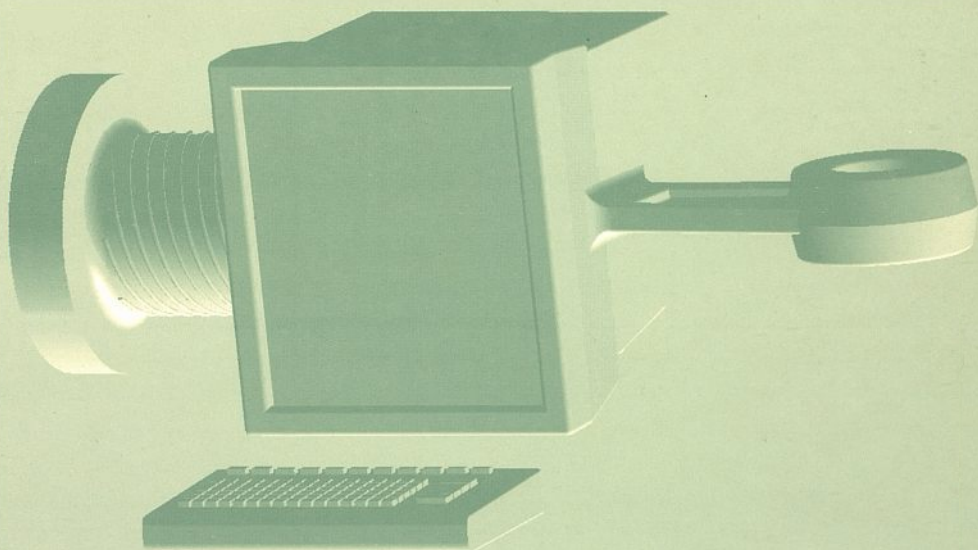


Modele konstytutywne opisujące zachowanie się wybranych stopów miedzi w zakresie dużych odkształceń plastycznych

Zbigniew Gronostajski



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej

Zbigniew GRONOSTAJSKI

Constitutive equations describing behaviours
of selected copper alloys in the range of large plastic strain



Zbigniew Gronostajski

**Modele konstytutywne
opisujące zachowanie się
wybranych stopów miedzi
w zakresie dużych odkształceń
plastycznych**



Opiniodawcy

Franciszek GROSMAN

Zbigniew MISIOŁEK

Józef ZASADZIŃSKI

Opracowanie redakcyjne i korekta

Alina KACZAK

Biblioteka Główna i OINT
Politechniki Wrocławskiej



001842102



3028834/1

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2000

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

ISSN 0867-5325

Nakład 100 + 49. Ark. wyd. 17,25. Ark. druk. 14¹/s. Papier offset. kl. III, 80 g, B1.
Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 131/2000.

*równania konstytutywne,
napężenie uplastyczniające,
odkształcenie, prędkość odkształcenia,
temperatura, stopy miedzi*

Zbigniew GRONOSTAJSKI*

MODELE KONSTYTUTYWNE OPISUJĄCE ZACHOWANIE SIĘ WYBRANYCH STOPÓW MIEDZI W ZAKRESIE DUŻYCH ODKSZTAŁCEŃ PLASTYCZNYCH

Opracowano modele konstytutywne opisujące zachowanie się mosiądzów, brązów aluminiowych i brązów krzemowych w procesach kształtowania w szerokim zakresie parametrów odkształcania. W modelach uwzględniono oddziaływanie temperatury, prędkości, stopnia i historii odkształcania obejmującej: przerwy w procesie odkształcania i zmiany prędkości odkształcania na napężenie uplastyczniające i rozmiary ziaren. Ustalono położenie obszarów o charakterystycznych zależnościach $\sigma_p - \epsilon$ na wykresach układów równowagi: Cu-Zn, Cu-Al-Fe i Cu-Si. Znajomość warunków odkształcania w powiązaniu z położeniem tych obszarów umożliwia zastosowanie właściwych równań konstytutywnych. Zbadano także wpływ warunków odkształcania na odkształcenia graniczne i krytyczne. Opracowano nową metodę wyznaczania napężenia uplastyczniającego w próbie skręcania uwzględniającą umocnienie i osłabienie materiału zachodzące podczas jego odkształcania oraz nowe metody badania kinetyki osłabienia dynamicznego i statycznego. Metodą elementów skończonych przeprowadzono analizę wpływu warunków odkształcania na rozkład temperatury w skręcanej próbce oraz na nierównomierność odkształceń. Opracowany model zweryfikowano doświadczalnie dla wybranych materiałów i warunków odkształcania.

* Instytut Technologii Maszyn i Automatyzacji Politechniki Wrocławskiej, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław.

Wykaz ważniejszych oznaczeń

$a...a_i$	– parametry materiałowe
a_n	– współczynnik charakteryzujący nierównomierność odkształceń
$A...A_i$	– parametry materiałowe
b	– wektor Burgersa
$b...b_i$	– parametry materiałowe
$B...B_i$	– parametry materiałowe
B'	– redukcja naprężenia wywołana procesem rekrytalizacji dla $\varepsilon \rightarrow \infty$
$c...c_i$	– parametry materiałowe
c_p	– ciepło właściwe
$C...C_i$	– parametry materiałowe
C_w	– zawartość węgla w stali
d_0	– średnica próbki stosowanej w próbie skręcania
d_s	– średnica ziaren, jeśli brak jest wyraźnej substruktury lub średnica podziaren, gdy istnieje wyraźna substruktura
D	– bieżąca wielkość ziaren
D_0	– początkowa wielkość ziaren
D_{rd}	– wielkość podziaren uzyskanych w procesie zdrowienia
D_{red}	– wielkość ziaren zrekrystalizowanych dynamicznie
$D_{red}(t)$	– średnia wielkość ziaren podczas rekrytalizacji dynamicznej
D_{rem}	– wielkość ziaren zrekrystalizowanych postdynamicznie
$D_{rem}(t)$	– średnia wielkość ziaren podczas rekrytalizacji postdynamicznej
D_{res}	– wielkość ziaren zrekrystalizowanych statycznie
$D_{res}(t)$	– średnia wielkość ziaren podczas rekrytalizacji statycznej
D_{roz}	– wielkość ziaren w czasie ich rozrostu
$D_{t=0}$	– wielkość ziaren w momencie rozpoczęcia ich rozrostu
E	– moduł Younga
E_d	– energia dyslokacji
E_g	– energia granic ziaren
F_p	– powierzchnia próbki
$g(\varepsilon)$	– termicznie aktywowane osłabienie związane ze zdrowieniem
$G(\rho, t)$	– funkcja rozkładu prawdopodobieństwa gęstości dyslokacji
h_0	– prędkość, z jaką parametr stanu wewnętrznego σ_w osiąga stan nasycenia
i	– liczba określająca, który raz materiał uległ osłabieniu
$k...k_i$	– parametry materiałowe
k_c	– współczynnik przewodzenia ciepła
k_r	– parametr materiałowy opisujący czas charakterystyczny

k_s	– współczynnik zależny od rodzaju materiału, temperatury i prędkości odkształcania
$K_1...K_i$	– parametry materiałowe
K_d	– współczynnik opisujący wielkości komórek dyslokacyjnych lub podziarn
K_r	– parametr materiałowy
K_ε	– funkcja odkształcenia
$K_{\dot{\varepsilon}}$	– funkcja prędkości odkształcania
l	– swobodna droga ruchu dyslokacji
l_p	– parametr materiałowy
l_s	– parametr materiałowy
$l_{\dot{\varepsilon}}$	– parametr materiałowy opisujący współczynnik $L_{\dot{\varepsilon}}$ w zależności od $\dot{\varepsilon}$
l_T	– parametr materiałowy opisujący współczynnik L_T w zależności od T
L	– długość części pomiarowej próbki po odkształceniu
L_0	– początkowa długość części pomiarowej próbki
$L(\omega)$	– bieżąca długość części pomiarowej próbki
L_T	– współczynnik zależny od temperatury, opisujący ewolucję stanu wewnętrznego
$L_{\dot{\varepsilon}}$	– współczynnik zależny od prędkości odkształcania, opisujący ewolucję stanu wewnętrznego
$m...m_i$	– czułość na prędkość odkształcania, parametry materiałowe
m_g	– ruchliwość granicy ziaren
m_{g0}	– parametr materiałowy opisujący ruchliwość granic ziaren
m_0	– parametr materiałowy
m_p	– parametr materiałowy
m_s	– parametr materiałowy
M	– funkcja opisująca zmianę własności sprężystych odkształcanego materiału wraz z temperaturą
M_s	– moment skręcający
M_d	– współczynnik samodyfuzji
M_{d0}	– parametr materiałowy opisujący współczynnik samodyfuzji
M_{s0}	– parametr materiałowy
$n...n_i$	– współczynniki umocnienia lub parametry materiałowe
n_r	– liczba obrotów skręcania próbki
n_{red}	– liczba kroków do ponownego rozpoczęcia rekrytalizacji dynamicznej osłabionej po raz pierwszy cząstki materiału
$2n_{red}$	– liczba kroków do ponownego rozpoczęcia rekrytalizacji dynamicznej osłabionej po raz drugi cząstki materiału
$N...N_i$	– parametr materiałowy
N_z	– liczba zrekrystalizowanych ziaren przypadających na jedno ziarno przed rekrytalizacją

$P_{\dot{\epsilon}, T}$	– funkcja opisująca natychmiastową zmianę naprężenia uplastyczniającego wywołaną nagłą zmianą prędkości odkształcania i temperatury
$P_{\dot{\epsilon}}$	– funkcja opisująca natychmiastową zmianę naprężenia uplastyczniającego wywołaną nagłą zmianą prędkości odkształcania
P_T	– funkcja opisująca natychmiastową zmianę naprężenia uplastyczniającego wywołaną nagłą zmianą temperatury odkształcania
q	– współczynnik opisujący wielkości komórek dyslokacyjnych lub podziaren
q_c	– prędkość generowania ciepła
q_1, q_2	– współczynniki opisujące udział migrującej części granic ziaren
Q	– energia aktywacji procesu odkształcania
Q_{roz}	– energia aktywacji rozrostu ziaren
Q_k	– energia aktywacji zmiany energii kinetycznej drgań atomów w położeniach równowagi
Q_m	– energia aktywacji ruchu granic ziaren
Q_{rem}	– energia aktywacji rekrytalizacji postdynamicznej
Q_{res}	– energia aktywacji rekrytalizacji statycznej
Q_s	– energia aktywacji samodyfuzji
Q_{zd}	– energia aktywacji procesu zdrowienia
r	– promień skręcanej próbki
$r(\omega)$	– zewnętrzny, bieżący promień skręcanej próbki
r_k	– promień krytyczny skręcanej próbki
r_w	– promień wewnętrzny skręcanej próbki
r_z	– promień zewnętrzny skręcanej próbki
R	– stała gazowa $8,314 \frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}}$ lub współczynnik korelacji
s^*	– funkcja zależna od γ_{EBU}, μ, b
t	– czas
t^*	– funkcja zależna od γ_{EBU}, μ, b
t_{bp}	– czas przełomowy
t_c	– czas charakterystyczny
t_{cd}	– czas odkształcenia krytycznego dla osłabienia dynamicznego
t_{cs}	– czas odkształcenia krytycznego dla osłabienia statycznego
t_r	– czas charakterystyczny
$t_{rem0,5}$	– czas, w którym połowa objętości materiału ulega rekrytalizacji postdynamicznej
$t_{res0,5}$	– czas, w którym połowa objętości materiału ulega rekrytalizacji statycznej
T	– temperatura, w K
T_n	– nominalna temperatura próbki

T_s	– średnia temperatura próbki
T^*	– funkcja normalizująca temperaturę
T_0	– temperatura w której składowa termiczna naprężenia jest równa zero
X	– udział objętości zrekrytalizowanej
X_{rd}	– udział objętości zezdrowionej dynamicznie
X_{red}	– udział objętości zrekrytalizowanej dynamicznie
X_{rem}	– udział objętości zrekrytalizowanej postdynamicznie
$X_{rem+res}$	– udział objętości zrekrytalizowanej statycznie i postdynamicznie
X_{res}	– udział objętości zrekrytalizowanej statycznie
$X(t; t_1, ..., t_i)$	– funkcja osłabienia, zależna od jednej zmiennej, tj. czasu t , natomiast $t_1, t_2, ..., t_i$ – parametry tej funkcji określające czasy, w których w danej cząstce materiału, zachodzą kolejne cykle osłabienia
z_i	– odkształcenie teoretyczne
Z	– parametr Zenera–Hollomona
Z_m	– zmiękczenie materiału
α	– parametr materiałowy w równaniu Garafalo
α_c	– współczynnik wymiany ciepła z otoczeniem
$\beta... \beta_n$	– parametr materiałowy
β_μ	– temperaturowy współczynnik modułu sprężystości postaciowej
δ	– wydłużenie względne
$\Delta\sigma_{p\dot{\epsilon}}$	– przyrost naprężenia uplastyczniającego wywołany nagłą zmianą prędkości odkształcania
$\Delta\sigma_{pT}$	– przyrost naprężenia uplastyczniającego wywołany nagłą zmianą temperatury
$\Delta\sigma_{pi}(t)$	– udział naprężenia pochodzącego od obszarów, które uległy dokładnie i razy osłabieniu
$\Delta\sigma_p^i(t)$	– udział naprężenia pochodzącego od obszarów, które uległy co najmniej i razy osłabieniu
$\Delta V_i(t; t_1, t_2, ..., t_i)$	– elementarna objętość materiału, która uległa dokładnie i razy osłabieniu do chwili t , przy czym miało to miejsce w przedziałach czasu $[t_1, t_1 + \Delta t_1], [t_2, t_2 + \Delta t_2], ..., [t_i, t_i + \Delta t_i]$
$\Delta \bar{V}_i(t; t_1, t_2, ..., t_i)$	– elementarna objętość materiału, która uległa co najmniej i razy osłabieniu do chwili t , przy czym miało to miejsce w przedziałach czasu $[t_1, t_1 + \Delta t_1], [t_2, t_2 + \Delta t_2], ..., [t_i, t_i + \Delta t_i]$
ΔX_i	– udział zrekrytalizowanej objętości materiału odkształcanego w pierwszym kroku
ΔX_i	– udział zrekrytalizowanej objętości materiału odkształcanego w i -tym kroku
ε	– odkształcenie rzeczywiste (logarytmiczne)

ε_b	– odkształcenie, przy którym zostaje zatrzymany proces odkształcania
ε_c	– odkształcenie krytyczne dla rekrytalizacji dynamicznej
ε_{ip}	– odkształcenie dla punktu przegięcia
ε_k	– odkształcenie końcowe
ε_l	– odkształcenie graniczne
$\varepsilon_{\max}$	– maksymalne odkształcenie lokalne
ε_n	– odkształcenie określające moment osiągnięcia stanu nasycenia
ε_0	– odkształcenie wstępne
ε_p	– odkształcenie odpowiadające maksymalnemu naprężeniu uplastyczniającemu
ε_r	– odkształcenie charakterystyczne
ε_{re}	– odkształcenie reszkowe zmagazynowane w materiale
ε_{rs}	– odkształcenie konieczne do zapoczątkowania rekrytalizacji statycznej
ε_s	– odkształcenie określające początek ustalonego płynięcia plastycznego
ε_{sr}	– odkształcenie średnie na długości skręcanej próbki
ε_x	– odkształcenie kumulowane
$\varepsilon_1, \varepsilon_2$	– odkształcenia główne określone w kierunkach osi elips
$\dot{\varepsilon}$	– prędkość odkształcania
$\dot{\varepsilon}_p$	– prędkość odkształceń plastycznych
$\dot{\varepsilon}^*$	– funkcja zależna od Q, T, μ
$\dot{\varepsilon}_0$	– bazowa prędkość odkształcania
$\dot{\varepsilon}_{0E}$	– prędkość odkształcania, przy której naprężenie nasycenia σ_{pn} jest atermiczne
γ	– odkształcenie postaciowe wg wzoru (2.4.3)
γ_{EBU}	– energia błędu ułożenia
γ_m	– udział migrującej części granic ziaren
γ_0	– stała zależna od temperatury i energii aktywacji samodyfuzji
γ_{sr}	– średnie odkształcenie postaciowe
γ_z	– odkształcenie postaciowe na powierzchni próbki
γ^*	– zakumulowane odkształcenie postaciowe wg wzoru (2.4.1)
γ^0	– odkształcenie postaciowe wg wzoru (2.4.2)
$\gamma^\#$	– odkształcenie postaciowe wg wzoru (2.4.5)
γ'	– funkcja materiałowa
$\dot{\gamma}$	– prędkość odkształceń postaciowych
$\dot{\gamma}_{\theta,z}$	– składowa tensora prędkości odkształceń postaciowych
Γ	– parametr opisujący energię błędu ułożenia

η	– współczynnik określający ilość pracy odkształcenia plastycznego przetworzonej na ciepło
ϕ	– kąt odkształcenia postaciowego
$\phi(d\varepsilon)$	– atermiczne umocnienie
κ	– parametr materiałowy
λ	– swobodna droga ruchu dyslokacji
μ	– moduł sprężystości postaciowej
μ_0	– moduł sprężystości postaciowej w temperaturze 0 K
v	– całkowita objętość materiału
v_s	– stała materiałowa w przybliżeniu równa $3b$
ξ	– zmiana orientacji osi głównych stanu odkształcenia
ρ	– gęstość dyslokacji
ρ_{cr}	– krytyczna gęstość dyslokacji
ρ_m	– gęstość materiału
σ_0	– granica plastyczności materiału polikrystalicznego z nieskończenie dużym ziarnem (monokryształu), określana też jako naprężenie tarcia dyslokacji zależne od temperatury, prędkości odkształcania oraz sieci krystalicznej lub wytrzymałość podgranic ziarn
σ_p	– naprężenie uplastyczniające
σ_p^*	– funkcja normalizująca naprężenie uplastyczniające
σ_{pB}	– naprężenie uplastyczniające tuż przed przerwaniem odkształcania
σ_{pb}	– podstawowe naprężenie uplastyczniające
σ_{pE}	– składowa atermiczna naprężenia uplastyczniającego
σ_{pi}	– naprężenie uplastyczniające w kolejnym kroku
$\sigma_{pi}(\varepsilon)$	– naprężenie pochodzące od obszarów, które uległy dokładnie i razy osłabieniu
$\sigma_p^i(\varepsilon)$	– naprężenie pochodzące od obszarów, które uległy co najmniej i razy osłabieniu
$\sigma_p(D)$	– zależność naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia, np. zależność Halla–Petcha
σ_{pm}	– naprężenie nasycenia
σ_{pm0}	– naprężenie nasycenia w temperaturze 0 K
σ_{p0}	– granica plastyczności lub stała materiałowa
σ_{p0w}	– granica plastyczności w danych warunkach odkształcania
σ'_{p0w}	– granica plastyczności przy ponownym obciążaniu w danych warunkach odkształcania
σ_{pp}	– maksymalne naprężenie uplastyczniające
σ_{pP}	– krzywe podstawowe naprężenia uplastyczniającego
σ_{pR}	– składowa naprężenia uplastyczniającego związana z rekrytalizacją dynamiczną
σ_{prb}	– bieżące naprężenie podczas relaksacji

σ_{prf}	– końcowe naprężenie relaksacji
σ_{prs}	– początkowe naprężenia relaksacji, jest to naprężenie σ_{pb} po uwzględnieniu jego zmiany wywołanej właściwościami lepkoplastycznymi odkształcanego materiału
σ_{pT}	– składowa termiczna naprężenia uplastyczniającego
$\sigma_{p(T_n, \epsilon_i)}$	– naprężenie przed korektą w temperaturze T_n przy odkształceniu ϵ_i
$\sigma_{p(T_{n+1}, \epsilon_i)}$	– naprężenie przed korektą w temperaturze T_{n+1} przy odkształceniu ϵ_i
$\sigma_{p(T_s, \epsilon_i)}$	– naprężenie po korekcie
σ_{ps}	– naprężenie ustalonego płynięcia plastycznego
σ_v	– funkcja naprężenia zależna od T i $\dot{\epsilon}$
$\sigma(t)_{T_1/T_2}$	– zmiana naprężenia wywołana zmianą temperatury odkształcania, uwzględniająca lepkość materiału i ewolucję stanu wewnętrznego
$\sigma(t)_{\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2}$	– zmiana naprężenia wywołana zmianą prędkości odkształcania, uwzględniająca lepkość materiału i ewolucję stanu wewnętrznego
$\sigma_{p, T_1/T_2}$	– ewolucja naprężenia uplastyczniającego spowodowana zmianą temperatury odkształcania
$\sigma_{p, \dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2}$	– ewolucja naprężenia uplastyczniającego spowodowana zmianą prędkości odkształcania
$\sigma_{pb}(t; t_i)$	– krzywa podstawowa dla danych warunków odkształcania
σ_p^1	– naprężenie uplastyczniające materiału po pierwszym kroku odkształcania
$\sigma_{p1} = \sigma_{p0}$	– zerowy poziom naprężenia materiału zrekrytalizowanego
σ_{pi}	– naprężenie uplastyczniające objętości materiału zrekrytalizowanej w i -tym kroku po ponownym osłabieniu
σ_p^n	– naprężenie uplastyczniające materiału umacniającego się po n -tym kroku odkształcania
σ_w	– stan wewnętrzny materiału
σ_{wn}	– parametr nasycenia stanu wewnętrznego materiału
σ_{w0}	– stan wewnętrzny materiału odpowiadający granicy plastyczności
τ	– naprężenie styczne
θ	– intensywność umocnienia
θ_0	– początkowa intensywność umocnienia
ω	– kąt skręcenia próbki
$\dot{\omega}$	– prędkość kątowna

Wprowadzenie

Rozwój nowych technik obliczeniowych umożliwia kompleksową symulację procesów kształtowania plastycznego metodami numerycznymi, najczęściej metodą elementów skończonych [242]. Metoda ta umożliwia nieosiągalne dotychczas zbliżenie modelu matematycznego procesu do jego rzeczywistego przebiegu. O poprawności i dokładności modelu matematycznego procesu decydują przede wszystkim: model materiału, warunki brzegowe oraz błędy w obliczeniach numerycznych [236].

Główne zagadnienia, na które należy znaleźć odpowiedź przez symulację komputerową procesów kształtowania plastycznego to:

- jakie parametry siłowo-energetyczne są konieczne do realizacji procesu kształtowania plastycznego,
- czy proces kształtowania może być zrealizowany bez wcześniejszego zniszczenia materiału,
- jaka jest końcowa struktura odkształcanego materiału i jakie są jego właściwości.

Jednym z najważniejszych elementów komputerowej symulacji jest model materiału. Dużą liczbę prac poświęcono opracowaniu modeli opisujących zachowanie się stali w różnych warunkach odkształcania, znacznie mniej modeli natomiast opisuje reakcję metali nieżelaznych i ich stopów na obciążenie zewnętrzne. Światowe tendencje rozwoju przemysłu przetwórczego zaś wskazują na coraz to większe zapotrzebowanie na metale nieżelazne kosztem stali. Szczególnie wzrasta zapotrzebowanie na miedź i jej stopy w przemyśle transportowym, elektrotechnicznym, budowlanym itp. Oznacza to potrzebę opracowania modeli koniecznych do symulacji komputerowej procesów kształtowania takich materiałów.

Odpowiedź materiału na zadane warunki obciążania nie zawsze jest jednoznaczna, nie ma bowiem uniwersalnego równania stanu materiału, określonego funkcją

$$f(\sigma_p, \varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, t) = 0 \quad (1.1)$$

która byłaby słuszna nie tylko dla procesów, w których temperatura i prędkość odkształcania zachowują stałą wartość, ale również dla procesów, w trakcie których prędkość odkształcania i temperatura ulegają zmianie. Dlatego trudno jest opracować taki model materiału, który byłby słuszny w szerokim przedziale zmiennych warunków odkształcania. Opracowywane są najczęściej modele materiału dla stosunkowo wąskich obszarów, odpowiadających ich późniejszym zastosowaniom.

Należy postawić pytanie, jaka powinna być postać prawidłowego modelu, który opisywałby z wystarczającą dokładnością rzeczywiste zachowanie się materiałów w zmieniających warunkach odkształcania i jakie parametry powinny występować w takim modelu.

Podstawowymi czynnikami decydującymi o doborze modelu materiału do symulacji procesów kształtowania są [111,112]:

- zjawiska strukturalne,
- przebieg odkształcenia w funkcji czasu,
- zmiana orientacji odkształceń głównych w procesie odkształcania.

Zjawiska strukturalne, zależne od rodzaju materiału, warunków i historii odkształcania, powinny być uwzględnione w postaci matematycznej modelu.

Zasadniczym elementem klasyfikacji obróbki plastycznej ze względu na przebieg odkształcenia w funkcji czasu jest ciągłość procesu, dlatego rozróżnia się procesy ciągłe i przerywane (sekwencyjne). Analizę zjawisk zachodzących w takich procesach, zarówno podczas kolejnych odkształceń, jak i przerw, należy przeprowadzać kompleksowo, uwzględniając wzajemne ich oddziaływanie. Między innymi opracowany model powinien opisywać ewolucję wielkości ziaren zarówno w czasie odkształcania, jak i w przerwach między kolejnymi odkształceniami, jakie występują np. przy przenoszeniu odkuwki z jednego wykroju do drugiego bądź przy przepływie materiału z jednej klatki walcowniczej do następnej.

Sposób oddziaływania zmiany orientacji odkształceń głównych zachodzącej w trakcie odkształcania bądź w kolejnych fazach odkształcania na naprężenie uplastyczniające nie jest dokładnie poznany [160, 161, 228, 336]. W ostatnich latach opracowano i opatentowano nowe metody wyciskania materiałów z bardzo dużym stopniem redukcji przy stosunkowo niskim poziomie naprężenia [165], które wykorzystują wpływ zmiany orientacji odkształceń głównych na naprężenie uplastyczniające.

Na jakość modelu wpływa również istotnie metodyka eksperymentalnego określania występujących w nim wielkości.

Modele matematyczne materiału są budowane na podstawie prostych prób: ściśnięcia, rozciągania lub skręcania. Każda z nich ma swoje wady i zalety, jednak najwłaściwsza wydaje się być próba skręcania, ze względu na możliwość osiągnięcia dużych odkształceń plastycznych przy dużych prędkościach odkształcania, bez wystąpienia geometrycznej niestabilności, w porównywalnych z przemysłowymi warunkami procesów kształtowania. Dzięki temu wyniki uzyskane w próbach skręcania mogą być zastosowane do opisu rzeczywistych, zarówno ciągłych, jak i przerywanych procesów przemysłowych, takich jak: kucie matrycowe, wyciskanie, walcowanie itp.

Przedstawiony w pracy model opisujący zachowanie się wybranych stopów miedzi został tak skonstruowany, iż umożliwia uwzględnienie nie tylko bieżących warunków odkształcania, obejmujących zarówno procesy ciągłe, jak i przerywane, ale także uwzględnienie historii odkształcania, dzięki temu opracowane równania mogą znaleźć szerokie zastosowanie.

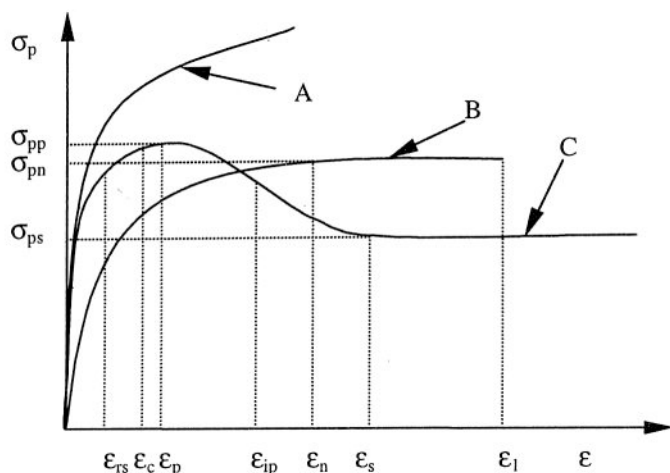
2. Stan zagadnienia

2.1. Ogólna charakterystyka procesów

Zachowanie się materiału w trakcie odkształcania plastycznego odzwierciedlają krzywe zmiany naprężenia uplastyczniającego σ_p w funkcji odkształcenia ε [219]. Krzywe $\sigma_p - \varepsilon$ mają postać zależną od rodzaju i właściwości materiału, jak również od warunków odkształcania, w tym przede wszystkim od temperatury i prędkości odkształcania. Proces odkształcania plastycznego może być opisany za pomocą jednej z trzech krzywych przedstawionych na rys. 2.1.1. Krzywe te mają różny przebieg, zależny w dużym stopniu od energii błędów ułożenia (EBU) [85, 87, 88, 93, 96, 162, 201, 225]. W niskich temperaturach, w normalnych warunkach odkształcania przy prędkościach odkształcania większych od tych, przy których zachodzi pełzanie, dominują procesy umocnienia i nie dochodzi do uzyskania naprężenia nasycenia (rys. 2.1.1 – krzywa A). W wyższych temperaturach w stopach o dużej EBU, w których dominującym mechanizmem usuwania skutków umocnienia jest zdrowienie dynamiczne, po początkowym wzroście naprężenia uplastyczniającego w zakresie odkształceń $\varepsilon \leq \varepsilon_n$, ustala się ono na poziomie naprężenia nasycenia σ_{ps} , odpowiadającym w danych warunkach odkształcania naprężeniu maksymalnemu σ_{pp} . Utrzymuje ono stałą wartość aż do momentu powstania pęknięć przy odkształceniu granicznym ε_l (rys. 2.1.1 – krzywa B). Odkształcenie ε_n określa początek osiągnięcia stanu nasycenia. W stopach o małej EBU, charakteryzujących się ograniczoną zdolnością do wysokotemperaturowego zdrowienia dynamicznego, osiąga się, w wyniku wzrostu gęstości dyslokacji, takie magazynowanie energii, które umożliwia zapoczątkowanie rekrytalizacji dynamicznej po osiągnięciu odkształcenia krytycznego ε_c . Prowadzi to do zmniejszenia naprężenia w zakresie odkształceń $\varepsilon_c - \varepsilon_s$, określanego jako osłabienie materiału i ustaleniu się stanu stacjonarnego na poziomie σ_{ps} , przy odkształceniach większych niż ε_s (rys. 2.1.1 – krzywa C).

Niestabilność (zmniejszenie) naprężenia uplastyczniającego podczas odkształcania w wysokich temperaturach może być także tłumaczona inną przyczyną niż rekrytalizacja dynamiczna [22, 25, 158, 159, 161, 167]. Zaobserwowano bowiem, że rekrytalizacja taka zachodzi w obszarach zlokalizowanego płynięcia plastycznego, może więc być traktowana jako proces wtórny [20, 22, 163, 164, 166]. Potwierdzają to badania prowadzone na monokryształach. Wykazały one, że zmniejszenie naprężenia podczas rozciągania jest związane z niestabilnością mechaniczną w postaci lokalizacji

odkształceń [167]. W niższych temperaturach strukturalna i mechaniczna niestabilność może być wywołana samorzutną zmianą drogi odkształcenia [24, 26, 168], a także przez zewnętrznie narzuconą zmianę schematu obciążania [13]. Oznacza to, że kolejna deformacja może wybrać inny, bardziej korzystny, system poślizgu od tego, który był uruchomiony we wcześniejszym stadium odkształcania i może to wpłynąć na zmianę naprężenia uplastyczniającego.



Rys. 2.1.1. Charakterystyczne przebiegi naprężenia w funkcji odkształcenia

Fig. 2.1.1. Characteristic stress-strain curves

W materiałach polikrystalicznych poślizg w pojedynczych ziarnach napotyka ograniczenia ze strony sąsiadujących ziaren. Zachowanie warunku nierozdzielczości odkształceń wymaga akomodacji niekompatybilnych odkształceń sąsiadujących ze sobą ziaren. Akomodacja może nastąpić przez sprężystą lub sprężysto-plastyczną deformację [156]. Aby zaszła akomodacja, jest potrzebna dodatkowa energia w postaci energii sprężystej bądź pracy odkształcenia plastycznego, konieczna do wywołania poślizgu w kilku niezależnych systemach. Początkowy homogeniczny, wielosystemowy poślizg wewnątrz ziaren w miarę odkształcania przekształca się w mikropasma ścinania, które z dalszym wzrostem odkształcenia grupują się w makroskopowe pasma ścinania.

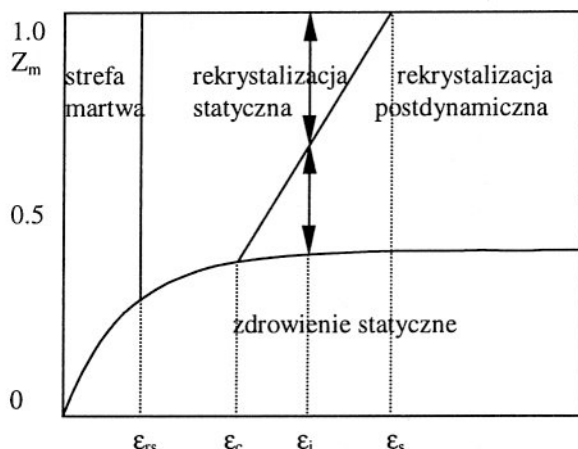
Pierwsze stadium ewolucji poślizgu w mikropasmach ścinania prowadzi do wydłużenia swobodnej drogi dyslokacji λ , dzięki czemu, zgodnie z zależnością Orowana, $\gamma = b\rho\lambda$, wzrost odkształcenia nie musi łączyć się ze wzrostem gęstości dyslokacji, a tym samym wzrostem umocnienia. Odkształcanie przez mikro- i makropasma ścinania jest specyficznym mechanizmem poślizgu, który nie generuje ograniczeń wewnętrznych, ponieważ pole przemieszczeń jest jednorodne w obszarze kilku ziaren. Można oczekiwać, że w zakresie odkształceń, w którym występują mikro- i makropasma ścinania występuje osłabienie materiału.

Jak z przedstawionego przeglądu wynika, nie istnieje jeden uniwersalny proces wpływający na zmniejszenie naprężenia uplastyczniającego. Zmiany naprężenia mogą

być wywołane przez różne procesy, a dominacja jednego z nich zależy od rodzaju materiału i warunków odkształcania.

Właściwości wyrobów po zakończonym procesie odkształcania zależą od rodzaju procesów zachodzących podczas i po odkształceniu [76]. Podczas odkształcania obserwuje się dynamiczne procesy umocnienia i osłabienia [90]. Proces umocnienia wywołany jest przede wszystkim wzrostem gęstości dyslokacji, procesowi osłabienia natomiast, obejmującemu zdrowienie dynamiczne i rekrytalizację, towarzyszy porządkowanie i anihilacja dyslokacji. Dalszą zmianę właściwości odkształcanego materiału można uzyskać w procesach statycznych, jakie zachodzą po zakończonym odkształcaniu lub w przerwach między kolejnymi odkształceniami, np. kolejnymi operacjami kucia lub walcowania.

Jeżeli proces odkształcania zostanie przerwany, to w zależności od warunków odkształcania, przy których to nastąpiło, czyli od ilości zmagazynowanej energii, w materiale zachodzą różne procesy osłabienia. Istniejące mapy, obrazujące przebieg tych procesów i ich oddziaływanie na naprężenie uplastyczniające wyraźnie między sobą się różnią.

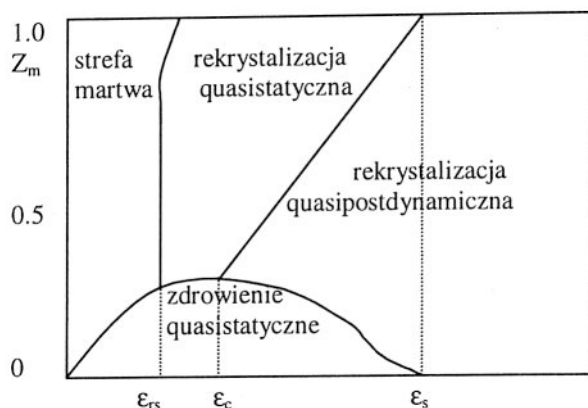


Rys. 2.1.2. Wpływ odkształcenia na udział procesów odbudowy struktury stali [46]

Fig. 2.1.2. Effect of strain on the fraction of softening processes of steel [46]

Dla stali jest stosowana mapa przedstawiona na rys. 2.1.2 [46]. Zgodnie z tym rysunkiem udział zdrowienia w osłabieniu w zakresie odkształceń od 0 do ϵ_s zwiększa się i po przekroczeniu odkształcenia ϵ_s zachowuje stałą wartość. Wydaje się, że koncepcja ta nie jest słuszną, zwiększenie bowiem odkształcenia w zakresie odkształceń od ϵ_c do ϵ_s powoduje zwiększenie liczby zarodków rekrytalizacji postdynamicznej i jej udziału w osłabieniu, a tym samym powinien zmniejszać się udział zdrowienia statycznego w osłabieniu. Inny przebieg procesów uzyskano dla miedzi (rys. 2.1.3) [80]. Z rysunku tego wynika, że odpowiednia liczba zarodków rekrytalizacji postdynamicznej, eliminująca całkowicie zdrowienie statyczne, zostaje uzyskana w momencie, gdy odkształcenie osiągnie wartość odkształcenia ϵ_i . Po przekroczeniu tego od-

kształcenia osiąga się równowagę między procesami dynamicznego umocnienia i osłabienia, dalsze osłabienie statyczne zachodzi w całości w wyniku rekryształizacji postdynamicznej.



Rys. 2.1.3. Wpływ odkształcenia na udział procesów odbudowy struktury miedzi [80]

Fig. 2.1.3. Effect of strain on the fraction of softening processes of copper [80]

Różnice występujące między rysunkami 2.1.2 i 2.1.3 mogą wynikać także z nieco odmiennej metodyki badań. Na rysunku 2.1.2 zobrazowano procesy zachodzące w materiale całkowicie odciążonym, na rys. 2.1.3 natomiast w materiale poddanym relaksacji naprężeń.

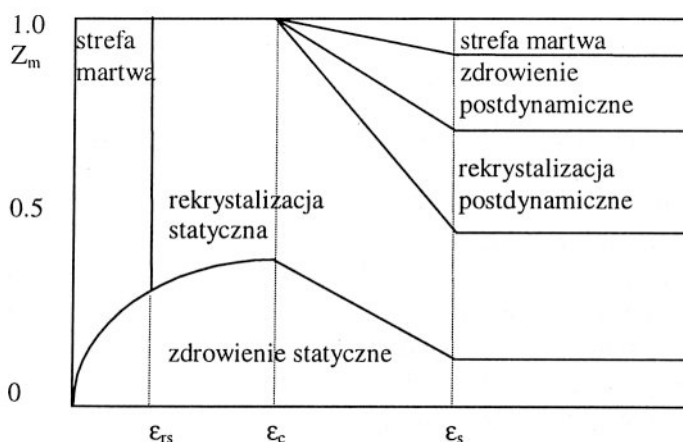
Pierwsza metoda polega na sekwencyjnym odkształcaniu z zastosowaniem przerw w procesie odkształcania i określaniu tzw. zmiękczenia materiału Z_m opisanego zależnością [46, 224]

$$Z_m = \frac{\sigma_{pB} - \sigma'_{p0w}}{\sigma_{pB} - \sigma_{p0w}} \quad (2.1.1)$$

Druga metoda badania procesów wysokotemperaturowego odkształcania sprowadza się do analizy zmian naprężenia uplastyczniającego podczas relaksacji naprężeń po różnych stopniach odkształcania i na tej podstawie zostaje określone zmękczenie materiału [80].

W pracy [315] porównano przebiegi procesów zdrowienia i rekryształizacji zachodzące w miedzi uzyskane z zastosowaniem tych dwóch odmiennych metod. Stwierdzono, że prędkość przebiegu procesu zdrowienia jest mniejsza, natomiast rekryształizacji jest większa w materiale poddanym relaksacji naprężeń aniżeli przy jego całkowitym odciążeniu. Te różnice zmniejszają się ze wzrostem temperatury i prędkości odkształcania, towarzyszy bowiem temu zmniejszanie udziału procesu zdrowienia. Badania przedstawione w pracy [315] wykazały, że jeżeli proces odkształcania zostanie przerwany przy takiej samej wartości naprężenia uplastyczniającego, to zrekrystalizowane ziarna mają zbliżone rozmiary, niezależnie od zastosowanej metody badania zmękczenia.

Jeszcze inny przebieg procesów osłabienia po zakończonym procesie odkształcania przedstawiono dla niklu (rys. 2.1.4) [267]. Jak wynika z rysunku, w procesie osłabienia zachodzącym po zakończonym odkształcaniu zostały wyodrębnione nie tylko dwa rodzaje rekrytalizacji: statyczna i metadynamiczna, ale również zdrowienie zostało podzielone na zdrowienie statyczne i postdynamiczne. Struktura niklu, po przekroczeniu odkształceń większych od krytycznych, zawiera trzy różne obszary: obszar z zarodkami rekrytalizacji dynamicznej, obszar z rosnącymi w wyniku rekrytalizacji dynamicznej ziarnami charakteryzującymi się gradientem gęstości dyslokacji oraz obszar umocnionych krytycznie zrekrystalizowanych dynamicznie ziaren [267]. Po zakończonym odkształcaniu wcześniej utworzone zarodki rosną, co prowadzi do rekrytalizacji postdynamicznej. Postdynamiczne zdrowienie zachodzi w rosnących zrekrystalizowanych ziarnach o gradientie dyslokacji, który nie prowadzi do utworzenia zarodków nowych ziaren ze względu na zbyt małą gęstość dyslokacji. Takie ziarna są stabilne nawet w wysokich temperaturach. W obszarze o umocnionych krytycznie ziarnach po okresie inkubacji zachodzą procesy statycznego zdrowienia i rekrytalizacji [267]. Procesy postdynamicznego zdrowienia przebiegają bardzo szybko, zostają zakończone w ciągu 10^{-4} s, co podważa możliwość doświadczonego zróżnicowania zdrowienia na dwa odrębne procesy. Poza tym, po przekroczeniu odkształceń zapoczątkowujących stabilne płynięcie plastyczne, struktura zrekrystalizowana dynamicznie charakteryzuje się stabilną wielkością ziaren zależną tylko od poziomu naprężenia uplastyczniającego lub parametru Zenera–Hollomona. W takiej sytuacji trudno sobie wyobrazić, aby znaczna część ziaren, jak to wynika z rys. 2.1.4, była umocniona krytycznie oraz nie wydaje się prawdopodobne, aby po przekroczeniu odkształcenia ϵ_c istniała strefa martwa, skoro już przy mniejszych odkształceniach następuje jej całkowity zanik.



Rys. 2.1.4. Wpływ odkształcenia na udział procesów odbudowy struktury w osłabieniu niklu [267]

Fig. 2.1.4. Effect of strain on the fraction of softening processes of nickel [267]

Jak wynika z przedstawionego przeglądu, procesy prowadzące do osiągnięcia stabilnej struktury zależą od warunków odkształcania i dla różnych materiałów występują wyraźne różnice zarówno co do rodzaju tych procesów, jak i ich udziału w procesie odbudowy struktury. Oznacza to, że nie można przyjąć a priori określonego modelu przebiegu procesów umocnienia i osłabienia dla badanych stopów, lecz konieczne jest doświadczalne ustalenie odpowiedniego modelu.

Zachowanie się materiału w procesach przeróbki plastycznej może być opisane przez omawiane procesy umocnienia i osłabienia, które w klasycznym opisie zjawisk strukturalnych zależą przede wszystkim od parametrów procesu odkształcania, tj. temperatury, odkształcenia i prędkości odkształcania, a w mniejszym stopniu od parametrów struktury, takich jak wielkość ziaren. Taki sposób opisu zachowania się materiałów nie uwzględnia w pełni historii odkształcania, co szczególnie w przypadku odkształcania w podwyższonych temperaturach może prowadzić do większych błędów. Dlatego oprócz takiego klasycznego opisu coraz częściej jest stosowany opis uwzględniający mikrostrukturę materiału [4, 28, 52, 82, 87, 98, 99, 203, 233, 246, 268, 269]. W dalszej części pracy zostaną scharakteryzowane procesy umocnienia i osłabienia zachodzące dynamicznie i statycznie oraz sposoby matematycznego ich opisu. Znakomita większość prac dotyczy modelowania zjawisk w stalach podczas odkształcania na gorąco [191].

2.2. Dynamiczne i statyczne procesy umocnienia i osłabienia materiału

2.2.1. Umocnienie

W początkowym okresie odkształcania plastycznego zachodzi proces umacniania się materiału, w którym można wyróżnić dwa stadia. W pierwszym stadium, dla którego wartość odkształcenia jest bardzo mała, następuje wzrost prędkości odkształcania od zera do wartości nominalnej i zwiększenie gęstości dyslokacji. Gęstość dyslokacji ρ osiąga wówczas wartość od 10^{11} do 10^{12} m^{-2} , tj. o rząd wielkości większą w stosunku do stanu wyżarzonego [197]. W momencie, w którym nachylenie stycznej do krzywej $\sigma_p - \epsilon$ zmniejsza się o rząd wielkości w stosunku do jej początkowego nachylenia rozpoczyna się II stadium umocnienia. Praktycznie odpowiada to punktowi przecięcia się krzywej $\sigma_p - \epsilon$ z prostą równoległą do początkowego prostoliniowego odcinka tej krzywej przechodzącą przez punkt o wartości odkształcenia plastycznego równej 0,002. W II stadium następuje dalszy wzrost gęstości dyslokacji do wartości 10^{14} – 10^{15} [197]. Jednocześnie postępują procesy anihilacji dyslokacji za pośrednictwem zdrowienia dynamicznego, tj. poślizgu poprzecznego i wspinania, co powoduje

odejście od prostoliniowego charakteru zależności $\sigma_p(\varepsilon)$ dominującego w I stadium umocnienia. W procesie tym zasadnicze znaczenie ma wspinanie się dyslokacji zależne od stężenia wakansów. Zwiększenie stężenia wakansów ponad stężenie równowagowe zależy od zdolności do ruchu uskoków utworzonych na dyslokacjach, ponieważ wleczenie uskoków przez dyslokacje generuje rzędy wakansów lub atomów międzywęzłowych. Przemieszczanie się uskoków jest łatwiejsze w metalach o dużej EBU, gdyż tylko nieliczne uskoki są zdysocjowane. Dlatego też metale o dużej EBU, np. Al, stale ferrytyczne, czy Ti – α , wykazują mniejsze umocnienie odkształceniowe. W metalach tych szybkość anihilacji dyslokacji jest duża i procesy zdrowienia dynamicznego w znacznym stopniu usuwają skutki umocnienia. W takich stopach, jak to już wcześniej zaznaczono, przy większych odkształceniach nie następuje zmniejszenie naprężenia uplastyczniającego, lecz naprężenie osiąga stan nasycenia, który nie ulega zmianie aż do momentu zniszczenia materiału. Metale i stopy o małej EBU, np. miedź i jej stopy, stale austenityczne, odznaczają się silnym umocnieniem ze względu na dużą zdolność dyslokacji do dysocjacji, co ogranicza proces zdrowienia dynamicznego i umożliwia rozpoczęcie rekrytalizacji dynamicznej.

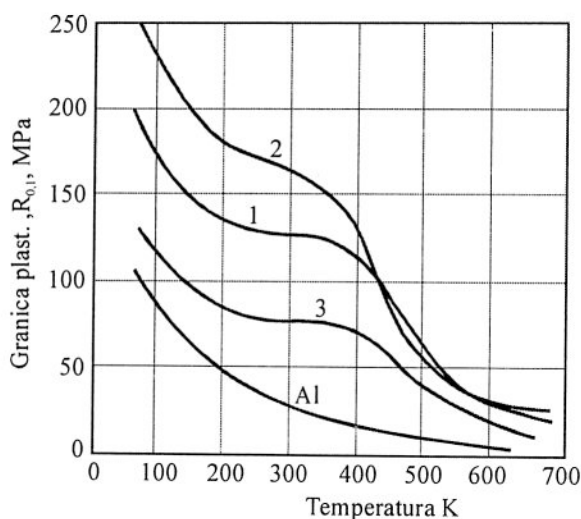
Maksymalna wartość naprężenia uplastyczniającego zwiększa się wraz z obniżeniem temperatury i wzrostem prędkości odkształcania. Następuje przy tym przesunięcie maksimum naprężenia uplastyczniającego w kierunku większych odkształceń. Istotny wpływ na umocnienie odkształceniowe metali, w tym także miedzi i jej stopów, wywierają dodatki stopowe. Zmieniają one stałe sprężystości, współczynniki dyfuzji, siły wiązań między atomami oraz EBU metali [3, 197, 277]. Pierwiastki stopowe, tworzące roztwory stałe, zwiększają wprawdzie wartość naprężenia uplastyczniającego, ale nie wpływają w istotny sposób na zmianę współczynnika umocnienia w początkowym zakresie odkształcania [15], co świadczy o pokrewnych mechanizmach umocnienia czystych metali i stopów będących roztworami stałymi. Wyrażniejszą zmianę współczynnika umocnienia obserwuje się dopiero w II stadium umocnienia, gdzie pierwiastki te utrudniają odkształcanie we wtórnych systemach poślizgu [199, 277]. Oddziaływanie pierwiastków stopowych na umocnienie stopów tłumaczy się ich wpływem na mechanizmy odkształcania [15, 29, 47, 277]. Zwiększenie granicy plastyczności roztworów stałych spowodowane jest nie tylko inną niż w czystych metalach strukturą dyslokacyjną, ale również wzajemnym oddziaływaniem atomów rozpuszczonych z dyslokacjami [15].

Pierwiastki domieszkowe, zajmujące luki tetraedryczne (H) lub oktaedryczne (N,O,C), powodują umocnienie metali lub stopów według innych mechanizmów aniżeli pierwiastki stopowe zajmujące w roztworze pozycje węzłowe lub tworzące koherentne i niekoherentne fazy międzymetaliczne. W dostatecznie niskich temperaturach umocnienie roztworów stałych jest związane z tworzeniem się wokół dyslokacji atmosfer Cottrella złożonych z atomów wodoru i prawdopodobnie atmosfer Suzuki. Umocnienie wynika także ze sprężystego oddziaływania dyslokacji i pól naprężeń wokół atomów obcych [277]. Zgodnie z teorią Motta–Nabarro zmodyfikowaną przez Friedla i Fleischera, umocnienie roztworów stałych nie jest głównie

spowodowane blokującym oddziaływaniem atmosfer obcych atomów, lecz raczej zwiększonym tarcie sieci, spowodowanym różnicą średnic atomów i modułów sprężystości postaciowej atomów pierwiastka rozpuszczonego i rozpuszczalnika. Nowe teorie umocnienia odkształceniowego uwzględniają, oprócz stężenia, także wpływ rozkładu atomów składnika rozpuszczonego na umocnienie odkształceniowe stopów.

Na wartość naprężenia uplastyczniającego mają również wpływ cząstki drugiej fazy występujące w stopie przed odkształceniem. Wpływ wydzielen na umocnienie stopu zależy od ich udziału objętościowego, wymiarów i sposobu rozmieszczenia, a także od wzajemnego oddziaływania cząstek z dyslokacjami osnowy. Podczas odkształcania plastycznego, stopu zawierającego cząstki drugiej fazy, dyslokacje osnowy mogą być przez te cząstki blokowane. Dyslokacje przechodzą przede wszystkim przez cząstki koherentne. Gdy w osnowie działa wiele systemów poślizgu, dyslokacje przechodzące przez cząstki drugiej fazy mogą doprowadzić do ich rozpuszczania. Sposób zachowania się wydzielen drugiej fazy warunkuje stopień umocnienia stopu.

Znaczący wpływ dodatków stopowych na proces umocnienia obserwuje się tylko w niższych temperaturach do około 0,4–0,5 temperatury homologicznej (rys. 2.2.1) [15].



Rys. 2.2.1. Wpływ temperatury na granicę plastyczności czystego Al oraz stopu Al – Cu zawierającego ok. 5% dużych cząstek (krzywa 1), ok. 5% małych cząstek (krzywa 2) bądź stanowiącego roztwór stały aluminium z miedzią (krzywa 3) [15]

Fig. 2.2.1. Effect of temperature on the yield stress of pure Al and Al – Cu alloy containing about 5% of coarse particles (curve 1), about 5% of fined particles (curves 2) and Al – Cu solid solution (curve 3) [15]

2.2.2. Zdrowienie

2.2.2.1. Zdrowienie dynamiczne

Wysokotemperaturowe zdrowienie dynamiczne jest aktywowanym cieplnie procesem anihilacji dyslokacji za pośrednictwem poślizgu poprzecznego i wspinania. Jak już wspomniano, zdrowienie dynamiczne prowadzi do zmniejszenia intensywności przyrostu naprężeń w drugim stadium umacniania się materiału. Odchylenie od prostoliniowego przebiegu $\sigma_p - \varepsilon$ w niższych temperaturach (rys. 2.1.1 – krzywa A) jest między innymi spowodowane tym procesem. Maksymalna wartość naprężenia nasycenia σ_{pn} (rys. 2.1.1) odpowiada stanowi równowagi między przyrostem gęstości dyslokacji zachodzącym w trakcie odkształcania plastycznego a ich ubytkiem w następstwie zdrowienia dynamicznego. Zdrowienie dynamiczne może być jedynym procesem odbudowy struktury materiału odkształcanego (rys. 2.1.1 – krzywa B) lub może występować wspólnie z rekrytalizacją dynamiczną (rys. 2.1.1 – krzywa C). Jeżeli zachodzi jedynie proces zdrowienia dynamicznego, to naprężenie nasycenia nie zmienia swojej wartości w zakresie znacznych odkształceń plastycznych i odpowiada ono naprężeniu ustalonego płynięcia plastycznego $\sigma_{pn} = \sigma_{ps}$.

Duże rozmiary ziaren i duża wartość parametru Zenera–Hollomona [331] prowadzą do przesunięcia wartości odkształcenia krytycznego ε_c w kierunku większych odkształceń, które w praktyce ze względu na wcześniejsze pękanie materiału, nie zawsze mogą być uzyskane. Tworzy się wtedy struktura komórkowa o energii zmagazynowanej mniejszej od wartości krytycznej koniecznej do wywołania rekrytalizacji dynamicznej. Powstająca w procesie zdrowienia dynamicznego komórkowa struktura dyslokacyjna zwiększa swoją doskonałość wraz ze wzrostem odkształcenia plastycznego [2]. W warunkach stałej temperatury i prędkości odkształcania rozmiary komórek w metalach o dużej EBU są stałe, gdyż nie ulega zmianie zasięg oddziaływania pól naprężeń dyslokacji w ściankach komórek dyslokacyjnych lub na granicach podziarn [197]. Dyslokacje poruszające się wewnątrz komórek mogą ulegać anihilacji z dyslokacjami generowanymi przez granice podziarn lub ściany komórek dyslokacyjnych [50]. Jeżeli podczas odkształcania powstają wydłużone podziarna, to w wyniku zachodzącej w czasie zdrowienia repoligonizacji przybierają one kształt równoosiowy o rozmiarach charakterystycznych dla danej temperatury i prędkości odkształcania [202, 224]. Repoligonizacja polega na powtarzających się po sobie procesach odplatania dyslokacji i ich ponownym porządkowaniu się w nowe podgranicie. Repoligonizacja tłumaczy fakt, iż równoosiowe podziarna utworzone przy mniejszych odkształceniach zachowują swój kształt i rozmiary w obszarze ustalonego płynięcia nawet przy bardzo dużym odkształceniu $\varepsilon = 40$ [197].

Tworząca się w wyniku odkształcenia plastycznego podstruktura jest zależna od liczby elementarnych zdarzeń aktywowanych cieplnie, przypadających na jednostkowe odkształcenie. W warunkach zapewniających większą liczbę elementarnych procesów zdrowienia, tj. z podwyższeniem temperatury i obniżeniem prędkości odkształca-

nia, obserwuje się wzrost rozmiarów podziaren i zmniejszenie gęstości dyslokacji w ich wnętrzu [200]. Rozmiary tych podziaren wskazują na zależność od parametru Zenera–Hollomona Z , czyli od skorygowanej prędkości odkształcania [197, 200, 261]. Parametr ten wpływa także na odkształcenie niezbędne do osiągnięcia stanu ustalonego płynięcia.

Istotny wpływ na przebieg zdrowienia dynamicznego mają pierwiastki stopowe w roztworze i cząstki drugiej fazy. Pierwiastki stopowe w roztworze zmniejszają prędkość zdrowienia, gdyż zmniejszają EBU. Wędrują one do dyslokacji, przez co utrudniają poślizg poprzeczny, wspinanie i rozplątywanie węzłów dyslokacyjnych. Dyspersyjne cząstki faz obcych stanowią barierę dla ruchu dyslokacji i działają stabilizująco na utworzoną podstrukturę. Mogą tym samym prowadzić do zmniejszenia rozmiarów podziaren i wzrostu naprężenia uplastyczniającego [68]. Zdecydowanie mniejszy wpływ na poziom naprężenia w zakresie stanu ustalonego płynięcia σ_{ps} mają cząstki skoagulowane.

2.2.2.2. Zdrowienie statyczne

Zdrowienie statyczne zachodzi w wyniku poślizgu poprzecznego, wspinania i anihilacji dyslokacji [197]. Prowadzi ono do stopniowego zmniejszenia naprężenia uplastyczniającego. Energia aktywacji zdrowienia statycznego zwykle odpowiada energii dyfuzji objętościowej. Charakteryzuje się ono tym, że rozpoczyna się natychmiast, bez okresu inkubacyjnego. Przebiega jednorodnie w całej masie materiału z coraz to mniejszą prędkością, ponieważ zmniejsza się siła napędowa w wyniku dążenia dyslokacji do zajmowania stanów o niższej energii. Przekształcenie podstruktury zachodzi przez przemieszczanie się dyslokacji z wnętrza komórek dyslokacyjnych w kierunku ich ścian, anihilację zbędnych dyslokacji w ścianach komórek i przegrupowanie dyslokacji w tych ścianach w bardziej uporządkowane układy. Prowadzi to do powstania podziarn, których rozrost zachodzi przez rozpad słabszych ścian w wyniku ruchu dyslokacji do bardziej stabilnych granic podziarn [197]. Prędkość przemieszczania się dyslokacji może być zwiększona w wyniku nałożenia niedużych naprężeń, które ułatwiają przegrupowania dyslokacji. Proces zdrowienia zostaje zahamowany przez proces rekrytalizacji. W wielu przypadkach zarodkowanie nowych ziaren jest całkowicie niezależne od procesu zdrowienia, w innych procesach rekrytalizacja może rozpocząć się dopiero po częściowym zdrowieniu. Zwiększenie gęstości dyslokacji wraz z odkształceniem oraz zmniejszenie komórek dyslokacyjnych w materiałach o małej energii błędów ułożenia powoduje przyspieszenie procesu rekrytalizacji [197].

2.2.3. Rekrytalizacja

2.2.3.1. Rekrytalizacja dynamiczna

Rekrytalizacja dynamiczna zachodzi podczas odkształcania plastycznego metali i stopów głównie, takich jak: Cu, Cu – Al, Cu – Zn, Ag, Ni, Ni – Fe, Co, Mg, γ – Fe, Pb, w których zdrowienie dynamiczne przebiega w ograniczonym zakresie (rys. 2.1.1 – krzywa C) [68, 62, 131, 139, 135, 150, 188, 198, 216, 278]. Proces rekrytalizacji dynamicznej zostaje zainicjowany po osiągnięciu odkształcenia krytycznego ε_c . Przyjmuje się, że wartość ε_c wynosi od 0,67 do 0,86 ε_p , tj. wartości odkształcenia odpowiadającej maksymalnemu naprężeniu uplastyczniającemu σ_{pp} [279]. Odkształcenie ε_p wyraża się wzorem [87, 94, 98, 99, 279]

$$\varepsilon_p = ND_0^c Z^a \quad (2.2.1)$$

Według Sellarsa [279] współczynnik c jest równy 0,5.

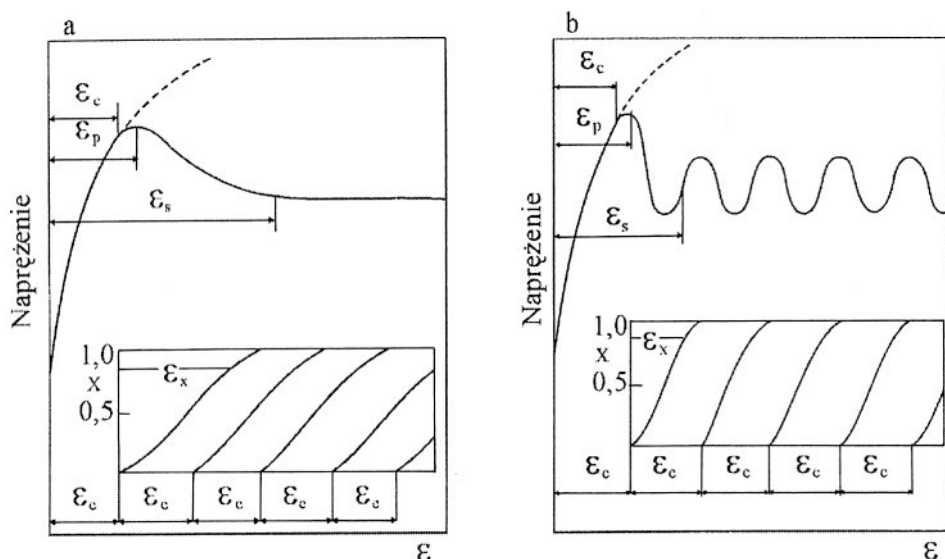
Początkowo zarodkowanie zachodzi w obszarze lokalizacji odkształceń, co ma często miejsce w otoczeniu granic ziaren, gdyż w tych obszarach w pierwszej kolejności osiąga się krytyczną wartość odkształcenia ε_c [118, 151, 188, 202, 256, 284]. W późniejszym okresie zarodkowanie rozwija się wewnątrz ziaren, w miejscach o większym niejednorodnym odkształceniu [265]. Zarodki rekrytalizacji dynamicznej mogą powstawać w wyniku koalescencji komórek dyslokacyjnych i podziaren utworzonych podczas zdrowienia dynamicznego [18, 278], lub przez wyrzuszanie starych granic ziaren. W drugim przypadku funkcję frontu rekrytalizacji przejmuje odcinek pierwotnej granicy szerokokątowej. Taki przebieg procesu zarodkowania dominuje przy dużych prędkościach i stosunkowo niskich temperaturach odkształcania, tj. w warunkach ograniczających przebieg procesów zdrowienia dynamicznego [225].

Utworzone zarodki nie rozrastają się aż do zetknięcia się z sąsiadami, jak jest w przypadku rekrytalizacji statycznej, ponieważ bardzo szybko osiągają stałe rozmiary określone warunkami odkształcania [19]. Zjawisko to przypisuje się dyslokacyjnej podstrukturze tworzącej się podczas odkształcania za frontem rekrytalizacji. Zmniejsza ona siłę napędową migracji frontów rekrytalizacji, a jednocześnie stwarza dogodne warunki przed frontem rekrytalizacji do tworzenia się nowych zarodków. Rekrytalizacja dynamiczna zachodzi więc przez ciągłe zarodkowanie i ograniczony wzrost zarodka, a nie przez ograniczone zarodkowanie i ciągły ich wzrost, jak jest w przypadku rekrytalizacji statycznej. Dlatego też, przy takim samym odkształceniu, rozmiary ziaren zrekrystalizowanych dynamicznie są znacznie mniejsze od uzyskanych w wyniku rekrytalizacji statycznej [18, 278]. Są one niezależne od rozmiarów ziaren materiału wyjściowego i stopnia odkształcenia, zależą natomiast

od temperatury, prędkości odkształcania i naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego σ_{ps} . Ziarna powstające podczas odkształcania na gorąco są bardzo stabilne [21].

Odształcenie krytyczne ε_c zmniejsza się wraz ze zmniejszeniem wartości parametru Zenera–Hollomona, a przy ustalonych parametrach obróbki plastycznej również ze zmniejszeniem rozmiarów ziaren [188,265]. Po przekroczeniu na krzywej $\sigma_p - \varepsilon$ wartości ε_c , pomimo zainicjowanego procesu rekrytalizacji dynamicznej, obserwuje się na ogół dalszy wzrost naprężenia uplastyczniającego, aż do momentu osiągnięcia odkształcenia ε_p . Wtedy to zmiękczenie wywołane procesami aktywowanymi cieplnie staje się większe od umocnienia spowodowanego odkształcaniem, a na krzywej $\sigma_p - \varepsilon$ pojawia się maksimum. Objętość frakcji zrekrystalizowanej w punkcie ε_p wynosi około 5%. Różnica między ε_p a ε_c zwiększa się ze wzrostem prędkości odkształcania i rozmiarami ziaren [257]. Dalszy wzrost odkształcenia intensyfikuje proces rekrytalizacji dynamicznej, co prowadzi do zmniejszenia naprężenia uplastyczniającego. Stąd też, za pomocą odkształcenia w przedziale od ε_c do ε_s można określić stopień zaawansowania rekrytalizacji dynamicznej wyrażony przez udział objętościowy frakcji zrekrystalizowanej w materiale odkształconym. Zwiększenie odkształceń ε_c i ε_s z obniżeniem temperatury odkształcania tłumaczy się tworzeniem i migracją frontów rekrytalizacji, które będąc procesami aktywowanymi cieplnie, zachodzą wolniej w niższej temperaturze. Podobnie tłumaczy się wpływ prędkości odkształcania [19]. Zależnie od wartości odkształcenia krytycznego ε_c i odkształcenia kumulowanego ε_x przebieg naprężenia uplastyczniającego może mieć charakter ciągły lub cykliczny (rys. 2.2.2). W niskich temperaturach i przy dużych prędkościach odkształcania, tj. gdy $\varepsilon_c < \varepsilon_x$, przebieg ten ma charakter ciągły (rys. 2.2.2a), natomiast w wyższej temperaturze i przy mniejszych prędkościach odkształcania, dla których $\varepsilon_c > \varepsilon_x$, ma charakter oscylacyjny (rys. 2.2.2b). Cykliczny przebieg naprężenia uplastyczniającego obserwuje się wtedy, gdy proces odbudowy struktury zostaje zakończony wcześniej, zanim obszary najwcześniej zrekrystalizowane osiągną odkształcenie krytyczne dla ponownej rekrytalizacji [188].

Coraz częściej w miejsce przedstawionego mechanicznego kryterium oscylacji naprężenia stosuje się kryterium strukturalne. Kryterium takie sprowadza się do stwierdzenia, że oscylacja naprężenia jest związana z rozmiarami ziaren i występuje wtedy, gdy rozmiary ziaren w materiale wyjściowym zrekrystalizowanym statycznie D_0 są mniejsze od dwukrotnej średnicy ziaren zrekrystalizowanych dynamicznie D_{red} [266]. Podane kryterium wskazuje również, że jeśli spełniony jest warunek $D_{red} < D_0 < 2D_{red}$, to oscylacji naprężenia towarzyszy nieznaczne rozdrobnienie ziaren.

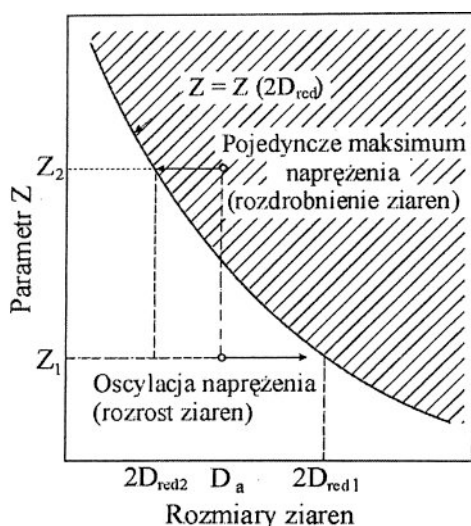


Rys. 2.2.2. Krzywe umocnienia o charakterze ciągłym (a) i cyklicznym (b) [188]
 Fig. 2.2.2. Stress – strain curves: (a) – without oscillation, (b) – with oscillation [188]

Ziarna powstałe w wyniku rekryształizacji dynamicznej w zakresie odkształceń stanu ustalonego płynięcia są równoosiowe, a ich rozmiary nie zależą od stopnia odkształcenia plastycznego [19, 23, 278]. Podobnie jak podziarna uzyskane w wyniku zdrowienia dynamicznego zależą od warunków odkształcania plastycznego, tj. temperatury i prędkości odkształcania, czyli od parametru Zenera–Hollomona. Parametr ten można powiązać z kryterium $D_0 < 2D_{red}$, uzyskując zależność przedstawioną na rys. 2.2.3. Jak wynika z tego rysunku, rozmiary ziaren uzyskane podczas rekryształizacji dynamicznej maleją z obniżeniem temperatury i ze wzrostem prędkości odkształcania [149, 266]. Obszar o pojedynczym maksimum naprężenia jest oddzielony od obszaru, w którym zachodzi oscylacja naprężenia krzywą $Z = Z(2D_{red})$. Jeżeli na przykład badania prowadzone są w warunkach określonych parametrem Z_1 , to niezależnie od rozmiarów ziarna wyjściowego D_0 ustala się końcowa wielkość ziaren dla ustalonego płynięcia plastycznego wynosząca D_{red1} . Rozrost ziaren i oscylacja naprężenia występuje wtedy, gdy ziarno wyjściowe D_0 jest małe i spełnia warunek $D_0 < 2D_{red1}$. Natomiast rozdrobnienie ziaren i brak oscylacji naprężenia występuje wtedy, gdy ziarno wyjściowe D_0 jest duże i zachodzi zależność $D_0 > 2D_{red1}$. Zmieniając warunki odkształcania, na przykład zwiększając parametr Zenera–Hollomona, można zmienić charakter krzywej umocnienia. Materiał o początkowej wielkości ziaren $D_0 = D_u$, który dla $Z = Z_1$ wykazywał oscylację naprężenia, po zwiększeniu Z do Z_2 odkształca się bez oscylacji. Przy dużych prędkościach odkształcania osiągnięcie stanu ustalonego płynięcia jest praktycznie niemożliwe, gdyż może następować znaczny wzrost temperatury próbki, spowodowany ciepłem wydzielającym się podczas odkształcania. Oscylacja naprężenia uplastyczniającego łączy się z okresową zmianą wielkości zia-

ren. Zaobserwowano, że amplituda zmian wielkości ziaren jest proporcjonalna do amplitudy oscylacji naprężenia [21].

Oslabienie jakie zachodzi podczas rekrytalizacji dynamicznej może być także wyjaśnione za pomocą modelu zastosowanego do opisu właściwości nadplastycznych materiałów [64]. Przy budowie tego modelu przyjęto założenie, że duże ziarna ulegające odkształceniu przez pełzanie dyslokacji ulegają rozdrobnieniu, podczas gdy drobne ziarna odkształcające się przez pełzanie dyfuzyjne zwiększają swoje rozmiary. Przy większych prędkościach odkształcania, jakim poddawane są materiały rekrytalizujące dynamicznie, mechanizm pełzania dyslokacji staje się mniej zależny od prędkości odkształcania, co prowadzi do lokalizacji odkształceń w obszarach o mniejszej czułości na prędkość odkształcania. Takimi obszarami są granice dużych ziaren, na których następuje zarodkowanie nowych, drobnych ziaren.



Rys. 2.2.3. Wpływ rozmiarów ziarna wyjściowego i warunków odkształcania (parametr Z) na położenie obszarów z pojedynczym maksimum naprężenia i z oscylacją naprężenia [266]

Fig. 2.2.3. Effect of initial grain size and conditions of deformation (the parameter Z) on the position of areas with single pick and with oscillation of stress [266]

Badanie zjawisk zachodzących podczas wysokotemperaturowego odkształcania jest bardzo trudne, ze względu na wysokie temperatury odkształcania oraz duże prędkości zachodzących procesów. Z tych powodów badania zmian struktury przeprowadzane są najczęściej w próbkach bardzo szybko schłodzonych po uzyskaniu różnych stopni odkształcenia. Jednakże w takich przypadkach w czasie samego oziębienia mogą w materiale przebiegać procesy zdrowienia i rekrytalizacji, które zmieniają strukturę materiału. Poza tym pewna objętość materiału podczas schładzania może ulec przemianom fazowym, co znacznie utrudnia badania.

Jak już wcześniej zaznaczono, cechą charakterystyczną rekrytalizacji dynamicznej jest niezależność rozmiarów zrekrystalizowanych ziaren od stopnia odkształcenia oraz od wyjściowej wielkości ziaren [135, 257, 265].

Do opisu wielkości ziaren zrekrystalizowanych dynamicznie są stosowane równania, które uzależniają ją od wartości naprężenia uplastyczniającego. Stosuje się dwa nieco odmienne podejścia. W pierwszym wielkość ziaren jest uzależniana bezpośrednio od naprężenia uplastyczniającego w postaci poniższej funkcji [68, 188, 256, 257, 265]

$$D_{red} = C(\sigma_{ps} - \sigma_{p0})^{-a} \quad (2.2.2)$$

Stała a dla stali przyjmuje wartości z przedziału 1,25–2,0.

W drugim przypadku wielkość ziaren uzależniona została od ilości zmagazynowanej energii określonej parametrem Zenera–Hollomona. Opisuje to funkcja [33, 73, 118, 135, 137, 176]

$$D_{red} = CZ^{-a} \quad (2.2.3)$$

Uwzględniając, że parametr Zenera–Hollomona wyraża się najczęściej funkcją Garafalo [61]

$$Z = \dot{\epsilon} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) = A[\sinh(\alpha\sigma_p)]^n \quad (2.2.4)$$

nie trudno zauważyć, że wielkość ziaren w równaniu (2.2.3) zależy również od naprężenia uplastyczniającego.

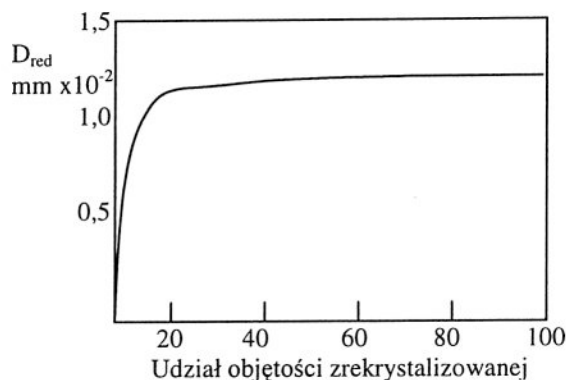
Wielkość podziaren w obszarze naprężenia nasycenia σ_{pn} materiałów o większej EBU, takich jak: stale ferrytyczne, aluminium i jego stopy, w których nie zachodzi rekrytalizacja dynamiczna, lecz jedynie proces intensywnego zdrowienia, można również uzależnić od naprężenia uplastyczniającego podobną zależnością jak w przypadku rekrytalizacji dynamicznej [314]

$$D_{rd} = C(\sigma_{pn} - \sigma_{p0})^{-1} \quad (2.2.5)$$

Do opisu wielkości podziaren można stosować także jej związek z parametrem Zenera–Hollomona o postaci

$$D_{rd} = C_1 + C_2 Z \quad (2.2.6)$$

Rekrytalizacja dynamiczna charakteryzuje się tym, że nawet przy jej małym zawansowaniu zrekrystalizujące ziarna bardzo szybko rosną, uzyskując końcowe stabilne rozmiary opisane równaniem (2.2.2) lub (2.2.3). Obrazuje to rys. 2.2.4, na którym przedstawiono wielkość ziaren w funkcji udziału zrekrystalizowanej dynamicznie objętości dla niklu w temperaturze 1153 K przy prędkości odkształcania $0,38 \text{ s}^{-1}$ [265]. W takim przypadku można przyjąć, że zrekrystalizowana objętość materiału charakteryzuje się stałą wielkością ziaren oraz że uśrednione rozmiary ziaren w całej objętości materiału zależą od kinetyki rekrytalizacji dynamicznej.



Rys. 2.2.4. Zależność między wielkością zrekrystalizowanych dynamicznie ziaren a udziałem zrekrystalizowanej objętości dla niklu w temperaturze 1153 K przy prędkości odkształcania 0.38 s^{-1} [265]
 Fig. 2.2.4. Correlation between dynamically recrystallized grain size and recrystallized fraction of nickel at 1153 K and $\dot{\epsilon} = 0.38 \text{ s}^{-1}$ [265]

Zmianę uśrednionej wielkości ziaren, zachodzącą podczas rekrytalizacji dynamicznej w zakresie odkształceń od ϵ_c do ϵ_s , można opisać równaniem [118]

$$D_{red}(t) = D_{red} + C_1 t \exp\left(\frac{-C_2}{T}\right) \quad (2.2.7)$$

Do opisu kinetyki rekrytalizacji dynamicznej stosuje się równanie Avramiego [118, 257, 278, 283]

$$X_{red} = 1 - \exp(-Kt^N) \quad (2.2.8)$$

Ponieważ rekrytalizacja dynamiczna rozpoczyna się z chwilą osiągnięcia odkształcenia krytycznego ϵ_c i cała objętość materiału w momencie zapoczątkowania stabilnego płynięcia plastycznego ϵ_s zostaje zrekrystalizowana, więc w miejsce czasu niezbędnego do zrekrystalizowania określonego ułamka objętości materiału można przyjąć odkształcenie zawarte w przedziale między ϵ_c a ϵ_s [68, 257]. Dla określonej prędkości odkształcania otrzymuje się wtedy zależność

$$X_{red} = 1 - \exp[-K_1(\epsilon - \epsilon_c)^N] \quad (2.2.9)$$

W równaniu tym stała K_1 jest związana ze stałą K z równania (2.2.8) zależnością $K_1 = K\dot{\epsilon}^{-N}$.

Inną nieco zależność do opisu kinetyki rekrytalizacji dynamicznej stosowano w pracach [176, 238]

$$X_{red} = 1 - \exp\left[-K\left(\frac{\epsilon - \epsilon_c}{\epsilon_p}\right)^N\right] \quad (2.2.10)$$

Wprowadzając w miejsce ϵ_p przedział odkształceń zawarty między odkształceniem początku ustalonego płynięcia plastycznego ϵ_s a odkształceniem krytycznym ϵ_c , moż-

na równanie (2.2.10) przedstawić w postaci uwzględniającej warunki brzegowe przebiegu rekrytalizacji dynamicznej [151, 152]

$$X_{\text{red}} = 1 - \exp \left[-K \left(\frac{\epsilon - \epsilon_c}{\epsilon_s - \epsilon_c} \right)^N \right] \quad (2.2.11)$$

Typowe krzywe kinetyki rekrytalizacji dynamicznej dla austenitycznej stali nierdzewnej przedstawiono na rys. 2.2.5 [257]. Jak wynika z tego rysunku, zwiększenie wielkości ziaren D_0 powoduje spowolnienie rekrytalizacji, natomiast nachylenie krzywych opisujących kinetykę jest w przybliżeniu niezależne od wielkości ziaren i mieści się w przedziale od 0,9 [30] do 1,3 [257, 317].

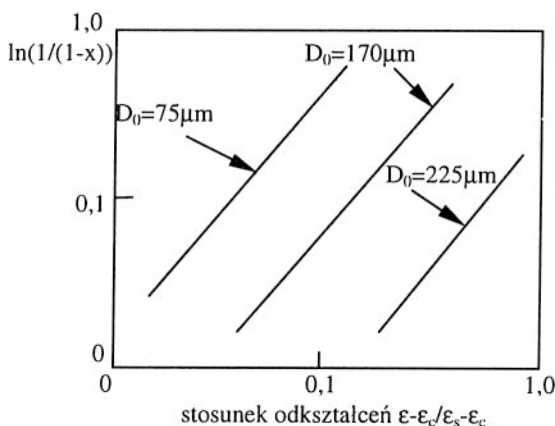
Oddziaływanie wielkości ziaren na kinetykę rekrytalizacji można opisać równaniem [257, 266]

$$X_{\text{red}} = 1 - \exp \left[\frac{-K}{D_0} (\epsilon - \epsilon_c)^N \right] \quad (2.2.13)$$

Po zróżniczkowaniu zależność ta przyjmuje postać

$$\frac{dX_{\text{red}}}{d\epsilon} = \frac{NK}{D_0} (\epsilon - \epsilon_c)^{N-1} [1 - X_{\text{red}}] \quad (2.2.14)$$

Oznacza to, że dla stałej wartości X_{red} wyrażenie $dX/[d\epsilon(\epsilon - \epsilon_c)^{N-1}]$ jest liniową funkcją D_0^{-1} . Zależność ta pozwala na zastosowanie metody najmniejszych kwadratów do obliczenia wartości parametru N . Kinetyka rekrytalizacji dynamicznej zależy także od energii aktywacji i poziomu naprężenia [34].



Rys. 2.2.5. Kinetyka rekrytalizacji dynamicznej stali nierdzewnej w temp. 1423 K przy prędkości odkształcania $0,5 \text{ s}^{-1}$ [257]

Fig. 2.2.5. Kinetics of dynamical recrystallization of stainless steel at 1423 K and strain rate of 0.5 s^{-1} [257]

Do opisu kinetyki rekrytalizacji dynamicznej stosowano także zmodyfikowane równania Cahn [29], przystosowując je do opisu zarodkowania na granicach ziaren i na czole frontu rekrytalizacji [257, 266]. W równaniu tym występują jednak takie wielkości, które bardzo trudno zweryfikować doświadczalnie.

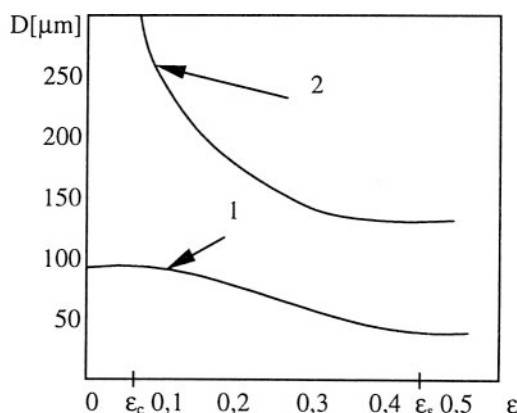
2.2.3.2. Rekrytalizacja postdynamiczna

Badania przedstawione w pracach [68, 135, 137, 260, 288] wykazały, że wielkość ziaren zrekrystalizowanych postdynamicznie D_{rem} jest nieco większa od ziaren zrekrystalizowanych dynamicznie D_{red} oraz że zależy ona od parametru Zenera–Hollomona i może być opisane podobnym równaniem jak w przypadku rekrytalizacji dynamicznej

$$D_{\text{rem}} = CZ^{-a} \quad (2.2.15)$$

Zależność (2.2.15) jest w pewnym sensie umowna, podczas bowiem rekrytalizacji postdynamicznej nie zachodzi proces odkształcania. Parametr Zenera–Hollomona jest w takim przypadku pojęciem wirtualnym, przy jego określaniu należy przyjąć prędkość odkształcania określoną dla rekrytalizacji dynamicznej. Wiąże się to z poruszoną wcześniej oddziaływaniem energii zgmagazynowanej w odkształcanym materiale na statyczne procesy osłabienia.

Na rysunku 2.2.6 zobrazowano zmianę średniej wielkości ziaren niklu w trakcie odkształcania spowodowaną rekrytalizacją dynamiczną i wielkości ziaren zrekrystalizowanych statycznie lub postdynamicznie w przerwach w procesie odkształcania.



Rys. 2.2.6. Średnia wielkość ziaren zrekrystalizowanych dynamicznie (krzywa 1) i wielkość ziaren zrekrystalizowanych statycznie lub postdynamicznie (krzywa 2) dla niklu w temperaturze 1050 K w zależności od odkształcenia [267]

Fig. 2.2.6. Average sizes of grains recrystallized dynamically (curve 1) and statically or postdynamically (curve 2) as a function of strain at 1050 K for nickel [267]

Krzywa 1 stanowi średnią arytmetyczną z wielkości ziaren wyjściowych i ziaren zrekrystalizowanych. Zmniejszenie rozmiarów ziaren w stosunku do ich rozmiarów wyjściowych świadczy o zapoczątkowaniu rekrytalizacji dynamicznej. Wielkość uśrednionych ziaren maleje wraz z odkształceniem w przedziale od ε_c do ε_s w wyniku zwiększenia się udziału objętościowego obszarów zrekrystalizowanych i po osiągnięciu stanu ustalonego płynięcia plastycznego nie zależy już od odkształcenia. Jest to w pracy [267] tłumaczone tym, że wzrost gęstości dyslokacji, podczas odkształcania w dynamicznie rekrytalizujących ziarnach, powoduje zmniejszenie siły napędowej ich wzrostu i gdy gęstość ta staje się porównywalna z gęstością dyslokacji w umocnionym materiale otaczającym strefy zrekrystalizowane następuje zahamowanie wzrostu zrekrystalizowanych ziaren.

Odmienny wpływ rekrytalizacji postdynamicznej na wielkość ziaren miedzi przedstawiono w pracy [226], gdzie stwierdzono, że ziarna zrekrystalizowane dynamicznie są większe od ziaren powstających w wyniku rekrytalizacji postdynamicznej. W pracy tej podano dwie różne hipotezy wyjaśniające takie zmiany wielkości ziaren, lecz obie wymagają dalszych badań dla ich potwierdzenia.

