \Phi = \frac{[(\sigma_{11}^c - \frac{3}{2}\alpha_{11})^2 - (\sigma_{11}^c - \frac{3}{2}\alpha_{11})(\sigma_{22}^c - \frac{3}{2}\alpha_{22}) + (\sigma_{22}^c - \frac{3}{2}\alpha_{22})^2 + 3(\sigma_{12}^c - \alpha_{12})^2]^{1/2}}{R\sigma_0} = \text{const.}$$

oraz dla szczególnego przypadku jakim jest zastosowana w pracy procedura doświadczalna, zależność (79) redukuje się do równania

$$(80) \quad \phi = \frac{[(\sigma_{11}^c - \frac{3}{2}\alpha_{11})^2 + 3\alpha_{12}^2]^{1/2}}{R\sigma_0} = \text{const.}$$

Uwzględniając równanie (80) we wzorze (77), przy wstępnej deformacji w kierunku 11 osiowym można zapisać zależność na ustaloną prędkość pełzania D_{11}^0

$$(81) \quad \frac{D_{11}^0}{D_0} = \left(\frac{\sigma_{11}^c - (3/2)\alpha_{11}}{R\sigma_0} \right)^{n-1} \frac{\sigma_{11}^c - (3/2)\alpha_{11}}{R\sigma_0} = \left(\frac{\sigma_{11}^c - (3/2)\alpha_{11}}{R\sigma_0} \right)^n$$

oraz przy uwzględnieniu wstępnej deformacji przy czystym skręcaniu, równanie konstytutywne na ustaloną prędkość pełzania w kierunku osiowym można zapisać w postaci

$$(82) \quad \frac{D_{11}^{90}}{D} = \left(\frac{[(\sigma_{11}^c)^2 + 3\alpha_{12}^2]^{1/2}}{R\sigma_0} \right)^{n-1} \frac{\sigma_{11}^c}{R\sigma_0}$$

W celu wyznaczenia parametrów wewnętrznych α_{ij} oraz R z definicji równych

$$(83) \quad \alpha_{ij} = A \int de_{ij}^p \quad ; \quad R = 1 + C \int de_i^p$$

gdzie A i C oznaczają stałe materiałowe, przeprowadzono następującą procedurę.

Wykorzystując wartości na ustalone prędkości pełzania otrzymane z eksperymentu, tablica 3, dla kątów $\Theta = 0^\circ$ i $\Theta = 90^\circ$ przy $e_i^p = 3\%$ i $e_i^p = 7\%$ ze wzoru będącego ilorazem równań (81) oraz (82),

$$(84) \quad \frac{D_{11}^0}{D_{11}^{90}} = \frac{(\sigma_{11}^c - 3/2\alpha_{11})^n}{[(\sigma_{11}^c)^2 + 3\alpha_{12}^2]^{(n-1)/2}} \frac{1}{\sigma_{11}^c}$$

otrzymano następujące wartości parametru wewnętrznego α_{11}

$$(85) \quad \alpha_{11} = A e_{11}^p = 1,515 [\text{MPa}] \quad \text{dla} \quad e_i^p = 3\%$$

oraz
$$\alpha_{11} = 2,548 [\text{MPa}] \quad \text{dla} \quad e_i^p = 7\%$$

przy założeniu wartości stałych materiałowych otrzymanych z prób jednoosiowego pełzania, opisanych w rozdziale 5.4, $n=3$, $D_0 = 0,9 \cdot 10^{-6} [\text{h}^{-1}]$ oraz $\bar{\sigma}_0 = 29,4 [\text{MPa}]$.

Z równań (85) otrzymano dwie wartości stałej materiałowej A

$$(86) \quad A = 50,5 [\text{MPa}] \quad \text{dla} \quad e_i^p = 3\%$$

oraz

$$A = 36,4 [\text{MPa}] \quad \text{dla} \quad e_i^p = 7\%$$

dowodząc, że w rozpatrywanym przykładzie wzmocnienie kinematyczne materiału nie jest wprost proporcjonalne do wielkości wstępnego odkształcenia plastycznego. W przypadku nieliniowego wzmocnienia materiału zakłada się, że parametr A jest funkcją historii obciążenia [57].

Ze wzoru (81) wyliczono wartości parametru R

$$(87) \quad R = 1,03 \quad \text{dla} \quad e_i^p = 3\%$$

oraz

$$R = 1,06 \quad \text{dla} \quad e_i^p = 7\%$$

co w konsekwencji pozwoliło otrzymać wartość stałej materiałowej $C = 0,93$.

W tabeli 3 umieszczono wartości ustalonych prędkości pełzania D_{11}^{\ominus} , obliczonych ze wzoru

$$(88) \quad \frac{D_{11}^{\Theta}}{D_0} = \frac{[(\sigma_{11}^c - \frac{3}{2}Ae_i^p \cos \Theta)^2 + 3(Ae_i^p \sin \Theta)^2]^{\frac{n-1}{2}}}{(R\sigma_0)^n} (\sigma_{11}^c - \frac{3}{2}Ae_i^p \cos \Theta)$$

gdzie parametr Θ , rys. 74 i rys. 75 jest postaci $\alpha_{11} = Ae_i^p \cos \Theta$ oraz $\alpha_{12} = Ae_i^p \sin \Theta$ przy założeniu proporcjonalnej wstępnej deformacji plastycznej oraz wartości stałych materiałowych $n=3, D_0=0,9 \cdot 10^{-6} [h^{-1}], \sigma_0=29,4 [MPa], A$ - wzór (86) oraz $C = 0,93$.

Tabela 3

$\Theta [deg]$	Materiał nieodksz. wstępnie	$e_i^p=3_0^p D_{11}^{\Theta} [h^{-1}]$		$e_i^p=7_0^p D_{11}^{\Theta} [h^{-1}]$	
		D_{11}^{Θ} z eksp.	D_{11}^{Θ} rów. (88)	D_{11}^{Θ} z eksp.	D_{11}^{Θ} rów. (88)
0	$D_{11} = 4,2 \cdot 10^{-6} [h^{-1}]$	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$
30		$3,4 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$
60		$3,6 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$3,1 \cdot 10^{-6}$
90		$3,7 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$

Efekt kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania został opisany przez wprowadzenie pojęcia potencjału pełzania. Zgodność wartości ustalonej prędkości pełzania określonej z równania (88) z wartościami otrzymanymi z eksperymentu jest zadawalająca, tabela 3. Maksymalny błąd względny nie przekracza 4%.

