

## 2. Studia literaturowe

### 2.1. Mechanizmy umacniania stali z mikrodotatkami

Głównymi czynnikami determinującymi umocnienie stali niskostopowych poddawanych obróbce cieplno-plastycznej są: skład chemiczny stali, zawartość mikrodotatków oraz parametry przeróbki plastycznej, głównie temperatura, stopień i prędkość odkształcenia. *Umocnienie stali* z mikrodotatkami jest sumarycznym efektem oddziaływania następujących mechanizmów [11, 12, 41, 128÷135]:

- umocnienia od granic ziarn ( $\sigma_{GZ}$ ),
- umocnienia roztworowego osnowy  $\sigma_{SS}$  przez:
  - atomy międzywęzłowe; C, N, B,
  - atomy różnowęzłowe pierwiastków stopowych i mikrodotatków,
- umocnienia wydzieleniowego ( $\sigma_p$ ) cząstkami faz międzywęzłowych węglików i węglikoazotków wprowadzonych do stali mikrodotatków,
- umocnienia odkształceniowego ( $\sigma_{DEF}$ ),
- umocnienia dyslokacyjnego ( $\sigma_D$ ),
- umocnienia od podstruktury ( $\sigma_{SG}$ ),
- umocnienia od tekstury ( $\sigma_T$ ),
- umocnienia wskutek przemiany fazowej ( $\sigma_{PF}$ ).

Generalnie, umocnienie jest efektem wytworzenia struktury warunkującej zmniejszenie ruchliwości dyslokacji lub ich całkowitego blokowania przez liczne przeszkody występujące w strukturze metali i stopów, kształtowanych w procesie obróbki cieplno-plastycznej. Układ dyslokacji i możliwość ich ruchu zależy od struktury krystalicznej odkształcanego materiału, jego składu chemicznego, energii błędu ułożenia (EBU) oraz warunków odkształcenia plastycznego. Czynniki te wpływają na tworzenie barier naprężeń bliskiego i dalekiego zasięgu, które działają hamująco na ruch dyslokacji. Pola naprężeń bliskiego zasięgu tworzone są głównie przez naprężenia sieci Peierls'a - Nabarro, obecność pojedynczych atomów pierwiastków stopowych oraz strefy G-P (Guinier'a - Preston'a), których oddziaływanie zaznacza się w odległości kilku parametrów sieci od efektywnej bariery. Natomiast naprężenia dalekiego zasięgu są efektem obecności cząstek faz wtórnych, skupisk atomów obcych, a także dyslokacji usytuowanych w innej płaszczyźnie niż przemieszczająca się dyslokacja [128÷135].

Umocnienie stopów metali uwarunkowane jest zatem działaniem różnych mechanizmów hamowania ruchu dyslokacji i tworzenia ich spiętrzeń w wyniku: oddziaływania pomiędzy dyslokacjami, oddziaływania dyslokacji z atomami domieszek lub pierwiastków stopowych (atmosfery Cottrella, Snoeka i Suzuki) oraz cząstkami faz wtórnych, jak również uporządkowania struktury [128, 129, 131÷135]. Efektywność tych oddziaływań zależy przede wszystkim od temperatury odkształcenia plastycznego. Wzrost temperatury powoduje zwiększenie ruchliwości dyslokacji, rozproszenie chmur atomów domieszek, aktywację procesu wspinania dyslokacji, jak również ich anihilacji, co skutkuje zmniejszeniem ich gęstości. Może też zmieniać się stopień uporządkowania struktury oraz zachodzić proces koagulacji i rozpuszczania w osnowie cząstek faz wtórnych. Zwiększenie intensywności tych czynników inicjowanych procesami aktywowanymi cieplnie wywołuje istotne zmniejszenie efektów umocnienia stopów.

Do uruchomienia dyslokacji konieczne jest zatem sumaryczne *naprężenie styczne* ( $\tau_{\Sigma}$ ) pochodzące od poszczególnych przeszkód objętościowych w strukturze stali odkształconej plastycznie. Naprężenie to opisane jest zależnością ogólną [12]:

$$\tau_{\Sigma}(T) = \tau_0(T) + \tau_{SS}(T) + \tau_P(T) + \tau_{DEF}(T) + \tau_{GZ}(T) \quad (1.1)$$

gdzie:

$\tau_0$  - umocnienie tarcia wewnętrznego sieci,

$\tau_{SS}$  - umocnienie roztworowe,

$\tau_P$  - umocnienie cząstkami faz wtórnych,

$\tau_{DEF}$  - umocnienie odkształceniowe,

$\tau_{GZ}$  - umocnienie od granic ziarn.

Składowe tej zależności są funkcjami temperatury ( $T$ ) i prędkości odkształcenia ( $\dot{\epsilon}$ ). Zależność naprężenia stycznego ( $\tau$ ) od temperatury ujmuje wzór [12]:

$$\frac{\tau}{\hat{\tau}} = \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_0} \right)^m \right]^n \quad (1.2)$$

oraz

$$T_0 = \frac{\Delta F}{k \cdot \ln\left(\frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}}\right)} \quad (1.3)$$

gdzie:

$\hat{\tau}$  - krytyczne naprężenie styczne w temperaturze 0K, gdy ( $\Delta G = 0$ ),

$T$  - bieżąca temperatura bezwzględna,

$m$  - współczynnik czułości naprężenia na prędkość odkształcenia,

$n$  - współczynnik umocnienia,

$F$  - siła działająca na dyslokację,

$k$  - stała Botzmana,

$\dot{\gamma}_0$  - prędkość początkowa odkształcenia postaciowego,

$\dot{\gamma}$  - prędkość odkształcenia postaciowego.

Naprężenie sumaryczne ( $\tau_s$ ) po przekształceniu do postaci naprężenia normalnego jest równoważne granicy plastyczności lub naprężeniu uplastyczniającemu i może stanowić podstawę analizy umocnienia metali i stopów odkształcanych plastycznie w dowolnych warunkach temperatury i prędkości odkształcenia.

W analizie umocnienia materiałów polikrystalicznych (stali HSLA) szczególnego znaczenia nabiera składowa ( $\sigma_y$ ) opisana modelem równania Hall'a - Petch'a (H-P) pozwalającego na wyznaczenie wartości dolnej granicy plastyczności w funkcji wielkości ziarn ferrytu [12]:

$$\sigma_y = \sigma_0 + k_y \cdot d^{-1/2} \quad (1.4)$$

gdzie:

$\sigma_y$  - naprężenie normalne odpowiadające granicy plastyczności,

$\sigma_0$  - naprężenie tarcia wewnętrznej dyslokacji ruchliwych,

$k_y$  - współczynnik nachylenia, charakteryzuje opór granic ziarn dla ruchu dyslokacji,

$d$  - średnica ziarna lub subziarna.

Składnik  $k_y d^{-1/2}$  w zależności (1.4) opisuje skutki oddziaływania dyslokacji w strefie dalekiego zasięgu ( $>10^3$  nm). W szczególności określa naprężenie niezbędne do aktywizacji źródeł dyslokacji w sąsiednich ziarnach. Czynniki  $k_y$  podaje natomiast nachylenie prostej zależności  $\sigma_y$  od  $d^{-1/2}$ .

Gladman [136] wprowadzając do zależności (1.4) *umocnienie roztworowe* otrzymał postać:

$$\sigma_y = \sigma_0 + k_y \cdot d^{-1/2} + \sum_o^i k_i c_i \quad (1.5)$$

gdzie:

$k_i$  - współczynnik dla  $i$ -tego pierwiastka stopowego,

$c_i$  - zawartość  $i$ -tego pierwiastka w roztworze.

W zależności (1.5) stałą materiałową  $\sigma_0$  (naprężenie tarcia - niezbędne do pokonania oporu sieci przez dyslokacje ruchliwe), można ująć addytywnie przez  $\sigma_0'$  - naprężenie Peierlsa-Nabarro, które opisuje dyslokacyjne pola bliskiego zasięgu ( $<1$  nm) i wykazuje silną zależność od temperatury oraz składowe naprężeń zależnych od struktury, uwzględniających

oddziaływania między dyslokacjami, cząsteczkami faz wtórnych i atomami domieszek, a więc charakteryzującymi dyslokacyjne pola dalekiego zasięgu ( $10 \div 100$  nm). Tym sposobem zgodnie z (1.1) *umocnienie odkształceniowe* wyraża wspólny efekt od umocnienia dyslokacyjnego i od podstruktury, a  $\sigma_0$  wyraża się wzorem:

$$\sigma_0 = \sigma_0' + \sigma_{SS} + \sigma_P + \sigma_D + \sigma_{SG} + \sigma_T \quad (1.6)$$

gdzie:

$\sigma_0'$  - umocnienie od naprężeń Peierlsa-Nabarro,

$\sigma_{SS}$  - umocnienie roztworowe,

$\sigma_P$  - umocnienie wydzieleniowe,

$\sigma_D$  - umocnienie dyslokacyjne,

$\sigma_{SG}$  - umocnienie od podstruktury,

$\sigma_T$  - umocnienie od tekstury.