Uwzględniając kinetykę procesu rekrytalizacji postdynamicznej zmianę uśrednionej wielkości ziaren $D_{rem}(t)$ zachodzącą podczas tego procesu opisuje się zależnością, z której wynika, że wielkość ta jest liniowo zależna od objętości zrekrystalizowanej postdynamicznie [135, 176]

$$D_{rem}(t) = D_{red} + (D_{rem} - D_{red})X_{rem} \quad (2.2.16)$$

Kinetykę rekrytalizacji postdynamicznej można opisać równaniem podobnym do stosowanego dla wyrażenia kinetyki rekrytalizacji statycznej [135]

$$X_{rem} = 1 - \exp \left[-K \left(\frac{t}{t_{rem0,5}} \right)^N \right] \quad (2.2.17)$$

Do opisu czasu połowy rekrytalizacji postdynamicznej $t_{rem0,5}$ stosowane są różne zależności. W pracy [238] jest to

$$t_{rem0,5} = AZ^a \exp \left(\frac{Q_{rem}}{RT} \right) \quad (2.2.18)$$

natomiast w pracy [135]

$$t_{rem0,5} = A\varepsilon^{-n} \dot{\varepsilon}^{-m} D_{red} \exp \left(\frac{Q_{rem}}{RT} \right) \quad (2.2.19)$$

Obie te zależności budzą pewne zastrzeżenia. W pierwszej energia aktywacji jest podwójnie eksponowana w formie jawnej i ukrytej w parametrze Z , w drugiej zależności występuje odkształcenie, które w procesach postdynamicznych jest równe zero, należy je więc odnieść do momentu zakończenia rekrytalizacji dynamicznej. Takie

rozbieżności mogą wynikać z trudności zbadania rekrytalizacji postdynamicznej ze względu na jej szybki przebieg, brak okresu inkubacji i konieczność oddzielenia jej od rekrytalizacji dynamicznej.

2.2.3.3. Rekrytalizacja statyczna

Po przerwaniu odkształcenia w zakresie odkształceń przekraczających ϵ_{rs} w materiałach zachodzi rekrytalizacja statyczna. Zrekrytalizowane ziarna można łatwo zidentyfikować ponieważ mają mniejszą wielkość i gładze granice ziaren od ziaren odkształconych. Zarodki rekrytalizacji statycznej po odkształceniu na zimno są rozłożone dość równomiernie w zdeformowanej strukturze, natomiast po odkształceniu na gorąco początkowo powstają na granicach pierwotnych ziaren, a w przypadku gruboziarnistej struktury wyjściowej także częściowo wewnątrz nich, w miejscach śpiętrzenia odkształceń, takich jak granice bliźniaków, pasma poślizgów. Okres inkubacji rekrytalizacji statycznej jest dość długi. Jest ona wyraźnie ograniczona zachodzącym procesem zdrowienia statycznego, który zmniejsza siłę napędową procesu rekrytalizacji statycznej. Taki przebieg rekrytalizacji statycznej był obserwowany przez wielu badaczy [11, 45, 67, 137, 325].

Do opisu wielkości zrekrytalizowanych statycznie ziaren stosuje się różne fenomenologiczne zależności. Można je podzielić na kilka grup:

- uzależniające wielkość zrekrytalizowanych ziaren od warunków odkształcania obejmujących: temperaturę, prędkość i stopień odkształcenia, od rozmiarów ziaren wyjściowych oraz od energii aktywacji rekrytalizacji [37, 38, 73, 153, 176]

$$D_{res} = C_1 D_0^c \epsilon^{-n} \dot{\epsilon}^{-m} \exp \frac{-C_2 Q_{res}}{RT} \quad (2.2.20)$$

przy czym wartość c zmienia się od 0,375 do 2,

- uzależniające wielkość zrekrytalizowanych ziaren od warunków odkształcania określonych parametrem Zenera–Hollomona i od stopnia odkształcenia oraz od rozmiarów ziaren wyjściowych [284]

$$D_{res} = C_1 D_0^{0,5} \epsilon^{-1} \left(C_2 \ln \frac{Z}{C_3} \right)^{-a} \quad (2.2.21)$$

bądź w postaci [5, 313]

$$D_{res} = C D_0^c \epsilon^{-n} Z^{-a} \quad (2.2.22)$$

przy czym c przyjmuje wartości 0,5 bądź 1,

- uzależniające wielkość zrekrytalizowanych ziaren od warunków odkształcania obejmujących: temperaturę i stopień odkształcenia, od rozmiarów ziaren wyjściowych oraz od energii aktywacji rekrytalizacji statycznej [137, 258]

$$D_{\text{res}} = C_1 + C_2 D_0^c \varepsilon^{-n} \exp\left(\frac{-Q_{\text{res}}}{RT}\right) \quad (2.2.23)$$

wartość c zmienia się od 0,4 do 0,5, w pracy [258] stała C_2 nie występuje,

- opisujące wielkość zrekrytalizowanych ziaren dla ściśle wybranych stali, uzależniając je jedynie od odkształcenia i rozmiarów ziaren wyjściowych [327]

$$D_{\text{res}} = C_1 \left\{ \frac{C_2}{\pi D_0} [C_3 \exp \varepsilon + C_4 \exp(-\varepsilon) + C_5 \exp(-3\varepsilon)] \right\}^a \quad (2.2.24)$$

W czasie procesu rekrytalizacji statycznej w materiale istnieją pierwotne niezrekrytalizowane ziarna oraz ziarna zrekrytalizowane, o ich wzajemnym udziale decyduje kinetyka rekrytalizacji. Biorąc pod uwagę oba te rodzaje ziaren, zmianę uśrednionej ich wielkości $D_{\text{res}}(t)$ w czasie rekrytalizacji statycznej można opisać równaniem [16, 38, 175, 176]

$$D_{\text{res}}(t) = D_{\text{res}} X_{\text{res}}^{4/3} + (1 - X_{\text{res}})^2 D_0 \quad (2.2.25)$$

Do opisu kinetyki rekrytalizacji statycznej X_{res} stosowane jest zwykle typowe równanie Avramiego o postaci [11, 313, 315]

$$X_{\text{res}} = 1 - \exp(-Kt^N) \quad (2.2.26)$$

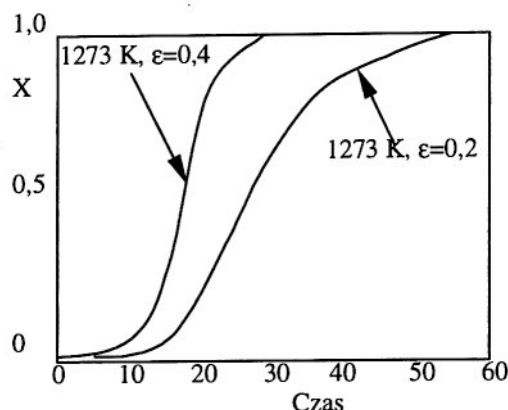
Po uwzględnianiu czasu, po którym połowa objętości materiału ulega rekrytalizacji statycznej $t_{\text{res}0,5}$, równanie (2.2.26) można przedstawić w postaci [38, 73, 169, 295]

$$X_{\text{res}} = 1 - \exp\left[-K\left(\frac{t}{t_{\text{res}0,5}}\right)^N\right] \quad (2.2.27)$$

Do określenia czasu zajścia połowicznej rekrytalizacji statycznej stosuje się różne zależności. W pracy [295] dla stopowych stali z wanadem czas ten określono wyrażeniem

$$t_{\text{res}0,5} = A \varepsilon^{-n} D_0^2 \exp\left(\frac{Q_{\text{res}}}{RT}\right) \quad (2.2.28)$$

Typowe krzywe kinetyki rekrytalizacji statycznej przedstawiono na rysunku 2.2.7.



Rys. 2.2.7. Wpływ odkształcenia na kinetykę rekryształizacji statycznej stali nierdzewnej typu 316N o początkowej wielkości ziaren $60\ \mu\text{m}$ [317]

Fig. 2.2.7. Effect of strain on recrystallization kinetics of 316N stainless steel with initial grain size of $60\ \mu\text{m}$ [317]

W wyrażeniu (2.2.28) nie występuje prędkość odkształcenia, która wpływając na ilość energii zgromadzonej w materiale, oddziałuje tym samym na kinetykę rekryształizacji statycznej. Prędkość odkształcenia można uwzględnić przez wprowadzenie do wyrażenia określającego $t_{\text{res}0,5}$ parametr Zenera–Hollomona [284]

$$t_{\text{res}0,5} = A\epsilon^{-n}Z^{-a}D_0^2 \exp\left(\frac{Q_{\text{res}}}{RT}\right) \quad (2.2.29)$$

bądź bezpośrednio prędkość odkształcenia [38, 175, 176]

$$t_{\text{res}0,5} = A\epsilon^{-n}\dot{\epsilon}^{-m}D_0^{-c} \exp\left(\frac{Q_{\text{res}}}{RT}\right) \quad (2.2.30)$$

Stała a w równaniu (2.2.29) dla austenitu przyjmuje wartość 0,375 [284].

Jeżeli w czasie odkształcenia w materiale nie zachodzi rekryształizacja dynamiczna, to do opisu $t_{\text{res}0,5}$ stali niskowęglowych o stałej wielkości ziaren wyjściowych 4–5 ASTM odkształcanych w obszarze austenitu można zastosować inną funkcję, która nie zależy od prędkości odkształcenia [210].

$$t_{\text{res}0,5} = A\epsilon^{-n} \exp\left(\frac{Q_{\text{res}}}{RT}\right) \quad (2.2.31)$$

Jeszcze inne równanie stosowano w pracach [38, 73, 176, 238]

$$t_{\text{res}0,5} = A\epsilon^{-n}\dot{\epsilon}^{-m}D_0^{-c} \quad (2.2.32)$$

Stała c mieści się w granicach od 0,14 do 0,2. Współczynniki A i n określone są w pracy [238] następującymi zależnościami

$$A = c \exp\left(\frac{Q_{\text{res}}}{RT}\right) \quad (2.2.33)$$

$$n = c_1 D_0^{c_2} \quad (2.2.34)$$

Jak wynika z przedstawionego przeglądu literatury do opisu wielkości zrekrystalizowanych statycznie ziaren, kinetyki rekrytalizacji statycznej i czasu zajścia połowicznej rekrytalizacji statycznej są stosowane różne zależności, uwzględniające nieco odmienne parametry opisujące warunki odkształcania i właściwości materiałów.

2.2.4. Energia zmagazynowana

Jeżeli procesy zdrowienia i rekrytalizacji zostaną zatrzymane wskutek zmiany warunków odkształcania, to w materiale zostaje zgromadzona energia odkształcenia plastycznego. Ilość tej energii zależy od rodzaju materiału, temperatury, prędkości i stopnia odkształcenia [255]. Energia ta jest proporcjonalna do tzw. odkształcenia resztkowego ε_{re} , które zostaje zmagazynowane w materiale w wyniku niedokończenia procesów zdrowienia i rekrytalizacji. W przypadku zdrowienia wyraża się ono zależnością [206, 275]

$$\varepsilon_{re} = [1 - X_{rd}] \varepsilon_k \quad (2.2.35)$$

gdy natomiast w czasie odkształcania rekrytalizacja dynamiczna nie jest zakończona i następnie zachodzą procesy rekrytalizacji statycznej i postdynamicznej opisuje je równanie

$$\varepsilon_{re} = [1 - X_{\text{rem+res}}(1 - X_{\text{red}}) - X_{\text{red}}] \varepsilon_k \quad (2.2.36)$$

Odkształcenie resztkowe odgrywa istotną rolę w sekwencyjnych procesach walcowania czy kucia. Jeśli proces rekrytalizacji zostanie spowolniony w stopniu uniemożliwiającym jego całkowite zajście w przerwie między kolejnymi operacjami, to zgromadzone w materiale odkształcenie resztkowe dodaje się do odkształcenia w kolejnej operacji. Odkształcenie resztkowe w takim przypadku wyraża się zależnością [73, 175, 176, 230]

$$\varepsilon_{re} = [1 - X_{\text{res}}] \varepsilon_k \quad (2.2.37)$$

W równaniach tych ε_k jest odkształceniem zachodzącym w danej operacji.

Określenie rzeczywistej ilości energii zmagazynowanej w postaci zależności matematycznej nie jest proste, wymaga to wykonania szczegółowych badań. Można takiej funkcji poszukiwać uzależniając energię zmagazynowaną w określonym materiale od odkształcenia resztkowego oraz od prędkości i temperatury odkształcania, można też uzależnić ją od parametru Zenera–Hollomona.

2.2.5. Rozrost ziaren

Po zakończonym procesie rekrytalizacji statycznej, dynamicznej czy postdynamicznej, jeżeli materiał znajduje się nadal w podwyższonej temperaturze, następuje rozrost ziaren. Cechą charakterystyczną tego procesu jest stosunkowo szybki wzrost wielkości ziaren w początkowym okresie, po którym następuje wyraźne zwolnienie tego wzrostu. Do opisu rozrostu ziaren stosuje się różne równania.

Rozrost ziaren jest procesem aktywowanym cieplnie, w którym energia aktywacji rozrostu ziaren odgrywa istotną rolę. Równanie opisujące rozrost ziaren austenitu, uwzględniające tę energię stosowano w pracach [73, 280, 284] w postaci

$$D_{roz} = \left[D_{t=0}^c + Ct \exp\left(\frac{-Q_{roz}}{RT}\right) \right]^{\frac{1}{c}} \quad (2.2.38)$$

Dla stali węglowo-manganowych $c = 10$ [284].

Kuziak i Pietrzyk [175] proponują do modelowania rozrostu ziaren zrekrystalizowanych stosowanie klasycznego równania parabolicznego pierwotnie opracowanego do opisu rozrostu ziaren austenitu w stalach nie poddanych odkształceniu [246], pod warunkiem wprowadzenia dwóch zależności, jednej do opisu początkowego szybkiego rozrostu ziaren i drugiej do opisu końcowego powolnego wzrostu ziaren. Wykazano także, że taki sposób opisu rozrostu ziaren jest poprawny dla stali z mikrododatkiem wanadu [175].

Rozrost ziaren można wyrazić innym równaniem, przy założeniu, że: promień krzywizny granic ziaren jest proporcjonalny do ich wielkości D_{roz} , prędkość ruchu granic ziaren jest proporcjonalna do odwrotności ich promienia krzywizny oraz energia granic ziaren jest stała. Wtedy otrzymuje się zależność [20, 230, 295]

$$\frac{dD_{roz}}{dt} = \frac{C}{D_{roz}} \quad (2.2.39)$$

Stała C zależy od temperatury i energii granic ziaren. Według Siweckiego [295] stała ta dla stali węglowo-manganowych wyraża się wzorem

$$\log C = B_1 - \frac{B_2}{T} \quad (2.2.40)$$

Po scałkowaniu wyrażenie (2.2.39) przyjmuje postać

$$D_{roz} = \left(D_{t=0}^2 + 2Ct \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2.41)$$

Biorąc pod uwagę dwa różne okresy prędkości rozrostu ziaren, można dla nich zastosować nieco odmienne zależności. Dla okresu początkowego szybkiego wzrostu, zachodzącego w czasie mniejszym od tzw. czasu przełomowego t_{bp} , stosuje się zależność [258]

$$D^2 = D_{t=0} + t \cdot 10^{\left(\frac{B_1 - B_2}{T}\right)} \quad (2.2.42)$$

i dla okresu powolnego wzrostu, po czasie większym od czasu przełomowego $t > t_{bp}$

$$D^2 = D_{t \geq t_{bp}} + t \cdot 10^{\left(\frac{B_1 - B_2}{T}\right)} \quad (2.2.43)$$

Dla stali węglowo-manganowych czas ten wynosi około 20 s.

2.2.6. Opis procesów umocnienia i osłabienia za pomocą parametrów stanu wewnętrznego

Przedstawione we wcześniejszych rozdziałach procesy można opisać, posługując się parametrami stanu wewnętrznego materiału [5, 28, 52, 86, 87, 195, 196, 232, 234, 246, 268, 269]. W różnych pracach stan wewnętrzny materiału opisuje się na ogół za pomocą różnych parametrów. Najczęściej są to: gęstość dyslokacji, udział zrekrystalizowanej objętości, wielkość ziaren lub podziaren, naprężenie stanu wewnętrznego, prędkość ewolucji stanu wewnętrznego, energia błędu ułożenia.

W większości prac przyjmuje się, że stan wewnętrzny materiału określa gęstość i rozwój populacji dyslokacji. Rozwój populacji dyslokacji można opisać równaniem [268, 269]

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = \frac{1}{bl} - \frac{2}{\varepsilon} M_d E_d \rho^2 \quad (2.2.44)$$

bądź [24]

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = \frac{1}{bl} - \rho k \exp\left(\frac{Q_s}{RT}\right) \quad (2.2.45)$$

Stan wewnętrzny jest uzależniony od atermicznej akumulacji dyslokacji swobodnych, które po przebyciu drogi odpowiadającej drodze swobodnej ulegają zablokowaniu, określonej pierwszym członem prawej strony równań (2.2.44) i (2.2.45), oraz od anihilacji dyslokacji wywołanej procesem zdrowienia opisanej drugim członem tych równań. Oddziaływanie zdrowienia może być proporcjonalne do kwadratu gęstości dyslokacji w równaniu (2.2.44) lub do gęstości dyslokacji w zależności (2.2.45). Do opisu ewolucji gęstości dyslokacji mogą być stosowane także inne zależności [5, 127].

Gdy oprócz zdrowienia zachodzi proces rekrytalizacji dynamicznej, przedstawiony model zostaje poszerzony o kinetykę rekrytalizacji i ewolucję wielkości ziaren [233, 234, 238, 246]. W pracach tych są rozważane trzy wersje takiego opisu stanu wewnętrznego: najbardziej złożony model uwzględniający funkcję rozkładu prawdopodobieństwa gęstości dyslokacji, uproszczony model zakładający średnią gęstość

dyslokacji oraz najprostszy model opierający się na konwencjonalnym opisie procesów zachodzących podczas i po rekrytalizacji.

W celu uwzględnienia złożonych zjawisk mikrostrukturalnych zamiast posługiwania się średnią wartością gęstości dyslokacji w pracach [233, 234, 246] przyjęto funkcję rozkładu prawdopodobieństwa gęstości dyslokacji $G(\rho, t)$ zaproponowaną przez Sandstroma i Langeborga [268, 269], zdefiniowaną jako ułamek objętości o gęstości w przedziale $< \rho, \rho + d\rho >$. W konsekwencji otrzymano różniczkowe równanie opisujące rozwój dyslokacji o postaci [233, 234]

$$\frac{dG(\rho, t)}{dt} = \phi(d\varepsilon) - g(\varepsilon) - \frac{v_s \gamma_m}{D} m_g E_d \rho G(\rho, t) \quad (2.2.46)$$

gdzie: $\phi(d\varepsilon) = \frac{\dot{\varepsilon}}{bl}$ – atermiczne umocnienie, $g(\varepsilon) = M_d \rho$ – termicznie aktywowane osłabienie wywołane zdrowieniem, $v_s \gamma_m D^{-1} m_g E_d \rho G(\rho, t)$ – termicznie aktywowane osłabienie związane z rekrytalizacją.

Udział migrującej części granicy ziaren γ_m opisuje równanie [256]

$$\gamma_m = (0,1 + X)^{q_1} (1 - X) \left(\frac{\rho}{\rho_{cr}} \right)^{q_2} \quad (2.2.47)$$

Krytyczną gęstość dyslokacji w stalach węglowych można opisać równaniem [256]

$$\rho_{cr} = \left(\dot{\varepsilon} \frac{16 E_g}{3 b m_g d_s E_d^2} \right)^{0,33} \quad (2.2.48)$$

lub w formie uproszczonej

$$\rho_{cr} = \frac{8 E_g}{E_d d_s} \quad (2.2.49)$$

W obu tych równaniach d_s jest traktowana w pracy [188] jako średnica podziaren, natomiast w pracy [268] jako średnica komórek dyslokacyjnych. Średnicę tę można opisać zależnością [256]

$$d_s = \frac{K_d}{Z^q} \quad (2.2.50)$$

Równanie (2.2.46) jest rozwiązywane numerycznie łącznie z równaniami opisującymi kinetykę rekrytalizacji i ewolucję wielkości ziaren. Kinetyka rekrytalizacji jest proporcjonalna do prędkości ruchu granic ziaren i do udziału migrującej ich części

$$\frac{dX}{dt} = \frac{v_s \gamma_m}{D} m_g E_d \rho G(\rho, T) \quad (2.2.51)$$

Ewolucję wielkości ziaren opisuje równanie

$$\frac{dD}{dt} = \frac{m_g E_g}{D} - D \frac{dX}{dt} \ln N_z \quad (2.2.52)$$

Pierwszy człon po prawej stronie równania opisuje rozrost ziaren, a drugi ich rozdrobnienie w wyniku rekrytalizacji.

Liczbę zrekrystalizowanych ziaren N_z przypadającą na ziarno przed rekrytalizacją można przedstawić w postaci

$$N_z = 4\gamma_m \left(\frac{D}{d_s} \right)^2 \quad (2.2.53)$$

Ruchliwość granic ziaren m_g i współczynnik samodyfuzji M_d są uzależnione od temperatury równaniami:

$$m_g = m_{g0} \exp\left(\frac{-Q_m}{RT}\right) \quad (2.2.54)$$

$$M_d = M_{d0} \exp\left(\frac{-Q_{zd}}{RT}\right) \quad (2.2.55)$$

W przedstawionych modelach podstawową trudnością jest wyznaczenie odpowiednich współczynników w równaniach, tak aby opisywały one poprawnie zachodzące procesy, bez konieczności dzielenia ich na różne rodzaje zdrowienia czy rekrytalizacji. Do ich wyznaczania stosuje się metodę *inverse* [174, 192]. Główną zaletą modeli opartych na parametrach stanu wewnętrznego materiału jest możliwość uwzględnienia historii odkształcenia.

2.2.7. Zależności między parametrami struktury a właściwościami mechanicznymi materiałów

Końcowe właściwości mechaniczne wyrobów kształtowanych plastycznie, litych i kompozytowych zależą od ich struktury. Do opisu zależności między parametrami mikrostruktury a właściwościami mechanicznymi materiałów stosuje się różne zależności. Najbardziej rozwinięte zależności odnoszą się do stali. Uwzględniają one skład chemiczny stali, skład strukturalny, przemiany fazowe i rozmiary ziaren [37, 66, 79, 175]. Dla innych materiałów nie istnieją tak rozbudowane zależności między właściwościami mechanicznymi a parametrami struktury. Najczęściej naprężenie uplastyczniające materiałów o strukturach krystalicznych A1, A2 i A3 po obróbce plastycznej na zimno i następnie zdrowieniu, po rekrytalizacji, po obróbce plastycznej na gorąco oraz naprężenie pełzania opisuje się zależnością Halla–Petcha [9, 223]

$$\sigma_p = \sigma_0 + k_s d_s^{-1/2} \quad (2.2.56)$$

W równaniu d_s – średnica ziaren, jeśli brak wyraźnej substruktury lub średnica podziaren, gdy jest wyraźna substruktura, σ_0 – naprężenie uplastyczniające materiału polikrystalicznego o nieskończenie dużych ziarnach, określane też jako naprężenie tarcia dyslokacji zależne od temperatury, prędkości odkształcania oraz sieci krystalicznej, k_s – współczynnik zależny od rodzaju materiału, temperatury i prędkości odkształcania.

Człon $k_s d_s^{-1/2}$ jest też określany jako składowa atermiczna naprężenia uplastyczniającego i utożsamiany jest z wartością naprężenia wewnętrznego [330].

W pracach [189, 190] wykazano, że naprężenie tarcia dyslokacji dokładniej opisuje poniższa zależność aniżeli proste sumowanie poszczególnych składników

$$\sigma_0 = \left[(\sigma'_0 + \sigma'_{ss} + \sigma'_p + \sigma'_{sg} + \sigma'_t + \sigma'_g)^2 + (\sigma'_d)^2 \right]^{1/2} \quad (2.2.57)$$

przy czym σ'_0 – dziedziczne naprężenie tarcia czystego ferrytu, σ'_{ss} – umocnienie roztworu stałego, σ'_p – umocnienie wydzieleniowe, σ'_{sg} – nieokreślone umocnienie wywołane głównie umocnieniem podziaren, σ'_t – umocnienie teksturą, σ'_g – umocnienie lasem dyslokacji, σ'_d – umocnienie związane z rozmiarami ziaren i z współczynnikiem k_s .

Do określania naprężenia uplastyczniającego materiałów o średniej i wysokiej energii błędów ułożenia stosuje się zmodyfikowane równanie Halla–Petcha, w którym naprężenie jest wyrażone zależnością [294]

$$\sigma_p = \sigma_0 + k_s d_s^{-1} \quad (2.2.58)$$

Wytrzymałość podgranic ziaren takich materiałów jest zbliżona do wytrzymałości granic szerokokątowych, co oznacza, że zdolności podgranic i granic ziaren do hamowania ruchu dyslokacji oraz poślizgu poprzecznego są podobne. Takie podobieństwo wydaje się nieco wątpliwe, ponieważ poślizgi przechodzą poprzez granice ziaren wtedy, gdy płaszczyzny poślizgu w obu sąsiednich ziarnach mają zbliżoną orientację [178]. Taka mała dezorientacja występuje między podziarnami w materiale po zdrowieniu, między ziarnami natomiast, gdy mają granice szerokokątowe, istnieje znacznie większa dezorientacja.

W wyższych temperaturach i przy mniejszej prędkości odkształcania powstają duże podziarna o regularnych ścianach [199, 200]. Granice takich podziarn wykazują zwiększoną zdolność do utrudniania ruchu dyslokacji, w takich przypadkach zależność Halla–Petcha została zmodyfikowana do postaci [1]

$$\sigma_p = \sigma_0 + k'_s d_s^{-(p+1/2)} \quad (2.2.59)$$

Człon $k'_s d_s^{-(p+1/2)}$ oznacza zwiększenie wytrzymałości podgranic zachodzące wraz ze zmniejszeniem podziaren. Wartość współczynnika $p + 1/2$, np. dla aluminium, żelaza, cyrkonu jest bliska jedności [1], dla innych materiałów natomiast może zmieniać się w nieco szerszym zakresie [43]. Wpływ prędkości odkształcania miedzi M1E i aluminium AR1 na zależność Halla-Petcha przedstawiono w pracy [143].

Umocnienie związane z wielkością ziaren można obserwować także w podwyższonych temperaturach i może ono być opisane równaniem Halla-Petcha o postaci [225]

$$\sigma = \sigma_0(T, \dot{\epsilon}) + [a(T) + b(T) \ln \dot{\epsilon}] d_s^{-1/2} \quad (2.2.60)$$

Człon $[a(T) + b(T) \ln \dot{\epsilon}]$, opisujący umocnienie wywołane obecnością granic ziaren, zawiera składnik atermiczny i termiczny. Parametry a i b są zależne od temperatury przez moduł sprężystości postaciowej, a $\sigma_0(T, \dot{\epsilon})$ jest granicą plastyczności pojedynczego kryształu.

Reasumując przedstawiony przegląd zjawisk zachodzących podczas odkształcania, można stwierdzić, że dla stali, szczególnie odkształcanych w obszarze austenitu, zostały opracowane zależności pozwalające na poprawne opisanie rozwoju struktury podczas odkształcania, brakuje natomiast takich zależności dla metali nieżelaznych. Uzyskanie pożądanej struktury wymaga uwzględnienia czynników wpływających na jej powstawanie. Czasami nieprawidłowa struktura ujawnia się dopiero po obróbce cieplnej, pojawiają się wtedy takie wady, jak: gruboziarnista otoczka w wyrobach wyciskanych, czy gruboziarniste strefy w odkuwkach. W takim przypadku istotną rolę odgrywa nadmierna ilość energii zmagazynowanej w materiale, występuje to wtedy, gdy procesy osłabienia dynamicznego i statycznego nie są zakończone [255].

W ostatnich latach do przewidywania właściwości wyrobów, zależnych od dynamicznych i statycznych procesów zachodzących podczas i po odkształceniu, stosuje się opracowane modele w metodzie elementów skończonych oraz udoskonala się je przez wprowadzenie do nich dodatkowych elementów [198, 231, 234, 237, 244, 281]. Właściwości materiału po zakończonym procesie odkształcania uzależnia się przede wszystkim od wielkości ziaren i od warunków odkształcania obejmujących zwłaszcza prędkość i temperaturę odkształcania.

Do modelowania ewolucji mikrostruktury stosuje się najczęściej modele termomechaniczne opracowane przez Pietrzyka i jego współpracowników [69–75, 154, 174–177, 229–247]. Oparte są one na zmodyfikowanych równaniach podanych w postaci zamkniętej przez Sellarsa [280, 284] i Siweckiego [295], które opisują udział objętości zrekrystalizowanej austenitu, czas konieczny do 50% i 95% rekrytalizacji, zrekrystalizowaną wielkość ziaren i rozrost ziaren po odkształceniu oraz na zaproponowanej przez Sandstroma i Langeborga [268, 269] funkcji rozkładu prawdopodobieństwa gęstości dyslokacji. Modele te odnoszą się przede wszystkim do stali.

2.3. Modele opisujące naprężenie uplastyczniające

2.3.1. Ogólna charakterystyka modeli

Modele opisujące zachowanie się materiałów można opracowywać na różnym poziomie uogólnienia. Tradycyjna metoda polega na opracowywaniu zależności naprężenie uplastyczniające–odkształcenie w formie graficznej lub numerycznej. Jest to metoda najpewniejsza, jednak możliwości wykorzystania uzyskanych wyników są ograniczone do warunków, dla których zostały wyznaczone. Powszechniejszą staje się metoda aproksymowania wyników doświadczeń za pomocą bardziej lub mniej złożonych funkcji [120, 207, 237]. Wadą tej metody są często bardzo złożone postacie funkcji i błędy wynikające z niepełnego ich dopasowania do przebiegów rzeczywistych, oraz podobnie jak poprzednio, ograniczony zakres ich stosowania.

Najbardziej uniwersalną metodą jest budowanie modeli opartych na zjawiskach fizycznych zachodzących w materiale podczas i po odkształceniu. Pomimo że powstała już pewna liczba takich modeli, to jednak ich dokładność, jak i możliwości zastosowań są dość ograniczone. Wynika to przede wszystkim z trudności wyznaczania parametrów materiałowych stosowanych w takich równaniach. Dlatego coraz częściej buduje się fenomenologiczne modele materiałów i stosuje się funkcje aproksymujące, opisujące podstawowe procesy zachodzące w materiale [83, 191, 215, 251].

Dominująca pozycja obróbki plastycznej w wysokich temperaturach powoduje, że zarówno bazy danych, jak też proponowane modele, dotyczą zwłaszcza procesów kształtowania na gorąco. Rozwój obróbki plastycznej w niższych temperaturach, głównie na półgorąco, wymaga poszerzenia baz danych i modeli materiałów, co ułatwi projektowanie takich procesów. Wprawdzie istnieje już pewna liczba danych doświadczalnych dotyczących takich procesów [101, 213–215, 309], to jednak dotyczą one tylko wybranych gatunków stali i wąskich zakresów parametrów odkształcania. Dla procesów kształtowania w niższych temperaturach parametry procesu w większym stopniu niż w przeróbce plastycznej na gorąco decydują o właściwościach materiału po odkształceniu. W procesach kształtowania na półgorąco często przyjmuje się, że wyjściowa struktura materiału w zasadzie nie ma wpływu na wartość naprężenia [172]. Nie wydaje się to uzasadnione, gdyż zaobserwowano znaczący wpływ struktury wyjściowej stali, zwłaszcza w temperaturach niższych od 923 K [10, 214]. Budowane modele powinny więc uwzględniać szeroki przedział warunków odkształcania oraz wyjściową strukturę materiałów.

Dobór funkcji naprężenia uplastyczniającego jest elementem decydującym o uzyskiwaniu poprawnych wyników symulacji procesów kształtowania plastycznego. Zastosowana funkcja musi uwzględniać rzeczywiste warunki, w jakich przebiega proces.

Modele materiału można podzielić na dwie główne grupy.

Do pierwszej grupy należą te, które opisują bezpośrednio zmiany naprężenia uplastyczniającego lub odkształcenia granicznego w zależności od warunków odkształcania, takich jak: odkształcenie, temperatura oraz prędkość odkształcania [89, 92, 102, 103]. Modele te nie uwzględniają historii odkształcania. Opisują one poprawnie naprężenie uplastyczniające w przypadkach, w których nieaktywowane cieplnie umocnienie odkształceniowe jest dominującym czynnikiem określającym stan materiału. Kiedy jednak procesy aktywowanego cieplnie osłabienia stają się istotne i historia odkształcania zaczyna odgrywać rolę w przebiegu umocnienia, zastosowanie omawianych modeli prowadzi do błędnych wyników i wtedy należy stosować modele przynależne do drugiej grupy [87, 196, 234, 236].

Do drugiej grupy należą modele, w których wpływ historii odkształcania znajduje odzwierciedlenie w odpowiednich funkcjach, opisujących reakcje materiału bezpośrednio na warunki odkształcania oraz modele, w których historia odkształcania wpływa na stan wewnętrzny materiału, wówczas reakcja materiału na zmianę warunków odkształcania nie zależy od historii odkształcania, jest natomiast w pełni określona bieżącym stanem wewnętrznym.

Analizując bardziej precyzyjnie różne równania konstytutywne, można wśród wymienionych dwóch głównych grup wyodrębnić pięć różnych podgrup [111].

Do pierwszej podgrupy zalicza się równania, które opisują naprężenie uplastyczniające σ_p w zależności od stopnia odkształcenia ε i w niektórych przypadkach od naprężenia σ_0 lub odkształcenia ε_0 stanu początkowego

$$\sigma_p = f(\varepsilon) \quad (2.3.1)$$

Druga podgrupa obejmuje równania opisujące naprężenie uplastyczniające materiałów lepkoplastycznych w zależności od stopnia i prędkości odkształcania $\dot{\varepsilon}$ oraz temperatury T

$$\sigma_p = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) \quad (2.3.2)$$

Równania, w których oprócz warunków odkształcania uwzględnia się stan wewnętrzny materiału σ_w , należą do podgrupy trzeciej

$$\sigma_p = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \sigma_w) \quad (2.3.3)$$

Korzystając z tej zależności, można prędkość zmiany naprężenia uplastyczniającego σ_p , zachodzącą pod wpływem zmiany warunków odkształcania, przedstawić w postaci

$$\frac{\partial \sigma_p}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_p}{\partial \varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{\partial \sigma_p}{\partial \dot{\varepsilon}} \frac{d\dot{\varepsilon}}{dt} + \frac{\partial \sigma_p}{\partial T} \frac{dT}{dt} + \frac{\partial \sigma_p}{\partial \sigma_w} \frac{d\sigma_w}{dt} \quad (2.3.4)$$

W równaniu tym pierwszy człon jego prawej strony określa kształt krzywej $\sigma_p - \varepsilon$ przez uwzględnienie umocnienia bądź osłabienia odkształceniowego, drugi człon opisuje reakcję materiału na zmianę prędkości odkształcania, trzeci na zmianę temperatu-

ry i czwarty na zmianę stanu wewnętrznego materiału zachodzącą nawet bez udziału odkształcenia.

W podgrupie czwartej parametrami wejściowymi są temperatura, prędkość i stopień odkształcenia oraz czas t odnoszący się zarówno do przebiegu, jak i przerw w procesach odkształcania

$$\sigma_p = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, t) \quad (2.3.5)$$

Ostatnia podgrupa, oprócz tych wszystkich czynników, jakie są w grupie trzeciej, uwzględnia zmianę orientacji odkształceń głównych ξ w czasie odkształcania lub w kolejnych jego fazach, co występuje np. w procesach prasowania obwiedniowego, wielowykrojowego kucia matrycowego, wielooperacyjnego tłoczenia niesymetrycznych wyrobów czy przy zmianie kierunku skręcania próbek

$$\sigma_p = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \xi) \quad (2.3.6)$$

Równania należące do pierwszych dwóch podgrup nie uwzględniają wpływu historii odkształcenia na naprężenie uplastyczniające, niemniej jednak są one najczęściej stosowane w symulacji procesów kształtowania wyrobów na ciepło i zimno, w tym procesów kształtowania wyrobów z blach. W tych warunkach odkształcania, umocnienie wywołane czułością na prędkość odkształcania w porównaniu z umocnieniem odkształceniowym, jest stosunkowo nieduże. Bardzo często w takich przypadkach zastosowanie równań należących do pierwszej podgrupy daje zadowalające przybliżenie.

Funkcje grupy trzeciej znajdują zastosowanie w programach komputerowej symulacji procesów obróbki plastycznej na gorąco i w podwyższonych temperaturach. Zasadniczym problemem tego typu funkcji jest dokładność odwzorowania zmiany naprężenia uplastyczniającego w całym zakresie odkształceń, w którym może wystąpić umocnienie, osłabienie jak i ustalone płynięcie. Poruszanie się w zakresie podwyższonych i wysokich temperatur wymaga dodatkowo uwzględnienia historii odkształcenia przez wprowadzenie do równań konstytutywnych funkcji stanu wewnętrznego materiału, która opisuje aktualny stan materiału [87, 196, 234].

Historia odkształcania odgrywa znaczną rolę w przypadku metali o sieci A1, podczas gdy metale o sieci A2 są bardziej wrażliwe na prędkość i temperaturę odkształcania [130] i mniej wrażliwe na historię odkształcania [4]. Sprężysto-plastyczne równania konstytutywne dla takich materiałów zostały opracowane przez Perzynę [220, 221] i Malverna [193]. Różnią się one wyrażeniem na przepiężenie, które według Malverna zależy jedynie od prędkości odkształcania, natomiast według Perzyny także od odkształcenia. Równania te znajdują zastosowanie do opisu próby rozciągania w zakresie małych odkształceń plastycznych.

Równania należące do pierwszych dwóch podgrup są udoskonalane, należące do podgrupy trzeciej i czwartej są dość szybko rozwijane, brak jest natomiast obecnie równań należących do podgrupy piątej, choć pewne prace wskazują na to, że ten kierunek badań będzie rozwijany [227, 228].

Równania konstytutywne należące do poszczególnych grup mogą odzwierciedlać różne przebiegi zależności naprężenie uplastyczniające–odkształcenie, przedstawione na rys. 2.1.1 [60].

Do niedawna w większości analiz i symulacji procesów kształtowania plastycznego stosowano bardzo proste równania konstytutywne. Przed rozwojem metody elementów skończonych w analizie procesów kształtowania stosowano najczęściej model materiału sztywno-idealnie-plastyczny bądź sprężysto-idealnie-plastyczny, bo tylko dla takich modeli można było, w miarę prosty sposób, uzyskiwać rozwiązania. Rozwiązania takie są dość dalekie od opisu rzeczywistego zachowania się materiałów w procesach kształtowania plastycznego, jednak przyjęcie modelu materiału z umocnieniem stwarzało wtedy duże trudności obliczeniowe.

Dopiero rozwinięcie metody elementów skończonych i pojawienie się profesjonalnych programów, takich jak: ABACUS, MARC, DEFORM, AUTOFORGE, FORGE oraz nowej generacji szybkich i o dużej pojemności pamięci komputerów stworzyło możliwości do analizy różnych procesów wytwórczych z uwzględnieniem rzeczywistego zachowania się materiałów.

Wiele prac poświęcono badaniom zmian strukturalnych zachodzących podczas odkształcania w różnych warunkach. Badania takie mogą być bardzo pomocne przy opracowywaniu równań konstytutywnych, wychodząc od zjawisk dyskretnych do ich opisu w pojęciach mechaniki ośrodków ciągłych. Także wiele badań poświęcono ustaleniu wpływu historii odkształcania na zachowanie się materiałów w procesach odkształcania. Złożoność zjawisk strukturalnych, jak: umocnienie odkształceniowe, umocnienie starzeniowe, zdrowienie dynamiczne i statyczne, rekrytalizacja dynamiczna i statyczna, niejednorodność odkształceń, które w zależności od warunków odkształcania mogą wzajemnie się nakładać bądź eliminować, czyni opis matematyczny takich procesów bardzo trudnym.

2.3.2. Modele opisujące zachowanie się materiału w funkcji odkształcenia

Do analizy, symulacji i projektowania procesów kształtowania w temperaturze otoczenia, dla stosunkowo małych prędkości odkształcania, przy których można pominąć ich wpływ na naprężenie uplastyczniające, stosuje się najczęściej następujące równania konstytutywne należące do podgrupy pierwszej:

- równanie Hollomona [138]

$$\sigma_p = C\varepsilon^n \quad (2.3.7)$$

- równanie Ludwika [185]

$$\sigma_p = \sigma_{p0} + C\varepsilon^n \quad (2.3.8)$$

- uogólnione przez Hartleya i współpracowników [128] równanie Ludwika

$$\sigma_p = \sigma_{p0} + C(\varepsilon + \varepsilon_0)^n \quad (2.3.9)$$

- równanie Swifta [303]

$$\sigma_p = C(\varepsilon + \varepsilon_0)^n \quad (2.3.10)$$

- równanie Krupkowskiego [173]

$$\sigma_p = C\varepsilon_i^n \quad (2.3.11)$$

- równanie Gałkina [27]

$$\sigma_p = C\varepsilon^{n_1} \exp(n_2\varepsilon) \quad (2.3.12)$$

2.3.3. Modele opisujące zachowanie się materiału uwzględniające odkształcenie i prędkość odkształcania

Równania uwzględniające oprócz odkształcenia jego prędkość mają najczęściej następujące postacie

- równanie Malverna [194]

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma_p}{E} + C \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_{p0}} - 1 \right)^n \quad (2.3.13)$$

- równanie Ludwika [185]

$$\sigma_p = \sigma_{p0} + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \quad (2.3.14)$$

- równanie Aldera i Phillipsa [6]

$$\sigma_p = C\varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m \quad (2.3.15)$$

- równanie Wagonera [320]

$$\sigma_p = C(\varepsilon + \varepsilon_0)^n \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^m \quad (2.3.16)$$

- równanie Grosmana [111]

$$\sigma_p = C\varepsilon^{n_2} \exp(n_1\varepsilon) \dot{\varepsilon}^m \quad (2.3.17)$$

- równanie opracowane przez autora [102, 103]

$$\sigma_p = CK_\epsilon K_{\dot{\epsilon}} \quad (2.3.18)$$

Funkcję odkształcenia K_ϵ opisano zależnością

$$K_\epsilon = C(\epsilon + \epsilon_0)^{n_1} \exp(n_2 \epsilon) \quad (2.3.19)$$

i funkcję prędkości odkształcania $K_{\dot{\epsilon}}$

$$K_{\dot{\epsilon}} = \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{(a_1 \epsilon + a_2 \epsilon^2)} \quad (2.3.20)$$

Po podstawieniu wyrażenia (2.3.19) i (2.3.20) do (2.3.18) otrzymujemy końcową postać krzywej naprężenie uplastyczniające–odkształcenie

$$\sigma_p = C(\epsilon + \epsilon_0)^{n_1} \exp(n_2 \epsilon) \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{(a_1 \epsilon + a_2 \epsilon^2)} \quad (2.3.21)$$

Zaproponowany model dzięki dużej elastyczności może być stosowany do opisu zachowania się stali węglowych głęboko tłocznych, stali nierdzewnych, aluminium i jego stopów oraz stopów miedzi i tytanu.

2.3.4. Modele opisujące zachowanie się materiału uwzględniające odkształcenie oraz prędkość i temperaturę odkształcania

Po wyeliminowaniu z zależności (2.3.4) parametru stanu wewnętrznego materiału oraz wprowadzeniu następującej funkcji $\gamma' = \frac{\partial \sigma_p}{\partial \epsilon} \frac{1}{\sigma_p}$ i $m' = \frac{d\epsilon}{\sigma_p dt} \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}}$ otrzymujemy równanie

$$\frac{\partial \sigma_p}{\sigma_p \partial t} = \gamma' \frac{d\epsilon}{dt} + m' \frac{d\dot{\epsilon}}{dt} \frac{1}{\frac{d\epsilon}{dt}} + \frac{\partial \sigma_p}{\sigma_p \partial T} \frac{dT}{dt} \quad (2.3.22)$$

które uzależnia naprężenie uplastyczniające od bieżących warunków odkształcania.

Równanie to jest całkowalne dla warunków odkształcania spełniających zależności [129]

$$\gamma' \propto (\epsilon + \epsilon_0)^{n-1} \quad (2.3.23)$$

lub

$$\gamma' \propto \left(\frac{\sigma_{pn} - \sigma_p}{\sigma_p} \right) (\varepsilon + \varepsilon_0)^{n-1} \quad (2.3.24)$$

Po scałkowaniu równania (2.3.22) i uwzględnieniu kryterium Considère [42] dla zależności (2.3.23) otrzymuje się

$$\sigma_p = \sigma_{pp} \exp \left\{ \left(\frac{\varepsilon_p + \varepsilon_0}{n} \right) \left[\left(\frac{\varepsilon + \varepsilon_0}{\varepsilon_p + \varepsilon_0} \right)^n - 1 \right] \right\} \quad (2.3.25)$$

a dla zależności (2.3.24)

$$\sigma_p = \sigma_{ps} - (\sigma_{pn} - \sigma_{pp}) \exp \left\{ \left[\sigma_{pp} \frac{\varepsilon_p + \varepsilon_0}{n(\sigma_{pn} - \sigma_{pp})} \right] \left[1 - \left(\frac{\varepsilon + \varepsilon_0}{\varepsilon_p + \varepsilon_0} \right)^n \right] \right\} \quad (2.3.26)$$

Przedstawione zależności można przypisać do dwóch kategorii funkcji: funkcje potęgowe i typu nasyceniowego. Równania potęgowe przedstawiają monotoniczny wzrost naprężenia ze wzrostem odkształcenia, równania natomiast typu nasyceniowego dążą asymptotycznie ze wzrostem odkształcenia do granicznej wartości naprężenia σ_{pn} . Równania typu potęgowego wywodzą się z równania (2.3.25), a równania typu nasyceniowego z zależności (2.3.26).

Najbardziej znane jest równanie nasyceniowe Voce [250, 318, 319], ma ono postać

$$\sigma_p = \sigma_{pn} - (\sigma_{pn} - \sigma_{p0}) \exp \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_r} \right) \quad (2.3.27)$$

Istnieją jeszcze inne formy równań typu nasyceniowego, jak [208, 264]

$$\sigma_p = \sigma_{p0} + (\sigma_{pn} - \sigma_{p0}) \left[1 - \exp \left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_r} \right) \right]^n \quad (2.3.28)$$

i [52]

$$\sigma_p = \left[\sigma_{pn}^2 - (\sigma_{pn}^2 - \sigma_{p0}^2) \exp \left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_r} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.3.29)$$

W równaniach tych wprowadzono pojęcie odkształcenia charakterystycznego ε_r , które jest potrzebne do osiągnięcia pewnego umocnienia określonego stosunkiem $(\sigma_p - \sigma_{p0})/(\sigma_{pn} - \sigma_{p0})$, dla stali jest zwykle zawarty w przedziale 0,632–0,795.

Odkształcenie charakterystyczne ε_r można zastąpić początkową intensywnością umocnienia θ_0 wyrażoną zależnością

$$\theta_0 = \frac{\sigma_{pn}(T, \dot{\epsilon})}{\epsilon_r(T, \dot{\epsilon})} \quad (2.3.30)$$

Ponieważ zarówno naprężenie nasycenia, jak i odkształcenie charakterystyczne zależą od temperatury i prędkości odkształcania, więc można przyjąć, że początkowa intensywność umocnienia nie zależy od tych parametrów i w przybliżeniu mieści się w przedziale $(0,05 - 0,066)\mu$ [250].

Jeśli naprężenie uzyskuje stałą wartość dla skończonej wartości odkształcenia, oznacza to, że taki przypadek odkształcania dokładnie odpowiada ustaleniemu pełzaniu. W większości przypadków stałą wartość naprężenia dla stałej prędkości odkształcania osiąga się asymptotycznie. Tym samym bardzo często uzyskiwanie przebiegów bardzo bliskich ustaleniemu pełzaniu przy stałym naprężeniu uplastyczniającym, potwierdza istnienie naprężenia nasycenia, nawet w badaniach dynamicznych [296].

Naprężenia nasycenia nie można określić w próbie rozciągania, ponieważ przed osiągnięciem tego naprężenia następuje utrata stateczności. W próbie ściskania również nie osiąga się wystarczająco dużych, jednorodnych odkształceń. Natomiast próba skręcania nie ma takich ograniczeń, dzięki czemu znacznie łatwiejsze jest uzyskiwanie dużych odkształceń, przy których naprężenie uzyskuje poziom nasycenia.

Naprężenie nasycenia można ekstrapolować do temperatury 0 K, uzyskując tzw. krytyczne naprężenie nasycenia σ_{pn0} , które ma skończoną wartość rzędu $10^{-2} \mu$. Naprężenie krytyczne odpowiada zerowej wartości energii błędów ułożenia, co wynika z zależności [276]

$$\sigma_{pn} = C_1 \mu - \frac{C_2 \gamma_{EBU}}{b} \quad (2.3.31)$$

Analizę równań konstytutywnych można przeprowadzać, posługując się, zamiast zależnością naprężenia uplastyczniające–odkształcenie, związkiem między chwilową intensywnością umocnienia a naprężeniem uplastyczniającym

$$\theta = \left. \frac{\partial \sigma_p}{\partial \epsilon} \right|_{\dot{\epsilon}, T} \quad (2.3.32)$$

Taki sposób analizy jest korzystny, ponieważ unika się operowania odkształceniem zintegrowanym pochodzącym z całego dotychczasowego procesu odkształcania. Poza tym bieżące naprężenie uplastyczniające i bieżący współczynnik umocnienia można łatwo określić dla dowolnego stanu materiału. Zintegrowaną krzywą naprężenie–odkształcenie dla stałej prędkości odkształcania i temperatury można uzyskać przez scałkowanie równania (2.3.32)

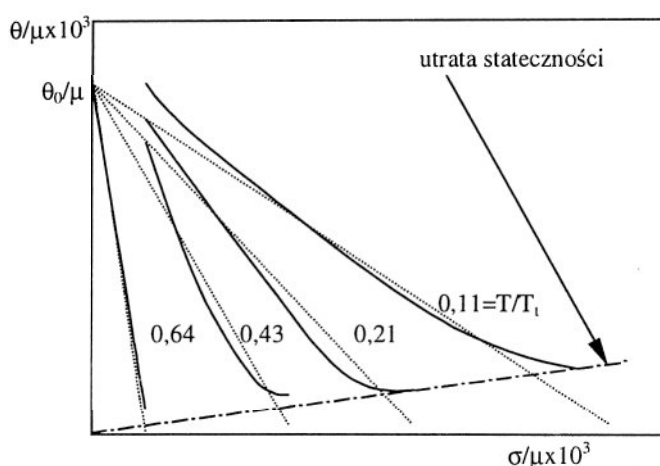
$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \int_{\sigma_{p1}}^{\sigma_{p2}} \frac{d\sigma_p}{\theta} \quad (2.3.33)$$

Przy takim zapisie równanie Voce (2.3.27) można przedstawić w postaci

$$\theta = \theta_0 \left(1 - \frac{\sigma_p}{\sigma_{pm}} \right) \quad (2.3.34)$$

Monotonicznie rosnące krzywe naprężenie–odkształcenie dla aluminium w układzie współrzędnych $\theta - \sigma_p$ skorygowanych modulem sprężystości postaciowej μ przedstawiono na rys. 2.3.1.

Jak wynika z tego rysunku, intensywność umocnienia maleje szybko ze wzrostem naprężenia, tym szybciej, im wyższa jest temperatura i mniejsza prędkość odkształcania. Według Kocksa [157] zależności te można interpolować funkcją liniową. Im niższa temperatura i prędkość umocnienia, tym zależność liniową uzyskuje się w większym przedziale zmienności naprężenia i współczynnika umocnienia [40].



Rys. 2.3.1. Zależność między intensywnością umocnienia a naprężeniem uplastyczniającym skorelowanymi modulem sprężystości postaciowej zależnym od temperatury dla aluminium odkształconego w różnych temperaturach [157]

Fig. 2.3.1. Work – hardening coefficient versus flow stress, both normalized by the temperature dependent shear modulus for aluminium at various temperatures [157]

Ekstrapolując zależność liniową θ od σ_p do zerowej wartości naprężenia bądź zerowej wartości intensywności umocnienia można wyznaczyć odpowiednio parametry θ_0 i σ_{pm} występujące w równaniu (2.3.34). Wszystkie te proste, niezależnie od temperatury i prędkości odkształcania, przecinają się na ogół w jednym punkcie określonym

rzędną θ_0/μ , pod warunkiem skorygowania obu współrzędnych temperaturową zależnością modułu sprężystości postaciowej.

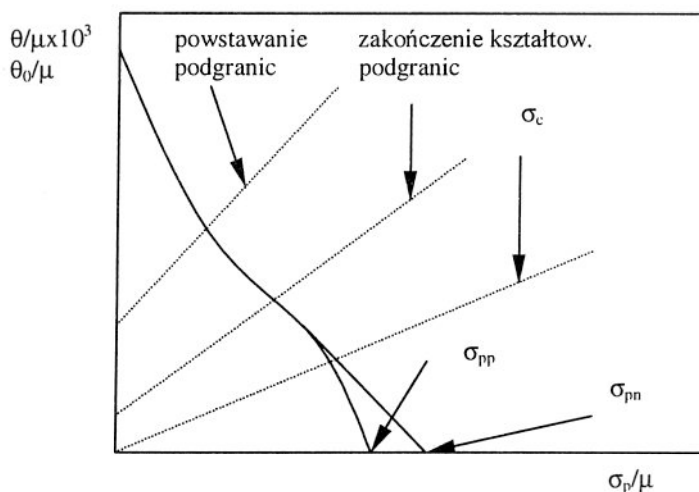
Zależność naprężenia nasycenia σ_{pn} od temperatury i prędkości odkształcania można opisać dwoma sposobami. W pierwszym przypadku można skorzystać z zależności zaproponowanej przez Kocksa [157]

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_{0E}} = \left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pn0}} \right)^{\frac{A}{kT}} \quad (2.3.35)$$

w drugim przypadku natomiast z równania Garafalo (2.2.4) [61]. W przypadku aluminium o czystości handlowej stwierdzono, że nieco dokładniejsze wyniki uzyskuje się, stosując równanie Kocksa. Równanie to, po wprowadzeniu w miejsce stałej A parametru Γ określającego EBU, zastosowano do opisu zachowania się stali nierdzewnej i węglowej w obszarze austenitu [40, 262, 263]

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_{0E}} = \left(\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pn0}} \right)^{\frac{\Gamma}{RT}} \quad (2.3.36)$$

Naprężenie nasycenia w tych pracach określano było poprzez ekstrapolację do zerowej wartości θ zależności intensywności umocnienia od naprężenia, nie uwzględniającej osłabienia wywołanego rekrytalizacją dynamiczną. Obrazuje to rysunek 2.3.2, który został opracowany na podstawie próby skręcania. Jest to zależność bardzo podobna do



Rys. 2.3.2. Schemat zależności intensywności umocnienia θ/μ od naprężenia uplastyczniającego obrazujący sposób wyznaczania naprężenia nasycenia [263]

Fig. 2.3.2. Scheme of strain hardening rate θ/μ versus flow stress showing determination of saturation stress [263]

uzyskanej w pracy [157] w próbie rozciągania. Każda krzywa składa się z dwóch segmentów, pierwszy rozpoczyna się od θ_0/μ i sięga do momentu początku powstawania podgranic, dalej po stopniowej zmianie nachylenia krzywej $\theta/\mu - \sigma_p$ rozpoczyna się drugi prostoliniowy segment, którego przedłużenie do wartości $\theta = 0$ wyznacza naprężenia nasycenia σ_{pn} , jakim charakteryzowałby się materiał, gdyby nie zachodziła w nim rekryształizacja dynamiczna. Rzeczywisty przebieg tej zależności jest nieco inny, po przekroczeniu bowiem naprężeń bądź odkształceń wywołujących rekryształizację dynamiczną następuje odejście od zależności prostoliniowej i krzywa przecina się z osią odciętych wyznaczając naprężenie maksymalne σ_{pp} .

Jak to już zaznaczono wcześniej zarówno intensywność umocnienia, jak i naprężenie uplastyczniające dla uzyskania liniowej zależności między nimi muszą być skorygowane o temperaturową zależność modułu sprężystości postaciowej opisaną np. równaniem

$$\mu = \mu_0 - \beta_\mu T \quad (2.3.37)$$

Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na naprężenie nasycenia aluminium, wyznaczone z ekstrapolacji intensywności umocnienia do jej wartości zerowej, przedstawiono na rys. 2.3.3.

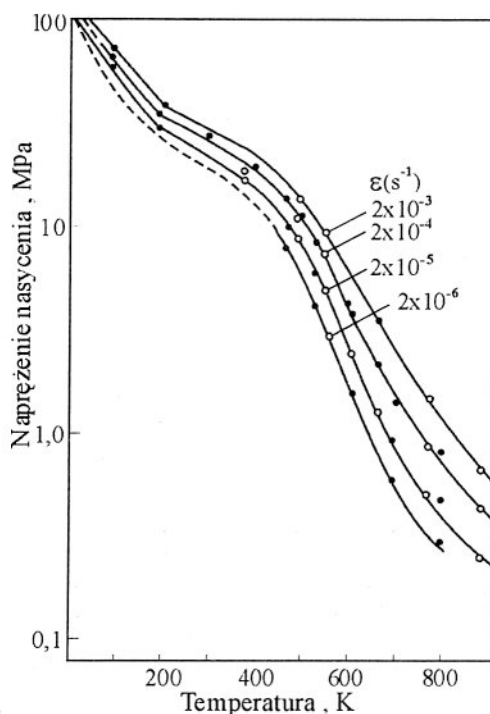
Ciekawą propozycję przedstawiono w pracy [292], w której równanie nasyceniowe (2.3.28) zastosowane zostało do opisu zachowania się aluminium i dwóch jego stopów z manganem i magnezem. Początkowe naprężenie uplastyczniające σ_{p0} i naprężenie nasycenia σ_{pn} określano z równania Garafalo (2.2.4), odkształcenie charakterystyczne ε_r opisano liniową funkcją zależną od naprężenia σ_{pn} oraz określono wartość wykładnika $n = 1/2$. Otrzymano równanie

$$\frac{\sigma_p - \sigma_{p0}}{\sigma_{pn} - \sigma_{p0}} = \left[1 - \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_r}\right) \right]^{1/2} \quad (2.3.38)$$

Równanie to stanowi według autorów krzywą znormalizowaną, a jej różniczka stanowi znormalizowaną intensywność umocnienia

$$\frac{\varepsilon_r}{(\sigma_{ps} - \sigma_{p0})} \frac{d\sigma_p}{d\varepsilon} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_{pn} - \sigma_{p0}}{\sigma_p - \sigma_{p0}} \right) \left[1 - \left(\frac{\sigma_p - \sigma_{p0}}{\sigma_{pn} - \sigma_{p0}} \right)^2 \right] \quad (2.3.39)$$

Podobne zależności uzyskano dla miedzi [52, 55], przy czym intensywność umocnienia uzależniona została jedynie od chwilowej wartości naprężenia.



Rys. 2.3.3. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na napężenie nasycenia σ_{ps} dla aluminium
 Fig. 2.3.3. Effect of temperature and strain rate on the saturation stress of aluminium

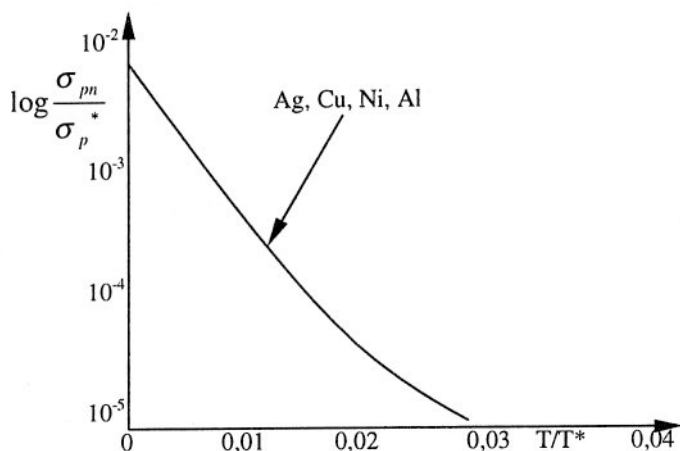
Badania prowadzone na monokryształach Al, Cu, Ni i Ag wykazały [204], że dla tych metali można uzyskać jedną uniwersalną zależność opisującą napężenie nasycenia w funkcji temperatury i prędkości odkształcania (rys. 2.3.4), pod warunkiem odpowiedniego skorygowania: napężenia nasycenia, temperatury i prędkości odkształcania następującymi równaniami:

$$\log \frac{\sigma_{ps}}{\sigma_p^*} = \kappa \frac{T}{T^*} \quad (2.3.40)$$

Funkcje normalizujące σ_p^* i T^* opisują równania

$$\sigma_p^* = \mu(T) s^*(\gamma_{EBU}, \mu, b) \quad (2.3.41)$$

$$T^* = \frac{\mu b^3}{k} t^*(\gamma_{EBU}, \mu, b) \quad (2.3.42)$$



Rys. 2.3.4. Zależność między naprężeniem nasycenia skorygowanym czynnikiem σ_p^* a temperaturą skorygowaną czynnikiem T^* dla kierunku $\langle 111 \rangle$ monokryształów Al, Ni, Cu i Ag [204]

Fig. 2.3.4. Saturation stress scaled with σ_p^* versus temperature scaled with T^* for single crystals of Al, Ni, Cu and Ag deformed in $\langle 111 \rangle$ direction [204]

Stałe s^* i t^* są wzajemnie skorelowane, tak że istnieje tylko jeden parametr, który zwiększa się dla kolejnych metali Al, Ni, Cu i Ag, zgodnie ze zmianami znormalizowanej energii błędów ułożenia określonej jako $\frac{\gamma_{EBU}}{\mu b}$, którą można w takim przypadku potraktować jako jeden skalujący parametr.

Uwzględnienie prędkości odkształcania sprowadza się do przyjęcia zamiast stałej t^* współczynnika $\ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0)$, w którym $\dot{\gamma}_0$ jest stałą bazową prędkości odkształcania.

Dla różnych materiałów, po przyjęciu dyslokacyjnego mechanizmu płynięcia, otrzymuje się jedną znormalizowaną zależność, autorzy pracy [204] wnioskują, że nie ma potrzeby wnikania w zmiany tego mechanizmu wywołane np. przejściem z poślizgu do wspinania się dyslokacji, czy z dyfuzji powierzchniowej do objętościowej itp.

Przedstawione zależności dotyczą tylko monokryształów bardzo czystych metali i to odkształcanych w jednym tylko kierunku, zastosowanie zaproponowanej koncepcji do polikryształów i do stopów może napotkać ogromne trudności.

Do opisu krzywych umocnienia typu nasyceniowego w pracach [332, 333] zaproponowano jeszcze inną zależność

$$\sigma_p = f_1(\epsilon, \dot{\epsilon}, T) f_2(\dot{\epsilon}, T) \quad (2.3.43)$$

Pierwsza funkcja dotyczy zakresu odkształceń, w którym dominuje umocnienie, a druga stanu nasycenia uzyskiwanego dla dużych odkształceń plastycznych, który nie zależy od odkształcania. Do opisu umocnienia zastosowano zależność

$$f_1(\epsilon, \dot{\epsilon}, T) = [1 - \exp(-b_1 t^{b_2})] \quad (2.3.44)$$

Funkcje materiałowe b_1 i b_2 zależą od temperatury i prędkości odkształcania oraz są wyrażone równaniem, w którym $i = 1$ lub 2

$$b_i = \alpha_i Z^{\beta_i} \quad (2.3.45)$$

Napężenia nasycenia wyrażono natomiast równaniem Garafalo. Opracowane zależności mogą dobrze opisywać przebieg krzywych umocnienia w zakresie dużych odkształceń plastycznych, bliskich stanowi nasycenia.

Dotychczas omawiane równania dotyczyły głównie materiałów o dużej energii błędów ułożenia, w których napężenie uplastyczniające wzrastało monotonicznie, uzyskując wartość napężenia nasycenia. Do opisu krzywej umocnienia, która po osiągnięciu maksymalnej wartości napężenia ulega spadkowi w wyniku procesu rekrytalizacji dynamicznej czy też innych zjawisk, w zakresie jej wzrostu można stosować inne zależności [40, 41, 79] niż równania typu nasyceniowego (2.3.35). W pracach [40, 41] zaproponowano zależność

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_{pp}} = \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon_p} \exp \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_p} \right) \right]^c \quad (2.3.46)$$

Stała materiałowa c w małym stopniu zależy od temperatury i prędkości odkształcania.

W równaniu tym napężenie maksymalne σ_{pp} wyznacza się z równania Garafalo (2.2.4), odkształcenie natomiast, odpowiadające maksimum napężenia, z liniowej zależności

$$\varepsilon_p = a \sigma_{pp} + c \quad (2.3.47)$$

W pracach [151, 152] do opracowania przebiegu napężenia uplastyczniającego w stali chromowo-wanadowej w zakresie temperatur 1103–1433 K zastosowano zależność (2.3.46) oraz do opisu kinetyki rekrytalizacji dynamicznej równanie (2.2.11). W pracach tych popełniono kilka nieścisłości, mianowicie równanie (2.3.46), opisujące zależność napężenia od odkształcenia, jedynie do wartości odkształceń odpowiadających napężeniu maksymalnemu zastosowano do odkształceń przekraczających to odkształcenie. Po przekroczeniu odkształceń odpowiadających maksimum napężenia równanie (2.3.46) nie powinno być stosowane, napężenie wówczas bowiem zachowuje stałą wartość odpowiadającą napężeniu nasycenia bądź zachodzi jego spadek, a nie jego wzrost jak to przyjęto w pracy [151]. Poza tym przedstawiona kinetyka rekrytalizacji dynamicznej obrazuje kinetykę wypadkową osłabienia materiału ujmującą zarówno obszary materiału ulegające osłabieniu, jak i inne nadal się umacniające. Nie można więc tak określonej kinetyki zastosować do opisu tylko tej części materiału, która ulega osłabieniu. Poprawne określenie kinetyki rekrytalizacji dynamicznej wymaga odniesienia analizy do takiej krzywej bazowej, na którą nie oddziałuje rekrytalizacja dynamiczna. Także współczynniki K i N w równaniu (2.2.11) nie zostały wyznaczone doświadczalnie dla badanej stali, lecz przyjęte a priori. Poza tym w pracy

[151] popełniono pewne nieścisłości, jak np. błędnie zapisano równanie (2.3.46) i niepoprawnie wyznaczano stałą c w tym równaniu oraz niesłusznie zależność $Z = A_3(\alpha\sigma_p)^n$ określono jako równanie Garafalo.

Uproszczona forma równania typu nasyceniowego była zastosowana w pracach [36, 133, 177] do opisu zachowania się stali niskostopowych w wysokich temperaturach, chociaż autorzy nie określali tego równania jako nasyceniowe

$$\sigma_p = B[1 - \exp(-C\varepsilon)]^n \quad (2.3.48)$$

W porównaniu do zależności (2.3.28) autorzy pomijają granicę plastyczności σ_{p0} twierdząc że w próbie skręcania jest ona trudna do wyznaczenia. W równaniu (2.3.48) parametr $B = \sigma_{pn} - \sigma_{p0}$, a ponieważ $\sigma_{p0} = 0$, więc $B = \lim \sigma_p$ dla $\varepsilon \rightarrow \infty$. Wartość współczynnika C istotnie wpływa na szybkość uzyskiwania naprężenia nasycenia określanego jako wartość maksymalna. Jeśli $0 < C < 1$, to naprężenie rośnie powoli, uzyskując wartość B przy bardzo dużych odkształceniach, natomiast gdy $C > 1$, naprężenie osiąga wartość B przy małych odkształceniach, co ułatwia modelowanie zarówno umocnienia, jak i osłabienia wywołanego zdrowieniem. Współczynnik umocnienia n przyjmuje się zwykle stały [16, 280], lecz może być również zależny od składu chemicznego stali i warunków odkształcania [133].

Do określenia redukcji naprężeń wywołanych rekryształizacją dynamiczną przy odkształceniach przekraczających ε_p korzystano z równania Avramiego (2.2.10) w nieco zmodyfikowanej postaci [133]

$$\Delta\sigma_p = B' \left\{ 1 - \exp \left[-K \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_p} \right)^N \right] \right\} \quad (2.3.49)$$

Współczynniki B' , N i K zależą od warunków odkształcania. Parametr $B' = \lim \Delta\sigma_p$, gdy $\varepsilon \rightarrow \infty$. Różnica współczynników B i B' wyraża się następująco $B - B' = \lim(\sigma_p - \Delta\sigma_p) = \sigma_{ps}$, jest to naprężenie ustalonego płynięcia plastycznego.

Ostatecznie krzywa naprężenie uplastyczniające – odkształcenie wyraża się funkcją

$$\sigma_p = B[1 - \exp(-C\varepsilon)]^n - B' \left\{ 1 - \exp \left[-K \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_p} \right)^N \right] \right\} \quad (2.3.50)$$

W równaniu tym występuje dość znaczna liczba parametrów zależnych od warunków odkształcania i od składu chemicznego stali. Do opisu tych parametrów można zastosować parametr Zenera–Hollomona i równanie Garafalo (2.2.4).

Równanie Garafalo jest bardzo często stosowane do opisu wartości maksymalnych naprężenia [81, 82, 84, 94, 95, 105, 106], podobnie jak parametr Zenera–Hollomona do opisu odkształceń charakterystycznych i to zarówno stali o strukturze austenitycznej i stopów miedzi [84], które charakteryzują się małą energią błędu ułożenia, jak

i do stali ferrytycznej, której energia błędu ułożenia nie należy do małych i przez to zdrowienie dynamiczne dominuje nad rekrytalizacją dynamiczną [254, 279].

W kilku pracach [251, 252, 290, 291] równanie Garafalo zostało zastosowane nie tylko do ustalania wartości charakterystycznych naprężenia, to znaczy maksymalnej wartości naprężenia, naprężenia nasycenia czy też ustalonej wartości naprężenia, ale także do przebiegu naprężenia w funkcji odkształcenia.

W tym celu obliczone z równania Garafalo (2.2.4) naprężenie uplastyczniające

$$\sigma_p = \frac{1}{\alpha} \ln \left\{ \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/n} + \left[\left(\frac{Z}{A} \right)^{2/n} + 1 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.3.51)$$

po uwzględnieniu zależności $\tau = \sigma_p / \sqrt{3}$ podstawione zostało do wyrażenia

$$M_s = 2\pi \int_0^{r_s} \tau(r) r^2 dr \quad (2.3.52)$$

Korzystając następnie ze znanych wartości momentu skręcającego, wyznaczono współczynnik n i opisano go wielomianem czwartego stopnia w funkcji odkształcenia. Umożliwiło to uzależnienie funkcji (2.3.51) od odkształcenia [290, 291]. Sami autorzy podkreślają, że opracowana zależność odnosi się do wąskiego przedziału zmienności warunków odkształcania i że zbudowanie bardziej uniwersalnego równania konstytutywnego, opisującego zachowanie się stopów aluminium, jest bardzo trudne.

Inny sposób zastosowania równania Garafalo do zbudowania równań konstytutywnych przedstawionych w pracach [251–253] sprowadza się do uzależnienia energii aktywacji Q , współczynnika n oraz $\ln A$ w równaniu (2.2.4) od odkształcenia opisanego funkcją o postaci

$$Y = \frac{A_i}{\varepsilon^{B_i}} + C_i \quad (2.3.53)$$

Symbol Y został użyty do wyrażenia energii aktywacji Q oraz współczynników n i $\ln A$, przy stałych materiałowych A_i , B_i , C_i właściwych dla każdej z tych wielkości.

W celu uwzględnienia historii odkształcenia autorzy przyjmują iż przy nagłych zmianach prędkości odkształcania energia aktywacji i parametr n pozostają niezmiennione, natomiast parametr A zmienia się odpowiednio do nowych warunków odkształcania.

Według badań Hodgsona i Collinsa [136] do opisu zachowania się stali w podwyższonych temperaturach można zastosować równanie Garafalo, wprowadzając do niego odkształcenie

$$\sigma_p = A_1 \varepsilon^{n_1} \sinh^{-1}(A_2 Z)^{n_2} \quad (2.3.54)$$

Inny model, w którym przez zastosowanie złożonych funkcji opisuje się zachowanie materiału w zakresie dużych odkształceń plastycznych, został opracowany przez

Nakanishi [212]. W modelu tym do określenia krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie zastosowano równanie różniczkowe o znacznej liczbie parametrów materiałowych. Intensywność zmiany naprężenia uplastyczniającego opisano równaniem

$$\left. \frac{d\sigma_p}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T} = \left. \frac{d\sigma_{pB}}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T_B} - \frac{\gamma_0}{\varepsilon} \left(\sigma_{pB} \Big|_{\varepsilon_i + \Delta\varepsilon} - \sigma_{pB} \Big|_{\varepsilon_i} \right) \exp(q\sigma_p^2) - \frac{\partial\sigma_{pR}}{\partial\varepsilon} \quad (2.3.55)$$

gdzie pierwszy człon prawej strony równania przedstawia podstawową intensywność umocnienia w temperaturze bazowej, w której drugi i trzeci człon prawej strony równania (2.3.55) jest równy zeru, drugi człon prawej strony równania opisuje osłabienie wywołane zdrowieniem dynamicznym, ostatni człon prawej strony równania opisuje osłabienie wywołane rekrytalizacją dynamiczną.

Jest to równanie różniczkowo-różnicowe, które Nakanishi rozwiązuje numerycznie metodą Rungego–Kutty–Gilla przy przyroście odkształcenia $\Delta\varepsilon = 0,004$. Nie trudno zauważyć, że wynik rozwiązania tego równania zależy od przyrostu odkształcenia. Poprawnie sformułowane równanie powinno spełniać warunek, że im mniejszy jest przyrost odkształcenia w kolejnych iteracjach, tym dokładniejsze jest rozwiązanie. W równaniu (2.3.55) natomiast, gdy $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$, wówczas drugi człon prawej strony równania opisujący osłabienie wywołane zdrowieniem dynamicznym zanika, co podważa możliwość stosowania modelu opracowanego przez Nakanishi. Dodatkowe czynniki utrudniające zastosowanie tego modelu wynikają z konieczności stosowania wielu wskaźników materiałowych do opisu członu związanego z rekrytalizacją dynamiczną i zdrowieniem dynamicznym.

Zastosowanie metod numerycznych do analizy procesów przeróbki plastycznej wymaga znajomości lokalnie poprawnych wartości naprężenia uplastyczniającego. W takich przypadkach można korzystać z przyrostowego modelu naprężenia uplastyczniającego o postaci [63, 142]

$$\sigma_{pi} = \sigma_{pi-1} + \left(\frac{d\sigma_p}{d\varepsilon} \right)_{\dot{\varepsilon}, T} \Delta\varepsilon_i \quad (2.3.56)$$

oraz równań opisujących umocnienie odkształceniowe, opracowanych np. przez Kocksa [157], Estrina i Meckinga [52] czy też Lukaca i Balika [186].

Do analizy metodą elementów skończonych zachowania się cynku w procesie walcowania zastosowano równanie zawierające zarówno człon opisujący umocnienie, jak i osłabienie

$$\sigma_p = C\varepsilon^{n_2} \exp \left\{ \left[- \left(\frac{T}{C_1} \right)^{C_1} + C_3 \right] \varepsilon \right\} \dot{\varepsilon}^m \left[\left(\frac{C_4}{T} \right)^2 + \frac{C_5}{T} + C_6 \right] \quad (2.3.57)$$

Brak jednak znajomości parametrów materiałowych w tym równaniu oraz w równaniach towarzyszących uniemożliwił uzyskanie wyników, które mogłyby być zweryfikowane doświadczalnie [118].

Oprócz omówionych równań istnieje duża grupa innych równań, które uwzględniają zarówno stopień i prędkość odkształcania, jak i temperaturę. Najczęściej stosowane są następujące równania:

$$[122, 132] \quad \sigma_p = C \varepsilon^n \dot{\varepsilon}^b \exp(-aT) \quad (2.3.58)$$

$$[48, 69, 111] \quad \sigma_p = C \varepsilon^{n_1} \exp(n_2 \varepsilon) \dot{\varepsilon}^m \exp(aT) \quad (2.3.59)$$

$$[111] \quad \sigma_p = C \varepsilon^{n_1} \exp(n_2 \varepsilon) \dot{\varepsilon}^{(m+bT)} \exp(aT) \quad (2.3.60)$$

$$[111] \quad \sigma_p = C \varepsilon^{(n_1+b_1T)} \exp(n_2 \varepsilon) \dot{\varepsilon}^{(m+b_2T)} \exp(aT) \quad (2.3.61)$$

$$[272] \quad \sigma_p = C \varepsilon^{n_1} \exp\left(n_2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c}\right) \dot{\varepsilon}^{(m+b/T)} \exp(aT) \quad (2.3.62)$$

$$[272, 298, 299] \quad \sigma_p = C \varepsilon^{n_1} \exp\left(\frac{n_2}{\varepsilon}\right) \dot{\varepsilon}^{(m+bT)} \exp(aT) \quad (2.3.63)$$

$$[272, 298, 299] \quad \sigma_p = C \varepsilon^{n_1} \exp\left(\frac{n_2}{\varepsilon}\right) \dot{\varepsilon}^{(m+bT)} \exp(a_1 T) T^{a_2} \quad (2.3.64)$$

$$[184] \quad \sigma_p = C \mu^T \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^{m_1 T} \varepsilon^{\left(m_2 - m_3 T \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)} \quad (2.3.65)$$

$$[104, 107] \quad \sigma_p = C_1 \varepsilon^{n_1} \dot{\varepsilon}^m - C_2 \exp(n_2 \varepsilon) \quad (2.3.66)$$

$$[123-125] \quad \sigma_p = \sigma_p^* \exp\left[-\left(\frac{\dot{\varepsilon}^*}{\dot{\varepsilon}}\right)^{m_1}\right] + \sigma_{p0} \dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m_2}} \quad (2.3.67)$$

Pierwszy człon równania (2.3.67) opisuje termicznie aktywowane płynięcie plastyczne, drugi zaś człon poślizg dyslokacji. Zastosowanie tego równania w temperaturach wyższych od 0,4 temperatury topnienia materiału wymaga uwzględnienia poślizgu po granicach ziaren.

Przebieg naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia można także opisać dzieląc go na kilka zakresów, do których stosuje się różne zależności. W pracy [270]

zastosowano podział całej krzywej na trzy odcinki. Pierwszy odcinek, obejmujący krzywą do punktu przegięcia $\varepsilon < \varepsilon_{ip}$ (rys. 2.1.1 – krzywa C), opisano zależnością (2.3.62), naprężenie ustalonego płynięcia dla odkształceń $\varepsilon \geq \varepsilon_s$ opisano prostą zależnością $\sigma_{ps} = C\sigma_{pp}$, w zakresie zaś odkształceń $\varepsilon_{ip} \leq \varepsilon < \varepsilon_s$ do opisu naprężenia zastosowano funkcję paraboliczną.

Do opisu naprężenia uplastyczniającego stali stosowano także kombinację różnych funkcji, np. [213, 214]

$$\sigma = \beta_1 \varepsilon^{\beta_2} \left(\beta_3 e^{(\beta_4/T)} + \beta_5 \right) \left(\beta_6 \left(\tanh(\varepsilon + \beta_7)^{\beta_8} \right)^{-1} + \beta_9 \right) \operatorname{arcsinh} \left(\beta_{10} \dot{\varepsilon} e^{(\beta_{11} T)^{\beta_{12}}} \right) \quad (2.3.68)$$

Ta złożona funkcja dobrze opisuje wyniki uzyskane dla stali zawierających do 1,1% węgla odkształcanych w zakresie temperatur $T = 673\text{--}1173\text{ K}$, prędkości odkształceń $\dot{\varepsilon} = 0,03\text{--}6,0\text{ s}^{-1}$ oraz odkształceń $\varepsilon = 0\text{--}6,0$. Do opisu zmian maksymalnego naprężenia uplastyczniającego takich stali można stosować także zależność [213, 214, 309]

$$\sigma_{\max} = c_1 (c_2 + C_w)^{c_3} e^{\left(c_4 \dot{\varepsilon} - c_5 T - \frac{c_6}{T} \right)} \quad (2.3.69)$$

Dopasowanie tej zależności do wyników doświadczalnych jest bardzo dobre, o czym świadczy wartość współczynnika korelacji, która wynosi 0,965.

Stosowane jest także równanie, wywodzące się od krzywej podstawowej $\sigma_{pB}(\varepsilon)$ określonej w takich warunkach, w których przyjmuje się, że nie zachodzi proces zdrowienia i proces rekryształizacji dynamicznej [100]

$$\sigma_p \Big|_{\varepsilon} = [a'(\dot{\varepsilon}, T) - b'(\dot{\varepsilon}, T)] \sigma_b \Big|_{\varepsilon} \quad (2.3.70)$$

2.3.5. Modele uwzględniające stan wewnętrzny materiału

Równania konstytutywne, oprócz takich makroskopowych parametrów, które są łatwo mierzalne, jak: odkształcenie, prędkość odkształcenia, naprężenie uplastyczniające i temperatura, ujmują także parametry stanu wewnętrznego materiału, których dokładne zdefiniowanie oraz możliwość ich zmierzenia, stwarzają poważne trudności.

Ogólna koncepcja modelu z parametrami stanu wewnętrznego sprowadza się do określenia wielkości wyjściowych istotnych ze względu na zastosowanie modelu, najczęściej jest to naprężenie uplastyczniające σ_p , a także wielkość ziaren D . Wielkości te wyrażane są w funkcji parametrów stanu wewnętrznego σ_w i bieżących warunków odkształcania, co można przedstawić w postaci:

$$\sigma_p = \sigma_p(T, \dot{\varepsilon}, \varepsilon, \sigma_w) \quad (2.3.71)$$

$$D = D(T, \dot{\epsilon}, \epsilon, \sigma_w) \quad (2.3.72)$$

Każdy z parametrów stanu wewnętrznego opisany jest odpowiednim równaniem ewolucji

$$\dot{\sigma}_w = \dot{\sigma}_w(T, \dot{\epsilon}, \sigma_w) \quad (2.3.73)$$

Parametry stanu mogą być określone arbitralnie, lecz znacznie lepiej określać je zgodnie z teorią mikromechaniki odkształceń plastycznych. Z punktu widzenia fizyki metali i metalurgii najbardziej istotne parametry stanu wewnętrznego, które oddziałują na właściwości użytkowe wyrobów i technologię wytwarzania, to gęstość dyslokacji, wielkość, kształt i powierzchnia granic ziaren, rozkład podziaren, energia zmagazynowana i tekstura deformacji [282]. Jednakże obecnie istnieją jedynie opisy prostych oddziaływań między parametrami wejściowymi a wielkościami wyjściowymi, które nie prowadzą do ogólnie użytecznych równań konstytutywnych [56]. Dla uzyskania takich równań należy połączyć teorię fenomenologiczną z teorią mikromechaniki odkształceń plastycznych. Takie rozwiązania zaprezentowane zostały w pracach Sellarsa [282, 284], Harta [123–127], Pietrzyka [234, 236].

Hart [123–127] do opisu stanu wewnętrznego materiału zastosował dwa parametry. Jeden z nich określa naprężenie wewnętrzne i jest ściśle związany ze zmagazynowanym odkształceniem wywołanym wspinaniem się dyslokacji. Drugi natomiast, który stanowi krytyczną wartość naprężenia wewnętrznego, jest zależny od historii odkształcania i opisuje izotropowe umocnienie. Model ten jest jednak dość ograniczony, bo uwzględnia przede wszystkim wspinanie się dyslokacji, podczas gdy w procesie odkształcania biorą udział różne mechanizmy ruchu dyslokacji, jak również różne procesy aktywowane termicznie. Zastosowanie tego modelu wymaga poza tym znajomości zmienności parametrów stanu wewnętrznego wraz z warunkami odkształcania.

Do opisu stanu wewnętrznego materiału w pracach [7, 333] zastosowano jeden parametr stanu wewnętrznego materiału σ_w , który jest skalarą wyrażonym w jednostkach naprężenia. Określany jest on jako opór charakterystyczny [65], twardość [136], a także próg mechaniczny [156]. Korzystając z sugestii przedstawionej w pracy [180], Anand [7] wprowadza parametr σ_w do równania wywodzącego się z teorii pełzania zbliżonego do równania Garafalo

$$\dot{\epsilon}^p = A \left[\exp \left(-\frac{Q}{RT} \right) \right] \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_w} \right)^n \quad (2.3.74)$$

natomiast Zhou i Clode [333] wprowadzają go do równania Garafalo

$$\dot{\epsilon}^p = A \left[\sinh \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_w} \right) \right]^n \exp \left(-\frac{Q}{RT} \right) \quad (2.3.75)$$

Do opisu ewolucji parametru stanu wewnętrznego stosują oni równanie o postaci

$$\dot{\sigma}_w = \frac{h_0}{\sigma_{wn}} (\sigma_{wn} - \sigma_w) \dot{\epsilon} \quad (2.3.76)$$

Pierwszy człon $h_0 \dot{\epsilon}$ przedstawia liniowe umocnienie, a drugi $(h_0 \dot{\epsilon} \sigma_w) / \sigma_{wn}$ osłabienie wywołane zdrowieniem dynamicznym, h_0 obrazuje prędkość, z jaką parametr stanu σ_w osiąga stan nasycenia σ_{wn} określony przez $\dot{\sigma}_w = 0$ przy danej prędkości odkształcania i temperaturze.