Opisany powyżej efekt można przedstawić jako deformację powierzchni równej prędkości dysypacji energii, będącej sumą równomiernego rozszerzania się powierzchni (element izotropowego wzmocnienia) oraz przemieszczania się jej (kinematyczne

wzmocnienie) w przestrzeni naprężeń przy pełzaniu σ_{11}^c/σ_0 , σ_{22}^c/σ_0 oraz σ_{12}^c/σ_0 .

Zmiana kształtu powierzchni równego potencjału pełzania została przedstawiona na przykładzie, w którym cienkościennie próbki rurkowe poddano jednoosiowej deformacji wstępnej w kierunku 11 do wartości $e_{11}^p = e_i^p = 3\%$ oraz $e_{11}^p = e_i^p = 7\%$ a następnie przyłożono naprężenie pełzania, będące kombinacją naprężenia σ_{11}^c oraz σ_{12}^c .

Wyznaczono teoretyczną krzywą równego potencjału pełzania, dla której spełnione jest równanie (78). W przypadku materiału wstępnie nieodkształconego równanie to przybiera postać

$$(89) \quad \Phi = \frac{[(\sigma_{11}^c)^2 + 3(\sigma_{12}^c)^2]^{1/2}}{\sigma_0} = 1,67 = \text{const.}$$

Ćwiartka elipsy AB, przedstawionej na rys. 5 w przypadku równania (89) staje się krzywą A, rys. 76. Wstępna deformacja plastyczna zadana w kierunku 11, zmienia kształt krzywej A w/g równania

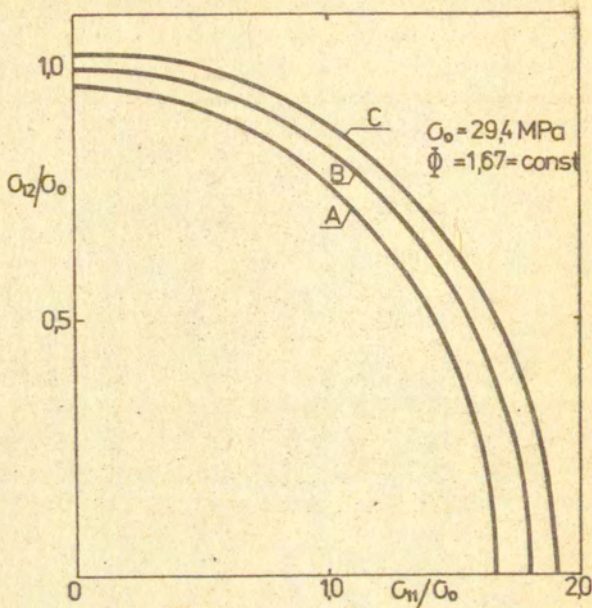
$$(90) \quad \Phi = \frac{[(\sigma_{11}^c - \frac{3}{2}Ae_{11}^p)^2 + 3(\sigma_{12}^c)^2]^{1/2}}{R\sigma_0} = 1,67 = \text{const.}$$

gdzie $\sigma_0 = 29,4$ [MPa], $R = 1 + Ce_{11}^p$, $C = 0,93$, $e_{11}^p = 3\%$ - krzywa B oraz $e_{11}^p = 7\%$ - krzywa C, rys. 76.

Przy podanych powyżej warunkach wstępnej deformacji plastycznej oraz pełzania, elipsy A, B i C wyznaczają stan płaskiego naprężenia przy pełzaniu, będącego kombinacją naprężenia osiowego σ_{11} i ścinającego σ_{12} , dla którego otrzymuje się jednakową ustaloną prędkość pełzania $D_{11} = 4,2 \cdot 10^{-6} [h^{-1}]$.

7.3. Reprezentacja funkcji tensorowych - weryfikacja równania konstytutywnego

W oparciu o reprezentację funkcji tensorowych podjęto się zweryfikowania równania konstytutywnego, przedstawionego w pracy [10].



Rys. 76. Rozszerzanie się i przemieszczanie krzywe A, spełniającej równanie równego potencjału pełzania pod wpływem wstępnej jednoosiowej deformacji $e_{11}^p = 3\%$ - krzywa B oraz $e_{11}^p = 7\%$ - krzywa C.

Rozpatrując efekt wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania wprowadzono dodatkowy parametr tensorowy P_{ij} związany z wstępnym odkształceniem plastycznym.

Konstitutywne równanie dotyczące ustalonej prędkości pełzania można ogólnie zapisać [10]

$$(91) \quad D_{ij} = f(S_{ij}^c, Q_{ij})$$

gdzie D_{ij} oznacza tensor dewiatora ustalonej prędkości pełzania, przy założonej nieściśliwości materiału tensor dewiatora ustalonej prędkości pełzania równa się tensorowi ustalonej

prędkości pełzania oraz Q_{ij} oznacza tensor dewiatora wstęp-
nego odkształcenia plastycznego równy $Q_{ij} = P_{ij} - (1/3)\delta_{ij}P_{kk} = P_{ij}$, S_{ij}^c
oznacza tensor dewiatora naprężenia przy pełzaniu, gdzie

$$S_{ij}^c = \sigma_{ij}^c - (1/3)\delta_{ij}\sigma_{kk}^c$$

W pracy [10] zaproponowano liniową zależność tensorową w
postaci

$$(92) \quad D_{ij} = \varphi_1 S_{ij}^c + \varphi_2 (S_{ki}^c Q_{jk} + Q_{li} S_{jl}^c)$$

gdzie φ_i dla $i = 1, 2$ jest skalarną funkcją zależną od drugich
niezmienników tensorów S_{ij}^c oraz Q_{ij}

$$(93) \quad \varphi_i : \text{tr}(S_{ij}^c)^2, \text{tr} Q_{ij}^2$$

Rozwijając liniową zależność (92), otrzymano [10]

$$(94) \quad D_{ij} = A[\sqrt{\text{tr}(S_{ij}^c)^2}]^{n-1} \{1 - B[\sqrt{\text{tr} Q_{ij}^2}]^m\} S_{ij}^c + C[\sqrt{\text{tr} Q_{ij}^2}]^r (S_{ki}^c Q_{jk} + Q_{li} S_{jl}^c)$$

Pierwszy człon równania (94) uwzględnia wpływ wartości
wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania

D_{ij} . Natomiast drugi człon równania uwzględnia efekt nie-
współosiowości tensorów S_{ij}^c i Q_{ij} . W równaniu (94) występuje
sześć stałych materiałowych, przy czym stałe n i $A = D_0/\sigma_0^n$
można wyznaczyć z jednoosiowych prób pełzania materiału nie-
odkształconego wstępnie, natomiast pozostałe stałe materiało-
we m , r , B i C zależą od wstępnej deformacji plastycznej.