Analiza zależności (1.4÷1.6) pozwala stwierdzić, że ogólny przyrost własności wytrzymałościowych stali mikroskopowych poddanych przeróbce cieplno-plastycznej jest efektem superpozycji takich źródeł umocnienia, jak: umocnienia osnowy ( $\sigma_0'$ ,  $\sigma_{SS}$ ,  $\sigma_P$ ), umocnienia od granic ziarn ( $\sigma_{SG}$ ,  $\sigma_{GZ} = k_y \cdot d^{-1/2}$ ) oraz umocnienia dyslokacyjnego ( $\sigma_D$ ). W materiałach polikrystalicznych, szczególnie o sieci A3, odkształconych plastycznie w szerokim zakresie temperatury może tworzyć się uprzywilejowana orientacja krystalograficzna większości ziarn, tzw. tekstura odkształcenia. Rodzaj tekstury i stopień jej doskonałości zależy od typu sieci, składu chemicznego metali i stopów, ich mikrostruktury oraz sposobu i warunków odkształcenia. Stwierdzono, że kształtowanie tekstury zależy istotnie od EBU [11, 41, 137, 138]. Praktyczne znaczenie tekstury odkształcenia polega głównie na wywołaniu anizotropii właściwości mechanicznych w różnych kierunkach badania gotowych wyrobów. Im tekstura jest bardziej złożona tym ma większy wpływ na własności mechaniczne wyrobów. Anizotropia tych własności może być wykorzystana do umocnienia blach. Blachy umocnione przez teksturowanie mogą być stosowane na zbiorniki ciśnieniowe, jednak warunkiem silnego umocnienia związanego z teksturą jest wytworzenie blachy o dużej wartości współczynnika anizotropii Lankforda [11, 41]. Silna anizotropia może być również przyczyną licznych wad technologicznych niektórych wyrobów, typu: rozwarstwienia wzdłużne drutów ciągnionych lub pękanie zimnowalcowanych blach. Liczne systemy poślizgu w stopach o sieci A1, jak również ich wysokotemperaturowe odkształcenie plastyczne nie powoduje wprawdzie uzyskania tak dużej anizotropii własności mechanicznych jak przeróbka

plastyczna na zimno, chociaż i w tym przypadku istnieje pewna możliwość umocnienia wybranych wyrobów poprzez teksturowanie [139].

Addytywny efekt umocnienia zależy przede wszystkim od składu chemicznego stali i parametrów wysokotemperaturowego odkształcenia plastycznego. Granica plastyczności wyrażana jest najczęściej analitycznie poprzez sumowanie liniowe poszczególnych składowych mechanizmów umocnienia:

$$\sigma_y = \sigma'_0 + \sigma_{SS} + \sigma_P + \sigma_D + \sigma_{SG} + \sigma_T + \sigma_{GZ} \quad (1.7)$$

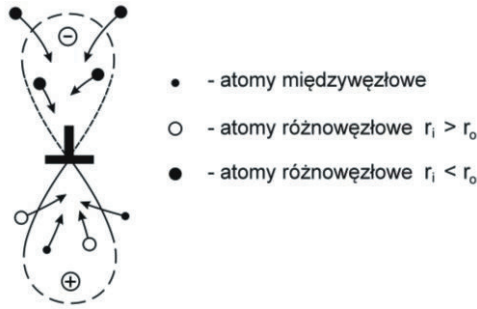
W konkretnych przypadkach stali mikrostopowych sumowanie liniowe można zastąpić nieliniowym lub tzw. sumowaniem z użyciem pierwiastka kwadratowego sumy kwadratów (r.s.s - root-square-sum) w postaci:

$$\sigma_y = [(\sigma'_0 + \sigma_{SS} + \sigma_P + \sigma_{SG} + \sigma_T + \sigma_{GZ})^2 + \sigma_D^2]^{1/2} \quad (1.8)$$

Pozwala to na eksponowanie umocnienia odkształceniowego, którego udział w wartości  $\sigma_y$  zwiększa się istotnie w przypadku technologii przeróbki plastycznej z odkształceniem w temperaturze poniżej przemiany austenitu stabilnego. Jednak dla konwencjonalnych procesów obróbki cieplno-plastycznej z odkształceniem wysokotemperaturowym austenitu, w których  $\sigma_D = 0$ , zależność (1.8) upraszcza się do sumowania liniowego opisanego zależnością (1.7). Stwierdzono, że zastosowanie sumowania liniowego dla przypadków, w których *umocnienie dyslokacyjne* jest istotnym mechanizmem umocnienia, prowadzi do zawyżonych wartości  $\sigma_y$  w porównaniu z wynikami eksperymentalnymi [12].

Obecność atomów pierwiastków stopowych (Mn, Si) oraz mikrodotatków (Nb, V, Ti, B), a także metaloidów (C, N) w osnowie stali grupy HSLA wpływa na ich umocnienie przez hamowanie ruchu dyslokacji. Ograniczenie ruchu dyslokacji przez atomy domieszek jest efektem kotwiczenia dyslokacji poprzez tworzenie skupisk atomów wokół rdzenia dyslokacji, jak również powstawanie sił tarcia wskutek wzajemnego oddziaływania ruchomych dyslokacji z tymi atomami. Umocnienie roztworów stałych wynika najczęściej z różnej średnicy atomowej, sprężystości i walencyjności atomów rozpuszczalnika i składników stopowych rozpuszczonych w roztworze stałym. Różnice te implikują w najbliższym otoczeniu sąsiadujących atomów sprężyste odkształcenia sieci i zmiany lokalnych potencjałów elektrycznych osnowy. Podobne zmiany pola odkształceń sieci oraz lokalnej zmiany potencjału występują wokół linii dyslokacji. Stąd też między atomami domieszek i dyslokacjami istnieją głównie siły wzajemnego oddziaływania sprężystego i elektrostatycznego. Atomy

różnowęzłowe domieszek o promieniu ( $r_i$ ) większym od atomów osnowy ( $r_o$ ) oraz atomy międzywęzłowe są przyciągane do obszarów naprężeń rozciągających linii dyslokacji, natomiast atomy różnowęzłowe o promieniu  $r_i < r_o$  - do obszarów naprężeń ściskających (rys. 2.1).

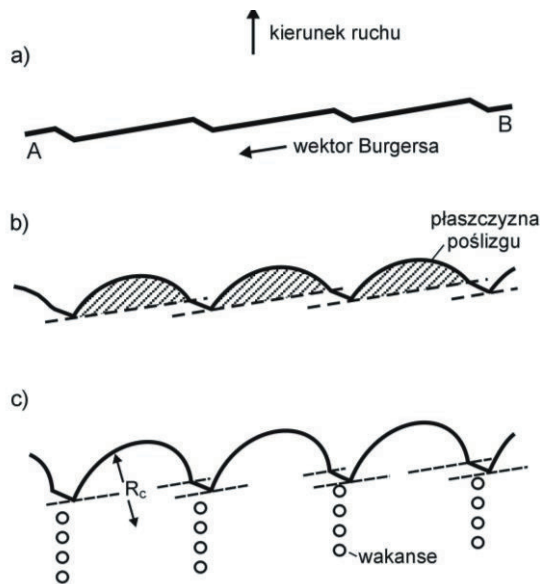


**Rysunek 2.1.** Schemat przemieszczania się atomów domieszek w polu naprężeń wokół dyslokacji krawędziowej:  $r_o$  - promień atomu osnowy,  $r_i$  - promień atomu domieszki [41]

W dogodnych warunkach temperatury i szybkości odkształcenia siły wzajemnego oddziaływania są przyczyną dyfuzyjnej segregacji atomów w polu odkształceń dyslokacji. Utworzone w otoczeniu dyslokacji atmosfery atomów obcych hamują ich ruchliwość [11, 41]. Atomy rozpuszczone w roztworze stałym stanowią punktowe przeszkody ograniczających swobodny ruch dyslokacji na drodze ich kotwiczenia. Wywołuje to zwiększenie naprężenia tarcia sieci oraz naprężenia uplastyczniającego ( $\sigma_p$ ) stopu przy zachowaniu postaci krzywych  $\sigma$ - $\epsilon$ . Zazwyczaj w roztworach stałych występują jednocześnie oba mechanizmy oddziaływania atomów domieszek rozpuszczonych z dyslokacjami, a mianowicie: atmosfery atomów obcych i pojedyncze atomy ograniczające ruchliwość dyslokacji.