Ponieważ w procesach przeróbki plastycznej występują duże odkształcenia plastyczne, więc w równaniach (2.3.74) i (2.3.75) zamiast stosowania prędkości odkształceń plastycznych $\dot{\epsilon}^p$ można stosować, bez obawy popełnienia większego błędu, prędkość odkształceń całkowitych $\dot{\epsilon}$.

Anand [7] dochodzi do interesującego wniosku, iż jeśli dany materiał ma taką samą czułość na prędkość odkształcania m i jednakową początkową wartość parametru σ_{w0} , to dla różnych kombinacji temperatury i prędkości odkształcania, zapewniających stałość parametru Zenera–Hollomona, charakteryzuje się jednakowymi równaniami konstytutywnymi. Przy założeniach upraszczających, dotyczących współczynników umocnienia i czułości na prędkość odkształcania, że zależą one tylko od temperatury, a energia aktywacji jest stała w wyższych temperaturach, uzyskuje się typowe równanie Voce (2.3.27).

Omawiane równania konstytutywne (2.3.74) i (2.3.75) dotyczą jedynie maksymalnych i ustalonych wartości parametru stanu wewnętrznego. Zależności te nie uwzględniają statycznego zdrowienia ani statycznej i dynamicznej rekrytalizacji.

W modelu materiału opracowanym przez Marciniaka i Koniecznego [195, 196] historia odkształcania jest uwzględniona podobnie przez wprowadzenie pojęcia naprężenia stanu wewnętrznego materiału σ_w . Przyjęto, że naprężenie uplastyczniające σ_p zależy od chwilowego stanu materiału określanego przez σ_w i od warunków odkształcania, określonych prędkością i temperaturą odkształcania

$$\sigma_p = \sigma_p(\dot{\epsilon}, T, \sigma_w) \quad (2.3.77)$$

i wyraża się równaniem

$$\sigma_p = M(P\sigma_w + \sigma_v) \quad (2.3.78)$$

Funkcja P , opisująca zachowanie się materiału przy nagłych zmianach prędkości odkształcania, ma postać

$$P = \tanh \left[k_1 \dot{\epsilon}^{n_1} T \exp \left(\frac{k_2}{T} \right) \right] \quad (2.3.79)$$

Funkcja σ_v jest wyrażona złożonym równaniem, w którym występuje temperatura, prędkość odkształcania i trzy stałe materiałowe, a funkcja M określa zmienność mo-

dułu sprężystości wraz z temperaturą. Zmiany stanu wewnętrznego materiału σ_w opisuje równanie ewolucji stanu, w którym funkcje F_1 i F_0 opisują parametry stanu w zależności od warunków odkształcania

$$\dot{\sigma}_w = F_1 \dot{\epsilon} + F_0 \quad (2.3.80)$$

Model ten z dostateczną dokładnością opisuje w szerokim zakresie temperatur i prędkości odkształcania zachowanie się stali niskowęglowej zawierającej 0,1% C. Przyjęcie niektórych zależności budzi jednak pewne wątpliwości. Parametr P wyrażony przez tgh (2.3.79) może się zmieniać od +1 do -1, co narzuca określoną reakcję materiału na zmianę prędkości i temperatury odkształcania. W przypadku miedzi i brązów krzemowych reakcja materiału nie odpowiada warunkom określonym tym równaniem.

Model uwzględniający stan wewnętrzny materiału został opracowany do opisu naprężenia uplastyczniającego brązów krzemowych zawierających do 6% Si odkształcanych w szerokim zakresie temperatury i prędkości odkształcania [87, 93, 96]. Model ten poza temperaturą i prędkością odkształcania uwzględnia nagłe zmiany tej prędkości, nie może być jednak zastosowany do opisu procesów sekwencyjnych.

Równanie konstytutywne uwzględniające umocnienie oraz osłabienie wywołane rekrytalizacją dynamiczną przedstawione zostało w pracy [146]. W równaniu tym do opisu naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego związanego zarówno ze zdrowieniem, jak i rekrytalizacją dynamiczną zastosowano typowe zależności wiążące je z parametrem Zenera-Hollomona, zrekrystalizowane ziarna opisano zależnością (2.2.6) oraz wprowadzono parametry strukturalne, takie jak: średnia gęstość dyslokacji w podziarnach i na ich granicy, średnia swobodna droga dyslokacji, współczynnik mobilności dyslokacji, wektor Burgersa, energia przypadająca na jednostkę długości dyslokacji, gęstość dyslokacji w obszarze zrekrystalizowanym i niezrekrystalizowanym. Sposób wyznaczenia współczynników w takim równaniu opisano w pracy [326]. Równanie takie zastosowane zostało do symulacji osiowo-symetrycznego procesu śpęczania [145]. Stosowanie takiego równania wymaga znajomości dużej liczby parametrów związanych ze strukturą materiału oraz ich ewolucji zachodzącej wraz z odkształcaniem. Nie można stosować opracowanego modelu do procesów sekwencyjnych.

Jeszcze bardziej złożoną zależność, opracowaną na podstawie prawa Perzyny i Sawczuka [222], uwzględniającą dyslokacyjny model płynięcia plastycznego podany przez Sandströma i Langeborga [269], przedstawił Lička [181]. Ma ona fizyczne uzasadnienie, jest jednak zbyt skomplikowana do praktycznego zastosowania.

Model materiału zbudowany na podstawie wzajemnego oddziaływania ruchomych dyslokacji z bliskimi barierami pola naprężeń przedstawiono w pracy [217]. Autorzy wyodrębniają składową termiczną σ_{pT} i składową atermiczną σ_{pE} naprężenia uplastyczniającego. Ta ostatnia zależy jedynie od temperatury przez temperaturową zależność modułu sprężystości postaciowej. Składowa ta w temperaturze T_0 jest równa zeru. Końcowa postać zależności na naprężenie uplastyczniające przedstawia się następująco

$$\sigma_p = \sigma_{pE} + \sigma_{pT} \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \right]^m \quad (2.3.81)$$

Jest to bardzo uproszczony model, który nie uwzględnia wielu czynników. Zbudowany został przy założeniu, iż umocnienie spowodowane obniżeniem temperatury w zakresie od T_0 do temperatury 0 K jest wywołane redukcją mobilnych dyslokacji w wyniku oddziaływania barier bliskiego zasięgu.

Bardzo interesujące rozwiązanie przedstawione zostało przez Pietrzyka [234, 236], który zakłada, że naprężenie uplastyczniające w procesach przeróbki plastycznej na gorąco jest wyznaczone przez rozwój populacji dyslokacji. Prowadzi to do propozycji, że umocnienie kontrolowane jest przez mechanizmy tworzenia i anihilacji dyslokacji, które są procesami podlegającymi zasadzie superpozycji. Przyjmując, że opór mechaniczny dla ruchu dyslokacji zależy od gęstości dyslokacji, otrzymano zależność na naprężenie uplastyczniające uwzględniające proces osłabienia

$$\sigma_p = A\mu b\rho^{0.5} \quad (2.3.82)$$

Pietrzyk stosuje trzy modele określające gęstości dyslokacji. W pierwszym uwzględnia rozkład prawdopodobieństwa gęstości dyslokacji w objętości materiału, otrzymując równanie różniczkowe opisujące rozwój gęstości dyslokacji (2.2.46).

Wyznaczenie współczynników występujących w modelu jest podstawową trudnością w jego stosowaniu. Dlatego między innymi zaproponowana została uproszczona wersja tego modelu wykorzystująca równanie różniczkowe opisujące zmiany średniej gęstości dyslokacji

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = A_1\dot{\epsilon} - A_2\rho t^2 - A_3\rho(t - E_d) \quad (2.3.83)$$

W równaniu tym pierwszy człon opisuje atermiczne umocnienie, drugi termiczne osłabienie wywołane zdrowieniem i trzeci osłabienie wywołane rekrytalizacją, która rozpoczyna się po czasie t określającym odkształcenie krytyczne.

W najbardziej uproszczonej wersji Pietrzyk przyjął, iż połączony wpływ umocnienia i zdrowienia dynamicznego opisuje zależność (2.3.54). W modelu tym przyjęto założenie, że dwa pierwsze człony w równaniu (2.3.83), reprezentujące umocnienie i zdrowienie, są prawidłowo opisane równaniem (2.3.54), natomiast rekrytalizacja dynamiczna jest reprezentowana przez dodatkowy człon zawierający całkę po czasie z gęstości dyslokacji. Wartości stałych w tych modelach są wyznaczone metodą invers [174] za pomocą programu Comp_axi [237].

Model oparty również na ewolucji gęstości dyslokacji, w którym przyjmuje się, że umocnienie wywołane jest klasycznym wzrostem gęstości dyslokacji, a osłabienie spowodowane jest procesem zdrowienia dynamicznego, w którym anihilacja dyslokacji następuje w wyniku poślizgu poprzecznego oraz procesu rozwoju struktury komórkowej, przedstawiony został przez Fanga i Dahla [53]. Oryginalne podejście auto-

rów sprowadza się do wyodrębnienia oddziaływania powierzchni komórek dyslokacyjnych od oddziaływania ich wnętrza. Do wyznaczenia współczynników modelu zaproponowano próbę rozciągania do odkształceń znacznie przekraczających utratę stateczności i wyznaczanie naprężenia uplastyczniającego w obszarze szyjki przez wykorzystanie równania Bridgmana.

Podjęmowane są również prace zmierzające do zbudowania modeli opisujących zależności między naprężeniem uplastyczniającym a odkształceniem na podstawie analizy zachowania się każdego ziarna, z zastosowaniem metody elementów skończonych. Związki takie buduje się na podstawie fenomenologicznego opisu umocnienia wywołanego zmianą gęstości dyslokacji [59]. Takie modele opracowano dla pojedynczych kryształów o sieci zwartej płasko-centrowanej [305, 307], polikryształów złożonych z pojedynczych warstw ziaren o ściśle zorientowanych granicach [308] bądź o rozmiarach nie przekraczających kilku mikrometrów [306].

Jak wynika z przedstawionego przeglądu, istnieje znaczna liczba różnych funkcji stosowanych do opisu naprężenia uplastyczniającego w funkcji warunków odkształcania. Funkcje te opisują naprężenie uplastyczniające określonych materiałów w stosunkowo wąskim przedziale warunków odkształcania i poza pracami autora [74–100] i nielicznymi wyjątkami [218], dotyczą przede wszystkim różnych gatunków stali.

2.4. Analiza wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania

2.4.1. Wprowadzenie

Do budowy modelu materiału niezbędna jest znajomość eksperymentalnych przebiegów naprężenia uplastyczniającego w funkcji warunków odkształcania. Powstanie nowych, doskonalszych konstrukcji urządzeń, takich jak plastometry skrętne i krzywkowe rozszerza znacznie możliwości uzyskiwania przebiegów [115, 116] w coraz bardziej złożonych warunkach odkształcania. Pomimo bezdyskusyjnej przydatności metody plastometrycznej, należy pamiętać zarówno o jej potencjalnych możliwościach, jak też o ograniczeniach. Okazuje się, że wyznaczone w różnych próbach plastometrycznych zależności naprężenia od odkształcania dla tego samego materiału się różnią. Wynika to nie tylko z oddziaływania stanu naprężenia na krzywe umocnienia, ale także z uproszczeń stosowanych podczas opracowywania wyników badań. Istotne więc jest, oprócz ustalenia metodyki badań, również ustalenie sposobu opracowywania wyników badań. Najczęściej do wyznaczenia zależności naprężenie–odkształcenie stosuje się próby rozciągania, ściskania i skręcania [316].

W ostatnich latach do opisu zachowania się materiałów najczęściej stosuje się badania z użyciem plastometru skręcającego. Główne zalety tej metody to możliwość uzyskania krzywych naprężenie–odkształcenie w dużym zakresie odkształceń i dla dużych prędkości odkształcania [39] oraz dużych odkształceń granicznych, bez wcześniejszej utraty stateczności [155]. Ograniczeniem natomiast jest niejednorodność odkształceń wzdłuż promienia, która komplikuje przeliczanie momentu skręcającego na naprężenia uplastyczniające, szczególnie gdy materiał odkształcany jest w podwyższonych temperaturach, w których zachodzą zjawiska powodujące jego osłabienie [49, 311].

2.4.2. Metody wyznaczania odkształcenia postaciowego i naprężenia uplastyczniającego

Analiza próby skręcania w zakresie plastycznym po raz pierwszy została wykonana przez Nadaia [211] na podstawie rozważań Ludwika [185] dotyczących zakresu sprężystych odkształceń dla następujących założeń:

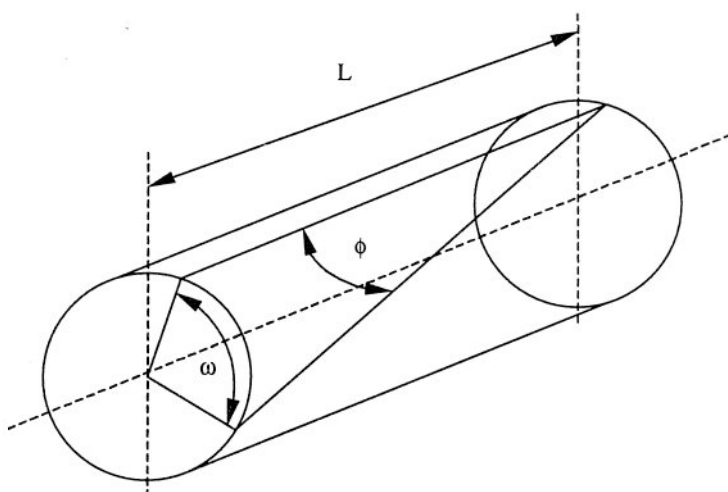
- proces odkształcania nie zmienia izotropowych właściwości materiału,
- płaskie poprzeczne przekroje pozostają podczas skręcania nadal płaskie,
- promień skręcanej próbki pozostaje prostoliniowy,
- jeżeli odkształcenie wzdłuż osi próbki jest jednorodne, to linia prosta równoległa do osi skręcanej próbki przechodzi w linię spiralną.

W próbie skręcania wyznacza się przebieg momentu skręcającego w funkcji kąta skręcania próbki, następnie wielkości te są przeliczane na naprężenie uplastyczniające i odkształcenie postaciowe.

2.4.2.1. Odkształcenie postaciowe

Rozważmy izotropowy walec o długości L i promieniu r poddany plastycznemu skręcaniu (rys. 2.4.1). Istnieje kilka definicji dużych odkształceń postaciowych. Jedną z definicji odkształceń postaciowych są tak zwane zakumulowane odkształcenia określone jako całka ze składowych postaciowych tensora prędkości odkształceń [170, 301, 310]

$$\gamma^* = \int_0^t \dot{\gamma}_{\theta,z} dt = \int_0^{\omega} \frac{r(\omega)}{L(\omega)} d\omega \quad (2.4.1)$$



Rys. 2.4.1. Schemat skręcania pełnej próbki walcowej
Fig. 2.4.1. Torsion of solid circular specimen

Stosowanie tej definicji wymaga znajomości zmiany parametrów r i L w funkcji kąta skręcania. Ponieważ rejestracja zmian tych wielkości jest bardzo trudna, pojęcie zakumulowanych odkształceń praktycznie nie znalazło zastosowania.

Kolejną definicję przedstawia zależność

$$\gamma^0 = \frac{L}{L_0} \tan \phi \quad (2.4.2)$$

Taka definicje odkształceń postaciowych jest dość często stosowana, szczególnie gdy w czasie odkształcania zachodzą wyraźne zmiany długości próbki [14, 31].

Powszechnie przyjęta została inna definicja odkształceń postaciowych [17, 302]

$$\gamma = \tan \phi = \frac{r\omega}{L} \quad (2.4.3)$$

Definicja ta zakłada stały promień i długość próbki podczas odkształcania, będzie ona stosowana w dalszych rozważaniach.

Między odkształceniami postaciowymi wyrażonymi równaniami (2.4.2) i (2.4.3) istnieje prosty związek

$$\gamma = \frac{L_0}{L} \gamma^0 \quad (2.4.4)$$

Zmiany długości i promienia próbki podczas skręcania są stosunkowo małe i najczęściej w obliczeniach naprężenia i odkształcenia są pomijane. Zależą one od warunków odkształcania. Podczas skręcania w pokojowej temperaturze następuje na ogół wydłużenie próbek, odkształcanie natomiast w wyższych temperaturach prowadzi do ich skrócenia [302]. Przyrost długości próbek wiąże się z powstawaniem tek-

stury materiału, zmniejszenie ich długości natomiast jest powiązane z rekrytalizacją dynamiczną, zorientowanym zarodkowaniem i selektywnym rozrostem ziaren [148, 209, 312].

Inny sposób obliczania odkształceń postaciowych zaproponowany został w pracy [121]. Na powierzchnię próbki nanoszone są okręgi, które w wyniku odkształcania przybierają kształt elipsy. Odkształcenie postaciowe, przy zastosowaniu warunku plastyczności Hubera–Misesa, oblicza się wówczas z zależności

$$\gamma^{\#} = \sqrt{2}(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{1/2} \quad (2.4.5)$$

Metoda ta nie uwzględnia, iż powstałe z okręgów elipsy nie są płaskie, lecz leżą na powierzchni walca, co może prowadzić do znacznych błędów. Może to być powodem, że metoda ta znalazła tylko bardzo nieliczne zastosowania [271, 273].

2.4.2.2. Naprężenie uplastyczniające

Dotychczas nie opracowano jednej uniwersalnej metody wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania. Naprężenie to można wyznaczać zasadniczo dwoma sposobami. W pierwszej metodzie naprężenie wyznacza się bezpośrednio z momentu skręcającego, w drugiej natomiast należy a priori przyjąć określoną postać zależności między naprężeniem uplastyczniającym a parametrami odkształcania, która po wyznaczeniu występujących w niej współczynników umożliwi obliczenie naprężenia [77, 104, 107, 108].

W pierwszej metodzie analizuje się przebieg zmiany momentu skręcającego w funkcji parametrów procesu skręcenia i na tej podstawie wyznacza się naprężenie styczne.

Moment skręcający opisuje się zależnością

$$M_s = 2\pi \int_0^{r_i} \tau(r) r^2 dr \quad (2.4.6)$$

Po podstawieniu do równania (2.4.6) związku (2.4.3) oraz uwzględnieniu, że $dr = \frac{L}{\omega} d\gamma$ otrzymujemy funkcję

$$M_s = \frac{2\pi L^3}{\omega^3} \int_0^{\gamma_i} \tau \gamma^2 d\gamma \quad (2.4.7)$$

która po zróżniczkowaniu względem ω przyjmuje postać

$$\frac{dM_s}{d\omega} = \frac{-6\pi L^3}{\omega^4} \int_0^{\gamma_i} \tau \gamma^2 d\gamma + \frac{2\pi L^3}{\omega^3} \frac{d\left(\int_0^{\gamma_i} \tau \gamma^2 d\gamma\right)}{d\omega} \quad (2.4.8)$$

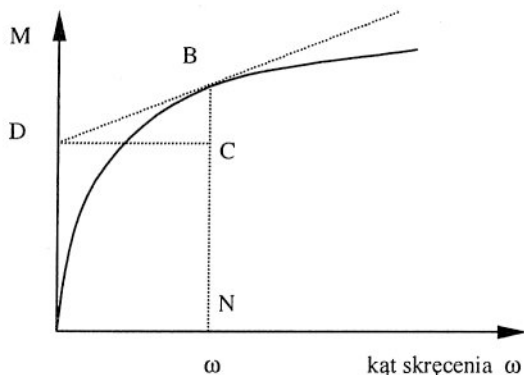
Po uwzględnieniu, że $d\gamma = \frac{r}{L} d\omega$ oraz zależności (2.4.7) otrzymujemy

$$\frac{dM_s}{d\omega} = \frac{-3M_s}{\omega} + \frac{2\pi r_z^3 \tau}{\omega} \quad (2.4.9)$$

i ostatecznie styczne naprężenie uplastyczniające wyraża się równaniem [187]

$$\tau = \frac{1}{2\pi r_z^3} \left(3M_s + \omega \frac{dM_s}{d\omega} \right) = \frac{M_s}{2\pi r_z^3} \left(3 + \frac{d \ln M_s}{d \ln \omega} \right) \quad (2.4.10)$$

Pierwszy człon tego równania $3M_s/2\pi r_z^3$ przedstawia maksymalną wartość naprężenia stycznego materiału bez umocnienia się, natomiast drugi człon $\frac{\omega}{2\pi r_z^3} \frac{dM_s}{d\omega}$ przedstawia korektę naprężenia związaną z umocnieniem. Tak wyrażone naprężenie styczne można wyznaczyć poprzez konstrukcję geometryczną przedstawioną na rys. 2.4.2 [147].



Rys. 2.4.2. Zależność momentu skręcającego od kąta skręcenia

Fig. 2.4.2. Torque – angle of twist relation

Pochodna momentu skręcającego w punkcie B wynosi $dM_s/d\omega = BC/DC$, skąd dla $DC = \omega$, $BC = \omega dM_s/d\omega$. Uwzględnivszy, że $M_s = BN$ i po podstawieniu tych wielkości do równania (2.4.10) otrzymujemy

$$\tau = \frac{1}{2\pi r_z^3} (3BN + BC) \quad (2.4.11)$$

Wyznaczając styczne do krzywej $M - \omega$ w różnych punktach oraz korzystając z zależności (2.4.3), można otrzymać funkcję $\tau(\gamma)$.

Metoda ta nie jest dokładna dla zakresu małych odkształceń, dla których pochodna $dM_s/d\omega$ szybko zmniejsza się wraz z kątem skręcenia. Dokładność obliczeń według Hilla [134] można poprawić, zmieniając równanie (2.4.10) na następujące

$$\tau = \frac{1}{2\pi r_z^3} \left[4M_s + \omega^2 \frac{d}{d\omega} \left(\frac{M_s}{\omega} \right) \right] \quad (2.4.12)$$

Shepard [289] stosował przedstawioną konstrukcję dla małych odkształceń, natomiast Swift [302] zastosował ją do dużych odkształceń, wykazując jej poprawność dla próbek rurowych i pełnych, wykonanych z miękkiej stali.

Wprowadzając do wyrażenia (2.4.10) oznaczenie n – współczynnik umocnienia

$$n = \left(\frac{\partial \ln M_s}{\partial \ln \omega} \right)_{\dot{\omega}} \quad (2.4.13)$$

otrzymujemy zależność na naprężenia styczne

$$\tau = \frac{(3+n)M_s}{2\pi r_z^3} \quad (2.4.14)$$

Dla materiałów charakteryzujących się czułością na prędkość odkształcania, przy założeniu, że naprężenie styczne zależy tylko od γ i $\dot{\gamma}$, a moment od ω i $\dot{\omega}$, różniczkę $\frac{d \ln M_s}{d \ln \omega}$ występującą w równaniu (2.4.10) można wyrazić następująco [39]

$$\frac{d \ln M_s}{d \ln \omega} = \left(\frac{\partial \ln M_s}{\partial \ln \omega} \right)_{\dot{\omega}} + \left(\frac{\partial \ln M_s}{\partial \ln \dot{\omega}} \right)_{\omega} \quad (2.4.15)$$

Uwzględniając zależność (2.4.13) oraz wprowadzając pojęcie współczynnika czułości na prędkość odkształcania

$$m = \left(\frac{\partial \ln M_s}{\partial \ln \dot{\omega}} \right)_{\theta} \quad (2.4.16)$$

otrzymujemy

$$n + m = \left(\frac{d \ln M_s}{d \ln \omega} \right)_{\omega/\dot{\omega}} \quad (2.4.17)$$

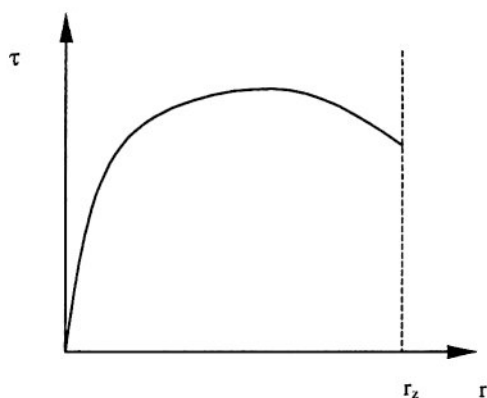
i wtedy naprężenie styczne materiałów czułych na prędkość odkształcania wyraża się zależnością [57, 171]

$$\tau = \frac{M_s (3 + m + n)}{2\pi r_z^3} \quad (2.4.18)$$

Aby wyznaczyć parametr m , konieczne jest określenie M_s dla stałych wartości ω w szerokim zakresie prędkości odkształcania $\dot{\omega}$, podczas gdy współczynnik n może być wyznaczany bezpośrednio z krzywej $M - \omega$ przez automatyczne, komputerowe jej różniczkowanie [183, 273].

Podczas odkształcania w niskich temperaturach dla wielu materiałów można pominąć czułość na prędkość odkształcania i wtedy naprężenie opisuje zależność (2.4.14), natomiast w wyższych temperaturach można pominąć umocnienie odkształceniowe i naprężenie uzależnić tylko od prędkości odkształcania [323].

W wyższych temperaturach, oprócz umocnienia, może wystąpić także osłabienie materiału wywołane rekrytalizacją dynamiczną bądź niejednorodnym odkształcaniem. Wówczas dla dużych odkształceń w warstwach zewnętrznych skręcającej próbki naprężenie styczne jest mniejsze aniżeli w warstwach wewnętrznych (rys.2.4.3). W takich przypadkach zastosowanie równania (2.4.14) lub (2.4.18) do wyznaczenia z momentu skręcającego wartości naprężenia stycznego prowadzi do powstania dużych rozbieżności między obliczonym a rzeczywistym naprężeniem uplastyczniającym [93].



Rys. 2.4.3. Rozkład naprężeń stycznych wzdłuż promienia, gdy w warstwach zewnętrznych próbki występuje osłabienie

Fig. 2.4.3. Distribution of shear stresses along radius when in outer layers of sample a softening occurs

Jak to już wspomniano, druga metoda wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania wymaga przyjęcia określonej postaci zależności między naprężeniem stycznym a odkształceniem postaciowym. Zależności te można opisać różnymi równaniami, które powinny spełniać warunek możliwości odwzorowania rzeczywistego przebiegu naprężenia w funkcji odkształcenia. Zastosowanie tej metody przedstawione zostanie dla kilku różnych równań konstytutywnych, uwzględniających różne charakterystyki materiału.

Równaniem konstytutywnym najczęściej stosowanym do opisu zachowania się materiałów, z pominięciem oddziaływania prędkości odkształcania, jest zależność analogiczna do równania (2.3.7)

$$\tau = C' \gamma^{n'} \quad (2.4.19)$$

Wszystkie współczynniki występujące w drugiej metodzie wyznaczania naprężenia uplastyczniającego oznaczono dodatkowo indeksem prim. Podstawiając to wyrażenie do (2.4.6) i uwzględniając (2.4.3), otrzymujemy

$$M_s = 2\pi \int_0^{r_z} C' \left(\frac{r\omega}{L} \right)^{n'} r^2 dr = 2\pi C' \gamma'^{n'} \frac{r_z^3}{n' + 3} = 2\pi \tau \frac{r_z^3}{n' + 3} \quad (2.4.20)$$

Stałe C' i n' występujące w tym równaniu można wyznaczyć metodą regresji liniowej na podstawie wyników eksperymentalnych otrzymanych w próbie skręcania. Napężenie styczne wyznaczone z tego równania przyjmuje postać równania (2.4.14).

Podobną metodę, dla materiałów niewrażliwych na prędkość odkształcania, zastosowano w pracy [77] do wyznaczenia parametrów równania opisującego próbę skręcania według równania Krupkowskiego [173]

$$\tau = c' k' \{1 - \exp[-c'(\gamma' + \gamma)]\}^{m'} \quad (2.4.21)$$

W równaniu tym γ' , k' , m' , c' są parametrami materiałowymi.

Podstawiając tę zależność do równania (2.4.6), otrzymuje się wyrażenie

$$M_s = 2\pi \int_0^{r_z} r^2 c' k' \{1 - \exp[-c'(\gamma' + \gamma)]\}^{m'} dr \quad (2.4.22)$$

dla którego parametry materiałowe wyznacza się z warunku, aby kwadrat różnicy między momentem obliczonym z zależności (2.4.22) a momentem wyznaczonym doświadczalnie osiągnął globalne minimum. Autorzy pracy [77], dla zwiększenia dokładności opisu, cały zakres odkształceń dzielą na kilka kolejnych obszarów, dla których wyznaczone zostają odrębne wartości parametrów materiałowych. Dyskretyzacja taka nie znajduje uzasadnienia w rzeczywistym przebiegu

Dla materiałów czułych na prędkość odkształcania krzywą umocnienia opisuje się najczęściej równaniem analogicznym do zależności (2.3.15)

$$\tau = C' \gamma'^{n'} \dot{\gamma}^{m'} \quad (2.4.23)$$

Moment skręcający o stałej prędkości odkształcania wyraża się w takim przypadku zależnością

$$M_s = 2\pi \int_0^{r_z} C' \left(\frac{r\omega}{L} \right)^{n'} \left(\frac{r\dot{\omega}}{L} \right)^{m'} r^2 dr = 2\pi C' \gamma'^{n'} \dot{\gamma}^{m'} \frac{r_z^3}{n' + m' + 3} = 2\pi \tau \frac{r_z^3}{n' + m' + 3} \quad (2.4.24)$$

Stałe występujące w tym równaniu można wyznaczyć metodą regresji wielowymiarowej zgodnie z wynikami eksperymentalnymi otrzymanymi w próbie skręcania, przedstawiając je w układzie $\log M_s - \log \gamma - \log \dot{\gamma}$. Napężenie styczne wyznaczone z tego równania przyjmuje postać analogiczną do równania (2.4.18).

Równania (2.4.19) i (2.4.23), zastosowane w drugiej metodzie do opisu napężenia uplastyczniającego, uniemożliwiają uwzględnienie jego zmniejszenia w warstwach zewnętrznych próbki. Dlatego w pracy niniejszej do wyznaczania napężenia uplastyczniającego zastosowano metodę, przedstawioną w rozdziale 4.2.2, umożliwiającą poprawne opisanie jego przebiegu.

Największe naprężenia styczne, jeżeli nie zachodzi osłabienie odkształceniowe, panują na powierzchni. Ze względu na duży gradient naprężeń wzdłuż promienia próbki nie mogą one być miarodajne, poza tym zależą one także od rozkładu odkształceń wzdłuż promienia. W niektórych pracach zamiast wartości naprężeń na powierzchni próbki stosuje się naprężenia panujące w pewnej od niej odległości, na tzw. promieniu krytycznym zwanym też efektywnym r_k . Różni autorzy podają różne wartości promienia krytycznego, od $0,6 r_z$ [59, 273, 274] poprzez $0,667 r_z$ w [273, 274, 286], $0,724 r_z$ w [12], $0,75 r_z$ w [248, 299] do $0,765 r_z$ w [78]. Promień krytyczny jest wyznaczany według różnych założeń. W pracy [12] wyznaczono go zgodnie z założeniem, że na promieniu krytycznym naprężenie styczne materiału rzeczywistego jest równe naprężeniu materiału idealnie plastycznego, niewrażliwego na prędkość odkształcania. W pracach [59, 273, 274] promień krytyczny wyznaczono na podstawie założenia, że pozwala on określić średnie odkształcenie postaciowe w całym przekroju poprzecznym skręcanej próbki. Średnie odkształcenie postaciowe wyraża wzór

$$\gamma_{sr} = \frac{1}{\pi r_z} \int_0^{r_z} \frac{r\omega}{L} 2\pi r dr = \frac{2}{3} \frac{r_z \omega}{L} \quad (2.4.25)$$

Biorąc pod uwagę, że odkształcenie postaciowe na powierzchni próbki wyrażone jest zależnością (2.4.3), nie trudno zauważyć, iż zależność (2.4.25) określa promień efektywny równy $(2/3)r_z$. Kompromisowo można przyjąć promień efektywny wynoszący $0,75 r_z$.

W rozważaniach dotyczących wyznaczania promienia efektywnego nie uwzględniono, że w przypadku występowania osłabienia materiału wartość promienia radykalnie się zmienia. W takich przypadkach dla każdego przebiegu naprężenia stycznego w funkcji odkształcenia postaciowego należałoby określać indywidualnie promień efektywny zgodnie z przyjętym sposobem jego wyznaczania.

Zastępcze odkształcenie liniowe, konieczne do porównania wyników próby skręcania z próbą rozciągania [182] czy ściskania [36], wyraża się różnymi wzorami w zależności od przyjętego warunku plastyczności [58]. Według hipotezy Hubera–Misesa liniowe odkształcenie zastępcze w procesie skręcania wyraża się wzorem [293]

$$\varepsilon = \frac{\gamma}{\sqrt{3}} \quad (2.4.26)$$

Na dokładność wyznaczenia zależności naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia w próbie skręcania, oprócz sposobu przeliczania momentu skręcającego na naprężenie uplastyczniające, mogą mieć wpływ także inne czynniki związane z temperaturą, prędkością odkształcania, anizotropią materiału, historią odkształcania itp. Również hipotezy wytyżeniowe zastosowane do wyznaczenia krzywej naprężenie uplastyczniające–odkształcenie zastępcze mają istotne znaczenie. Hipotezy te zostały na ogół opracowane dla materiału jednorodnego, izotropowego, nieściśliwego i nie-

czułego na prędkość odkształcania. Poza tym należy podkreślić, że przedstawione rozważania odnoszą się do jednorodnego płynięcia i nie uwzględniają niejednorodności odkształceń na długości skręcanej próbki, które są czasami obserwowane [110, 113, 287].

2.5. Analiza zmian temperatury próbki podczas skręcania

Rzeczywista temperatura skręcanej próbki zmienia się wraz z naprężeniem uplastyczniającym, odkształceniem i prędkością odkształcania, a także zależy od właściwości fizycznych skręcanego materiału, takich jak przewodność i pojemność cieplna. Dlatego ważnym problemem, utrudniającym bezpośrednie zastosowanie badań plastometrycznych, jest poprawne określenie przyrostu temperatury dla większych prędkości odkształcania. Poza tym pole temperatury wewnątrz odkształcanego plastycznie ośrodka jest zwykle nierównomierne i stosowanie uśrednionej temperatury w obliczeniach właściwości materiału może prowadzić do znacznych błędów. Nierównomierność temperatury wynika nie tylko z różnej prędkości generowania ciepła w poszczególnych obszarach odkształcanego ośrodka, ale także z różnych warunków brzegowych obejmujących przewodzenie ciepła do zwykle chłodniejszych narzędzi, a także promieniowanie oraz konwekcję ciepła na powierzchniach swobodnych.

Nierównomierny przyrost temperatury w próbie skręcania powoduje niejednorodność odkształcenia na długości próbki, co utrudnia obliczanie odkształceń na podstawie kąta skręcenia.

Im większa prędkość odkształcania tym bardziej proces zbliża się do warunków adiabatycznych i tym większy jest przyrost temperatury próbki. Podczas analizy próby skręcania zwykle pomija się wzrost temperatury wywołany odkształcaniem próbki. Dla małych prędkości odkształcania w wyższych temperaturach nie ma to istotnego znaczenia, natomiast w czasie skręcania w niższych temperaturach i dla większych prędkości przyrost temperatury może dochodzić nawet do kilkudziesięciu stopni i w takich przypadkach niezbędne staje się uwzględnianie wzrostu temperatury [110, 114].

Ponieważ w próbie skręcania nie występuje tarcie, wzrost temperatury próbki wykonanej z materiału, w którym nie zachodzą w danych warunkach odkształcania przemiany fazowe, jest wywołany jedynie pracą odkształcenia plastycznego i określony jest równaniem

$$\Delta T = \frac{\eta}{\rho_m c_p} \int_0^{\epsilon_i} \sigma_p d\epsilon = \frac{\eta}{\rho_m c_p} \int_0^{\gamma_i} \tau d\gamma \quad (2.5.1)$$

Wartość współczynnika η , uwzględniającego energię zmagazynowaną, wynosi zwykle 0,85–0,95 [324]. Uwzględnianie oddziaływania rzeczywistych warunków prowadzenia eksperymentu nastręcza duże trudności, co powoduje, że opinie na temat wzrostu temperatury próbek podczas skręcania nie są jednoznaczne. Według Stüwe [300] wzrost temperatury próbki aluminiowej w zakresie małych odkształceń tylko w małym stopniu zależy od prędkości odkształcania, natomiast przy większych odkształceniach wpływ prędkości odkształcania na jej temperaturę jest znaczący. Zwiększenie prędkości odkształcania powyżej 5 s^{-1} nie wywoływało już istotnego przyrostu temperatury. Również dla stali odkształcanych w zakresie temperatur od 1073 do 1313 K z prędkością odkształcania do $2,5 \text{ s}^{-1}$ wzrost temperatury nie przekraczał 5 K i przy prędkości odkształcania 25 s^{-1} wynosił tylko 10 K [254]. Bardzo duży wzrost temperatury, wynoszący około 450 K, uzyskał Robins i inni [259] podczas skręcania niskowęglowej stali z prędkością $10,5 \text{ s}^{-1}$ przy odkształceniu $\epsilon = 50$. Badania tytanu, stali austenitycznej i miedzi elektrolitycznej, przeprowadzone w zakresie temperatur 1073–1373 K dla prędkości odkształcania od 1 do 10 s^{-1} , wykazały, że najmniejsze przyrosty, wynoszące 15–20 K, uzyskano dla miedzi, natomiast dla tytanu i stali były one znacznie większe, nie przekraczały jednak 140 K [110]. Przyrost temperatury wywołany zwiększeniem prędkości odkształcania był 2,5 razy większy dla tytanu niż dla stali i miedzi. Wyznaczone przyrosty temperatury wskazują na znacznie większą skłonność tytanu, aniżeli stali czy miedzi do akumulacji ciepła. Wiąże się to z jego małą przewodnością cieplną, jak i z silną tendencją do lokalizacji odkształcenia [119].

Większe przyrosty temperatury, dochodzące do 200 K, były zarówno obliczone teoretycznie przy założeniu procesu adiabatycznego, jak i potwierdzone doświadczalnie dla stopu tytanu TiAl6V4 odkształcanego w zakresie temperatur 1100–1200 K z prędkością wynoszącą około 20 s^{-1} przy odkształceniu $\epsilon = 6$ [179]. Przyrost temperatury wyraźnie malał ze wzrostem temperatury odkształcania, co wiąże się ze zmniejszeniem poziomu naprężenia uplastyczniającego, i wywołanym tym obniżeniem pracy odkształcenia plastycznego. Prawdółowa interpretacja wpływu przyrostu temperatury na zachowanie się materiałów w próbie skręcania wymaga poznania rozkładu temperatury w skręcającej próbce.

Badania [110] wykazały, że temperatura określona dla procesu adiabatycznego jest tylko porównywalna lub nieznacznie wyższa z temperaturą zmierzoną, co oznacza, że do obliczania zmian temperatury w trakcie skręcania można przyjąć proces adiabatyczny. Podobne wyniki uzyskano w pracy [323], w której porównywano zmierzone bezpośrednio temperatury próbek skręcanych w temperaturze pokojowej wykonanych ze stopów na bazie niklu i chromu z temperaturami obliczonymi przy założeniu procesu adiabatycznego. Różnice między tymi temperaturami w zakresie dużych prędkości odkształcania $30\text{--}36 \text{ s}^{-1}$ nie przekraczały 5%. Przyrost temperatury dla małych prędkości odkształcania był nieduży i wynosił 3,5 K, a dla dużych prędkości odkształcania nie przekraczał 36 K w zakresie odkształceń nie przekraczających maksymalnego momentu skręcającego [323].

Zupełnie inne wyniki uzyskano podczas skręcania aluminium w wysokich temperaturach, gdzie w trakcie skręcania z prędkością 10 s^{-1} uzyskiwano tak mały przyrost temperatury, że można go było pominąć [249]. Takie wyniki uzyskano prawdopodobnie w związku ze znacznym odprowadzaniem ciepła do narzędzi i otoczenia próbki. W przypadku stali odkształcanej na ciepło izotermiczne warunki i praktycznie brak lokalizacji odkształceń można przyjąć dla prędkości odkształcania nie przekraczającej $0,5 \text{ s}^{-1}$ [213].

Do symulacji generowania i przepływu ciepła oraz wyznaczania przyrostów i rozkładu temperatury w procesach przeróbki plastycznej coraz częściej stosowana jest metoda elementów skończonych [337]. W tym obszarze znaczny postęp został dokonany przez M. Pietrzyka i jego współpracowników. Do analizy przepływu ciepła i rozkładu temperatury w procesach przeróbki plastycznej stosowany był najczęściej termomechaniczny model ciała. Analiza była prowadzona dla procesów osiowo-symetrycznych ciągnięcia drutów i rur oraz dla spęczniania próbek walcowych [240], walcowania w różnych temperaturach taśm aluminiowych [241–243, 245] i niskowęglowych stali [72, 239–242], walcowania kształtowników na gorąco [69, 72, 73], walcowania taśm [71, 235] i prętów bimetalowych [74], walcowania na gorąco prętów ze stali eutektoidalnej [176], ciągnięcia swobodnego rur [229] oraz kucia w matrycach zamkniętych [244]. Opracowane modele umożliwiają wyznaczenie rozkładu temperatury w połączeniu z prędkością odkształcania oraz polem odkształceń i naprężeń w wymienionych procesach. Wykazano, że istotnym problemem jest zdefiniowanie termicznych i mechanicznych warunków brzegowych.

Termomechaniczna analiza rozkładu temperatury w procesie skręcania, z zastosowaniem metody elementów skończonych, wymaga przyjęcia różnych uproszczeń [109, 179, 324]. W pracy [179] przyjęto, że część pomiarowa próbki jest bardzo krótka, co pozwoliło nie uwzględniać zmiany temperatury na jej długości, a jedynie na promieniu. Otrzymane zmiany temperatury na promieniu nie przekraczają dla stopu tytanu TiAl6V4 na ogół $50 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Analizę, uwzględniającą zmiany temperatury wzdłuż długości i promienia próbki, przedstawiono w pracach [109, 324]. Przyrost temperatury zależy bardzo istotnie od rodzaju materiału, i tak w takich samych warunkach odkształcania ($300 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 50 \text{ s}^{-1}$ i $\epsilon = 30$) dla stopu M57S wynosił on około $50 \text{ }^{\circ}\text{C}$, a dla stopu 1S tylko $25 \text{ }^{\circ}\text{C}$ [324]. Znaczne różnice w rozkładzie temperatur uzyskano, symulując proces skręcania próbki stalowej w temperaturze $700 \text{ }^{\circ}\text{C}$, już bowiem przy małej prędkości odkształcania 1 s^{-1} zmiany na długości próbki wynosiły około $30 \text{ }^{\circ}\text{C}$, a zmiany na promieniu około $15 \text{ }^{\circ}\text{C}$ [109]. Badania eksperymentalne [110] potwierdzają wyniki analizy numerycznej, że rozkład temperatury nie jest równomierny na długości próbki i że największa temperatura panuje w środku jej długości, a różnica może dochodzić nawet do 2,5–3% temperatury otoczenia. Istnieją także wzorce do określania przyrostu temperatury wywołanej odkształceniem plastycznym [286].

Duże różnice uzyskiwanych wyników stają się w pełni zrozumiałe, jeżeli uwzględni się przyczyny, które mogą wywoływać zmiany temperatury próbki podczas skręcania, są to:

- zamiana pracy odkształcenia plastycznego na ciepło,
- strata ciepła przekazywanego do uchwytów skręcanej próbki,
- straty ciepła wywołane promieniowaniem i konwekcją ciepła z powierzchni swobodnej skręcanej próbki do otoczenia,
- energia zmagazynowana w skręcanej próbce związana z akumulacją części pracy odkształcenia plastycznego, jak i z ciepłem przemian fazowych aktywowanych odkształceniem.

W opisanych badaniach udział poszczególnych zjawisk mógł być na tyle różny, iż prowadziło to do otrzymania tak odmiennych przyrostów temperatury.

Szczególnie istotne jest określenie właściwej temperatury podczas symulacji za pomocą próby skręcania rzeczywistych procesów technologicznych, zmiany temperatury bowiem w materiale o dużej objętości, przy dużych prędkościach odkształcania, istotnie różnią się od zmian w małych próbkach skręcanych w takich samych warunkach. Anizotropia materiału istniejąca przed odkształceniem, jak i tworząca się podczas odkształcania, może spowodować dodatkowe błędy, jeżeli główne kierunki odkształceń i naprężeń w skręcanej próbce i w procesach kształtowania plastycznego nie są podobnie zorientowane względem kierunków ortotropii. Uwzględnienie tych różnic wymaga gruntownej znajomości warunków generowania, przepływu i wymiany ciepła z otoczeniem.

Uzyskanie izotermicznej zależności między naprężeniem a odkształceniem można osiągnąć, stosując małą prędkość odkształcania, przerywając odkształcanie, bądź chłodząc próbkę. Można także dokonać korekty naprężenia uplastyczniającego, jeśli znane są zmiany temperatury i znany jest wpływ temperatury na naprężenie uplastyczniające ustalone w innym eksperymencie. Należy wziąć pod uwagę, że w próbie skręcania odkształcenie i praca odkształcenia plastycznego zależą od odległości od osi obrotowej, co z kolei wpływa na niejednorodny rozkład temperatury. Istotny wpływ na możliwość regulowania temperatury w plastometrycznej próbie skręcania ma zastosowanie nagrzewania indukcyjnego z bieżącą kontrolą temperatury (sprzężenie zwrotne).

2.6. Podsumowanie

Jak wynika z przedstawionego przeglądu, istnieje znaczna liczba różnych modeli stosowanych do opisu naprężenia uplastyczniającego w zależności od warunków odkształcania oraz funkcji pozwalających poprawnie określić rozwój struktury materiałów podczas odkształcania. Zależności te dotyczą określonych materiałów w stosunkowo wąskim przedziale warunków odkształcania i poza pracami autora i nielicznymi wyjątkami, dotyczą głównie różnych gatunków stali, szczególnie od-

kształcanych w obszarze austenitu. Światowe tendencje rozwoju przemysłu przetwórczego wskazują na coraz większy popyt na miedź i jej stopy. Oznacza to również zapotrzebowania na modele prawidłowo opisujące zachowanie się tych materiałów podczas odkształcania. Ponadto, z wielu powodów, zmniejsza się dominująca dotychczas rola obróbki plastycznej w wysokich temperaturach. Coraz częściej jest ona wypierana przez procesy kształtowania w niższych temperaturach, gdzie kosztem większych wartości parametrów siłowych uzyskujemy lepsze właściwości oraz dokładniejsze wymiary gotowych wyrobów, co przykładowo umożliwia wyeliminowanie obróbki wykańczającej. Powoduje to, że tworzone obecnie modele muszą opisywać zachowanie się materiałów w szerokim zakresie zmienności parametrów odkształcania. Ponieważ coraz większy nacisk kładzie się nie tylko na poprawne wykonanie danego wyrobu, ale również na uzyskanie pożądanych jego właściwości, dlatego model materiału powinien opisywać zarówno zmiany naprężenia w funkcji warunków odkształcania, jak i zmiany strukturalne zachodzące podczas odkształcania, które determinują właściwości gotowego wyrobu. Obecnie stosowane modele na ogół oddzielnie opisują rozwój struktury podczas odkształcania i naprężenie uplastyczniające w funkcji warunków odkształcania. Model ujmujący zjawiska strukturalne jest niezbędny, aby można było sterować właściwościami gotowego wyrobu. Model taki powinien poprawnie opisywać strukturę, a więc wielkość ziaren, stopień umocnienia i osłabienia materiału podczas odkształcania, jak i w przewrótach w odkształcaniu.

W świetle tego co zostało napisane słuszną wydaje się być koncepcja modelu, podczas którego budowy wydzielono poszczególne zjawiska zachodzące w odkształcanym materiale, a które decydują o poziomie naprężenia uplastyczniającego i ewolucji struktury materiału, takie jak: umocnienie, zdrowienie i rekrytalizacja. Wymaga to jednak opisanie tych zjawisk w sposób ilościowy. Obecnie stosowane metody badań tych zjawisk nie pozwalają na uzyskanie z próby skręcania wystarczających do tego informacji. Konieczne jest więc dopracowanie metod badania tych zjawisk.

Niezbędnym fundamentem do budowy modelu materiału są badania strukturalne. Mają one na celu określenie zjawisk zachodzących w odkształcanym materiale oraz poznanie czynników wpływających na ewolucję struktury odkształcanego materiału. Dalszym etapem jest powiązanie zjawisk strukturalnych zachodzących w odkształcanym materiale z przebiegami naprężenia uplastyczniającego w funkcji warunków odkształcania. Okazuje się, że nie każda metodyka eksperymentu pozwala na uzyskanie przebiegów zbliżonych do rzeczywistych. Bardzo więc istotne jest dobranie odpowiedniej metodyki eksperymentu i jej weryfikacja.

Modele matematyczne materiału budowane są na podstawie prostych prób: ściskania, rozciągania bądź skręcania. Każda z nich ma swoje wady i zalety. Najwłaściwsza wydaje się być próba skręcania, a to ze względu na możliwość osiągnięcia dużych odkształceń plastycznych dla dużych prędkości odkształcania, bez wystąpienia geometrycznej niestabilności, w porównywalnych z przemysłowymi warunkami procesów kształtowania. Dzięki temu wyniki uzyskane w próbach skręcania mogą być zastoso-

wane do opisu rzeczywistych, zarówno ciągłych, jak i przerywanych procesów przemysłowych, takich jak: kucie matrycowe, wyciskanie, walcowanie itp.

Najważniejszym ograniczeniem prób plastometrycznych, które trzeba uwzględnić, aby otrzymać poprawne wyniki do budowy modelu, są zmiany temperatury odkształcanego materiału wywołane pracą odkształcania plastycznego. Ponadto w próbie skręcania dużym problemem jest nierównomierny rozkład odkształceń wzdłuż promienia próbki. Aby te czynniki nie powodowały otrzymywania błędnych wyników eksperymentalnych, należy odpowiednio zaplanować i udoskonalić metodykę interpretacji wyników uzyskanych z badań w próbie skręcania.

3. Cel, teza i zakres pracy

Na podstawie przedstawionej analizy stanu zagadnienia, dotyczącego modelowania zachowania się materiałów podczas odkształcania plastycznego, sformułowano cel i tezę pracy.

Celem pracy było opracowanie modeli konstytutywnych opisujących naprężenie uplastyczniające i rozmiary ziaren wybranych stopów miedzi w zakresie dużych odkształceń plastycznych i zmiennych warunków odkształcania.

Postawiono tezę, że jeżeli uwzględniona zostanie ewolucja stanu wewnętrznego materiału, związana z procesami umocnienia i osłabienia zachodzącymi podczas odkształcania i w czasie przerw w odkształcaniu, to istnieje możliwość zbudowania dla wybranych stopów miedzi modeli opisujących naprężenie uplastyczniające i wielkość ziaren w zmiennych, w szerokim zakresie, warunkach odkształcania.

Modele takie mogą być wykorzystane do opracowywania technologii obróbki plastycznej materiałów. Pozwalają one nie tylko na prawidłowy dobór maszyny do przeróbki plastycznej materiałów z zastosowaniem komputerowej symulacji procesów, ale także przewidywanie zjawisk strukturalnych zachodzących podczas odkształcania, a tym samym właściwości materiałów po zakończonym procesie przeróbki plastycznej.

Przeprowadzone badania doświadczalne i analityczne objęły najczęściej stosowane stopy miedzi: dwa rodzaje mosiądzów, trzy rodzaje brązów aluminiowych i trzy rodzaje brązów krzemowych. Skład chemiczny stopów został tak dobrany, aby miały one strukturę jedno- i wielofazową, co umożliwiło uwzględnienie wpływu przemian fazowych na zjawiska charakterystyczne dla procesów odkształcania zachodzących głównie w podwyższonych temperaturach. W badaniach uwzględniono liczne zmienne parametry, takie jak: temperatura, prędkość odkształcania, przerwy czasowe, zmiany prędkości odkształcania w zakresie odkształceń aż do zniszczenia próbki.

Zakres pracy obejmował:

- doświadczalne wyznaczenie krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie w różnych warunkach odkształcania,
- ustalenie wpływu warunków odkształcania na podatność do odkształceń plastycznych badanych materiałów określoną odkształceniem granicznym,
- badania strukturalne odkształconych w różnych warunkach materiałów,
- opracowanie modelu opisującego charakterystyczne wartości naprężenia uplastyczniającego i odkształcenia,

- opracowanie i weryfikację metody poprawnej interpretacji wyników próby skręcania, z uwzględnieniem nierównomierności odkształceń i przyrostu temperatury,
- opracowanie metody badań kinetyki procesów zachodzących podczas i po odkształceniu,
- zbudowanie modelu fenomenologicznego opisującego zmiany naprężenia uplastyczniającego uwzględniającego: stałe warunki odkształcania, zmiany prędkości i temperatury odkształcania oraz przerwy czasowe w procesie odkształcania,
- zbudowanie modelu opisującego ewolucję wielkości ziaren,
- opracowanie programów komputerowych do symulacji działania zbudowanych modeli,
- zastosowanie opracowanych modeli do analizy procesu skręcania i wyciskania.

4. Materiały i metodyka badań

4.1. Badane materiały

Do badań wybrano po dwa stopy z mosiądzów oraz po trzy z brązów aluminium i brązów krzemowych, w taki sposób, aby pierwsze stopy miały strukturę jednofazową, pozostałe natomiast dwufazową. Skład chemiczny i sposób oznaczenia badanych materiałów podano w tabeli 4.1.1.

Materiały zostały odlane w postaci wlewków, a następnie wyciśnięte na gorąco w zakresie temperatur od 1023 do 1123 K na pręty o średnicy 20 mm w Zakładach Hutniczo-Przetwórczych Metali Nieżelaznych „Hutmen” we Wrocławiu. Następnie, w celu ujednolnienia struktury, pręty wygrzewano w temperaturze 1073 K w ciągu 4 godzin. Z ujednolnionych prętów wykonano próbki o kształcie i wymiarach podanych na rys. 4.2.1. Część pomiarowa próbek była szlifowana papierem ściernym o ziarnistości 600.

Tabela 4.1.1. Skład chemiczny badanych materiałów
Table 4.1.1. Chemical composition of investigated materials

Material	Skład chemiczny w % wagowych											Wielkość ziaren, μm
	Cu	Si	Zn	Fe	Al	Bi	Pb	Ni	Sn	As	Mn	
CuZn35,3	64,4	0,004	reszta	0,03	0,001	0,002	0,10	0,01	0,002	0,003	0,002	155
CuZn38,9Pb2,5	57,9	0,001	reszta	0,38	0,001	0,001	2,51	0,06	0,22	0,001	0,008	60
CuAl8,1Fe2,9	reszta	0,03	0,04	2,88	8,11	0,001	0,009	0,79	0,001	0,007	0,66	35
CuAl9,2Fe3	reszta	0,03	0,04	3,00	9,20	0,002	0,01	0,30	0,002	0,002	0,20	20
CuAl10,3Fe2,8Mn2	reszta	0,02	0,13	2,79	10,30	0,001	0,01	0,22	0,001	0,01	0,20	40/110*
CuSi3,9	95,6	3,86	–	0,50	śląd.	–	–	–	–	–	–	145
CuSi4,6	94,8	4,63	–	0,45	śląd.	–	–	–	–	–	–	116
CuSi5,2	94,3	5,20	–	0,46	śląd.	–	–	–	–	–	–	64

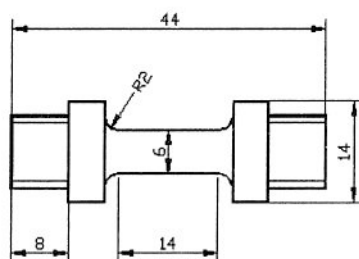
* 40 μm w temperaturach leżących poniżej i 110 μm w temperaturach leżących powyżej temperatury przemiany eutektoidalnej fazy β .

4.2. Zakres i metodyka badań

Metodyka badań obejmowała: ogólny opis badań, sposób wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania, uwzględnienie zmiany temperatury wywołanej pracą odkształcenia plastycznego oraz niejednorodność odkształceń.

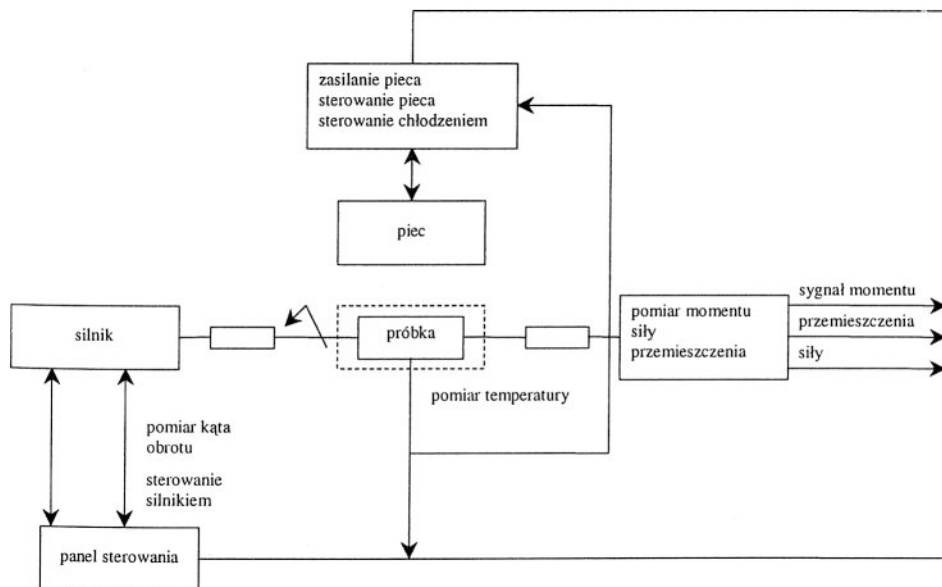
4.2.1. Ogólny opis metodyki badań

Do odkształcania próbek przedstawionych na rys. 4.2.1 zastosowano plastometr skręcający przedstawiony na rys. 4.2.2.



Rys. 4.2.1. Kształt i wymiary próbki stosowanej do skręcania

Fig. 4.2.1. Shape and size of specimen for torsion test



Rys. 4.2.2. Schemat plastometru skręcającego

Fig. 4.2.2. Scheme of torsion plastometer

Plastometr skręcający jest zbudowany z ławy, na której zamontowano uchwyt skręcający wraz z jego napędem, piec do nagrzewania próbek oraz uchwyt spoczynkowy. W plastometrze wykorzystano system zbierania danych oparty na module i karcie pomiarowej firmy Beckhoff. Zastosowano tu technikę określaną w automatyce jako feld bus system. W systemie tym jednostką centralną jest komputer typu IBM PC, którego zadaniem jest :

- komunikacja z operatorem doświadczenia,
- realizacja algorytmu sterowania i pomiaru,
- archiwizacja i prezentacja danych pomiarowych,
- konwersja danych pomiarowych do pliku dostępnego pod programem Excel.

Z elementami wykonawczymi komputer komunikuje się poprzez kartę komunikacyjną o bardzo dużej szybkości działania. Transmisja sygnałów odbywa się światłowodami.

Stanowisko składa się z następujących elementów wykonawczych:

1. Napęd główny, który jest realizowany silnikiem firmy Lenze z serwonapędem asynchronicznym o mocy 36 kW. Spełnia następujące wymagania:

- stabilna prędkość obrotowa w zakresie od 0,5 do 1000 obr/min,
- czas narastania prędkości od 0 do 1000 obr/min, nie przekracza 10 ms.

2. Układ grzewczy stanowią piece oporowe: sylitowy i rurowy. Równomierny rozkład temperatury na długości próbki dla pieca rurowego osiągnięto przez zaprojektowanie odpowiedniego kształtu elementu grzewczego. Szybkie schładzanie próbek odbywa się w piecu rurowym za pomocą wtryskiwanej do niego wody.

Elementy pomiarowe:

1. Do pomiaru momentu skręcającego i przemieszczenia liniowego zastosowano mostki tensometryczne, do pomiaru temperatury zastosowano dwie termopary NiCr–Ni.

2. Do pomiaru prędkości obrotowej i drogi kątowej wykorzystano układ pomiarowy serwonapędu silnika.

Program obsługi plastometru jest uruchamiany w środowisku WINDOWS 3.11 i Win95. System umożliwia automatyczne zaprogramowanie próby w sposób sekwencyjny lub ciągły, tj. ustalenie prędkości skręcania, kąta skręcenia, czasu przerw w odkształcaniu sekwencyjnym, momentu chłodzenia próbki.

Badane materiały odkształcano z czterema prędkościami odkształcania: $0,01 \text{ s}^{-1}$, $0,1 \text{ s}^{-1}$, $1,0 \text{ s}^{-1}$ i $6,7 \text{ s}^{-1}$ w temperaturach 293, 373, 473, 573, 673, 773, 873, 973 i 1073 K, czasami stosowano także inne temperatury. W przypadku brązów krzemowych zamiast prędkości $1,0 \text{ s}^{-1}$ stosowano prędkość $0,6 \text{ s}^{-1}$. Dla każdej stosowanej temperatury i prędkości odkształcania próbę skręcania powtarzano co najmniej trzykrotnie. Gdy otrzymane trzy kolejne przebiegi $\sigma_p - \varepsilon$ wykazywały wyraźniejsze różnice, próbę skręcania powtarzano aż do uzyskania trzech niemal identycznych przebiegów. Przebiegi te następnie uśredniano, otrzymując końcową postać zależności $\sigma_p - \varepsilon$ w określonych warunkach odkształcania. Przedział ufności na poziomie istotności 0,05 nie przekraczał $\pm 5\%$.

Przeprowadzono także badania zmiany naprężenia uplastyczniającego przy nagłej zmianie prędkości odkształcania. Prędkości zmieniano z $0,01$ na $0,1 \text{ s}^{-1}$, z $0,1$ na $1,0 \text{ s}^{-1}$ i z $1,0$ na $6,7 \text{ s}^{-1}$, przy odkształceniach odpowiadających na ogół obszarowi umocnienia. Badania prowadzono także dla odkształcania sekwencyjnego z przerwami czasowymi od kilku sekund do 30 min, zlokalizowanymi w obszarach umocnienia, osłabienia, jak i ustalonego płynięcia plastycznego. Celem tych badań było między innymi wyznaczenie kinetyki osłabienia badanych materiałów.

Z próbek chłodzonych bezpośrednio po odkształceniu strumieniem wody wykonywano zglądy metalograficzne w płaszczyźnie równoległej do ich osi. Stopy trawiono w 10% wodnym roztworze nadsiarczanu amonu, odczynniku o następującym składzie: 10 g chlorku żelazowego, 20 ml kwasu solnego (1,19) i 200 ml wody destylowanej oraz elektrolitycznie w 1% wodnym roztworze kwasu chromowego. Strukturę próbek obserwowano na mikroskopie optycznym, skaningowym oraz prześwietleniowym.

4.2.2. Sposób wyznaczania naprężenia uplastyczniającego

Podstawową wadą badań z użyciem plastometru skręcającego jest niejednorodny rozkład odkształcenia, prędkości odkształcania i naprężeń w poprzecznym przekroju próbki, co prowadzić może do błędów, zwłaszcza gdy stosowana jest tradycyjna metoda wyznaczania krzywej płynięcia plastycznego. W przypadku odkształcania próbek w podwyższonych temperaturach może dojść do takiej sytuacji, kiedy w warstwach zewnętrznych, gdzie odkształcenie jest największe, występuje osłabienie, a warstwach bliższych osi próbki, w których odkształcenia są mniejsze, materiał nadal się jeszcze umacnia. Wówczas o wartości momentu skręcającego w istotnym stopniu decydują naprężenia pochodzące od warstw wewnętrznych. Stosowanie w takim przypadku tradycyjnej metody wyznaczania naprężenia uplastyczniającego i odkształcenia postaciowego z momentu skręcającego i kąta skręcenia zgodnie z równaniem (2.4.18) może prowadzić do otrzymania błędnych wyników.

Jednym ze sposobów uwzględnienia niejednorodności w próbie skręcania jest odpowiedni dobór próbek oraz poprawny sposób przeliczenia momentu skręcającego i kąta skręcenia próbki odpowiednio na naprężenie uplastyczniające i odkształcenie postaciowe. Dalej przedstawiono analizę porównawczą kilku sposobów wyznaczania naprężenia uplastyczniającego oraz przedstawiono ich wpływ na kształt krzywej płynięcia plastycznego ustalonej w próbie skręcania. Pozwoliło to na dobór optymalnej metody do wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania.

Skręcanie próbek rurowych jest metodą, w której dzięki zastosowaniu cienkościennych próbek odkształcenie i prędkość odkształcania wzdłuż promienia próbki jest niemal stała. Odkształcenie postaciowe na ścianie wewnętrznej i zewnętrznej można wyrazić odpowiednio następującymi równaniami:

$$\gamma_w = \frac{r_w \omega}{L} \quad (4.2.1)$$

$$\gamma_z = \frac{r_z \omega}{L} \quad (4.2.2)$$

Korzystając ze wzoru na moment skręcający próbki cienkościennej

$$M_s = 2\pi \int_{r_w}^{r_z} \tau(r) r^2 dr \quad (4.2.3)$$

możemy wyznaczyć styczne naprężenie uplastyczniające

$$\tau = \frac{M_s (3 + m + n)}{2\pi(r_z^3 - r_w^3)} \quad (4.2.4)$$

oraz odpowiadające mu średnie odkształcenie postaciowe

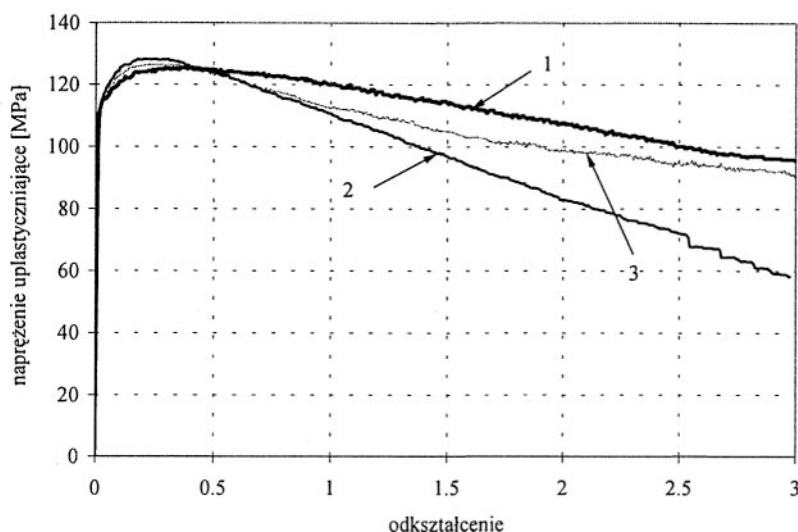
$$\gamma = \frac{(r_w + r_z)\omega}{2L} \quad (4.2.5)$$

Badanie rurowych próbek na skręcanie wymaga bardzo dokładnego wykonania próbek, jak i poszczególnych elementów przenoszących napęd. Mała niewspółosowość między próbką a uchwytyami bardzo szybko prowadzi do utraty stateczności skręcanej próbki. Również zbyt mała grubość ścianki przyspiesza utratę stateczności próbki oraz powoduje jej szybkie pękanie. Z tych powodów metoda ta znalazła zastosowanie do określania krzywych płynięcia plastycznego tylko dla małych odkształceń. Przeprowadzone badania, które miały na celu określenie optymalnego kształtu próbek rurowych ze względu na rozkład odkształceń na promieniu, momentu utraty stateczności oraz pękania, pozwoliły wyznaczyć graniczne wartości $r_z/r_w < 2$ oraz $L/r_z < 1,75$ dla próbek wykonanych ze stopów miedzi, przy których nie zaobserwowano utraty stateczności, a wartość odkształcenia do momentu pęknięcia była zbliżona do próbek walcowych.

Inna metodą wyznaczania naprężenia uplastyczniającego jest badanie próbek walcowych (pełnych) za pomocą metody Mura. Metoda ta, nazywana często metodą różnicową, polega na skręcaniu w tych samych warunkach dwóch próbek pełnych o różnych promieniach r_1 i r_2 . Odejmując od momentu skręcającego M_{s1} próbki o większym promieniu r_1 moment skręcający M_{s2} próbki o mniejszym promieniu r_2 , otrzymujemy moment skręcenia M_{s2} próbki rurowej o średnicach zewnętrznej i wewnętrznej odpowiednio równej r_1 , r_2 . Wówczas styczne naprężenie uplastyczniające wyrazić można równaniem analogicznym do równania (4.2.4)

$$\tau = \frac{(M_{s1} - M_{s2})(3 + m + n)}{2\pi(r_1^3 - r_2^3)} \quad (4.2.6)$$

Na rysunku 4.2.3 przedstawiono przykładowe przebiegi naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia uzyskane różnymi metodami dla stopu CuAl8,1Fe2,9 dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$ w temperaturze 923 K.



Rys. 4.2.3. Przykładowe przebiegi naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia uzyskane różnymi metodami dla stopu CuAl8,1Fe2,9 dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$ w temperaturze 923 K
Fig. 4.2.3. The stress-strain curves obtained by different methods for CuAl8,1Fe2,9 bronze at 923 K and strain rate $\dot{\epsilon} = 0.1 \text{ s}^{-1}$

Krzywa 1 obrazuje przebieg naprężenia uzyskany w próbie skręcania próbek walcowych (pełnych) o wymiarach zgodnych z rys. 4.2.1. Krzywa 2 przedstawia przebieg naprężenia uzyskany w próbie skręcania próbek rurowych o promieniach $r_z = 8 \text{ mm}$, $r_w = 4 \text{ mm}$ oraz długości części skręcanej $L = 14 \text{ mm}$. Krzywa 3 przedstawia przebieg naprężenia uzyskany metodą różnicową przy skręcaniu dwóch próbek o promieniach $r_1 = 6 \text{ mm}$ i $r_2 = 7 \text{ mm}$ oraz długości części skręcanej $L = 14 \text{ mm}$.

W zakresie odkształceń mniejszych od odkształcenia krytycznego dla próbek rurowych, w porównaniu do metody tradycyjnej, otrzymano nieznacznie większe naprężenie, oraz nieduże przesunięcie maksimum naprężenia w kierunku mniejszych odkształceń. Przesunięcie to jest nieduże, gdyż odkształcenie krytyczne ma małą wartość (rys. 4.2.3). W zakresie małych odkształceń niejednorodność rozkładu odkształcenia i prędkości odkształcania w poprzecznym przekroju próbki nie wpływa tak istotnie na naprężenie uplastyczniające, jak w przypadku większych odkształceń. Wraz ze wzrostem odkształcenia krytycznego różnica się zwiększa. W zakresie odkształceń większych od krytycznego w metodzie różnicowej i skręcania próbek rurowych otrzymano szybsze zmniejszanie się naprężenia niż w metodzie tradycyjnej. Zmniejszenie to jest szczególnie duże podczas skręcania próbek rurowych. Wynika to prawdopodobnie z pęknięcia próbek, które ze względu na cienkie ścianki mają odkształcenia graniczne dużo mniejsze niż pozostałe próbki.

Reasumując można stwierdzić, że metoda skręcania próbek rurowych daje najlepsze odwzorowanie rzeczywistych zmian naprężenia uplastyczniającego w zakresie odkształceń mniejszych od odkształcenia krytycznego. W zakresie większych odkształceń wyboczenie materiału oraz jego pękanie może prowadzić do błędów. Metoda różnicowa, przy doborze odpowiednich wymiarów próbek, zapewnia uzyskanie prawidłowego przebiegu naprężenia uplastyczniającego w całym zakresie odkształcania, konieczne jest jednak skręcanie obu próbek w idealnie takich samych warunkach, co w praktyce jest niemalże niemożliwe. Metoda tradycyjna, dzięki swojej prostocie, znalazła najszerze zastosowanie. Stosowanie jej jednak w przypadkach, gdy w materiale występuje osłabienie, może prowadzić do błędów. Poza tym wszystkie opisane metody wyznaczania naprężenia uplastyczniającego wymagały pewnych uproszczeń przy korzystaniu z równania (2.4.6).

Ponieważ żadna z przedstawionych metod nie pozwalała na dokładne wyznaczenie krzywej płynięcia plastycznego autor zaproponował nową metodę wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania uwzględniającą umocnienie i osłabienie materiału zachodzące podczas jego odkształcania [86]. Metoda ta wymaga wstępnego przyjęcia funkcji na naprężenia uplastyczniające, uwzględniającej możliwość wystąpienia osłabienia materiału. Sposób postępowania przedstawiono dla dwóch wybranych równań (4.2.7) i (4.2.8)

$$\tau = C'_1 \gamma^{n'_1} - C'_2 \gamma^{m'_2} \quad (4.2.7)$$

$$\tau = C'_1 \gamma^{n'_1} \dot{\gamma}^{m'_1} - C'_2 \exp(\gamma m'_2) \quad (4.2.8)$$

Człon pierwszy w tych równaniach opisuje wpływ umocnienia odkształceniowego na naprężenia styczne badanego materiału, natomiast człon drugi opisuje wpływ zmiękczenia materiału. Różnica obu członów daje aktualny poziom uplastyczniającego naprężenia stycznego. Funkcje te są na tyle uniwersalne, że w zależności od odkształcenia mogą opisywać umocnienie bądź osłabienie materiału, co jest tak bardzo istotne w próbie skręcania.

Po podstawieniu w równaniu (2.4.6) w miejsce τ równania (4.2.7) lub (4.2.8) oraz scałkowaniu otrzymujemy wzory na moment skręcający próbki w następującej postaci:

– dla równania (4.2.7)

$$M_s = \frac{C'_1 2\pi r^3}{n'_1 + 3} \gamma^{n'_1} - \frac{C'_2 2\pi r^3}{m'_2 + 3} \gamma^{m'_2} \quad (4.2.9)$$

– dla równania (4.2.8)

$$M_s = \frac{C'_1 2\pi r^3}{n'_1 + m'_1 + 3} \gamma^{n'_1} \dot{\gamma}^{m'_1} - C'_2 2\pi r^3 \exp(\gamma m'_2) \left(\frac{1}{\gamma m'_2} - \frac{2}{(\gamma m'_2)^2} + \frac{2}{(\gamma m'_2)^3} \right) \quad (4.2.10)$$

Stałe występujące w równaniach wyznaczono metodą regresji nieliniowej na podstawie wyników eksperymentalnych otrzymanych w próbie skręcania. Stosowano trzy różne metody regresji; Newtona, Hooke-Jeevesa oraz Rosenbrocka.

Współczynniki w równaniu (4.2.7), opisującym naprężenie styczne wyliczone przykładowo dla brązu aluminium CuAl10,3Fe2,8Mn2 podano w tab. 4.2.1.

Podana metoda umożliwia uwzględnienie rzeczywistej zmiany naprężenia wzdłuż promienia próbki. Jak istotny ma to wpływ na przebieg naprężenia uplastyczniającego obrazuje rys. 4.2.4. Porównano na nim dwa przebiegi naprężenia uplastyczniającego. Pierwszy, otrzymany dotychczas stosowaną metodą, która nie uwzględnia osłabienia materiału w warstwach zewnętrznych skręcanej próbki, wyznaczony z równania (2.4.14) (krzywa 1). Wartości współczynnika n stosowanego w tym równaniu podano w tab. 4.2.1. Drugi przebieg naprężenia wyznaczony nową metodą, uwzględnia rzeczywisty rozkład naprężenia wzdłuż promienia próbki (krzywa 2). Duże różnice między obiema krzywymi występują zarówno przed, jak i po osiągnięciu maksimum naprężenia. Różnice te można tłumaczyć tym, że metoda pierwsza nie uwzględnia rzeczywistego rozkładu naprężenia wzdłuż promienia próbki.

Tabela 4.2.1. Współczynniki w równaniach opisujących naprężenie styczne brązu aluminium CuAl10,3Fe2,8Mn2

Table 4.2.1. Coefficients in the equations describing shear stress of CuAl10,3Fe2,8Mn2 aluminium bronze

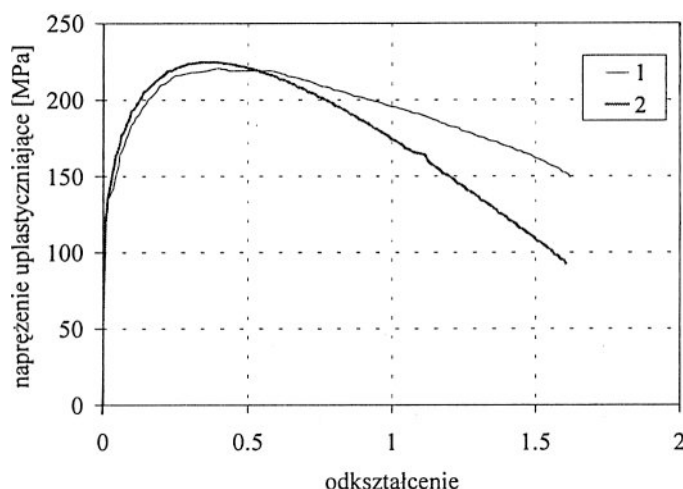
Współczynniki	Warunki odkształcania	
	$\dot{\epsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$, $T = 823 \text{ K}$	
	Równania	
	(2.4.14)	(4.2.7)
C'_1	–	386,816 N/mm ²
C'_2	–	261,865 N/mm ²
n	0,08	–
n'_1	–	0,42045
m'_2	–	0,708057
kor. R	0,978	0,998

Przedstawiona metoda pozwala wyznaczyć zarówno równanie opisujące przebieg naprężenia w funkcji odkształcenia, jak i przeliczyć otrzymany w eksperymencie moment skręcający na naprężenie uplastyczniające. Postać początkowa tego równania musi jednak być na tyle elastyczna, aby mogła poprawnie opisywać rzeczywisty przebieg naprężenia.

Otrzymane przebiegi są bardzo zbliżone do przebiegów uzyskanych z zastosowaniem metody różnicowej oraz podczas skręcania próbek rurowych, przy czym jest ona znacznie dokładniejsza oraz nie ma tylu ograniczeń, np. co do zakresu odkształceń, wymiarów próbki.

Opracowane zależności naprężenia od warunków odkształcania mogą być zastosowane do opisu procesów, w których przebieg naprężenia jest stosunkowo prostą

funkcją warunków odkształcania. Są one tylko równaniami podstawowymi do opracowania bardziej złożonych przebiegów obejmujących zmiany prędkości odkształcania, przerwy czasowe i historie odkształcania.



Rys. 4.2.4. Krzywe napężenie – odkształcenie wyznaczone dwoma różnymi metodami dla brązu aluminium CuAl10,3Fe2,8Mn2 odkształconego w temperaturze 823 K z prędkością $6,7 \text{ s}^{-1}$

Fig. 4.2.4. Differences in stress-strain relations obtained by using two calculation methods for aluminium bronze deformed at 823 K with strain rate 6.7 s^{-1}

4.2.3. Sposób uwzględnienia przyrostu temperatury wywołanej odkształcaniem

Do wyznaczenia pola temperatur zastosowano profesjonalny program MARC oparty na metodzie elementów skończonych. W programie użyto równanie Fouriera opisujące dyfuzję ciepła z wewnętrznym źródłem ciepła

$$\nabla^T (k_c \nabla T) + q_c = \rho_m c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.2.11)$$

Poprawne wyznaczenia pól temperatur w próbce skręcania za pomocą programu MARC wymagało przyjęcia następujących założeń:

- Ilość ciepła wygenerowanego odkształcaniem plastycznym jest opisana równaniem

$$q_c = \eta \int_0^{\epsilon_t} \sigma_p d\epsilon \quad (4.2.12)$$

w obliczeniach przyjęto η równe 85%.

- Ciepło z próbki jest odprowadzane poprzez konwekcję i promieniowanie do otoczenia o stałej temperaturze. Do opisu ilości tego ciepła odprowadzonego w ciągu jednostki czasu zastosowano równanie zwane prawem Newtona o następującej postaci

$$Q = F_p \alpha_c \Delta T \quad (4.2.13)$$

gdzie:

$$\alpha_c = 9,42 + 0,052\Delta T$$

Współczynnik przejmowania ciepła przez otoczenie α_c , obejmuje współczynnik przejmowania ciepła przez promieniowanie oraz konwekcję.

- Ilość ciepła odprowadzana do uchwytów w ciągu jednostki czasu przez powierzchnię F w kierunku x wynosi

$$Q_k = k_c F \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4.2.14)$$

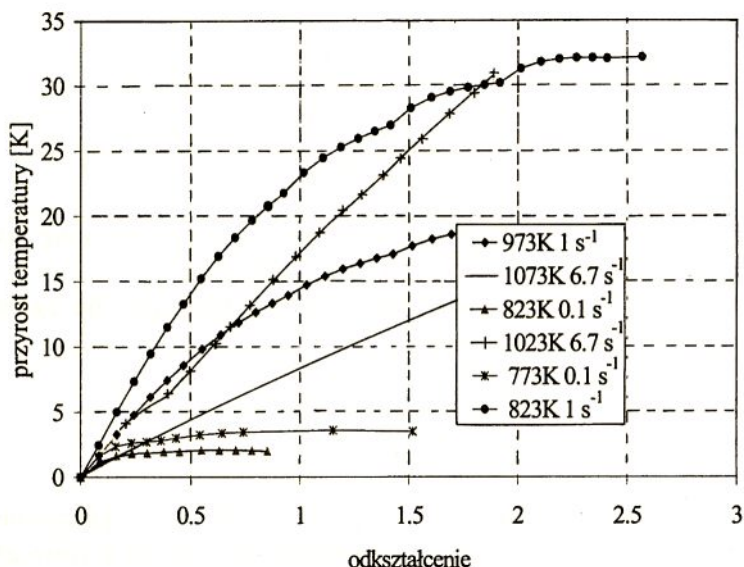
O bilansie cieplnym próbki decydowały oprócz właściwości plastycznych, a więc poziomu naprężenia uplastyczniającego i prędkości odkształcania, również właściwości fizyczne materiału: współczynnik przewodzenia ciepła oraz ciepło właściwe. Dobrano je na podstawie literatury [297] oraz na podstawie badań własnych. Ponieważ w nieznacznym tylko stopniu zmieniały się one wraz z temperaturą, przyjęto ich stałą wartość w całym zakresie stosowanych temperatur. Wartości współczynników dla poszczególnych materiałów zebrano w tabeli 4.2.2.

Tabela 4.2.2. Ciepło właściwe c_p oraz współczynnik przewodzenia ciepła k_c badanych materiałów
Table 4.2.2 Specific heat c_p and heat transfer coefficient k_c of investigated materials

Rodzaj materiału	c_p [kJ/(kg K)]	k_c [W/(m K)]
CuZn35,3	0,38	110
CuZn38,9Pb2,5	0,38	116
CuAl8,1Fe2,9	0,38	85
CuAl9,2Fe3	0,42	59
CuAl10,3Fe2,8Mn2	0,42	50
CuSi3,9	0,45	45
CuSi4,6	0,45	45
CuSi5,2	0,45	45

Na rysunku 4.2.5 przedstawiono, otrzymane z symulacji próby skręcania za pomocą programu MARC, zależności między odkształceniem a przyrostem temperatury dla brązu CuAl8,1Fe2,9 odkształcanego z różnymi prędkościami w różnych temperaturach. Można zauważyć, że przy prędkości odkształcania $6,7 \text{ s}^{-1}$ szybkość generowania ciepła jest większa od szybkości odprowadzania ciepła do uchwytów i otoczenia

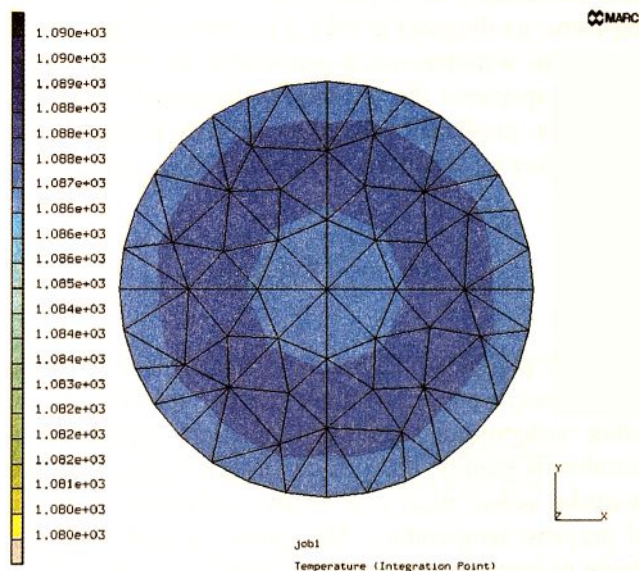
w całym zakresie odkształceń. Świadczą o tym uzyskanie niemalże liniowe zależności między odkształceniem a przyrostem temperatury. Dla mniejszych prędkości temperatura asymptotycznie dążyła do ustalonej wartości.