Mając na uwadze konkretny przypadek przeprowadzonego ekspery-
mentu na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu
i skręcaniu, można zapisać

$$(95) \quad Q_{ij} = \begin{vmatrix} e_{11}^p & e_{12}^p & 0 \\ e_{12}^p & -\frac{1}{2}e_{11}^p & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}e_{11}^p \end{vmatrix}$$

oraz

$$(96) \quad S_{ij} = \begin{vmatrix} \frac{2}{3} \sigma_{11}^c & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{3} \sigma_{11}^c & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{3} \sigma_{11}^c \end{vmatrix}$$

Uwzględniając zależności (95) i (96) iloczyn tensorowy z równania (92) można zapisać

$$(97) \quad S_{ki} Q_{jk} + Q_{ij} S_{jl}^c = \begin{vmatrix} 2S_{11}^c e_{11}^p & (S_{11}^c + S_{22}^c) e_{12}^p & 0 \\ (S_{11}^c + S_{22}^c) e_{12}^p & 2S_{22}^c e_{22}^p & 0 \\ 0 & 0 & 2S_{33}^c e_{33}^p \end{vmatrix}$$

Ostatecznie równanie (92) można zapisać

$$(98) \quad D_{ij} = \begin{vmatrix} \varphi_1 S_{11}^c + 2\varphi_2 S_{11}^c e_{11}^p & \varphi_2 (S_{11}^c + S_{22}^c) e_{12}^p & 0 \\ \varphi_2 (S_{11}^c + S_{22}^c) e_{12}^p & \varphi_1 S_{22}^c + 2\varphi_2 S_{22}^c e_{22}^p & 0 \\ 0 & 0 & \varphi_1 S_{33}^c + 2\varphi_2 S_{33}^c e_{33}^p \end{vmatrix}$$

Z warunku nieściśliwości materiału poddanego pełzaniu spełnionemu jest zależność $\text{tr } D_{ij} = 0$. Stąd dla równania (98) otrzymano

$$(99) \quad \begin{aligned} \text{tr } D_{ij} &= \varphi_1 S_{11}^c + 2\varphi_2 S_{11}^c e_{11}^p + \varphi_1 S_{22}^c + 2\varphi_2 S_{22}^c e_{22}^p + \varphi_1 S_{33}^c + \\ &+ 2\varphi_2 S_{33}^c e_{33}^p = 2\varphi_2 (S_{11}^c e_{11}^p + S_{22}^c e_{22}^p + S_{33}^c e_{33}^p) = \\ &= 2\varphi_2 S_{11}^c e_{11}^p = 0 \end{aligned}$$

Stąd wynika, że $\varphi_2 = 0$ a równanie (94) przyjmuje postać

$$(100) \quad D_{ij} = A [\sqrt{\text{tr}(S_{ij}^c)^2}]^{n-1} \{1 - B[\sqrt{\text{tr}(Q_{ij}^c)^2}]^m\} S_{ij}^c$$

Równanie (100) uwzględnia wpływ wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania i można je identyfikować z pierwszym członem równania ogólnego (92) .

Chcąc uwzględnić wpływ kierunku wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania posłużono się analogią do teorii wzmocnienia kinematycznego i izotropowego zapisując równanie (100) w zmodyfikowanej formie

$$(101) \quad D_{ij} = A [\sqrt{\text{tr}(S_{ij}^c)^2}]^{n-1} \{1 - B[\sqrt{\text{tr}(Q_{ij}^c)^2}]^m\} (S_{ij}^c - \beta Q_{ij})$$

W równaniu (101) występuje pięć stałych materiałowych, dwie z nich n i $A = D_0 / \dot{\sigma}_0$ wyznaczono w rozdziale 5.4, przyjmując $n=3$, $D_0 = 0.9 \cdot 10^{-6} [\text{h}^{-1}]$ oraz $\dot{\sigma}_0 = 29.4 [\text{MPa}^3]$.

Pozostałe trzy stałe materiałowe B , β i m są związane ze wstępną deformacją plastyczną i zostały określone ze wzoru

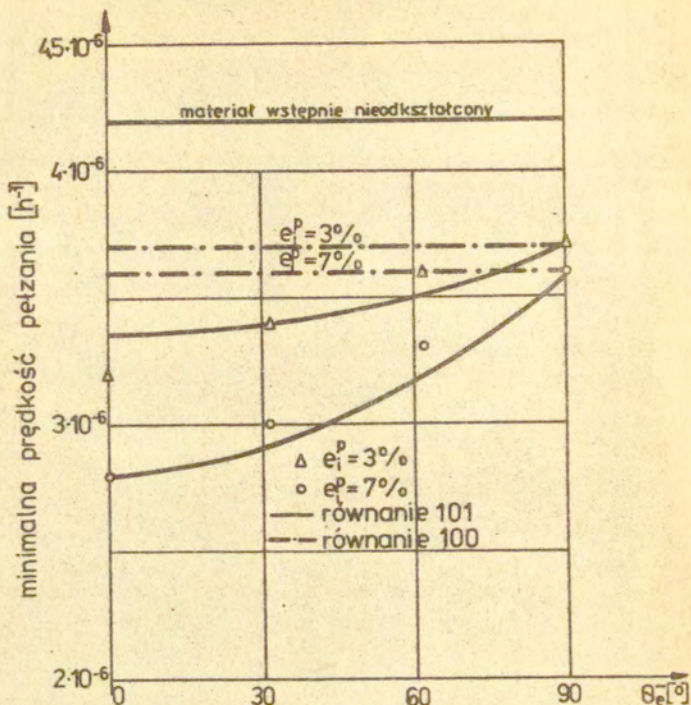
(101) na podstawie wartości trzech prędkości pełzania ustalonego otrzymanych z eksperymentu, dla których kąt $\Theta = 0^\circ$ oraz $\Theta = 90^\circ$ przy $e_i^p = 7\%$ i $\Theta = 90^\circ$ przy $e_i^p = 3\%$. Otrzymano następujące wartości stałych materiałowych $B = -1$; $\beta = 1.987$ oraz $m = -6.45 \cdot 10^{-2}$.