Mechanizmy kotwiczenia dyslokacji krawędziowych, jak również dyslokacji o dowolnej orientacji wektora Burgersa przez dyfuzyjnie utworzone atmosfery atomów różnowęzłowych (atmosfery Cottrella) i oddziaływania chemiczne dyslokacji z atomami rozpuszczonymi w roztworze (atmosfery Suzuki) oraz atmosfery atomów międzywęzłowych (atmosfery Snoeka) działają hamująco na ruch dyslokacji i umocnienie stopów do określonej temperatury odkształcenia plastycznego. Atmosfery Snoeka umacniają roztwory o sieci A2 do temperatury  $0,25 T_c$ , natomiast atmosfery Cottrella umacniają roztwory stałe do temperatury  $(0,3 \div 0,4) T_c$ , a atmosfery Suzuki - do  $0,5 T_c$  [41]. W wyższej temperaturze atmosfery te ulegają rozproszeniu.

Hamowanie ruchu dyslokacji odbywa się również przez wzajemne sprężyste oddziaływanie i przecinanie dyslokacji. Prowadzi to do umocnienia materiału poprzez utworzenie charakterystycznych struktur dyslokacyjnych typu lasu dyslokacji, jak również uskoków i przęgień usytuowanych w płaszczyźnie poślizgu oraz uskoków - progów występujących w wyniku przesunięcia dyslokacji z jednej płaszczyzny poślizgu w inną [11, 41, 128, 129, 131]. Wydłużenie linii dyslokacji prowadzące do umocnienia wskutek utworzenia przęgiecia lub progów wymaga dodatkowej energii dla uruchomienia dyslokacji. Progi hamują szczególnie ruch dyslokacji śrubowych wymuszając wygięcie dyslokacji między nimi (rys. 2.2). Utworzone progi mają głównie orientację krawędziową i przemieszczają się wyłącznie w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny poślizgu. Ciągnięcie progów za dyslokacją śrubową wiąże się z koniecznością dostarczenia dodatkowej energii na tworzenie wakansów lub atomów międzywęzłowych.



**Rysunek 2.2.** Ruch dyslokacji śrubowej z progami: a) dyslokacja prostoliniowa w zerowym polu naprężeń, b) wygięcie międzyprogowych odcinków dyslokacji w płaszczyźnie poślizgu spowodowane przyłożonym naprężeniem stycznym, c) poruszająca się dyslokacja pozostawiająca za progami smugi wakansów [128]

Energia utworzenia przez próg dyslokacyjny wakansu w sieci Al wynosi ok. 0,7 eV, a atomu międzywęzłowego ok. 4,8 eV [128, 139]. Naprężenie hamowania dyslokacji

z progiem ( $\tau_H$ ) związane z utworzeniem wakansów określa zależność [41].

$$\tau_H = E_d/bxl \quad (1.9)$$

gdzie:

$E_d$  - energia tworzenia wakansu,

$b$  - wektor Burgersa,

$x$  - odległość przemieszczania dyslokacji,

$l$  - długość linii dyslokacyjnej.

W podwyższonej temperaturze odkształcenia plastycznego aktywacja cieplna sprzyja powstawaniu wakansów, których pasma podobnie jak pasma atomów międzywęzłowych pozostających za progiem rozmywają się dyfuzyjnie.

Barierą hamującą swobodny ruch dyslokacji w metalach o sieci A1 i małej EBU jest również półutwardzona dyslokacja Lomera-Cottrella (L-C) [41, 128]. Dyslokacja ta jest silnie zakotwiczona wzdłuż linii przecięcia płaszczyzn poślizgu typu {111} i stanowi efektywną barierę dla innych dyslokacji przemieszczających się w tych płaszczyznach.

Kolejnym mechanizmem istotnie wpływającym na umocnienie stali z mikrododatkami jest mechanizm *umocnienia osnowy* wydzieleniami faz międzywęzłowych. Pierwszą próbę wyjaśnienia umocnienia wydzieleniowego w oparciu o koncepcję dyslokacji przedstawili Mott i Nabarro [140], którzy sugerowali, że umocnienie stopu wynika z oddziaływania dyslokacji z wewnętrznym polem naprężeń występującym wokół koherentnych cząstek. Kilka lat później Orowan [141] wyprowadził słynne równanie wiążące wytrzymałość stopu, zawierającego twarde cząstki, ze stosunkiem modułu ścinania i średnią odległością pomiędzy cząstkami na płaszczyźnie poślizgu. Podczas gdy teoria Motta i Nabarro została wyparta przez bardziej szczegółowe teorie umocnienia związane z niedopasowaniem koherentnych cząstek, teoria Orowana stała się od razu znaczącym osiągnięciem. Oczywiście została ona udoskonalona, ale jest nadal bazą dla teorii *umocnienia wydzieleniowego* lub umocnienia stopów poprzez twarde, nieodkształcalne cząstki.

W latach 1950÷1960 zmienił się główny kierunek zainteresowań badawczych z mechanizmu wydzielenia na mechanizm umacniania. Pierwsze próby formułowania teorii umocnienia wydzieleniowego zostały opisane w klasycznej rozprawie naukowej przedstawionej przez Kelly'ego i Nicholson'a [142]. Znaczny wkład w zrozumienie mechanizmu wydzieleniowego wniosły badania w latach 1960-1975. Wówczas to właśnie przedstawiono po raz pierwszy ilościowe teorie umocnienia przez cząstki koherentne -

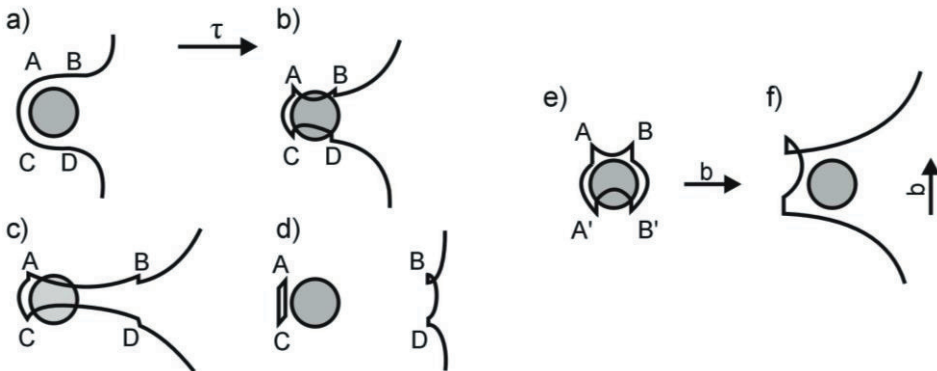


umocnienia wynikającego z uporządkowania różnicy modułów sprężystości i wywołanego przemianą spinoidalną. Większość tych teorii oparto już na nowej idei, a mianowicie na statystyce oddziaływania dyslokacji z wydzieleniami. Co więcej, wprowadzono po raz pierwszy symulację komputerową oddziaływania dyslokacji z rzędami przeszkód punktowych.

Obecność w strukturze stopów technicznych dyspersyjnych faz wtórnych o różnym składzie chemicznym i strukturze sieciowej wpływa na wzrost krytycznego naprężenia poślizgu, granicy plastyczności i naprężenia uplastyczniającego przy zaniżonej podatności na odkształcenie plastyczne. Cząstki te o odmiennych własnościach sprężystych i wytrzymałościowych w porównaniu z osnową, stanowią bariery objętościowe hamujące ruch dyslokacji. Dyslokacje mogą pokonywać cząstki faz wtórnych poprzez ich przecinanie (mechanizm atermiczny), lub omijanie (przy aktywacji cieplnej). Omijanie cząstek przebiega z udziałem mechanizmów aktywowanych cieplnie, a mianowicie: poślizgu poprzecznego oraz wspinania dyslokacji (rys. 2.3) [143]. Poślizg poprzeczny ułatwia pokonywanie dyspersyjnych cząstek przez dyslokacje w temperaturze ok.  $0,5 T_t$ . W przypadku zatrzymania dyslokacji krawędziowej przez cząstkę fazy wtórnej tworzą się na niej segmenty dyslokacji śrubowej AB i CD (rys. 2.3a), na których w procesie podwójnego poślizgu poprzecznego powstają uskoki w miejscach A, B, C i D (rys. 2.3b). Następnie pętle AB i CD wyginają się, a uskoki B i D przemieszczają się wraz z dyslokacjami śrubowymi (rys. 2.3c). W końcowym etapie ma miejsce anihilacja dipolu różnoimiennych dyslokacji śrubowych AB i CD z wytworzeniem dyslokacji pryzmatycznej AC przed cząstką, na dyslokacji krawędziowej podwójnego przegięcia (rys.2.3d). Pokonywaniu przez dyslokacje przeszkód objętościowych w temperaturze podwyższonej, towarzyszy także wspinanie dyslokacji (rys. 2.3 e,f). W przypadku utworzenia przez przemieszczającą się dyslokację krawędziową pętli Orowana wokół cząstki fazy wtórnej (rys. 2.3e) w fazie poprzedzającej poślizg poprzeczny, powstała pętla może się uwolnić przez wspinanie od uskoków AA' i przemieścić do BB'. Analiza sił działających na pętlę w procesie wspinania oraz obliczenia strumienia wakansów utworzonych w wyniku dyfuzji rurkowej linii dyslokacji jak również czasu zaniku pętli, pozwoliły na ustalenie temperatury krytycznej ( $T_c$ ), powyżej której dyspersyjne cząstki nie wnoszą wkładu w umocnienie odkształceniowe [143].