Rys. 4.2.5. Przyrost temperatury powierzchni próbki z brązu aluminium CuAl_{8,1}Fe_{2,9} skręcanej w różnych temperaturach z różnymi prędkościami odkształcania

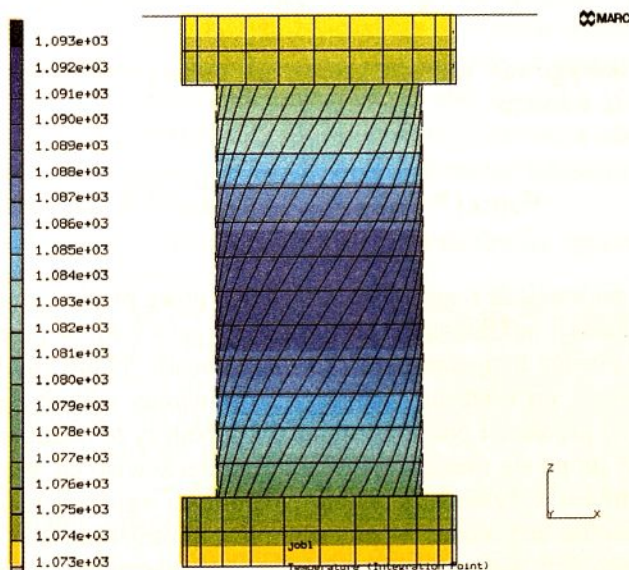
Fig. 4.2.5. Surface temperature rise for aluminium brass CuAl_{8,1}Fe_{2,9} subjected to torsion at different temperatures and strain rates

Przeprowadzone modelowanie matematyczne wykazało, że o temperaturze próbki decyduje przede wszystkim przepływ ciepła do uchwytów, a nie promieniowanie i konwekcja do otoczenia. Powodowało to, że uzyskano bardzo równomierny rozkład temperatury w przekroju poprzecznym próbki. Na rysunku 4.2.6 przedstawiono rozkład temperatury dla brązu aluminium CuAl_{8,1}Fe_{2,9} odkształcanego w temperaturze 1073 K z największą stosowaną prędkością odkształcania 6,7 s⁻¹. Jak wynika z tego rysunku, różnica temperatury między warstwą zewnętrzną a wewnętrzną nie przekraczała 1 K. Gradient temperatury natomiast na długości próbki, o którym decydował przepływ ciepła do uchwytów, był znacznie większy. Świadczy o tym rozkład temperatury na długości próbki dla tego samego materiału odkształcanego w identycznych warunkach przedstawiony na rys. 4.2.7. Różnica temperatur między warstwami środkowymi a leżącymi w pobliżu uchwytów wynosiła około 5–6 K. Dla mniejszych prędkości odkształcania gradient ten był jeszcze mniejszy.



Rys. 4.2.6. Rozkład temperatury w przekroju poprzecznym próbki z brązu aluminium CuAl8,1Fe2,9 odkształconej do $\varepsilon = 2$ z prędkością $6,7 \text{ s}^{-1}$ w temperaturze 1073 K

Fig. 4.2.6. Temperature distribution in cross-section of the sample of CuAl8,1Fe2,9 aluminium bronze at strain rate of 6.7 s^{-1} , temperature of 1073 K and $\varepsilon = 2$



Rys. 4.2.7. Rozkład temperatury na powierzchni próbki z brązu aluminium CuAl8,1Fe2,9 odkształconej do $\varepsilon = 2$ z prędkością odkształcania $6,7 \text{ s}^{-1}$ w temperaturze 1073 K

Fig. 4.2.7. Temperature distribution on the surface of sample of CuAl8,1Fe2,9 aluminium bronze at strain rate of 6.7 s^{-1} , temperature of 1073 K and $\varepsilon = 2$

Ogólnie można stwierdzić, że w porównaniu do innych materiałów uzyskiwano małe różnice temperatur na długości próbki, gdyż stopy miedzi charakteryzują się bardzo dużymi wartościami współczynnika przewodzenia ciepła. Pozwoliło to na przeprowadzenie korekty naprężenia dla przyrostów temperatury obliczonych dla danego materiału, odkształcenia, prędkości odkształcenia i temperatury pieca według poniższego wzoru na podstawie wyników otrzymanych z symulacji próby skręcania z programu MARC

$$T_s = \frac{1}{L} \int_L T(\varepsilon_i, l) dl \quad (4.2.15)$$

Aby otrzymać ciągłe przebiegi naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia, uwzględniające rzeczywistą temperaturę próbki, korekta naprężenia została przeprowadzona według następującego schematu. Najpierw wybierano na ciągłej krzywej naprężenie–odkształcenie punkty, dla których przeprowadzono korekty (krzywa 1 rys. 4.2.8). Znając wartości odkształceń ε_i w każdym z tych punktów ze wzoru (4.2.15), określano średni przyrost temperatury. Następnie, na podstawie krzywych doświadczalnych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie przed korektą temperatury, określono wpływ temperatury na naprężenie uplastyczniające.

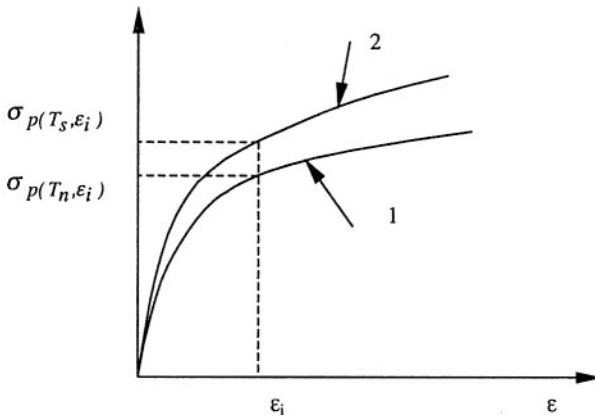
$$\left(\frac{\Delta \sigma_p}{\Delta T} \right)_n = \frac{\sigma_{p(T_n, \varepsilon_i)} - \sigma_{p(T_{n+1}, \varepsilon_i)}}{T_{n+1} - T_n} \quad (4.2.16)$$

Pozwoliło to skorygować wartość naprężenia uplastyczniającego w wybranych punktach zgodnie ze wzorem

$$\sigma_{p(T_s, \varepsilon_i)} = \sigma_{p(T_n, \varepsilon_i)} + \left(\frac{\Delta \sigma_p}{\Delta T} \right) (T_s - T_n) \quad (4.2.17)$$

W ten sposób, po korekcie naprężenia, otrzymano nowe przebiegi naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia (krzywa 2 na rys. 4.2.8). W przeprowadzanych badaniach różnice między temperaturami T_{n+1} i T_n wynosiły 50 lub 100 K.

Korektę naprężenia prowadzono według przedstawionej metody jedynie dla największej stosowanej prędkości odkształcania $6,7 \text{ s}^{-1}$. Należy tu nadmienić, że obliczone pola temperatur mogą się nieznacznie różnić od rzeczywistych, nie uwzględniono bowiem między innymi wpływu temperatury na wartości współczynników przyjętych do obliczeń. Dokładna znajomość współczynników promieniowania, przewodzenia i konwekcji dla różnych warunków kształtowania plastycznego, z uwzględnieniem warunków przemysłowych, jest obecnie bardzo potrzebna do analizy stanu naprężenia, odkształcenia, struktury i właściwości materiałów po zakończonym procesie. Obecnie konieczne staje się uzupełnienie takich informacji.



Rys. 4.2.8. Sposób prowadzenia korekty naprężenia

Fig. 4.2.8. Method of flow stress correction

4.2.4. Ocena nierównomierności odkształceń na długości skręcanej próbki

Podczas skręcania oprócz gradientu odkształceń wzdłuż promienia próbki występuje, umocnienia odkształceniowego, poziomu naprężenia, przewodności i pojemności cieplnej materiału próbki. Jest ona przy tym zwiększana w wyniku wzajemnego nierównomierność odkształcenia na jej długości. Zależy ona głównie od temperatury, czułości na prędkość odkształcania oddziaływania następujących efektów [113, 114, 116]

- wzrostu prędkości odkształcania spowodowanej lokalizacją odkształceń,
- zmiany mocy odkształcania plastycznego w obszarze lokalizacji spowodowanej wzrostem prędkości odkształcania,
- zmiany temperatury w strefie lokalizacji odkształcenia spowodowanej zmianą mocy odkształcania plastycznego.

Gdy próbka odkształca się przede wszystkim w obszarze lokalizacji odkształceń, parametry charakteryzujące tę strefę decydują o wartości momentu skręcającego, a tym samym o naprężeniu uplastyczniającym, a także o odkształceniu. Dlatego w prowadzonych badaniach niezbędna była ocena niejednorodności odkształceń.

Prowadzono ją na próbkach przedstawionych na rys 4.2.1. W tym celu na części pomiarowej próbek nanoszono wzdłużne rysy. Próbkę skręcano etapami do zniszczenia. Po każdym etapie odkształcania wykonywano pomiar kąta nachylenia rysy α_i w 14 punktach rozłożonych równomiernie na długości pomiarowej skręcanej próbki. Wartość odkształcenia w tych punktach określano ze wzoru

$$\varepsilon_i = \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{tg} \alpha_i \quad (4.2.18)$$

Ocenę niejednorodności wykonano na podstawie współczynnika nierównomierności wyrażonego stosunkiem maksymalnej wartości ε_i do średniej wartości odkształcenia

$$\delta = \frac{\varepsilon_{\max}}{\varepsilon_{sr}} \quad (4.2.19)$$

Odkształcenie średnie wyraża się wzorem

$$\varepsilon_{sr} = \frac{\pi d_0 n_r}{\sqrt{3} L_0} \quad (4.2.20)$$

Uzyskano podobny rozkład odkształceń na długości próbki dla wszystkich badanych materiałów, z maksimum w środkowej części próbki. W zakresie odkształceń do momentu uzyskania ustalonego płynięcia plastycznego lub do momentu zniszczenia próbki, gdy nie występowało ustalone płynięcie plastyczne, współczynnik nierównomierności odkształceń nie przekraczał wartości 0,02, co świadczyło o bardzo małej lokalizacji odkształcenia, która podczas wyznaczania krzywej umocnienia nie była uwzględniana.

5. Wyniki badań i ich omówienie

5.1. Mosiądze

5.1.1. Mosiądz CuZn35,3

Ze względu na dość dużą liczbę wykresów przedstawiających zależności naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia badanych stopów miedzi zamieszczono jedynie wykresy uzyskane dla skrajnych wartości prędkości odkształcania, tj. $0,01$ i $6,7 \text{ s}^{-1}$. Zależności naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia dla mosiądzu CuZn35,3 uzyskane w różnych temperaturach dla tych prędkości odkształcania przedstawiono na rys. 5.1.1 i 5.1.2.

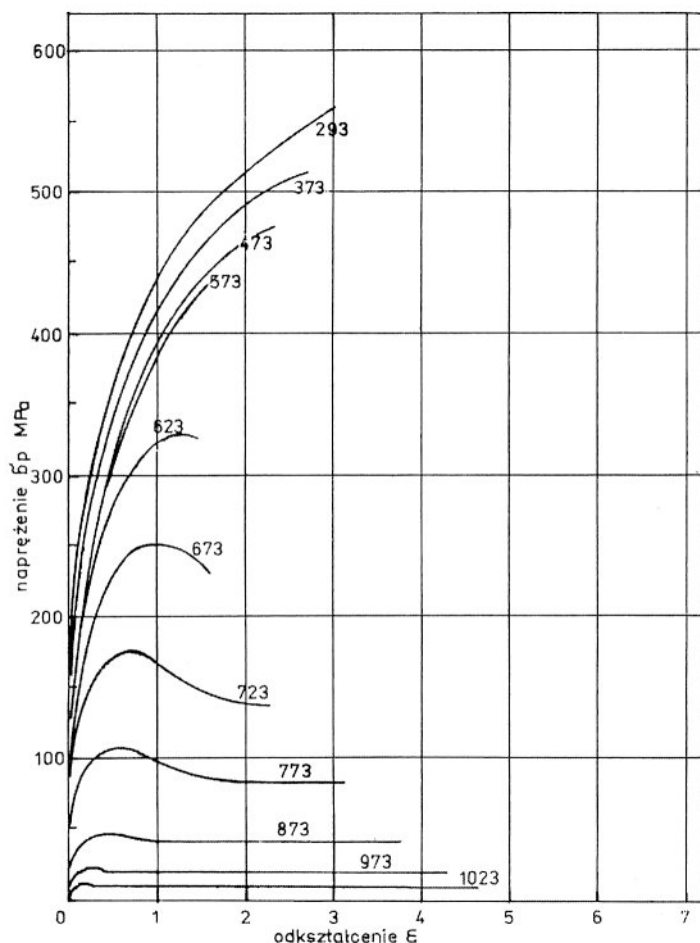
Jak wynika z tych wykresów, mosiądz CuZn35,3, o strukturze wyjściowej przedstawionej na rys. 5.1.3, charakteryzuje się dwoma rodzajami przebiegu naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia typu A i C, w zależności od warunków odkształcania (patrz rys. 2.1.1).

W dolnym zakresie temperatur odkształcania nie obserwuje się osłabienia materiału, wcześniej bowiem osiąga on odkształcenie graniczne i ulega zniszczeniu, a otrzymane krzywe mają postać typu A. Mosiądz w tych warunkach odkształcania ma wyraźnie zdeformowaną strukturę, z licznymi pęknięciami na granicach ziaren (rys. 5.1.4). W wyższych temperaturach, po osiągnięciu maksymalnego naprężenia, następuje osłabienie materiału, a krzywe mają postać typu C. Osłabienie materiału w dolnym zakresie temperatur, charakteryzującym się krzywymi typu C, wywołane jest lokalizacją odkształceń prowadzącą do złomu międzykrystalicznego o dużym udziale zrownienia dynamicznego. W tym zakresie temperatur osłabienia nie można wiązać z rekrytalizacją dynamiczną. Rekrytalizacja dynamiczna rozpoczyna się w mosiądzu CuZn35,3 w temperaturach wyższych od około 700 K .

Charakterystyczną cechą, pozwalającą odróżnić krzywe naprężenie uplastyczniające–odkształcenie typu C z lokalizacją odkształceń i pękaniem od krzywych z udziałem rekrytalizacji dynamicznej, jest nieco odmienny ich przebieg. Otóż te ostatnie krzywe charakteryzują się punktem przegięcia, podczas gdy krzywe bez rekrytalizacji dynamicznej takiego punktu nie mają.

Strukturę mosiądzu w obszarze ustabilizowanego płynięcia plastycznego charakteryzują mniejsze ziarna niż w materiale wyjściowym bez śladów deformacji plastycznej (rys. 5.1.5). Ich wielkość zależy od temperatury odkształcania (rys. 5.1.6 i 5.1.8).

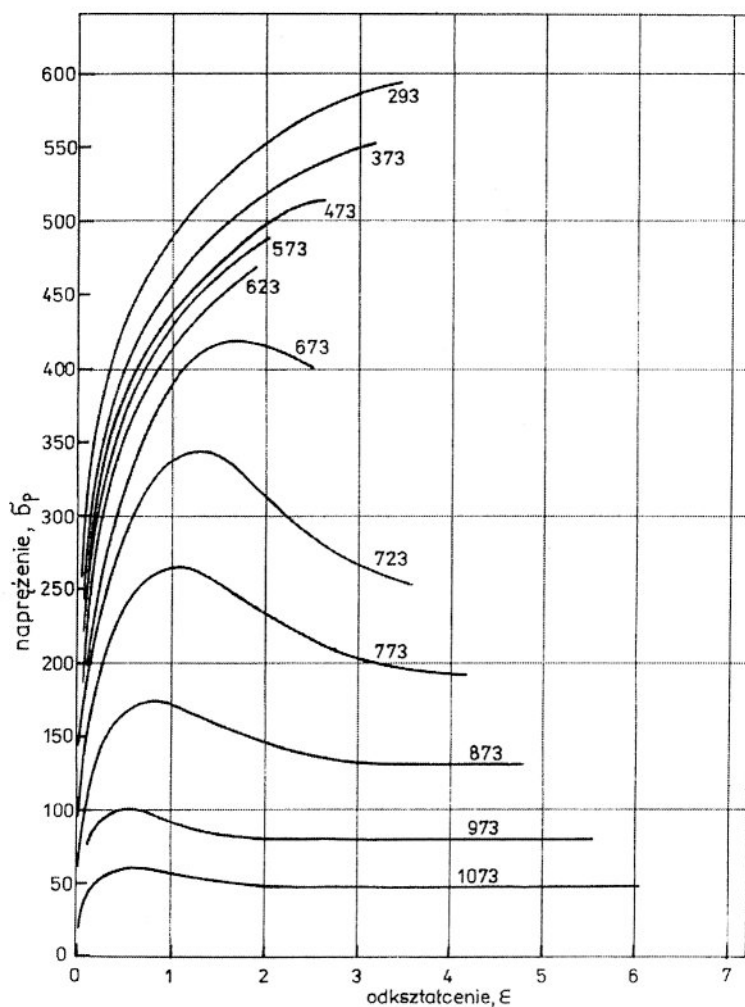
Zgodnie z wykresem równowagi wraz ze wzrostem temperatury powyżej 1000 K z fazy α zaczyna wydzielać się faza β początkowo na granicach ziaren, a następnie w małej ilości także w ich wnętrzu (rys. 5.1.7). Struktura takiego odkształconego materiału przedstawiona jest na rys. 5.1.8. Charakteryzuje się ona tym, że faza β pomimo procesu rekrytalizacji pozostaje w miejscach pierwotnych granic ziaren, brak jej natomiast na granicach nowo powstałych zrekrytalizowanych ziaren. Można więc po układzie starych granic ziaren, które zaznaczone są wydzieleniami fazy β ocenić zmianę kształtu ziaren pierwotnych i pośrednio stopień odkształcenia materiału.



Rys. 5.1.1. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ dla mosiądzu CuZn35,3 uzyskane w różnych temperaturach i dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

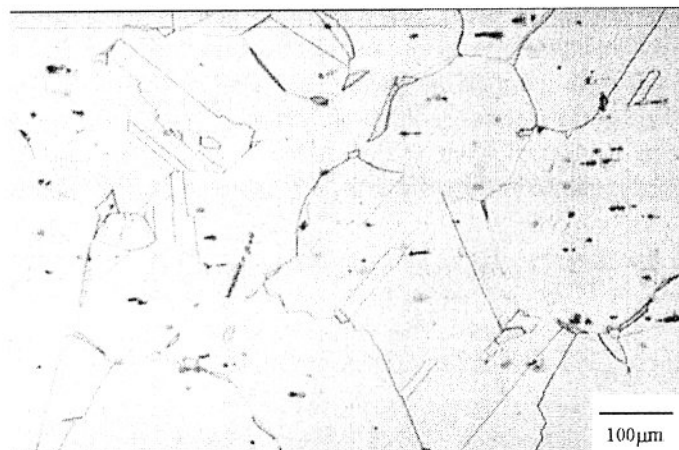
Fig. 5.1.1. True stress–true strain relation for CuZn35,3 brass at different temperatures and strain rate $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$

Badania strukturalne wykazały, że w zakresie temperatur 300–800 K już dla małych odkształceń pojawiają się liczne pęknięcia, które bardzo szybko prowadzą do utraty spójności materiału (rys. 5.1.4 i 5.1.5), jest to przyczyną bardzo małych odkształceń w tym zakresie temperatur. Szczególnie małymi odkształceniami granicznymi charakteryzuje się mosiądz CuZn35,3 w temperaturze 550–650 K (rys. 5.1.9). Zwiększenie prędkości odkształcania powoduje nieznaczny wzrost odkształceń granicznych.



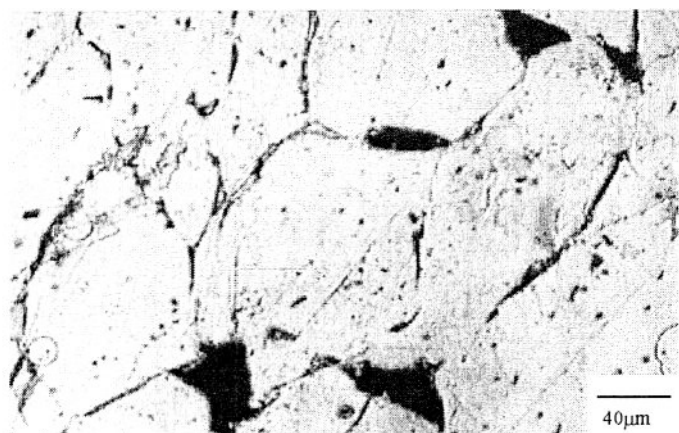
Rys. 5.1.2. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ε dla mosiądzu CuZn35,3 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\varepsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.2. True stress–true strain relation for CuZn35,3 brass at different temperatures and strain rate $\dot{\varepsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$



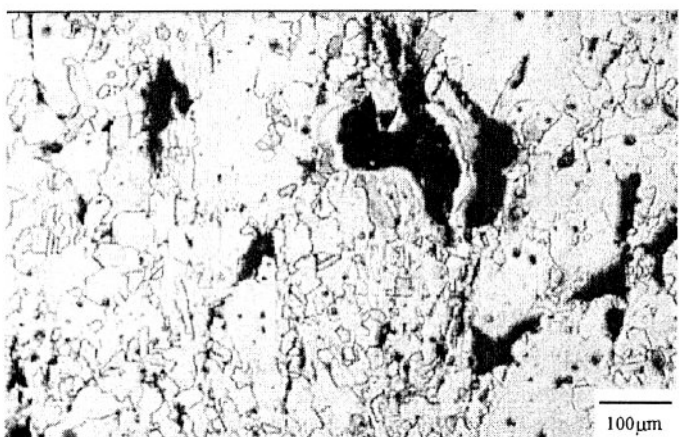
Rys. 5.1.3. Struktura nieodkształconego mosiądzu CuZn35,3

Fig. 5.1.3. Structure of non-deformed CuZn35,3 brass



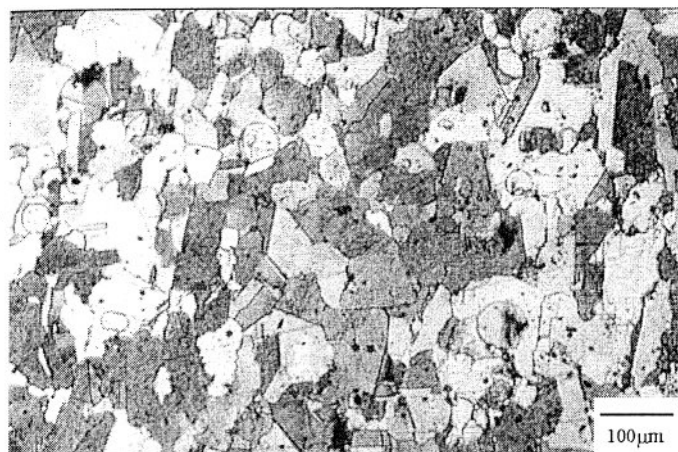
Rys. 5.1.4. Struktura mosiądzu CuZn35,3 odkształconego do $\varepsilon = 1$ w temperaturze 473 K z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.4. Structure of CuZn35,3 brass deformed at 473 K to $\varepsilon = 1$ with strain rate $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



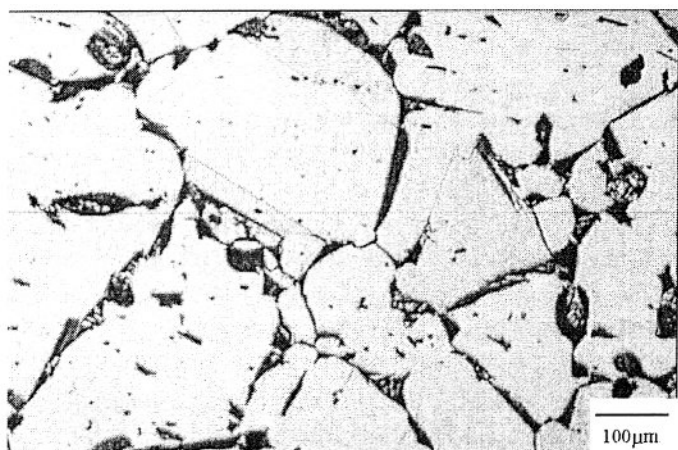
Rys. 5.1.5. Struktura mosiądzu CuZn35,3 odkształconego do $\varepsilon = 2$ w temperaturze 773 K z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.5. Structure of CuZn35,3 brass deformed at 773 K to $\varepsilon = 2$ with $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



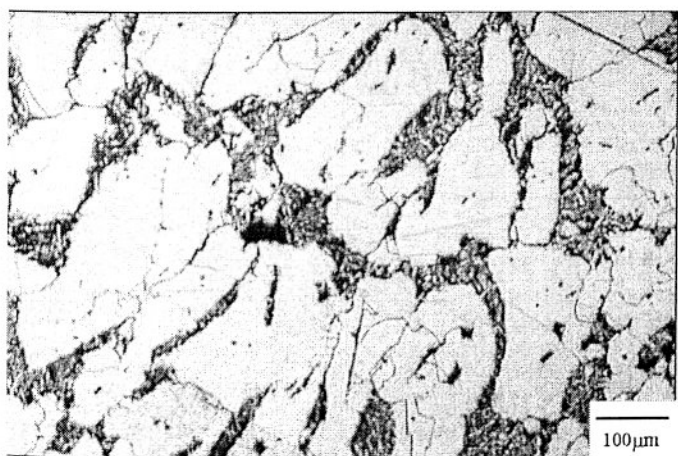
Rys. 5.1.6. Struktura mosiądzu CuZn35,3 odkształconego do $\varepsilon = 3,5$ w temperaturze 923 K z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.6. Structure of CuZn35,3 brass deformed at 923 K to $\varepsilon = 3.5$ with $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



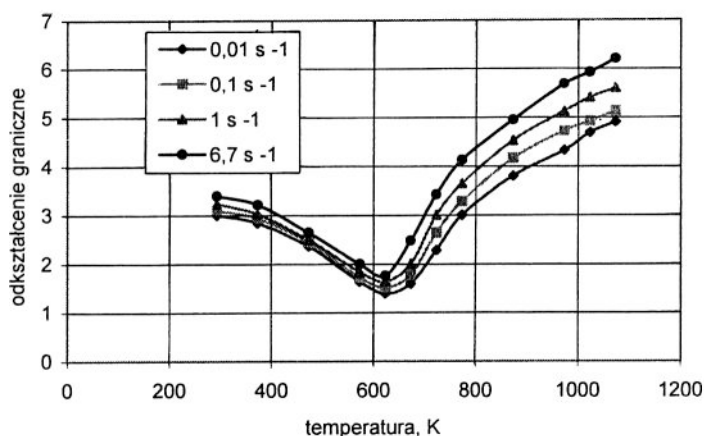
Rys. 5.1.7. Struktura nieodkształconego mosiądzu CuZn35,3 oziębnego z temperatury 1023 K

Fig. 5.1.3. Structure of non-deformed CuZn35,3 brass after cooling from 1023 K



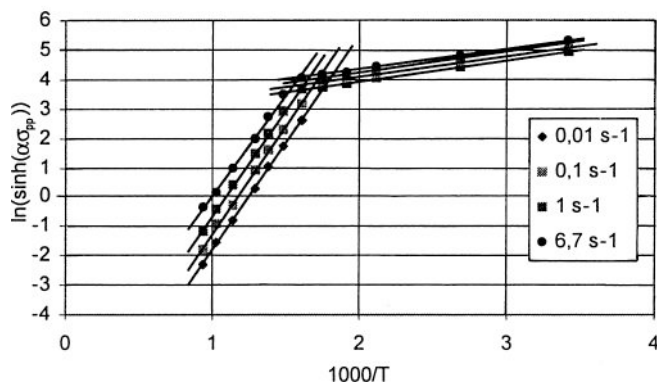
Rys. 5.1.8. Struktura mosiądzu CuZn35,3 odkształconego do $\varepsilon = 3,5$ w temperaturze 1023 K, $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.8. Structure of CuZn35,3 brass deformed at 1023 K to $\varepsilon = 3.5$ with $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



Rys. 5.1.9. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenia graniczne ϵ_{gr} mosiądzu CuZn35,3
 Fig. 5.1.9. Effect of temperature and strain rate on the limit strain of CuZn35,3 brass

Aby określić warunki przejścia od krzywych typu A do krzywych typu C na podstawie ciągłych przebiegów naprężenia uplastyczniającego, naniesiono punkty opisujące wartości maksymalnego naprężenia uplastyczniającego w układzie osi współrzędnych $\ln(\sinh(\alpha\sigma_p)) - 1/T$ dla różnych prędkości odkształcania. Przecięcie prostych przechodzących przez te punkty dla krzywych typu A i krzywych typu C wyznacza temperaturę przejścia dla danej prędkości odkształcania (rys. 5.1.10). Im większa prędkość odkształcania, tym przejście między tymi krzywymi zachodzi w wyższych temperaturach. Charakterystyczne jest również to, że w obszarze krzywych typu C następuje bardziej intensywne zmniejszanie się naprężenia wraz ze wzrostem temperatury niż w obszarze krzywych typu A.



Rys. 5.1.10. Zależność między $\ln(\sinh(\alpha\sigma_{pp}))$ a odwrotnością temperatury dla mosiądzu CuZn35,3
 Fig. 5.1.10. Correlation between $\ln(\sinh(\alpha\sigma_{pp}))$ and reciprocal of temperature for CuZn35,3 brass

Do opisu maksymalnego naprężenia uplastyczniającego, w zależności od warunków odkształcania, oddzielnie dla zakresu występowania krzywych typu A i C zastosowano równanie Garafalo (2.2.4). Współczynniki w tym równaniu określono opracowaną me-

tołą przedstawioną w rozdziale 6.6 i zamieszczono w tab. 5.1.1. W tabeli umieszczono również współczynniki dla drugiego badanego mosiądzu CuZn38,9Pb2,5, który omówiono w następnym rozdziale.

Tabela. 5.1.1. Współczynniki w równaniu Garafalo badanych mosiądźców
Table. 5.1.1. Coefficients in the Garafalo equation for investigated brasses

Materiał	$\dot{\epsilon}$, s ⁻¹	Zakres temp., K	Współczynniki				
			α	n	$\ln A$	Q , kJ/mol	s
CuZn35,3	0,01–6,7	293–(569–631)	0,01	15,574	–44,551	88,954	0,10737
		(569–631)–1071		3,747	29,019	222,954	0,05492
CuZn38,9Pb2,5		293–(536–585)	0,016	4,282	–10,603	55,640	0,12817
		(536–585)–1073		3,039	29,037	208,225	0,35444

Jak wynika z tabeli, współczynniki równania Garafalo dla mosiądzu CuZn35,3 w obu zakresach temperatur wyraźnie się różnią, co obrazuje także odmienny przebieg krzywych na rys. 5.1.10. Prędkość odkształcania natomiast nie wpływa istotnie na wartość tych współczynników. Świadczą o tym małe wartości odchylenia standardowego uzyskane dla krzywych opisanych poszczególnymi równaniami w całym zastosowanym przedziale zmienności prędkości odkształcania, od 0,01 do 6,7 s⁻¹.

Charakterystyczną właściwością przedstawionych przebiegów jest to, że maksymalne naprężenie uplastyczniające opisane krzywymi typu C, związane w niższych temperaturach z lokalizacją odkształceń i zdrowieniem dynamicznym, a w wyższych temperaturach z rekrytalizacją dynamiczną, opisano tym samym równaniem, o takiej samej energii aktywacji procesu (tabl. 5.1.1). O dobrej dokładności tego opisu świadczy mała wartość odchylenia standardowego s . Oznacza to, że w obu przypadkach procesy aktywowane termicznie odgrywają istotną rolę.

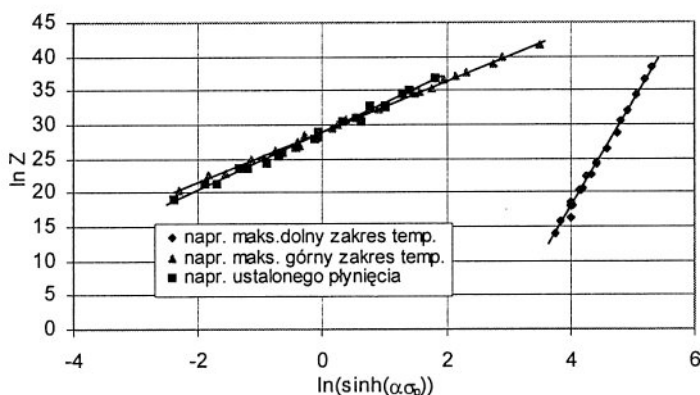
Również do opisu naprężenia ustalonego płynięcia zastosowano równanie Garafalo. Odpowiednie współczynniki zamieszczono w tabl. 5.1.2.

Tabela 5.1.2. Współczynniki w równaniu Garafalo opisującym naprężenie ustalonego płynięcia mosiądzu CuZn35,3

Table 5.1.2. Coefficients in the Garafalo equation describing a steady-state flow of investigated CuZn35,3 brass

Materiał	$\dot{\epsilon}$, s ⁻¹	Zakres temp., K	Współczynniki				
			α	n	$\ln A$	Q , kJ/mol	s
CuZn35,3	0,01–6,7	723–1073	0,01	4,405	30,356	221,296	0,18945

Współczynniki ujęte w tabelach użyto do ustalenia zależności między maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia w całym zakresie temperatur i prędkości odkształcania a parametrem Zenera–Hollomona w postaci trzech prostych, oddzielnie dla zakresu występowania krzywych typu A i C i dla ustalonego płynięcia (rys. 5.1.11).



Rys. 5.1.11. Zależność między parametrem Zenera–Hollomona a maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia dla mosiądzu CuZn35,3

Fig. 5.1.11. Relation between the Zener–Hollomon parameter and maximum flow stress and steady-state flow stress for CuZn35,3 brass

W dalszej części pracy współczynniki przedstawione w tab. 5.1.1 i 5.1.2 zostaną zastosowane do budowy modelu opisującego zmiany naprężenia uplastyczniającego badanych materiałów.

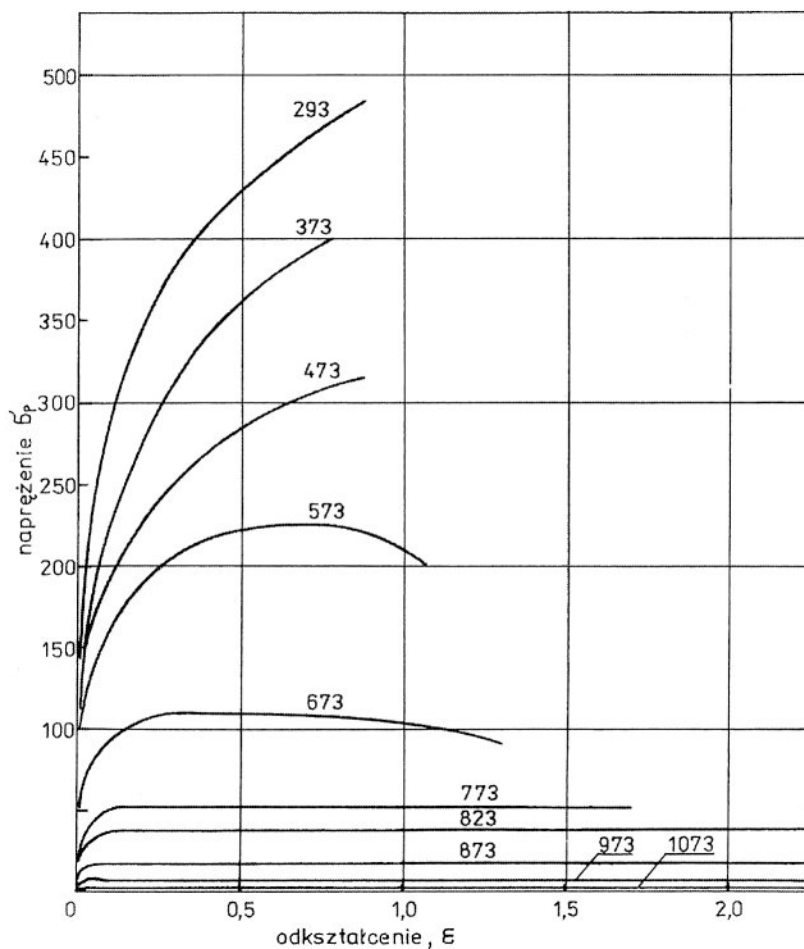
5.1.2. Mosiądz CuZn38,9Pb2,5

Zależności naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia dla mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania 0,01 i 6,7 s⁻¹ przedstawiono na rys. 5.1.12 i 5.1.13.

Jak wynika z tych rysunków, mosiądz CuZn38,9Pb2,5 o strukturze wyjściowej przedstawionej na rys. 5.1.14, w odróżnieniu od mosiądzu CuZn35,3, w zastosowanych warunkach odkształcania charakteryzuje się trzema rodzajami przebiegów naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia–typu A, B i C.

W dolnym zakresie temperatur nie dochodzi do osłabienia mosiądzu CuZn38,9Pb2,5, wcześniej bowiem ulega on zniszczeniu. W tych warunkach już dla małych wartości odkształceń pojawia się dużo drobnych pęknięć, szczególnie na granicach ziaren (rys. 5.1.15), których rozwój prowadzi szybko do utraty spójności materiału. W nieco wyższych temperaturach obserwuje się zmniejszenie naprężenia uplastyczniającego (rys. 5.1.12 i 5.1.13) wywołane lokalizacją odkształceń i pękaniem z dużym udziałem zdrowienia, bez widocznych śladów rekrytalizacji dynamicznej. Dalszy wzrost temperatury powoduje przemianę uporządkowanej fazy β' w nieuporządkowaną fazę β i zmianę charakteru krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie z typu A na typ nasyceniowy B. W tym zakresie temperatur dominuje proces zdrowienia dynamicznego, a struktura materiału, w odróżnieniu od struktury

wyjściowej, charakteryzuje się wydłużonymi ziarnami (rys. 5.1.16). W wysokich temperaturach, gdy struktura składa się w dużej mierze z fazy β (rys. 5.1.17), po osiągnięciu odkształcenia krytycznego zachodzi proces rekrytalizacji dynamicznej (rys. 5.1.18).

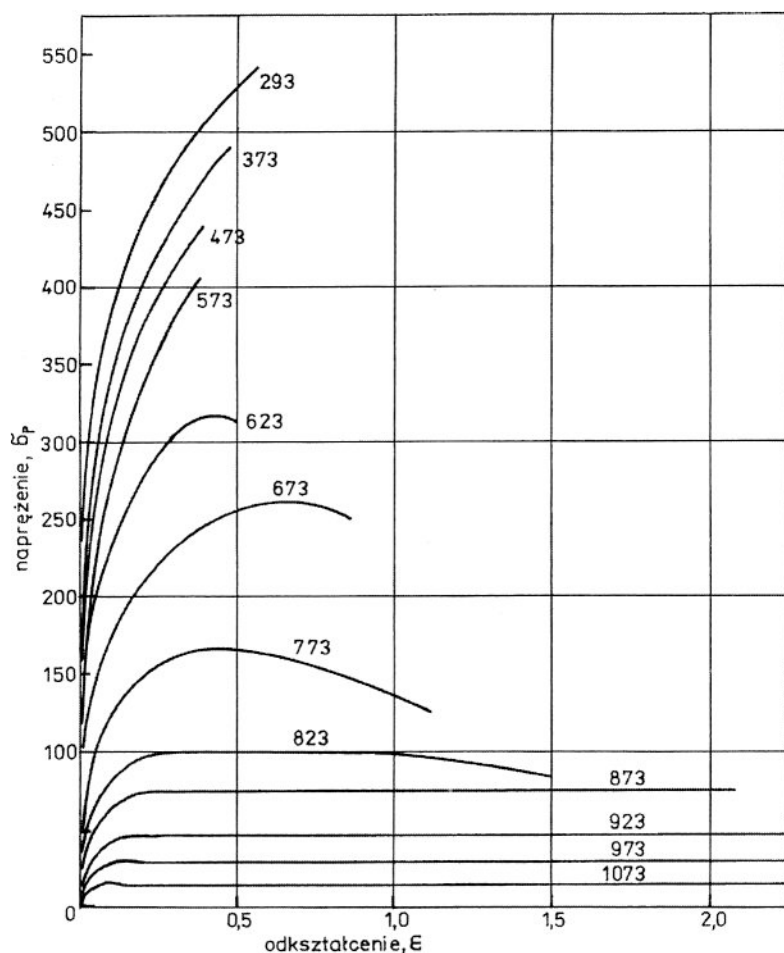


Rys. 5.1.12. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ε dla mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.12. True stress–true strain relation for CuZn38,9Pb2,5 brass at different temperatures and strain rate $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$

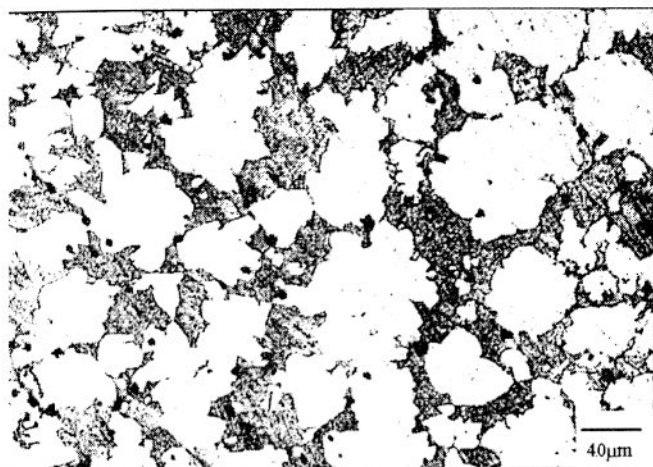
Przejście między poszczególnymi typami krzywych zależy od temperatury i prędkości odkształcania. Warunki przejścia określono podobnie jak dla mosiądzu CuZn35,3 na podstawie naniesionych w układzie osi współrzędnych $\ln(\sinh(\alpha\sigma_{pm})) - 1/T$ wartości maksymalnego naprężenia uplastyczniającego dla róż-

nych prędkości odkształcania (rys. 5.1.19). Okazuje się, że w ten sposób można wyznaczyć jedynie przejście między krzywymi typu A i B. Natomiast na rysunku nie uwidacznia się przejście między krzywymi typu B związanymi z intensywnym zdrowieniem a krzywymi typu C z rekrytalizacją dynamiczną. Świadczy to o podobieństwie zjawisk zachodzących w tych warunkach. Czynniki decydującymi o krzywych typu B i C są zjawiska aktywowane termicznie w odróżnieniu od zjawisk decydujących o powstaniu złomu (krzywe typu A).



Rys. 5.1.13. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ dla mosiądzu CuZn38.9Pb2.5 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.13. True stress–true strain relation for CuZn38.9Pb2.5 brass at different temperatures and strain rate $\dot{\epsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$



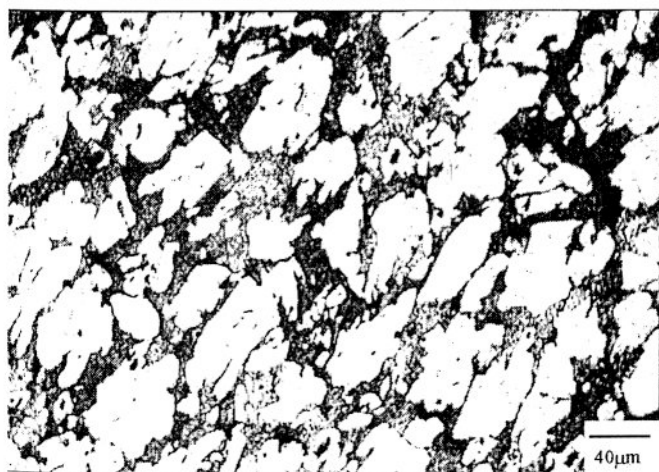
Rys. 5.1.14. Struktura nieodkształconego mosiądzu CuZn38,9Pb2,5

Fig. 5.1.14. Structure of non-deformed CuZn38,9Pb2,5 brass



Rys. 5.1.15. Struktura mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 odkształconego do $\varepsilon = 0,7$ w temperaturze 473 K z $\dot{\varepsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.15. Structure of CuZn38,9Pb2,5 brass deformed at 473 K to $\varepsilon = 0,7$ with $\dot{\varepsilon} = 0.1 \text{ s}^{-1}$



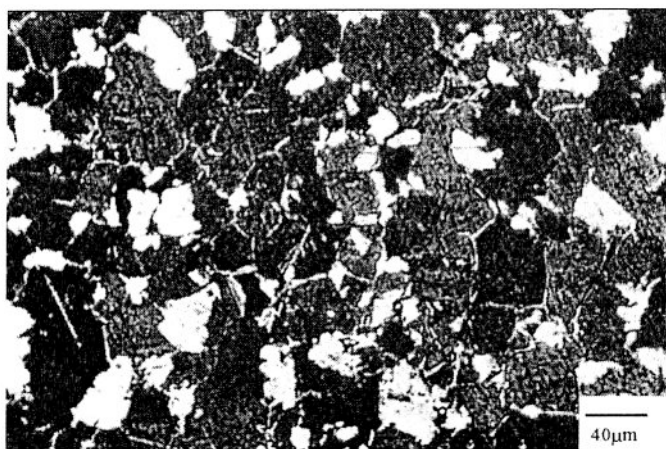
Rys. 5.1.16. Struktura mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 odkształconego do $\varepsilon = 1,2$ w temperaturze 773 K, $\dot{\varepsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.16. Structure of CuZn38,9Pb2,5 brass deformed at 673 K to $\varepsilon = 1,2$ with $\dot{\varepsilon} = 0.1 \text{ s}^{-1}$



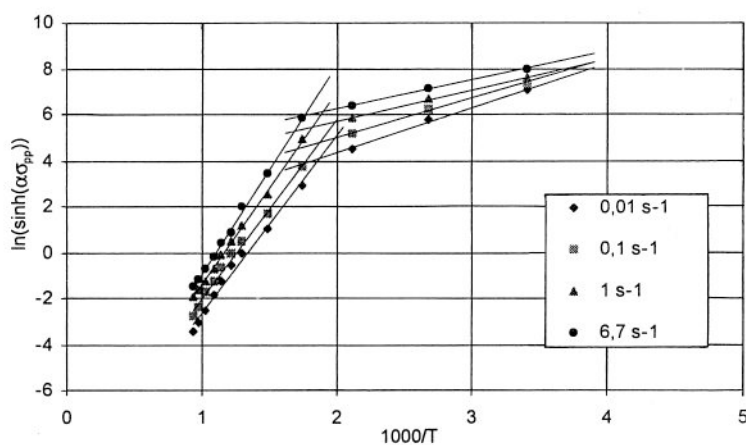
Rys. 5.1.17. Struktura mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 nieodkształconego, oziębionego z temperatury 973 K

Fig. 5.1.17. Structure of CuZn38,9Pb2,5 brass non-deformed after cooling from 973 K



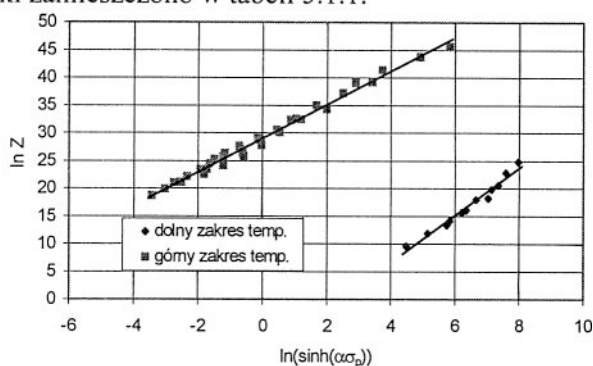
Rys. 5.1.18. Struktura mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 odkształconego do $\epsilon = 3$ w temperaturze 973 K z $\dot{\epsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.1.18. Structure of CuZn38,9Pb2,5 brass deformed at 973 K to $\epsilon = 3$ with $\dot{\epsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$



Rys. 5.1.19. Zależność pomiędzy $\ln(\sinh(\alpha\sigma_{pp}))$ a odwrotnością temperatury dla mosiądzu CuZn38,9Pb2,5
Fig. 5.1.19. Correlation between $\ln(\sinh(\alpha\sigma_{pp}))$ and reciprocal of temperature for CuZn38,9Pb2,5 brass

Zależności maksymalnego naprężenia uplastyczniającego od warunków odkształcenia dla obu prostoliniowych przebiegów opisano równaniem Garafalo (2.2.4), którego współczynniki zamieszczono w tabeli 5.1.1.

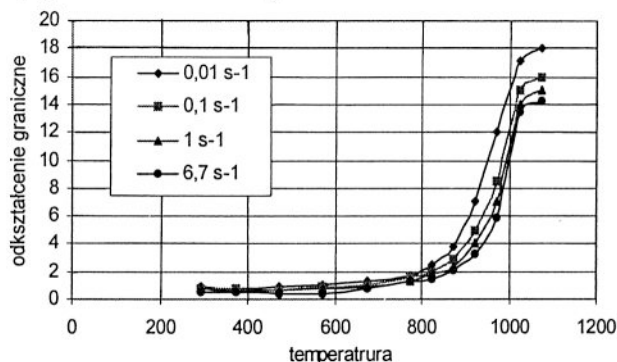


Rys. 5.1.20. Zależność między parametrem Zenera–Hollomona a maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia dla mosiądzu CuZn38,9Pb2,5

Fig. 5.1.20. Relation between the Zener–Hollomon parameter and maximum flow stress and steady-state flow stress for CuZn38,9Pb2,5 brass

Korzystając z wartości współczynników podanych w tabeli 5.1.1, uzależniono wartości maksymalnego naprężenia uplastyczniającego w całym zakresie temperatur i prędkości odkształcania od parametru Zenera–Hollomona w postaci dwóch prostych, oddzielnie dla zakresu występowania krzywych typu A i oddzielnie dla zakresu występowania krzywych typu B i C (rys. 5.1.20).

Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenia graniczne mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 przedstawiono na rys. 5.1.21.



Rys. 5.1.21. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenia graniczne mosiądzu CuZn38,9Pb2,5

Fig. 5.1.21. Effect of temperature and strain rate on the limit strain of CuZn38,9Pb2,5 brass

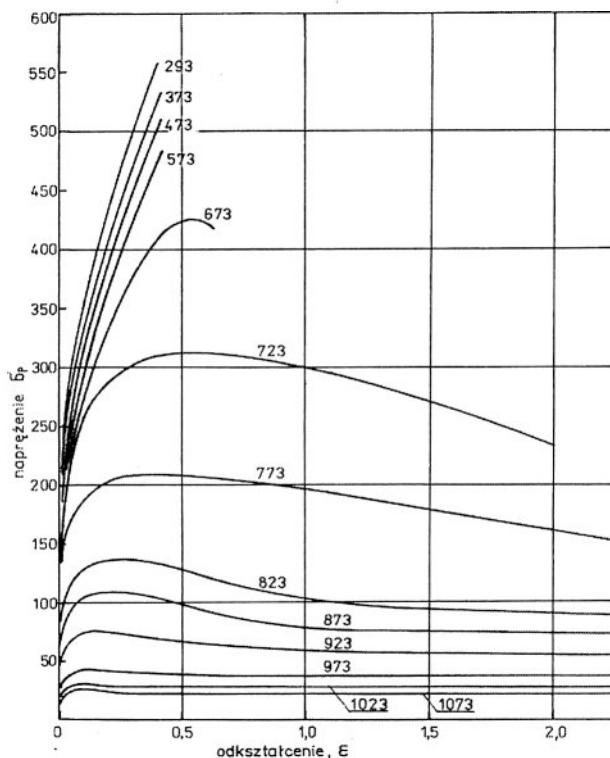
Mosiądz CuZn38,9Pb2,5 w zakresie temperatur od 300 K do 600 K ma bardzo małe odkształcenia graniczne, przy czym w temperaturze około 400 K odkształcenia te osiągają minimum. Po przekroczeniu 600 K stopniowo rosną i w temperaturach 850–1073 K osiągają dość duże wartości. W całym zakresie temperatur plastyczność mosiądzu zmniejsza się wraz ze wzrostem prędkości odkształcania, przy czym efekt

ten szczególnie wyraźnie obserwuje się w wyższych temperaturach. Odształcenia graniczne mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 są ściśle powiązane ze zjawiskami, jakie zachodzą w odkształcanym materiale. Tam gdzie zachodzi proces rekrytalizacji, ciągła odbudowa struktury umożliwia osiągnięcie dużych odkształceń, tam gdzie natomiast występuje tylko proces zdrowienia, następuje dość szybkie zarodkowanie i rozrost mikropęknięć prowadzący do zniszczenia próbki.

5.2. Brązy aluminiowe

5.2.1. Brąz aluminiowy CuAl8,1Fe2,9

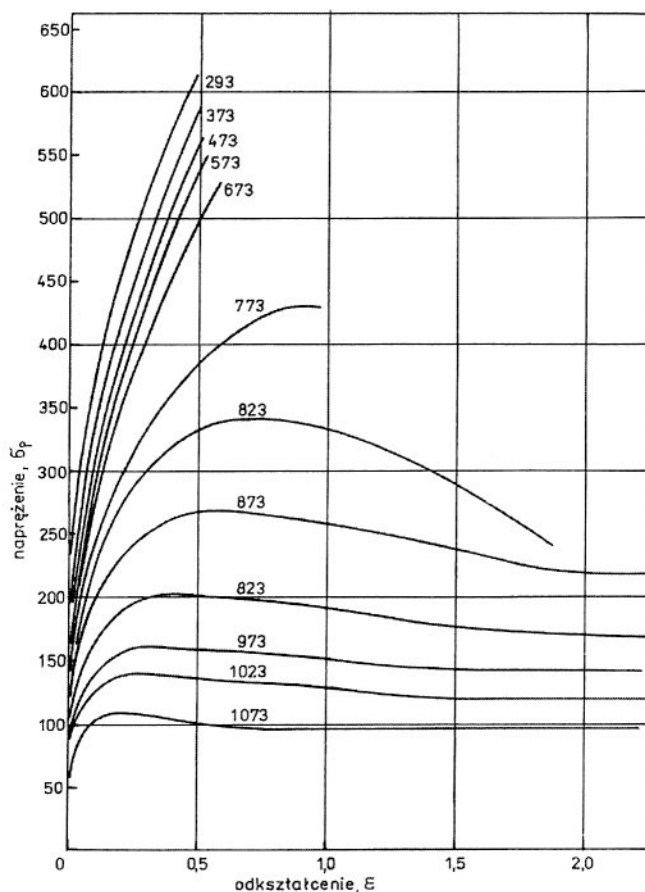
Zależności naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia dla brązu CuAl8,1Fe2,9 uzyskane dla różnych temperatur, dla prędkości odkształcania 0,01 i 6,7 s⁻¹, przedstawiono na rys. 5.2.1 i 5.2.2.



Rys. 5.2.1. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ dla brązu CuAl8,1Fe2,9 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.1. True stress–true strain relation for CuAl8,1Fe2,9 bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$

Brąz aluminiowy CuAl_{18,1}Fe_{2,9} o strukturze wyjściowej przedstawionej na rys. 5.2.3, w zastosowanych warunkach odkształcania charakteryzuje się dwoma rodzajami przebiegu naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia, tj. typu A i C.



Rys. 5.2.2. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ε dla brązu CuAl_{18,1}Fe_{2,9} uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\varepsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$
 Fig. 5.2.2. True stress–true strain relation for CuAl_{18,1}Fe_{2,9} bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\varepsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$

W dolnym zakresie temperatur brąz CuAl_{18,1}Fe_{2,9} nie ulega osłabieniu, wcześniej bowiem następuje jego zniszczenie w wyniku osiągnięcia odkształceń granicznych. W tych warunkach brąz ma wyraźnie zdeformowaną strukturę, która charakteryzuje się wydłużonymi ziarnami zorientowanymi w kierunku tworzącej się podczas skręcania linii śrubowej. W zakresie temperatur, począwszy od przedziału 645–706 K do 823 K, dla prędkości odkształcania $0,01 \text{ s}^{-1}$, i do 873 K, dla prędkości odkształcania $6,7 \text{ s}^{-1}$ w brązie, oprócz lokalizacji odkształceń i tworzenia się pęknięć, zachodzi coraz intensywniej proces zdrowienia, o czym świadczy zmniejszenie wartości naprężenia obejmujące coraz większy zakres odkształceń.



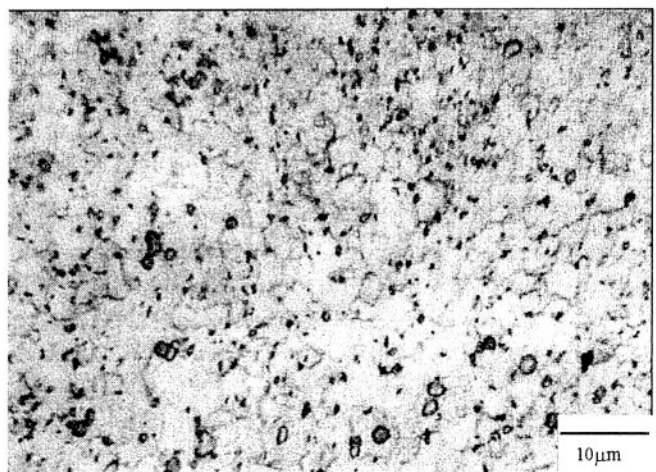
Rys. 5.2.3. Struktura nieodkształconego brązu aluminiumowego CuAl8,1Fe2,9

Fig. 5.2.3. Structure of non-deformed CuAl8,1Fe2,9 aluminium bronze



Rys. 5.2.4. Struktura brązu aluminiumowego CuAl8,1Fe2,9 odkształconego w temperaturze 923 K do $\epsilon = 0,7$ z $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.4. Structure of CuAl8,1Fe2,9 aluminium bronze deformed to $\epsilon = 0.7$ at 923 K with $\dot{\epsilon} = 0.1 \text{ s}^{-1}$

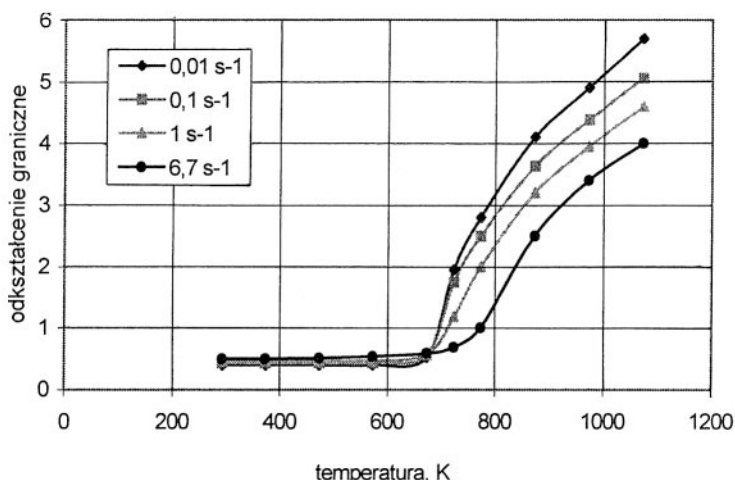


Rys. 5.2.5. Struktura brązu aluminiumowego CuAl8,1Fe2,9 odkształconego w temperaturze 923 K do $\epsilon = 2$ z $\dot{\epsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.5. Structure of CuAl8,1Fe2,9 aluminium bronze deformed to $\epsilon = 2$ at 923 K with $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$

W wyższych temperaturach, po przekroczeniu odkształcenia krytycznego, rozpoczyna się proces rekrytalizacji dynamicznej. W zakresie opadającej części krzywej naprężenie uplastyczniające–odkształcenie obejmuje on tylko część objętości odkształcanego materiału (rys. 5.2.4). Po osiągnięciu natomiast stabilnego płynięcia plastycznego struktura jest już w pełni zrekrystalizowana (rys. 5.2.5).

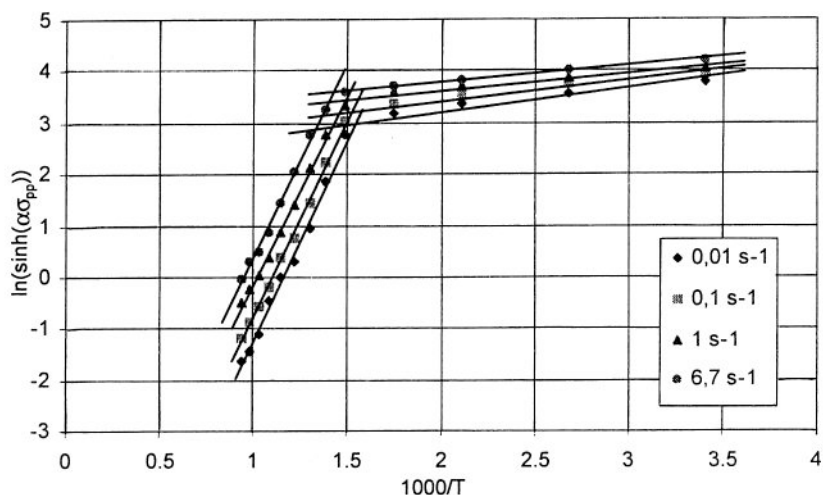
Wpływ temperatury badanego brązu na odkształcenia graniczne przedstawiono na rys. 5.2.6. Jak wynika z tego rysunku, odkształcenie graniczne brązu aluminowego CuAl8,1Fe2,9 do temperatury około 700 K nie zależy od temperatury. Powyżej tej temperatury rozpoczyna się szybki ich wzrost, tym intensywniejszy, im mniejsza jest prędkość odkształcania.



Rys. 5.2.6. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenia graniczne ε_{gr} brązu CuAl8,1Fe2,9

Fig. 5.2.6. Effect of temperature and strain rate on the limit strain of CuAl8,1Fe2,9 bronze

W celu określenia warunków przejścia od krzywych typu A do krzywych typu C na podstawie ciągłych przebiegów naprężeń uplastyczniających, naniesiono wartości maksymalnego naprężenia uplastyczniającego w układzie osi współrzędnych $\ln(\sinh(\alpha\sigma_p)) - 1/T$ dla różnych prędkości odkształcania (rys. 5.2.7). Im większa prędkość odkształcania, tym przejście między tymi krzywymi zachodzi w wyższych temperaturach. Charakterystyczne jest również to, że w obszarze krzywych typu C następuje bardziej intensywne zmniejszenie się naprężenia wraz ze wzrostem temperatury niż w obszarze krzywych typu A. Dla pozostałych brązów aluminowych, które charakteryzowały się również krzywymi typu A i C, analogicznie określono warunki przejścia między poszczególnymi krzywymi.



Rys. 5.2.7. Zależność między parametrem Zenera–Hollomona a maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia dla brązu aluminiowego CuAl8,1Fe2,9

Fig. 5.2.7. Relation between the Zener–Hollomon parameter and maximum flow stress and steady-state flow stress for CuAl8,1Fe2,9 aluminium bronze

Do opisu maksymalnego naprężenia uplastyczniającego w zależności od warunków odkształcania, oddzielnie dla zakresu występowania krzywych typu A i C, zastosowano równanie Garafalo (2.2.4). Współczynniki tego równania zamieszczono w tabeli 5.2.1. W tabeli umieszczono także współczynniki równania Garafalo dla pozostałych badanych brązów aluminiowych, które omówiono w następnych rozdziałach.

Tabela.5.2.1. Współczynniki w równaniu Garafalo dla badanych brązów aluminiowych
Table.5.2.1. Coefficients in Garafalo equation for investigated aluminium bronzes

Materiał	$\dot{\epsilon}$, s ⁻¹	Zakres temp., K	Współczynniki				
			α	n	$\ln A$	Q , kJ/mol	s
CuAl8,1Fe2,9	01–6,7	293–(645–706)	0,008	13,519	–40,749	35,890	0,03764
		(645–706)–1073		4,070	30,879	252,755	0,21647
293–(645–680)		0,008	5,702	–21,258	13,744	0,34132	
(645–680)–1073			4,358	37,074	294,398	0,154	
CuAl10,3Fe2,8Mn2		293–(674–686)	0,008	7,532	–23,590	30,254	0,1548
		(686)–1073		3,578	41,450	304,201	0,20626

W poszczególnych zakresach temperatur, wpływ prędkości odkształcania na wartości współczynników w równaniu Garafalo jest tak niewielki, że można go pominąć. Poza tym, podobnie jak dla mosiądzów, naprężenie maksymalne dla krzywych typu C,

zarówno związanych z rekrytalizacją dynamiczną, jak i lokalizacją odkształceń i intensywnym zdrowieniem, bardzo dobrze opisuje wspólne równanie.

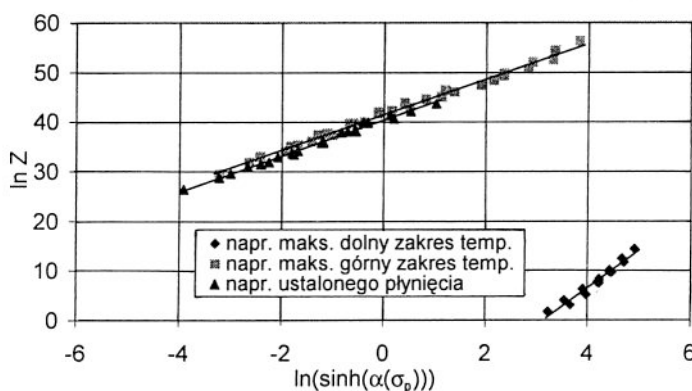
Również do opisu naprężeń ustalonego płynięcia plastycznego zastosowano równanie Garafalo (tabela 5.2.2.)

Tabela. 5.2.2. Współczynniki w równaniu Garafalo opisującym naprężenie ustalonego płynięcia badanych brązów alumiowych

Table. 5.2.2. Coefficients in the Garafalo equation describing a steady-state flow of investigated aluminium bronzes

Materiał	$\dot{\epsilon}$, s ⁻¹	Zakres temp., K	Współczynniki				
			α	n	$\ln A$	Q , kJ/mol	s
CuAl8,1Fe2,9	0,01–6,7	(823–873)–1073	0,008	4,050	23,367	184,906	0,03786
CuAl9,2Fe3		(773–873)–1073	0,015	3,675	34,238	293,050	0,05019
CuAl10,3Fe2,8Mn2		(723–873)–1073	0,005	3,615	40,274	275,783	0,08547

Współczynniki zamieszczone w podanych tabelach użyto do ustalania zależności maksymalnego naprężenia uplastyczniającego i naprężenia ustalonego płynięcia w całym zakresie temperatur i prędkości odkształcania od parametru Zenera–Hollomona w postaci trzech prostych, oddzielnie dla zakresu występowania krzywych typu A i C i dla ustalonego płynięcia, jak to przedstawiono na rysunku 5.2.8.



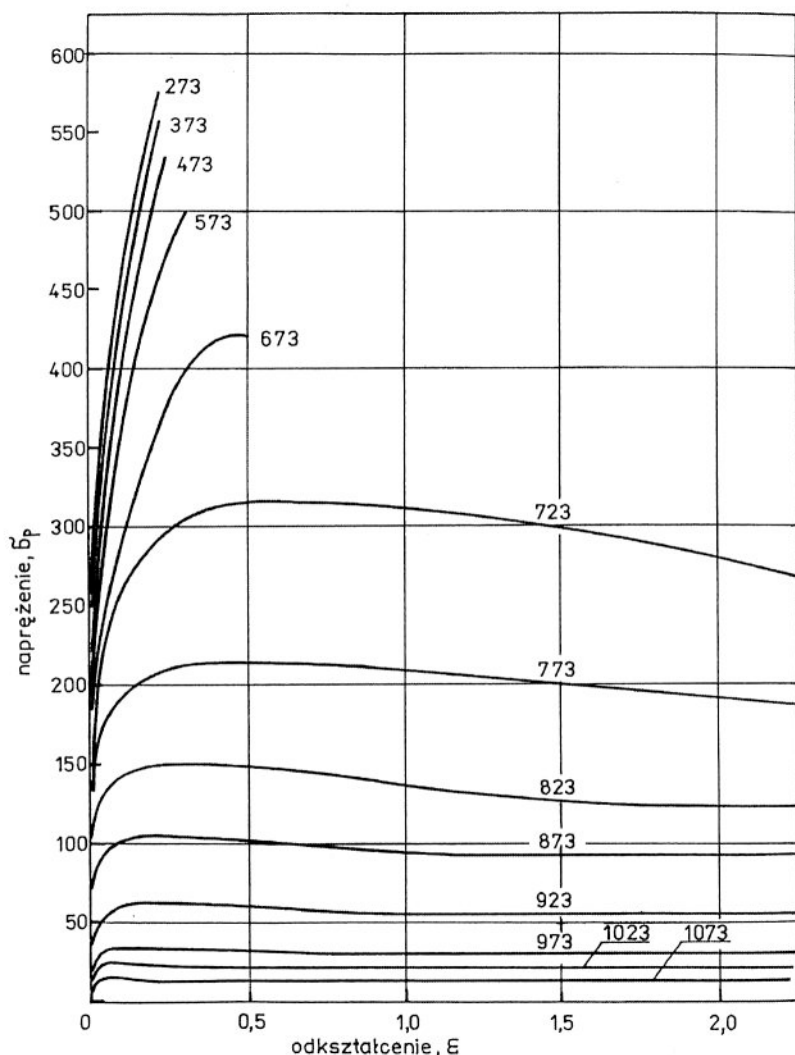
Rys. 5.2.8. Zależność między parametrem Z a naprężeniem σ_{pp} i σ_{ps} dla brązu CuAl8,1Fe2,9

Fig. 5.2.8. Correlation between the parameter Z and the flow stresses σ_{pp} and σ_{ps} for CuAl8,1Fe2,9 bronze

W dalszej części pracy współczynniki przedstawione w tabeli 5.2.1 i 5.2.2 zostaną zastosowane do budowy modelu opisującego zmiany naprężenia uplastyczniającego badanych materiałów.

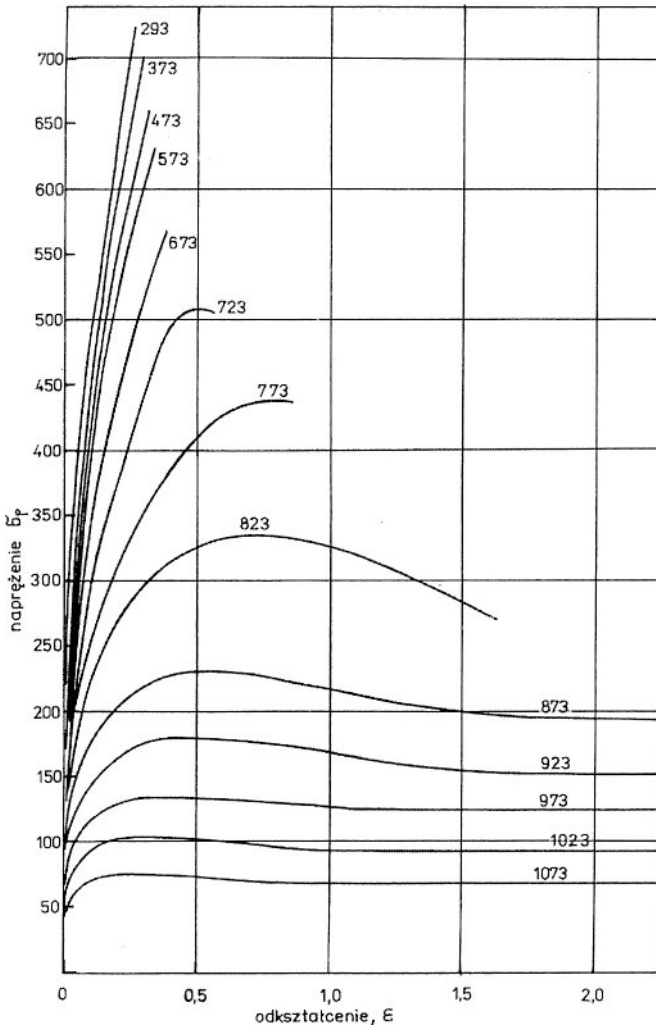
5.2.2. Brąz aluminiowy CuAl9,2Fe3

Zależności naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia dla brązu aluminiowego CuAl9,2Fe3 otrzymane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania 0,01 i 6,7 s⁻¹, przedstawiono na rys. 5.2.9 i 5.2.10.



Rys. 5.2.9. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ε dla brązu CuAl9,2Fe3 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.9. True stress–true strain relation for CuAl9,2Fe3 bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



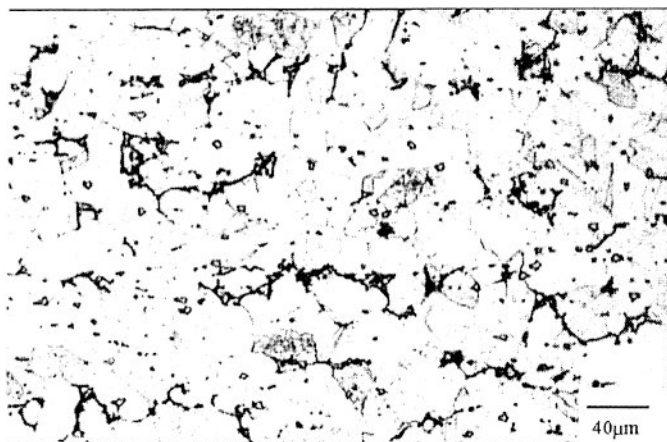
Rys. 5.2.10. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ dla brązu aluminiumowego CuAl9,2Fe3 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.10. True stress–true strain relation for CuAl9,2Fe3 aluminium bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\epsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$

Jak wynika z tych rysunków, brąz aluminiumowy CuAl9,2Fe3, o strukturze wyjściowej przedstawionej na rys. 5.2.11, w zastosowanych warunkach odkształcania charakteryzuje się podobnymi typami przebiegów naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia jak brąz CuAl8,1Fe2,9. Pomimo powolnego chłodzenia próbek po wyżarzaniu ujednoladniającym część fazy β nie uległa rozpadowi eutektoidalnemu i widoczna jest na granicach ziaren fazy α (rys. 5.2.11).

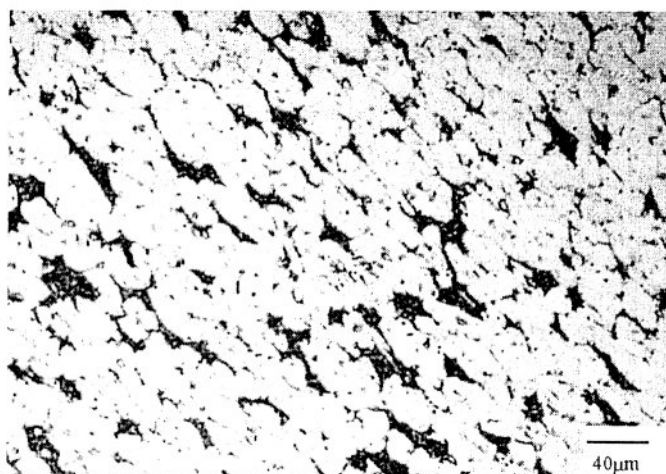
W dolnym zakresie temperatur brąz CuAl9,2Fe3 nie ulega osłabieniu, wcześniej bowiem następuje jego zniszczenie w wyniku osiągnięcia odkształceń granicznych. W zakre-

się temperatur między przedziałem 645–680 K a przedziałem 773–873 K, mimo dużych odkształceń plastycznych, nie dochodzi do rekrytalizacji dynamicznej, zachodzi natomiast intensywne zdrowienie. Podane zakresy przedziałów temperatur dotyczą najmniejszej i największej z zastosowanych prędkości odkształcania. W tych warunkach brąz ma wyraźnie zdeformowaną strukturę (rys. 5.2.12) w porównaniu do struktury nieodkształconej tej samej próbki w części uchwytywowej (5.2.13). Można przy tym zaobserwować dużą różnicę między odkształceniem ziaren w warstwach zewnętrznych próbek, w których jest ono największe, a odkształceniem ziaren w ich osi bądź w warstwach leżących na granicy między częścią odkształcaną próbki a jej uchwytem (rys. 5.2.14). W temperaturach przekraczających przedział 773–873 K, po osiągnięciu odkształcenia krytycznego zachodzi rekrytalizacja dynamiczna, strukturę brązu zrekrystalizowaną dynamicznie, o wyraźnie rozdrobionych ziarnach, przedstawiono na rys. 5.2.15. Na rysunku 5.2.16 widoczna jest ta sama struktura przed odkształceniem.



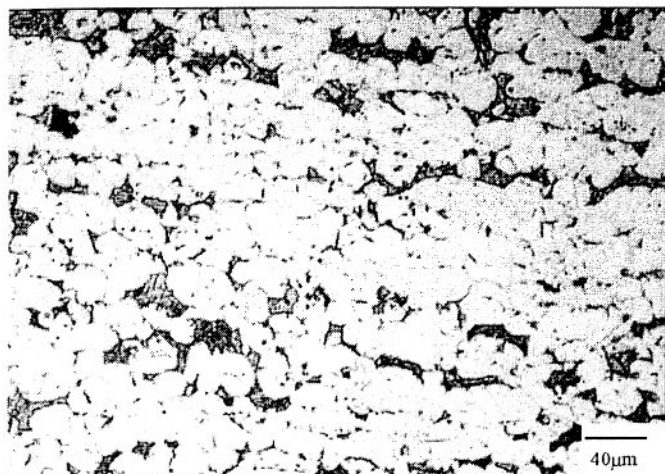
Rys. 5.2.11. Struktura nieodkształconego brązu aluminowego CuAl_{9,2}Fe₃

Fig. 5.2.11. Structure of non-deformed CuAl_{9,2}Fe₃ aluminium bronze



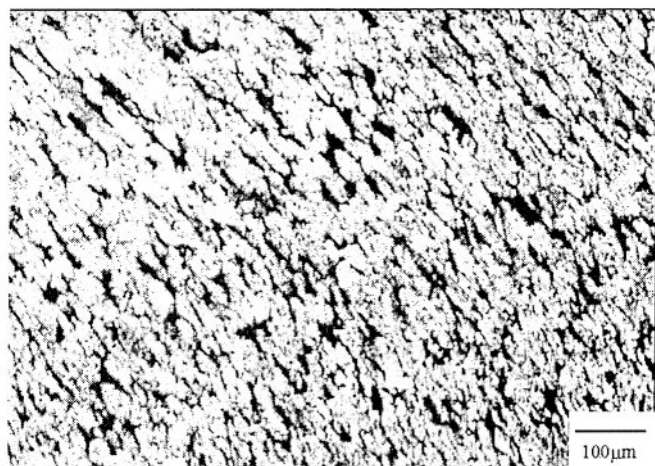
Rys. 5.2.12. Struktura brązu aluminowego CuAl_{9,2}Fe₃ odkształconego w temperaturze 723 K do $\epsilon = 2$ z $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.12. Structure of CuAl_{9,2}Fe₃ aluminium bronze deformed to $\epsilon = 2$ at 723 K with $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



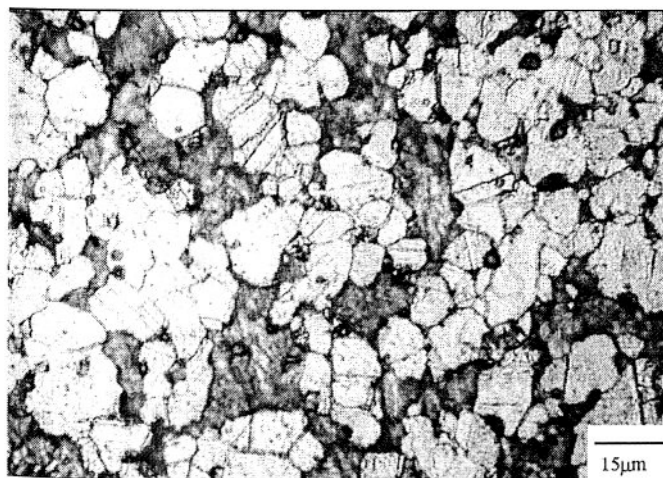
Rys. 5.2.13. Struktura nieodkształconego brązu aluminio-
wego CuAl_{9,2}Fe₃ oziębionego
z temperatury 723 K

Fig. 5.2.13. Structure of
nondeformed CuAl_{9,2}Fe₃
aluminium bronze after
cooling from 723 K



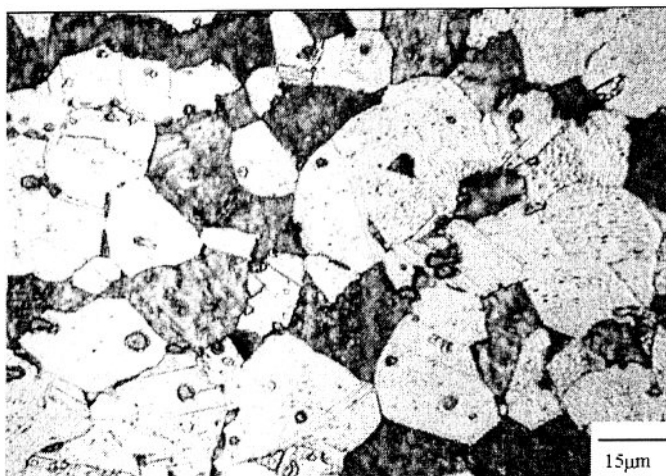
Rys. 5.2.14. Struktura brązu
aluminowego CuAl_{9,2}Fe₃
odkształconego w temperaturze
723 K do $\epsilon = 3$
z $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.14. Structure of
CuAl_{9,2}Fe₃ aluminium bronze
deformed to $\epsilon = 3$ at 773 K
with $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



Rys. 5.2.15. Struktura brązu
aluminowego CuAl_{9,2}Fe₃
odkształconego w temperaturze
1023 K do $\epsilon = 7$ z $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.15. Structure of
CuAl_{9,2}Fe₃ aluminium bronze
deformed to $\epsilon = 7$ at 1023 K
with $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$

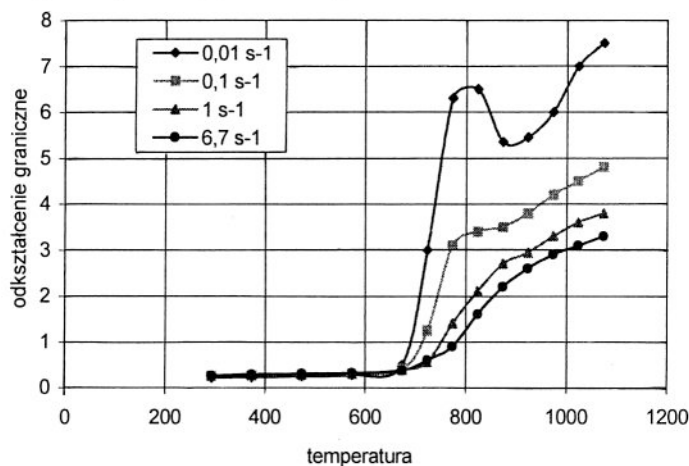


Rys. 5.2.16. Struktura nieodkształconego brązu aluminiowego CuAl_{9,2}Fe₃ oziębionego z temperatury 1023 K

Fig. 5.2.16. Structure of non-deformed CuAl_{9,2}Fe₃ aluminium bronze after cooling from 1023 K

Odształcenia graniczne brązu CuAl_{9,2}Fe₃ aż do temperatury około 700 K są stosunkowo nieduże, po przekroczeniu tej temperatury gwałtownie rosną, zwłaszcza przy małych prędkościach odkształcania. Przy najmniejszej zastosowanej prędkości odkształcania osiągają one lokalne maksimum w temperaturze 800 K (zjawisko to zostało dokładniej opisane w następnym rozdziale dotyczącym brązu CuAl_{10,3}Fe_{2,8}Mn₂). Brąz CuAl_{9,2}Fe₃ największe wartości odkształceń uzyskuje w temperaturze 1073 K, dla najmniejszej prędkości odkształcania (rys. 5.2.17). Podobnie jak dla brązu CuAl_{8,1}Fe_{2,9}, w wyższych temperaturach im mniejsza prędkość odkształcania, tym większe uzyskuje się odkształcenia, odwrotnie jest w niższych temperaturach.

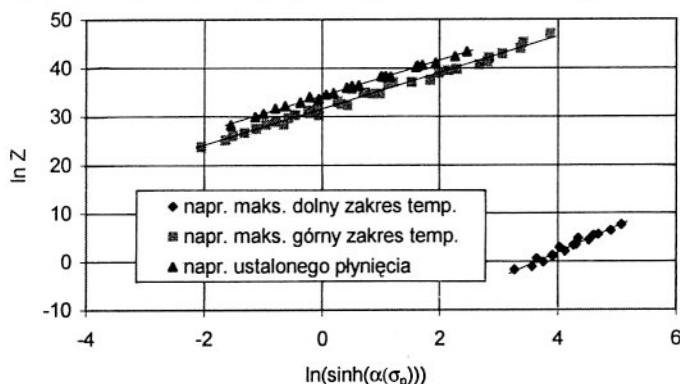
Warunki przejścia między obszarami charakteryzującymi się krzywymi typu A oraz typu C ustalono w sposób podobny jak dla stopu CuAl_{8,1}Fe_{2,9} (tab. 5.2.1).