Na podstawie wzoru (101) , przy uwzględnieniu obliczonych wartości stałych materiałowych oraz spełnieniu równości

$Q_{ij} = e_i^p \cos \Theta$, równanie konstytutywne na ustaloną prędkość pełzania można zapisać w postaci

$$(102) \quad \frac{D_{ij}}{D_0} = \left(\frac{\sqrt{\frac{2}{3}} \sigma_{ij}^c}{\dot{\sigma}_0} \right)^{n-1} [1 - B \left(\frac{\sqrt{3}}{2} e_i^p \right)^m] \cdot \frac{\frac{2}{3} \sigma_{ij}^c - \beta e_i^p \cos \Theta}{\dot{\sigma}_0}$$

gdzie $\sigma_{ij}^c = \sqrt{\frac{3}{2} \text{tr}(S_{ij}^c)^2}$ oraz $e_i^p = \sqrt{\frac{2}{3} \text{tr}(Q_{ij}^c)^2}$



Rys. 77. Wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania.

Wartości ustalonej prędkości pełzania otrzymanych z eksperymentu oraz wartości określone na podstawie wzoru (101) zostały porównane w tabeli 4 oraz na wykresie, rys. 77 - maksymalny błąd względny odchylenia wartości doświadczalnej od wartości prędkości ustalonego pełzania, określonej wzorem (101), nie przekraczał 3%.

Linia kropkową na rys. 77 narysowano krzywe obrazujące zależność opisaną wzorem (100), w którym nie uwzględnia się kierunku wstępnej deformacji plastycznej. Charakter tych krzywych w znacznym stopniu odbiega od wartości uzyskanych na

drodże eksperymentu.

Tabela 4

Θ [deg]	Materiał nieodkształ. wstępnie	$e_i^p = 30^\circ; D_{11}^{\Theta} [h^{-1}]$		$e_i^p = 70^\circ; D_{11}^{\Theta} [h^{-1}]$	
		D_{11}^{Θ} z eksp.	D_{11}^{Θ} rów.(10)	D_{11}^{Θ} z eksp.	D_{11}^{Θ} rów.(10)
0	$D_{11} = 4,2 \cdot 10^{-6} [h^{-1}]$	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$
30		$3,4 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$
60		$3,6 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$
90		$3,7 \cdot 10^{-6}$	$3,7 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$

Dla obranego programu doświadczeń, w którym wstępna deformacja plastyczna określona jest tensorem Q_{ij} , opisanym zależnością (95), natomiast pełzanie jest jednoosiowe z poziomem naprężenia σ_{11}^c - wzór (96), weryfikacja równania ogólnego (92) jest niemożliwa ze względu na zerowanie się drugiego członu równania określającego wpływ kierunku wstępnej deformacji plastycznej.

Procedura przedstawiona wzorami (97) + (99) udawadnia, że dla rozpatrywanego przypadku obciążenia we wzorze (92) funkcja skalarna $\phi_2 = 0$.

Choć wyznaczyć postać funkcji skalarnej ϕ_2 w równaniu (92), dla której generator tensorowy składa się z sumy iloczynów tensorów S_{ij}^c oraz Q_{ij} , teoretycznie założono, że stan wstępnej deformacji plastycznej nie ulega zmianie, wzór (95), natomiast pełzanie cienkościennych próbek rurkowych odbywa się pod wpływem siły osiowej i ciśnienia wewnętrznego. W tym przypadku tensor naprężenia przy pełzaniu σ_{ij}^c można przedstawić w postaci

$$(103) \quad \sigma_{ij}^c = \begin{vmatrix} \sigma_{11}^c & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22}^c & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

stąd

$$(104) \quad S_{ij}^c = \frac{1}{3} \begin{vmatrix} 2\sigma_{11}^c - \sigma_{22}^c & 0 & 0 \\ 0 & 2\sigma_{22}^c - \sigma_{11}^c & 0 \\ 0 & 0 & -(\sigma_{11}^c + \sigma_{22}^c) \end{vmatrix}$$

Z warunku nieściśliwości materiału, wzór (99) przedstawionego w formie

$$S_{11}^c e_{11}^p + S_{22}^c e_{22}^p + S_{33}^c e_{33}^p = 0$$

przy założeniu $e_{11}^p + e_{22}^p + e_{33}^p = 0$ oraz $-\frac{1}{2}e_{11}^p = e_{22}^p = e_{33}^p$, otrzymano zależność

$$S_{11}^c = \frac{1}{2}(S_{22}^c + S_{33}^c)$$

stąd ostatecznie, wzór (104)

$$(105) \quad \sigma_{11}^c = \frac{1}{2} \sigma_{22}^c$$

Stan naprężenia przy pełzaniu, opisany wzorem (105) odpowiada deformacji cienkościennych próbek rurkowych zamkniętych z obu stron, poddanych działaniu ciśnienia wewnętrznego.

Wyżej opisany przypadek reprezentowany jest przez tensory

$$(106) \quad S_{ij}^c = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}\sigma_{22}^c & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}\sigma_{22}^c \end{vmatrix} ; Q_{ij} = \begin{vmatrix} e_{11}^p & e_{12}^p & 0 \\ e_{12}^p & -\frac{1}{2}e_{11}^p & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2}e_{11}^p \end{vmatrix}$$

Ostatecznie otrzymano

$$(107) \quad D_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & \frac{1}{2}\phi_2 \sigma_{22}^c e_{11}^p & 0 \\ \phi_2 \sigma_{11}^c e_{11}^p & \phi_1 \sigma_{11}^c + 2\phi_2 \sigma_{11}^c e_{22}^p & 0 \\ 0 & 0 & -(\phi_1 \sigma_{11}^c + 2\phi_2 \sigma_{11}^c e_{33}^p) \end{vmatrix}$$

Z równania (107), porównując z doświadczalnymi wartościami prędkości ustalonego pełzania, można otrzymać wartości dwóch stałych materiałowych C i r określających funkcję ϕ_2 ,
$$\phi_2 = C \left[\sqrt{(r Q_{ij}^2)} \right]^r, \text{ wzór (94) .}$$

Przeprowadzenie doświadczenia o parametrach opisanych powyżej jest utrudnione ze względu na problemy związane z doprowadzeniem do wnętrza próbki oleju pod wysokim ciśnieniem, w warunkach podwyższonej temperatury. Dodatkowym czynnikiem utrudniającym przeprowadzenie doświadczenia jest konieczność utrzymywania stałej wartości ciśnienia przez dłuższy okres czasu.

Omawiany powyżej stan naprężenia przy pełzaniu, wzór (105) można również otrzymać rozciągając płaskie próbki krzyżowe w dwóch prostopadłych kierunkach. Rozszerzenie badań eksperymentalnych na próbki krzyżowe poddawane dwuosiemu rozciąganiu w podwyższonych temperaturach, umożliwiłoby otrzymanie danych niezbędnych do weryfikacji ogólnego równania konstytutywnego o postaci przedstawionej wzorem (94) .

7.4. Teoretyczne założenia mikromodelu uwzględniającego wpływ wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania.