W materiałach polikrystalicznych *granice ziarn* wnoszą istotny wkład w zwiększenie granicy plastyczności, zgodnie z powszechnie znanym równaniem Halla-Petcha, ponieważ stanowią efektywne bariery dla ruchu dyslokacji [11, 12, 41]. Ma to szczególne znaczenie dla

materiałów konstrukcyjnych zwłaszcza ze stali HSLA, ponieważ decyduje o masie wytwarzanych z nich konstrukcji o założonej nośności eksploatacyjnej. W przypadku metali i stopów o wykształconej komórkowej strukturze dyslokacyjnej wartość  $\sigma_y$  jest odwrotnie proporcjonalna do średniej wielkości komórek lub podziaren.



**Rysunek 2.3.** Schemat omijania dyspersyjnej cząstki przez dyslokację krawędziową w procesie poślizgu poprzecznego (a-d) i wspinania (e, f) [141]

Granice ziarn blokują zwykle ruch dyslokacji powodując ich spiętrzenia. Inicjacja odkształcenia plastycznego sąsiednich ziarn jest możliwa gdy koncentracja naprężeń w spiętrzeniu dyslokacji osiągnie wartość wytrzymałości granicy ziarn. Dyslokacje emitowane są głównie przez źródła znajdujące się wewnątrz ziarn, natomiast w momencie inicjacji odkształcenia plastycznego, również przez efektywne źródła znajdujące się na ich granicach, szczególnie w miejscach uskoków rzędu kilku nm do 100  $\mu\text{m}$  po wystąpieniu w tych obszarach koncentracji naprężeń rzędu  $G/2$  do  $G/25$  [11]. W pracy [133] wykazano również, że generowanie dyslokacji nie wymaga obecności uskoków na granicy ziarn i występuje przy naprężeniu mniejszym od  $G/100$  oszacowanym dla emitowania dyslokacji przez granice międzyfazowe. W badaniach K. J. Kurzydłowskiego i in. [132] ustalono, że koncentracja naprężeń niezbędna do generowania dyslokacji przez granice ziarn zależy od jej struktury. Wykazano, że w przypadku granic koicydentnych generowanie dyslokacji występuje przy naprężeniu bliskim teoretycznej wytrzymałości na ścinanie, a dla szerokokątowych granic ziarn o dużej energii - przy naprężeniu około 40-krotnie mniejszym. Wskazuje to wyraźnie, że podatność granic ziarn na relaksację naprężeń związaną z emisją dyslokacji zależy istotnie od struktury atomowej granicy ziarn.

Ponieważ określenie umownej wielkości ziarn ( $d$ ) w równaniu (1.4) napotyka często na trudności eksperymentalne związane z nieregularnością kształtu ziarn, to zastępuje się ją wielkością stereologiczną  $S_V$  określającą względną powierzchnię granic ziarn, która jest przestrzenną miarą wielkości ziarn, niezależną od ich postaci. Stąd w równaniu (1.4) w miejsce  $d^{1/2}$  wprowadza się  $S_V^{1/2}$ , wyznaczone zwykle metodą siecznych [144]. Drobnodziarnista struktura stali HSLA zapewnia im nie tylko wysoką wartość granicy plastyczności ale również zwiększoną odporność na pękanie i istotne obniżenie temperatury przejścia ze stanu ciągliwego w kruchy.

## 2.2. Zjawiska rekrytalizacji i wydzielania w procesie wysokotemperaturowego odkształcenia plastycznego

Znajomość procesu wysokotemperaturowego odkształcenia plastycznego metali i stopów ma istotne znaczenie dla symulacji i projektowania technologii przeróbki plastycznej realizowanych przeważnie w warunkach przemysłowych, w temperaturze wyższej od temperatury rekrytalizacji  $T_R=0,4\div 0,6T_t$  ( $T_t$  - temperatura topnienia) z dużą prędkością (intensywnością) odkształcenia ( $\dot{\epsilon}$ ) rzędu  $10^{-3}$  do  $10^3 s^{-1}$ , stosując odkształcenie rzeczywiste ( $\epsilon$ ) od ok. 0,3 do 4. Analiza tego procesu wskazuje jednoznacznie, że przebieg obserwowanych zjawisk strukturalnych w badanych materiałach determinowany jest głównie procesami aktywowanymi cieplnie, takimi jak: zdrowienie i rekrytalizacja dynamiczna oraz rekrytalizacja statyczna, które mogą być modyfikowane przez zachodzące jednocześnie procesy wydzielania dynamicznego i statycznego [53, 145, 146]. Parametry odkształcenia na gorąco są istotnymi czynnikami warunkującym zmiany struktury i własności mechanicznych stali, w tym rozwijających się intensywnie wysokowytrzymałych stali konstrukcyjnych mikrostopowych.

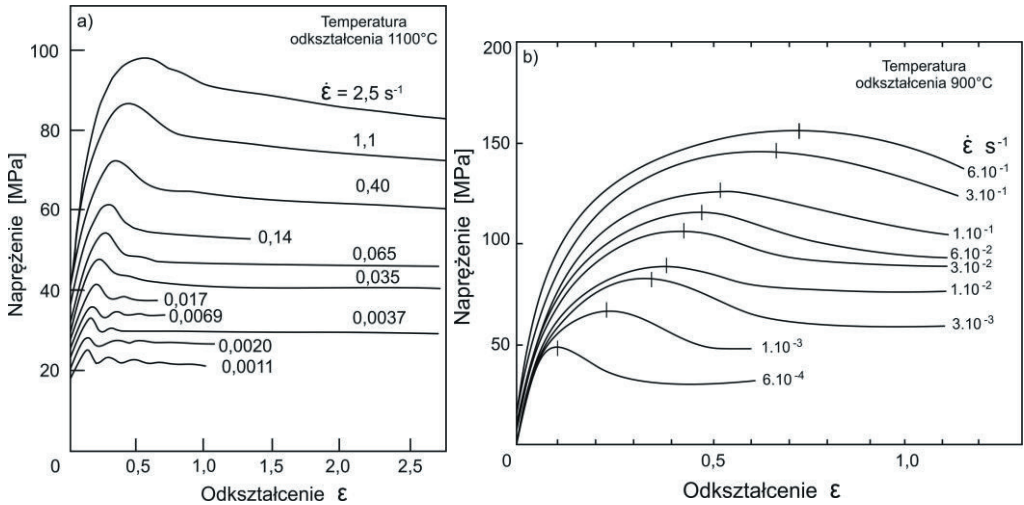
W procesach przeróbki plastycznej na gorąco odkształcenie plastyczne realizowane jest zwykle w kilku operacjach (walcowanie wieloprzepustowe, obróbka cieplno-plastyczna). Zachowanie się materiałów metalicznych podczas wysokotemperaturowego odkształcenia plastycznego bada się najczęściej przy takich sposobach obciążenia, które implikują odkształcenie porównywalne z występującymi w technologiach przemysłowych, a mianowicie w próbach mechanicznych skręcania i ściskania. Próby skręcania prowadzi się na plastomerach

skręcających stosując próbki cylindryczne ze względu na możliwości uzyskania dużych wartości odkształceń trwałych, jak również zamrożenia struktury metalu po zadanym odkształceniu. W przypadku próby ściskania jednorodnego odkształcenie próbek cylindrycznych uzyskuje się do wartości  $\varepsilon$  ok. 0,6 przy zachowaniu odpowiednich warunków tarcia między powierzchniami czołowymi badanej próbki i narzędziem ścisającym. Aktualnie próby ściskania wykonuje się z powodzeniem na symulatorach termomechanicznych typu Gleeble (3800) pozwalających nie tylko na ciągłą rejestrację zależności  $\sigma$ - $\varepsilon$  lecz również na programowane zmiany temperatury i odkształceń w dużym zakresie prędkości odkształcenia z możliwością wygrzewania izotermicznego lub chłodzenia próbek w trakcie kolejnych operacji cieplno-plastycznych. Umożliwia to symulację fizyczną złożonych procesów technologicznych.