Rys. 5.2.17. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenie graniczne brązu CuAl_{9,2}Fe₃
Fig. 5.2.17. Effect of temperature and strain rate on the limit strain of CuAl_{9,2}Fe₃ bronze

Do opisu maksymalnego naprężenia uplastyczniającego oraz naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego, w zależności od warunków odkształcania zastosowano równanie Garafalo (2.2.4). Współczynniki w tym równaniu dla maksymalnego naprężenia zamieszczono w tabeli 5.2.1, a dla naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w tabeli 5.2.2.

Korzystając z wartości współczynników podanych w tych tabelach uzależniono wartości maksymalnego naprężenia uplastyczniającego i naprężenia ustalonego płynięcia w całym zakresie temperatur i prędkości odkształcania od parametru Zenera–Hollomona w postaci trzech prostych, oddzielnie dla zakresu występowania krzywych typu A i C oraz ustalonego płynięcia plastycznego, jak to przedstawiono na rys. 5.2.18.



Rys. 5.2.18. Zależność między parametrem Zenera–Hollomona a maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia dla brązu aluminium CuAl9,2Fe3

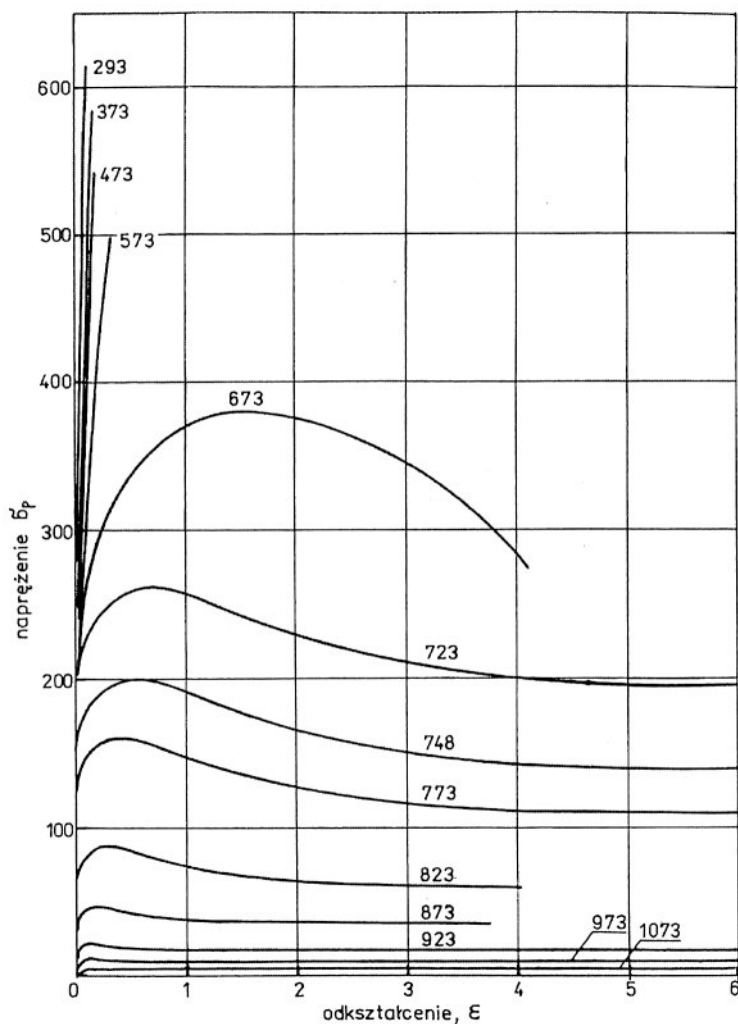
Fig. 5.2.18. Relation between the Zener–Hollomon parameter and maximum flow stress and steady-state flow stress for CuAl9,2Fe3 aluminium bronze

Uwagi poczynione przy opisie poprzedniego brązu aluminium, dotyczące zastosowania tylko jednego równania do opisu maksymalnego naprężenia odnoszą się również do tego brązu.

5.2.3. Brąz aluminium CuAl10,3Fe2,8Mn2

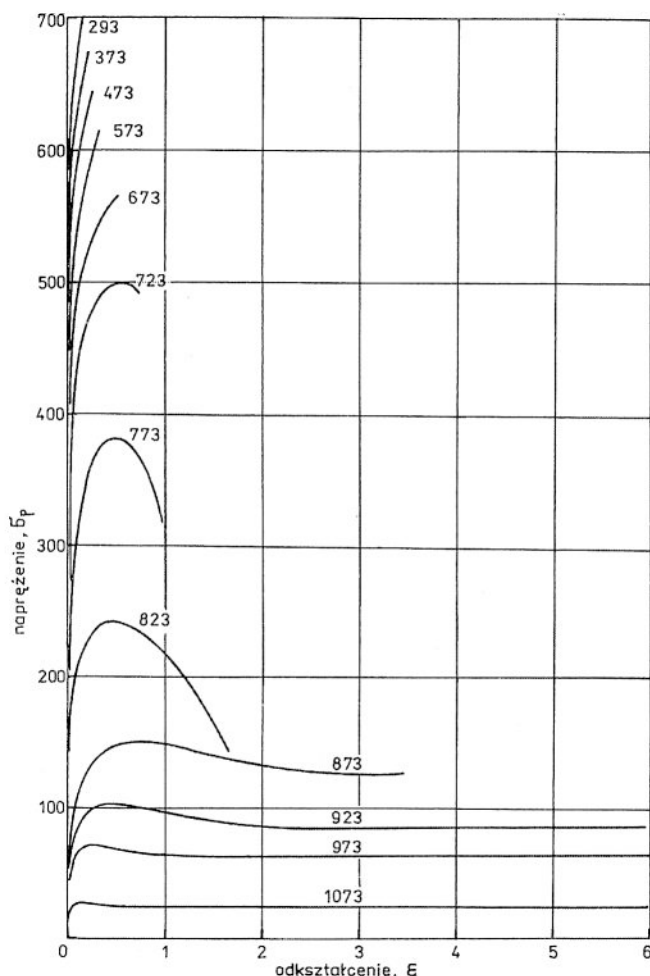
Wpływ temperatury na przebiegi krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie brązu aluminium CuAl10,3Fe2,8Mn2, określone w różnych temperaturach, dla prędkości odkształcania 0,01 i 6,7 s⁻¹, przedstawiono na rys. 5.2.19 i 5.2.20. Jak wynika z tych rysunków, brąz aluminium CuAl10,3Fe2,8Mn2, o strukturze wyjściowej przedstawionej na rys. 5.2.22, w zastosowanych warunkach odkształcania charakteryzuje się takimi samymi typami przebiegów naprężenia uplastyczniającego, jak pozostałe badane brązy aluminium. Krzywe typu C związane z rekrytalizacją dynamiczną uzyskuje się już w znacznie niższych temperaturach w porównaniu do brązu CuAl8,1Fe2,9, jak i brązu CuAl9,2Fe3. Podobnie jak i w przypadku brązu CuAl9,2Fe3, pewna część fazy

β , pomimo powolnego chłodzenia brązu CuAl10,3Fe2,8Mn2, nie ulega rozpadowi eutektoidalnemu, lecz pozostaje w stanie przechłodzonym, prawdopodobnie w postaci uporządkowanej fazy β_1 (rys. 5.2.22). Widoczne na tym rysunku ziarna fazy α mają rozmiary wynoszące 40 μm , które nie zmieniają się aż do temperatury przemiany eutektoidalnej fazy β . Po przekroczeniu tej temperatury następuje rozpuszczanie się fazy α w istniejącej poprzednio w stanie przesyconym fazie β , w wyniku czego zachodzi gwałtowna zmiana rozmiarów ziaren do wielkości pierwotnej, jaką faza β miała podczas wyżarzania ujednorodniającego.



Rys. 5.2.19. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ dla brązu aluminium CuAl10,3Fe2,8Mn2 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

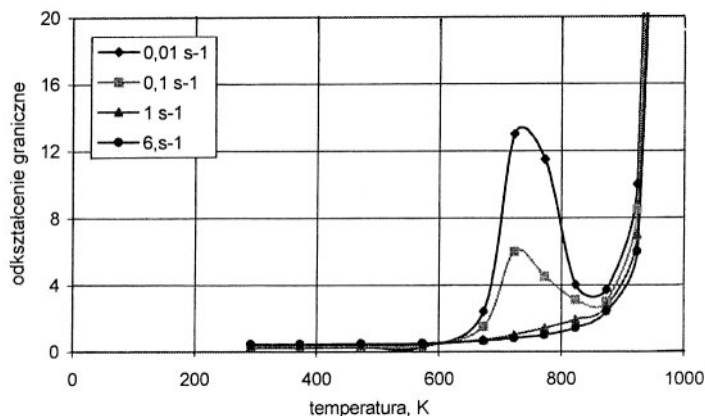
Fig. 5.2.19. True stress–true strain relation for CuAl10,3Fe2,8Mn2 aluminium bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



Rys. 5.2.20. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ε dla brązu alumiiniowego CuAl10,3Fe2,8Mn2 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\varepsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.2.20. True stress–true strain relation for CuAl10,3Fe2,8Mn2 aluminium bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\varepsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$

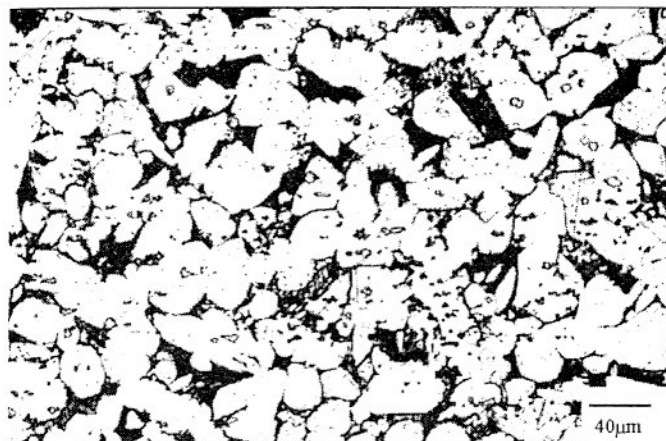
W dolnym zakresie temperatur, leżącym poniżej przedziału 674–686 K, brąz CuAl10,3Fe2,8Mn2, podobnie jak pozostałe brązy, nie ulega osłabieniu, wcześniej bowiem następuje jego zniszczenie w wyniku osiągnięcia odkształceń granicznych. W tych warunkach ma on wyraźnie zdeformowaną strukturę (rys. 5.2.23). W wyższych temperaturach pojawia się osłabienie związane z lokalizacją odkształceń i zdrowieniem. W temperaturach natomiast począwszy od 723 K, przy prędkości odkształcania $0,01 \text{ s}^{-1}$ i od 873 K przy prędkości odkształcania $6,7 \text{ s}^{-1}$ zachodzi proces rekrytalizacji dynamicznej. W brązie CuAl10,3Fe2,8Mn2 obserwuje się znacznie większy wpływ prędkości odkształcania na temperaturę początku rekrytalizacji dynamicznej aniżeli w brązach CuAl8,1Fe2,9 i CuAl9,2Fe3. Ma to związek z odkształceniami granicznymi uzyskanymi dla tego stopu, przedstawionymi na rys. 5.2.21.



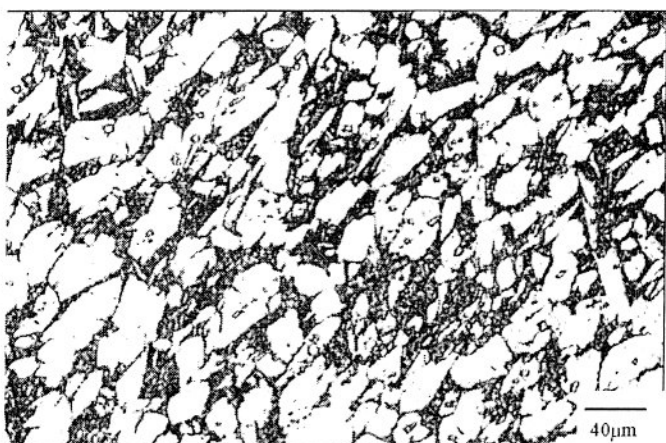
Rys. 5.2.21. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenia graniczne brązu CuAl10,3Fe3Mn2
 Fig. 5.2.21. The effect of temperature and strain rate on the limit strain of CuAl10,3Fe3Mn2 aluminium bronze

Jak wynika z tego rysunku, można wyodrębnić dwa zakresy dużych odkształceń granicznych, pierwszy leży poniżej temperatury przemiany eutektoidalnej, a drugi powyżej tej temperatury. Zakres pierwszy pojawia się tylko przy dwóch najmniejszych prędkościach odkształcania. Podobne zmiany odkształceń granicznych, lecz znacznie mniej intensywne, zaobserwowano w brązie aluminium CuAl9,2Fe3.

Przy tych małych prędkościach odkształcania w temperaturach leżących poniżej temperatury przemiany eutektoidalnej dochodzi do rekrytalizacji dynamicznej, w wyniku której uzyskuje się bardzo drobnoziarnistą strukturę, zwłaszcza eutektoidu $\alpha + \gamma_2$ (rys. 5.2.24), powstałą ze struktury przedstawionej na rys. 5.2.25. Taka struktura charakteryzuje się bardzo dobrymi właściwościami plastycznymi i dlatego przy małych prędkościach odkształcania następuje w zakresie temperatur 723–823 K wyraźny wzrost odkształceń granicznych (rys. 5.2.21). Przy większych prędkościach odkształcania, przed uzyskaniem odkształcenia krytycznego, materiał ulega zniszczeniu i nie dochodzi do procesu rekrytalizacji. W temperaturach przemiany eutektoidalnej oraz nieznacznie wyższych następuje zmniejszenie odkształceń granicznych, związane prawdopodobnie z oddziaływaniem przemian fazowych. Może to być wywołane przyspieszoną odkształceniem plastycznym dyfuzją aluminium między odmianami fazy β_1 , w wyniku której faza β_1^- ulega przemianie w fazę α , faza β_1^+ zaś w kruchą fazę γ_2 , co wywiera niekorzystny wpływ na plastyczność brązu. Dopiero w temperaturach powyżej 900 K ponownie następuje wzrost odkształceń granicznych dochodzących nawet do $\varepsilon = 100$, materiał uzyskuje właściwości nadplastyczne. W tych temperaturach nieodkształcony brąz CuAl10,3Fe2,8Mn2 składa się głównie z fazy β z niewielką ilością fazy α wydzieloną przede wszystkim na granicach ziaren (rys. 5.2.26). Po odkształceniu charakteryzuje się znacznie drobniejszym ziarnem w porównaniu do materiału wyjściowego, szczególnie faza α ulega dużej dyspersji i zmianie postaci ze skoagulowanej w bardziej płytkową, wydzielającą się na granicach ziaren i na pasmach poślizgu (rys. 5.2.27).



Rys. 5.2.22. Struktura nieodkształconego brązu aluminiumowego CuAl10,3Fe2,8Mn2
Fig. 5.2.22. Structure of non-deformed CuAl10,3Fe2,8Mn2 aluminium bronze



Rys. 5.2.23. Struktura odkształconego brązu aluminiumowego CuAl10,3Fe2,8Mn2 w temperaturze 673 K do $\varepsilon = 2$ z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$
Fig. 5.2.23. Structure of CuAl10,3Fe2,8Mn2 aluminium bronze deformed to $\varepsilon = 2$ at 773 K with $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



Rys. 5.2.24. Struktura odkształconego brązu aluminiumowego CuAl10,3Fe2,8Mn2 w temperaturze 773 K do $\varepsilon = 5$ z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$
Fig. 5.2.24. Structure of CuAl10,3Fe2,8Mn2 aluminium bronze deformed to $\varepsilon = 5$ at 773 K with $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$



Rys. 5.2.25. Struktura nieodkształconego brązu aluminio-
wego CuAl10,3Fe2,8Mn2 po
oziębieniu z temperatury 773 K
Fig. 5.2.25. Structure of non-
deformed CuAl10,3Fe2,8Mn2
aluminium bronze after co-
oling from 773 K



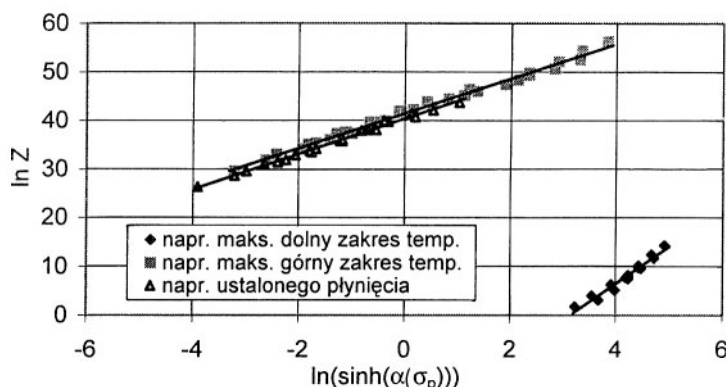
Rys. 5.2.26. Struktura nieod-
kształconego brązu aluminio-
wego CuAl10,3Fe2,8Mn2 po
oziębieniu z temperatury 1023 K
Fig. 5.2.26. Structure of non-
deformed CuAl10,3Fe2,8Mn2
aluminium bronze after co-
oling from 1023 K



Rys. 5.2.27. Struktura od-
kształconego brązu aluminio-
wego CuAl10,3Fe2,8Mn2
w temperaturze 1023 K do
 $\varepsilon = 60$ z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$
Fig. 5.2.27. Structure of
CuAl10,3Fe2,8Mn2 aluminium
bronze deformed to $\varepsilon = 60$ at
1023 K with $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$

Warunki przejścia między obszarami charakteryzującymi się krzywymi typu A oraz C ustalono podobnie jak dla brązu alumiiniowego CuAl8,1Fe2,9.

Do opisu maksymalnego naprężenia uplastyczniającego oraz naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w zależności od warunków odkształcania zastosowano równanie Garafalo (2.2.4). Współczynniki w tym równaniu dla maksymalnego naprężenia zamieszczono w tabeli 5.2.1 i dla naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w tabeli 5.2.2.



Rys. 5.2.28. Zależność między parametrem Zenera–Hollomona a maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia dla brązu alumiiniowego CuAl10,3Fe2,8Mn2

Fig. 5.2.28. Relation between the Zener–Hollomon parameter and maximum flow stress and steady-state flow stress for CuAl10,3Fe2,8Mn2 aluminium bronze

Korzystając ze współczynników podanych w tych tabelach uzależniono wartości maksymalnego naprężenia uplastyczniającego i naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w całym zakresie temperatur i prędkości odkształcania od parametru Zenera–Hollomona w postaci trzech prostych, oddzielnie dla zakresu występowania krzywych A i C oraz ustalonego płynięcia (rys. 5.2.28)

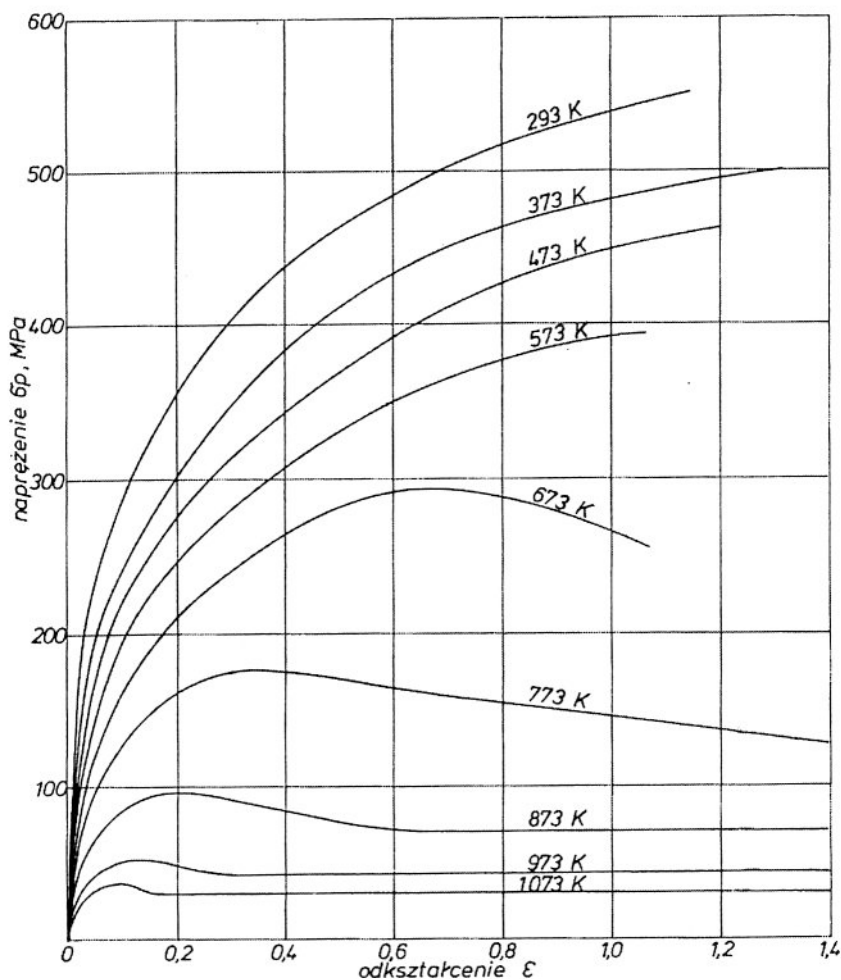
Wzrost temperatury, odwrotnie niż zwiększenie prędkości odkształcania, powoduje zmniejszenie wartości maksymalnego naprężenia uplastyczniającego. Początkowo jest ono nieznaczne (obszar krzywych typu A), a następnie gradient spadku w zakresie krzywych typu C jest znacznie większy. Podobnie jak dla brązów CuAl8,1Fe2,9 i CuAl9,2Fe3, zmniejszenie prędkości odkształcania powoduje przesunięcie granic obszarów występowania krzywych typu A i C w kierunku niższych temperatur.

Uwagi poczynione przy opisie dwóch poprzednich brązów alumiiniowych, dotyczące zastosowania tylko jednego równania do opisu maksymalnego naprężenia dla krzywych typu C, odnoszą się również do tego brązu.

5.3. Brązy krzemowe

5.3.1. Brąz krzemowy CuSi3,9

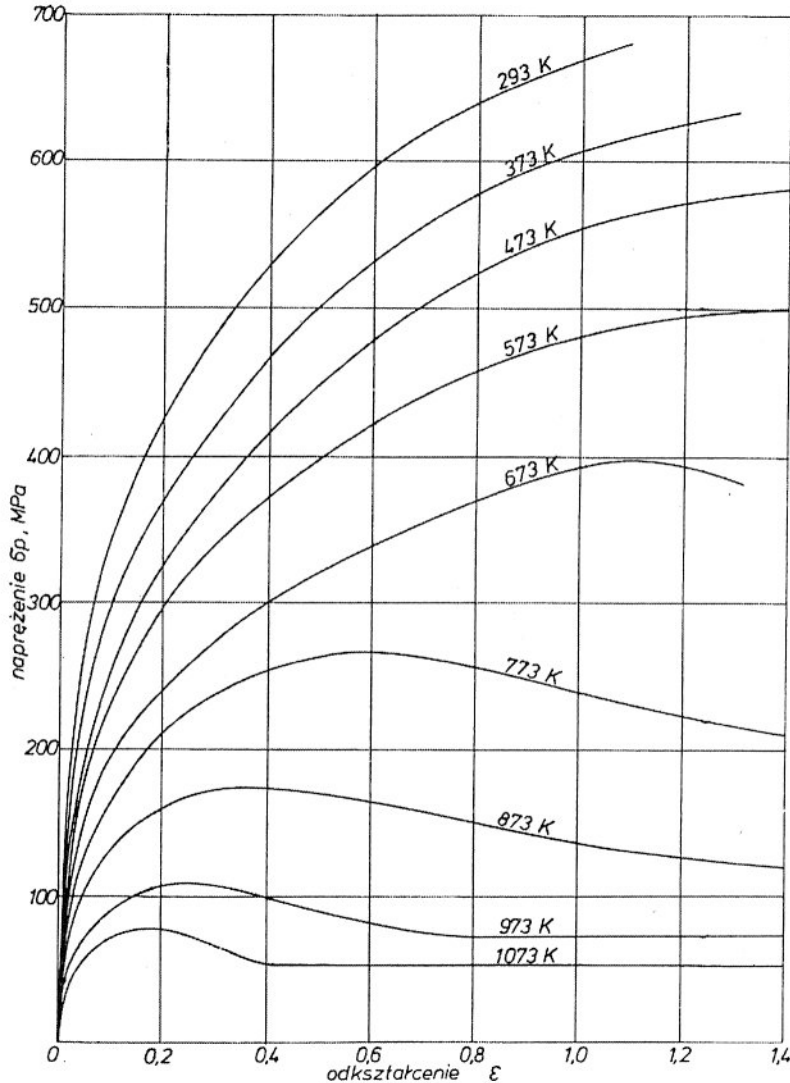
Zależności naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia dla brązu krzemowego CuSi3,9, uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania 0,01 i 6,7 s⁻¹, przedstawiono na rys. 5.3.1 i 5.3.2.



Rys. 5.3.1. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ dla brązu krzemowego CuSi3,9 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$ [88]

Fig. 5.3.1. True stress–true strain relation for CuSi3,9 silicon bronze at different temperature and strain rate $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$ [88]

Jak wynika z tych wykresów, brąz krzemowy CuSi3,9 o strukturze wyjściowej przedstawionej na rys. 5.3.3 w zastosowanych warunkach odkształcania charakteryzuje się dwoma rodzajami przebiegu naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia – typu A i C.



Rys. 5.3.2. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ dla brązu krzemowego CuSi3,9 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$ [88]

Fig. 5.3.2. True stress-true strain relation for CuSi3,9 silicon bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\epsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$ [88]

W dolnym zakresie temperatur, do 573 K, brąz ten nie osiąga stanu nasycenia ani też nie ulega osłabieniu, wcześniej bowiem następuje jego zniszczenie w wyniku osiągnięcia odkształceń granicznych. W tych warunkach brąz ma wyraźnie zdeformowaną strukturę (rys. 5.3.4). W wyższych temperaturach po osiągnięciu maksymalnego naprężenia następuje osłabienie materiału. W brązach krzemowych, w odróżnieniu od mosiądzów i brązów aluminium, nie występuje osłabienie związane ze zdrowieniem i lokalizacją odkształcenia. Można to tłumaczyć tym, że brązy krzemowe charakteryzują się małą energią zmagazynowaną konieczną do rozpoczęcia rekrytalizacji i dlatego już przy niewielkich odkształceniach dochodzi do niej. Strukturę brązu częściowo zrekrystalizowaną dynamicznie w temperaturze 873 K, po odkształceniu nieznacznie przekraczającym odkształcenie krytyczne, przedstawiono na rys. 5.3.5, a całkowicie zrekrystalizowaną w temperaturze 923 K, po odkształceniu w obszarze ustalonego płynięcia plastycznego, na rys.5.3.6.



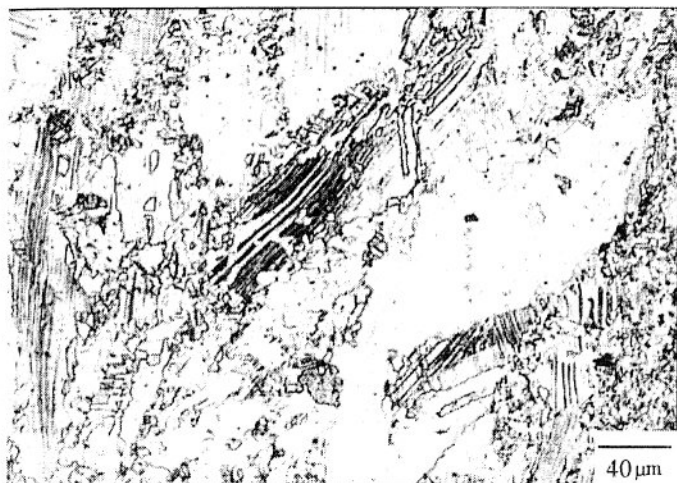
Rys. 5.3.3. Struktura nieodkształconego brązu krzemowego CuSi_{3,9}

Fig. 5.2.3. Structure of nondeformed silicon bronze CuSi_{3,9}



Rys. 5.3.4. Struktura brązu krzemowego CuSi_{3,9} odkształconego w temperaturze 293 K do $\epsilon = 1,23$ z $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$ [81]

Fig. 5.3.4. Structure of silicon bronze CuSi_{3,9} deformed to $\epsilon = 1,23$ at 293 K with $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$ [81]



Rys. 5.3.5. Struktura brązu krzemowego CuSi_{3,9} odkształconego w temperaturze 873 K do $\varepsilon = 0,6$ z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.3.5. Structure of silicon bronze CuSi_{3,9} deformed to $\varepsilon = 0,6$ at 873 K with $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$



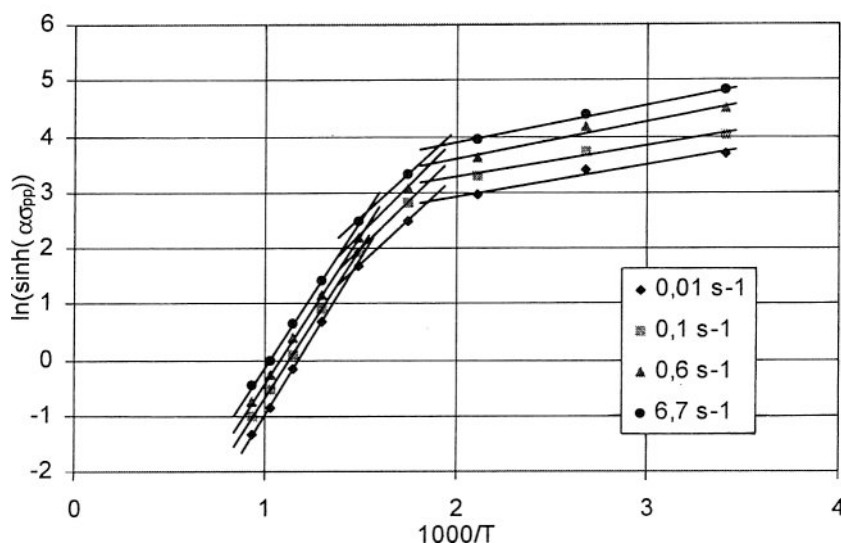
Rys. 5.3.6. Struktura brązu krzemowego CuSi_{3,9} odkształconego w temperaturze 923 K do $\varepsilon = 3$ z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Fig. 5.3.6. Structure of silicon bronze CuSi_{3,9} deformed to $\varepsilon = 3$ at 923 K with $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Warunki przejścia między obszarami charakteryzującymi się krzywymi typu A i C ustalono podobnie jak dla miedzi i brązów aluminiowych (rys. 5.3.7). Jednak obszar występowania krzywych typu A okazał się zbyt zróżnicowany, aby można go było opisać jednym równaniem. Podzielono go więc na dwa zakresy o różnym udziale zdrowienia.

Wzrost temperatury, odwrotnie niż zwiększenie prędkości odkształcania, powoduje zmniejszenie maksymalnego naprężenia uplastyczniającego. Początkowo jest ono nieznaczne (obszar krzywych typu A), a następnie gradient spadku w zakresie krzywych typu C jest znacznie większy. Zmiana prędkości odkształcania nie wywiera dużego wpływu na położenie granicy między obszarami występowania krzywych typu A i C.

O bardzo istotnym wpływie temperatury na naprężenie uplastyczniające świadczy np. to, że wzrost temperatury z 293 do 1073 K przy prędkości odkształcania $0,01 \text{ s}^{-1}$ powoduje ponad 15-krotne zmniejszenie naprężenia, a przy prędkości $6,7 \text{ s}^{-1}$ 8-krotne, podczas gdy zmniejszenie prędkości odkształcania z $6,7$ do $0,01 \text{ s}^{-1}$ w temperaturze 293 K powoduje 1,12-krotne zmniejszenie, a w temperaturze 1073 K 2,2-krotne zmniejszenie naprężenia.



Rys. 5.3.7. Zależność między $\ln(\sinh(\alpha\sigma_{pp}))$ a odwrotnością temperatury dla brązu krzemowego CuSi_{3,9}
Fig. 5.3.7. Correlation between $\ln(\sinh(\alpha\sigma_{pp}))$ and reciprocal of temperature for CuSi_{3,9} silicon bronze

Do opisu maksymalnego naprężenia uplastyczniającego w zależności od warunków odkształcania, oddzielnie dla zakresu występowania krzywych typu A i C zastosowano równanie Garafalo (2.2.4). Współczynniki tego równania zamieszczono w tabeli 5.3.1. W tabeli umieszczono też współczynniki równania Garafalo dla pozostałych badanych brązów krzemowych, które zostaną omówione w następnych rozdziałach. Podobnie jak i w przypadku mosiądzów i brązów aluminium małe wartości odchylenia standardowego świadczą o poprawnym opisie za pomocą równania Garafalo charakterystycznych poziomów naprężenia.

W tabeli 5.3.2 podano współczynniki równania Garafalo opisującego naprężenie ustalonego płynięcia.

Tabela. 5.3.1. Współczynniki w równaniu Garafalo dla badanych brązów krzemowych
 Table. 5.3.1. Coefficients in the Garafalo equation for investigated silicon bronzes

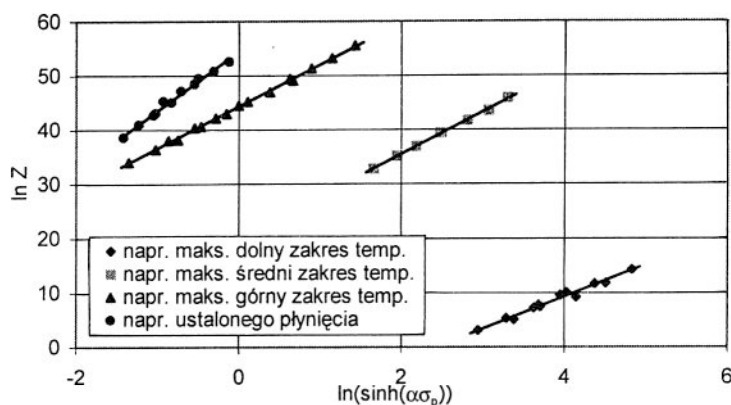
Materiał	Zakres $\dot{\epsilon}$, s ⁻¹	Zakres temp. K	Współczynniki				
			α	n	$\ln A$	Q , kJ/mol	s
CuSi3,9	0,01–6,7	293–(524–538)	0,008	5,854	–14,159	30,437	0,06469
		(524–538)–(645–670)		7,738	20,122	209,747	0,00587
		(645–670)–1073		7,722	44,347	344,801	0,02407
CuSi4,6	0,01–6,7	293–(511–540)	0,008	6,287	–17,129	33,573	0,04939
		(511–540)–(675–722)		7,464	15,419	195,151	0,02127
		(675–722)–1073		11,999	72,530	583,029	0,08060
CuSi5,2	0,01–6,7	293–(528–542)	0,01	4,753	–24,842	33,365	0,08582
		(528–542)–(774–798)		6,524	34,443	346,542	0,08144
		(774–798)–1073		8,173	67,121	586,440	0,04281

Tabela 5.3.2. Współczynniki w równaniu Garafalo opisującym naprężenie ustalonego płynięcia badanych brązów krzemowych
 Table. 5.3.2. Coefficients in the Garafalo equation describing steady-state flow of investigated silicon bronzes

Materiał	$\dot{\epsilon}$, s ⁻¹	Zakres temp., K	Współczynniki				
			α	n	$\ln A$	Q , kJ/mol	s
CuSi3,9	0,01–6,7	873–1073	0,008	10,660	53,967	385,400	0,00332
CuSi4,6	0,01–6,7	873–1073	0,008	9,680	63,826	480,300	0,0201
CuSi5,2	0,01–6,7	873–1073	0,01	7,660	60,935	519,900	0,00345

W dalszej części pracy współczynniki przedstawione w tab. 5.3.1 i 5.3.2 zostaną zastosowane do budowy modeli opisujących zmiany naprężenia uplastyczniającego badanych materiałów.

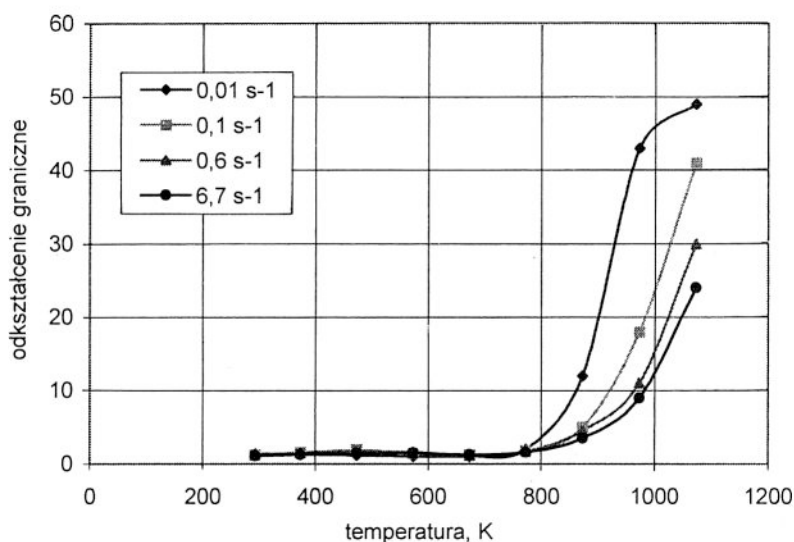
Korzystając ze współczynników zamieszczonych w obu tabelach sporządzono zależności maksymalnego naprężenia uplastyczniającego i naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w całym zakresie temperatur i prędkości odkształcania od parametru Zenera–Hollomona w postaci czterech prostych (rys. 5.3.8).



Rys. 5.3.8. Zależność między parametrem Zenera–Hollomona a maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia dla brązu krzemowego CuSi3,9

Fig. 5.3.8. Relation between the Zener–Hollomon parameter and maximum flow stress and steady-state flow stress for CuSi3,9 silicon bronze

Odształcenia graniczne brązu CuSi3,9 aż do temperatury około 800 K są stosunkowo nieduże, po jej przekroczeniu szybko się zwiększają, osiągając największe wartości w temperaturze 1073 K (rys. 5.3.9). W górnym zakresie temperatur im mniejsza prędkość odkształcania, tym większe są odkształcenia graniczne, w niższych temperaturach taka prawidłowość nie występuje.

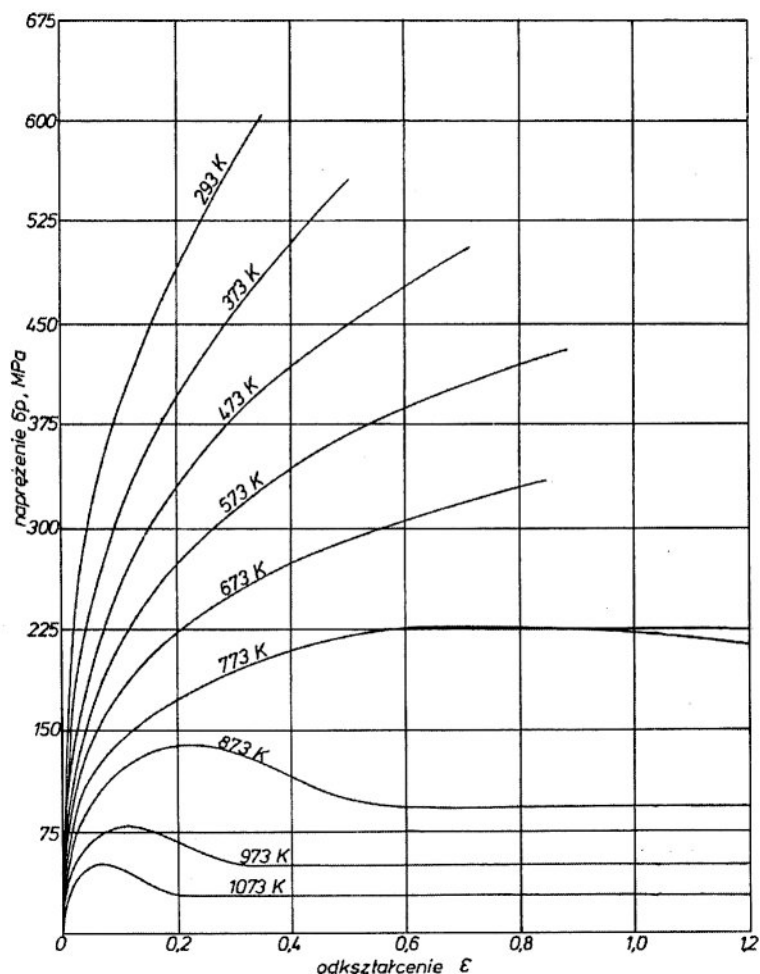


Rys. 5.3.9. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenia graniczne dla brązu krzemowego CuSi3,9 [91]

Fig. 5.3.9. Effect of temperature and strain rate on the limit strain of CuSi3,9 silicon bronze [91]

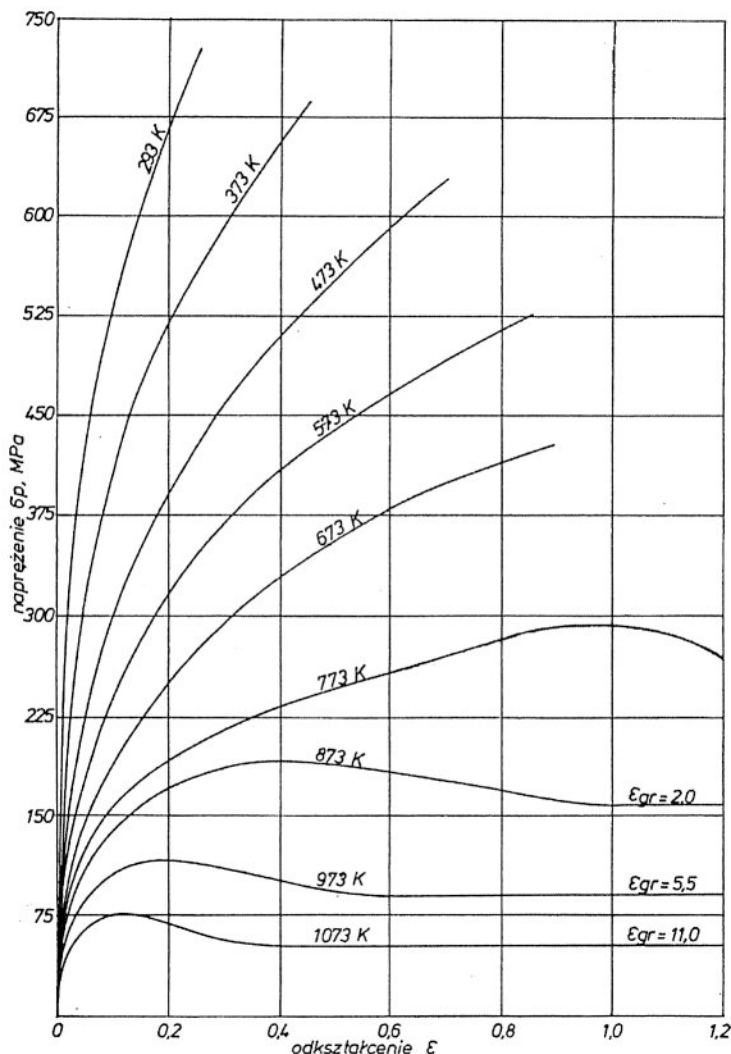
5.3.2. Brąz krzemowy CuSi4,6

Wpływ temperatury na przebiegi krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie dla brązu krzemowego CuSi4,6 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania 0,01 i 6,7 s⁻¹, przedstawiono na rys. 5.3.10 i 5.3.11.



Rys. 5.3.10. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ dla brązu krzemowego CuSi4,6 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$ [88]

Fig. 5.3.10. True stress-true strain relation for CuSi4,6 bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$ [88]



Rys. 5.3.11. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ε dla brązu krzemowego CuSi_{4,6} uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\varepsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$ [88]

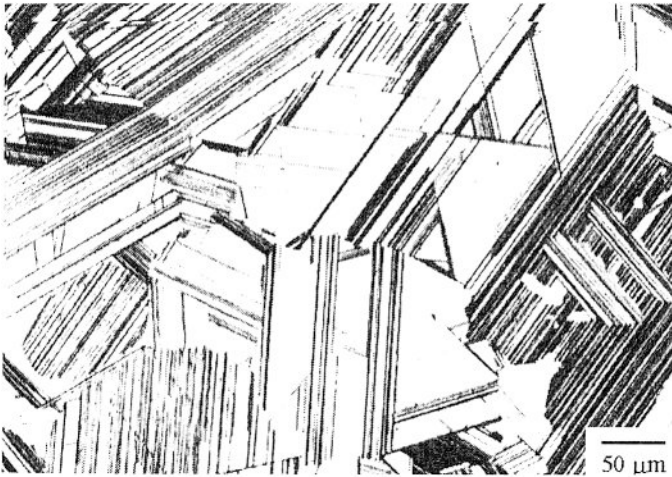
Fig. 5.3.11. True stress-true strain relation for CuSi_{4,6} bronze at different temperatures and strain rate $\dot{\varepsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$ [88]

Jak wynika z tych rysunków, brąz krzemowy CuSi_{4,6}, o strukturze wyjściowej przedstawionej na rys. 5.3.12, zawierającej dość liczne błędy ułożenia (rys. 5.3.13), podobnie jak i brąz krzemowy CuSi_{3,9}, w zastosowanych warunkach odkształcania charakteryzuje się dwoma rodzajami przebiegu naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia – typu A i C.

W dolnym zakresie temperatur, leżącym poniżej 675–722 K, brąz ten nie osiąga stanu nasycenia ani też nie ulega osłabieniu, wcześniej bowiem następuje jego zniszczenie w wyniku osiągnięcia odkształceń granicznych. W wyższych temperaturach, po

osiągnięciu maksymalnego naprężenia, następuje osłabienie materiału związane z rekrytalizacją dynamiczną.

Przebiegi naprężenia uplastyczniającego znajdują pełne potwierdzenie w badaniach strukturalnych. Brąz krzemowy po odkształceniu w temperaturze 773 K z prędkością $0,6 \text{ s}^{-1}$ do $\varepsilon = 0,5$ nie wykazuje jeszcze śladów rekrytalizacji dynamicznej, lecz wyraźnie zdeformowane ziarna zbudowane z wzajemnie przeplatających się płytek faz α i κ (rys. 5.3.14) o dość równomiernym rozkładzie gęstości dyslokacji (rys. 5.3.15). Zwiększenie odkształcenia i podwyższenie temperatury odkształcania powoduje pełną rekrytalizację dynamiczną, o czym świadczy rozdrobnienie ziaren (rys. 5.3.16).



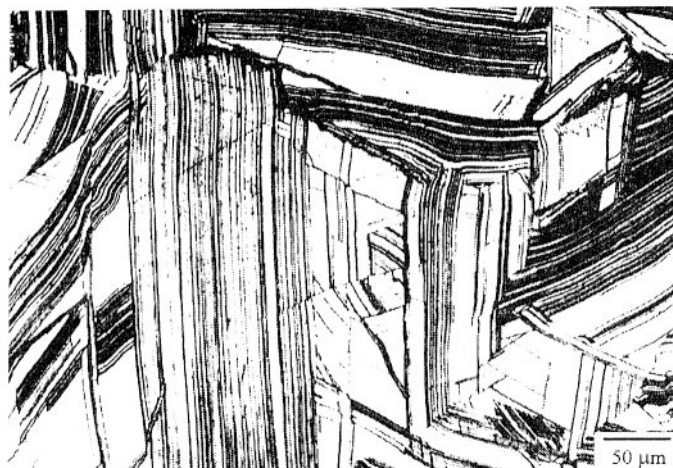
Rys. 5.3.12. Struktura nieodkształconego brązu krzemowego CuSi_{4,6} [81]

Fig. 5.3.12. Structure of non-deformed CuSi_{4,6} silicon bronze prior to deformation [81]



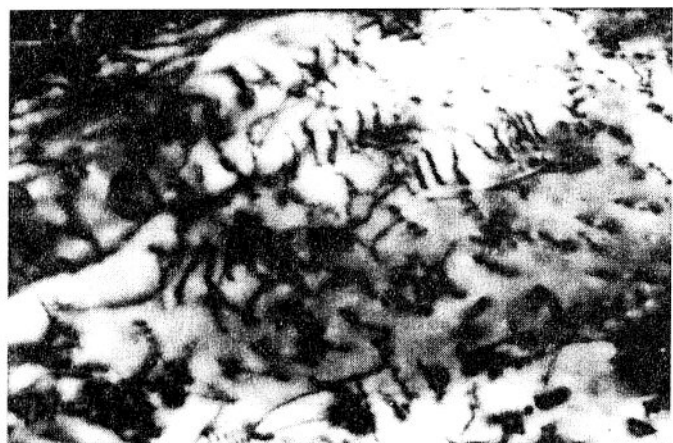
Rys. 5.3.13. Struktura dyslokacyjna nieodkształconego brązu krzemowego CuSi_{4,6} ($\times 50000$)

Fig. 5.3.13. Dislocation structure of CuSi_{4,6} silicon bronze prior to deformation, ($\times 50000$)



Rys. 5.3.14. Struktura brązu krzemowego CuSi_{4,6} odkształconego w temperaturze 773 K do $\varepsilon = 0,5$ z $\dot{\varepsilon} = 0,6 \text{ s}^{-1}$ [81]

Fig. 5.3.14. Structure of silicon bronze CuSi_{4,6} deformed to $\varepsilon = 0,5$ at 773 K with $\dot{\varepsilon} = 0,6 \text{ s}^{-1}$ [81]



Rys. 5.3.15. Struktura dyslokacyjna brązu krzemowego CuSi_{4,6} odkształconego w temperaturze 773 K do $\varepsilon = 0,5$ z $\dot{\varepsilon} = 0,6 \text{ s}^{-1}$ ($\times 50000$)

Fig. 5.3.15. Dislocation structure of silicon bronze after deformation to $\varepsilon = 0,5$ at 773 K with $\dot{\varepsilon} = 0,6 \text{ s}^{-1}$ ($\times 50000$)



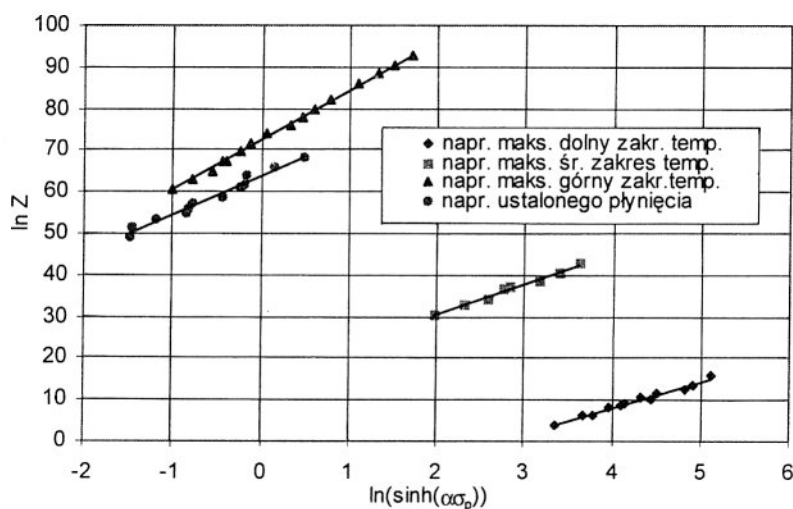
Rys. 5.3.16. Struktura brązu krzemowego CuSi_{4,6} odkształconego w temperaturze 973 K do $\varepsilon = 7,3$ z $\dot{\varepsilon} = 0,6 \text{ s}^{-1}$ [81]

Fig. 5.3.16. Structure of silicon bronze CuSi_{4,6} deformed to $\varepsilon = 7,3$ at 973 K with $\dot{\varepsilon} = 0,6 \text{ s}^{-1}$ [81]

Do wyznaczenia warunków przejścia między krzywymi typu A i C zastosowano taki sam sposób postępowania, jak w przypadku brązu CuSi3,9. Obszar wstępowania krzywych typu A podzielono również na dwa zakresy.

Do opisu maksymalnego naprężenia uplastyczniającego oraz naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w zależności od warunków odkształcania zastosowano równanie Garafalo (2.2.4). Współczynniki w tym równaniu dla maksymalnego naprężenia zamieszczono w tabeli 5.3.1 i dla naprężenia ustalonego płynięcia w tabeli 5.3.2.

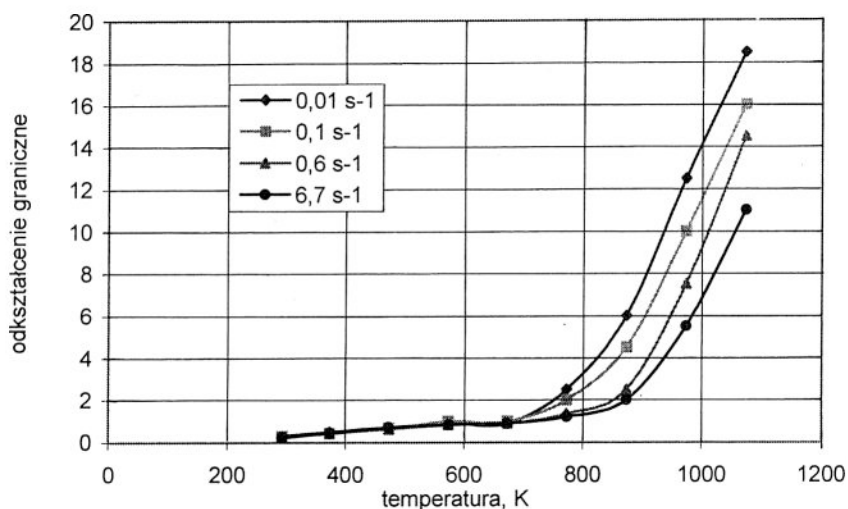
Korzystając ze współczynników zamieszczonych w obu tych tabelach, uzależniono wartości maksymalnego naprężenia i naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w całym zakresie temperatur i prędkości odkształcania od parametru Zenera-Hollomona w postaci czterech prostych, jak to przedstawiono na rysunku 5.3.17.



Rys. 5.3.17. Zależność między parametrem Zenera-Hollomona a maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia dla brązu krzemowego CuSi4,6

Fig. 5.3.17. Relation between the Zener-Hollomon parameter and maximum flow stress and steady-state flow stress for CuSi4,6 silicon bronzes

Podatność do odkształceń plastycznych badanego brązu aż do temperatury około 800 K jest nieduża, przy dalszym wzroście temperatury wyraźnie zwiększa się. Zmniejszenie prędkości odkształcania w wyższych temperaturach znacznie zwiększa odkształcalność badanego brązu (rys. 5.3.18).



Rys. 5.3.18. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenia graniczne brązu CuSi_{4,6} [91]
 Fig. 5.3.18. Effect of temperature and strain rate on limit strain of CuSi_{4,6} bronze [91]

5.3.3. Brąz krzemowy CuSi_{5,2}

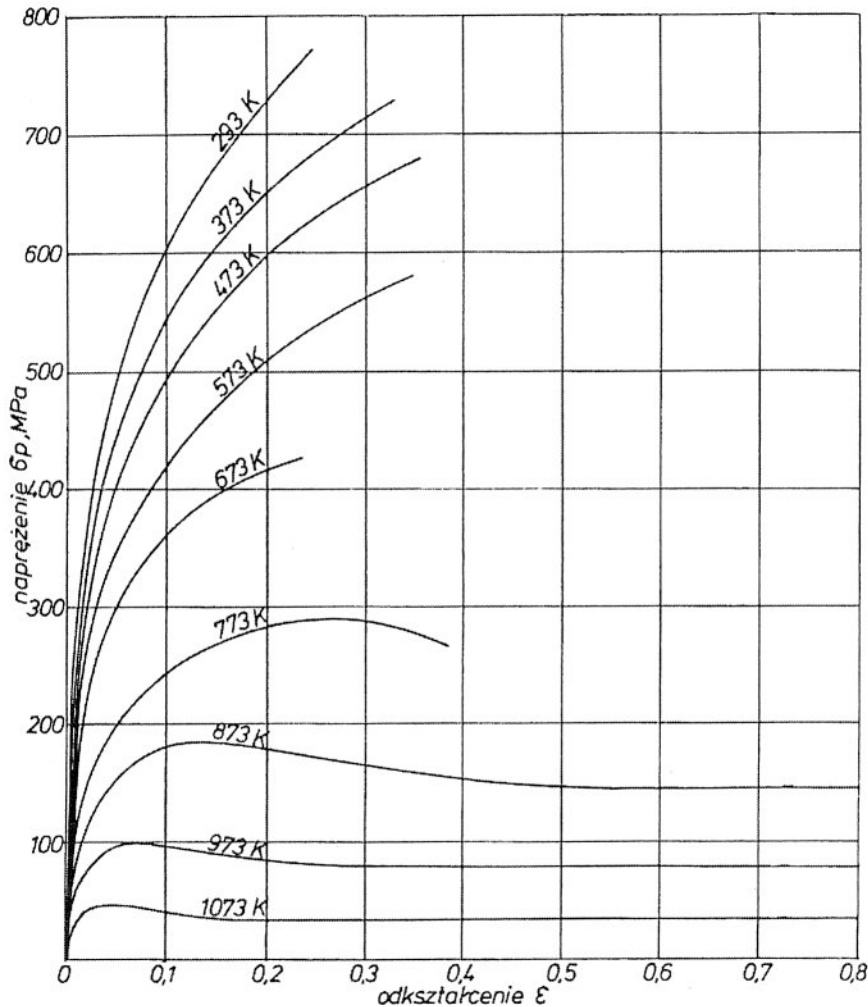
Wpływ temperatury na przebiegi krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie brązu krzemowego CuSi_{5,2}, uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania 0,01 i 6,7 s⁻¹, przedstawiono na rys. 5.3.19 i 5.3.20.

Jak wynika z tych rysunków, brąz krzemowy CuSi_{5,2} o strukturze wyjściowej przedstawionej na rys. 5.3.21, podobnie jak i brązy krzemowe CuSi_{3,9} i CuSi_{4,6}, w zastosowanych warunkach odkształcania charakteryzuje się dwoma rodzajami przebiegu naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia – typu A i C.

W dolnym zakresie temperatur, leżącym poniżej temperatury 774–798 K brąz ten nie osiąga stanu nasycenia ani też nie ulega osłabieniu, wcześniej bowiem następuje jego zniszczenie w wyniku osiągnięcia odkształceń granicznych. W zakresie małych odkształceń wyraźnie uwidaczniają się pasma poślizgów w płaszczyznach {111}, innych niż te, w których zlokalizowane są błędy ułożenia (rys. 5.3.22). W wyższych temperaturach, po przekroczeniu odkształcenia krytycznego rozpoczyna się rekryształizacja dynamiczna, początkowo jedynie na granicach pierwotnych ziaren, a w obszarze ustalonego płynięcia plastycznego obejmuje ona całą objętość materiału (rys. 5.3.23).

Brąz CuSi_{5,2} ma bardzo dużą liczbę błędów ułożenia, co świadczy o bardzo małej energii tych błędów (rys. 5.3.24). W takim przypadku do zapoczątkowania rekryształizacji dynamicznej wystarczają już nieduże odkształcenia. Brąz ten poddany odkształ-

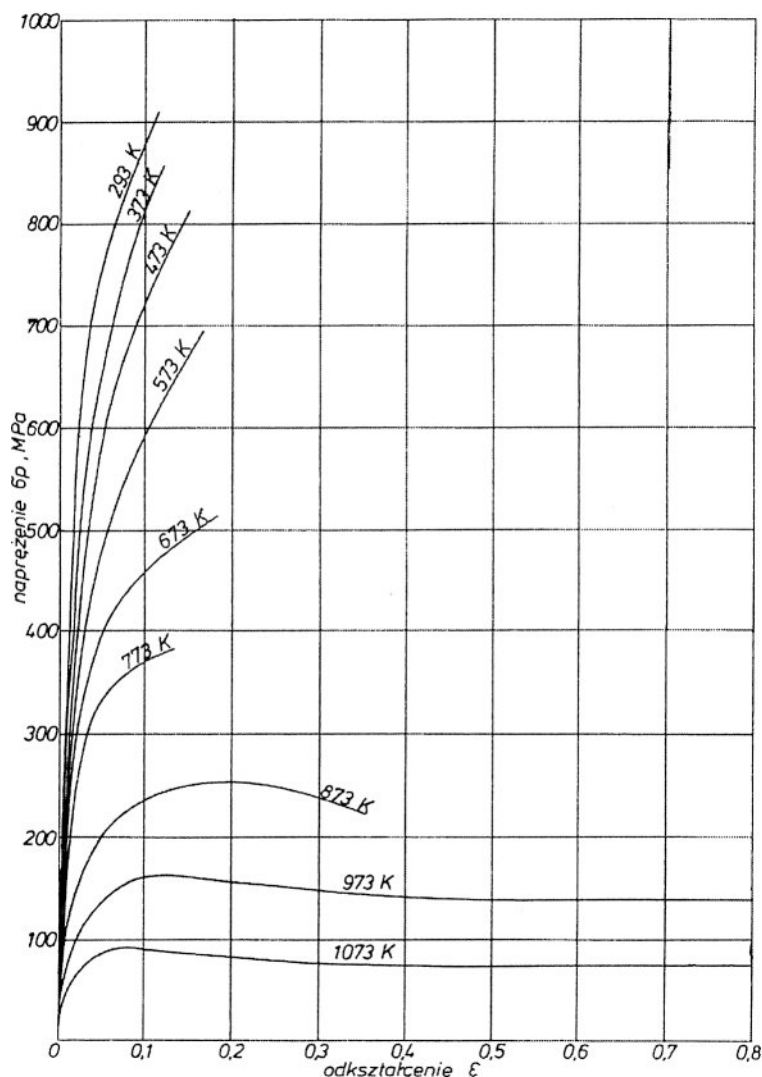
ceniu w niższych temperaturach ulega jedynie zdrowieniu dynamicznemu, które nie prowadzi do rozdrobnienia ziaren, zachowują one zdeformowany kształt.



Rys. 5.3.19. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ε brązu krzemowego CuSi5,2 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$ [88]

Fig. 5.3.19. True stress-true strain relation for CuSi5.2 bronze at different temperature and strain rate $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$ [88]

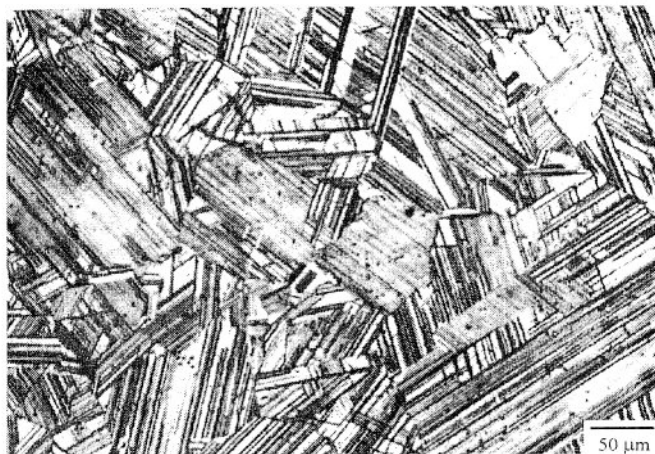
Do wyznaczenia warunków przejścia między krzywymi typu A i C zastosowano taki sam sposób postępowania, jak w przypadku poprzednio omówionych brązów. Obszar wstępowania krzywych typu A podzielono na dwa zakresy.



Rys. 5.3.20. Krzywe naprężenie uplastyczniające σ_p – odkształcenie ϵ brązu krzemowego CuSi5,2 uzyskane w różnych temperaturach dla prędkości odkształcania $\dot{\epsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$ [88]

Fig. 5.3.20. True stress-true strain relation for CuSi5.2 bronze at different temperature and strain rate $\dot{\epsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$ [88]

Do opisu maksymalnego naprężenia uplastyczniającego oraz naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w zależności od warunków odkształcania zastosowano równanie Garafalo (2.2.4). Współczynniki w tym równaniu dla maksymalnego naprężenia zamieszczono w tabeli 5.3.1 i dla naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego w tabeli 5.3.2.



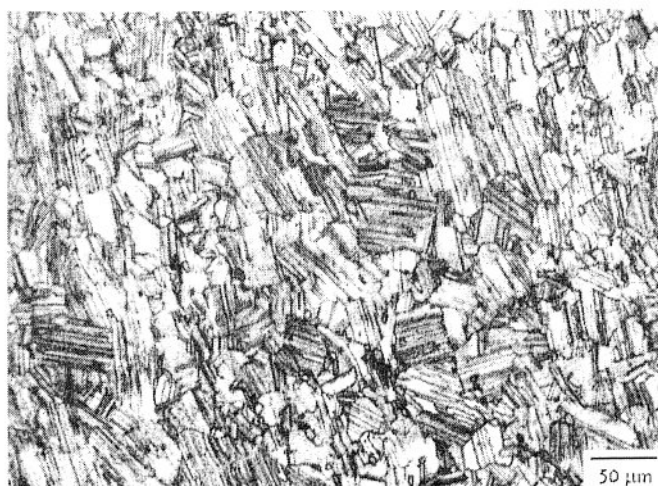
Rys. 5.3.21. Struktura wyjściowa brązu krzemowego CuSi5,2 [81]

Fig. 3.21. Structure of CuSi5,2 silicon bronze prior to deformation [81]



Rys. 5.3.22. Struktura brązu CuSi5,2 po odkształceniu $\varepsilon = 0,3$ w temperaturze 573 K z $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$ [81]

Fig. 5.3.22. Structure of CuSi5,2 bronze deformed to $\varepsilon = 0.3$ at 573 K with $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$ [81]



Rys. 5.3.23. Struktura brązu CuSi5,2 po odkształceniu $\varepsilon = 2$ w temp. 1073 K z $\dot{\varepsilon} = 0,6 \text{ s}^{-1}$, pow. 300 [81]

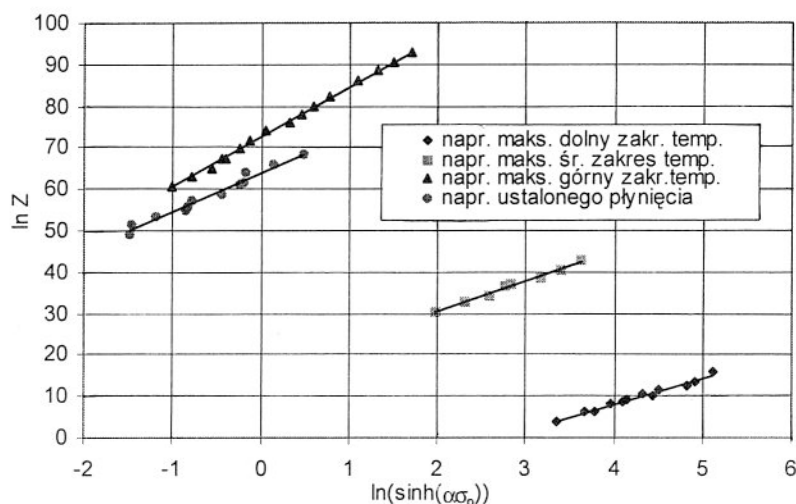
Fig. 5.3.23. Structure of CuSi5,2 bronze deformed to $\varepsilon = 2$ at 1073 K with $\dot{\varepsilon} = 0.6 \text{ s}^{-1}$ [81]



Rys. 5.3.24. Liczne błędy ułożenia w brązie CuSi5,2 ($\times 51000$) [81]

Fig. 5.3.24. Numerous SF in CuSi5,2 bronze ($\times 51000$) [81]

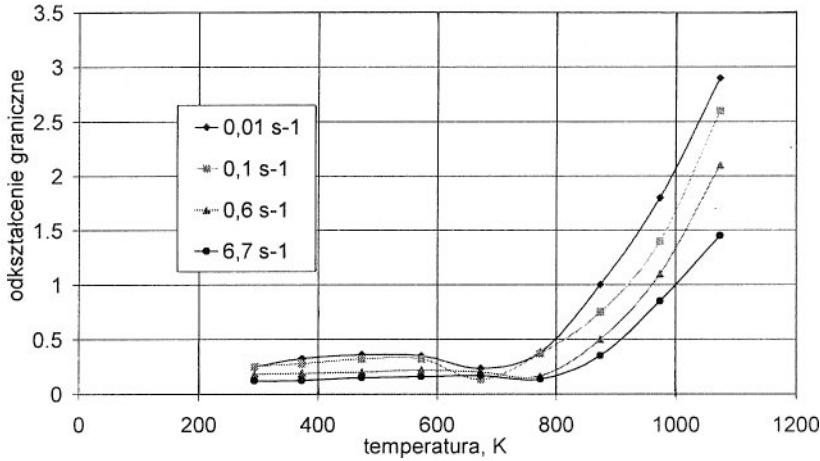
Współczynniki podane w obu tych tabelach użyto do sporządzenia zależności pomiędzy parametrem Zenera–Hollomona a naprężeniem maksymalnym i naprężeniem ustalonego płynięcia (rys. 3.3.25).



Rys. 5.3.25. Zależność między parametrem Zenera–Hollomona a maksymalnym naprężeniem uplastyczniającym i naprężeniem ustalonego płynięcia dla brązu krzemowego CuSi5,2

Fig. 5.3.25. Relation between the Zener–Hollomon parameter and maximum flow stress and steady-state flow stress for CuSi5,2 silicon bronzes

Wpływ temperatury na odkształcenia graniczne brązu CuSi5,2 odkształcanego z różnymi prędkościami obrazuje rysunek 5.3.26, z którego wynika, że brąz ten charakteryzuje się minimum odkształcenia granicznego w zakresie temperatur 700–800 K i im większa prędkość odkształcania, tym minimum to przesunę się w kierunku wyższych temperatur. Dobrą podatność do obróbki plastycznej brąz ten ma dopiero w temperaturach przekraczających około 800 K.



Rys. 5.3.26. Wpływ temperatury i prędkości odkształcania na odkształcenie graniczne brązu krzemowego CuSi_{5,2} [91]

Fig. 5.3.26. Effect of temperature and strain rate on limit strain of silicon bronze CuSi_{5,2} [91]

5.4. Czułość na prędkość odkształcania

Czułości na prędkość odkształcania została wyznaczona z wzoru

$$m = \frac{d \ln \sigma_p}{d \ln \dot{\epsilon}} \quad (5.4.1)$$

Uśrednione wartości czułości na prędkość odkształcania, wyznaczone z ciągłych krzywych naprężenie–odkształcenie dla poszczególnych temperatur przedstawiono w tab. 5.4.1, natomiast w tab. 5.4.2 zamieszczono uśrednione współczynniki czułości na prędkość odkształcania wyznaczone ze skokowych zmian prędkości odkształcania. Jak wynika z tych tabel, czułość na prędkość odkształcania, wyznaczona z przebiegów ciągłych, jest nieznacznie większa od czułości wyznaczonej ze skokowych zmian prędkości odkształcania, szczególnie w wyższych temperaturach, co świadczy, że badane stopy są wrażliwe na historię prędkości odkształcania. Najmniejszymi różnicami między tymi dwoma rodzajami czułości w wysokich temperaturach charakteryzują się mosiądz CuZn_{38,9}Pb_{2,5} oraz brązy aluminiowe CuAl_{9,2}Fe₃ i CuAl_{10,3}Fe_{2,8}Mn₂, których krzywe naprężenie uplastyczniające–odkształcenie w tych temperaturach mają bardzo płaski przebieg.

Tabela 5.4.1. Czułość na prędkość odkształcania wyznaczona z przebiegów ciągłych
 Table 5.4.1. Strain rate sensitivity determined from continuous stress-strain curves

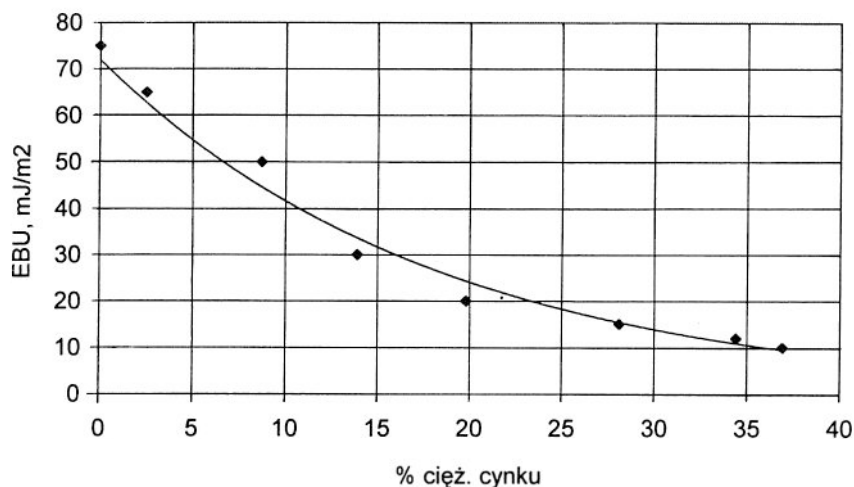
Materiał	ϵ	Temperatura, K								
		293	373	473	573	673	773	873	973	1073
		Współczynniki czułości na prędkość odkształcania wyznaczone w przedziale $\dot{\epsilon}$ 0,01–6,7 s ⁻¹								
CuZn35,3	0,50	0,026	0,025	0,025	0,030	0,054	0,123	0,199	0,227	0,245
CuZn38,9Pb2,5	0,25	0,036	0,055	0,077	0,088	0,111	0,165	0,221	0,240	0,259
CuAl8,1Fe2,9	0,25	0,008	0,005	0,007	0,005	0,010	0,064	0,120	0,213	0,240
CuAl9,2Fe3	0,12	0,011	0,012	0,016	0,017	0,034	0,051	0,090	0,198	0,251
CuAl10,3Fe2,8Mn2	0,16	0,016	0,018	0,027	0,065	0,090	0,123	0,155	0,279	0,280
CuSi3,9	0,10	0,021	0,024	0,023	0,022	0,025	0,039	0,047	0,067	0,087
CuSi4,6	0,10	0,22	0,025	0,026	0,022	0,025	0,039	0,046	0,067	0,089
CuSi5,2	0,05	0,054	0,056	0,057	0,059	0,061	0,067	0,069	0,070	0,094

Tabela 5.4.2. Czułość na prędkość odkształcania wyznaczona z nagłych zmian prędkości
 Table 5.4.2. Strain rate sensitivity determined from sudden changes of strain rates

Materiał	ϵ	Temperatura, K				
		293	373	573	773	973
		Współczynniki czułości na prędkość odkształcania wyznaczone w zakresie $\dot{\epsilon}$ 0,01–6,7 s ⁻¹				
CuZn35,3	0,50	0,018	0,018	0,023	0,098	0,201
CuZn38,9Pb2,5	0,25	0,028	0,036	0,072	0,146	0,230
CuAl8,1Fe2,9	0,25	0,004	0,004	0,005	0,036	0,150
CuAl9,2Fe3	0,12	0,009	0,010	0,010	0,035	0,185
CuAl10,3Fe2,8Mn2	0,16	0,009	0,012	0,045	0,106	0,267
CuSi3,9	0,10	0,010	0,012	0,015	0,022	0,034
CuSi4,6	0,10	0,010	0,011	0,012	0,028	0,036
CuSi5,2	0,05	0,030	0,031	0,033	0,040	0,053

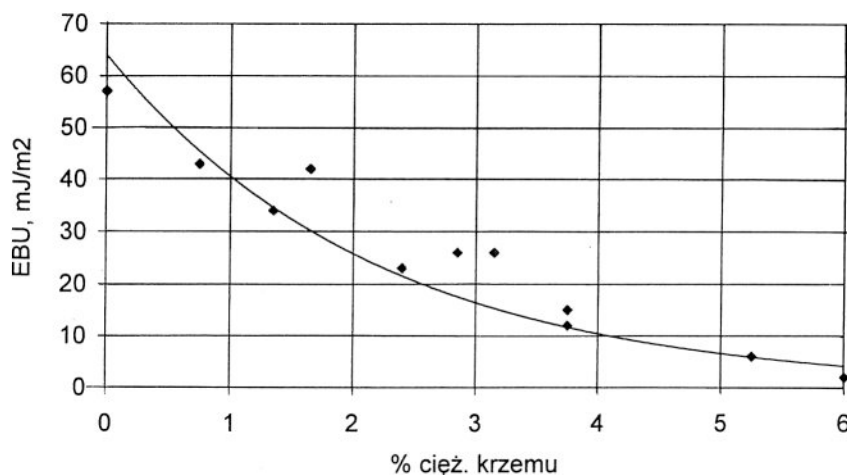
Największą czułością na prędkość odkształcania w wysokich temperaturach charakteryzuje się brąz aluminiowy CuAl10,3Fe2,8Mn2, tym między innymi można tłumaczyć jego właściwości nadplastyczne. Nieco mniejszą czułość ma mosiądz CuZn38,9Pb2,5, który również w wysokich temperaturach wykazuje dobre właściwości plastyczne. Pozostałe mosiądze i brązy aluminiowe mają mniejszą czułość, najmniejszą czułością charakteryzują się brązy krzemowe. Z pojawieniem się w strukturze brązów aluminiowych i mosiądzów fazy β , to znaczy, ze wzrostem temperatury i zawartości aluminium bądź cynku, czułość na prędkość odkształcania wyraźnie zwiększa się, podobnie oddziałuje pojawienie się w brązach krzemowych fazy κ , lecz efekt ten nie jest tak wyraźny. Znaczny wzrost czułości na prędkość odkształcania w przypadku mosiądzów obserwuje się po przekroczeniu temperatury 700 K, brązów aluminiowych temperatury 800 K i brązów krzemowych temperatury około 900 K.

W przypadku mosiądzów, brązów aluminiowych oraz brązów krzemowych potwierdza się reguła ustalona przez Zasadzińskiego [329, 330], iż czułość na prędkość odkształcania dla danego metalu jest odwrotnie proporcjonalna do jego energii błędu ułożenia. Energia błędu ułożenia badanych stopów maleje wraz ze wzrostem zawartości głównego obok miedzi składnika (rys. 5.4.1–5.4.3), natomiast ich czułość na prędkość odkształcania się zwiększa



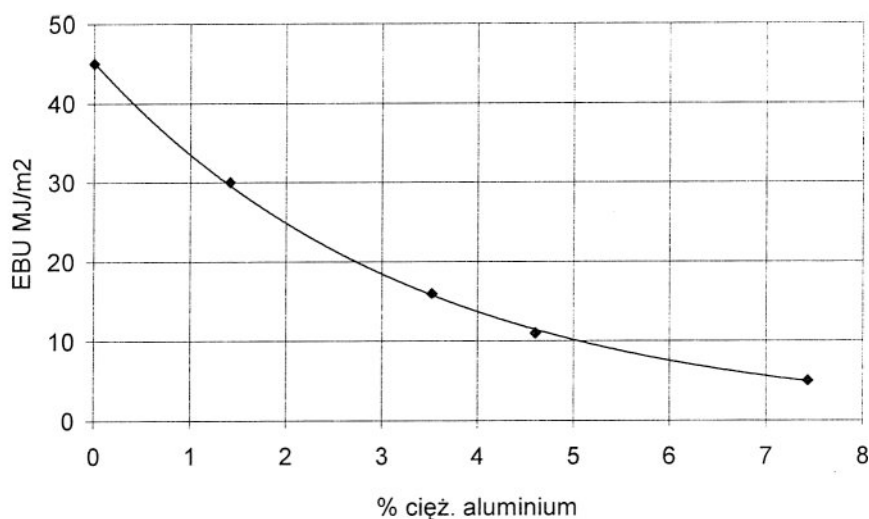
Rys. 5.4.1. Energia błędu ułożenia mosiądzu w zależności od zawartości cynku [330]

Fig. 5.4.1. Stacking fault energy of brass as a function of zinc content [330]



Rys. 5.4.2. Energia błędu ułożenia brązów krzemowych w zależności od zawartości krzemu [44]

Fig. 5.4.2. Stacking fault energy of silicon bronze as a function of silicon content [44]



Rys. 5.4.3. Energia błędu ułożenia brązów aluminiumowych w zależności od zawartości aluminium [321]

Fig. 5.4.3. Stacking fault energy of aluminium bronze as a function of aluminium content [321]

5.5. Odkształcenie krytyczne

Odkształcenie krytyczne dynamicznych procesów osłabienia ϵ_c , jak to przedstawiono w rozdziale 2.2.3, uzależnia się od odkształcenia odpowiadającego maksymalnemu naprężeniu ϵ_p . Ponieważ przeprowadzone badania strukturalne nie wykazały istnienia obszarów zrekrytalizowanych dynamicznie przed osiągnięciem maksimum na krzywych naprężenie uplastyczniające odkształcenie, przyjęto iż odkształcenie krytyczne pokrywa się z odkształceniem odpowiadającym maksimum naprężenia. Odkształcenie odpowiadające maksymalnemu naprężeniu opisano równaniem (2.2.1). Współczynniki tego równania, wyznaczone metodą najmniejszych kwadratów, po przyjęciu za Sellarsem [279], iż c jest równe 0,5, podano w tab. 5.5.1. Podczas wyznaczania tych współczynników posługiwano się wielkościami ziaren podanymi w tab. 4.1.1 i energiami aktywacji wyznaczonymi dla górnego zakresu temperatur (tab. 5.1.1, 5.2.1 i 5.3.1).

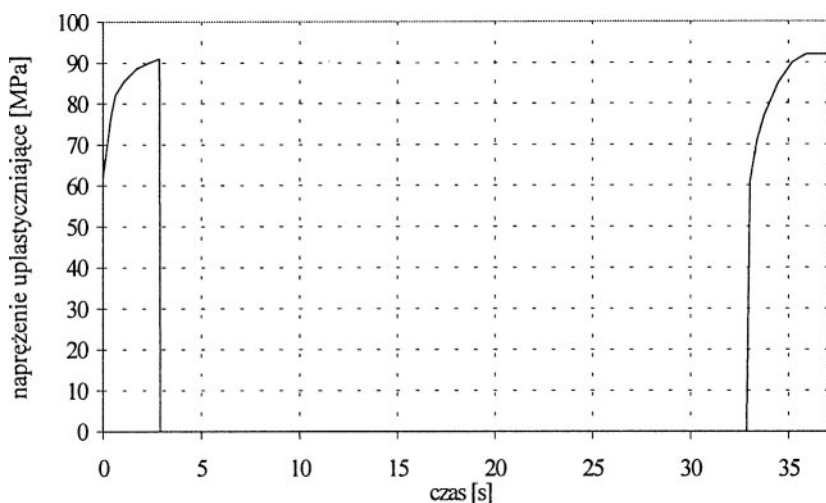
Tabela. 5.5.1. Współczynniki równania opisującego odkształcenie ε_c
 Table. 5.5.1. Equation coefficients describing strain ε_c

Material	N	c	a	Q kJ/mol	D_0 μm	R^2	Uwagi
CuZn35,3	$5,36 \cdot 10^{-3}$	0,5	0,075	222,954	155	0,995	
CuZn38,9Pb2,5	$1,61 \cdot 10^{-4}$		0,164	208,225	60	0,992	
CuAl8,1Fe2,9	$2,04 \cdot 10^{-4}$		0,163	252,755	35	0,996	
CuAl9,2Fe3	$4,55 \cdot 10^{-4}$		0,126	294,398	24	0,992	
CuAl10,3Fe2,8Mn2	$7,06 \cdot 10^{-5}$		0,161	304,201	40	0,987	40 μm dla $T < 841$ K
	$4,26 \cdot 10^{-5}$				110		110 μm dla $T \geq 841$ K
CuSi3,9	$5,46 \cdot 10^{-4}$		0,087	344,801	145	0,998	
CuSi4.6	$2,75 \cdot 10^{-5}$		0,089	583,029	116	0,999	
CuSi5.2	$5,37 \cdot 10^{-5}$		0,075	586,439	64	0,997	

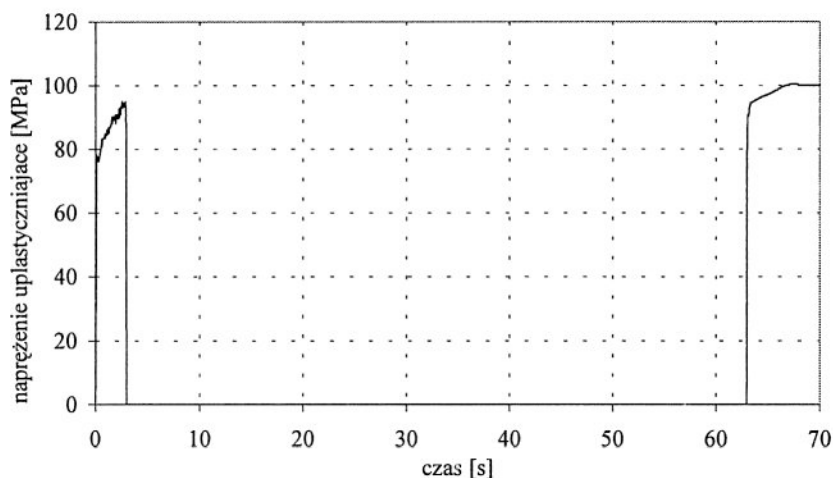
Wartości odkształceń krytycznych użyte zostaną do budowy modelu opisującego naprężenie uplastyczniające. Wszystkie zależności charakteryzują się bardzo dużymi wartościami współczynnika korelacji.