Teoretyczne założenia mikromodelu oparto na rozważaniach zawartych w pracach Gittusa [46] i [61], w których zakłada się, że procesem kontrolującym ustaloną prędkość pełzania przy zmianie kierunku deformacji jest gęstość ruchomych dyslokacji, co można wyrazić zależnością

$$(108) \quad \dot{\epsilon}_s = b \zeta v$$

gdzie b jest wektorem Burgersa, ζ - gęstością ruchomych dyslokacji oraz v oznacza średnią prędkość poruszających się dyslokacji.

Poruszające się dyslokacje napotykają na swojej drodze przeszkody takie jak granice ziaren, wtrącenia lub inne dyslo-

kacje, powodujące unieruchomienie ich co w rezultacie zmniejsza wartość ρ . Niektóre z unieruchomionych dyslokacji próbują ominąć przeszkody i kontynuować swój ruch. Proces ten zwany uruchomieniem dyslokacji zwiększa wartość ρ .

W nawiązaniu do równania Bailey'a i Orowana, wzór (30) w pracy [46] zaproponowano zależność na prędkość zmiany gęstości ruchomych dyslokacji

$$(109) \quad d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_h dt + \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_r dt$$

W równaniu (109) zależność $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_h$ oznacza prędkość z jaką procesy wzmocnienia, takie jak spiętrzenie dyslokacji na przeszkodach, unieruchamiają dyslokacje. Zależność $\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_r$ jest prędkością zmiany gęstości dyslokacji unieruchamianych przez procesy zdrowienia takie jak n.p. wspinanie się dyslokacji krawędziowych. W trakcie pełzania ustalonego oba mechanizmy są w równowadze termodynamicznej.

Chcąc wyjaśnić wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania, można przyjąć następujące rozumowanie.

W procesie wstępnej deformacji plastycznej, przebiegającej w temperaturze pokojowej, w płaskim stanie naprężenia, następuje stopniowe wzmocnienie materiału w miarę wzrostu wartości wstępnej deformacji plastycznej, co można opisać zmniejszającą się gęstością ruchomych dyslokacji hamowanych na przeszkodach. Przy czym kierunek wypadkowej prędkości zmiany gęstości dyslokacji - pierwszy człon równania (109), pokrywa się z kierunkiem tensora przyrostu odkształcenia plastycznego.

W momencie odciążenia próbki ilość spiętrzonych na przeszkodach dyslokacji nie zmienia się a maksimum unieruchomionych dyslokacji przypada na kierunek przyrostu odkształcenia.

Wzrost temperatury odciążonej próbki powoduje uaktywnienie się dodatkowych płaszczyzn poślizgu. W przypadku programu eksperymentu wzrost temperatury do $T=300^{\circ}\text{C}$ nie spowodował przebudowy strukturalnej materiału, a tym samym materiał nie

zapomniał kierunku i wartości wstępnej deformacji.

W momencie przyłożenia stałej siły osiowej, parametrami decydującymi o wpływie wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania są: kąt zawarty między kierunkami wektora naprężenia przy pełzaniu a wektorem wstępnej deformacji plastycznej oraz wartości tych wektorów. Inaczej mówiąc, parametrami w omawianym procesie są: kąt zawarty między uprzywilejowanym kierunkiem minimalnej gęstości ruchomych dyslokacji a nowym kierunkiem równowagi w procesach wzmocnienia i zdrowienia materiału zachodzących pod wpływem ustalonego pełzania oraz wartość gęstości ruchomych dyslokacji.

W przypadku kąta $\Theta = 90^\circ$, rys. 74 w chwili $t=0$ tzn. w momencie przyłożenia naprężenia pełzania, wzmocnienie materiału w kierunku osiowym próbki jest resztkowe. W miarę upływu czasu swobodny ruch dyslokacji na zmienionej aktywnej płaszczyźnie poślizgu jest hamowany na przeszkodach. Wpływ resztkowego wzmocnienia materiału, proporcjonalnego do wielkości wstępnej deformacji, uwidacznia się na wykresie, rys. 74, powodując zmniejszenie wartości ustalonej prędkości pełzania w stosunku do prędkości materiału nieodkształconego wstępnie.

Maksymalne wzmocnienie materiału uzyskano w przypadku, gdy kierunek wstępnej deformacji plastycznej pokrywa się z kierunkiem jednoosiowego pełzania, kąt $\Theta = 0^\circ$, rys. 74. W przypadku tym pierwotny kierunek minimalnej gęstości ruchomych dyslokacji pokrywa się z wtórnym kierunkiem minimalnej gęstości ruchomych dyslokacji, co wynikowo daje najmniejszą gęstość ruchomych dyslokacji ze wszystkich rozpatrywanych przypadków, inaczej mówiąc wzmocnienie materiału przy pełzaniu na tym kierunku jest największe.

Można stwierdzić na podstawie powyższych rozważań, że czynnikiem dominującym w procesie ustalonego pełzania z wstępnie wprowadzoną anizotropią plastyczną, jest mechanizm wzmocnienia materiału, wzór (109), polegający na stopniowym hamowaniu ruchu dyslokacji unieruchamianych na przeszkodach. Proces zdrowienia materiału odgrywa drugorzędą rolę.

8. Podsumowanie i wnioski końcowe

Wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania badano eksperymentalnie na cienkościennych próbkach rurkowych, wykonanych z czystej miedzi MiE, poddanych obciążeniom w płaskim stanie naprężenia.

Badania przeprowadzono na pełzarce umożliwiającej niezależną realizację osiowego rozciągania oraz skręcania próbek.

Wstępną, proporcjonalną deformację plastyczną przeprowadzono w temperaturze pokojowej, osiągając wartości intensywności odkształceń plastycznych $\epsilon_i^p = 3\%$ oraz $\epsilon_i^p = 7\%$ przy różnych kątach proporcjonalnych dróg obciążenia $\Theta = (0, 30, 60, 90)^\circ$.

Wstępnie zdeformowaną próbkę odciażano a następnie podgrzewano do temperatury $T = 300^\circ\text{C}$, w której próbkę poddawano jednoosiowemu pełzaniu.

Efekt trzeciego niezmiennika dewiatora naprężenia, objawiający się w otrzymanej różnicy przebiegu krzywych materiałowych otrzymanych dla różnych proporcjonalnych dróg obciążenia, wyeliminowano przez wprowadzenie zmodyfikowanej wartości dewiatora naprężenia.

Do opisu wpływu kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania zastosowano fenomenologiczną teorię, uwzględniającą istnienie potencjału pełzania oraz podejście opierające się na reprezentacji funkcji tensorowych.