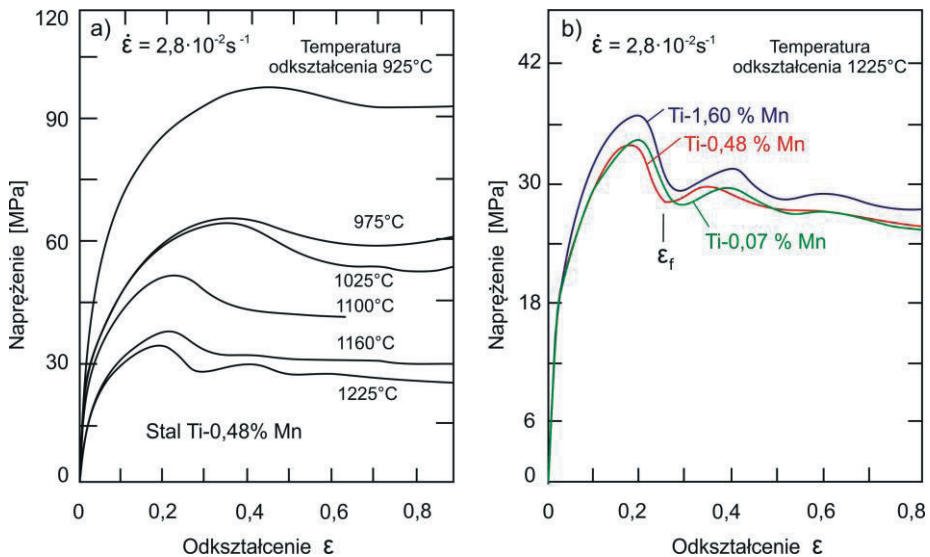
Kształt krzywych naprężenie ( $\sigma$ ) - odkształcenie ( $\varepsilon$ ) danego metalu zarejestrowany podczas próby skręcania jako zależność momentu skręcającego od liczby obrotów do pęknięcia próbki lub w próbie ściskania jako zmiany siły, w funkcji przemieszczenia narzędzia zależy istotnie od EBU odkształcanego metalu oraz temperatury badania i prędkości odkształcenia. Typowy przebieg tych zależności dla metali i stopów o sieci Al przedstawiono na schemacie (rys. 2.4÷2.6) [49, 52, 147, 148]. Analiza krzywych wskazuje, że odkształcenie plastyczne jest zapoczątkowane przy naprężeniu odpowiadającym temperaturowej granicy plastyczności metalu, której wartość maleje wraz z podwyższeniem temperatury homologicznej wyrażonej ilorazem temperatury badania procesu odkształcenia ( $T_o$ ) do temperatury  $T_t$  odkształcanego materiału. W pierwszej fazie odkształcenia plastycznego następuje wzrost naprężenia uplastyczniającego wskutek rosnącej gęstości dyslokacji generowanych w tym procesie, warunkującej stopień umocnienia odkształceniowego. Wraz z podwyższeniem temperatury maleje szybkość umocnienia odkształceniowego metali i stopów w zakresie odkształcenia do  $\varepsilon_{\sigma_{max}}$  (odpowiadającego maksymalnej wartości naprężenia płynięcia). Ewidentnie wskazuje to, że jednocześnie z generowaniem nowych źródeł dyslokacji w trakcie odkształcenia plastycznego zachodzą procesy aktywowane cieplnie, powodujące częściowy zanik wyemitowanych dyslokacji. Przy odkształceniu  $\varepsilon_{\sigma_{max}}$ , którego wartość zmniejsza się wraz ze wzrostem temperatury homologicznej (rys. 2.5) i obniżeniem prędkości odkształcenia (rys. 2.4) istnieje stan równowagi dynamicznej między przyrostem gęstości dyslokacji, a ich anihilacją w procesie *zdrowienia dynamicznego* [49].

Jeśli zdrowienie dynamiczne jest jedynym procesem odnowy struktury, zachodzącym w trakcie odkształcenia wysokotemperaturowego to osiągnięty poziom naprężeń (stan

stacjonarny) nie ulega zmianie ze wzrostem odkształcenia, aż do pęknięcia próbki niezależnie od prędkości odkształcenia w plastometrycznej próbie skręcania (rys. 2.6).

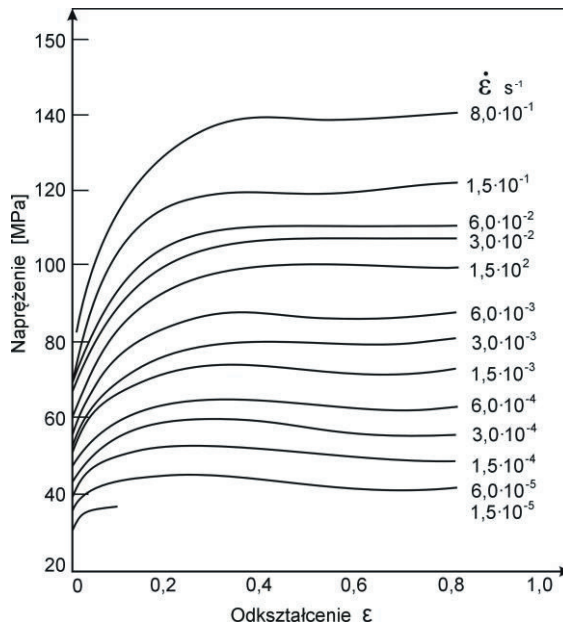


**Rysunek 2.4.** Wpływ prędkości odkształcenia na krzywe płynięcia wyznaczone z próby skręcania: a) stal niestopowa (0,25% C) [52], b) stal mikrostopowa z Al (0,084%) i N (0,016%) [11]



**Rysunek 2.5.** Wpływ temperatury odkształcenia i zawartości Mn na przebieg krzywych płynięcia: a) stal o zawartości 0,5% Ti i 0,48% Mn, b) stal o zawartości 0,1% Ti i 0,07%, 0,48% i 1,60% Mn, próba ściskania,  $\dot{\epsilon} = 2,8 \cdot 10^{-2} s^{-1}$  [148]

Wartość naprężeń stanu stacjonarnego dla danego materiału jest zależna od temperatury homologicznej i prędkości odkształcenia. W przypadku odkształceń z dużymi prędkościami może mieć miejsce wzrost temperatury badanej próbki powodujący wyraźny spadek naprężeń w zakresie stacjonarnym. Podobny efekt obniżenia temperatury w zakresie stanu ustalonego występuje również w przypadku odkształcenia stopów wielofazowych, w których zachodzi wzrost cząstek umacniających faz dyspersyjnych węglkowych lub węglikoazotków wprowadzonych do stali mikrododatków.

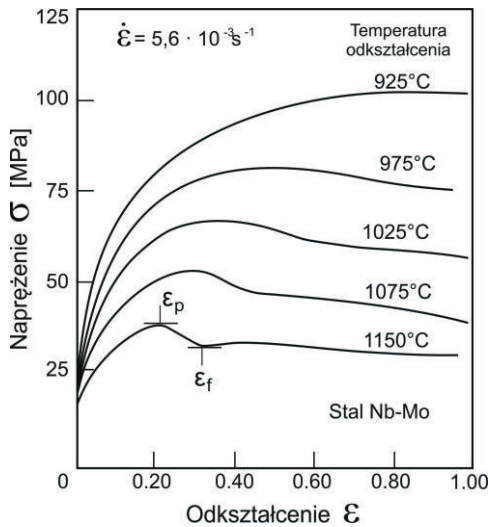


**Rysunek 2.6.** Krzywe płynięcia dla żelaza armco odkształcanego przy temperaturze 700 C (0,54 T) [51]

Największe zmiany kształtu krzywych odkształcenia wysokotemperaturowego  $\sigma$ - $\epsilon$  spowodowane są występowaniem *rekrytalizacji dynamicznej* (rys 2.7÷2.10) [50, 52, 55]. Naprężenie uplastyczniające metali lub stopów o sieci A1 po przekroczeniu odkształcenia  $\epsilon_{\sigma_{max}}$  maleje zwykle do wartości stanu ustalonego. Na tym etapie odkształcenia procesem kontrolującym przebieg odkształcenia plastycznego jest rekrytalizacja dynamiczna, powodująca intensywniejszy zanik generowanych dyslokacji w porównaniu ze zdrowieniem dynamicznym (rys. 2.7, 2.8). Ze wzrostem odkształcenia ( $\epsilon$  większe od  $\epsilon_s$ ), w zakresie

płynięcia ustalonego, występuje stan równowagi dynamicznej między szybkością generowania dyslokacji (umocnienie) i szybkością ich anihilacji w procesie rekrytalizacji dynamicznej.