5.6. Przerwy w procesie odkształcania

W przeprowadzonych badaniach stosowane były również przerwy w procesie odkształcania. Przerwy te mają istotny wpływ na poziom naprężenia uplastyczniającego w podwyższonych temperaturach, gdy w materiale zachodzi intensywne osłabienie wywołane zdrowieniem bądź rekrytalizacją. Stosowano dwa rodzaje przerw. Pierwszy polegał na tym, że w czasie przerwy próbka była odciążona. W badaniach tych, na podstawie poziomów naprężenia uplastyczniającego po przerwie, można wnioskować o zjawiskach strukturalnych, jakie zachodzą podczas przerwy. Na rysunku 5.6.1 przedstawiono przykładowo przebieg zmian naprężenia uplastyczniającego dla brązu krzemowego CuSi4,6 odkształcanego w temperaturze 973 K z przerwą wynoszącą 30 s, podczas której, jak wynika z ponownego obciążania, nastąpiło intensywne osłabienie materiału. Na rysunku 5.6.2 natomiast przedstawiono przebieg naprężenia uplastyczniającego dla brązu aluminium CuAl9,2Fe3 w temperaturze 873 z przerwą 60 s, podczas której procesy osłabienia zaszły w bardzo ograniczonym zakresie.

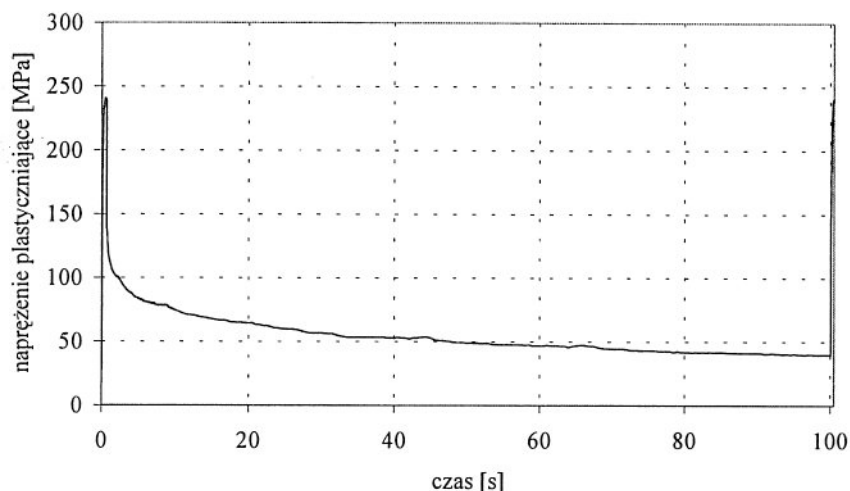


Rys. 5.6.1. Przebieg napężenia uplastyczniającego dla brązu krzemowego CuSi_{4,6} uzyskany podczas odkształcania w temperaturze 973 K z prędkością $\dot{\epsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$ i z przerwą wynoszącą 30 s
 Fig. 5.6.1. Course of stress with 30 s holding interval for CuSi_{4,6} bronze at 973K and $\dot{\epsilon} = 0,1 \text{ s}^{-1}$



Rys. 5.6.2. Przebieg napężenia uplastyczniającego dla brązu CuAl_{9,2}Fe₃ uzyskany podczas odkształcania w temperaturze 873 K z prędkością $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$ i z przerwą wynoszącą 60 s
 Fig. 5.6.2. Course of stress with 60 s holding interval for CuAl_{9,2}Fe₃ bronze at 873 K and $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$

Drugi rodzaj przerw polegał na tym, że w przerwie procesu próbka pozostawała pod obciążeniem i rejestrowane było zmniejszanie się napężenia w wyniku relaksacji. Przykładowy wykres z relaksacją napężenia dla mosiądzu CuZn_{35,3} odkształcanego w temperaturze 723 K z prędkością 1 s^{-1} przedstawiono na rys. 5.6 3. Na podstawie zmiany wartości napężenia rejestrowanego w przerwie określano intensywność procesów osłabienia zachodzących w materiale.



Rys.5.6.3. Przebieg napężenia relaksacji mosiądzu CuZn35,3 w temperaturze 723 K po odkształceniu z $\dot{\epsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$

Fig.5.6.3. Relaxation stress of CuZn35,3 brass as a function of time at 723 K after deformation with $\dot{\epsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$

Oslabienie wywołane przerwą czasową było większe w przypadku próbek, które pozostawały pod obciążeniem podczas przerwy aniżeli próbek całkowicie odciążonych. Świadczy to o tym, że obciążenie przyspiesza procesy osłabienia.

Głównym celem stosowania prób z przerwami było wyznaczenie kinetyki osłabienia materiału, która została wykorzystana do budowy modeli materiałów. Sposób wyznaczania kinetyki osłabienia został dokładniej opisany w rozdziale 6.4.

5.7. Podsumowanie wyników badań

Przedstawione przebiegi napężenia w funkcji odkształcenia dla badanych stopów miedzi sklasyfikowano zgodnie z rys. 2.1.1, wyróżniając trzy podstawowe rodzaje zależności typu A, B i C. Te trzy rodzaje przebiegów zależą od temperatury i prędkości odkształcania, a także od składu chemicznego badanych stopów. Można więc przedstawić obszary, w których obserwuje się poszczególne rodzaje tych przebiegów na wykresach równowagi układów: miedź–cynk, miedź–aluminium i miedź–krzem, pod warunkiem uwzględnienia dodatkowej zmiennej, tj. prędkości odkształcania.

Położenie badanych mosiądźów na tle wykresu układu równowagi podwójnej Cu–Zn określono na podstawie udziałów faz α i β uzyskanych w mosiądzach po ich wygrzaniu w zakresie temperatur 873–1073 K i szybkim schłodzeniu. Położenie brązów alu-

miniowych na tle politermicznego przekroju układu potrójnego Cu–Al–Fe określano na podstawie zawartości aluminium, jak i udziału faz α i β . Położenie brązów krzemowych określano na podstawie zawartości krzemu, ponieważ poza krzemem nie zawierały one innych składników stopowych.

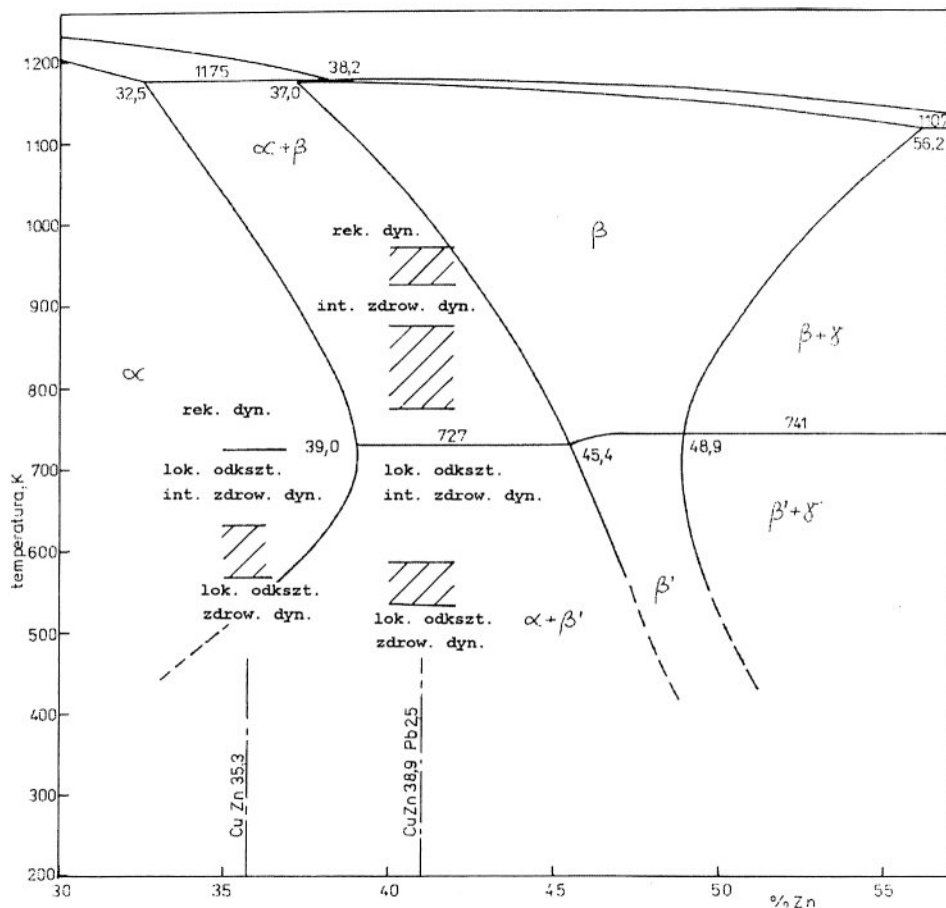
Obszary występowania poszczególnych rodzajów krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie na tle wykresu równowagi Cu–Zn przedstawiono na rys. 5.7.1. W dolnym zakresie temperatur dominuje lokalizacja odkształceń prowadząca szybko do złomu mieszanego: międzykrystalicznego i transkrystalicznego. W mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 wyraźną przewagę ma złom międzykrystaliczny. W wyższych temperaturach oprócz lokalizacji odkształceń dochodzi do intensywnego zdrowienia dynamicznego, w rezultacie czego następuje osłabienie materiału nie związane z rekrytalizacją dynamiczną.

Przejście między poszczególnymi obszarami, charakteryzującymi się różnymi rodzajami krzywych, a tym samym różnymi zjawiskami, zależy nie tylko od struktury mosiądzów, ale także od prędkości odkształcania. Zwiększenie prędkości odkształcania powoduje przesunięcie tych obszarów do wyższych temperatur. Pola zakreskowane oznaczają granice między poszczególnymi obszarami, przy czym dolna granica odnosi się do prędkości odkształcania $0,01 \text{ s}^{-1}$, górna natomiast do prędkości odkształcania $6,7 \text{ s}^{-1}$.

Dalsze podwyższenie temperatury powoduje różny przebieg procesów w obu stopach. W mosiądzu CuZn35,3 rozpoczyna się proces rekrytalizacji dynamicznej, w mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 natomiast zachodzi proces intensywnego zdrowienia dynamicznego charakteryzujący się krzywymi typu B. Rekrytalizacja dynamiczna w tym mosiądzu zachodzi dopiero w wysokich temperaturach.

Nie trudno zauważyć, że obecność fazy β w mosiądżach powoduje intensyfikację procesu zdrowienia, co przesunęła proces rekrytalizacji dynamicznej do znacznie wyższych temperatur w porównaniu do mosiądzów o strukturze fazy α . Na rysunku 5.7.1 nie naniesiono granic łączących poszczególne obszary obu mosiądzów, jak to zrobiono dla pozostałych stopów, ponieważ różnią się one, oprócz zawartości cynku, również zawartością ołowiu, co może częściowo oddziaływać na położenie poszczególnych obszarów.

Jak wynika z przedstawionych zależności odkształcenia granicznego od temperatury, mosiądz CuZn35,3 o strukturze fazy α charakteryzuje się w zakresie temperatur 350–750 K niskimi właściwościami plastycznymi. Również mosiądz CuZn38,9Pb2,5, zawierający ołów, wykazuje w obszarze temperatur 350–550 K nieznaczne pogorszenie właściwości plastycznych, mimo że w temperaturze pokojowej plastyczność obu tych mosiądzów jest nieduża. W temperaturach niższych od 600 K plastyczność mosiądzu CuZn38,9Pb2,5, zawierającego fazy α i β' , jest nieznacznie mniejsza od plastyczności mosiądzu jednofazowego CuZn35,3, co jest spowodowane obecnością mniej plastycznej w tych temperaturach fazy β' . Podobne wyniki dotyczące mosiądzów uzyskano w pracach [334, 335].



Rys. 5.7.1. Położenie obszarów o charakterystycznych postaciach krzywych $\sigma_p - \epsilon$ na tle wykresu równowagi układu Cu-Zn

Fig. 5.7.1. Areas of characteristic $\sigma_p - \epsilon$ relations on the background of equilibrium Cu-Zn diagram

W temperaturach niższych od około 500 K złom ma charakter mieszany. W zakresie temperatur 550–650 K, gdzie mosiądz ma bardzo małą plastyczność, charakter złomu zmienia się na międzykrystaliczny i niezależnie od zawartości ołowiu przebiega on po granicach faz α/α i α/β' . Kruchość mosiądzów nie jest spowodowana tak zwaną kruchością w stanie płynnym, związaną z zawartością ołowiu, ponieważ cząstki ołowiu zawierające 0,4% Zn i 0,02% Cu topią się dopiero w temperaturze 589 K [117], co znacznie przekracza początek temperatury kruchości. Cząstki ołowiu natomiast wykazują tendencję do segregacji wzdłuż granic ziaren, powodując obniżenie energii granic α/α i α/β' , przez co sprzyjają pękaniu po ich granicach.

Uzyskiwanie bardzo dobrych właściwości plastycznych, obserwowane zależnie od prędkości odkształcania w temperaturach powyżej 700–800 K, jest związane z procesami aktywowanymi termicznie, które umożliwiają migrację granic ziaren, jak i ukształ-

owanie struktury komórkowej. W mosiadcach o strukturze dwufazowej $\alpha + \beta$ jest to także związane z tym, że ze wzrostem temperatury powyżej 727 K faza α rozpuszcza się w fazie β , przez co zwiększa się udział plastycznej w tych temperaturach fazy β [322].

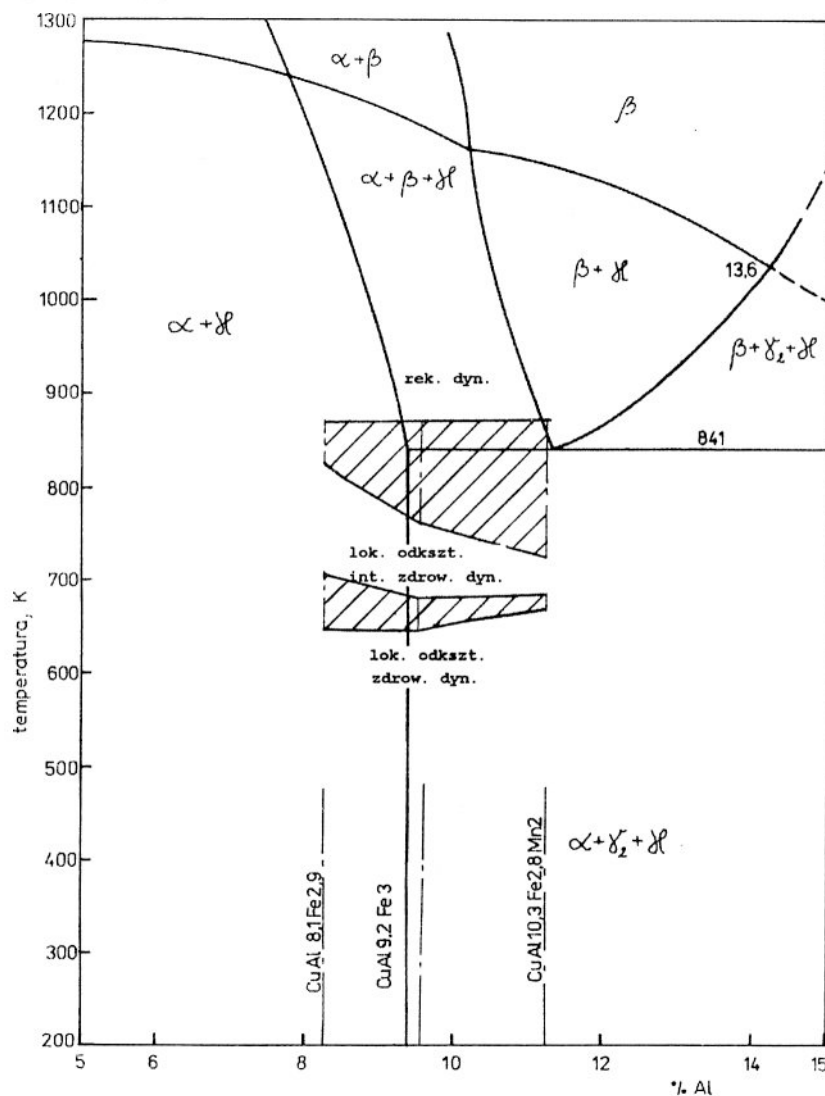
Reasumując można stwierdzić, że dwa parametry istotnie wpływają na zachowanie się mosiadców podczas odkształcania na gorąco, są to EBU [131, 162, 330] i współczynnik dyfuzji [140, 297]. Obie te wielkości zależą od zawartości cynku. EBU mosiadców jednofazowych (rys. 5.4.1) maleje z zawartością cynku od 58–75 mJ/m² dla czystej miedzi [44, 81, 330] do 10 mJ/m² dla mosiadzu jednofazowego zawierającego 36,9% Zn [330], współczynnik dyfuzji rośnie zaś wraz z zawartością cynku [140]. Pojawienie się natomiast fazy β w mosiadcach powoduje wzrost EBU [141]. Tym samym podwyższenie temperatury wywołuje wzrost EBU mosiadzu CuZn38,9Pb2,5 związany ze zwiększeniem udziału fazy β , a jednocześnie następuje ułatwienie dyfuzji cynku, co przyczynia się do intensyfikacji zdrowienia dynamicznego i przesunięcia procesu rekrytalizacji dynamicznej do wyższych temperatur.

Podczas analizy wpływu EBU na zjawiska zachodzące podczas odkształcania należy wziąć pod uwagę, że dostępne informacje dotyczą EBU określonej w niskich temperaturach i że dla poprawnej analizy należałoby posługiwać się wartościami EBU wyznaczonymi w analizowanych warunkach.

Obszary występowania poszczególnych rodzajów krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie brązów aluminiowych przedstawiono na tle przekroju politermicznego wykresu równowagi układu Cu–Al–Fe dla 3% cięż. Fe (rys. 5.7.2).

Podobnie jak dla mosiadców, w dolnym zakresie temperatur procesy aktywowane termicznie są mało zawansowane, dominuje lokalizacja odkształcenia prowadząca szybko do zniszczenia materiału. W nieco wyższych temperaturach proces zdrowienia staje się bardziej intensywny, co zmniejsza lokalizację odkształceń i przed powstaniem złomu obserwuje się osłabienie brązów aluminiowych, zależne nie tylko od temperatury, ale również od prędkości odkształcania. W wyższych temperaturach rozpoczyna się proces rekrytalizacji dynamicznej, bez wcześniejszego intensywnego zdrowienia, jak jest w przypadku mosiadzu CuZn38,9Pb2,5. Wpływ prędkości odkształcania na temperaturę początku rekrytalizacji dynamicznej zmniejsza się wraz ze wzrostem prędkości, przy czym im więcej fazy α zawiera brąz, tym temperatura ta ma większą wartość. Obszar przejściowy między obszarem rekrytalizacji dynamicznej a obszarem intensywnego zdrowienia i lokalizacji odkształceń zmniejsza się ze wzrostem zawartości aluminium, co jest równoznaczne ze zmniejszeniem ilości fazy α . W wyższych temperaturach brązy aluminiowe zawierające przede wszystkim fazę β uzyskują właściwości nadplastyczne, przy czym dla małych prędkości odkształcania krzywe naprężenie uplastyczniające–odkształcenie nie mają wyraźnego maksimum, lecz niemal płaski przebieg. Im mniejszy udział fazy β w brązach aluminiowych, tym właściwości nadplastyczne uzyskują one w wyższych temperaturach. Może to być związane z tym, iż w stopach Cu–Al energia aktywacji dyfuzji aluminium nie zależy na ogół od jego zawartości [205], EBU natomiast zmniejsza się wraz z zawartością aluminium [32] i zwiększa się z podwyższeniem temperatury odkształcania. Tym samym

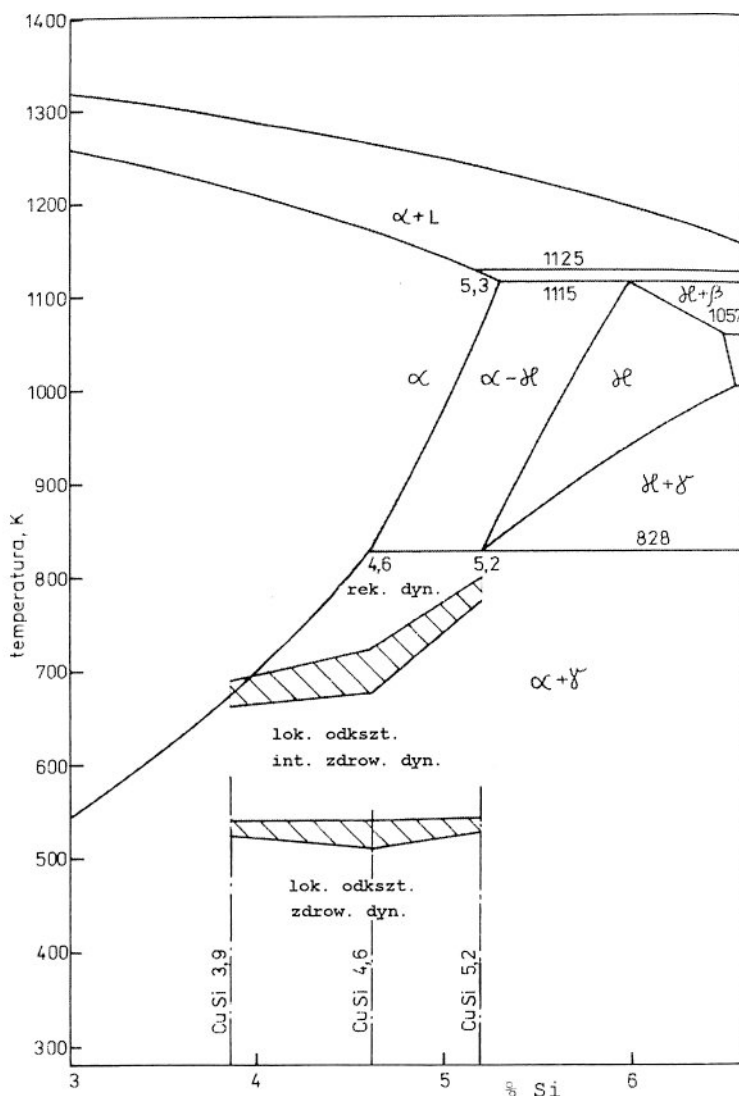
mechanizmy odpowiedzialne za uzyskiwanie właściwości nadplastycznych, takie jak poślizg poprzeczny i wspinanie się dyslokacji, łatwiej przebiegają przy większej ilości fazy β . Dodatkowym czynnikiem może być niezależność rozmiarów zrekrystalizowanych dynamicznie ziaren od zawartości aluminium [201]. Z tym zastrzeżeniem, że dominującym, szeroko akceptowanym mechanizmem, odpowiedzialnym za właściwości nadplastyczne, jest poślizg po granicach ziaren [8].



Rys. 5.7.2. Położenie obszarów o charakterystycznych zależnościach $\sigma_p - \epsilon$ na tle przekroju politermicznego wykresu równowagi układu Cu-Al-Fe dla 3% cięż. Fe [328]
 Fig. 5.7.2. Areas of characteristic $\sigma_p - \epsilon$ relations on the background of polythermal equilibrium Cu-Al-Fe diagram for 3% Fe [328]

Brązy aluminiowe wykazują także pewną anomalię zależności odkształceń granicznych od temperatury, przejawiającą się wzrostem tych odkształceń w temperaturach nieznacznie niższych od temperatury rozpadu eutektoidalnego fazy β , co jest związane z bardzo dużym rozdrobnieniem ziaren.

Jak wynika z rys. 5.7.2, przejście z jednego rodzaju krzywych do drugiego zależy nie tylko od struktury brązów aluminiowych, ale także od prędkości odkształcania. Zwiększenie prędkości odkształcania powoduje przesunięcie obszarów występowania poszczególnych rodzajów krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie do wyższych temperatur.



Rys. 5.7.3. Położenie obszarów o charakterystycznych zależnościach $\sigma_p - \epsilon$ na tle wykresu równowagi układu Cu-Si

Fig. 5.7.3. Areas of characteristic $\sigma_p - \epsilon$ relations on the background of equilibrium Cu-Si diagram

Obszary występowania krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie typu A i C, jakimi charakteryzują się brązy krzemowe, na tle wykresu równowagi Cu–Si przedstawiono na rys. 5.7.3. Podobnie jak dla mosiądzów i brązów alumiiniowych, w dolnym zakresie temperatur procesy aktywowane termicznie są mało zawansowane i badane brązy krzemowe przed osiągnięciem osłabienia ulegają zniszczeniu. W nieco wyższych temperaturach maksymalne wartości naprężenia uplastyczniającego w zależności od temperatury wyraźnie odbiegają od zależności prostoliniowej, jaką brązy krzemowe charakteryzują się w niższych temperaturach (rys. 5.3.7). Ta różnica, jak i inny przebieg procesów, była przyczyną wprowadzenia dodatkowego obszaru, w którym intensywne zdrowienie dynamiczne wraz z lokalizacją odkształceń nie prowadzi do osłabienia materiału.

Osłabienie materiału w brązach krzemowych wiąże się z rekrytalizacją dynamiczną. Temperatura początku rekrytalizacji dynamicznej wyraźnie zwiększa się wraz z zawartością krzemu. Wzrost temperatury początku rekrytalizacji dynamicznej z podwyższeniem zawartości krzemu można powiązać z jego wpływem na energię zmagazynowaną (EZ) konieczną do zapoczątkowania procesów osłabienia materiału oraz z EBU. Ze wzrostem zawartości krzemu ta ilość energii zmagazynowanej zwiększa się, natomiast EBU maleje. EBU (rys. 5.4.2) maleje od 58–75 mJ/m² dla czystej miedzi [44, 81, 330] do bardzo małej wartości, wynoszącej 1,3 mJ/m², dla brązu zawierającego około 4,5% Si [44, 81]. Tym samym zmniejszenie EBU ułatwia nagromadzenie EZ koniecznej do zapoczątkowania rekrytalizacji dynamicznej, lecz jednocześnie konieczna ilość energii zmagazynowanej zwiększa się wraz z zawartością krzemu, co powoduje podwyższenie temperatury początku rekrytalizacji dynamicznej ze wzrostem zawartości krzemu. Zwiększenie ilości energii zmagazynowanej koniecznej do zapoczątkowania procesów osłabienia materiału wraz z zawartością krzemu można tłumaczyć oddziaływaniem fazy κ , która opóźnia osłabienie i hamuje jego przebieg, każdy bowiem błąd ułożenia, których liczba rośnie wraz z zawartością krzemu, może być traktowany jako cienka płytka tej fazy. Poza tym pewną rolę może odgrywać fakt, że bardzo mała energia błędów ułożenia, wpływając korzystnie na zwiększenie zdolności do umocnienia i zmniejszenie rozdrobnienia ziaren intensyfikuje bliźniakowanie [51].

W brązach krzemowych nie obserwuje się zależności naprężenie uplastyczniające–odkształcenie typu B, jest to związane z małymi wartościami EBU, co utrudnia wspinanie się dyslokacji i poślizg poprzeczny, a tym samym znacznie ogranicza możliwość eliminacji energii zmagazynowanej przez zdrowienie.

Ustalenie położenia obszarów o charakterystycznych zależnościach $\sigma_p - \epsilon$ na tle wykresów układów równowagi: Cu–Zn, Cu–Al–Fe i Cu–Si w zależności od warunków odkształcania pozwala poprawniej dostosowywać równania konstytutywne opisujące krzywe naprężenia uplastyczniającego w funkcji warunków odkształcania.

Próba skręcania wymusza nierównomierne odkształcanie przede wszystkim wzdłuż promienia próbki. Znajduje to swoje odbicie w niejednorodności struktury.

Zawsze wyraźnie widoczna jest oś próbki, w której otoczeniu zmiany struktury są znacznie mniejsze niż w obszarach zewnętrznych próbki.

Częstym przypadkiem jest ukierunkowanie struktury wzdłuż linii śrubowej powstałej w wyniku skręcania próbki, co może być związane z strukturalną niestabilnością. Występujące czasami różnice struktury po odkształceniu między próbkami pochodzącymi z tej samej partii i odkształcanymi w tych samych warunkach wskazują na pewne znaczenie lokalnej niejednorodności struktury.

Zwiększenie prędkości odkształcania w zakresie od 0,01 do 6,7 s⁻¹ przejawia się przesunięciem podobnych zmian struktury w kierunku większych odkształceń.

6. Opracowanie modeli opisujących naprężenie uplastyczniające

6.1. Założenia do budowy modeli

W pracy przedstawiono model materiału opisujący zmiany naprężenia uplastyczniającego wybranych stopów miedzi w zależności od warunków odkształcania, obejmujących: prędkość, stopień i temperaturę odkształcania oraz przerwy w procesie odkształcania z uwzględnieniem historii odkształcania.

Koncepcję modelu oparto na następujących założeniach:

- Dla każdego materiału wyznacza się krzywe podstawowe dla określonej temperatury i przy określonej prędkości odkształcania, które następnie modyfikuje się przez uwzględnienie procesów umocnienia i osłabienia, otrzymując ostatecznie krzywe naprężenia uplastyczniające–odkształcenie dla różnych warunków odkształcania obejmujących: temperaturę, prędkość odkształcania, zmiany prędkości odkształcania oraz przerwy czasowe w procesie odkształcania. Ponieważ krzywe podstawowe uzyskiwane są bezpośrednio dla określonych warunków odkształcania, nie wymaga to dokonywania korekty krzywych o moduł sprężystości zmieniający się wraz z temperaturą.

- Krzywe podstawowe, do momentu osiągnięcia stanu nasycenia, przedstawiają monotonicznie rosnące funkcje naprężenia uplastyczniającego. W niższych temperaturach krzywe te nie osiągają stanu nasycenia, wcześniej bowiem następuje zniszczenie materiału.

- Krzywe podstawowe opisano w funkcji charakterystycznych poziomów naprężenia uplastyczniającego i odkształcenia.

- Charakterystyczne poziomy naprężenia uplastyczniającego opisano równaniem Garafalo.

- Charakterystyczne wartości odkształceń uzależniono od parametru Zenera–Hollomona.

- Przebiegi naprężenia uplastyczniającego materiału w funkcji parametrów odkształcania uzależnione zostały od procesów umocnienia i osłabienia. Umocnienie, opisane odpowiednią funkcją, zachodzi w każdej temperaturze, osłabienie występuje w wyższych temperaturach. Wyróżniono osłabienie zachodzące podczas odkształcania – określone jako osłabienie dynamiczne i zachodzące podczas przerw w procesie odkształcania bądź po zakończonym procesie odkształcania – określone jako statyczne.

Oslabienie może obejmować zjawiska związane ze zdrowieniem, rekrytalizacją, jak i z lokalizacją odkształceń.

- Kinetykę osłabienia wywołanego procesami dynamicznymi określano z krzywych naprężenie uplastyczniające – odkształcenie.

- Kinetykę osłabienia wywołanego procesami statycznymi określano na podstawie przebiegu relaksacji naprężenia. Metoda ta polega na odkształceniu próbki do określonej wartości odkształcenia, przerwaniu odkształcania, bez odciążania próbki. Rejestrowana prędkość spadku naprężenia w przerwie jest proporcjonalna do prędkości zjawisk osłabienia, jakie zachodzą w materiale podczas tej przerwy.

- W opracowanym modelu efekt nakładania się odkształceń w następujących po sobie operacjach wskutek nie zakończenia w przerwie między nimi procesów osłabienia nie wymaga wprowadzania dodatkowych zależności na tzw. odkształcenie przeniesione.

- Zmianę naprężenia uplastyczniającego przy zmianie prędkości czy temperatury odkształcania uzyskuje się wprowadzając funkcję $P_{\varepsilon, T}$.

6.2. Zależności podstawowe

Opracowany model zbudowany jest zgodnie z funkcją opisującą krzywe podstawowe. Funkcja ta wywodzi się z różniczkowego równania intensywności zmiany naprężenia uplastyczniającego materiału. Przyjmując za Kocksem [157], że każdy materiał charakteryzuje się naprężeniem nasycenia, zmianę naprężenia uplastyczniającego uzależniono od stosunku $\sigma_{ph} / \sigma_{pn}$, odkształcenia charakterystycznego ε_r i współczynnika umocnienia n według funkcji

$$\frac{d\sigma_{ph}}{d\varepsilon} = \frac{n}{\varepsilon_r} \frac{\sigma_{pn}^2}{\sigma_{ph}} \left[1 - \left(\frac{\sigma_{ph}}{\sigma_{pn}} \right)^{1/n} \right] \left(\frac{\sigma_{ph}}{\sigma_{pn}} \right)^{2-\frac{1}{n}} \quad (6.2.1)$$

która po scałkowaniu i uwzględnieniu warunku brzegowego, że dla $\varepsilon = 0$, $\sigma_{ph} = 0$, przyjmuje postać

$$\sigma_{ph} = \sigma_{pn} \left[1 - \exp \left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_r} \right) \right]^n \quad (6.2.2)$$

Naprężenie nasycenia σ_{pn} zależy od warunków odkształcania, sposób jego wyznaczenia przedstawiono w rozdziale 6.6. W niskich temperaturach odkształcenie bada-

nych stopów nie osiąga tak dużych wartości, aby można było uzyskać stan nasycenia, wcześniej bowiem materiał ulega zniszczeniu.

6.3. Model opisujący zmiany naprężenia uplastyczniającego uwzględniający osłabienie materiału

Przedstawiony model oparty jest na opisie zjawisk fizycznych, jakie zachodzą w materiale podczas jego odkształcania oraz w czasie przerw w odkształcaniu. W materiale odkształcanym na gorąco, oprócz procesów powodujących umocnienie materiału występują przeciwstawne im procesy związane z odbudową odkształconej struktury powodujące osłabienie materiału. Wszystkie te procesy zachodzą w sposób ciągły podczas odkształcania, przy czym do zainicjowania zjawiska osłabienia konieczne jest zmagazynowanie w materiale odpowiedniej ilości energii wewnętrznej, zależnej od temperatury, prędkości odkształcania oraz rodzaju materiału. Przyjmuje się, że następuje to wówczas, gdy odkształcenie materiału przekroczy odkształcenie krytyczne.

W modelu założono, że materiał podczas odkształcania osiąga odkształcenie krytyczne po czasie krytycznym. Niezależnie czy przyczyną osłabienia jest rekrytalizacja dynamiczna, czy też lokalizacja odkształceń w pasmach ścinania, w materiale, w którym zachodzi osłabienie, istnieją obszary zarówno ulegające umocnieniu jak i osłabieniu. Jeżeli znamy udziały tych obszarów, to naprężenie uplastyczniające całego materiału można określić jako sumę udziałów naprężeń uplastyczniających pochodzących od poszczególnych obszarów istniejących w materiale

$$\sigma_p(t) = \Delta\sigma_{p0}(t) + \Delta\sigma_{p1}(t) + \dots + \Delta\sigma_{pi}(t) + \Delta\sigma_p^{i+1}(t) \quad (6.3.1)$$

Przebieg odkształcania według tego modelu jest następujący. W czasie mniejszym od czasu krytycznego materiał ulega umocnieniu w całej objętości. Następnie, po przekroczeniu czasu krytycznego, uaktywnia się zjawisko osłabienia, które z czasem obejmuje coraz większą ilość materiału, zgodnie z kinetyką osłabienia zależną od materiału, temperatury i prędkości odkształcania. W modelu założono, że naprężenie uplastyczniające obszarów materiału, które w danym momencie uległy osłabieniu, zmniejsza się do wartości początkowej, a następnie zaczyna zwiększać się w wyniku kolejnego procesu umacniania. Jeżeli w materiale podczas dalszego odkształcania zgromadzi się odpowiednia ilość energii, to zacznie on ponownie ulegać osłabieniu zgodnie z przyjętą kinetyką osłabienia. Materiał może wielokrotnie ulegać umocnieniu i osłabieniu. Podczas przerwy w odkształcaniu materiał, w którym została zgromadzona wystarczająca ilość energii do rozpoczęcia osłabienia statycznego czy metadynamicznego, a więc w obszarach, w których przekroczone odpowiednie odkształcenie krytyczne (czas odkształcania był większy od czasu krytycznego), zachodzą pro-

cesy osłabienia zgodnie z ustaloną kinetyką. W materiale natomiast, w którym nie nagromadziła się wystarczająca ilość energii, aby zapoczątkować procesy osłabienia statycznego w przerwie, a więc nie osiągnięto odkształcenia krytycznego dla osłabienia statycznego, podczas przerwy nie zachodzą zmiany naprężenia i wielkości ziaren.

W modelu uzależnionym od czasu można modelować zmiany zachodzące w materiale zarówno podczas odkształcania jak i w przerwach, a co za tym idzie, uwzględnić stan wewnętrzny materiału.

W opracowanym modelu przyjęto, iż naprężenie uplastyczniające dla całego odkształcanego materiału jest sumą udziałów naprężeń pochodzących od poszczególnych obszarów ulegających na przemian umocnieniu i osłabieniu. Zakładając, że naprężenie uplastyczniające obszarów, które w danym momencie uległy osłabieniu zmniejsza się do wartości początkowej, a następnie zwiększa się zgodnie z podstawową krzywą umocnienia dla określonej temperatury i prędkości odkształcania, to udział naprężenia w czasie t , pochodzący od objętości $\Delta v_i = (t; t_1, \dots, t_i)$, która uległa dokładnie i razy osłabieniu, a ostatnie osłabienie nastąpiło w czasie t_i , można wyrazić równaniem

$$\Delta \sigma_{pi}(t) = \sum_{0 < t_1 < t_2 < \dots < t_i < t} \frac{\Delta \bar{v}_i(t; t_1, \dots, t_i)}{v} \sigma_{pb}(t; t_i) \quad (6.3.2)$$

Udział naprężenia natomiast pochodzący od objętości, która uległa co najmniej i razy osłabieniu można opisać równaniem

$$\Delta \sigma_p^i(t) = \sum_{0 < t_1 < t_2 < \dots < t_i < t} \frac{\Delta \bar{v}(t; t_1, \dots, t_i)}{v} \sigma_{pb}(t; t_i) \quad (6.3.3)$$

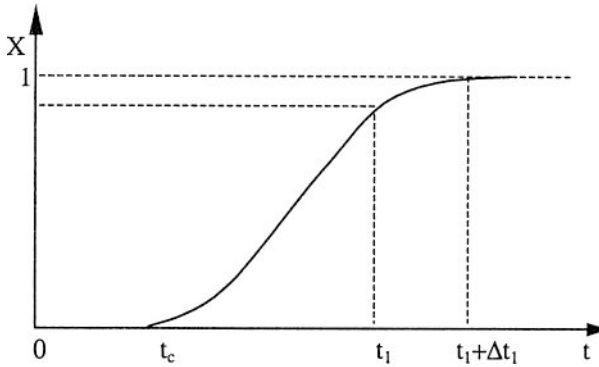
W celu wyznaczenia zależności opisujących poszczególne składniki w równaniach (6.3.2) i (6.3.3) przeprowadzono następujące rozumowanie. Objętości materiału $\Delta v_i = (t; t_1, \dots, t_i)$ i $\Delta \bar{v}_i = (t; t_1, \dots, t_i)$ uzależniono od kinetyki osłabienia $X(t; t_1, \dots, t_i)$, która jest funkcją jednej zmiennej, tj. czasu t , natomiast $t_1, t_2, \dots, t_i$ są parametrami tej funkcji i określają czasy, w których, w danej części materiału, zachodzą kolejne cykle osłabienia. Funkcja ta, w zależności od warunków odkształcania, może opisywać osłabienie statyczne bądź dynamiczne.

Objętość materiału $\Delta \bar{v}(t; t_1)$, która w przedziale czasu $[t_1, t_1 + \Delta t_1]$ ulega po raz pierwszy osłabieniu można opisać równaniem (rys. 6.3.1)

$$\Delta \bar{v}(t; t_1) = v \frac{d}{dt} X(t_1) \Delta t_1 \quad (6.3.4)$$

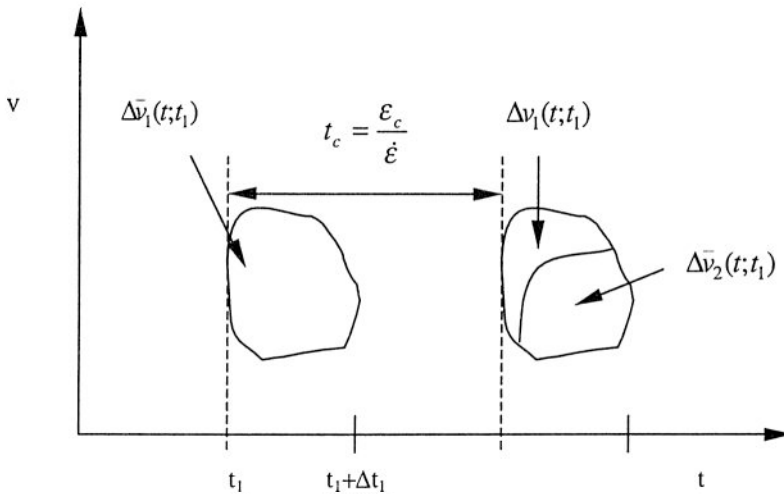
Musi być przy tym spełniony warunek, że $t_1 = \frac{\epsilon_1}{\dot{\epsilon}} > \frac{\epsilon_c}{\dot{\epsilon}} = t_c$. Materiał ten podczas dalszego odkształcania będzie ponownie ulegał częściowemu osłabieniu (rys. 6.3.2). Objętość tej części, która do chwili t ulegnie więcej niż jeden raz osłabieniu, opisuje zależność

$$\Delta \bar{v}_2(t; t_1) = v \frac{d}{dt_1} X(t_1) \Delta t_1 X(t; t_1) \quad (6.3.5)$$

Rys. 6.3.1. Kinetyka osłabienia materiału $X(t)$ Fig. 6.3.1. Softening kinetics of material $X(t)$

Objętość materiału $\Delta v_1(t; t_1)$, uległemu osłabieniu dokładnie jeden raz w przedziale czasu $[t_1, t_1 + \Delta t_1]$, otrzymujemy po odjęciu od objętości materiału, która uległa co najmniej jeden raz osłabieniu, objętość materiału, która uległa więcej razy osłabieniu

$$\Delta v_1(t; t_1) = \Delta \bar{v}_1(t; t_1) - \Delta \bar{v}_2(t; t_1) \quad (6.3.6)$$

Rys. 6.3.2. Graficzny obraz materiału, który uległ osłabieniu pierwszy raz w otoczeniu t_1 Fig. 6.3.2. Graphical image of the material, whose first softening occurs in the neighbourhood of t_1

Uwzględniając równania (6.3.4) i (6.3.5) otrzymujemy następujący związek na objętość materiału, która do chwili t uległa dokładnie jeden raz osłabieniu w przedziale czasu $[t_1, t_1 + \Delta t_1]$

$$\Delta v_1(t; t_1) = v \frac{d}{dt_1} X(t_1) (1 - X(t; t_1)) \Delta t_1 \quad (6.3.7)$$

Postępując analogicznie można wyznaczyć tę część materiału $\Delta v_2(t; t_1, t_2)$, która do chwili t uległa dokładnie dwa razy osłabieniu i miało to miejsce w przedziałach czasu $[t_1, t_1 + \Delta t_1]$ i $[t_2, t_2 + \Delta t_2]$. Przedstawia to zależność

$$\Delta v_2(t; t_1, t_2) = v \frac{d}{dt_1} X(t_1) \Delta t_1 \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \Delta t_2 (1 - X(t; t_1, t_2)) \quad (6.3.8)$$

Objętość materiału natomiast, która do chwili t uległa co najmniej trzy razy osłabieniu można wyznaczyć ze wzoru

$$\Delta \bar{v}_3(t; t_1, t_2) = v \frac{d}{dt_1} X(t_1) \Delta t_1 \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \Delta t_2 X(t; t_1, t_2) \quad (6.3.9)$$

Rozumując indukcyjnie, objętość materiału $\Delta v_n(t; t_1, t_2, \dots, t_n)$, która do chwili t uległa dokładnie n razy osłabieniu, przy czym miało to miejsce w przedziałach czasu $[t_1, t_1 + \Delta t_1]$ i $[t_2, t_2 + \Delta t_2], \dots, [t_n, t_n + \Delta t_n]$, opisano równaniem

$$\begin{aligned} \Delta v_n(t; t_1, t_2, \dots, t_n) = & v \frac{d}{dt_1} X(t_1) \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \dots \frac{d}{dt_n} X(t_n; t_1, t_2, \dots, t_{n-1}) \times \\ & \times (1 - X(t; t_1, t_2, \dots, t_n)) \Delta t_1 \Delta t_2 \dots \Delta t_n \end{aligned} \quad (6.3.10)$$

Objętość materiału natomiast, która do chwili t uległa co najmniej $n+1$ razy osłabieniu, przy czym miało to miejsce w przedziałach czasu $[t_1, t_1 + \Delta t_1]$ i $[t_2, t_2 + \Delta t_2], \dots, [t_n, t_n + \Delta t_n]$, będzie opisana równaniem

$$\begin{aligned} \Delta \bar{v}_{n+1}(t; t_1, t_2, \dots, t_n) = & v \frac{d}{dt_1} X(t_1) \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \dots \frac{d}{dt_n} X(t_n; t_1, t_2, \dots, t_{n-1}) \times \\ & \times X(t; t_1, t_2, \dots, t_n) dt_1 dt_2 \dots dt_n \end{aligned} \quad (6.3.11)$$

Po podstawieniu równania (6.3.10) do zależności (6.3.2) otrzymuje się funkcję na napężenie pochodzące od obszarów, które uległy dokładnie i razy osłabieniu

$$\begin{aligned} \Delta \sigma_{pi}(t) = & \sum_{0 < t_1 < t_2 < \dots < t_i < t} \frac{d}{dt_1} X(t_1) \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \dots \frac{d}{dt_i} X(t_i; t_1, t_2, \dots, t_{i-1}) \times \\ & \times (1 - X(t; t_1, t_2, \dots, t_i)) \sigma_b(t; t_i) dt_1 dt_2 \dots dt_i \end{aligned} \quad (6.3.12)$$

gdzie: $\sum_{0 < t_1 < t_2 < \dots < t_i < t}$ oznacza sumę składników $\Delta v_1(t; t_1, t_2, \dots, t_i)$, dla $t_1 = \Delta t_1, \Delta t_2, \dots, t$.

W zapisie całkowym otrzymujemy, że

$$\Delta\sigma_{pi}(t) = \int_{t_c}^t \int_{t_1+t_c}^t \cdots \int_{t_i+t_c}^t \frac{d}{dt_1} X(t_1) \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \cdots \frac{d}{dt_i} X(t_i; t_1, t_2, \dots, t_{i-1}) \times \\ \times (1 - X(t; t_1, t_2, \dots, t_i)) \sigma_b(t; t_i) dt_1 dt_2 \cdots dt_i \quad (6.3.13)$$

Przy przyjęciu warunku, że dla $t < t_i$ $X(t; t_1, t_2, \dots, t_i) = 0$ można zmienić zakres całkowania

$$\Delta\sigma_{pi}(t) = \int_0^t \int_0^t \cdots \int_0^t \frac{d}{dt_1} X(t_1) \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \cdots \frac{d}{dt_i} X(t_i; t_1, t_2, \dots, t_{i-1}) \times \\ \times (1 - X(t; t_1, t_2, \dots, t_i)) \sigma_b(t; t_i) dt_1 dt_2 \cdots dt_i \quad (6.3.14)$$

Po podstawieniu do równania (6.3.3) równania (6.3.11) i po przekształceniach analogicznych do równania (6.3.12) otrzymujemy wyrażenie na naprężenie pochodzące od obszarów, które uległy co najmniej $i+1$ razy osłabieniu

$$\Delta\sigma_p^{i+1}(t) = \int_0^t \int_0^t \cdots \int_0^t \frac{d}{dt_1} X(t_1) \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \cdots \frac{d}{dt_i} X(t_i; t_1, t_2, \dots, t_{i-1}) \times \\ \times X(t; t_1, t_2, \dots, t_i) \sigma_b(t; t_i) dt_1 dt_2 \cdots dt_i \quad (6.3.15)$$

Przedstawiony model oparty na stanie wewnętrznym materiału opisanym kinetyką osłabienia pozwala modelować przebiegi naprężenia uplastyczniającego z uwzględnieniem zmian zachodzących w materiale zarówno podczas odkształcania, jak i podczas przerw w odkształcaniu. Podczas odkształcania osłabienie materiału jest spowodowane osłabieniem dynamicznym, którego kinetykę opisano zależnością (6.4.5) o współczynnikach wyrażonych równaniami (6.4.6) i (6.4.7). Zależność ta, po uwzględnieniu $t = \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\dot{\varepsilon}}$ i $K_{redt} = K_{red}(\dot{\varepsilon})^{N_{red}}$ przyjmuje postać

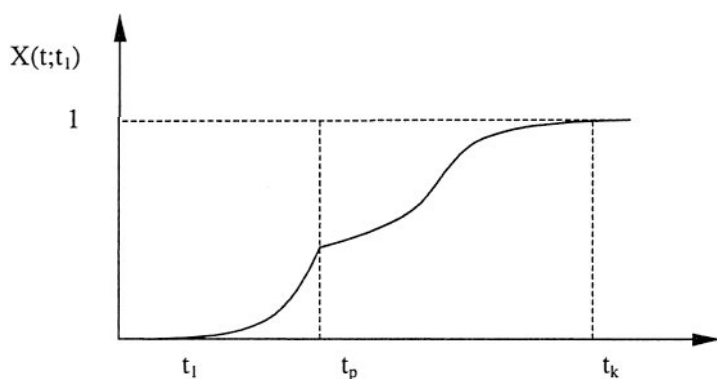
$$X_{red} = 1 - \exp[-K_{redt}(t)^{N_{red}}] \quad (6.3.16)$$

W momencie zatrzymania odkształcania wszystkie procesy związane z osłabieniem dynamicznym kończą się, a zaczynają się procesy związane z osłabieniem statycznym bądź metadynamicznym. Kinetykę osłabienia statycznego opisano równaniem (2.2.26) o współczynnikach określonych równaniami (6.4.9) i (6.4.10), kinetykę osłabienia metadynamicznego zaś opisano podobnie równaniem (2.2.26) i współczynnikami określonymi równaniami (6.4.11) i (6.4.12).

W odkształcanym materiale, zarówno podczas odkształcania, jak i w czasie przerwy, kinetyka osłabienia $X(t; t_1, \dots, t_i)$ dla poszczególnych elementarnych cząsteczek materiału różni się od siebie, gdyż każda taka elementarna objętość w różnym momencie czasu rozpoczyna proces osłabienia dynamicznego, a co za tym idzie w momencie rozpoczęcia przerwy charakteryzuje się różnym stopniem odkształcenia, który

decyduje o rodzaju i intensywności osłabienia statycznego. W modelu przyjęto, że jeżeli elementarna objętość materiału przekroczy odkształcenie krytyczne dla osłabienia statycznego, to w czasie przerwy zachodzi w niej proces osłabienia statycznego, gdy natomiast przekroczone zostanie odkształcenie krytyczne dla osłabienia dynamicznego, zachodzi w niej proces osłabienia metadynamicznego. W modelu w miejsce odkształceń stosowany jest czas odpowiadający, dla danych prędkości odkształcania, odpowiednim odkształceniom.

Na rysunku 6.3.3 przedstawiono przykładowy przebieg kinetyki osłabienia $X(t; t_1)$ elementarnej objętości materiału, obejmujący osłabienie dynamiczne, które rozpoczęło się w chwili t_1 oraz osłabienie statyczne zachodzące w przedziale czasu $t_p - t_k$, w którym nastąpiła przerwa w odkształcaniu.



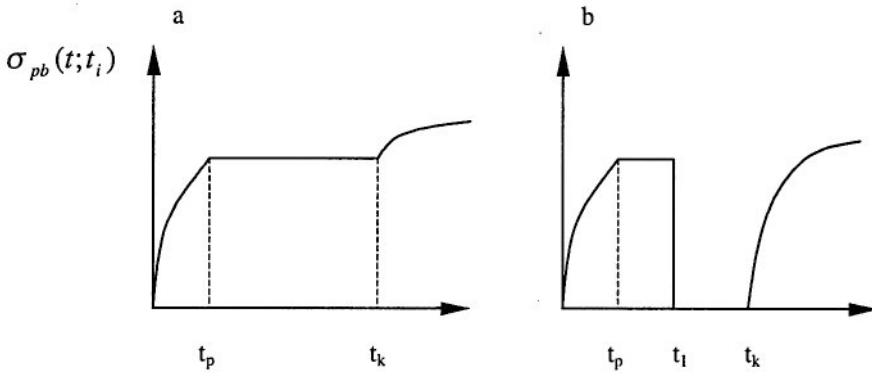
Rys. 6.3.3. Przykładowy przebieg kinetyki osłabienia $X(t; t_1)$
Fig. 6.3.3. Example of softening kinetics $X(t; t_1)$

Do wyznaczenia pełnej kinetyki osłabienia wymagana jest więc znajomość kinetyki osłabienia dynamicznego, która opisuje zmiany w materiale w czasie od t_1 do t_p oraz w rozważanym przykładzie kinetyki statycznej, która opisuje osłabienie podczas przerwy.

Biorąc pod uwagę, że czasy rozpoczęcia osłabienia dynamicznego dla poszczególnych elementarnych objętości t_1 są różne, w związku z tym i przebiegi kinetyki osłabienia $X(t; t_1)$ dla tych objętości są również różne.

Podczas przerw w odkształcaniu następuje również zmiana charakteru krzywej podstawowej. Można wyodrębnić dwa przypadki. Pierwszy, gdy podczas przerwy w elementarnej objętości materiału nie zachodzi osłabienie, wówczas naprężenie na krzywej podstawowej utrzymuje stały poziom (rys. 6.3.4a). W drugim przypadku w przerwie następuje osłabienie materiału i zmniejszenie naprężenia do wartości początkowej określone odpowiednią kinetyką. W momencie ponownego odkształcania ta elementarna objętość materiału umacnia się według krzywej podstawowej (rys 6.3.4b).

Dla przedstawionego modelu został zbudowany program w Turbo Pascalu. Program uwzględnia możliwość wystąpienia maksymalnie trzech cykli osłabienia. Takie ograniczenie zostało narzucone ze względu na czas obliczeń, który dla czterech cykli był bardzo długi.



Rys. 6.3.4. Przykładowe przebiegi krzywej podstawowej podczas przerw w odkształcaniu
Fig. 6.3.4. Examples of basic flow stress curve in during holding intervals in deformation

Dla trzech cykli osłabienia poszczególne człony równania (6.3.1) mają następującą postać.

- Udział naprężenia pochodzący od materiału, który nie uległ osłabieniu

$$\Delta\sigma_{p0}(t) = (1 - X(t))\sigma_{pb}(t) \quad (6.3.17)$$

- Udział naprężenia pochodzący od materiału, który uległ osłabieniu jeden raz

$$\Delta\sigma_{p1}(t) = \int_0^t \frac{d}{dt_1} X(t_1)(1 - X(t; t_1))dt_1 \sigma_{pb}(t; t_1) \quad (6.3.18)$$

- Udział naprężenia pochodzący od materiału, który uległ osłabieniu dwa razy

$$\Delta\sigma_{p2}(t) = \int_0^t \int_0^{t_1} \frac{d}{dt_1} X(t_1) \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1)(1 - X(t; t_1, t_2))dt_1 dt_2 \sigma_{pb}(t; t_2) \quad (6.3.19)$$

- Udział naprężenia pochodzący od materiału, który uległ co najmniej trzy razy osłabieniu

$$\Delta\sigma_p^3(t) = \int_0^t \int_0^{t_1} \frac{d}{dt_1} X(t_1) \frac{d}{dt_2} X(t_2; t_1) \frac{d}{dt_3} X(t_3; t_1, t_2)dt_1 dt_2 dt_3 \sigma_{pb}(t; t_3) \quad (6.3.20)$$

Materiał opisany równaniem (6.3.20) obejmuje obszary, które uległy trzy i więcej razy osłabieniu.

Z opracowanego programu otrzymujemy przebiegi naprężenia uplastyczniającego w funkcji czasu, gdyż uwzględnienie czasu pozwala na zamodelowanie zmian zachodzących w materiale podczas odkształcania, jak i w przerwach w odkształcaniu. Aby otrzymać przebieg naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia, znając prędkość odkształcania, należy przeliczyć czas na odkształcenie zgodnie z zależnością $\dot{\epsilon}t = \epsilon$.

Do zastosowania opracowanego modelu dla danego materiału wymagana jest znajomość jego kinetyki osłabienia, krzywej podstawowej oraz czasów odkształceń krytycznych.

6.4. Kinetyka osłabienia

W materiale odkształcanym na gorąco, oprócz procesów powodujących umocnienie materiału, występują przeciwstawne im procesy związane z odbudową odkształconej struktury powodujące osłabienie materiału. W sposób ilościowy zjawisko osłabienia przedstawia się za pomocą kinetyki osłabienia, która opisuje zmianę w czasie objętości materiału osłabionego odniesioną do całkowitej objętości odkształcanego materiału. Kinetykę osłabienia można wyznaczyć dwoma metodami. Pierwsza to badania strukturalne odkształconego materiału polegające na określeniu objętości obszaru, który uległ osłabianiu po różnych czasach wygrzewania. Metoda ta jest mało dokładna, ponieważ trudno jest odróżnić obszar, w którym nastąpiło osłabienie od obszaru umocnionego, szczególnie w przypadku gdy w materiale zachodzą przemiany fazowe. Druga metoda sprowadza się do pomiarów zmian naprężenia uplastyczniającego bądź naprężenia relaksacji.

Osłabienie może obejmować zjawiska zarówno związane ze zdrowieniem, rekrytalizacją, jak i z lokalizacją odkształceń. Wyróżnia się osłabienie zachodzące podczas odkształcania, określane jako osłabienie dynamiczne, i zachodzące podczas przerw w procesie odkształcania bądź po zakończonym procesie odkształcania, określane jako statyczne i metadynamiczne.

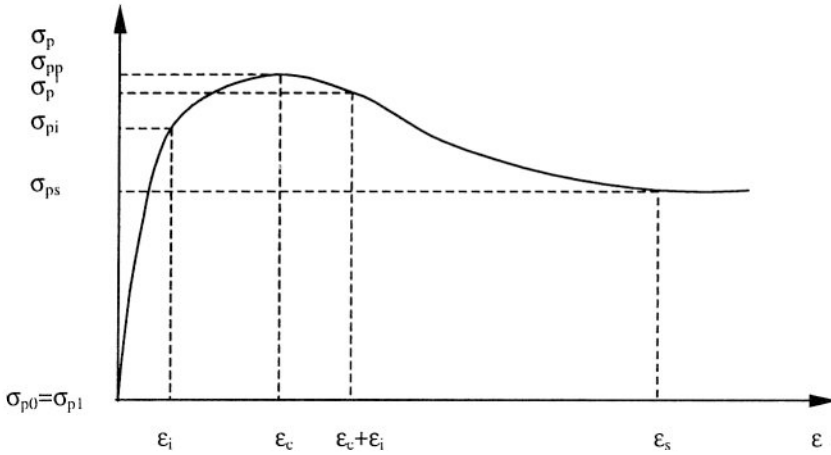
Do wyznaczania stopnia osłabienia materiału wywołanego procesami dynamicznymi opracowano metodę, która opiera się na analizie przebiegu krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie z osłabieniem wywołanym rekrytalizacją dynamiczną. W metodzie tej z krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie po przekroczeniu odkształcenia krytycznego wyznacza się kinetykę osłabienia dynamicznego. Przy opisie tych krzywych założono, że po osiągnięciu odkształcenia krytycznego, w pierwszym bardzo małym kroku odkształcenia, rekrytalizuje pewna mała objętość materiału ΔX_1 , która w tym kroku nie umacnia się ponownie, osiągając zerowy poziom naprężenia.

Po pierwszym kroku, zgodnie z przyjętym założeniem, naprężenie uplastyczniające materiału umacniającego się wyraża zależność (rys. 6.4.1)

$$\sigma_p^1 = \sigma_{pp}(1 - \Delta X_1) + \sigma_{p1}\Delta X_1 \quad (6.4.1)$$

Udział objętości materiału zrekrystalizowanego po pierwszym kroku wyraża się zależnością

$$\Delta X_1 = \frac{\sigma_{pp} - \sigma_p^1}{\sigma_{pp} - \sigma_{p1}} \quad (6.4.2)$$



Rys. 6.4.1. Schemat metody wyznaczania kinetyki osłabienia dynamicznego

Fig. 6.4.1. Scheme of method of determining a dynamic softening kinetics

Postępując podobnie jak po pierwszym kroku, wyznaczono naprężenie uplastyczniające materiału umacniającego się po n -tym kroku dla trzech cykli rekrytalizacji dynamicznej

$$\begin{aligned} \sigma_p^n = & \sigma_{pp} + \sum_{n-n_{red}+1}^n (\sigma_{p(n+1-i)} - \sigma_{pp}) \Delta X_i + \sum_{n-2n_{red}+1}^{n-n_{red}} (\sigma_{p(n-n_{red}+1-i)} - \sigma_{pp}) \Delta X_i + \\ & + \sum_1^{n-2n_{red}} (\sigma_{p(n-2n_{red}+1-i)} - \sigma_{pp}) \Delta X_i \end{aligned} \quad (6.4.3)$$

i udział objętości ΔX_n zrekrystalizowanej w n -tym kroku

$$\Delta X_n = \frac{1}{\sigma_{pp} - \sigma_{pl}} \left[\sigma_{pp} - \sigma_{pn} + \left(\sum_{n-n_{red}+1}^{n-1} (\sigma_{p(n+1-i)} - \sigma_{pp}) \Delta X_i \right) + \right. \\ \left. + \left(\sum_{n-2n_{red}+1}^{n-n_{red}} (\sigma_{p(n-n_{red}+1-i)} - \sigma_{pp}) \Delta X_i \right) + \right. \\ \left. + \left(\sum_1^{n-2n_{red}} (\sigma_{p(n-2n_{red}+1-i)} - \sigma_{pp}) \Delta X_i \right) \right] \quad (6.4.4)$$

W celu ujednolicenia sposobu wyznaczania kinetyki osłabienia dynamicznego, przyjęto jednakowe względne przyrosty odkształceń $\Delta \epsilon_i$, wynoszące 1/30 odkształcenia krytycznego ϵ_c poszczególnych stopów, ponadto przyjęto, iż w danym kroku poziom naprężenia materiału zrekrystalizowanego i ponownie umacniającego się nie ulega zmianie. W ten sposób przy stałym przyroście odkształcenia w kolejnych krokach zmienny udział zrekrystalizowanej objętości materiału opisuje kinetykę procesu osłabienia dynamicznego.

Posługując się zależnościami między sumą ΔX_i i ε_i , wyznaczono współczynniki w równaniu (2.2.9) przedstawionym w postaci

$$X_{\text{red}} = 1 - \exp[-K_{\text{red}}(\varepsilon - \varepsilon_c)^{N_{\text{red}}}] \quad (6.4.5)$$

Parametry K_{red} i N_{red} dla badanych stopów wyznaczano metodą najmniejszych kwadratów, posługując się programem Statistica. Następnie uzależniono je od parametru Zenera–Hollomona równaniami

$$\ln K_{\text{red}} = a_{\text{red1}} + b_{\text{red1}} \ln \frac{Z}{A} \quad (6.4.6)$$

$$N_{\text{red}} = a_{\text{red2}} + b_{\text{red2}} \ln \frac{Z}{A} \quad (6.4.7)$$

W tabeli 6.4.1 podano wartości współczynników opisujących parametry K_{red} i N_{red} dla wybranych stopów miedzi.

Tabela 6.4.1. Współczynniki opisujące parametry w równaniu kinetyki osłabienia dynamicznego wybranych stopów miedzi

Table 6.4.1. Coefficients describing parameters in dynamic softening kinetics equation of chosen copper alloys

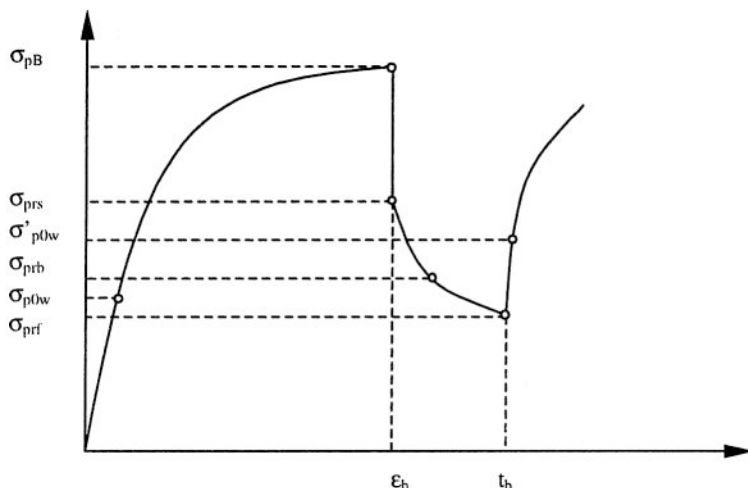
Materiał	$\ln K_{\text{red}}$			N_{red}		
	a_{red1}	b_{red1}	R^2	a_{red2}	b_{red2}	R^2
CuZn35,3	1,0013	-0,4702	0,8077	2,5439	-0,0411	0,9675
CuAl8,1Fe2,9	1,2922	-0,1534	0,8859	2,0816	0,0355	0,8733
CuAl9,2Fe3	1,3286	0,2038	0,9067	2,1969	0,0179	0,9704
CuAl10,3Fe2,8Mn2	-1,5488	-0,2536	0,8988	2,1617	0,0237	0,8740
CuSi3,9	2,0546	-0,8844	0,9878	2,3057	-0,1288	0,997
CuSi4,6	3,8754	-0,1288	0,8922	2,5276	0,0202	0,9807
CuSi5,2	4,9521	-0,1674	0,9591	2,3367	0,00633	0,992

Kinetykę osłabienia dynamicznego określano jedynie dla takich przebiegów, które przed zniszczeniem próbki osiągały stan stabilny. Dla innych przebiegów, które nie osiągały takiego stanu, wyznaczenie współczynników opisujących kinetykę obarczone byłoby zbyt dużym błędem. Równania opisujące kinetykę osłabienia dynamicznego zastosowano do opisu krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie (rozdział 6.3) oraz do opisu zmiany rozmiarów ziaren podczas procesu osłabienia dynamicznego (rozdział 7).

Kinetykę osłabienia statycznego określano na podstawie przebiegu relaksacji naprężenia według wzoru

$$X_{\text{res}} = \frac{(\sigma_{\text{prs}} - \sigma_{\text{prh}})(\sigma_{\text{pB}} - \sigma'_{\text{p0w}})}{(\sigma_{\text{pB}} - \sigma_{\text{p0w}})(\sigma_{\text{prs}} - \sigma_{\text{prf}})} \quad (6.4.8)$$

którego interpretację przedstawiono na rys. 6.4.2. W momencie zatrzymania odkształcania proces umocnienia odkształceniowego zostaje przerwany, a procesy osłabienia przebiegają nadal, co powoduje zmniejszenie naprężenia uplastyczniającego. Rejestrowana szybkość zmniejszenia naprężenia jest proporcjonalna do szybkości zjawisk osłabienia, jakie zachodzą w materiale podczas tej przerwy.



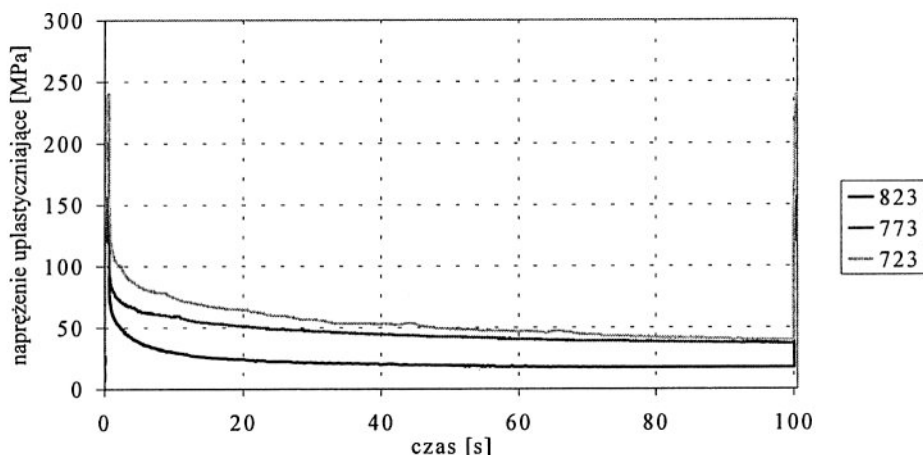
Rys. 6.4.2. Metody relaksacji naprężenia
Fig. 6.4.2. Scheme of stress relaxation method

Początkowe zmniejszenie naprężenia od wartości σ_{pB} do wartości σ_{prs} jest wywołane lepkoplastycznymi właściwościami materiału, natomiast dalsze jego zmniejszanie jest związane z zachodzącym w materiale procesem osłabienia. Po określonym czasie przerwy, podczas której naprężenie ulega obniżeniu do poziomu σ_{prf} następuje ponowne odkształcanie z taką samą jak poprzednio prędkością odkształcania i określenie nowej granicy plastyczności σ'_{p0w} .

Wzór (6.4.8) uwzględnia fakt, że osłabienie zachodzące podczas przerwy w odkształcaniu jest różnicą między σ_{pB} a σ'_{p0w} , ponieważ osłabieniu temu odpowiada relaksacja naprężenia wynosząca $\sigma_{prs} - \sigma_{prf}$, wobec czego bieżące osłabienie, określone relaksacją, wynoszące $\sigma_{prs} - \sigma_{prb}$ zostaje skorygowane stosunkiem różnic naprężeń $(\sigma_{pB} - \sigma'_{p0w})/(\sigma_{prs} - \sigma_{prf})$. Osłabienie wyznaczone w ten sposób można określić jako quasistatyczne, ponieważ w materiale w czasie relaksacji zachodzą nieznaczące odkształcenia określone sztywnością plastometru.

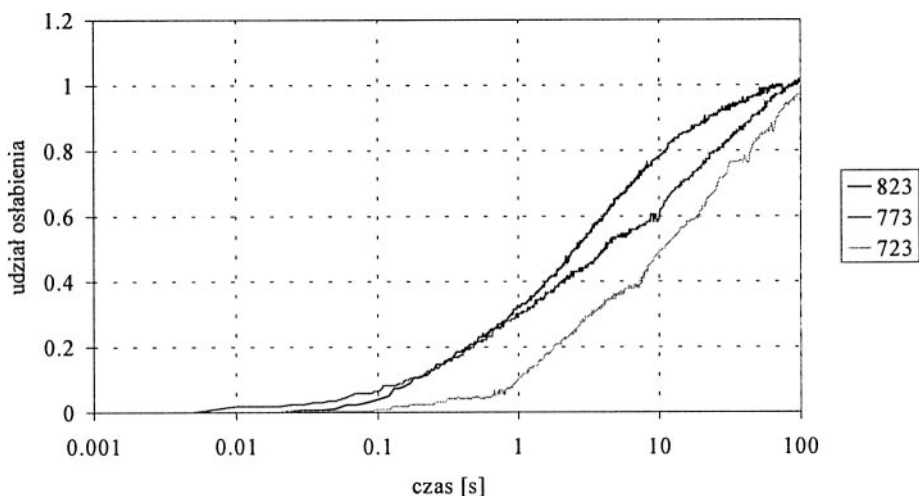
Na rysunku 6.4.3 przedstawiono typowe przebiegi naprężenia podczas relaksacji mosiądku CuZn35,3 w zakresie temperatur od 723 do 823 K. Wyznaczając stopień osłabienia X_{res} dla różnych okresów relaksacji, otrzymano funkcję $X_{res}(t)$, która określa kinetykę osłabienia. Przykładowe kinetyki osłabienia dla mosiądku CuZn35,3, opisane równaniem (2.2.26), przedstawiono na rys. 6.4.4.

Dla odkształceń $\varepsilon \geq \varepsilon_{rs}$ osłabienie opisane zależnością (2.2.26) jest osłabieniem wywołanym procesem rekrytalizacji statycznej, a dla odkształceń $\varepsilon \geq \varepsilon_s$ jest to osłabienie związane z rekrytalizacją postdynamiczną. Na podstawie analizy dotychczasowych badań [46, 80, 284] można przyjąć, że odkształcenie krytyczne konieczne do rozpoczęcia osłabienia statycznego podczas przerw w odkształcaniu nie przekracza $0,25 \varepsilon_c$.



Rys. 6.4.3. Przebiegi naprężenia podczas relaksacji mosiądzu CuZn35,3 w temperaturach od 723 do 823 K po odkształceniu do $\varepsilon = 0,5$ z $\dot{\varepsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$

Fig. 6.4.3. Stress during relaxation of CuZn35,3 brass in the temperature range of 723–823 K after deformation to $\varepsilon = 0.5$ with $\dot{\varepsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$



Rys. 6.4.4. Kinetyka osłabienia $X(t)$ mosiądzu CuZn35,3 w zakresie temperatur od 723 do 823 K po odkształceniu do $\varepsilon = 0,5$ z $\dot{\varepsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$

Fig. 6.4.4. Softening kinetics $X(t)$ of CuZn35,3 brass in the temperature range of 723–823 K after deformation to $\varepsilon = 0.5$ with $\dot{\varepsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$

Stałe K i N występujące w równaniu (2.2.26) wyznaczano, podobnie jak poprzednio, metodą najmniejszych kwadratów, posługując się programem Statistica. Dla rekrytalizacji statycznej opisano je równaniami

$$K_{\text{res}} = a_{\text{res}1} \left(\exp \left(\frac{Q}{RT} \right) \right)^{a_{\text{res}2}} \dot{\epsilon}^{a_{\text{res}3}} \quad (6.4.9)$$

$$N_{\text{res}} = b_{\text{res}1} \left(\exp \left(\frac{Q}{RT} \right) \right)^{b_{\text{res}2}} \dot{\epsilon}^{b_{\text{res}3}} \quad (6.4.10)$$

i dla rekrytalizacji postdynamicznej równaniami

$$K_{\text{rem}} = a_{\text{rem}1} \left(\exp \left(\frac{Q}{RT} \right) \right)^{a_{\text{rem}2}} \dot{\epsilon}^{a_{\text{rem}3}} \quad (6.4.11)$$

$$N_{\text{rem}} = b_{\text{rem}1} \left(\exp \left(\frac{Q}{RT} \right) \right)^{b_{\text{rem}2}} \dot{\epsilon}^{b_{\text{rem}3}} \quad (6.4.12)$$

Współczynniki tych równań dla wybranych stopów miedzi podano w tabeli 6.4.2 i 6.4.3.

Tabela 6.4.2. Współczynniki opisujące parametry w równaniu kinetyki osłabienia spowodowanego rekrytalizacją statyczną wybranych stopów miedzi

Table 6.4.2. Coefficients describing parameters in the equation of softening kinetics for static recrystallisations of chosen copper alloys

Material	$a_{\text{res}1}$	$a_{\text{res}2}$	$a_{\text{res}2}$	$b_{\text{res}1}$	$b_{\text{res}2}$	$b_{\text{res}3}$
CuZn35,3	19,4280	-0,113	0,052	0,434	0,00974	-0,0063
CuAl8,1Fe2,9	0,0168	0,0466	-0,035	8,405	-0,0697	0,0364
CuAl9,2Fe3	2,6706	-0,1095	0,042	4,662	-0,0354	0,0165
CuSi3,9	9,0185	-0,1286	0,1	11,433	-0,0398	0,03631

Tabela 6.4.3. Współczynniki opisujące parametry w równaniu kinetyki osłabienia spowodowanego rekrytalizacją postdynamiczną wybranych stopów miedzi

Table 6.4.3. Coefficients describing parameters in the equation of softening kinetics for metadynamic recrystallisations of chosen copper alloys

Material	$a_{\text{rem}1}$	$a_{\text{rem}2}$	$a_{\text{rem}2}$	$b_{\text{rem}1}$	$b_{\text{rem}2}$	$b_{\text{rem}3}$
CuZn35,3	1,0117	-0,0161	0,0122	9,5333	-0,0866	0,0559
CuAl8,1Fe2,9	0,6898	-0,0537	0,0384	16,662	-0,1249	0,0546
CuAl9,2Fe3	1,0458	-0,0826	0,0416	5,1602	-0,037	0,0166
CuSi3,9	337,5768	-0,1599	0,1511	34,4488	-0,0581	0,0487

6.5. Reakcja materiału na zmiany warunków odkształcania

Zmianę naprężenia uplastyczniającego przy zmianie prędkości i temperatury odkształcania uzyskuje się po wprowadzeniu funkcji $P_{\dot{\epsilon},T}$, która pozwala na opisanie ewolucji naprężenia w następującej formie:

$$\sigma_p(t_1, \dot{\epsilon}_2, T_2) = P_{\dot{\epsilon},T} \sigma_p(t_1, \dot{\epsilon}_1, T_1) \quad (6.5.1)$$

Funkcja $P_{\dot{\epsilon},T}$ obejmuje zarówno zmiany naprężenia uplastyczniającego wywołane nagłymi zmianami prędkości odkształcania, jak i temperatury odkształcania.

Funkcja $P_{\dot{\epsilon}}$, związana z nagłą zmianą prędkości odkształcania, ujmuje właściwości lepkie materiału i wyraża się równaniem

$$P_{\dot{\epsilon}} = \frac{\sigma_p + \Delta\sigma_{p\dot{\epsilon}}}{\sigma_p} \quad (6.5.2)$$

a funkcja P_T , związana z nagłą zmianą temperatury, ujmuje zmianę częstotliwości i amplitudy drgań atomów, i opisana jest zależnością

$$P_T = \frac{\sigma_p + \Delta\sigma_{pT}}{\sigma_p} \quad (6.5.3)$$

Całkowita funkcji $P_{\dot{\epsilon},T}$, związana ze zmianami prędkości i temperatury odkształcania, wyraża się następującym wzorem

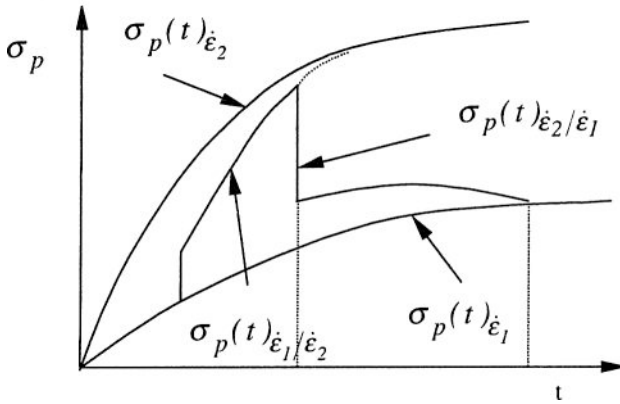
$$P_{\dot{\epsilon},T} = \frac{\sigma_{psk}}{\sigma_p} = \frac{\sigma_p + \Delta\sigma_{p\dot{\epsilon}}}{\sigma_p} \frac{\sigma_p + \Delta\sigma_{pT}}{\sigma_p} = P_{\dot{\epsilon}} P_T \quad (6.5.4)$$

Zależność (6.5.1) pozwala na opisanie zmian naprężenia uplastyczniającego tuż po nagłej zmianie warunków odkształcania. Następnie, z upływem czasu, zachodzi ewolucja stanu wewnętrznego materiału związana ze zmianą jego struktury, prowadząca do stopniowej zmiany naprężenia uplastyczniającego.

6.5.1. Reakcja materiału na zmiany prędkości odkształcania

Materiały czułe na historię odkształcania, takie jak badane stopy miedzi, charakteryzują się tym, że zmiana prędkości odkształcania nie powoduje osiągnięcia poziomu naprężenia uplastyczniającego, jaki mają one przy odkształcaniu ich ze stałą, zmienioną prędkością w całym zakresie odkształceń (rys. 6.5.1). Wartości współczynników czułości na prędkość odkształcania, ustalone z przebiegów ciągłych i ze zmian

prędkości odkształcania, przedstawione w tabeli 5.4.1 i 5.4.2, potwierdzają takie zachowanie się badanych materiałów.



Rys. 6.5.1. Zmiany naprężenia uplastyczniającego wywołane zmianą prędkości odkształcania
Fig. 6.5.1. Changes of flow stress caused by the changes in strain rate

W celu właściwego uwzględnienia wpływu zmiany prędkości odkształcania na naprężenie uplastyczniające przyjęto założenie, że reakcja materiału jest wywołana właściwościami lepkimi opisanymi funkcją $P_{\dot{\epsilon}}$ oraz ewolucją naprężenia uplastyczniającego materiału spowodowaną zmianą struktury przystosowującej się do nowych warunków odkształcania. Zmiana naprężenia związana z właściwościami lepkimi towarzyszy bezpośrednio zmianom prędkości odkształcania, natomiast zmiana struktury zachodzi z pewnym opóźnieniem w stosunku do zmiany prędkości odkształcania. Zmiana struktury materiału określa ewolucję naprężenia uplastyczniającego [87, 93, 96].

Jeżeli więc zachodzi zmiana prędkości odkształcania, to tuż po tej zmianie naprężenie uplastyczniające opisuje zależność (6.5.1), a następnie zachodzi ewolucja naprężenia, którą wyraża zależność:

$$\frac{d\sigma_{p,\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2}}{dt} = L_T [\sigma_{p,\dot{\epsilon}_2} - \sigma_{p,\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_2}] \quad (6.5.5)$$

Prędkość ewolucji naprężenia uplastyczniającego materiału jest proporcjonalna do temperatury, wyraża to współczynnik L_T , który można przedstawić w postaci

$$L_T = l_T \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (6.5.6)$$

Im większy jest współczynnik L_T , tym szybciej naprężenie uplastyczniające osiągnie wartość naprężenia uplastyczniającego przy zmienionej prędkości odkształcania.

W celu wyznaczenia funkcji $P_{\dot{\epsilon}}$ skorzystano z wyników badań wpływu zmiany prędkości odkształcania na naprężenie uplastyczniające przedstawionych w rozdziale 5.4. Do opisu funkcji $P_{\dot{\epsilon}}$ zastosowano wyrażenie

$$P_{\dot{\epsilon}} = \left(\frac{\dot{\epsilon}_1}{\dot{\epsilon}_2} \right)^m \quad (6.5.7)$$

Uśrednione wartości współczynnika m dla nagłych zmian prędkości odkształcania podano w tabeli 5.4.2.

Wpływ temperatury na współczynnik czułości na prędkość odkształcania, wyznaczony dla takich zmian prędkości odkształcania, opisano funkcją

$$m = k_1 \exp(k_2 T) \quad (6.5.8)$$

Współczynniki funkcji dla poszczególnych stopów, wyznaczone metodą najmniejszych kwadratów z zastosowaniem programu Statistica, podano w tabeli 6.5.1.

Tabela 6.5.1. Współczynniki funkcji opisującej czułość stopów na prędkość odkształcania dla nagłych zmian prędkości odkształcania

Table 6.5.1 Coefficients of the function describing the strain rate sensitivity at sudden change of strain rate

Oznaczenie materiału	Współczynniki		R
	k_1	k_2	
CuZn35,3	$3,505 \cdot 10^{-3}$	$4,171 \cdot 10^{-3}$	0,993
CuZn38,9Pb2,5	$1,130 \cdot 10^{-2}$	$3,200 \cdot 10^{-3}$	0,984
CuAl8,1Fe2,9	$1,423 \cdot 10^{-4}$	$7,152 \cdot 10^{-3}$	0,999
CuAl9,2Fe3	$8,527 \cdot 10^{-5}$	$7,894 \cdot 10^{-3}$	0,997
CuAl10,3Fe2,8Mn2	$2,112 \cdot 10^{-3}$	$5,110 \cdot 10^{-3}$	0,987
CuSi3,9	$3,798 \cdot 10^{-3}$	$2,478 \cdot 10^{-3}$	0,982
CuSi4,6	$5,389 \cdot 10^{-3}$	$1,595 \cdot 10^{-3}$	0,988
CuSi5,2	$2,255 \cdot 10^{-2}$	$8,101 \cdot 10^{-4}$	0,950

Postępując zgodnie z zaproponowaną metodą, można analizować wpływ dowolnych zmian prędkości odkształcania na naprężenie uplastyczniające. W takim przypadku rozwiązanie równania różniczkowego (6.5.5) uzyskuje się np. metodą Rungego–Kutty.