W obu przypadkach otrzymano zadawalającą zgodność teorii z eksperymentem, dowodząc, że dla badanego materiału, wprowadzona celowo wstępna deformacja plastyczna przeprowadzona w temperaturze pokojowej, umacnia materiał, co wyraża się zmniejszeniem wartości ustalonej prędkości pełzania.

Maksymalne wzmocnienie dla serii próbek o tej samej wartości intensywności wstępnego odkształcenia plastycznego, osiągnięto w przypadku, dla którego kierunek wstępnej deformacji plastycznej pokrywa się z kierunkiem jednoosiowego pełzania.

Wzrost wzmocnienia badanego materiału jest proporcjonalny do intensywności wstępnego odkształcenia plastycznego.

Choć wyjaśnić mechanizm oddziaływania wprowadzonej anizotropii materiału na pełzanie posłużono się dyslokacyjnym modelem, który najogólniej mówiąc zakłada proporcjonalność prędkości pełzania do ilości dyslokacji zdolnych poruszać się pod wpływem działania specyficznego stanu naprężenia. Wspomniana gęstość dyslokacji w procesie pełzania kontrolowana jest przez takie mechanizmy jak aktywność źródła generującego pętle dyslokacyjne, spiętrzanie się dyslokacji na przeszkodach pod wpływem działania lokalnych naprężeń wewnętrznych oraz przez mechanizmy uruchamiające zablokowane dyslokacje. Trzy wyżej wymienione czynniki w procesie pełzania ustalonego są w równowadze termodynamicznej.

Przeprowadzone powyżej rozumowanie zgodne jest z przedstawioną w rozdziale 7.2 teorią fenomenologiczną, opierającą się na postulacie o istnieniu plastycznego potencjału pełzania. Wprowadzenie dwóch parametrów wewnętrznych α_{ij} oraz R , wzór (76) ma uzasadnienie z punktu widzenia dyslokacyjnego modelu pełzania, w którym zakłada się, że procesem, który ma decydujący wpływ na ustaloną prędkość pełzania badanego materiału z wprowadzoną anizotropią jest mechanizm wzmocnienia wzór (109), co jest zgodne z otrzymanymi wynikami eksperymentu.

Program badań pozwolił na zweryfikowanie równania konstytutywnego, wyprowadzonego przy użyciu reprezentacji funkcji tensorowych, które w końcowej postaci, wzór (101) uwzględnia zarówno wzmocnienie izotropowe, gdzie parametr skalarny $R = 1/[1 - B(\frac{\sqrt{3}}{2}e_i^p)^m]$ jak i wzmocnienie kinematyczne gdzie parametr tensorowy $\alpha_{ij} = \beta Q_{ij}$.

Wpływ parametrów α_{ij} oraz R na ustaloną wartość prędkości pełzania jest różny w zależności od kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej. I tak, dla kąta $\Theta = 90^\circ$ ustalona prędkość pełzania w kierunku osiowym jest zależna wyłącznie od parametru skalarnego R , opisującego wzmocnienie izotropowe, wzory (82) i (100). W przypadku tym, wypadkowa prędkość ustalonego pełzania D_i zdefiniowana ogólnym wzorem

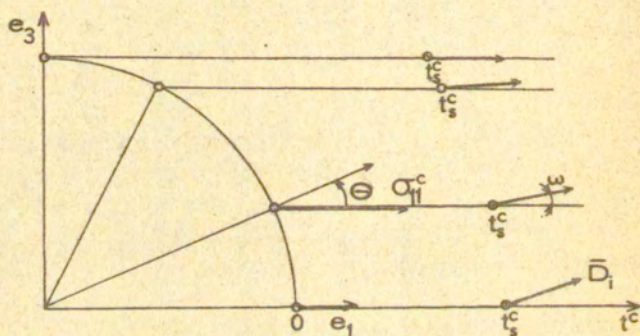
$$(110) \quad D_i = \left(\frac{2}{3} D_{ij} D_{ij} \right)^{1/2}$$

przybiera postać

$$(111) \quad D_i = (D_{11}^2 + \frac{4}{3} D_{12}^2)^{1/2} = D_{11}$$

Inaczej mówiąc, w chwili $t=0$, kąt zawarty między wypadkową prędkością deformacji a kierunkiem pełzania równa się kątowi Θ , rys. 78, natomiast po czasie $t=t_s^c$, w którym wypadkowa prędkość pełzania osiąga wartość ustaloną D_i , kąt między tą prędkością z kierunkiem pełzania $\omega = 0$, przy czym kąt ω z definicji jest równy

$$(112) \quad \omega = \arctg \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{D_{12}}{D_{11}}$$



Rys. 78. Zależność kąta ω od wartości kąta Θ .

Wartość kątów ω w zależności od wartości kątów Θ oraz intensywności wstępnej deformacji plastycznej e_i^p , podane są w tabeli 5.

Tabela 5

$e_i^p [a^\circ]$	3				7			
Θ [deg]	0	30	60	90	0	30	60	90
ω [deg]	3.2	2.7	1.6	0	5.7	4.9	2.7	0

Udział wzmocnienia kinematycznego w opisie ustalonej prędkości pełzania jest maksymalny dla przypadku w którym kierunek wstępnej deformacji pokrywa się z kierunkiem pełzania, wzory (81) oraz (101) i stopniowo maleje wraz ze wzrostem kąta Θ .

Wzmocnienie kinematyczne, uwzględniające wpływ kierunku wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania, charakteryzuje się nieznikającym odchyleniem kierunku wypadkowej prędkości ustalonego pełzania \bar{D}_i od kierunku jednoosiowego pełzania σ_{11}^c rys. 78, co można udowodnić poprzez określenie wartości kąta ω , tabela 5 oraz wzór (112).

Eksperymentalnie, zjawisko to jest trudne do wykrycia ze względu na małe wartości kątów ω a co za tym idzie utrudniony jest pomiar składowych ustalonych prędkości pełzania w kierunku 12, wzór (112).

Weryfikacja ogólnego równania konstytutywnego opartego na reprezentacji funkcji tensorowych, wzór (94) przy założonym programie badań jest niemożliwa do wykonania ze względu na zerowanie się funkcji Φ_2 , występującej we wzorze (92).

Postać ogólna równania konstytutywnego, wzór (94) możliwa jest do weryfikacji przy poddaniu pełzaniu płaskich próbek krzyżowych w dwóch prostopadłych kierunkach.