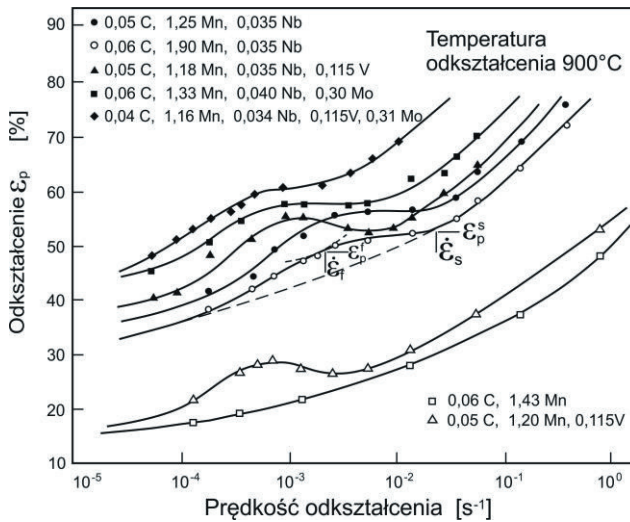
Rekrytalizacja dynamiczna zachodzi w temperaturze homologicznej wyższej niż  $0,4 T_1$  przez zarodkowanie i wzrost nowych ziarn, podobnie jak rekrytalizacja pierwotna (statyczna). W odróżnieniu jednak od konwencjonalnej rekrytalizacji uwolnione od dyslokacji objętości materiału za przemieszczającym się frontem rekrytalizacji dynamicznej są ponownie nasycane dyslokacjami w trakcie postępującego odkształcenia plastycznego.



**Rysunek 2.7.** Wpływ temperatury odkształcenia na krzywe płynięcia stali Nb-Mo odkształconej z prędkością  $5,6 \cdot 10^{-3} s^{-1}$  [55]

Równoczesne występowanie odkształcenia i rekrytalizacji ma wpływ zarówno na tworzenie się frontów rekrytalizacji jak też na ich migrację. Warunkiem tworzenia się frontów rekrytalizacji jest powstanie w odkształcanym materiale dostatecznie dużych lokalnych różnic energii zmagazynowanej, zależnych głównie od całkowitej gęstości dyslokacji, jak też od ich przestrzennego rozkładu. Tworząca się podstruktura dyslokacyjna w materiale odkształcanym na gorąco przy określonej temperaturze i prędkości jest zależna od wielkości odkształcenia. Odkształcenie, przy którym rozpoczyna się proces rekrytalizacji dynamicznej wyraża się zwykle przez odkształcenie krytyczne  $\epsilon_{cd}$ . Wartość  $\epsilon_{cd}$  dla rekrytalizacji dynamicznej rośnie z obniżeniem temperatury odkształcenia i ze wzrostem prędkości odkształcenia. Przy danej temperaturze i prędkości odkształcenia wielkość  $\epsilon_{cd}$  rośnie również ze wzrostem wielkości

ziarna [149, 150]. W materiałach polikrystalicznych po przekroczeniu tego odkształcenia zarodki rekrytalizacji tworzą się głównie przez wyrzuszanie pierwotnych granic ziarn [150, 151] lub w okresie późniejszym - na istniejących frontach rekrytalizacji. W materiałach gruboziarnistych zarodkowanie zachodzi również wewnątrz ziarn w obszarach o dużym gradiencie odkształcenia oraz w miejscach przecinania się pasm odkształcenia, jak również w pasmach ścinania jako wynik koalescencji komórek dyslokacyjnych i podziarn utworzonych w procesie zdrowienia dynamicznego.

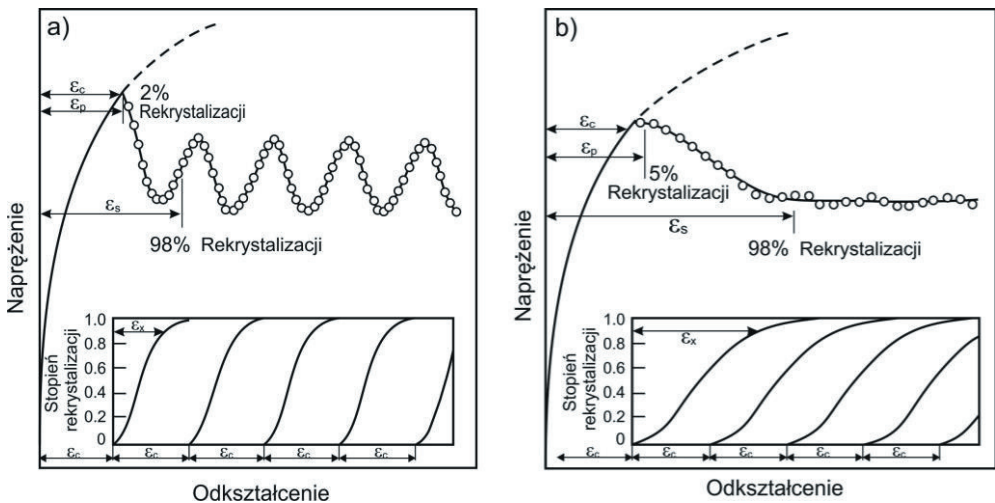


**Rysunek 2.8.** Zależność odkształcenia  $\varepsilon_p$  od prędkości odkształcania. Zaznaczone wartości  $\dot{\varepsilon}_f$  i  $\varepsilon_p^s$  oraz wartości  $\dot{\varepsilon}_s$  i  $\varepsilon_p^s$  dla wyznaczenia czasu rozpoczęcia i zakończenia procesu wydzielania w stali zawierającej Nb [55]

Zrekrytalizowane ziarno bardzo szybko osiąga stałą wielkość, określoną warunkami odkształcenia wysokotemperaturowego, przy znacznym udziale w tym procesie podstruktury dyslokacyjnej tworzącej się w trakcie odkształcenia za frontami rekrytalizacji. Tworząca się podstruktura zmniejsza siłę pędną migracji frontów i jednocześnie generuje dogodne miejsca dla tworzenia się nowych frontów. Z tego względu uważa się, że rekrytalizacja dynamiczna polega na ciągłym zarodkowaniu i ograniczonym wzroście nowych zrekrystalizowanych ziarn lub ciągłym przemieszczaniu się przez materiał odkształcany frontów rekrytalizacji po utworzeniu w ziarnach zrekrystalizowanych gęstości dyslokacji o wartości krytycznej dla procesu migracji [51, 152].



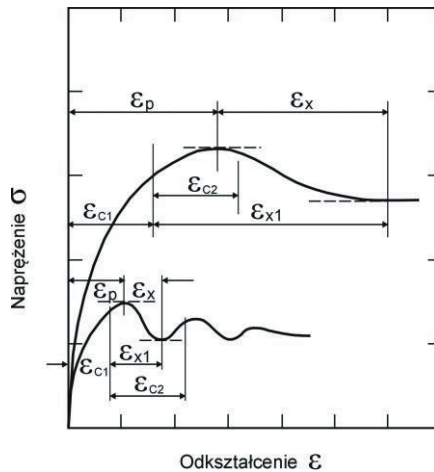
Proces rekrytalizacji dynamicznej podczas odkształcenia wysokotemperaturowego charakteryzuje się występowaniem na krzywych  $\sigma$ - $\epsilon$  oscylacji naprężeń płynięcia metalu po przekroczeniu odkształceń większych od  $\epsilon_{cd}$  lub pojawieniem się na tych krzywych maksimum naprężenia przy odkształceniu  $\epsilon_{\sigma_{max}}$  (rys. 2.9)[10, 51, 149, 153]. Okresowość oscylacji zgodna z modelem Luton'a i Sellars'a [149] wynika stąd, że przy  $\epsilon_x \ll \epsilon_{cd}$ , przykładowo przy małej wartości  $\dot{\epsilon}$  i wysokiej temperaturze lub małym stężeniu składnika rozpuszczonego, rekrytalizacja dynamiczna zachodzi zupełnie zanim zrekrystalizowana objętość materiału osiągnie poziom odkształcenia krytycznego  $\epsilon_{cd}$  dla ponownej rekrytalizacji. Natomiast przy niskiej temperaturze i dużych wartościach  $\dot{\epsilon}$  lub znacznym stężeniu składnika rozpuszczonego, gdy  $\epsilon_x \gg \epsilon_{cd}$ , zanim jeden cykl rekrytalizacji zostaje zakończony to objętości metalu, które zrekrystalizowały wcześniej osiągają  $\epsilon_{cd}$  dla ponownej rekrytalizacji. W takim przypadku kolejne cykle rekrytalizacji nakładają się, co odpowiada występowaniu na krzywych  $\sigma$ - $\epsilon$  pojedynczego maksimum naprężenia uplastyczniającego i rekrytalizacji dynamicznej ciągłej (rys. 2.10).