6.5.2. Reakcja materiału na zmiany temperatury odkształcania

Oddziaływanie zmiany temperatury odkształcania na naprężenie uplastyczniające jest związane ze zmianą energii kinetycznej drgań atomów w położeniach równowagi, co w zależności od kierunku zmiany energii ułatwia bądź utrudnia ruch dyslokacji. Dopiero w dalszej kolejności zmiana temperatury wywołuje zmiany strukturalne, takie jak: wielkość ziaren i podziaren, struktury granic, przemiany fazowe itp., których wpływ na naprężenie uplastyczniające znajduje odzwierciedlenie w zmianie stanu wewnętrznego materiału dopiero w dalszej kolejności.

Do opisu funkcji P_T , określającej zmianę naprężenia uplastyczniającego wywołaną zmianą temperatury odkształcania przy stałej prędkości odkształcania, można zastosować następującą funkcję

$$P_T = \exp \frac{Q_k}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (6.5.9)$$

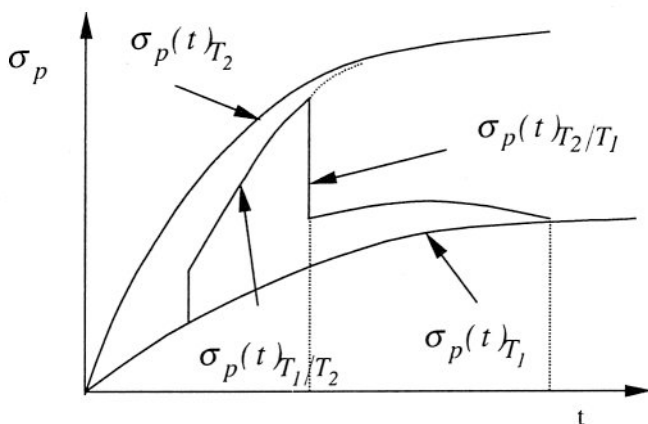
Energię aktywacji Q_k energii kinetycznej drgań atomów w położeniach równowagi nie należy utożsamiać z energią aktywacji procesów odkształcania.

Jeżeli zachodzi nagle zmiana temperatury odkształcania, to tuż po tej zmianie naprężenie uplastyczniające wyraża się zależnością (6.5.1), a następnie zachodzi ewolucja naprężenia związana z procesami aktywowanymi termicznie prowadzącymi do zmiany struktury materiału odkształcanego w nowych warunkach.

Do opisu ewolucji naprężenia uplastyczniającego materiału przy zmianie temperatury odkształcania zastosowano równanie różniczkowe podobne do równania (6.5.5)

$$\frac{d\sigma_{p,T_1/T_2}}{dt} = L_{\dot{\epsilon}} [\sigma_{p,T_2} - \sigma_{p,T_1/T_2}] \quad (6.5.10)$$

Równanie (6.5.10) opisuje ewolucję naprężenia uplastyczniającego przy zmianie temperatury odkształcania (rys. 6.5.2), podobnie jak równanie (6.5.5) opisuje ewolucję naprężenia uplastyczniającego wywołaną zmianą prędkości odkształcania.



Rys. 6.5.2. Zmiany naprężenia uplastyczniającego wywołane zmianą temperatury odkształcania

Fig. 6.5.2. Changes of flow stress caused by the change of temperature

Prędkość ewolucji naprężenia uplastyczniającego materiału zmienia się wraz z prędkością odkształcania, co można przedstawić w postaci

$$L_{\dot{\epsilon}} = l_{\dot{\epsilon}} \dot{\epsilon}^{-m} \quad (6.5.11)$$

Im większy jest współczynnik $L_{\dot{\epsilon}}$, tym szybciej naprężenie uplastyczniające osiągnie wartość naprężenia uplastyczniającego w zmienionej temperaturze odkształcania.

Przedstawione rozważania dotyczące oddziaływania zmian temperatury na naprężenie uplastyczniające stanowią jedynie propozycję rozwiązania tego problemu, nie zostały one wprowadzone do opracowanego modelu ze względu na konieczność opra-

cowania trudnej do realizacji metodyki wymagającej precyzyjnego sterowania zmianami temperatury odkształcanej próbki. W praktyce przemysłowej, pomijając obróbkę cieplną, bardzo rzadko występują takie nagłe zmiany temperatury

Postępując zgodnie z zaproponowaną metodą, można analizować wpływ dowolnych zmian prędkości i temperatury odkształcania na naprężenie uplastyczniające.

6.6. Model opisujący charakterystyczne poziomy naprężenia uplastyczniającego

Model opisujący ciągle przebiegi naprężenia uplastyczniającego w funkcji warunków odkształcania wymaga znajomości pewnych charakterystycznych punktów. Takimi charakterystycznymi punktami są naprężenie nasycenia σ_{pn} i odpowiadające jemu odkształcenie ε_n , maksymalna wartość naprężenia σ_{pp} , po której następuje osłabienie i odpowiadające jej odkształcenie ε_c oraz poziom naprężenia dla ustalonego płynięcia plastycznego σ_{ps} i odkształcenie określające jego początek ε_s . Dotychczasowe prace dotyczące brązów krzemowych, aluminium oraz mosiadzów wskazują [82, 84, 87, 88, 94–99], że charakterystyczne wartości naprężenia uplastyczniającego można z dużą dokładnością, w szerokim zakresie temperatur i prędkości odkształcania, uzależnić od parametru Zenera–Hollomona za pomocą równania Garafalo (2.2.4). Rozwiązanie tego równania sprowadza się do wyznaczenia stałych A , α , n , Q [22, 23]. W tym celu najczęściej korzysta się z tego, że w zakresie małych wartości naprężenia $\alpha\sigma_p \leq 0,39$ różnica między $\sinh(\alpha\sigma_p)$ a $\alpha\sigma_p$ nie przekracza 1% i wtedy zależność (2.2.4) może być zastąpiona prostszą funkcją

$$\dot{\varepsilon} = A \alpha^n \sigma_p^n \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (6.6.1)$$

W warunkach natomiast odkształcania wymagających dużych wartości naprężenia uplastyczniającego $\alpha\sigma_p > 0,39$ funkcja (2.2.4) sprowadza się do postaci

$$\dot{\varepsilon} = \frac{A}{2^n} \exp(\alpha n \sigma_p) \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (6.6.2)$$

Wykreślając w układzie podwójnie logarytmicznym $\ln \dot{\varepsilon} - \ln \sigma_p$ zależność (6.6.1), wyznacza się stałą n i z kolei przedstawiając w układzie współrzędnych $\ln \dot{\varepsilon} - \sigma_p$ zależność (6.6.2), dla znanej wartości n oblicza się wartość stałej α . Przy takim sposobie wyznaczenia stałych popełnia się jednak duże błędy, ponieważ ich wartości zależą w dużym stopniu od temperatur, w których najpierw określa się n , a później α . Poza tym nie znając początkowo wartości α , nie można określić a priori, kiedy speł-

niony jest warunek $\alpha\sigma_p \leq 0,39$ bądź $\alpha\sigma_p > 0,39$. Opracowany poprzednio przez autora [81, 82] inny dokładniejszy sposób wyznaczania stałych sprowadza się do graficznego przedstawienia zależności $\ln \dot{\epsilon} - \ln[\sinh(\alpha\sigma_p)]$ w całym zakresie analizowanych temperatur, dla wartości α zawierających się w pobliżu wartości α wyznaczonej poprzednią metodą. Za najlepszą wartość stałej α przyjmuje się taką, która zapewnia uzyskanie stałego kąta nachylenia prostych $\ln \dot{\epsilon} - \ln[\sinh(\alpha\sigma_p)]$ w określonym zakresie temperatur. Takie rozwiązanie jest częściowo subiektywne i nie daje gwarancji najlepszego dopasowania modelu do opisu materiału. Aby to uzyskać, opracowano nową metodę wyznaczania stałych w równaniu Garafalo, która sprowadza się do analizy statystycznej.

W pierwszym etapie funkcję Garafalo upraszcza się poprzez obustronne logarytmowanie

$$\ln(\dot{\epsilon}) = \ln(A) + n \ln[\sinh(\alpha\sigma_p)] - \frac{Q}{RT} \quad (6.6.3)$$

w nowym układzie współrzędnych $x = 1$, $y = -\ln[\sinh(\alpha\sigma_p)]$, $z = 1/RT$ i $u = \ln \dot{\epsilon}$ otrzymuje się równanie

$$u = \ln Ax - ny - Qz \quad (6.6.4)$$

Następnie metodą najmniejszych kwadratów z parametrem wyznacza się płaszczyznę opisaną równaniem (6.6.4), dającą najmniejsze odchylenie kwadratowe dla punktów pomiarowych. W tym celu tworzy się następującą funkcję

$$F(Q, A, n, \alpha) = \sum_{i=1}^n (u_i - \ln A + ny_i(\alpha) + Qz_i)^2 \quad (6.6.5)$$

w której: u_i , y_i , z_i – dane doświadczalne.

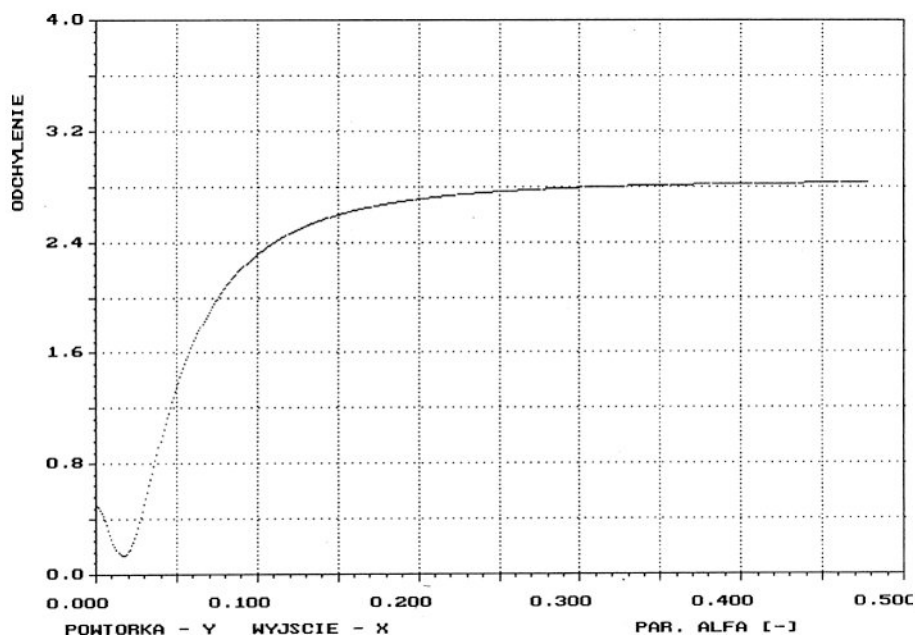
Zgodnie z regresją liniową stałe w równaniu (6.6.5) są obliczone poprzez wyznaczenie minimum tej funkcji. Ponieważ nowa współrzędna y jest funkcją α , otrzymane minimum funkcji (6.6.6), jak i poszczególne stałe A , n , Q , zależą od α

$$H(\alpha) = \min(F(Q(\alpha), A(\alpha), n(\alpha), \alpha)) \quad (6.6.6)$$

Z kolei, dla wybranego przedziału $\alpha \in \{\alpha_{\min}, \alpha_{\max}\}$ wykreślona zostaje funkcja $H(\alpha)$. Przykładowy przebieg funkcji $H(\alpha)$ przedstawia rys. 6.6.1. Na podstawie przebiegu tej zależności określa się wartość α_i , dla której funkcja $H(\alpha)$ osiąga minimum. Ustalony w ten sposób parametr α_i podstawia się do równania (6.6.5) i wyznacza pozostałe stałe w równaniu Garafalo.

Na podstawie przedstawionej metody został opracowany program do wyznaczania stałych w równaniu Garafalo. Jego schemat blokowy przedstawiono na rys. 6.6.2.

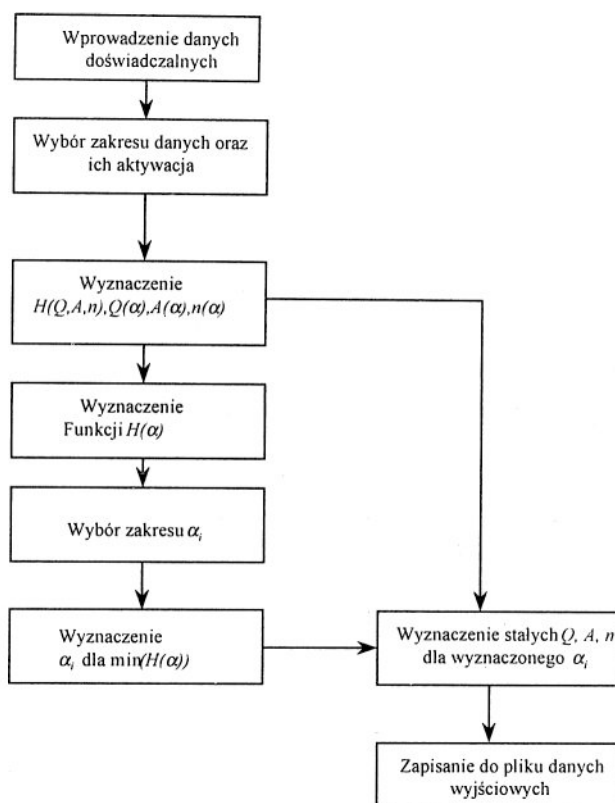
Dane wprowadza się do programu w postaci pliku tekstowego przez wpisanie w menu *Wybór zbioru z danymi doświadczalnymi* nazwy wybranego pliku wraz z jego rozszerzeniem. Plik tekstowy jest utworzony z trzech kolumn rozdzielonych tabulatorem: pierwsza zawiera prędkość odkształcania, druga temperaturę i trzecia charakterystyczną wartość naprężenia uplastyczniającego. W menu *Wybór zakresu danych doświadczalnych* i *Wybór poszczególnych danych doświadczalnych* można dowolnie wybierać zakres warunków odkształcania (zakres temperatury, prędkości odkształcania i naprężenia maksymalnego) oraz uaktywniać poszczególne dane.



Rys. 6.6.1. Przykładowy przebieg funkcji $H(\alpha)$

Fig. 6.6.1. Example of the function $H(\alpha)$

W opcji *Ręczne sterowanie parametrem alfa* w menu *Uruchomienie programu* wpisujemy zakres parametru α i wciskając *Enter* uruchamiamy program. Otrzymujemy przebieg funkcji $H(\alpha)$. Wybieramy takie α_i dla którego funkcja $H(\alpha)$ osiąga minimum. Następnie wpisujemy wyznaczone α_i w menu *sterowanie ręczne parametrem alfa*. Program wyznacza pozostałe stałe równania Garafalo i zapisuje je do pliku. W pliku tym, oprócz obliczonych stałych wartości, są również informacje o średnich odchyleniach standardowych poszczególnych punktów doświadczalnych.



Rys. 6.6.2. Schemat blokowy programu

Fig. 6.6.2. Block diagram of programme

W celu weryfikacji opracowanego programu wyznaczono stałe Q , A , α , n w równaniu Garafalo dla różnych stopów miedzi za pomocą metody opracowanej wcześniej przez autora [81, 82], jak też za pomocą opracowanego programu. Następnie wyznaczono dla tych stałych oraz różnych temperatur i prędkości odkształcania określających warunki odkształcania, charakterystyczne poziomy naprężenia uplastyczniającego z równania (2.3.51). Obliczone w ten sposób wartości charakterystycznych poziomów naprężenia uplastyczniającego porównano z wynikami doświadczalnymi. Dla oceny ilościowej opracowanego programu wyznaczono średnie odchylenie wartości charakterystycznych poziomów naprężenia uplastyczniającego, określonych na podstawie wcześniejszej metody autora oraz nowej metody, od wartości doświadczalnych uzyskanych w poszczególnych temperaturach i prędkościach odkształcania. Przykładowo średnie odchylenie wartości charakterystycznych poziomów naprężenia uplastyczniającego wyznaczonych tymi metodami dla CuZn35,3 wynosi odpowiednio 1,979 i 1,933, dla CuZn38,9Pb2,5 odpowiednio 7,35 i 6,6. Uzyskane mniejsze średnie odchylenia dla metody nowej świadczą o jej poprawności.

Najważniejsze zalety nowej metody wyznaczania stałych w równaniu Garafalo oraz programu zbudowanego dla niej to:

- Sprawne wyznaczenie stałych w równaniu Garafalo. Program został tak zbudowany, aby mógł być dołączony do innej procedury, np. wyznaczającej ciągłe przebiegi naprężenia uplastyczniającego.

- Lepsza dokładność niż tradycyjnych metod opartych na wyznaczaniu wartości α z równań (6.6.1) i (6.6.2) oraz dodatkowym graficznym jej korygowaniu [74, 75, 81, 82].

- Uzyskanie zależności między minimum funkcji $F(Q, A, n, \alpha)$ a stałą α pozwala na określenie wpływu parametru α na dokładność uzyskanej regresji.

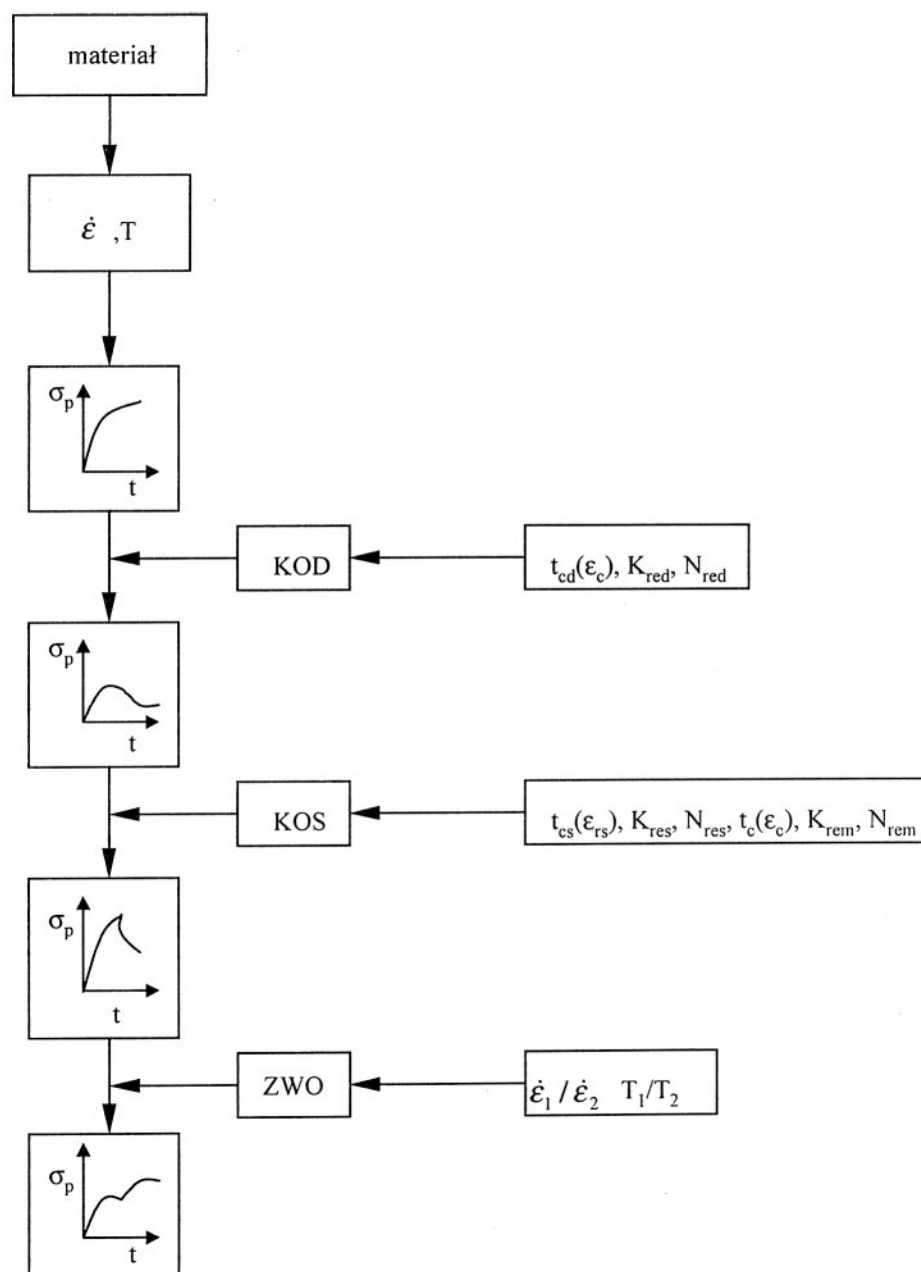
- Graficzne wykreślenie funkcja $H(\alpha)$ pozwoliło wykazać, że dla niektórych stopów funkcja ta ma stałą wartość w całym założonym zakresie $\alpha \in \{\alpha_{\min}, \alpha_{\max}\}$. W takich przypadkach α może przyjmować dowolną wartość, co ułatwia stosowanie równania Garafalo.

Opracowana metoda posłużyła do wyznaczenia parametrów równania Garafalo dla poszczególnych stopów miedzi. W pracy przyjęto, iż wartości maksymalnego naprężenia uplastyczniającego stanowią bezpośrednio naprężenie nasycenia.

Wartości tych naprężeń uplastyczniających, oprócz tego, że są wykorzystywane do wyznaczania krzywych podstawowych w opracowanym modelu, mogą być także użyte bezpośrednio do projektowania procesów kształtowania plastycznego badanych materiałów.

6.7. Zastosowanie opracowanego modelu do opisu naprężenia uplastyczniającego

Opracowany model, opisujący charakterystyczne poziomy naprężenia uplastyczniającego i odkształceń (czasu) dla określonego materiału, na podstawie znanych warunków odkształcania obejmujących temperaturę i prędkość odkształcania, pozwala na wyznaczenie ze wzoru (6.2.2) zależności podstawowej naprężenia uplastyczniającego od odkształcenia $\sigma_{pb}(\epsilon)$. Następnie, nakładając na te krzywe określoną kinetykę osłabienia dynamicznego KOD, otrzymuje się krzywe z wyraźnym maksimum i ustalonym płynięciem plastycznym. Uwzględniając dalej kinetykę osłabienia statycznego bądź metadynamicznego KOS zachodzącego w czasie przerw w odkształcaniu, bądź po zakończonym odkształceniu, otrzymujemy odpowiadające im zmiany naprężenia uplastyczniającego. Program umożliwia także uwzględnienie historii odkształcania obejmującej zmiany naprężenia uplastyczniającego zachodzące podczas zmian warunków odkształcania ZWO (rys. 6.7.1)



Rys. 6.7.1. Schemat blokowy programu do wyznaczania równań konstytutywnych
 Fig. 6.7.1. Block diagram of programme for calculating constitutive equations

Tabela 6.7.1. Współczynniki opisujące krzywe podstawowe badanych stopów miedzi
 Table 6.7.1. Coefficients describing basic curves of investigated copper alloys

Materiał	Zakres temperatur, K	Współczynniki	
		n	k_r
CuZn35,3	293–(569–631)	1,0	$0,0828-0,00074T+0,00141 \ln \dot{\epsilon}$
	(569–631)–1073	0,8	0,18
CuZn38,9Pb2,5	293–(536–585)	4,0	$0,6169-0,0615 \ln \dot{\epsilon}$
	(536–585)–1073	0,6	0,2
CuAl8,1Fe2,9	293–(645–706)	3,5	$0,542-0,00011T-0,0028 \ln \dot{\epsilon}$
	(645–706)–1073	0,6	0,2
CuAl9,2Fe3	293–(645–680)	3,5	$0,3860-0,00028T-0,015 \ln \dot{\epsilon}$
	(645–680)–1073	0,6	0,2
CuAl10,3Fe2,8Mn2	293–(674–686)	3,0	$0,1146-0,0077 \ln \dot{\epsilon}$
	(674–686)–1073	0,6	0,2
CuSi3,9	293–(524–538)	3,0	$0,926-0,0003T+0,01544 \ln \dot{\epsilon}$
	(524–538)–(645–670)	3,0	$-0,683+0,06154 \ln \dot{\epsilon}$
	(645–670)–1073	0,7	0,2
CuSi4,6	293–(511–540)	3,0	$-0,283+0,002T+0,0115 \ln \dot{\epsilon}$
	(511–540)–(675–722)	3,0	$0,9415-0,03074 \ln \dot{\epsilon}$
	(675–722)–1073	0,6	0,2
CuSi5,2	293–(528–542)	3,0	$-0,045+0,00056T-0,0173 \ln \dot{\epsilon}$
	(528–542)–(774–798)	3,0	$0,1646-0,0077 \ln \dot{\epsilon}$
	(774–798)–1073	0,6	0,2

Wyrażając odkształcenie przez prędkość i czas odkształcania oraz czas charakterystyczny równaniem $t_r = k_r t_c$, zależność (6.2.2) przyjmuje postać

$$\sigma_{pb} = \sigma_{pn} \left[1 - \exp \left(- \frac{t}{k_r t_c} \right) \right]^n \quad (6.7.1)$$

Napężenie nasycenia σ_{pn} oblicza się z równania Garafalo dla współczynników podanych w tab. 5.1.1, 5.2.1 i 5.3.1. Czas t_c dla określonej prędkości odkształcania, odpowiadający odkształceniu krytycznemu, określa się ze wzoru (2.2.1) i danych zawartych w tab. 5.5.1. Wartości współczynników n i k_r występujących w tym wzorze podano w tab. 6.7.1.

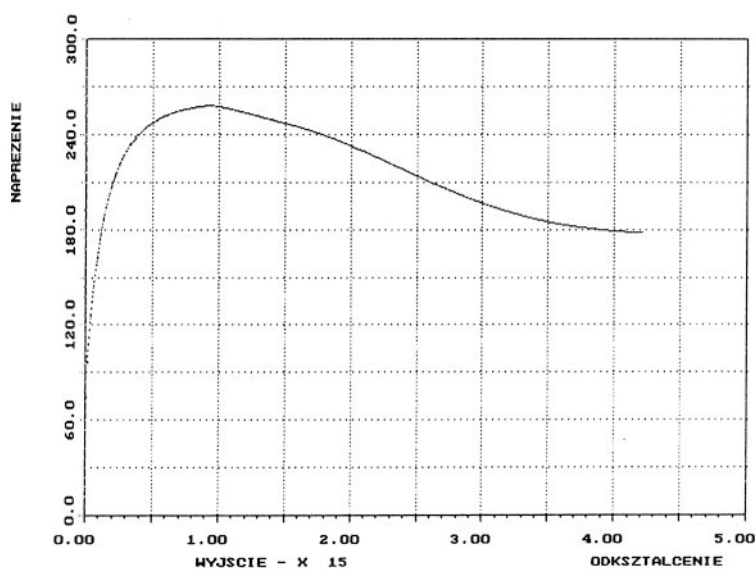
Na podstawie zależności (6.7.1) można wyznaczyć bezpośrednio krzywe podstawowe w danej temperaturze i dla określonej prędkości odkształcania w takich procesach odkształcania, podczas których nie zachodzą procesy osłabienia dynamicznego oraz nie są stosowane zmiany prędkości odkształcania oraz przerwy w przebiegu procesu odkształcania.

W celu uwzględnienia procesów dynamicznego osłabienia przebieg napężenia uplastyczniającego w takich przypadkach wyznacza się z równania (6.3.1), w którym w miejsce σ_{pb} wprowadza się równanie (6.7.1), a kinetykę osłabienia dynamicznego X_{red} opisuje się równaniem (6.4.5) i współczynnikami podanymi w tab. 6.4.1.

Przebieg naprężenia w takich procesach, w których występuje osłabienie w czasie przerw w odkształcaniu bądź po zakończonym odkształceniu wyznacza się także z równania (6.3.1), w którym podobnie jak poprzednio zamiast σ_{pb} wprowadza się równanie (6.7.1), kinetykę osłabienia statycznego X_{res} opisuje się równaniem (2.2.26) i współczynnikami tego równania wyrażonymi zależnościami (6.4.9) i (6.4.10), a kinetykę osłabienia postdynamicznego X_{rem} opisuje się również równaniem (2.2.26) i współczynnikami tego równania wyrażonymi zależnościami (6.4.11) i (6.4.12).

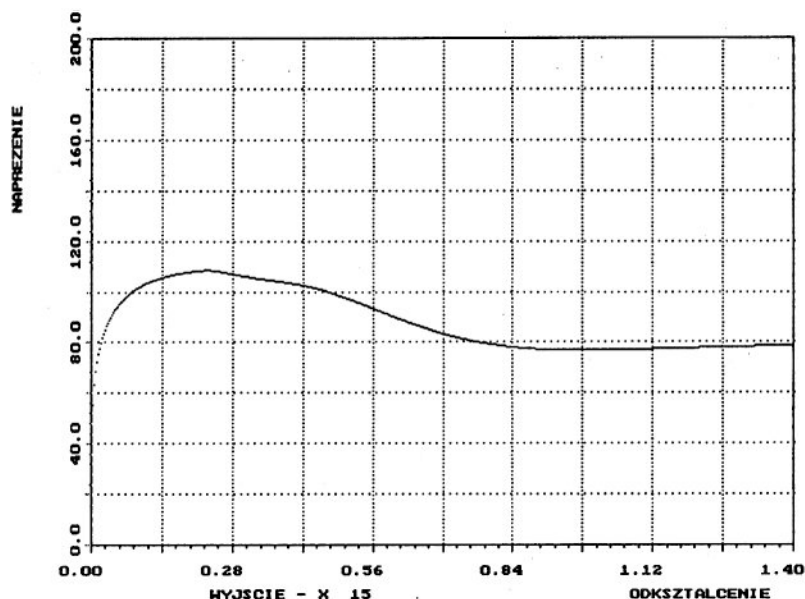
Reakcje materiału na zmiany prędkości odkształcania wyznacza się z zależności (6.5.1), w której zamiast $\sigma_p(t_1, \dot{\epsilon}_1, T_1)$ wprowadza się naprężenie uplastyczniające $\sigma_p(t)$ wyznaczone z równania (6.3.1). Następnie otrzymane z równania (6.5.1) naprężenie $\sigma_p(t_1, \dot{\epsilon}_2, T_1)$ wstawiamy do równania (6.5.5) za σ_p i otrzymujemy równanie różniczkowe opisujące zmianę naprężenia uplastyczniającego wywołaną zmianą prędkości odkształcania. Rozwiązanie tego równania różniczkowego uzyskuje się np. metodą Rungego–Kutty.

Na rysunkach 6.7.2 – 6.7.4 przedstawiono, wyznaczone za pomocą opracowanego modelu, przykładowe przebiegi naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia i czasu.

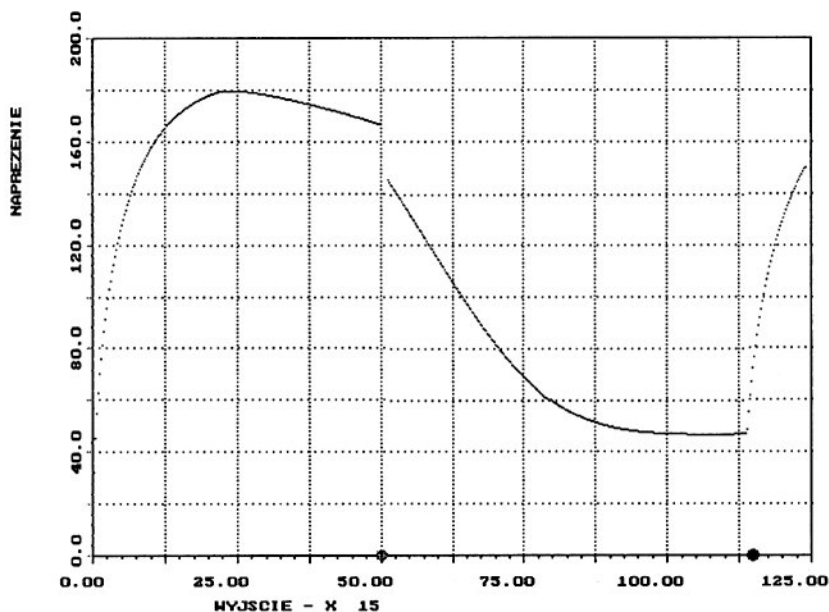


Rys. 6.7.2. Krzywa $\sigma_p - \epsilon$ wyznaczona z opracowanego modelu dla CuZn35,3 przy $\dot{\epsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$ i 773 K

Fig. 6.7.2. Relation of $\sigma_p - \epsilon$ calculated by using the elaborated model for CuZn35,3 brass at $\dot{\epsilon} = 6.7 \text{ s}^{-1}$ and 773 K



Rys. 6.7.3. Krzywa $\sigma_p - \varepsilon$ wyznaczona z opracowanego modelu dla CuSi_{3,9} przy $\dot{\varepsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$ i 973 K
 Fig. 6.7.3. Relation of $\sigma_p - \varepsilon$ calculated by using the elaborated model for CuZn_{3,9} brass at $\dot{\varepsilon} = 6,7 \text{ s}^{-1}$ and 973 K



Rys. 6.7.4. Zależność naprężenia uplastyczniającego od czasu wyznaczona z opracowanego modelu dla CuSi_{3,9} przy $\dot{\varepsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$ i 773 K z przerwą wynoszącą 65 s

Fig. 6.7.4. Relation of flow stress–time calculated by using the elaborated model for CuSi_{3,9} at $\dot{\varepsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$ and 773 K with the interval of 65 s

Uzyskano dużą zgodność przebiegów naprężenia uplastyczniającego wyznaczonych opracowanym modelem z rzeczywistymi przebiegami, co świadczy o poprawności modelu i poczynionych założeń przy jego tworzeniu.

Opracowany model dobrze opisuje przebiegi naprężenia uplastyczniającego w funkcji czasu lub odkształcenia dla różnych temperatur i prędkości odkształcania, o czym świadczą uzyskane przebiegi przedstawione na rysunkach 6.7.2–6.7.4. Model ten zbudowano na podstawie analizy oddziaływania procesów strukturalnych, tj.: umocnienia odkształceniowego oraz osłabienia dynamicznego, postdynamicznego i statycznego.

Zaletami opracowanego modelu są:

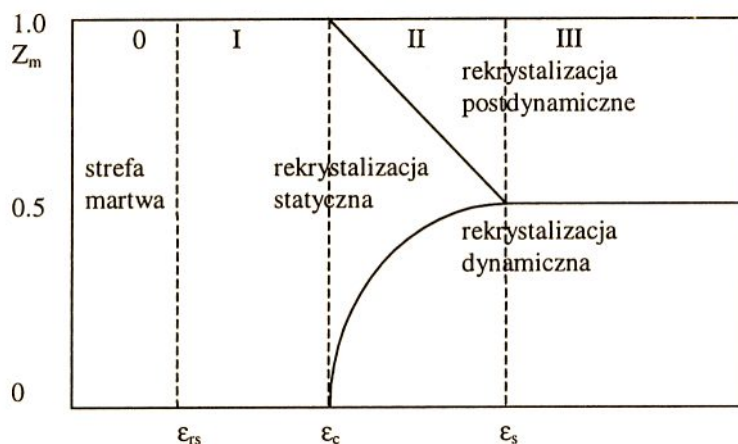
- kompleksowe ujęcie procesów umocnienia, jak i osłabienia poprzez uwzględnienie kinetyki odpowiedniego procesu,
- możliwość stosowania go do dużych odkształceń plastycznych w szerokim zakresie warunków odkształcania (prędkość odkształcania od $0,01$ do $6,7s^{-1}$, temperatura od 293 do 1073 K),
- możliwość uzyskiwania przebiegów uwzględniających przerwy czasowe podczas odkształcania,
- możliwość uwzględniania historii odkształcania.

Zamieszczone w pracy zależności, opisujące naprężenie uplastyczniające, potwierdzają osiągnięcie zamierzonego celu, tj. uzyskania dużej zgodności krzywych obliczeniowych z krzywymi doświadczalnymi otrzymywanymi w różnych warunków odkształcania.

7. Opracowanie modelu opisującego ewolucję wielkości ziaren podczas i po odkształceniu

7.1. Sekwencja procesów zachodzących podczas i po odkształceniu stopów miedzi

Analizując wpływ warunków odkształcania oraz przerwy między kolejnymi operacjami na strukturę badanych stopów pod kątem określenia wielkości ziaren, można pominąć takie procesy, jak zdrowienie statyczne i zdrowienie dynamiczne, które nie wpływają na ich wielkość. Wychodząc z tego punktu widzenia wyodrębniono trzy charakterystyczne zakresy odkształceń różniące się zachodzącymi w nich procesami (rys. 7.1.1).



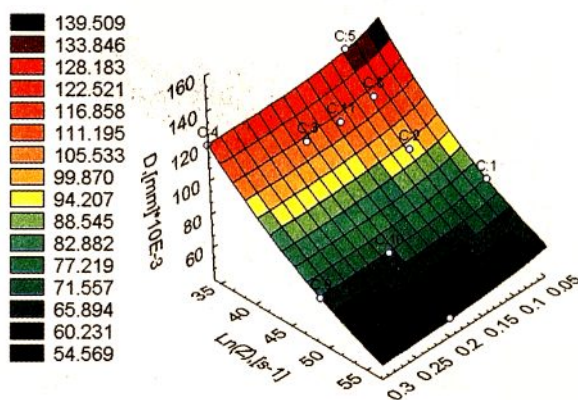
Rys. 7.1.1. Wpływ odkształcenia ϵ na udział procesów odbudowy struktury w trakcie odkształcania i w czasie przerwy w odkształcaniu, zakres 0 dla $\epsilon < \epsilon_{rs}$ – brak procesów odbudowy struktury, zakres I dla $\epsilon_{rs} \leq \epsilon < \epsilon_c$ – brak procesów dynamicznych, rekrytalizacja statyczna w przerwie, zakres II dla $\epsilon_c \leq \epsilon < \epsilon_s$ – rekrytalizacja dynamiczna w trakcie odkształcania, rekrytalizacja statyczna i postdynamiczna w przerwie, zakres III dla $\epsilon_s \leq \epsilon$ – rekrytalizacja dynamiczna w trakcie odkształcania, rekrytalizacja postdynamiczna w przerwie

Fig. 7.1.1. Effect of deformation on the fraction of softening processes during deformation and in interval of deformation, range 0 – no softening processes, range I – static recrystallization, range II – dynamic recrystallization, static and postdynamic recrystallization, range III – dynamic recrystallization, postdynamic recrystallization

Rozmiary zrekrytalizowanych statycznie ziaren zależą od prędkości zarodkowania i rozrostu nowych ziaren, a te od siły napędowej, gęstości potencjalnych miejsc do zarodkowania i temperatury. W stanie odkształconym siła napędowa jest funkcją lokalnej różnicy gęstości dyslokacji między obszarem odkształconym i zrekrytalizowanym. Biorąc pod uwagę, że strukturę dyslokacyjną można opisać parametrem Zenera–Hollomona i wartością odkształcenia oraz że gęstość zarodkowania zależy od rozmiarów ziaren, gdyż odbywa się ono zwłaszcza na ich granicach, wielkość zrekrytalizowanych ziaren uzależniono od tych właśnie czynników za pomocą równania (2.2.22) o postaci

$$D_{\text{res}} = C_1 D_0^{1/2} \varepsilon^{-n_1} Z^{-a_1} \quad (7.1.1)$$

Metodą najmniejszych kwadratów, korzystając z programu Statistica, obliczono wartości stałych C_1 , a_1 i n_1 , które podano w tab. 7.1.1. Parametr Z obliczano, korzystając z danych dla górnego zakresu temperatur, zawartych w tab. 5.1.1, 5.2.1 i 5.3.1. Pomiary wielkości ziaren wykonano tylko dla mosiądzu CuZn35,3, brązu aluminiowego CuAl8,1Fe2,9 i brązu krzemowego CuSi3,9. Do pomiaru wielkości ziaren użyto próbek odkształconych do $\varepsilon < \varepsilon_c$, które po wygrzaniu w temperaturze odkształcania, tak aby zaszła rekrytalizacja statyczna, a nie nastąpił rozrost ziaren, szybko oziębiono. Przykładowo zależność zrekrytalizowanych statycznie ziaren brązu krzemowego CuSi3,9 od odkształcenia i parametru Zenera–Hollomona przedstawiono na rysunku 7.1.2.



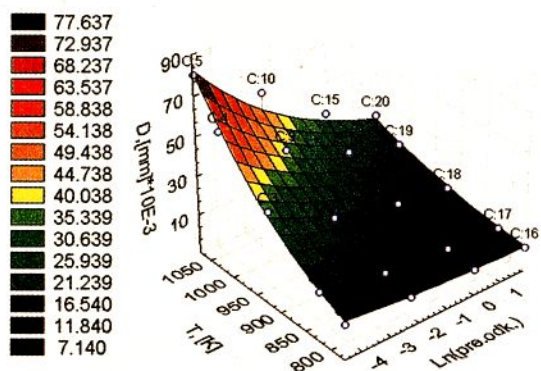
Rys. 7.1.2. Zależność rozmiarów zrekrytalizowanych statycznie ziaren D_{res} od odkształcenia i parametru Zenera–Hollomona dla brązu krzemowego CuSi3,9

Fig. 7.1.2. Correlation between statically recrystallized grain size and strain and the Zener–Hollomon parameter for CuSi3,9 silicon bronze

Rozmiary ziaren zrekrytalizowanych dynamicznie nie zależą od początkowych rozmiarów ziaren, lecz od prędkości i temperatury odkształcania wyrażonych parametrem Zenera–Hollomona. Do opisu wielkości ziaren zrekrytalizowanych dynamicznie zmodyfikowano zależność (2.2.3), wprowadzając zamiast parametru Z jego stosunek do stałej materiałowej A występującej w równaniu Garafalo (2.2.4). Zależność przyjmuje postać

$$D_{\text{red}} = C_2 \left(\frac{Z}{A} \right)^{-a_2} \quad (7.1.2)$$

W celu wyznaczenia stałych C_2 i a_2 dokonano pomiarów wielkości ziaren na próbkach odkształcanych do $\varepsilon \geq \varepsilon_s$ i szybko schłodzonych z różnych temperatur dla różnych prędkości odkształcania. Wartości stałej materiałowej A oraz energii aktywacji procesu ustalonego płynięcia, koniecznej do obliczania parametru Zenera–Hollomona zaczerpnięto z tab. 5.1.2, 5.2.2 i 5.3.2. Stałe C_2 i a_2 wyznaczono metodą najmniejszych kwadratów, korzystając z programu Statistica i podano w tabeli 7.1.1. Dla mosiądzu CuZn38,9Pb2,5, ze względu na występowanie obszaru intensywnego zdrowienia i zawężenie temperatur rekrytalizacji dynamicznej do wąskiego przedziału, nie wyznaczono stałych opisujących wielkość zrekrystalizowanych dynamicznie ziaren. Na rysunku 7.1.3 podano przykładowo zależność zrekrystalizowanych dynamicznie ziaren mosiądzu CuZn35,3 od temperatury i prędkości odkształcania.



Rys. 7.1.3. Zależność rozmiarów zrekrystalizowanych dynamicznie ziaren D_{red} od temperatury i prędkości odkształcania dla mosiądzu CuZn35,3

Fig. 7.1.3. Correlation between dynamically recrystallized grain size and temperature and strain rate for CuZn35,3 brass

Ponieważ wyodrębnienie ziaren zrekrystalizowanych postdynamicznie od ziaren zrekrystalizowanych dynamicznie i zbadanie kinetyki rekrytalizacji postdynamicznej na podstawie badań strukturalnych, szczególnie w przypadku materiałów o strukturze wielofazowej jest niezwykle trudne, a w wielu przypadkach wręcz niemożliwe, wielkość ziaren zrekrystalizowanych postdynamicznie określano na próbkach odkształconych do $\varepsilon \geq \varepsilon_s$, po ich wygrzaniu w temperaturze odkształcania w czasie koniecznym do zakończenia rekrytalizacji postdynamicznej określonym metodą relaksacji naprężenia opisaną w rozdziale 6.4. Wielkość tych ziaren użyto do wyznaczenia stałych w równaniu (2.2.15) zmodyfikowanym do postaci

$$D_{\text{rem}} = C_3 \left(\frac{Z}{A} \right)^{-a_3} \quad (7.1.3)$$

Wartości stałych C_3 i a_3 obliczono metodą najmniejszych kwadratów za pomocą programu Statistica i zamieszczono w tab. 7.1.1.

Do opisu rozrostu ziaren badanych stopów miedzi użyto zależność (2.2.38) w postaci

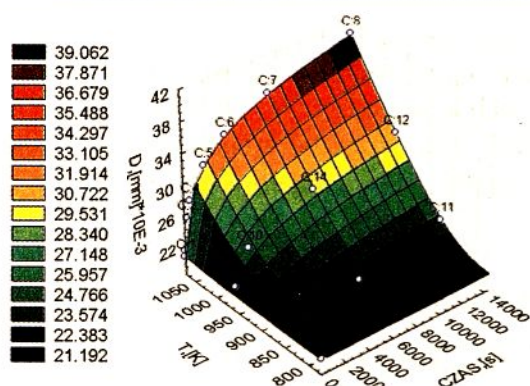
$$D_{\text{roz}}^{n_2} = D_{t=0}^{n_2} + C_4 t \exp \left(\frac{-Q_{\text{roz}}}{RT} \right) \quad (7.1.4)$$

Przyjęto, iż energia aktywacji rozrostu ziaren może być wyrażona energią aktywacji procesu ustalonego płynięcia. Stałe C_4 i n_2 zamieszczone w tab. 7.1.1 obliczono metodą najmniejszych kwadratów, korzystając z programu Statistica. Wpływ czasu i temperatury wygrzewania na rozrost ziaren brązu aluminowego CuAl8,1Fe2,9 przedstawiono na rys. 7.1.4.

Tabela 7.1.1. Wartości parametrów materiałowych opisujących zmiany wielkości ziaren wywołane rekrytalizacją dynamiczną, postdynamiczną i statyczną, a także rozrostem ziaren

Table 7.1.1. Material parameters describing grain size changes caused by dynamic, metadynamic and static recrystallization and grain growth

Material	$C_1, \mu\text{m}^{1/2}$	$C_2, \mu\text{m}$	C_3	C_4	a_1	a_2	a_3	n_1	n_2
CuZn35,3	30,92	8,99	9,22	$5 \cdot 10^{20}$	0,0542	0,2200	0,2347	0,1	6,3
CuZn38,9Pb2,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—
CuAl8,1Fe2,9	21,11	1,33	1,61	$4,8 \cdot 10^{17}$	0,0630	0,3480	0,3480	0,1	8,0
CuAl9,2Fe3	—	4,04	5,46	$5 \cdot 10^{17}$	—	0,2162	0,2162	—	5,3
CuAl10,3Fe2,8Mn2	—	5,12	6,51	$5 \cdot 10^{50}$	—	0,1795	0,1795	—	20
CuSi3,9	34,25	12,25	13,82	$5 \cdot 10^{24}$	0,0395	0,1320	0,1320	0,1	4,5
CuSi4,6	—	38,50	42,4	$2 \cdot 10^{61}$	—	0,0516	0,0516	—	20
CuSi5,2	—	23,43	25,23	$2 \cdot 10^{65}$	—	0,0936	0,0936	—	24



Rys. 7.1.4. Wpływ czasu i temperatury wygrzewania na rozrost ziaren dla brązu aluminowego CuAl8,1Fe2,9
Fig. 7.1.4. The effect of time and temperature of annealing on the grain growth of CuAl8,1Fe2,9 aluminium bronze

7.2. Ewolucja wielkości ziaren w obszarach charakterystycznych

Wielkość ziaren $D_I(t)$ w zakresie odkształceń $\varepsilon_{rs} \leq \varepsilon < \varepsilon_c$ (rys. 7.1.1), w którym nie powstały zarodki rekrytalizacji dynamicznej i po zakończonej operacji bądź w prze-rwie między kolejnymi zabiegami zachodzi rekrytalizacja statyczna, opisano zależ-nością (2.2.25) o postaci

$$D_{Ires}(t) = D_{res} \cdot X_{res}^{4/3} + D_0(1 - X_{res})^2 \quad (7.2.1)$$

Określenie wielkości ziaren w zakresie odkształceń $\varepsilon_c \leq \varepsilon < \varepsilon_s$ (rys. 7.1.1), w któ-rym zachodzi rekrytalizacja dynamiczna, postdynamiczna i statyczna, a jednocześnie istnieją odkształcone ziarna pierwotne, jest dość trudne. Zachodzące procesy po za-trzymaniu odkształcania można analizować w kilku różnych obszarach, w pierwszym zachodzi rekrytalizacja postdynamiczna na zarodkach utworzonych w wyniku rekry-talizacji dynamicznej, w drugim rekrytalizacja postdynamiczna prowadzi do rozro-stu ziaren powstałych w wyniku rekrytalizacji dynamicznej, w ostatnim obszarze zachodzi rekrytalizacja statyczna, nie powstały bowiem w nim zarodki rekrytalizacji dynamicznej. Podczas rekrytalizacji dynamicznej ziarna uzyskują bardzo szybko swoje końcowe rozmiary D_{red} , jak to przedstawia rys. 2.2.4, dlatego dwa pierwsze obszary rozpatrywano wspólnie, przyjmując, że charakteryzują się one jednakową wielkością ziaren. W takim przypadku do obliczenia średniej wielkości ziaren D_{II} w analizowanym zakresie odkształceń w momencie przerwania procesu odkształcania, uwzględnivszy, że w obszarze niezrekrytalizowanym dynamicznie ziarna mają śred-nicę D_0 , a w obszarze zrekrystalizowanym dynamicznie średnicę D_{red} , zastosowano podobną zasadę jak podczas określania zależności (2.2.25), otrzymano równanie

$$D_{II} = D_{red} X_{red}^{4/3} + D_0(1 - X_{red})^2 \quad (7.2.2)$$

Kinetykę rekrytalizacji dynamicznej opisano równaniem (2.2.9) ze współczynni-kami określonymi równaniami (6.4.6) i (6.4.7) (tab. 6.4.1).

Ewolucja wielkości ziaren, zachodząca po zakończonym odkształcaniu w omawia-nym zakresie odkształceń $\varepsilon_c \leq \varepsilon < \varepsilon_s$ zależy od kinetyki rekrytalizacji statycznej, którą opisuje zależność analogiczna do równania (7.2.1)

$$D_{IIres}(t) = D_{res} X_{res}^{4/3} + D_0(1 - X_{res})^2 \quad (7.2.3)$$

oraz od kinetyki rekrytalizacji postdynamicznej opisaną równaniem

$$D_{IIrem}(t) = D_{rem} X_{rem}^{4/3} + D_{red}(1 - X_{rem})^2 \quad (7.2.4)$$

Ewolucja wielkości ziaren, opisana równaniem (7.2.3), obejmuje objętość niezre-krytalizowaną dynamicznie określoną wyrażeniem $1 - X_{red}$, zależną od odkształcania, przy którym proces odkształcania został zatrzymany, zależność (7.2.4) natomiast do-

tyczy udziału objętości zrekrystalizowanej dynamicznie X_{red} . Ewolucję wielkości ziaren w połączonych obu tych obszarach wyrażono zależnością

$$D_{\text{II}}(t) = D_{\text{IIrem}}(t)X_{\text{red}}^{4/3} + D_{\text{IIres}}(t)(1 - X_{\text{red}})^2 \quad (7.2.5)$$

Kinetykę rekrytalizacji statycznej i postdynamicznej opisano równaniem (2.2.26), ze współczynnikami określonymi odpowiednio równaniami (6.4.9), (6.4.10), (6.4.11) i (6.4.12) (tab. 6.4.2).

Wielkość zrekrystalizowanych dynamicznie ziaren w obszarze $\varepsilon \geq \varepsilon_s$ w czasie odkształcania jest określona związkiem (7.1.3), natomiast ewolucję ziaren po zakończonym odkształcaniu opisuje zależność

$$D_{\text{III}}(t) = D_{\text{rem}}X_{\text{rem}}^{4/3} + D_{\text{red}}(1 - X_{\text{red}})^2 \quad (7.2.6)$$

W każdym z trzech obszarów przedstawionych na rys. 7.1.1, po zakończeniu omawianych procesów, zachodzi rozrost ziaren określony zależnością (7.1.4).

Opracowane modele znajdują zastosowanie w metodzie elementów skończonych oraz w procedurach optymalizujących procesy przeróbki plastycznej, zarówno ze względu na zmniejszenie energochłonności, jak i uzyskiwanie wyrobów o określonych właściwościach.

8. Weryfikacja i zastosowanie

8.1. Weryfikacja nowej metody wyznaczania naprężenia w próbie skręcania

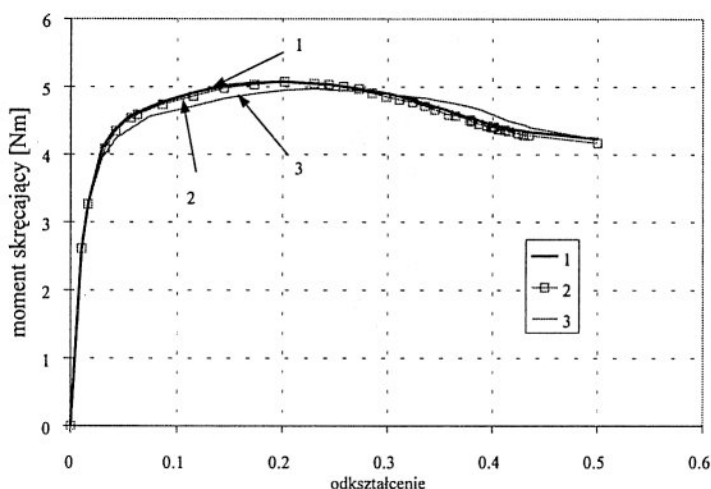
Weryfikację nowej metody wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania, opisanej w rozdziale 4.2.2, dokonano na podstawie porównania wyników analizy procesu skręcania metodą elementów skończonych dla krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie, wyznaczonych metodą konwencjonalną i nową metodą, z wynikami uzyskanymi w rzeczywistym procesie skręcania. Ponieważ jedynym parametrem, który mógł być śledzony w procesie rzeczywistym, gdy próbka znajdowała się w piecu, był przebieg momentu skręcającego w funkcji kąta skręcania, ocenę poprawności proponowanej przez autora nowej metody wyznaczania krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie w próbie skręcania oparto na podobieństwie przebiegów momentów skręcających w procesie rzeczywistym oraz uzyskanych z symulacji metodą elementów skończonych. Biorąc pod uwagę fakt, że nowa metoda wyznaczania naprężenia uplastyczniającego uwzględnia osłabienie materiału, czego nie uwzględnia metoda konwencjonalna, weryfikację przeprowadzono w wysokich temperaturach w których zachodzi taki proces. Analizę procesu skręcania metodą elementów skończonych przeprowadzono przy użyciu programu MARC.

Do analizy próby skręcania przyjęto następujące założenia:

- Obliczenia przeprowadzono dla krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie wyznaczonych metodą konwencjonalną i nową metodą. Dla zwiększenia dokładności obliczeń krzywe były wprowadzane do programu w postaci numerycznej.
- W programie uwzględniono czułość materiału na prędkość odkształcania, podaną w tabl. 5.4.1.
- Dla uniknięcia wpływu zmian temperatury wywołanych pracą odkształcenia plastycznego na kształt krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie, modelowano proces odkształcania z bardzo małą prędkością odkształcania wynoszącą 0.01 s^{-1} .
- Mechaniczne warunki brzegowe symulacji procesu skręcania odpowiadały rzeczywistemu procesowi: jeden koniec próbki umocowany w uchwycie obracał się z określoną prędkością obrotową, drugi był utwierdzony.

- Termiczne warunki brzegowe były następujące: ciepło z próbki było odprowadzane poprzez konwekcję i promieniowanie do otoczenia o stałej temperaturze oraz przez przewodzenie do uchwytów (wartości stosowanych współczynników podano w rozdziale 4.2.3).
- Dyskretyzację próbki przeprowadzono w oparciu o elementy w kształcie graniastosłupa o podstawie trójkątnej z węzłami w każdym wierzchołku.

Analiza próby skręcania metodą elementów skończonych wykazała, że przy użyciu krzywych umocnienia, wyznaczonych metodą zaproponowaną przez autora uzyskano przebiegi momentu skręcającego bardzo zbliżone do przebiegów rzeczywistych. Stosując natomiast krzywe umocnienia wyznaczone tradycyjną metodą uzyskano przebiegi momentu skręcającego wyraźnie różniące się od przebiegów rzeczywistych (rys.8.1.1).



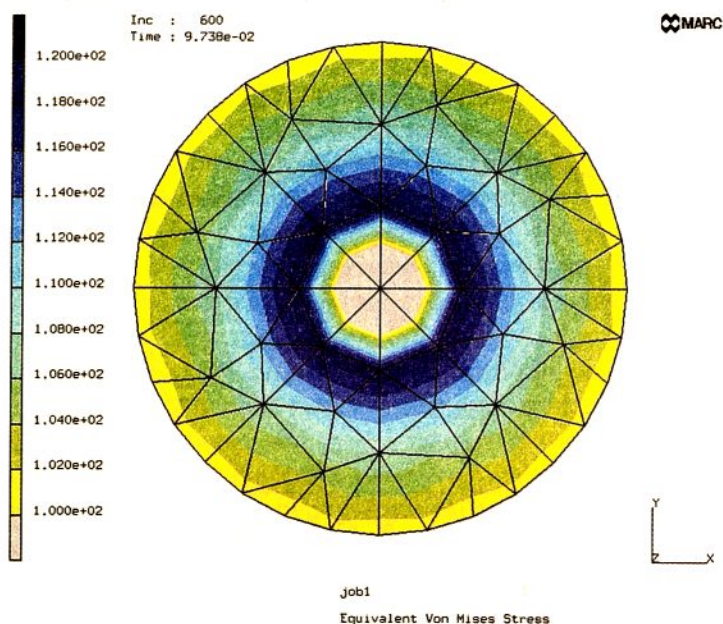
Rys. 8.1.1. Przebiegi momentu skręcającego w funkcji odkształcenia dla brązu krzemowego CuSi_{5,2}, w temperaturze 873 K przy $\dot{\epsilon} = 0,01 \text{ s}^{-1}$: 1 – wyznaczony w próbie skręcania, 2 – obliczony MES przy użyciu krzywej naprężenie uplastyczniające – odkształcenie wyznaczonej nową metodą, 3 – uzyskany MES przy użyciu krzywej naprężenie uplastyczniające – odkształcenie wyznaczonej metodą konwencjonalną

Fig. 8.1.1 Torque as a function of strain for CuSi_{5,2} silicon bronze at 873 K and $\dot{\epsilon} = 0.01 \text{ s}^{-1}$: 1 – determined in torsion test, 2 – calculated by FEM for stress–strain relation obtained by new method, 3 – calculated by FEM for stress–strain relation obtained by conventional method

W przypadku zastosowania krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie wyznaczonych metodą tradycyjną otrzymuje się niższe wartości momentu skręcającego przed osiągnięciem maksimum i wyższe po jego przekroczeniu oraz przesunięcie maksimum momentu skręcającego w kierunku większych odkształceń w porównaniu do rzeczywistego przebiegu momentu skręcającego, np. dla brązu krzemowego CuSi_{5,2} odkształcanego w temperaturze 873 K z prędkością $0,01 \text{ s}^{-1}$ przesuni-

nięcie wynosi 0,1, co przy odkształceniu krytycznym wynoszącym 0,2 stanowi istotną różnicę.

Rozkład intensywności naprężeń w przekroju poprzecznym skręcającej próbki (rys.8.1.2) potwierdza fakt, że różnice w przebiegach momentu skręcającego wyznaczone tymi dwoma metodami są spowodowane tym, że metoda tradycyjna nie uwzględnia możliwości wystąpienia osłabienia w warstwach zewnętrznych próbki przy jednoczesnym umacnianiu się warstw wewnętrznych. Wówczas o wartości momentu skręcającego w istotnym stopniu decydują naprężenia pochodzące od warstw wewnętrznych. W takim przypadku zastosowanie nowej metody pozwala wyznaczyć naprężenie uplastyczniające z większą dokładnością.



Rys. 8.1.2. Rozkład intensywności naprężeń w przekroju poprzecznym skręcającej próbki, przy osłabieniu zachodzącym w warstwach zewnętrznych

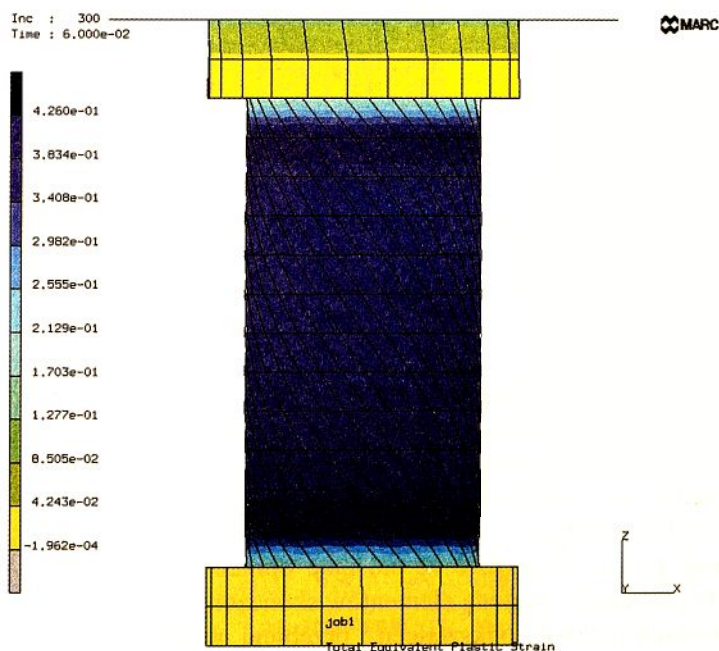
Fig. 8.1.2. Effective flow stress distribution in cross section of the sample subjected to torsion at its softening in outer layer

8.2. Zastosowanie opracowanych równań konstytutywnych do analizy próby skręcania metodą elementów skończonych

Opracowane modele materiałów zostały zastosowane do analizy próby skręcania metodą elementów skończonych przy użyciu programu MARC. Wyznaczano zarówno

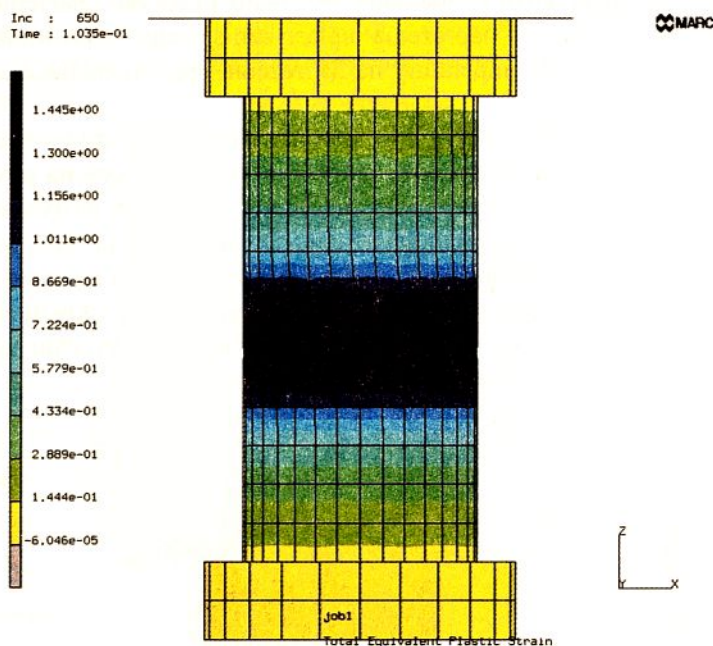
przebiegi momentów skręcających jak i rozkłady odkształceń na powierzchni bocznej skręcanych próbek. Wyznaczone przebiegi momentów jak i rozkłady odkształceń porównywano z odpowiednimi wynikami uzyskanymi w rzeczywistych procesach skręcania. Rozkłady odkształceń w procesach rzeczywistych wyznaczano na podstawie deformacji siatki naniesionej na powierzchnię boczną skręcanych próbek. Ponieważ proces skręcania modelowano w szerokim zakresie prędkości odkształcania, to dla dużych prędkości, kiedy przyrost temperatury wywołany pracą odkształcenia plastycznego istotnie wpływa na poziom naprężenia uplastyczniającego, wprowadzono parametr określający wpływ zmiany temperatury na naprężenie uplastyczniające opisany równaniem (4.2.16).

Na podstawie jakościowej i ilościowej oceny można stwierdzić bardzo dużą zgodność przebiegów momentów skręcających jak i odkształceń na powierzchni próbek w procesie modelowym i rzeczywistym. W procesie rzeczywistym uzyskiwano na ogół jednorodne odkształcenia na długości części pomiarowej próbek. Jedynie w kilku przypadkach dla dużych odkształceń, poprzedzających zniszczenie próbek, zaobserwowano lokalizację odkształceń w środkowej ich części, lecz określenie stopnia niejednorodności odkształceń ze względu na deformację powierzchni próbek dla tak dużych odkształceń, było niemożliwe.



Rys. 8.2.1. Rozkład intensywności odkształceń na powierzchni próbki z CuAl8,1Fe2,9 skręcanej w temperaturze 973 K z prędkością kątową 46,5 rad/s po czasie 0,06 s otrzymany z MES
Fig. 8.2.1. Effective strain distribution on the surface of CuAl8,1Fe2,9 specimen subjected to torsion at 973K with angular velocity of 46.5 rad/s after 0.06 s determined by FEM

W modelowaniu matematycznym uzyskano w większości przypadków również jednorodny rozkład odkształceń na długości próbek (rys.8.2.1), oprócz kilku przypadków lokalizacji odkształceń przy stosowaniu największych prędkości odkształcania (rys. 8.2.2). Mogło to być spowodowane zmianami temperatury wywołanymi pracą odkształcania plastycznego oraz przyjęciem do modelowania matematycznego przybliżonych wartości współczynników generowania i przepływu ciepła.



Rys. 8.2.2. Rozkład intensywności odkształceń na powierzchni próbki z $\text{CuSi}_{4,6}$ skręcanej w temperaturze 973 K z prędkością kątową 46,5 rad/s po czasie 0,1035 s otrzymany z MES
Fig. 8.2.2. Effective strain distribution on the surface of $\text{CuSi}_{4,6}$ specimen subjected to torsion at 973 K with angular velocity of 46.5 rad/s after 0.1035 s determined by FEM

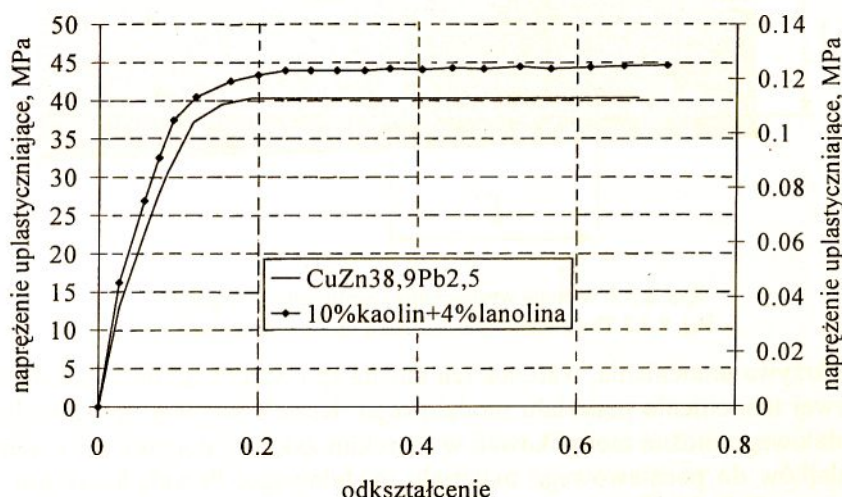
Obecnie brakuje pełniejszych informacji o współczynnikach promieniowania, przewodzenia i konwekcji dla różnych sposobów kształtowania plastycznego, z uwzględnieniem warunków przemysłowych. Takie informacje są konieczne do poprawnej analizy stanu naprężenia, odkształcenia, struktury i właściwości materiałów w procesach kształtowania plastycznego.

Reasumując można stwierdzić że stosując opracowane równania konstytutywne stopów miedzi, uzyskano, metodą elementów skończonych, bardzo zbliżone do procesów rzeczywistych rozkłady odkształceń i przebiegi momentu skręcającego w procesie skręcania.

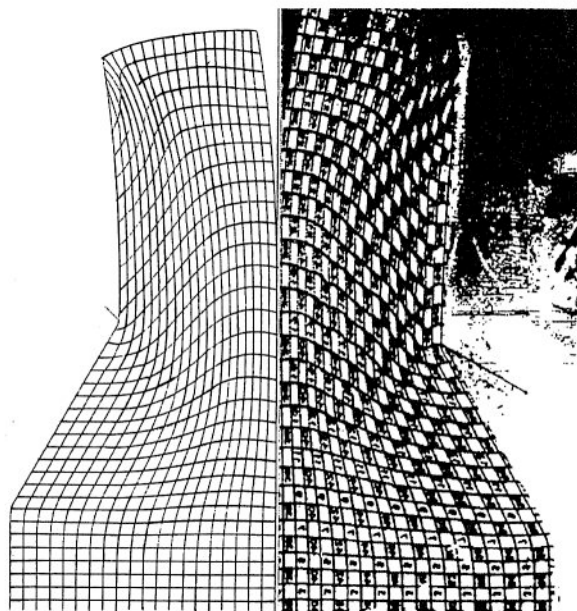
8.3. Zastosowanie modelowania matematycznego i fizycznego do analizy procesu wyciskania

Przeprowadzono analizę porównawczą procesu wyciskania w płaskim stanie odkształcenia za pomocą matematycznego i fizycznego modelowania. Modelowanie matematyczne wykonano przy użyciu programu DEFORM-2D. Krzywe naprężenie uplastyczniające–odkształcenie zostały wyznaczone z opracowanych modeli materiału i wprowadzone do programu. Współczynnik tarcia określono w próbie pierścieniowej, wynosił on $m = 0,11$. Takie warunki tarcia występowały prawdopodobnie dla małych i średnich redukcji przekroju. Dla bardzo dużych redukcji i znacznie większych nacisków rzeczywiste warunki tarcia mogą odbiegać od warunków w próbie pierścieniowej.

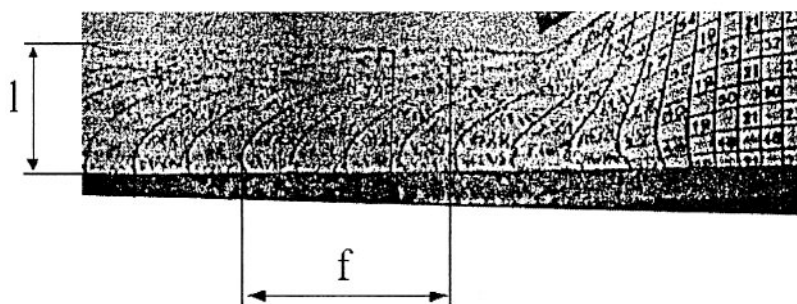
Do modelowania fizycznego zastosowano materiał modelowy, który spełniał sprężyste, plastyczne i termiczne podobieństwo do wybranego stopu miedzi i warunków odkształcania. Dzięki temu otrzymane wyniki, po odpowiednich przeliczeniach, można było traktować jako wyniki z eksperymentu rzeczywistego. Najważniejszym warunkiem podobieństwa, który musiał być spełniony, aby można było traktować pole odkształceń z fizycznego modelowania jako pole odkształceń w rzeczywistym procesie, było podobieństwo właściwości plastycznych. Można założyć, że warunek ten jest spełniony, gdy materiał modelowy zachowuje się podczas odkształcania tak samo jak materiał rzeczywisty. Ponieważ o zachowaniu się materiału podczas odkształcania



Rys. 8.3.1. Krzywe umocnienia dla mosiądzu CuZn38,9Pb2,5 i materiału modelowego
 Fig. 8.3.1. The flow stress–strain curves for CuZn38,9Pb2,5 brass and model material



Rys. 8.3.2. Porównanie odkształconych siatek dla modelowania fizycznego i matematycznego
Fig. 8.3.2. The comparison of grids obtained by physical and mathematical modelling



Rys. 8.3.3. Metoda wyznaczania współczynnika $Wg = fl/l$
Fig. 8.3.3 The method of calculation of $Wg = fl/l$ parameter

decyduje krzywa umocnienia, warunek ten można sprowadzić do dobrania odpowiedniej krzywej umocnienia materiału modelowego. Kształt krzywej umocnienia materiału modelowego można modyfikować w szerokim zakresie poprzez stosowanie różnych dodatków do podstawowego materiału modelowego. Przykładowo, aby zamodelować stop CuZn38,9Pb2,5 w temperaturze 823 K przy prędkości odkształcania $0,01 \text{ s}^{-1}$, zastosowano mieszaninę złożoną z następujących składników: 82% handlowego wosku filia, 10% kaolinu, 4% lanoliny oraz 2% FeO jako barwnika. Krzywe umocnienia dla obu materiałów przedstawiono na rysunku 8.3.1, ich kształty są bardzo podobne.

Jak wynika z rysunku 8.3.2 uzyskano bardzo duże podobieństwo odkształconych siatek uzyskanych w fizycznym i matematycznym modelowaniu. Jako próbę oceny ilościowej zgodności siatek przyjęto współczynnik W_g określający stosunek różnicy przemieszczeń linii siatki początkowo prostopadłej do osi próbki do jej początkowej długości (rys 8.3.3). Analiza tego współczynnika wykazała również dużą zgodność wyników uzyskanych w modelowaniu fizycznym i matematycznym przy użyciu opracowanych równań konstytutywnych. Przeprowadzone próby wykazały, że zastosowanie opracowanych modeli materiału do analizy procesu wyciskania pozwala uzyskać poprawne wyniki.

9. Podsumowanie i wnioski

W monografii przedstawiono stan zagadnienia dotyczący modelowania zachowania się materiałów podczas odkształcania plastycznego. Było to punktem wyjścia do postawienia tezy, że jeżeli uwzględniona zostanie ewolucja stanu wewnętrznego materiału, związana z procesami umocnienia i osłabienia zachodzącymi podczas odkształcania i w czasie przerw w odkształcaniu, to istnieje możliwość zbudowania, dla wybranych stopów miedzi, modeli opisujących naprężenie uplastyczniające i wielkość ziaren w zmiennych, w szerokim zakresie, warunkach odkształcania. Udowodnienie tezy wymagało wykonania bardzo szerokich badań doświadczalnych i analitycznych. Do badań wybrano dwa gatunki mosiądzów oraz po trzy gatunki brązu aluminium i krzemowego. Skład chemiczny i sposób oznaczenia badanych materiałów podano w tabeli 4.1.1. Badania przeprowadzono dla dużych odkształceń plastycznych, zmieniając temperaturę i prędkość odkształcania oraz uwzględniając przerwy czasowe w procesie odkształcania i zmiany prędkości i temperatury odkształcania w trakcie procesu. Otrzymane w badaniach zależności naprężenie uplastyczniające–odkształcenie podzielono na trzy rodzaje A, B i C. Uzależniono je od temperatury i prędkości odkształcania, a także od składu chemicznego badanych stopów oraz powiązano je z określonymi zjawiskami zachodzącymi w odkształcanym materiale. Ustalone granice między obszarami, w których obserwuje się poszczególne rodzaje zależności, naniesiono na wykresy równowagi Cu–Si, Cu–Zn i Cu–Al. Znajomość położenia tych obszarów na tle wykresów równowagi pozwala na poprawne uwzględnienie w modelach opisujących naprężenie uplastyczniające i rozmiary ziaren zjawisk decydujących o ich przebiegu.

Na podstawie badań zbudowano modele opisujące naprężenie uplastyczniające oraz rozmiary ziaren wybranych stopów miedzi, uwzględniające zjawiska fizyczne, jakie zachodzą w materiale podczas jego odkształcania oraz w czasie przerw w odkształcaniu. W modelu opisującym naprężenie uplastyczniające przyjęto, że niezależnie, czy przyczyną osłabienia materiału jest rekrytalizacja dynamiczna czy też lokalizacja odkształceń w pasmach ścinania, to w materiale, w którym zachodzi osłabienie istnieją obszary ulegające zarówno umocnieniu, jak i osłabieniu. Jeżeli znamy udziały tych obszarów, to naprężenie uplastyczniające całego materiału można określić jako sumę naprężeń uplastyczniających pochodzących od poszczególnych obszarów istniejących w materiale.

Opracowana kompleksowa metodyka wyznaczenia modelu opisującego naprężenie uplastyczniające oraz rozmiary ziaren wybranych stopów miedzi obejmuje:

- Metodę wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania uwzględniając: umocnienie i osłabienie materiału zachodzące podczas odkształcania, nierównomierność odkształceń oraz zmiany temperatury (rozdz. 4.2.2).

- Weryfikację nowej metody wyznaczania naprężenia uplastyczniającego metodą elementów skończonych na podstawie analizy procesu skręcania (rozdz. 8.1).

- Metodę oraz program do obliczania stałych w równaniu Garafalo (2.2.4) zastosowanym do opisu charakterystycznych poziomów naprężenia uplastyczniającego, tj. naprężenia nasycenia σ_{ps} , maksymalnej wartości naprężenia σ_{pp} oraz naprężenia ustalonego płynięcia plastycznego σ_{ps} (rozdz. 6.6).

- Metody badania kinetyki procesów osłabienia zachodzących podczas i po odkształceniu (rozdz. 6.4).

- Koncepcję opisu zmian rozmiarów ziaren wywołanych zarówno pojedynczymi procesami rekrytalizacji statycznej, dynamicznej czy postdynamicznej, jak i procesami sekwencyjnymi (rozdz. 7).

- Program komputerowy do wyznaczania przebiegów naprężenia uplastyczniającego według opracowanego modelu fenomenologicznego. Umożliwia on implementację modelu do metody elementów skończonych oraz zastosowanie procedur optymalizujących przy opracowywaniu technologii obróbki plastycznej, zarówno ze względu na zmniejszenie energochłonności procesu, jak i na uzyskiwanie wyrobów o określonych właściwościach (rozdz. 6).

- Sprawdzenie poprawności i zastosowanie opracowanych modeli (rozdz. 6 i 8).

Opracowane modele, opisujące naprężenie uplastyczniające oraz ewolucję wielkości ziaren wybranych stopów miedzi, oparto na następujących założeniach:

- ♦ Dla każdego materiału wyznacza się krzywe podstawowe materiału w określonej temperaturze i dla określonej prędkości odkształcania, które następnie modyfikuje się przez uwzględnienie procesów osłabienia, otrzymując ostatecznie krzywe naprężenie uplastyczniające–odkształcenie dla różnych warunków odkształcania obejmujących: temperaturę, prędkość odkształcania, zmiany prędkości odkształcania oraz przerwy czasowe w procesie odkształcania.

- ♦ Krzywe podstawowe, do momentu osiągnięcia stanu nasycenia, przedstawiają monotonicznie rosnące funkcje naprężenia uplastyczniającego. W niższych temperaturach krzywe te nie osiągają stanu nasycenia, wcześniej bowiem następuje zniszczenie materiału. Krzywe podstawowe opisano równaniem (6.2.2).

- ♦ Krzywe podstawowe opisano w funkcji charakterystycznych poziomów naprężenia uplastyczniającego i odkształcenia.

- ♦ Charakterystyczne poziomy naprężenia uplastyczniającego opisano równaniem Garafalo.

- ♦ Charakterystyczne wartości odkształceń uzależniono od parametru Zenera–Hollomona.

- ♦ Przebiegi naprężenia uplastyczniającego materiału w funkcji parametrów odkształcania rozłożone zostały na procesy umocnienia i osłabienia. Umocnienie, opisane równaniem (6.2.2), zachodzi w każdej temperaturze, osłabienie obserwuje się w wyższych temperaturach. Wyróżniono osłabienie zachodzące podczas odkształcania, określone jako osłabienie dynamiczne i zachodzące podczas przerw w procesie odkształcania bądź po zakończonym procesie odkształcania, określone jako statyczne (rozdz. 6.3).

♦ Kinetykę osłabienia wywołanego procesami dynamicznymi określano z krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie (rozdz. 6.4).

♦ Kinetykę osłabienia wywołanego procesami statycznymi określano na podstawie przebiegu relaksacji naprężenia (rozdz. 6.4).

♦ W opracowanym modelu efekt nakładania się odkształceń w następujących po sobie operacjach, wskutek niezakończenia w przerwie między nimi procesów osłabienia, nie wymaga wprowadzania dodatkowych zależności na tzw. odkształcenie przeniesione.

♦ Zmianę naprężenia uplastyczniającego przy zmianie prędkości czy temperatury odkształcania uzyskano, wprowadzając funkcję $P_{\dot{\epsilon}, T}$ i ewolucję naprężenia uplastyczniającego, zachodzącą po zmianie warunków odkształcania związaną ze zmianą struktury materiału (rozdz. 6.5).

Zaletami opracowanego modelu są:

- kompleksowe ujęcie procesów umacniania i osłabiania, przez odpowiednie uwzględnienie kinetyk osłabienia odkształcanego materiału.
- możliwość stosowania go do dużych odkształceń plastycznych w szerokim zakresie warunków odkształcania (prędkość odkształcania zmieniana od 0,01 do 6,7 s⁻¹ i temperatura od 293 do 1073 K),
- możliwość uzyskiwania przebiegów uwzględniających wpływ przerw czasowych podczas odkształcania,
- możliwość uwzględniania historii prędkości odkształcania.

Przeprowadzone badania pozwoliły na sformułowanie następujących wniosków:

1. Znajomość ewolucji stanu wewnętrznego materiału, związana z procesami umocnienia i osłabienia zachodzącymi podczas odkształcania i w czasie przerw w odkształcaniu, daje możliwość zbudowania dla wybranych stopów miedzi modeli opisujących naprężenie uplastyczniające i wielkość ziaren w zmiennych w szerokim zakresie warunkach odkształcania.

2. Poprawne wyznaczenie naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania wymaga uwzględnienia niejednorodnego rozkładu odkształceń, prędkości odkształcania i naprężenia uplastyczniającego w przekroju poprzecznym próbki. Opracowana nowa metoda przeliczania momentu skręcającego na naprężenie uplastyczniające uwzględnia możliwość wystąpienia osłabienia materiału. Skręcanie z prędkościami odkształcania większymi od 1 s⁻¹ wymaga także uwzględnienia zmiany naprężenia uplastyczniającego wywołanej wzrostem temperatury próbki, spowodowanym zamianą pracy odkształcania plastycznego na ciepło. Ponieważ badane stopy miedzi charakteryzują się dużymi wartościami współczynników przewodzenia ciepła, uzyskano niemal równomierny rozkład temperatury w próbkach. Korektę naprężenia próbek odkształcanych z prędkościami 6,7 s⁻¹ wykonano metodą opisaną w rozdziale 4.2.3. Modelowanie przepływu ciepła za pomocą programu MARC wykazało, że ciepło z próbki jest

przede wszystkim odprowadzane do uchwytów, w mniejszym natomiast stopniu przez konwekcję i promieniowanie do otoczenia.

3. Nierównomierność odkształceń wzdłuż promienia skręcanej próbki znajduje swoje odbicie w niejednorodności struktury próbek. Zmiany struktury w otoczeniu osi próbki są znacznie mniejsze niż w obszarach zewnętrznych. Częstym przypadkiem jest uzyskiwanie struktury o wydłużonych ziarnach, zorientowanych wzdłuż linii śrubowej powstałej w wyniku skręcania próbek.

4. Przebieg naprężenia uplastyczniającego w funkcji odkształcenia dla badanych stopów miedzi sklasyfikowano zgodnie z rys. 2.1.1, wyróżniając trzy podstawowe rodzaje zależności typu A, B i C. Powiązano je z określonymi zjawiskami zachodzącymi w odkształcanym materiale i uzależniono od temperatury i prędkości odkształcania, a także od składu chemicznego badanych stopów i naniesiono je na wykresy równowagi układów: miedź–cynk (rys. 5.7.1), miedź–aluminium (rys. 5.7.2) i miedź–krzem (rys. 5.7.3). Znajomość położenia tych obszarów na tle wykresów równowagi pozwala na poprawne uwzględnienie w modelach opisujących naprężenie uplastyczniające i rozmiary ziaren zjawisk decydujących o ich przebiegu.

5. Dla mosiądzów i brązów aluminiowych zmniejszenie wartości naprężenia uplastyczniającego, po osiągnięciu odkształcenia krytycznego, może być spowodowane lokalizacją odkształcenia, pękaniem i intensywnym zdrowieniem, a nie rekrytalizacją. Charakterystyczną cechą, pozwalającą na odróżnienie krzywych naprężenie uplastyczniające–odkształcenie typu C z lokalizacją odkształceń i pękaniem od krzywych z udziałem rekrytalizacji dynamicznej, jest nieco odmienny ich przebieg. Otóż te ostatnie krzywe charakteryzują się punktem przegięcia, podczas gdy krzywe bez rekrytalizacji dynamicznej takiego punktu nie mają.