Program badań nad zachowaniem się wstępnie odkształconej czystej miedzi poddanej w temperaturze $T = 300^\circ\text{C}$ pełzaniu, zawarty w niniejszym opracowaniu uzupełnia się z badaniami opisanymi w pracy [8] przeprowadzonymi na płaskich próbkach z poziomem naprężenia przy pełzaniu $\sigma_{11}^c = 111 \text{ MPa}$ i stałą materiałową $n = 9$.

SPIS LITERATURY

- [1] E.N.da Costa Andrade, The viscous flow in metals and allied phenomena, Proc. Roy. Soc. 84, 1910.
- [2] F.H. Norton, Creep of steel of high temperatures, McGraw-Hill, New York, 1929.
- [3] F.K.G. Odqvist, Int. Congr. Appl. Mech., Cambridge, 1934, Proc. Cambr. Univer. Press 1935, 228.
- [4] R. von Mises, Mechanik der plastischen Formänderung von Kristallen, Zeitschrift f. angew. Math. u. Mech. 8, 1928, 161.
- [5] B.F. Dyson, M.J. Rodgers, Prestrain, cavitation and creep ductility, Metal Sci. 8, 1974, 261.
- [6] B.F. Dyson, M.S. Loveday, M.J. Rodgers, Grain boundary cavitation under various states of applied stress, Proc. R. Soc. Lond. A, 349, 1976, 245.
- [7] D.R. Hayhurst, W.A. Trąmpczyński, F.A. Leckie, Creep rupture under non-proportional loading, Acta Metall., 28, 1980, 1171.
- [8] W.A. Trąmpczyński, The influence of cold work on the creep of copper under biaxial states of stress, Acta Metall., 30, 1982, 1035.
- [9] W. Szczepiński, On the effect of plastic deformation on yield condition, Arch. Mech. Stosow., 2, 1963, 15, in english.
- [10] A. Sawczuk, W.A. Trąmpczyński, A theory of anisotropic creep after plastic prestraining, Int. J. Mech. Sol., 24, 1982, 647.
- [11] J.P. Boehler, A. Sawczuk, On yielding of oriented solids, Acta Mech., 27, 1977, 185.
- [12] A. Philips, C.S. Liu, J.W. Justusson, An experimental investigation of yield surfaces at elevated temperatures, Acta Mech., 1972, 14, 119.
- [13] W.N. Findley and A. Gjelsvik, A biaxial testing machine for plasticity, creep or relaxation under variable principal stress ratios, Proc. Am. Soc. Test. Materials, 1962, 62, 1103.
- [14] W.A. Trąmpczyński, C. Morrison, W.E. Topliss, A tension-torsion creep-rupture testing machine, J. Strain Anal., 1980, 15, 151.

- [15] J. Rogan, A. Shelton, Yield and subsequent flow behaviour of some annealed steel under combined stress, *J. Strain Anal.*, 1969, 4, 127
- [16] Y. Ohashi, M. Tokuda, Precise measurement of plastic behaviour of mild steel tubular specimens subjected to combined torsion and axial force, *J. Mech. Phys. Solids*, 21, 1973, 241.
- [17] D. A. Kelly, Problems in creep testing under biaxial stress systems, *J. Strain Anal.*, 11, 1976.
- [18] E. Shiratori, K. Ikegami, Experimental study of the subsequent yield surface by using cross-shaped specimens, *J. Mech. Phys. Solids*, 16, 1968, 373.
- [19] J. Miastkowski, Kryteria plastycznego płynięcia i hipotezy wzmocnienia metali w świetle badań doświadczalnych, *Prace IPPT*, 41/1973.
- [20] K. Turski, Badanie wpływu odkształcenia plastycznego na zachowanie się metalu przy różnych drogach wtórnego obciążenia, *Mech. Teor. Stosow.*, 2, 1971, 155.
- [21] И. С. Богатырев, А. А. Ильюшин, В. С. Ленский, В. М. Панфелов, Машина СН для исследования пластического деформирования металлов при сложном нагружении, *Инж. Журнал*, 1, 1961, 182.
- [22] F. Rotvel, Biaxial fatigue tests with zero mean stresses using tubular specimens, *Int. J. Mech. Sci.*, 12, 1970, 597.
- [23] L. Dietrich, K. Turski, Badania zmęczeniowe w złożonym stanie naprężenia, *Mech. Teor. Stos.* 10, 1972, 9.
- [24] M. Sliwowski, Badanie wpływu trwałych odkształceń przy obciążeniach cyklicznych na uplastycznienie metalu w złożonym stanie naprężenia, *Prace IPPT* 24/1977.
- [25] S. Ochelski, Wytrzymałość tworzywa poliestrowo-szklanego w płaskim stanie naprężenia, *Polimery tworzywa wielkocząsteczkowe*, 16, 1971, No 2.
- [26] M. Anisimowicz, Badania procesów wibropełzania stopów metali w płaskim stanie naprężenia, *Prace IPPT* 38/1978.
- [27] C. R. Calladine, D. C. Drucker, Nesting surfaces of constant rate of energy dissipation in creep, *Q. Appl. Math.*, 20, 1962, 79.
- [28] G. I. Taylor, *Proc. IV Int. Congress on Applied Mechanics*, .

Cambridge, 1934, 113.

- [29] J.E.Dorn, Some fundamental experiments on high temperature creep, *J.Mech.Phys.Solids*, 2, 1955, 85.
- [30] C.R.Barret, O.D.Sherby, Steady-state creep characteristics of polycrystalline copper in the temperature range 400° to 950°C, *Trans.Metall.Soc.AIME*, 230, 1964, 1323.
- [31] F.R.N.Nabarro, Deformation of crystals by the motion of single ions, *Strenght of Solids*, The Phys.Soc., London, 1948, 75.
- [32] C.Herring, Diffusional viscosity of a polycrystalline solids, *J.Appl.Phys.* 21, 1950, 437.
- [33] J.Weertman, Theory of steady-state creep based on dislocation climb, *J.Appl.Phys.* 21, 1955, 1213.
- [34] J.Weertman, Dislocation climb theory of steady-state creep, *ASM Trans.* 61, 1968, 681.
- [35] J.Weertman, Steady-state creep through dislocation climb, *J.Appl.Phys.* 28, 1957, 362.
- [36] C.R.Barret, W.D.Nix, A model for steady-state creep based on the motion of jogged screw dislocations, *Acta Met.* 13, 1965, 1247.
- [37] I.S.Servi, N.J.Grant, Creep and stress rupture behaviour of aluminium as a function of purity, *Trans.AIME* 191, 1951, 909.
- [38] S.L.Robinson, O.D.Sherby, Mechanical behaviour of polycrystalline tungsten at elevated temperature, *Acta Met.* 17, 1969, 109.
- [39] F.Garofalo, An empirical relation defining the stress dependence of minimum creep rate in metals, *Met.Soc.AIME*, 227, 1963, 351.
- [40] S.Robinson, Work in progress, Dept.of Materials, Stanford Univ., California.
- [41] O.D.Sherby, Factors affecting the high temperature strenght of polycrystalline solids, *Acta Met.* 10, 1962, 135.
- [42] R.W.Bailey, Creep of steel under simple and compound stresses, *Engineering*, 129, 1930, 265.
- [43] E.Crowan, Internal stresses and fatigue in metals, Elsevier, New York, 1959.