**Rysunek 2.9.** Przebieg krzywych płynięcia dla cyklicznej (a) i ciągłej (b) rekrytalizacji dynamicznej [149]

W przedstawionym modelu założono, że przebieg odkształcenia i rekrytalizacji jest równomierny w objętości materiału. W przypadku monokryształów lub próbek polikrystalicznych o minimalnych rozmiarach geometrycznych i dużym ziarnie mogą wystąpić

również oscylacje naprężeń uplastyczniających spowodowane jednak znacznymi niejednorodnościami przebiegu odkształcenia i rekryształacji [151]. W zakresie stanu ustalonego odkształcenia ( $\epsilon > \epsilon_s$ ) ziarna utworzone w wyniku rekryształacji dynamicznej są równoosiowe, a ich wielkość jest niezależna od stopnia odkształcenia [154]. Ziarna uzyskane w początkowych cyklach rekryształacji są odtwarzane w kolejnych cyklach. Dla danego materiału wielkość ziarna uzyskana w trakcie rekryształacji dynamicznej maleje z obniżeniem temperatury i ze wzrostem wartości  $\epsilon$  ponieważ naprężenia płynięcia wywierają znacznie większy wpływ na przegrupowanie i rozkład dyslokacji prowadzący do utworzenia frontów rekryształacji niż na szybkość ich migracji [51]. Uzyskana podczas rekryształacji dynamicznej wielkość ziarna nie zależy natomiast od pierwotnej wielkości ziarna [150, 155]. Przy porównywalnej wielkości odkształcenia plastycznego wielkość ziarna uzyskana podczas rekryształacji dynamicznej jest znacznie mniejsza od analogicznej wielkości określonej dla rekryształacji statycznej [155]. Występuje jednak zasadnicza różnica między ziarnami powstałymi w warunkach dynamicznych i statycznych, a mianowicie w ziarnach po rekryształacji dynamicznej istnieje podstruktura dyslokacyjna.



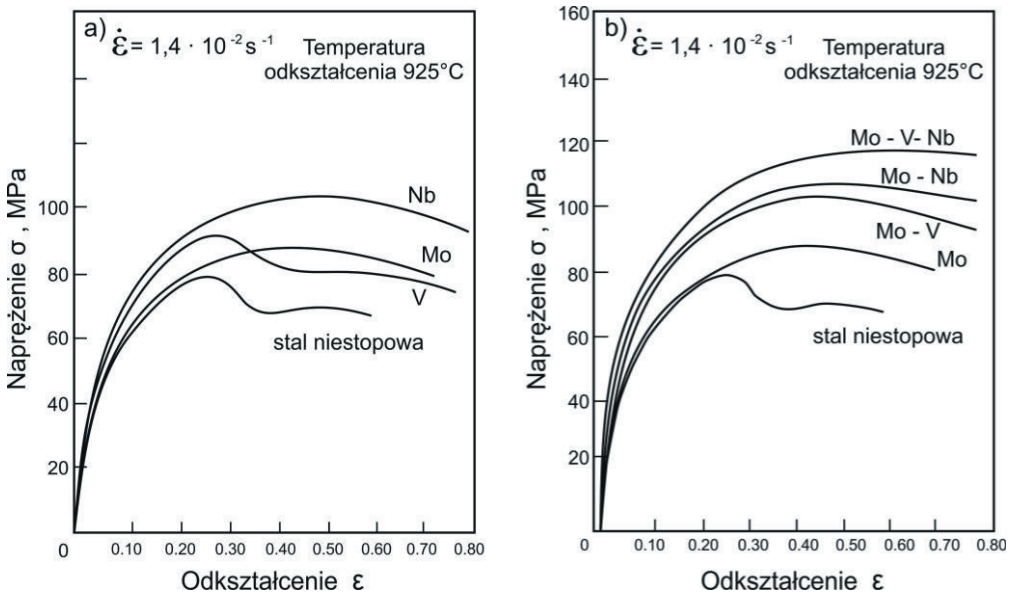
**Rysunek 2.10.** Charakterystyczne odkształcenia na krzywych płynięcia dla ciągłej i cyklicznej rekryształacji dynamicznej [50]

Rekryształacja dynamiczna występuje podczas odkształcenia wysokotemperaturowego w tych materiałach, w których zdrowienie dynamiczne nie zachodzi w znacznym stopniu i nie ogranicza utworzenia struktury z powstającymi i migrującymi frontami rekryształacji. Istotny

wpływ na przebieg procesu odkształcenia plastycznego w tych warunkach wywiera czystość metalurgiczna i skład chemiczny badanych materiałów. Pierwiastki stopowe wpływają zarówno na proces zdrowienia, jak i rekrytalizacji dynamicznej. Należy jednak wyróżnić pierwiastki rozpuszczone w roztworze stałym oraz te, które tworzą cząstki drugiej fazy. Generalnie pierwiastki stopowe w roztworach zmniejszają szybkość zdrowienia obniżając ich EBU i segregując do dyslokacji przez co utrudniają poślizg poprzeczny, wspinanie i rozplątywanie węzłów dyslokacyjnych. Prowadzi to do szybkiego zwiększenia gęstości dyslokacji dostarczając dużej siły pędnej dla procesu rekrytalizacji dynamicznej, jak również do szybkiego umocnienia odkształceniowego. Zatem rozpuszczone pierwiastki stopowe lub mikrododatki tych pierwiastków wpływają na proces rekrytalizacji dynamicznej poprzez modyfikację podstruktury utworzonej na etapie zdrowienia dynamicznego, oddziaływania z dyslokacjami podczas tworzenia się frontów rekrytalizacji i oddziaływania z migrującymi frontami rekrytalizacji. Przypuszczalnie pierwiastki stopowe, które znacznie obniżają EBU i których oddziaływanie z frontami rekrytalizacji są minimalne, ułatwiają ten proces. Niewielkie ilości zanieczyszczeń znacznie silniej oddziałują na migrację frontów rekrytalizacji niż na zdrowienie dynamiczne, stąd rekrytalizacja dynamiczna występuje w próżniowo wytopionym i strefowo przetopionym Fe $\alpha$ , a nie obserwowano jej w żelazie (Armco) o czystości technicznej i w niskowęglowym ferrycie [156].

Wpływ cząstek drugiej fazy na rekrytalizację dynamiczną zależy od ich wielkości kształtu i rozkładu w osnowie. Jeżeli cząstki faz wtórnych są drobne i o wysokiej dyspersji to stabilizują podstrukturę, utrudniają tworzenie się frontów rekrytalizacji i ich migrację oraz hamują zdrowienie dynamiczne. W efekcie, oddziaływanie tych cząstek hamuje proces rekrytalizacji dynamicznej [157, 158] i może prowadzić do znacznego rozdrobnienia ziarna [158]. Natomiast, gdy cząstki drugiej fazy są wydzielone w granicach ziarn, to mogą skutecznie blokować ich migrację, a więc hamować proces rekrytalizacji dynamicznej nie oddziałując istotnie na zdrowienie dynamiczne. W przypadku dużych cząstek drugiej fazy, które oddziałują z dyslokacjami jako koncentratory naprężeń i równocześnie stanowią uprzywilejowane miejsca dla heterogenicznego tworzenia się zarodków rekrytalizacji, obserwuje się przyspieszenie procesu rekrytalizacji dynamicznej [158]. Porównanie krzywych  $\sigma$ - $\epsilon$  dla austenitu stali konstrukcyjnej niestopowej C-Mn oraz stali mikrostopowych (HSLA) zawierających niewielką ilość składników stopowych i mikrododatki (Mo, Nb, V) odkształcanych plastycznie przez ściskanie ze stałą prędkością odkształcenia ( $\dot{\epsilon}$ ) ok.  $1,4 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$

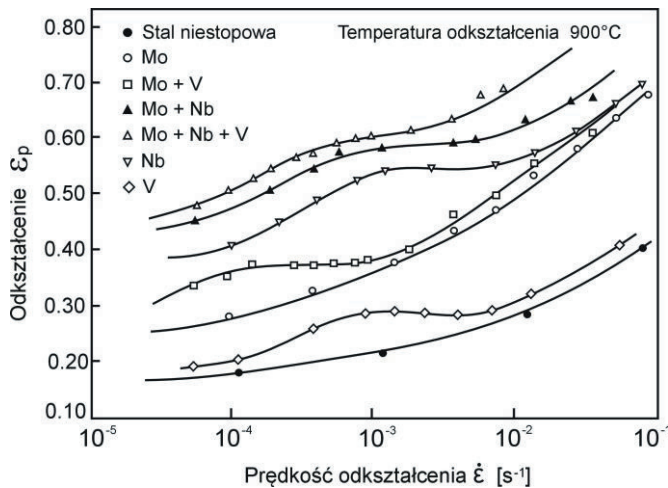
w temperaturze 925°C przedstawiono na schemacie (rys. 2.11, 2.12) [159]. Przebieg krzywych wskazuje, że wprowadzenie wanadu do stali niestopowej C-Mn powoduje jednocześnie zwiększenie  $\sigma_p$  i  $\epsilon_p$  co oznacza, że proces rekrytalizacji dynamicznej jest hamowany wskutek oddziaływania mikrodotadku V. To opóźnienie rekrytalizacji jest również istotne w stali z dodatkiem Mo oraz w największym stopniu w przypadku stali z mikrodotadkiem Nb. Można stwierdzić, że oddziaływania selektywne tych pierwiastków mają ogólnie podobny wpływ na hamowanie procesu rekrytalizacji dynamicznej.