6. Badane stopy miedzi są materiałami czułymi na historię odkształcania. Nagła zmiana prędkości odkształcania nie powoduje osiągnięcia poziomu naprężenia uplastyczniającego, jaki mają one przy odkształcaniu ich od samego początku procesu ze zmienioną prędkością odkształcania (rys. 6.5.1). Reakcja materiału na zmianę prędkości odkształcania wywołana jest właściwościami lepkimi oraz ewolucją naprężenia uplastyczniającego materiału spowodowaną zmianą struktury, przystosowującej się do nowych warunków odkształcania. Oddziaływanie właściwości lepkich na naprężenie uplastyczniające towarzyszy bezpośrednio zmianom prędkości odkształcania, natomiast zmiana struktury zachodzi z pewnym opóźnieniem w stosunku do zmiany prędkości odkształcania.

7. Badane stopy miedzi charakteryzują się różną czułością na prędkość odkształcania. Największą czułością charakteryzuje się brąz aluminiowy $\text{CuAl}_{10,3}\text{Fe}_{2,8}\text{Mn}_2$. Nieco mniejszą czułość ma mosiądz $\text{CuZn}_{38,9}\text{Pb}_{2,5}$. Pozostałe brązy aluminiowe i mosiądz $\text{CuZn}_{35,3}$ mają jeszcze mniejszą czułość. Najmniejszą czułością charakteryzują się brązy krzemowe. Z pojawieniem się w strukturze brązów aluminiowych i mosiądzów fazy β czułość na prędkość odkształcania wyraźnie zwiększa się. Podobnie oddziałuje pojawienie się w brązach krzemowych fazy κ , lecz efekt ten nie jest tak wyraźny.

8. Odształcenia graniczne mosiądzów, brązów aluminiowych i krzemowych zależą w bardzo dużym stopniu od składu chemicznego stopu oraz od procesów zachodzących w nich podczas odształcania. Złożone przebiegi odształceń granicznych w funkcji parametrów odształcania uniemożliwiają opisanie ich jedną uniwersalną funkcją. Mosiądze oraz brązy aluminiowe o strukturze fazy β wykazują bardzo duże odształcenia graniczne. Brąz aluminiowy $\text{CuAl}_{10,3}\text{Fe}_{2,8}\text{Mn}_2$ o takiej strukturze charakteryzuje się właściwościami nadplastycznymi, co można tłumaczyć jego dużą czułością na prędkość odształcania. Brązy aluminiowe wykazują pewną anomalię zależności odształceń granicznych od temperatury, przejawiającą się wzrostem tych odształceń w temperaturach nieznacznie niższych od temperatury rozpadu eutektydalnego fazy β , co jest związane z bardzo dużym rozdrobnieniem ziaren.

9. Badania strukturalne nie pozwalają w próbie skręcania na jednoznaczne wyznaczenie kinetyki osłabienia, gdyż trudno jest odróżnić obszar, w którym nastąpiło osłabienie od obszaru umocnionego, szczególnie w przypadku gdy w materiale zachodzą przemiany fazowe. Dlatego opracowano metody wyznaczania kinetyki osłabienia dynamicznego na podstawie analizy przebiegu krzywych naprężenie uplastyczniające–odształcenie z osłabieniem wywołanym procesami dynamicznymi (rozdz. 6.4) oraz kinetyki osłabienia statycznego zgodnie z przebiegiem relaksacji naprężenia (rozdz. 6.4). Kinetyki osłabienia zostały użyte do wyznaczenia udziałów obszarów ulegających umocnieniu i osłabieniu w modelu opisującym naprężenie uplastyczniające i do opisu rozmiarów ziaren w procesach sekwencyjnych (rozdz. 7).

10. Przedstawiona w rozdziale 6.6 metoda wyznaczania współczynników w równaniu Garafalo umożliwiła opisanie charakterystycznych poziomów naprężenia uplastyczniającego z większą dokładnością niż z zastosowaniem tradycyjnych metod wyznaczania tych współczynników. Wykonane badania wykazały także, że dla niektórych stopów miedzi funkcja $H(\alpha)$, oznaczająca minimum funkcji $F(Q, A, n, \alpha)$, ma niemal w całym założonym zakresie $\alpha \in \{\alpha_{\min}, \alpha_{\max}\}$ stałą wartość, co znacznie ułatwia stosowanie równania Garafalo.

11. Opracowane modele konstytutywne opisują poprawnie naprężenie uplastyczniające i rozmiary ziaren wybranych stopów miedzi w zakresie dużych odształceń plastycznych i różnych warunków odształcania. Warunki te ujmują zarówno stałe, jak i zmienne podczas odształcania prędkości i temperatury odształcania oraz przerwy czasowe w procesie odształcania. Ponadto zastosowanie otrzymanych modeli przebiegów naprężenia uplastyczniającego do analizy próby skręcania metodą elementów skończonych umożliwia uzyskanie rozkładów odształceń i przebiegów momentu skręcającego odpowiadających procesom rzeczywistym.

12. Opracowane modele mogą być użyte do projektowania procesów kształtowania plastycznego badanych materiałów. Pozwalają one nie tylko na prawidłowy dobór maszyn do przeróbki plastycznej materiałów, ale także na przewidywanie zjawisk strukturalnych zachodzących podczas odształcania, a tym samym właściwości materiałów po zakończonym procesie przeróbki plastycznej.

Literatura

- [1] ABSON D. J., JONAS J. J., *Substructure strengthening in zirconium and zirconium-tin alloys*, J. Nucl. Mater., 42, 1972, 73–85.
- [2] ADAMCZYK J., BARTON J., *Wpływ temperatury i szybkości odkształcania plastycznego na gorąco na strukturę i naprężenie płynięcia stali 00H18N10 z azotem*, Hutnik, 44, 1977, 390–397.
- [3] ADAMCZYK J., DOBRZAŃSKI L., *Obróbka cieplno-mechaniczna stali o strukturze martenzytycznej*, Hutnik, 43, 1976, 553–564.
- [4] ALBERTINI C., ELEICHE A. M., MOMTAGNANI M., *Constitutive equation of AISI 316 at a high rate of strain*. W Mechanical properties and high rate of strain, Inst.Phys. Conf. Ser. 70, wyd. J. Harding, 1984, 177–178.
- [5] ALDEN T. H., *Theory of mobile dislocation density: Application to the deformation of 304 stainless steel*, Metall. Trans. 18A, 1987, 51–62.
- [6] ALDER J. F., PHILLIPS K. A., *The effect of strain-rate and temperature on the resistance of aluminium, copper and steel to compression*, J. Inst. Metals, 83, 1954, 80–88.
- [7] ANAND L., *Constitutive equations for the rate-dependent deformation of metals at elevated temperatures*, Trans. of ASME, 104, 1982, 12–17.
- [8] ARAMAKI M., HIGASHIDA K., ONODERA R., *Influence of carbon content on superplastic behavior in Ti- and B-added Cr-Mo steels*, Metallurg. and Mater. Trans., 30A, 1999, 1185–1191.
- [9] ARMSTRONG R., PETCH N. J., *The plastic deformation of polycrystalline aggregates*, Phil. Mag., 7, 1962, 45.
- [10] BAER J., WACHOWIAK A., *Zmiany w strukturze stali 40H wyżarzanej sferoidyzująco po odkształcaniu na ciepło*, Mat. Konf. Plast'94, Wisła 1994, 119–124.
- [11] BARRACLOUGH D. R., SELLARS C. M., *Static recrystallization and restoration after hot deformation of type 304 stainless steel*, Metals Science, 1979, 257–267.
- [12] BARRACLOUGH D.R., WHITTAKER H. J., NAIR K. D., SELLARS C. M., *Effect of specimen geometry on hot torsion test results for solid and tubular specimens*, J. Test. Eval., 1, 1973, 220
- [13] BASIŃSKI Z. S., JACKSON P. J., *Instability of the work hardened state II, Slip in „alien” dislocation distribution*, Phys. Status Solidi, 10, 1965, 45–56.
- [14] BELL J. F., KHAN A. S., *Finite plastic strain in annealed copper during non-proportional loading*, Int. J. Solids Structures, 16, 1980, 683–693.
- [15] BERNSTEJN M.L., ZAJMOWSKI W.A., *Struktura i własności mechaniczne metali*, WNT, Warszawa 1973.
- [16] BEYON J. H., SELLARS C. M., *Modelling of microstructure and its effect during multipass hot rolling*, ISIJ Int., 32, 1992, 359–367.
- [17] BILLINGTON E. W., *Non-linear mechanical response of various metals*, J. Appl. Phys., 11, 1978, 459–471.
- [18] BLICHARSKI M., *Zmiany struktury i tekstury tytanu podczas odkształcania i rekrytalizacji*, Zesz. Nauk. Pol. Śląskiej. Hutnictwo, Z.19, 1979, 207–237.
- [19] BLICHARSKI M., *Zdrowienie i rekrytalizacja*, Hutnik, 47, 1980, 1–24/A.
- [20] BLICHARSKI M., GORCZYCA S., *Rekrytalizacja z udziałem drugiej fazy*, Śląsk, Katowice, 1980.
- [21] BŁAŻ L., KORBEL A., *Effect of multipeak dynamic recrystallization on structure of deformed and annealed copper*, Mater. Sci. and Technol. 5, 1989, 1186–1190.

- [22] BŁAŻ L., PAWEŁEK A., *Analiza charakterystyk wysokotemperaturowego odkształcania metali*, Zeszyty Naukowe AGH, Metalurgia i Odlewnictwo, 7, 1981, 3–14.
- [23] BŁAŻ L., *Rekrystalizacja dynamiczna, Analiza wysokotemperaturowego odkształcania metali, stopów w świetle badań mechanicznych i strukturalnych*, Zeszyty Naukowe AGH, Kraków, 1988, 1–115.
- [24] BOCHNIAK W., *Microstructure of Lüders band in Cu-Sn2 alloys*, Scr. Metall.: 23, 1989, 519–522.
- [25] BOCHNIAK W., *Strain localization and superplastic-like flow in copper at high temperature*, Mater. Sci. And Eng. A190, 1995, 81–86.
- [26] BOCHNIAK W., KORBEL A., *The effect of change of the deformation path at high temperature in polycrystalline metals*, Strength of Metals, 1994, Eds. Oikawa et al., 579–582.
- [27] BROVMAN M. J., GALKIN A. M., *Teorija i tehnologija deformacii metallov*, M., Metallurgija, nr 145, 1982, 83–86.
- [28] BROWN S., WLASSICH J., *Application of invariant set theory to dynamic recrystallization constitutive behaviour*, Metall. Trans., 23A, 1992, 2091–2103.
- [29] BZOWSKI S., GORCZYCA S., *Kinetyka przemian homogenicznych w roztworach stałych o sieci regularnej*, Prace Komisji Metalurgiczno-Odlewniczej. Metalurgia, 29, 1981, 33–77.
- [30] CAHN J. W., *The kinetics of grain boundary nucleated reactions*, Acta Metall., 4, 1956, 449–450.
- [31] CANOVA G. R., KOCKS U. F., TOME C. N., JONAS J. J., *The yield surface of textured polycrystals*, J. Mech. Phys. Solids, 33, 1985, 371–397.
- [32] CARTER C. B., RAY I. L. F., *On the stacking-fault energies of copper alloys*, Phil. Mag., 35, 1977, 189–200.
- [33] CEPEDA L. E., RODRIQUEZ-IBABE J. M., URCOLA J. J., FUENTES M., *Influence of dynamic recrystallization on hot ductility of aluminium killed steel*, Mater. Sci. and Technol., 5, 1989, 1191–1199.
- [34] CHEN S. R., KOCKS U. F., *On the strain-rate dependence of dynamic recrystallization in copper polycrystals*, Scripta Metall. et Mat., 27, 1992, 1587–1592.
- [35] CHO J. R., YANG D. Y., *Three-dimensional finite element simulation of connecting rod forging using a new remeshing scheme*, Eng. Comp., 15, 1998, 777–803.
- [36] CHO J. R., BAE W.B., HWANG W. J., HARTLEY P., *A study on the hot deformation behaviour and dynamic recrystallization of Al–5% Mg alloy*, Proc. of Int. Conf. on Advances in Mat. and Process. Technol., AMPT'99, 1, 199, 123–131.
- [37] CHOQUET P., FABREQUE P., GIUSTI J., CHAMONT B., PEZANT J. N., BLANCHET F., *Modelling of forces structure and final properties during the rolling process on the hot strip mill*, Proc. Symp. Mathematical Modelling of Hot Rolling of Steel, Hamilton, 1990, 34–43.
- [38] CHOQUET P., LE BON A., PEDRIX C., *Mathematical model for prediction of austenite and ferrite microstructure in hot rolling processes*, Proc. 7th Conf. Strength of Metals and Alloys, Montreal, 1985, 1025–1030.
- [39] CHOQUET P., LE BON A., ROSSARD C., PEDRIX C., JOANNES G., *The hot torsion testing at IRSID, Application to the simulation and modelling of hot forming processes*, THERMEC, wyd. IRSID, Tokyo, 1988, 1–8.
- [40] CINGARA A., GERMAIN L. ST., McQUEEN H. J., *Comparison of calculated and experimental flow curves for C and HSLA steels*, Proc. Microstructure and properties of HSLA steels, wyd. A. J. DeArdo, The Minerals, Metals and Materials Society, 1988, 91–104.
- [41] CINGARA A., McQUEEN H. J., *New formula for calculating flow curves from high temperature constitutive data for 300 austenitic steels*, J. Mat. Proc. Technol., 36, 1992, 31–42.
- [42] CONSIDÈRE A., *Memoire sur l'emploi du fer et de l'acier dans les construction*, Annales de ponts et chaussees, 9, 1885, 574–575.
- [43] COTNER J. R., McG TEGART W. J., *High temperature deformation of aluminium-magnesium alloys at high strain rate*, J. Inst. Metals, 97, 1969, 73–79.

- [44] COUJOU A., *Deformation in situ d'un alliage a base energie de faute d'empilment*, Acta Met., 31, 1983, 1505–1515.
- [45] DJAIC R. A. P., JONAS J. J., *Static recrystallization of austenite between intervals of hot working*, J. Iron and Steel Inst., 1972, 256–261.
- [46] DJAIC R. A. P., JONAS J. J., *Recrystallization of high carbon steel between intervals of high temperature deformation*, Metallurgical Trans., 4, 1973, 621–624.
- [47] DOLLAR M., GORCZYCA S., *Umocnienie roztworów stałych*, Prace Komisji Metalurgiczno-Odlewniczej, Metalurgia, 29, 1981, 7–32.
- [48] DOLTSINIS I. ST., LUGINSLAND J., DOHMEN P. M., SOUZA M. M., KOPP R., *Coupled thermal-mechanical simulation of three-dimensional hot rolling*, Proc. 4th Aachener Stahlkolloquium, Aachen, 1988, 5.3.1–5.3.14.
- [49] DUFFY J. The J. D., *Campbell memorial lecture Testing techniques and material behaviour at high rates of strain*, Proc. of Second Conf. on the Mech. Propert. of Mat. at High Rates of Strain, The Institute of Physics Conference Series, Oxford, No. 47, 1979, 1–15.
- [50] DZIADON A., ŁATKOWSKI A., *Wpływ wielkości ziarna oraz temperatury odkształcania na naprężenie uplastyczniające tytanu alfa*, Rudy i Metale Nieżelazne, 21, 1976, 205–209.
- [51] EL-DANAF E., KALIDINI R. K., DOHERTY R. D., *Influence of grain size and stacking-fault energy on deformation twinning in FCC metals*, Metallurg. and Mater. Trans., 30A, 1999, 1223–1233.
- [52] ESTRIN Y., MECKING H., *A unified phenomenological description of work hardening and creep based on one parameter models*, Acta Met. 29, 1984, 57–70.
- [53] FANG X. F., DAHL W., *Microstructure and strain hardening of steels*, Key. Eng. Mater. 97–98, 1994, 329–334.
- [54] FIVEL M., TABOUROT L., RAUCH E., CANOWA G., *Identification through mesoscopic simulations of macroscopic parameters of physically based constitutive equations for the plastic behaviour of fcc single crystals*, J. Phys. IV France, 8, 1998, Pr8–151–Pr8–158.
- [55] FOLLANSBEE P. S., KOCKS U. F., *A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable*, Acta Metall., 36, 1988, 81–93.
- [56] FROST H. J., ASHBY M. F., *Deformation-mechanism maps*, Pergamon, 1982.
- [57] FUNKE P., PREISER H., *Plotting flow curves from hot torsion tests*, Archiv f. Eisenhüttenwesen, 44, 1973, 363–368.
- [58] GABRYSZEWSKI Z., GRONOSTAJSKI J., *Mechanika procesów kształtowania plastycznego*, PWN, Warszawa, 1991.
- [59] GAŁKIN A. M., *Badania plastometryczne metali i stopów*, Wyd. Pol. Częstochowska, 1990.
- [60] GAŁKIN A. M., NOWAKOWSKI A., *Wpływ prędkości odkształcania na charakter krzywych płynięcia metali i stopów*, Rudy i Met. Nieżelazne, 36, 1991, 1723.
- [61] GARAFALO F., *An empirical relation defining the stress dependence of minimum creep rate in metals*, Trans. AIME, 227, 1963, s. 351–355.
- [62] GARDNER K.J., GRIMES R., *Recrystallization during hot deformation of aluminium alloys*, Met. Sci., 13, 1979, 216–222.
- [63] GAVRUS A., MASSONI E., *Finite element simulatiuon of visco-plastic behaviour*, Metal Forming Center, Sophia Antipolis, 1995.
- [64] GHOSH A. K., RAJ R., *A model for evolution of grain size distribution during superplastic deformation*, Acta Met., 34, 1986, 447–456.
- [65] GILMAN J. J., *Progress in the microdynamical theory of plasticity*, Proc. of the 5th U. S. National Congress of Applied Mechanics, 1966, 385–403.
- [66] GLADMAN T. McIVOR I. D., PICKERING F. B., *Some aspect of the structure-property relationship in high-carbon ferrite-pearlite steels*, J. Iron Steel Inst., Dec., 1972, 916–930.
- [67] GLOVER G., SELLARS C. M., *Static recrystallization after hot deformation of α -iron*, Metall. Trans. 3, 1972, 2271–2280.

- [68] GLOVER G., SELLARS C. M., *Recovery and recrystallization during high temperature deformation of α -iron*, Metallurg. Trans., 4, 1973, 765–775.
- [69] GŁOWACKI M., *Thermo-mechanical model of rolling of shapes in 4-roll grooves*, Met. I Odlew., 16, 1990, 541–562.
- [70] GŁOWACKI M., *Simulation of rail rolling using the generalized plane-strain finite-element approach*, J. Mater. Process. Technol., 62, 1996, 229–234.
- [71] GŁOWACKI M., *Application of an experimentally updated generalized plane strain FEM model to rolling of bimetals*, Metall. And Foundry Eng., 23, 1997, 493–503.
- [72] GŁOWACKI M., *Termomechaniczno-mikrostrukturalny model walcowania w wykrojach kształtowych*, Rozprawy-Monografie, AGH Uczelniane Wyd. N-D, Kraków, 1998, 178.
- [73] GŁOWACKI M., KUZIĄK R., MALINOWSKI Z., PIETRZYK M., *Modelling of heat transfer, plastic flow and microstructural evolution during shape rolling*, J. Mater. Proc. Technol., 53, 1995, 159–166.
- [74] GŁOWACKI M., DYJA H., LESIK L. N., *Finite element simulation and experimental analysis of rolling of bimetallic rods*, Proc 5th Int. Conf. On Numerical Methods in Industrial Forming Processes-NUMIFORM'95, Ithaca, 1995. W: Simulation of materials processing: Theory, Methods and Applications, wyd. Shan-Fu Shen i P. R. Dawson, Balkema, 1995, 915–920.
- [75] GŁOWACKI M., PIETRZYK M., *Experimental substantiation of rigid plastic finite element modelling three-dimensional forming processes*, J. Mech. Work. Technol., 19, 1989, 295–303.
- [76] GORCZYCA S., *La recrystallization de l'austénite dans un acier de construction soumis à la déformation plastique à chaud*, Memoires Sci. Rev. Metallurg., LVII, nr 2, 1960, 153–158.
- [77] GRABIANOWSKI A., KLOCH J., *Numerical determination of the parameters of Krupkowski's function for a torsion taking into consideration the strain hardening ranges*, J. Mat. Sci., 18, 1983, 1323–1330.
- [78] GRAEBER A., POEHLANDT K., *A new approach to the torsion test for determining flow curves*, Annals of the CIRP, 38, 1989, 223–226.
- [79] GRONOSTAJSKI J., NAKONIECZNY L., *Comment on the properties-structure-deformation relationship for carbon steel*, J. Mech. Work. Technol., 7, 1983, 285–292.
- [80] GRONOSTAJSKI J., PULIT E. i ZIEMBA H., *Recovery and recrystallization of Cu after hot deformation*, Metals Science, 17, 1983, 348–352.
- [81] GRONOSTAJSKI Z., *Badania i modele zmian naprężenia uplastyczniającego brązów krzemowych i miedzi*, Praca doktorska, Politechnika Wrocławska, 1994, 1–143.
- [82] GRONOSTAJSKI Z., *Modelowanie charakterystycznych poziomów naprężenia uplastyczniającego brązów krzemowych przy pomocy EBU*, Mater. Międz. Konf. Rozwój Metod i Zastosowań Badań Plastometrycznych, Plast'94, Wisła, 1994, 143–148.
- [83] GRONOSTAJSKI Z., *Selected models describing flow stress in conditions of plastic working processes*, Proc. of 14th Int. Sc. Conf. Advanced Materials and Technologies, Zakopane 1995, 141–148.
- [84] GRONOSTAJSKI Z., *Model opisujący charakterystyczne wartości naprężenia uplastyczniającego i odkształcenia brązów krzemowych*, Rudy i Metale Nieżelazne, 40, 1995, 148–152.
- [85] GRONOSTAJSKI Z., *Modelling of flow stress of copper silicon alloys*, Proc. of Int. Conf. on Advances in Materials and Processing Technologies, AMPT'95, Dublin, 1995, 765–774.
- [86] GRONOSTAJSKI Z., *Model matematyczny opisujący krzywe umocnienia brązów krzemowych*, Obróbka Plastyczna, 6, 1995, 5–15.
- [87] GRONOSTAJSKI Z., MISIOŁEK Z., *Model describing flow stress by means of structural processes and internal state of materials*, Archiv of Metallurgy, 40, 1995, 399–418.
- [88] GRONOSTAJSKI Z., *Krzywe umocnienia brązów krzemowych*, Rudy i Metale Nieżelazne, 40, 1995, 348–355.
- [89] GRONOSTAJSKI Z., *Model describing the flow stress of silicon bronzes below critical strain*, Proc. of 4th Int. Scien. Conf. AMME'95, Gliwice, Wisła 29 November to 1 December 1995, 129–132.

- [90] GRONOSTAJSKI Z., *Model opisujący zachowanie się materiałów przy statycznych i dynamicznych zmianach prędkości odkształcania*, Mat. II Konf. Nauk „Komputerowe wspomaganie prac inżynierskich” Szklarska Poręba, 1995, 169–178.
- [91] GRONOSTAJSKI Z., *Odształcenia graniczne brązów krzemowych*, Rudy i Metale Nieżelazne, nr 7, 1996, 317–321.
- [92] GRONOSTAJSKI Z., *Constitutive model of silicon bronzes for finite element analysis*, Proc. of the 4th Int. Conf. „Sheet Metal 1996”, Twente, 1996, 229–238.
- [93] GRONOSTAJSKI Z., *Development of constitutive equations of copper-silicon alloys*, J. of Mat. Proc. Techn., 60, 1996, 621–627.
- [94] GRONOSTAJSKI Z., *Model opisujący charakterystyczne wartości odkształceń mosiądzu M63 w zależności od temperatury i prędkości odkształcania*, Obróbka Plastyczna Metali, 2, 1996, 5–10.
- [95] GRONOSTAJSKI Z., *Model opisujący charakterystyczne wartości naprężenia uplastyczniającego mosiądzu M63 i miedzi M1E*, Mat. Międzynarodowej Konferencji „Plastyczność Materiałów. Plast’96”, Ustroń, 1996, 23–28.
- [96] GRONOSTAJSKI Z., MISIOŁEK Z., *Constitutive equations of silicon bronzes*, J. of Mat. Proc. Techn., 62, 1996, 133–139.
- [97] GRONOSTAJSKI Z., *Model opisujący charakterystyczne wartości naprężenia uplastyczniającego i odkształcenia miedzi M1E i mosiądzu M63 w zależności od temperatury i prędkości odkształcania*, II Konferencja Stopy Miedzi, Szklarska Poręba, 1996, 65–72.
- [98] GRONOSTAJSKI Z., *Model describing the characteristic values of flow stress and strain of brass M63 and aluminium bronze BA93*, 5th Int. Sc. Conf. Achievements in Mechanical and Materials Engineering, Wista, 1996, 131–134.
- [99] GRONOSTAJSKI Z., *Model describing the characteristic values of flow stress and strain of brass M63 as a function of temperature and strain rate*, Archive of Metall., 41, 1996, 487–499.
- [100] GRONOSTAJSKI Z., *Model describing the flow stress of silicon bronzes below critical strain*, J. of Mat. Proc. Techn., 64, 1997, 157–168.
- [101] GRONOSTAJSKI Z., *Flow stress function in metal forming processes*, Proc of Int. Conf. Challenges to Civil and Mechanical Engineering in 2000 and Beyond, Wrocław, 2–5, czerwiec, 1997, 451–460.
- [102] GRONOSTAJSKI Z., *Constitutive equations applied in sheet metal forming processes*, Proc. of Int. Conf. on Advances in Materials and Processing Technologies, AMPT’97, Guimarães, Portugal, 1997, 919–925.
- [103] GRONOSTAJSKI Z., *Równania konstytutywne stosowane w warunkach obróbki plastycznej na zimno blach*, Obróbka Plastyczna, 8, 1997, 19–23.
- [104] GRONOSTAJSKI Z., *Wyznaczanie naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania z uwzględnieniem osłabienia materiału*, Mat. Konferencji Projekty Badawcze z Zakresu Przeróbki Plastycznej, Metaloznawstwa i Technologii Spiekowych, Szklarska Poręba, 1997, 51–55.
- [105] GRONOSTAJSKI Z., *Application of Garafalo model for description of flow stress of bronzes M63 and MO58*, Inżynieria Materiałowa, 19, 1998, 677–680.
- [106] GRONOSTAJSKI Z., *Model describing the characteristic values of flow stress and strain of brass M63 and aluminium bronze BA93*, J. of Mat. Proc. Techn., 78, 1998, 84–89.
- [107] GRONOSTAJSKI Z., *Modele opisujące zachowanie się stopów miedzi w zakresie dużych odkształceń plastycznych*, Materiały Sem. Projektów Badań Finansowanych przez KBN w 1998 r., Radom, 1998, 255–259.
- [108] GRONOSTAJSKI Z., *Analiza wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania*, Rudy i Metale Nieżelazne, 44, 1999, 236–242.
- [109] GRONOSTAJSKI Z., Tobota A., *Doskonalenie modeli opisujących zachowanie się materiału w osiowo-symetrycznym stanie odkształcania*, Raport ITMiA PWr serii SPR nr 31/96, Wrocław, 1996, 1–42.
- [110] GROSMAN F., *Niejednorodność odkształcania na długości skręcanej próbki*, Obróbka Plastyczna Metali, 15, 1976, 203–206.

- [111] GROSMA F., *Problemy doboru funkcji naprężenia uplastyczniającego do programów komputerowej symulacji procesów przeróbki plastycznej*, Mat. Międz. Konf. PLAST'96, Ustron, 1996, 11–16.
- [112] GROSMA F., *Application of flow stress function in programmes for computer simulation of plastic working processes*, J. Mat. Proc. Technol., 64, 1997, 169–180.
- [113] GROSMA F., HADASI E., *Niejednorodność odkształceń na długości skręcającej próbki*, Materiały Seminarium nt. Zastosowanie badań plastometrycznych, Częstochowa, 1981.
- [114] GROSMA F., HADASI E., *Problems of application of the technological plasticity description of metals in computer programmes for analysis and design of mechanical working processes*, Arch. of Metall. 39, 1994, 263–276.
- [115] GROSMA F., HADASI E., SAJDA C., *Rozszerzenie możliwości badawczych krajowych plastometrów skrętnych*, Inż. Mater., 15, 1994, 77–80.
- [116] GROSMA F., HADASI E., SOBAŃSKI A., *Rzów metodyki i zastosowań plastometrycznej próby skręcania*, Inżynieria Materiałowa, 1, 1985, 20–25.
- [117] GUERTLER W., GUERTLER M., ANASTASIDIAS E., *A compendium of constitutional ternary diagrams of metallic systems*, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1969, 611.
- [118] HABRAKEN A. M., CHARLES J. F., WEGRIA J., CESCOTTO S., *Dynamic recrystallization during zinc rolling*, Int. J. of Forming Proc., 1, 1998, 53–73.
- [119] HADASI E., *Analiza procesów przeróbki plastycznej stopów tytanu na podstawie badań plastometrycznych*, Praca doktorska, Pol. Śląska 1979.
- [120] HADASI B., BORUTA J., PLOCH A., SCHINDLER I., *Opis plastyczności jako element bazy danych materiałowych*, Mat.Konf. Plast'94, Wisła 1994, 55–60.
- [121] HAJDUK M., KONVIČNY J., *Tvařitelnost oceli za tepla*, Vsetin, 1978, 98.
- [122] HAJDUK M., ZIDEK M., ELFMARK J., KOPEC S., *Urceni strednich hodnot prirodzenych deformacnich odporu zakladnich druhu oceli po valcovani za tepla*, Hutnické Listy, nr 27, 1972, 567–571.
- [123] HART E.W., *A phenomenological theory for plastic deformation of polycrystalline metals*, Acta Met., 18, 1970, 599–610.
- [124] HART E.W., SOLOMON H. D., *Load relaxation studies of polycrystalline high purity aluminium*, Acta Met., 21, 1973, 295–307.
- [125] HART E.W., *Constitutive relation for the nonelastic deformation of metals*, J. Eng. Mat. Tech., 98, 1976, 193–202.
- [126] HART E. W., *Micromechanical basis for constitutive equations with internal state variables*, Trans. of ASME, 106, 1984, 322–325.
- [127] HART E.W., LI Y., YMADA H., WIRE G.L., *Constitutive equations in plasticity*, A.S. Argon, ed. MIT PRESS, 1975, 149–197.
- [128] HARTLEY C.S., GARDE A., CHUNG H.M., KASSNER T.F., *Microstructure-based constitutive relation for dilute alloys of α -zirconium*, Zirconium in the nuclear industry, ASM STP, 681, 1979, 342–352.
- [129] HARTLEY C. S., SRINIVASAN R., *Constitutive equations for large plastic deformation of metals*, Trans. of the ASME, 105, 1983, 162–167.
- [130] HARTLEY K. A., DUFFY J., *Strain rate and temperature history effects during deformation of fcc and bcc metals* w Mechanical properties and high rate of strain, Inst.Phys. Conf. Ser. 70, wyd. J. Harding, 1984, 21–30.
- [131] HATHERLY M., MALIN A. S., *Deformation of copper and low stacking-fault energy, copper base alloys*, Met. Technol., 6, 1979, 308–319.
- [132] HENSEL A., SPITTEL T., *Kraft- und Arbeitsbedarf bildsomer Formgebungs-Verfahren*, VEB D. Verlag f. Grundstoffindustrie, Leipzig, 1978.
- [133] HERNANDEZ C. A., MEDINA S. F. RUIZ J., *Modelling austenite flow curves in low alloy and microalloyed steels*, Acta Mater., 44, 1996, 155–163.
- [134] HILL R., *The mathematical theory of plasticity*, Oxford U. P., 1950.

- [135] HODGSON P. D., *Mathematical modelling of recrystallization process during hot rolling of steels*, University of Queensland, 1993.
- [136] HODGSON P. D., BROWNE K. M., COLLINS D. C., PHAM T. T., GIBBS R. K., *A mathematical model to simulate the thermomechanical processing of steel*, Proc. 3rd Int. Symp. Quenching and Carburising, Melbourne, 1990, 139–159.
- [137] HODGSON P. D., GIBBS R. K., *A mathematical model to predict the mechanical properties of hot rolled C-Mn and microalloyed steels*, ISIJ Int., 32, 1992, 1329–1338.
- [138] HOLLOMON J. H., *Tensile deformation*, Trans. AIME, 162, 1945, 268–290.
- [139] HONEYCOMBE R. W. K., PETHEN R. W., *Dynamic recrystallization*, J. LESS-Common Metals, 28, 1972, 201–212.
- [140] HORNE G. T., MEHL R. F., *Mobilities in diffusion in alpha brass*, J. Met., 7, 1955, 88–99.
- [141] HOWIE A., SWANN P. R., *Direct measurement of stacking fault energies from observations of dislocation nodes*, Phil. Mag., 6 1961, 1215–1226.
- [142] HUML P., ZONGHAI D., WEI Y., *New model of flow stress under cold-forming conditions*, Annals CIRP, 46, 1997, 163–166.
- [143] JASIEŃSKI Z., WIERZBIŃSKI S., *Wpływ wielkości ziarna i prędkości odkształcania na właściwości miedzi i aluminium*, Rudy i Metale Nieżelazne, 17, 1972, 509–513.
- [144] JEONG C. Y., NAM S. W., GINSZTLER J., *Stress dependence on stress relaxation creep rate during tensile holding under creep fatigue interaction in 1Cr-Mo-V steel*, J. of Mat. Science, 34, 1999, 2513–2517.
- [145] JIN Q., *Thermal plastic constitutive relation and its application in forging simulation*. W: Simulation of materials processing: theory, methods and applications, wyd. Huétink i Baaijens, Balkema, Rotterdam, 1998, 257–262.
- [146] JIN Q., WU X., *A numerical simulation of dynamic recrystallization process*. W: Advanced in engineering plasticity and its application, wyd. Xu B., Int. Acad. Pub., 1994, 213–219.
- [147] JOHNSON W., MELLOR P. B., *Engineering plasticity*, Van Nostrand Reinhold Company, London 1973.
- [148] JONAS J. J., *Modelling the length changes that take place during torsion testing*, Int. J. Mech. Sci., 35, 1993, 1065–1077.
- [149] JONAS J. J., SAKAI T., *Deformation, processing and structure*, G. Krauss, ASM, Metals Park, OH, 1984, 185.
- [150] JONAS J. J., SELLARS C. M., McG. TEGART W. J., *Strength and structure under hot working conditions*, Met. Rev., 14, 1969, 130–135.
- [151] KARHAUSEN K., KOPP R., *Model for integrated process and microstructure simulation in hot forming*, Steel Research, 63, 1992, 247–256.
- [152] KARHAUSEN K., KOPP R., *Application of FEM and elementary theory of plasticity to prediction of microstructure in hot rolling*, 1st Int. Conf. Modelling of Metal Rolling Processes, Imperial College, London, 1993, 66–79.
- [153] KĘDZIERSKI Z., KAWALA R., PACKO M., SKOŁYSZEWSKI A., KUSIAK H., PIETRZYK M., *Evolution of the microstructure in the processes of hot compression and drawing-rolling*, ISIJ Int., 36, 1996, 1199–1207.
- [154] KĘDZIERSKI Z., PIETRZYK M., *Finite element modelling of kinetics of static recrystallization in real hot rolling conditions*, Metall Foundry Eng., 18, 1992, 47–58.
- [155] KLİBER J., SCHINDLER I., KUBIŃSKI W., KUŹMIŃSKI Z., *Bestimmung des Grenzumformgrades mit dem Torsionversuch*, Steel Research, 60, 1989, 503–508.
- [156] KOCKS U. F., *Constitutive relation for slip*. W: Constitutive equations in plasticity, wyd. A. S. Aragon, The MIT Press, Cambridge, 1975, 81–115.
- [157] KOCKS U. F., *Laws for work-hardening and low-temperature creep*, Trans. of ASME, 98, 1976, 76–85.
- [158] KORBEL A., *A real nature of shear bands-platons*, Archives of Metallurgy, 21, 1986, 33–41.

- [159] KORBEL A., *The mechanism of strain localization in metals*, Archives of Metallurgy, 35, 1990, 177–203.
- [160] KORBEL A., *Perspectives of the control of mechanical performance of metals during forming operations*, J. of Mat. Proc. Technol., 34, 1992, 41–50.
- [161] KORBEL A., *Structural and mechanical aspects of homogeneous and non-homogeneous deformation in solids*. W: Localization and fracture phenomena in inelastic solids, wyd. P. Perzyna, Springer, Wien, 1998, 21–98.
- [162] KORBEL A., BŁAŻ L., DYBIEC H., GRZYIECKI J., ZASADZIŃSKI J., *Structure and behaviour of copper and brass during plastic deformation*, Metas Technol., October, 1979, 391–397.
- [163] KORBEL A., BOCHNIAK W., BŁAŻ L., EMBURY J. D., *Instability of plastic flow and dynamic recrystallization in Cu single crystals*, Metal Science, 18, 1984, 216–222.
- [164] KORBEL A., BOCHNIAK W., *Structured based design of metal forming operations*, J. Mater. Proc. Technol., 53, 1995, 229–237.
- [165] KORBEL A., BOCHNIAK W., *Method of plastic forming of materials*, US Patent No. 5, 737,959, 1998.
- [166] KORBEL A., CIURA E., *The mechanical instability of the metal substructure in thermodynamically stable and unstable phases*, IUTAM Symposium on Micromechanics of Plasticity and Damage of Multiphases Materials, 1996, Kluwer Ac. Publ., 107–114.
- [167] KORBEL A., SZCZERBA M., *Strain softening and instability of plastic flow in Cu-Al. single crystals*, Archives of Metallurgy, 31, 1986, 43–53.
- [168] KORBEL A., SZCZERBA M., *Self-induced change of deformation path in Cu-Al. single-crystals*, Rev. Phys. Appl., 23, 1988, 706–710.
- [169] KORCZAK P., DYJA H., *Numerical analysis of influence non-symmetrical rolling on final microstructure of steel*, Proc. of Int. Conf. on Advances in Mat. and Process. Technol., AMPT'99, 1, 199, 301–307.
- [170] KOVÁCS I., NAGY E., *Plastic properties of polycrystalline FCC metals*, Phys. Stat. Sol., 8, 1964, 795–803.
- [171] KOVAČEVIČR., FUNKE P., *Determination of yield strength in hot torsion test*, Stahl u. Eisen, 98, 1978, 1077–1081.
- [172] KOWALCZYK J., WUSATOWSKI R., *Charakterystyczne wartości odkształcania stali konstrukcyjnych przy przeróbce plastycznej na półgorąco*, Mat. Konf. Plast'94, Wisła 1994, 107–112.
- [173] KRUPKOWSKI A., Ann. Acad. Pol. Sci. Techn., 7, 1946, 113.
- [174] KUSIAK J., KAWALLA R., PIETRZYK M., PIRCHER H., *Inverse analysis applied to the evaluation of material parameters in the history dependent flow stress equation in hot forming of metals*, J. Mat. Proc. Technol., 60, 1996, 455–461.
- [175] KUZIAK R., PIETRZYK M., *Zastosowanie nowoczesnych metod modelowania matematycznego do optymalizacji procesu walcowania blach na gorąco*, Mat. Konferencji Walcowanie i Przetwórstwo Blach i Taśm, Poraj k. Częstochowy, 1995, 27–43.
- [176] KUZIAK R., GŁOWACKI M., PIETRZYK M., *Modelling of plastic flow, heat transfer and microstructural evolution during rolling of eutectoid steel rods*, J. Mater. Proc. Technol., 60, 1996, 589–596.
- [177] KWAK W. J., LEE K. J., KWON O. J., HWANG S. M., *Prediction of recrystallization behaviours in hot forging by the finite element method*, J. Korean Society for Technology of Plasticity, 5, 1996, 305–319.
- [178] LACOMBE P., BEAUJARD L., *The application of etch figures on pure aluminium (99.99) to the study of some micrographic problems*, J. Inst. Metals, 74, 1947, 1–16.
- [179] LAHOTI G. D., ALTAN T., *Prediction of temperature distributions in axisymmetric compression and torsion*, J. Eng. Mater. Technol., April, 1975, 113–120.
- [180] LEE D., ZAVERL F., Jr., *A generalized strain rate dependent constitutive equation for anisotropic metals*, Acta Met., 26, 1978, 1771–1780.

- [181] LIČKA S., Hutnické Listy, nr 3, 1984, 161–165.
- [182] LIN M. R., WAGONER R. H., *Effect of temperature, strain and strain rate on the tensile flow stress of steel and stainless steel type 310*, Scr. Metall., 20, 1986, 143–148.
- [183] LOPEZ B., URCOLA J. J., *Hot deformation characteristics of Inconel.*, Mat. Science and Technol. 12, 1996, 673–678.
- [184] LUBAHN J. D., *Derivation of stress, strain, temperature, strain-rate relation for plastic deformation*, J. Appl. Mech., 14, 1947, 67. 3
- [185] LUDWIK P., *Elemente der technologischen Mechanik*, Springer, Berlin, 1909, 32.
- [186] LUKAC P., BALIK J., JANECEK M., *Dynamic recovery in Cu-9Ni alloy at low temperatures*, Key Eng. Mater. 97, 1998, 307–322.
- [187] LUTON M. J., *Hot torsion testing*, W: Workability Testing Techniques, 1993, 95.
- [188] LUTON M. J., SELLARS C. M., *Dynamic recrystallization in nickel and nickel-iron alloys during high temperature deformation*, Acta Metall., 17, 1969, 1033–1043..
- [189] MAJTA J., KUZIĄK R., PIETRZYK M., KRZTON H., *Use of computer simulation to predict mechanical properties of C-Mn steel, after thermomechanical processing*, J. Mat. Proc. Technol., 60, 1996, 581–588.
- [190] MAJTA J., LENARD J. G., PIETRZYK M., *A study of the effect of the thermomechanical history on the mechanical properties of a high niobium steel*, Mat. Sci. and Eng., 208A, 1996, 249–259.
- [191] MAJTA J., PIETRZYK M., *Zastosowanie programu Elrol do przewidywania własności wyrobów po walcowaniu na gorąco*, Mat. Konf. Zastosowanie komputerów w zakładach przetwórstwa metali, Koninki 1996, 71–77.
- [192] MALINOWSKI Z., KUSIAK J., PIETRZYK M., *Application of the inverse techniques to the experimental tests*, Proc. 4th Int. Symp. Application of Mathematical Methods and Computing in Geology, Mining and Metallurgy, Kraków, 2, 1995, 43–52.
- [193] MALVERN L. E., *The propagation of longitudinal waves of plastic deformation in a bar of material exhibiting a strain-rate effect*, J. Appl. Mech. Trans. ASME, 18, 1951, 203–208.
- [194] MALVERN L. E., *Experimental studies of strain rate effects and plastic wave propagation in annealed aluminium*, Coll. Behaviour of Materials under Dynamic Loading, wyd. Amer. Soc. Mech. Engrs., Chicago, 1965, 81–90.
- [195] MARCINIAK Z., KONIECZNY A., *Analysis of multi-stage deformation within the warm-forming temperature range*, Annals of the CIRP, 29, 1980, 185–188.
- [196] MARCINIAK Z., KONIECZNY A., *Modelling the variation of the yield stress within the temperature range typical for cold and warm metal forming*, J. Mech. Work. Technol., 15, 1987, 15–37.
- [197] McQUEEN H. J., *The production and utility of recovered dislocation structures*, Metals Trans., 8A, 1977, 807–824.
- [198] McQUEEN H. J., BERGERSON S., *Dynamic recrystallization of copper during hot torsion*, Met. Sci. J., 6, 1972, 25–29.
- [199] McQUEEN H. J., EVANGELISTA E., BOWLES J., CRAWFORD G., *Hot deformation and dynamic recrystallization of Al.-5Mg-0,8Mn alloy*, Mat. Sci. 18, 1984, 395–402.
- [200] McQUEEN H. J., HOCKETT J. E., *Microstructure of aluminium compressed at various rates and temperatures*, Met. Trans., 1, 1970, 2997–3004.
- [201] McQUEEN H. J., JONAS J. J., *Treatise on Materials Science and Technology*, wyd. R. J. Arsenault, Academic Press, 6, 1975, 393.
- [202] McQUEEN H. J., JONAS J. J., *Recent advances in hot working: fundamental dynamic softening mechanisms*, J. Appl. Metalworking, 3, 1984, 233–241.
- [203] MECKING H., KOCKS U. F., *Kinetics of flow and strain hardening*, Acta Met., 29, 1981, 1865–1875.
- [204] MECKING H., NICKALS B., ZARUBOVA N., KOCKS U. F., *A „universal” temperature scale for plastic flow*, Acta metall., 34, 1986, 527–535.

- [205] MEHL R. F., *Rates of diffusion in solid alloys*, J., Appl. Phys., 8, 1937, 174–185.
- [206] MIGAUD B., *Simulation by hot torsion testing of hot strip mill rolling for low-carbon Nb-microalloyed steels*, Int. Conf. on Hot Working and Forming Processes, University of Sheffield, 1979, paper 9, 67–76..
- [207] MILLER A. K., *Constitutive equations*, Elsevier, Amsterdam 1985.
- [208] MONFORD R.H., BRAGARD A., *Modelisation and reduction of springback in sheet metal-forming*, Proc. of Working Group Meeting IDDRG, Amsterdam, 1985, 8.1–8.18.
- [209] MONHEILLET F., COHEN M., JONAS J. J., *Axially stresses and texture development during the torsion testing of Al., Cu and Fe*, Acta Metall. 32, 1984, 2077–2089.
- [210] MORRISON W. B., *Recrystallization of a low-carbon steel in austenite range*, J. of Iron and Steel Inst., 1972, 618–623.
- [211] NADAI A., *Theory of flow and fracture*, McGraw-Hill, New York 1950.
- [212] NAKANISHI K., *Development of the work-hardening rate equations for exact prediction of the flow curves at elevated temperatures*, Research report of the Faculty of Engineering, Kagoshima University, No 30, November, 1988, 13–32.
- [213] NIECHAJOWICZ A., TOBOTA A., *Własności stali konstrukcyjnych po obróbce na półgorąco*, Obróbka Plastyczna Metali, 6, 1995, 7–13.
- [214] NIECHAJOWICZ A., TOBOTA A., *Plastic deformation of steel at elevated temperature*. Mat. Mat. Międzynarodowej Konferencji „Challenges to Civil and Mechanical Engineering in 2000 and Beyond, Wrocław, 2, 1997, 295–304.
- [215] NIECHAJOWICZ A., TOBOTA A., NAKONIECZNY L., *Badania plastometryczne stali LH15*, Mechanik, nr 12, 1988, 577–579.
- [216] ORTNER B., STUEWE H. P., *Dynamische Recrystallisation*, Z. f. Metallk., 67, 1976, 672–677.
- [217] PALMA E. S., VOEHRINGER O., *Modelagem da tensão de escoamento de materiais metálicos em função da temperatura e velocidade de deformação*, J. of the Braz. Soc. Mechanical Sciences, 17, 1995, 77–88.
- [218] PAUL H., JASIEŃSKI Z., *Analysis of temperature dependence of the parameters of Bergström's equation with consideration given to the concept of the saturation stress in copper and brass*, Archives of Metallurgy, 35, 1990, 557–570.
- [219] PEŁCZYŃSKI T., *O krzywych umocnienia*, Obróbka Plast. Met., 14, 1975, 5–34.
- [220] PERZYNA P., *The constitutive equations for rate sensitive plastic materials*, Q. Appl. Math., 20, 1963, 321–332.
- [221] PERZYNA P., *The study of dynamic behavior of rate sensitive plastic materials*, Arch. Mech. Stosow., 15, 1963, 113–130.
- [222] PERZYNA P., SAWCZUK A., *Problems of theroplasticity*, Nuclear Eng. Design, 24, 1973, 1–6.
- [223] PETCH N. J., *The cleavage strength of polycrystals*, J. Iron and Steel Inst., 25, 1953, 174.
- [224] PETKOVIC R.A., LUTON M.J., JONAS J.J., *Recovery and recrystallization of carbon-steel between intervals of hot working*, Can. Met. Quart., 14, 1975, 137–145.
- [225] PETKOVIC R. A. LUTON M. J., JONAS J. J., *Grain size and high-temperature yield strength of polycrystalline copper*, Metal Science, October, 1979, 569–572.
- [226] PETKOVIC R. A., LUTON M. J., JONAS J. J., *Recovery and recrystallization of polycrystalline copper after hot working*, Acta Metall., 27, 1979, 1633–1648.
- [227] PEŁCHERSKI R.B., *Modelling of large plastic deformations based on the mechanism of micro-shears banding*, Arch. Mech., 44, 563–584.
- [228] PEŁCHERSKI R. B., *Opis deformacji plastycznej metali z efektami mikropasm ścinania*, Monografia, IPPT, Warszawa, 1998.
- [229] PIETRZYK M., *Thermo-mechanical finite element simulation of the tube sinking process*, Metal Working-Steel Research, 60, 1989, 459–463.
- [230] PIETRZYK M., *Finite element based model of structure development in the hot rolling process*, Metal Working, 61, 1990, 603–607.

- [231] PIETRZYK M., *Zastosowanie metody elementów skończonych do symulacji procesu spęczania*, Hutnik 58, 1991, 60–63.
- [232] PIETRZYK M., *Numerical simulation of strain hardening and recrystallization in the hot forming processes*, Proc. EUROMAT'93, Eds. R. Pichior i P. Costa, J. Physique IV, Paris, 3, 1993, 1163–1170.
- [233] PIETRZYK M., *Numerical aspect of the simulation of hot metal forming using internal variable method*, Metallurgy and Foundry Eng., 20, 1994, 429–439.
- [234] PIETRZYK M., *Propozycja modelu opisującego umocnienie metali w procesach plastycznej przeróbki na gorąco i uwzględniającego historię odkształcenia*, Mat. Międz. Konf. Plast'96. Ustroń, 1996, 1–10.
- [235] PIETRZYK M., DYJA H., *Simulation of metal flow and heat transfer during hot rolling of bi-metal plates*, Metal Working-Steel Research, 62, 1991, 248–254.
- [236] PIETRZYK M., HODGSON P.D., *Internal variable model applied to the prediction of grain size during thermomechanical processing of C-Mn steel*, Inżynieria Materiałowa. 19. 1998, 645–650.
- [237] PIETRZYK M., KUSIAK J., *Nowa wersja programu Comp-axi pozwalająca na automatyczne wyznaczanie krzywych umocnienia metali i stopów odkształcanych plastycznie na gorąco*. Mat. Konf. Zastosowanie komputerów w zakładach przetwórstwa metali. Koninki 1996, 49–54
- [238] PIETRZYK M., KUZIAK R., *Application of the internal variable approach to the simulation of microstructural phenomena in hot forming of eutectoid steel*, The 4th European Conference on Advanced Materials and Processes, Padua/Venice, 1995, 239–244.
- [239] PIETRZYK M., LENARD J. G., *A study of heat transfer during flat rolling*, Int. J. for Numerical Methods in Eng., 30, 1990, 1459–1469.
- [240] PIETRZYK M., LENARD J. G., *Finite element simulation during metal forming processes*, Proc. of Int. Heat Transfer Conf., Jerusalem, 1990.
- [241] PIETRZYK M., LENARD J. G., *The effect of the temperature rise of the roll on the simulation of the flat rolling process*, J. Mater. Proc. Technol., 22, 1990, 177–190.
- [242] PIETRZYK M., LENARD J. G., *Thermal-mechanical modelling of the flat rolling process*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1991.
- [243] PIETRZYK M., LENARD J. G., *Deformation heating during cold rolling of aluminium strips*, J. Eng. Mater. and Technol., 113, 1991, 69–74.
- [244] PIETRZYK M., GŁOWACKI M., LENARD J. G., *Numerical simulation of evolution of the microstructure in closed-die forging*, J. Mater. Proc. Technol., 42, 1994, 217–226.
- [245] PIETRZYK M., LENARD J. G., SOUSA A. C. M., *A study of temperature distribution in strips during cold rolling*, Int. J. Heat and Technol., 7, 1989, 12–25.
- [246] PIETRZYK M., ROUCOULES C., HODGSON P. D., *Dislocation model for work hardening and recrystallization applied to the finite-element simulation of hot forming*, Proc. NUMIFORM'95, Eds. S. F. Shen, P. R. Dawson, Ithaca, 1995, 315–320.
- [247] PIETRZYK M., KĘDZIELSKI Z., LENARD J. G., TAJIMA M., MAJTA J., *Multistage compression of microalloyed steels –FE simulation and measurement of grain size*, J. Mater. Process. Technol., 45, 1994, 509–514.
- [248] POEHLANDT K., TEKKAYA A. E., *Torsion test on solid and tubular specimens for testing the plastic behaviour of metals*, Arch. Eisenhüttenwes., 55, 1984, 149–158.
- [249] PUCHI E. S., *Constitutive equations for commercial-purity aluminium deformed under hot-working conditions*, J. Eng. Mater. And Technol., 117, 1995, 20–27.
- [250] PUCHI E. S., STAJA M. H., OJEDA A., MONTIEL J., MICHINAUX J., BARRUETA R., *A constitutive law for commercial purity aluminum deformed under axisymmetric compression conditions*. W: Constitutive laws: theory, experiments and numerical implementation, wyd. A. M. Rajendra i R. C. Batra, CIMNE, Barcelona, 1995, 98–109.

- [251] RAO K. P., PRASAD Y.K., HAWBOLT E., *Hot deformation studies on a low carbon steel, Part 1-flow curves and the constitutive relationship*, Proc. of Int. Conf. Advances in Materials and Processing Technologies, Dublin 1993, 1517–1527.
- [252] RAO K. P., PRASAD Y. K. D. V., HAWBOLT E. B., *Hot deformation studies on a low carbon steel: Part 2-an algorithm for the flow stress determination under varying process conditions*, Proc. of Int. Conf. Advances in Materials and Processing Technologies, Dublin 1993, 1529–1538.
- [253] RAO K.P., HAWBOLT E.B., *Development of constitutive relationships using compression testing of a medium carbon-steel*, Trans. of ASME, J. of Eng. Mat. and Tech., 114, 1992, 116–123.
- [254] RICHARDS P., SHEPPARD T., *Constitutive relationship and structural characteristics of two ferritic stainless steels deformed in torsion and rolling*, Mat. Sci. and Technol., 2, 1986, 841–846.
- [255] RICHERT J., GAŚIORCZYK J., *Metodyka optymalizacji warunków rozwoju struktury w wysokotemperaturowych procesach obróbki plastycznej*, Obróbka Plastyczna Metali, nr 5, 1997, 29–39.
- [256] ROBERTS W., AHLBLOM B., *A nucleation criterion for dynamic recrystallization during hot working*, Acta Metall., 26, 1978, 801–813.
- [257] ROBERTS W., BODEN B., AHLBLOM B., *Dynamic recrystallization kinetics*, Metal Science, 1979, 195–205.
- [258] ROBERTS W., SANDBERG A., SIWECKI T., WERLEFORS T., *Prediction of microstructure development during recrystallization hot rolling of Ti-V steels*, Proc. Int. Conf. on Technology and Appl. of HSLA Steels, Philadelphia, 1983, 67–84.
- [259] ROBBINS J. L., WAGENAAR H., SHEPARD O. C., SHERBY O. D., *Torsion testing as a means of assessing ductility at high temperatures*, J. of Materials, 2, 1967, 271–299.
- [260] ROSSARD C., *The microstructure and design of alloys*, Proc. of 3rd Int. Conf. on Strength of Metals and Alloys, Cambridge, 2, 1973, 175–203.
- [261] RYAN N. D., McQUEEN H. J., *Comparison of dynamic softening in 301, 304, 316 and 317 stainless steels*, High Temp. Technol., 8, 1990, 185–200.
- [262] RYAN N. D., McQUEEN H. J., *Flow stress, dynamic restoration, strain hardening and ductility in hot working of 316 steel*, J. Mat. Proc. Technol, 21, 1990, 177–199.
- [263] RYAN N. D., McQUEEN H. J., *Work hardening, strength and ductility in the hot working of 304 austenitic stainless steel*, High Temp. Technol., 8, 1990, 27–44.
- [264] SAH J. P., RICHARDSON G. J., SELLARS C. M., *Recrystallization during hot deformation of nickel*, J. Australian Inst. Metals, 14, 1969, 292–300.
- [265] SAH J. P., RICHARDSON G. J., SELLARS C. M., *Grain-size effects during dynamic recrystallization of nickel*, Metal Science, 8, 1974, 325–331.
- [266] SAKAI T., JONAS J. J., *Dynamic recrystallization: Mechanical and microstructural considerations*, Acta Metall., 32, 1984, 189–209.
- [267] SAKAI T., OHASHI M., CHIBA K., JONAS J. J., *Recovery and recrystallization of polycrystalline nickel after hot working*, Acta Metall., 36, 1988, 1781–1790.
- [268] SANDSTROM R., LANGEBOG R., *A model for static recrystallization after hot deformation*, Acta Met., 23, 1975, 481–488.
- [269] SANDSTROM R., LANGEBOG R., *A model for hot working occurring by recrystallization*, Acta Met., 23, 1975, 387–398.
- [270] SCHINDLER I., HADASIK E., *Description of deformation behaviour as a base metal forming processes design*, Proc. of Int. Conf. Challenges to Civil and Mech. Eng. in 2000 and Beyond, Wrocław, 3, 1997, 395–404.
- [271] SCHINDLER I., KLÍBER J., *Deformacni, rychlostni a napetove stavy u zkousky krutem*, Sborník Videckých Prací Vysoké Školy Báðské v Ostravi, 23, 1987, 201–215.
- [272] SCHINDLER I., BOŘUTA J., HADASIK E., *Computer prediction of hot deformation behavior of steels influenced by dynamic recrystallization*, Mat. Międz. Konf. PLAST'96, Ustroń, 1996, 83–88.

- [273] SCHINDLER I., KLİBER J., BOŘUTA J., *Predictive model for deformation resistance in rolling based on torsion parameters*, Mat. Sci. Technol., 4, 1988, 354–360.
- [274] SCHINDLER I., KLİBER J., BOŘUTA J., *Urcení deformacních odporů při velkých deformacích na základě výsledků křutových zkoušek za tepla*, Hutnické Listy, nr 7, 1985, 480–484.
- [275] SCHINDLER I., KLİBER J., BOŘUTA J., *Mathematical description of static recovery of type C-Mn-Mo-Nb-V microalloyed steel*, Mater. Technol., 62, 1991, 166–271.
- [276] SEEGER A., *The mechanism of glide and work hardening in face-centered cubic and hexagonal close-packed metals*, Dislocation and mechanical properties of crystals, Wiley, New York, wyd. J. C. Fisher, 1957, 243–320.
- [277] SEEGER A., *The mechanism of glide and work hardening in face-centered cubic and hexagonal close-packed metals*, W: Dislocation and mechanical properties of crystals, New York, wyd. J. Wiley, 1997, 243–329.
- [278] SELLARS C.M., *Rekrystalizacja dynamiczna*, Zeszyty Naukowe AHG, Metalurgia i Odlewnictwo, Z.3, 1979, 377–419.
- [279] SELLARS C. M., *The physical metallurgy of hot working*, Proc. Int. Conf. Hot Working and Forming Processes, wyd. C. M. Sellars, i G. J. Davies, The Metal Society, London, 1980, 3–15.
- [280] SELLARS C. M., *Modeling microstructural development during hot-rolling*, Mater. Sci. Technol., 6, 1990, 1072–1081.
- [281] SELLARS C. M., *Modelling-an interdisciplinary activity*, Proc. Symp. Mathematical Modelling of Hot Rolling of Steel, Edt. S. Yue, Hamilton, 1990, 1–18.
- [282] SELLARS C. M., *Role of computer modelling in thermomechanical processing*, Inżynieria Materiałowa, 19, 1998, 100–107
- [283] SELLARS C. M., McG. TEGART W. J., *Hot workability*, Int. Metallurg. Rev., 17, 1972, 1–24.
- [284] SELLARS C. M., WHITEMAN J. A., *Recrystallization and grain growth in hot rolling*, Metal Sci., 13, 1979, 187–194.
- [285] SEMIATIN S. L., JONAS J. J., *Formability and workability of metals, Plastic instability and flow localization*, wyd. ASM Metals Park, Ohio, 1984.
- [286] SEMIATIN S. L., HOLBROOK J. H., *Failure behaviour of 304L stainless-steel in torsion*, Met. Trans., nr 10, A, 1983, 2091–2099.
- [287] SEMIATIN S. L., LAHOTI G. D., *Deformation and unstable flow in hot torsion of Ti-6Al-2Sn-4Zr-2Mo-0,1Si*, Met. Trans., 12A, 1981, 1719–1728.
- [288] SENUMA T., YADA H., MATSUMURA Y., FUTUMARA T., *Structure of austenite of carbon-steels in high-speed hot-working processes*, Tetsu-to-Hagane, 70, 1984, 2112–2119.
- [289] SHEPARD W. M., *Plastic stress-strain relations*, Proc. of Inst. Mech. Engrs., 159, 1948, 95–114.
- [290] SHEPPARD T., WRIGHT D. S., *Determination of flow stress, Part 1 Constitutive equation for aluminium alloys at elevated temperatures*, Metals Technol., June, 1979, 215–223.
- [291] SHEPPARD T., WRIGHT D. S., *Determination of flow stress: Part 2 Constitutive equation for aluminium alloys at elevated temperatures*, Metals Technol., June, 1979, 224–229.
- [292] SHI H., McLAREN A. J., SELLARS C. M., SHAHANI R., BOLINGBROKE R., *Constitutive equations for high temperature flow stress of aluminium alloys*, Mat. Sci. And Technol., 13, 1997, 210–216.
- [293] SHRIVASTAVA S., JONASS J. J., CANOVA G., *Equivalent strain in large deformation torsion testing theoretical and practical consideration*, J. Mech. Phys. Solids, 30, 1982, 75–90.
- [294] SIL D., RAO J. G. i VARMA S. K., *Effect of strain rate on cell size refinement and strengthening in nickel and aluminium*, Metallurg. Trans., 23A, 1992, 3166–3169.
- [295] SIWECKI T., *Evolution of microstructure during recrystallization in hot rolling*, Proc. Conf. Microalloyed Vanadium Steels, Eds. M. Korczynsky, S. Gorczyca i M. Blicharski, Kraków–Krynica, 1990, 63–78.

- [296] SLAVIK D., SEHITOGLU H., *A constitutive model for high temperature loading, Part I- Experimentally based forms of the equations*, Thermal stress material deformation and thermo-mechanical fatigue, Pressure vessels and piping, 1987, 65–73.
- [297] SMITHELLS C. J., *Metals reference book*, wyd. Butterworths Sc. Publication, London, 1955.
- [298] SPITTEL M., SPITTEL T., *Ver-und Entfestigung bei Warmumformung*, Freiberg Forschungshefte, 1982, Heft B 235, 121.
- [299] SPITTEL T., SPITTEL M., TEICHERT H., *Umformeigenschaften von Aluminium und Aluminiumlegierungen*, Aluminium, 70, 1994, 68–75.
- [300] STUEWE H. P., *Die Flieskurven vielkristalliner Metalle und Ihre Anwendung in der Plastizitätsmechanik*, Z. Metallkde., 56, 9, 1965, 633–642.
- [301] STUEWE H. P., TURCK H., *Zur Messung Flieskurven im Torsionsversuch*, Z. Metallkde, 55, 1964, 699–703.
- [302] SWIFT H. W., *Length changes in metals under torsional overstrain*, Engineering, 163, 1947, 253–257.
- [303] SWIFT H.W., *Plastic instability under plane stress*, J. Mech. Phys. Solids, 1, 1952, 1–18.
- [304] SZCZERBA M., KORBEL A., *Strain softening and instability of plastic flow in Cu-Al. single crystals*, Archiwum Hutnictwa, 31, 1986, 43–55.
- [305] TABOUIROT L., FIVEL M., RAUCH E., *Generalised constitutive laws for f.c.c. single crystals*, Mater. Science and Eng. A, 234–236, 1997, 639–642.
- [306] TABOUIROT L., FIVEL M., RAUCH E., *Use of mesoscopic simulations to model the dislocation densities evolution law*, Proc. of 19th Rise Int. Symp. on Mater. Science, Modelling of Structure and Mechanics of Materials from Microscale to Product, eds. J. V. Carstensen at al., Rise National Laboratory, Roskilde, 1998, 511–516.
- [307] TABOUIROT L., FIVEL M. C., RAUCH E. F., *Physically based constitutive equations for f.c.c. single crystals*, Proc. of Int. Conf. Plasticity'99, Mexico, 1998, 1–4.
- [308] TEODOSIU C., RAPHANEL J. L., TABOUIROT L., *Finite element simulation of the large elastoplastic deformation of multicrystals*, Proc. of Int. Sem. MECAMAT;91, Edt. C. Teodosiu at al., Balkema, 1993, 153–168.
- [309] TOBOTA A., NIECHAJOWICZ A., NAKONIECZNY L., *Własności plastyczne stali węglowych w temperaturach obróbki plastycznej na ciepło*, Hutnik, 56, 1989, 178–182.
- [310] TOTH L. S., KOVÁCS, J., *The plastic behaviour of polycrystalline Cu-1 at %Co alloy deformed by simultaneous torsion and extension at 78 K*, Mat. Sci., 17, 1982, 43–53.
- [311] TOTH L. S., KOVÁCS I., JONAS J. J., *Calculation of shear deformation at large strains*, Scripta Metalurgica, 22. 1988. 1893–1896.
- [312] TOTH L. S., JONAS J. J., GILORMIN P., BACKROIX B., *Length changes during free end torsion-a rate sensitive analysis*, Int. J. of Plasticity, 6, 1990, 83–108.
- [313] TOWLE D. J., GLADMAN T., *Recrystallization of austenitic stainless steels after hot rolling*, Metal Science, 1979, 246–256.
- [314] URCOLA J. J., SELLARS C. M., *Influence of changing strain rate on microstructure during hot deformation*, Acta Metall., 35, 1987, 2649–2657.
- [315] VAZAQUES L., McQUEEN H. J., JONAS J. J., *Recovery and recrystallization of copper during stress relaxation after hot compression*, Acta Metall., 35, 1987, 1951–1962.
- [316] VENUGOPAL S., SRINIVASAN G., VENKADESAN S., SEETHARAMAN V., *An examination of the relative merits of the compression test and torsion test for the prediction of peak pressured during the extrusion of commercial purity titanium*, J. of Mech. Work. Technol., 19, 1989, 151–163.
- [317] VERLINDEN B., *The study of hot workability by hot torsion*, ATB Metallurgie, 29, 1989, 39–48.
- [318] VOCE E., *The relationship between stress and strain for homogeneous deformation*, J. Inst. of Metals, 74, 1948, 537–562.

- [319] VOCE E., *A practical strain-hardening function*, Metallurgia, 51, 1955, 219–226.
- [320] WAGONER R.H., NAKAMICHI E., GERMAIN Y., *The effect of mechanical properties of metal sheets on the formability*, Proc. of Working Group Meeting, IDDRG, Toronto 1988, 1–9.
- [321] WINTNER E., KARNTHALER H. P., *The study of dipoles in Cu-Al alloys using weak-beam electron microscopy* 1329, Philos. Mag., 36(1977) 1317.
- [322] WOLLEY D. J., FOX A. G., *The embrittlement of leaded and unleaded $\alpha + \beta$ (60–40) brasses in the temperature range 300 to 500 °C*, J. Mater. Science Letters, 7, 1988, 763–765.
- [323] WOODWARD R. L., BAXTER B. J., PATTIE S. D., COLEMAN J. A., *Direct measurement of temperature in high speed torsion tests*, J. Eng. Mater. and Technol., 109, 1987, 140–145.
- [324] WRIGHT D. S., SHEPPARD T., *Determination of flow stress: Part 2 Radial and axial temperature distribution during torsion test*, Metals Technology, June, 1979, 224–229.
- [325] WUSATOWSKI R., *Influence of hot-working conditions on recrystallization of stainless steel*, J. Iron Steel Inst., 204, 1966, 727.
- [326] XU F., JIN Q., ZHU Q., *A study on the method of determining material constitutive parameters*, Int. Conf.. Mech. Eng., 1998, 191–200.
- [327] YADA H., *Prediction of microstructural changes and mechanical properties in hot strip rolling*, Proc. Symp. Accelerated Cooling of Rolled Steel, ed. by G. E. Ruddle i A. F. Crawley, Pergamon Press, Winnipeg, 1987, 105–119.
- [328] YUTAKA A., Nippon Kizoku Gakkai, 5, 1941, 136, wg. K. Dies, Z. Metallk., 56, 1965, 3–8.
- [329] ZASADZIŃSKI J., GORCZYCA S., KORBEL A., SWIĄTKOWSKI K., *Czułość na prędkość odkształcania mosiądzów jednofazowych*, Materiały VII Konferencji Metaloznawczej. Puławy, 1, 1972, 38–43.
- [330] ZASADZIŃSKI J., *Czułość na prędkość odkształcania mosiądzów jednofazowych α badana w szerokim zakresie stopnia odkształcania*, Zeszyty Naukowe AGH nr 501, Metalurgia i Odlewnictwo nr 66, 1975, 1–138.
- [331] ZENER C., HOLLOMON J. H., *Effect of strain rate upon the plastic flow of steel*, J. of Appl. Phys., 15, 1944, 22–32.
- [332] ZHOU M., CLODE M. P., *A constitutive model and its identification for the deformation characterized by dynamic recovery*, Trans. of the ASME, 119, 1997, 138–142.
- [333] ZHOU M., CLODE M. P., *Modelling of high temperature viscoplastic flow of aluminium alloys by hot torsion testing*, Mat. Science and Technol., 13, 1997, 818–824.
- [334] ZIELNIK J., *Ocena plastyczności mosiądzów ołowiowych*, Praca dyplomowa, Pol. Śląska, 1983.
- [335] ZIEMBA H., BIAŁAS K., *Plastyczność mosiądzu M63 w różnych temperaturach przy różnych prędkościach odkształcania*, Rudy i Met. Nieżelazne, 34, 1989, 393–397.
- [336] ZIEMBA H., *Nierównomierność odkształcania mosiądzu (5%Zn) w różnych temperaturach*, Obróbka Plastyczna, 5, 1994, 33–37.
- [337] ZIENKIEWICZ O. C., *Finite element methods in thermal problems*. W: Numerical methods in heat transfer, wyd. R. W. Lewis i K. Morgan i O. C. Zienkiewicz, John Wiley and Sons Ltd., 1981, 1–25.

Constitutive equations describing behaviours of selected copper alloys in the range of large plastic strain

Application of the finite element method and professional software such as MARC, ABACUS, DEFORM, AUTOFORGE and others, as well as new generation of large capacity computers allows us to analyse various manufacturing processes, taking into account the real behaviour of materials. Following such a procedure, we can obtain the products which are characterised not only by complicated shapes and good tolerances, but also by the assumed useful properties, without expensive and time-consuming trial and errors techniques. The numerical simulation of metal-forming processes gives also a substantial contribution to the reduction in time-to-market and development costs. Hence the mathematical model expressing the flow stress as a function of strain, strain rate, deformation temperature and structure of the deformed materials should be elaborated on the basis of a deep knowledge of the phenomena that take place during material deformation. Constitutive models describing these quantities enable us to apply the knowledge about the behaviour of materials in the engineering process design of new materials and processes.

The main aim of the paper was to elaborate the models describing changes of flow stress and grain size of selected copper alloys as a function of deformation conditions and material structure that changed in a wide range of variability.

In the first part of the monograph, the state-of-the-art modelling of materials behaviour during plastic deformation is presented. It became a foundation in formulation of the thesis and scope of the paper. It was assumed that it is possible to create mathematical models describing proper reaction of selected copper alloys to the change in deformation conditions if evolution of internal state of materials connected with hardening and softening processes is taken into consideration. In order to prove this thesis the wide experimental and analytical investigations were performed.

For the investigations the following single-phase and multiphase copper alloys were selected: CuZn35, CuZn38,9Pb2,5, aluminium bronzes: CuAl8.1Fe2.9, CuAl9.2Fe3, CuAl10.3Fe2.8Mn2 and silicon bronzes: CuSi3,9, CuSi4.6, CuSi5.2, which are characterised by different stacking fault energy. The specimens made from the above mentioned alloys were deformed in torsion test with strain rate changing in the range of $0.01\text{--}6.7\text{ s}^{-1}$ and temperature from 293 K to 1073 K. Different manners of deformation were realised as continuous deformation, deformation with holding interval when samples were unloaded, deformation with relaxation stress and deformation with sudden changes in a strain rate.

In order to eliminate errors in torsion test caused by heterogeneous deformation in

cross-section of samples and by heat generated during deformation, the new method of torque conversion to flow stress was elaborated.

The stress-strain relations obtained were divided into three types marked as A, B and C symbols. The type of curve depends on deformation temperature, strain rate and chemical composition of deformed material. It was found out that particular types of curves formed areas that could be distinguished in the Cu-Zn, Cu-Al and Cu-Si equilibrium diagrams.

Based on the investigations the constitutive equations, in which deformation of selected copper alloys and holding intervals are taken into account, were derived. It was assumed that in materials there exist the areas where softening and hardening processes took places. If both areas fraction are known the flow stress of material can be determined as a sum of flow stresses occurring in these areas. For the application of this model the new method of softening kinetics determining during deformation and during holding interval as well as new method of characteristic levels of flow stress calculation based on the Garafalo equation were developed. For the description of basic curves without softening process the modified Kocks equation with saturation stress was used.

Moreover, on the basis of structural investigations and established softening kinetics the models of grain size evolution during deformation and holding intervals were elaborated. Afterwards all models were verified experimentally.

The derived constitutive equations can be used for the design of selected material processes and for the development of new material forming technology. They allow us to determine not only force parameters in different metal-forming processes, but also to control structural evolution which consequently influences final properties of product.

Spis treści

Wykaz ważniejszych oznaczeń	4
1. Wprowadzenie	11
2. Stan zagadnienia	13
2.1. Ogólna charakterystyka procesów	13
2.2. Dynamiczne i statyczne procesy umocnienia i osłabienia materiału	18
2.2.1. Umocnienie	18
2.2.2. Zdrowienie	21
2.2.2.1. Zdrowienie dynamiczne	21
2.2.2.2. Zdrowienie statyczne	22
2.2.3. Rekrytalizacja	23
2.2.3.1. Rekrytalizacja dynamiczna	23
2.2.3.2. Rekrytalizacja postdynamiczna	30
2.2.3.3. Rekrytalizacja statyczna	32
2.2.4. Energia zmagazynowana	35
2.2.5. Rozrost ziaren	36
2.2.6. Opis procesów umocnienia i osłabienia za pomocą parametrów stanu wewnętrznego	37
2.2.7. Zależności między parametrami struktury a właściwościami mechanicznymi materiałów	39
2.3. Modele opisujące naprężenie uplastyczniające	42
2.3.1. Ogólna charakterystyka modeli	42
2.3.2. Modele opisujące zachowanie się materiału w funkcji odkształcenia	45
2.3.3. Modele opisujące zachowanie się materiału uwzględniające odkształcenie i prędkość odkształcania	46
2.3.4. Modele opisujące zachowanie się materiału uwzględniające odkształcenie oraz prędkość i temperaturę odkształcania	47
2.3.5. Modele uwzględniające stan wewnętrzny materiału	60
2.4. Analiza wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania	65
2.4.1. Wprowadzenie	65
2.4.2. Metody wyznaczania odkształcenia postaciowego i naprężenia uplastyczniającego	66
2.4.2.1. Odkształcenie postaciowe	66
2.4.2.2. Naprężenie uplastyczniające	68
2.5. Analiza zmian temperatury próbki podczas skręcania	74
2.6. Podsumowanie	77
3. Cel, tezy i zakres pracy	80
4. Materiały i metodyka badań	82
4.1. Badane materiały	82
4.2. Zakres i metodyka badań	83
4.2.1. Ogólny opis metodyki badań	83
4.2.2. Sposób wyznaczania naprężenia uplastyczniającego	85
4.2.3. Sposób uwzględnienia przyrostu temperatury wywołanej odkształcaniem	90
4.2.4. Ocena nierównomierności odkształceń na długości skręcanej próbki	95
5. Wyniki badań i ich omówienie	97

5.1. Mosiądze	97
5.1.1. Mosiądz $\text{CuZn}_{35,3}$	97
5.1.2. Mosiądz $\text{CuZn}_{38,9}\text{Pb}_{2,5}$	104
5.2. Brązy aluminiczne	110
5.2.1. Brąz aluminiczny $\text{CuAl}_{18,1}\text{Fe}_{2,9}$	110
5.2.2. Brąz aluminiczny $\text{CuAl}_{19,2}\text{Fe}_3$	116
5.2.3. Brąz aluminiczny $\text{CuAl}_{10,3}\text{Fe}_{2,8}\text{Mn}_2$	121
5.3. Brązy krzemowe	128
5.3.1. Brąz krzemowy $\text{CuSi}_{3,9}$	128
5.3.2. Brąz krzemowy $\text{CuSi}_{4,6}$	135
5.3.3. Brąz krzemowy $\text{CuSi}_{5,2}$	140
5.4. Czułość na prędkość odkształcania.....	145
5.5. Odkształcenie krytyczne	148
5.6. Przerwy w procesie odkształcania	149
5.7. Podsumowanie wyników badań.....	151
6. Opracowanie modeli opisujących naprężenie uplastyczniające	159
6.1. Założenia do budowy modeli.....	159
6.2. Zależności podstawowe.....	160
6.3. Model opisujący zmiany naprężenia uplastyczniającego uwzględniający osłabienie materiału	161
6.4. Kinetyka osłabienia	168
6.5. Reakcja materiału na zmiany warunków odkształcania	174
6.5.1. Reakcja materiału na zmiany prędkości odkształcania.....	174
6.5.2. Reakcja materiału na zmiany temperatury odkształcania	176
6.6. Model opisujący charakterystyczne poziomy naprężenia uplastyczniającego	178
6.7. Zastosowanie opracowanego modelu do opisu naprężenia uplastyczniającego.....	182
7. Opracowanie modelu opisującego ewolucję wielkości ziaren podczas i po odkształceniu	188
7.1. Sekwencja procesów zachodzących podczas i po odkształceniu stopów miedzi.....	188
7.2. Ewolucja wielkości ziaren w obszarach charakterystycznych	192
8. Weryfikacja i zastosowanie.....	194
8.1. Weryfikacja nowej metody wyznaczania naprężenia uplastyczniającego w próbie skręcania ..	194
8.2. Zastosowanie opracowanych równań konstytutywnych do analizy próby skręcania metodą elementów skończonych.....	196
8.3. Zastosowanie modelowania matematycznego i fizycznego do analizy procesu wyciskania....	199
9. Podsumowanie i wnioski	202
Literatura	207
Streszczenie	222

Contents

List of symbols.....	4
1. Introduction	11
2. State-of-the-art.....	13
2.1. General characterisation of the processes	13
2.2. Dynamic and static processes of material hardening and softening	18
2.2.1. Hardening.....	18
2.2.2. Recovery	21
2.2.2.1. Dynamic recovery	21
2.2.2.2. Static recovery.....	22
2.2.3. Recrystallization.....	23
2.2.3.1. Dynamic recrystallization.....	23
2.2.3.2. Postdynamic recrystallization.....	30
2.2.3.3. Static recrystallization	32
2.2.4. Store energy	35
2.2.5. Grain growth	36
2.2.6. Hardening and softening processes described by internal state of material	37
2.2.7. Correlation between structure and mechanical properties.....	39
2.3. Models describing flow stress.....	42
2.3.1. General characterisation of models	42
2.3.2. Models of material behaviour as a function of deformation.....	45
2.3.3. Models of material behaviour taking into consideration strain and strain rate.....	46
2.3.4. Models of material behaviour taking into consideration strain, strain rate and temperature.....	47
2.3.5. Models of material behaviour taking into consideration internal state of material	60
2.4. Analysis of strain and flow stress determination in torsion test.....	65
2.4.1. Introduction.....	65
2.4.2. Methods of strain and flow stress determination.....	66
2.4.2.1. Shear strain.....	66
2.4.2.2. Flow stress.....	68
2.5. Analysis of temperature changes of sample in torsion test	74
2.6. Summary.....	77
3. Aim, thesis and range of the paper.....	80
4. Materials and experimental procedure	82
4.1. Investigated materials	82
4.2. Experimental procedure.....	83
4.2.1. General description of experimental procedure.....	83
4.2.2. Methods of flow stress determination	85
4.2.3. Methods of taking into consideration temperature changes of sample in torsion test.....	90
4.2.4. Estimation of non-uniform deformation on the length of torsion sample.....	95
5. The results of investigation and their discussion	97
5.1. Brasses.....	97
5.1.1. CuZn35,3 brass	97
5.1.2. CuZn38,9Pb2,5 brass	104

5.2. Aluminium bronzes	110
5.2.1. CuAl ₈ ,1Fe ₂ ,9 aluminium bronze	110
5.2.2. CuAl ₉ ,2Fe ₃ aluminium bronze	116
5.2.3. CuAl ₁₀ ,3Fe ₂ ,8Mn ₂ aluminium bronze	121
5.3. Silicon bronzes	128
5.3.1. CuSi ₃ ,9 silicon bronze	128
5.3.2. CuSi ₄ ,6 silicon bronze	135
5.3.3. CuSi ₅ ,2 silicon bronze	140
5.4. Strain rate sensitivity	145
5.5. Critical deformation	148
5.6. Holding interval in deformation	149
5.7. Summary of investigation	151
6. Formulation of flow stress model	159
6.1. Assumptions	159
6.2. Basic relationships	160
6.3. Flow stress model in which material softening is taken into account	161
6.4. Softening kinetics	168
6.5. Reaction of material to the change of deformation conditions	174
6.5.1. Reaction of material to strain rate changing	174
6.5.2. Reaction of material to temperature deformation changing	176
6.6. Model describing characteristic levels of flow stress	178
6.7. Application of the elaborated models for description of flow stress	182
7. Models describing grain size evolution during deformation and holding intervals	188
7.1. Sequence of processes during and after deformation	188
7.2. Evolution of grain size in the characteristic range of strain	192
8. Verification and applications	194
8.1. Verification of new method of flow stress determination in torsion test	194
8.2. Application of elaborated constitutive equations for torsion test analyses by FEM	196
8.3. Application of mathematical and physical modelling for extrusion analyses	199
9. Summary and conclusion	202
References	207
Summary	222



PRACE NAUKOWE INSTYTUTU TECHNOLOGII MASZYN I AUTOMATYZACJI
(wydane w latach 1997–1999)

- Nr 65, Monografie nr 19, J.W. Kaczmar, *Spiekane materiały kompozytowe uzyskiwane w procesie mechanicznego wytwarzania stopów i wyciskania*, Wrocław 1997
- Nr 66, Monografie nr 20, A. Ambroziak, *Zgrzewanie tarciove metali trudno topliwych w cieczy na tle innych metod spajania*, Wrocław 1998
- Nr 67, Konferencje nr 29, *Automatyzacja produkcji '97. Innowacje w technice i zarządzaniu*, Wrocław 1997
- Nr 68, Konferencje nr 30, *Manufacturing control optimization. VIII Workshop on Supervising and Diagnostics of Machining Systems* (ed. by J. Jędrzejewski), Wrocław 1997
- Nr 69, Konferencje nr 31, *Manufacturing simulation for industrial use. IX Workshop on Supervising and Diagnostics of Machining Systems* (ed. by J. Jędrzejewski), Wrocław 1998
- Nr 70, Monografie nr 21, P. Cichosz, *Efektywność kształtowania skrawaniem przedmiotów osiowo-symetrycznych w zintegrowanym wytwarzaniu*, Wrocław 1998
- Nr 71, Konferencje nr 32, *Prace Instytutu Technologii Maszyn i Automatykacji w jubileuszowym 1998 roku w zakresie technologii maszyn*, Wrocław 1998
- Nr 72, Konferencje nr 33, *Innovative and integrated manufacturing. X Workshop on Supervising and Diagnostics of Machining Systems*, Wrocław 1999
- Nr 73, Monografie nr 22, Z. Mirski, *Lutowanie twarde i wysokotemperaturowe materiałów o różnicowanych własnościach fizycznych*, Wrocław 1999
- Nr 74, Konferencje nr 34, *Zagadnienia inżynierii powierzchni w obróbce skrawaniem*, Wrocław 1999

Opracowano modele konstytutywne opisujące zachowanie się mosiadzów, brązów aluminiowych i brązów krzemowych w procesach kształtowania w szerokim zakresie parametrów odkształcenia. Modele te znajdują zastosowanie w metodzie elementów skończonych oraz w procedurach optymalizujących procesy przeróbki plastycznej zarówno ze względu na zmniejszenie energochłonności, jak i uzyskiwanie wyrobów o określonych właściwościach.

Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej
są do nabycia w następujących księgarniach:
„Politechnika”

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
bud. A-1 PWr., tel. (0-71) 320-25-34,
„Tech”

plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław
bud. D-1 PWr., tel. (0-71) 320-32-52
Prowadzimy sprzedaż wysyłkową