- [44] S.K.Mitra, D.McLean, Work Hardening and recovery in creep, Proc. Roy.Soc.Lond. 295, 1966, 288.
- [45] M.F.Ashby, A first report on deformation - mechanism maps, Acta Met. 20, 1972, 887.
- [46] J.H.Gittus, Multiaxial mechanical equation of states for a work - hardening/recovery model of dislocation creep, Phillos. Mag. 25, 1972, 1233.
- [47] R.K.Penny, E.H.Ellison, G.A.Webster, Speciment alignment and strain measurement in axial creep tests, ASTM Mat.Res.Stand. 6, 1966, 76.
- [48] R.K.Penny, F.A.Leckie, The mechanics of tensile testing, I.J. Mach.Sci. 10, 1968, 265.
- [49] D.R.Hayhurst, The effects of test variables on scatter in high-temperature tensile creep-rupture date, I.J.Mech.Sci. 16, 1974, 824.
- [50] H.C.Wu, T.P.Wang, Analysis of test system misalignment in creep test, Trans. ASME-H, 104, 1982, 280.
- [51] Y.Ohashi, M.Tokuda, H.Yamashita, Effect of third invariant of stress deviator on plastic deformation of mild steel, J.Mech. Phys.Solids, 23, 1975, 4/5.
- [52] E.Monch, D.Galster, A method for producing a defined uniform biaxial tensile stress field, British J.Appl.Phys. 14, 1963.
- [53] А.А.Ильюшин, Пластичность, издат.А.Н.СССР, Москва 1963.
- [54] R.Hill, The mathematical theory of plasticity, Oxford, 1950.
- [55] P.G.Hodge Jr., The theory of piecewise linear isotropic plasticity, IUTAM Colloquium, Madrid, 1955.
- [56] W.Prager, Probleme der Plastizitatstheorie, Birkhauser, Basel, 1955.
- [57] H.Ziegler, A modification of Prager's hardening rule, Quart.Appl. Math. 17, 1959, 55.
- [58] Д.М.Кадашевич, В.В.Новожилов, Теория пластичности, учитывающая остаточные микронапряжения, Прикл.Мат.Мех. I, 22, 1958, 78.

- [59] A. Miller, An inelastic constitutive model for monotonic, cyclic and creep deformation, *J. Engng. Mat. Tech.-Trans. ASME-H*, 98, 1976, 97.
- [60] Y. Ohashi, N. Ohno, Inelastic stress-responses of an aluminium alloy in non-proportional deformations at elevated temperature, *J. Mech. Phys. Solids*, 30, 1982, 287.
- [61] J. H. Gittus, Development of constitutive relation for plastic deformation from a dislocation model, *J. Engng. Mat. Tech.-Trans. ASME-H*, 98, 1976, 52.
- [62] B. Chalmers, *Progress in material science*, Pergamon Press Ltd., 1968, 340.
- [63] A. R. S. Ponter, F. A. Leckie, Constitutive relationships for the time-dependent deformation in metals, *J. Engng. Mat. Tech.-Trans. ASME-H*, 98, 1976, 47.
- [64] J. R. Rice, On the structure of stress-strain relations for time dependent plastic deformation in metals, *J. Appl. Mech.* 37, 1970, 728.

Spis treści

1. Wstęp
2. Zakres pracy
3. Wybrane teorie pełzania
 - 3.1. Plastyczny potencjał pełzania
 - 3.2. Dyslokacyjne teorie ustalonego pełzania
 - 3.2.1. Mechanizm dyfuzyjnego pełzania
 - 3.2.2. Model pełzania ustalonego oparty na procesie wspinania się dyslokacji krawędzowej
 - 3.2.3. Model pełzania ustalonego z wysokim poziomem naprężenia
 - 3.2.4. Podsumowanie
4. Opis stosowanych metod i urządzeń do badań w złożonym stanie naprężenia
 - 4.1. - Cienkościenne próbki rurkowe
 - 4.1.1. Zginanie próbek - efekt niecentrycznego jej zamocowania
 - 4.1.2. Kształt próbek
 - 4.1.3. Pomiar odkształceń
 - 4.1.4. Urządzenie A. Phillips'a, C.S. Lin'a i J.W. Justusson'a
 - 4.1.5. Urządzenie W.N. Findley'a i A.Gjelsvik'a
 - 4.1.6. Urządzenie W.A. Trąpczyńskiego, C. Morrison'a i W.E. Topliss'a
 - 4.2. - Próbki krzyżowe
 - 4.2.1. Urządzenie D.A. Kelly'ego
 - 4.2.2. Urządzenie E. Shirafori i K. Jkegami
 - 4.3. Skręcane próbki dyskowe
5. Opis stanowiska badawczego
 - 5.1. Cienkościenna próbka rurkowa
 - 5.2. Pomiar odkształceń
 - 5.3. - Wstępne testy maszyny PRS
 - 5.3.1. Cechowanie celi obciążającej
 - 5.3.2. Cechowanie czujników różnicowych IWT 302
 - 5.3.3. Sprawdzenie stałości i szybkości dochodzenia temperatury do ustalonej wartości
 - 5.4. Wyznaczenie podstawowych parametrów wytrzymałościowych czystej miedzi MiE w temperaturze pokojowej i $T = 300^{\circ}\text{C}$

6. Wstępna, proporcjonalna deformacja plastyczna w płaskim
- stanie naprężenia
- 6.1. Przestrzeń wektorowa dewiatora odkształcenia
- 6.2. Zmienność trzeciego niezmiennika dewiatora naprężenia
- w przestrzeni wektorowej
- 6.3. Przebieg eksperymentu
7. Wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej
- na ustaloną prędkość pełzania
- 7.1. Przebieg eksperymentu
- 7.2. Proponowane równanie konstytutywne z uwzględnieniem
potencjału pełzania
- 7.3. Reprezentacja funkcji tensorowych - weryfikacja równania
konstytutywnego
- 7.4. Teoretyczne założenia mikromodelu uwzględniającego wpływ
wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość
pełzania
8. Podsumowanie i wnioski końcowe.