**Rysunek 2.11.** Wpływ mikrodotadków V, Mo i Nb na przebieg krzywych płynięcia stali odkształconych przy temperaturze 925°C z prędkością  $1,4 \cdot 10^{-2}$ : a) oddziaływanie pojedynczych pierwiastków, b) kompleksowe oddziaływanie pierwiastków [159]

Jednoznaczne określenie mechanizmu oddziaływania składników stopowych i mikrodotadków, a mianowicie czy oddziałują one w roztworze  $\gamma$  czy też w formie wydzielen, umożliwia analiza wartości  $\epsilon_p$  w funkcji prędkości odkształcenia (rys. 2.12). Przebieg krzywych dla stali niestopowej oraz z dodatkiem Mo jest monotoniczny ze zmianą prędkości odkształcenia. Natomiast w przypadku pozostałych stali obserwuje się, szczególnie przy pośrednich wartościach  $\dot{\epsilon}$  większą różnicę w wartościach odkształceń krytycznych  $\epsilon_p$ , dla zapoczątkowania rekrytalizacji dynamicznej w porównaniu z zakresem stosunkowo małej i dużej prędkości odkształcenia.

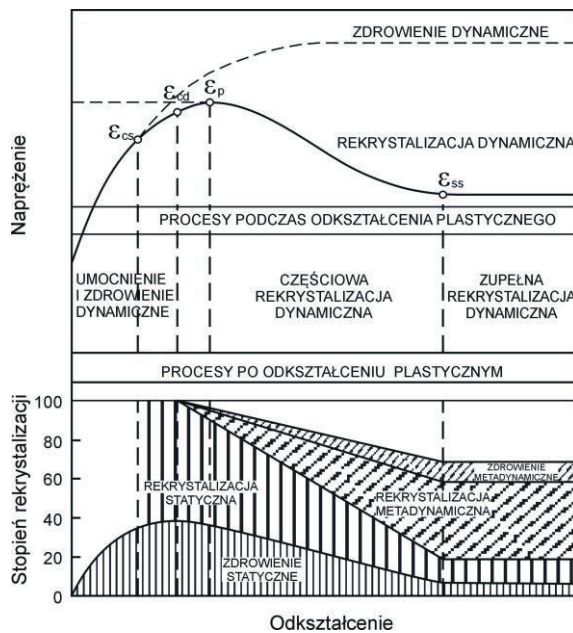
Interpretacja takiego przebiegu krzywych podana w kilku pracach [147, 159, 160] zakłada, że przy stałej temperaturze odkształcenia i porównywalnej początkowej wielkości ziarna, hamowanie rekrytalizacji dynamicznej w zakresie dużych prędkości odkształcenia jest związane z obecnością pierwiastka stopowego w roztworze  $\gamma$  ponieważ wydzielanie nie rozpoczyna się w ułamkach sekundy ( $\tau_p = \epsilon_p / \dot{\epsilon}$ ) potrzebnych do uzyskania odkształcenia szczytowego ( $\epsilon_{\sigma_{max}}$ ) na krzywych  $\sigma$ - $\epsilon$  przy tych  $\dot{\epsilon}$ . Podobnie przy małych  $\dot{\epsilon}$  wydzielanie kończy się przy bardzo małych odkształceniach i późniejszy dynamiczny wzrost zwiększa ich średnią wielkość co powoduje, że takie cząstki stają się mniej efektywne w hamowaniu rekrytalizacji. Zatem większe wartości  $\epsilon_{\sigma_{max}}$  (lub  $\epsilon_p$ ) dla badanych stali z V i Nb w porównaniu ze stałą niestopową i stałą z dodatkiem Mo, w pośrednim zakresie analizowanych prędkości odkształcenia, są niewątpliwie związane z obecnością drobnych wydzielen, które dysponują wystarczającym czasem wymaganym do ich wzrostu.



**Rysunek 2.12.** Wpływ prędkości odkształcenia na wartość  $\epsilon_p$  dla stali niestopowej i stali z mikrodotatkami Mo, V i Nb [55, 159]

Zestawienie selektywnego oddziaływania pierwiastków (Mo, V, Nb) na przebieg krzywych  $\sigma$ - $\epsilon$  z ich łączną zawartością binarną (Mo+V, Mo+Nb) lub oddziaływaniem kompleksowym (Mo+V+Nb) (rys. 2.11b) pozwala stwierdzić, że zmiany wartości  $\epsilon_p$  są podobne w badanych warunkach próby ściskania, niemniej binarne zawartości tych pierwiastków w roztworze  $\gamma$  oddziałują słabiej na hamowanie procesu rekrytalizacji dynamicznej niż w przypadku ich oddziaływań indywidualnych. Największe umocnienie odkształceniowe i hamowanie

rekrytalizacji dynamicznej austenitu wywiera wprowadzenie do tych stali łącznej zawartości Mo, V i Nb, powodujących jednocześnie zwiększenie naprężenia tarcia sieci i zmniejszenie szybkości zdrowienia dynamicznego roztworu  $\gamma$  oraz utwardzenie wydzieleniowe austenitu przez dyspersyjne cząstki węglików bądź węglikoazotków. Binarne oddziaływanie Mo-V, Mo-Nb oraz indywidualne Mo, Nb i V dopuszcza przebieg rekrytalizacji dynamicznej austenitu przy dużych odkształceniach  $\epsilon_p$ , podczas gdy stal C-Mn wykazuje stan płynięcia ustalonego już od wielkości odkształcenia  $\epsilon_p$  ok. 0,2 przy nieznacznej oscylacji naprężenia uplastyczniającego charakterystycznej dla cyklicznej rekrytalizacji dynamicznej.

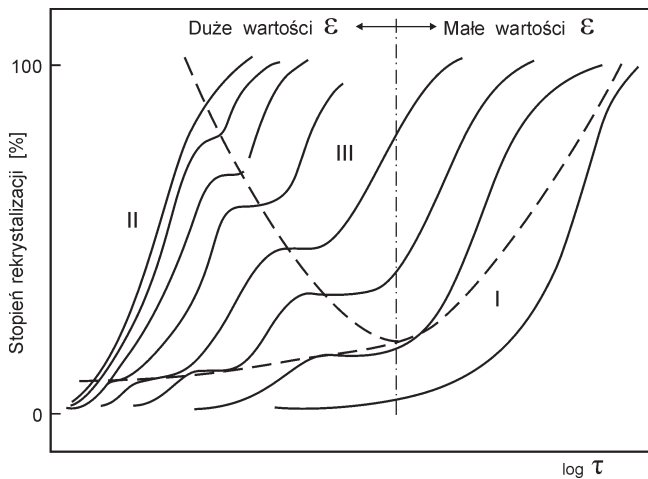


**Rysunek 2.13.** Schemat procesów aktywowanych cieplnie zachodzących w stali podczas i po odkształceniu plastycznym na gorąco

Odkształcenie wysokotemperaturowe kontrolowane zarówno przez zdrowienie dynamiczne, jak i rekrytalizację dynamiczną nie zapewnia uzyskania struktury równowagowej materiału odkształconego. Po zakończeniu odkształcenia występująca podstruktura materiału związana jest z określoną energią zmagazynowaną odkształcenia plastycznego stanowiącą siłę pędą dla statycznych procesów aktywowanych cieplnie. Stąd też podczas wygrzewania izotermicznego między kolejnymi etapami odkształcenia plastycznego lub wolnego chłodzenia, np. w procesie walcowania wieloprzepustowego na gorąco, zachodzą w nich

procesy statyczne takie, jak: *zdrowienie statyczne* lub *metadynamiczne* oraz *rekrytalizacja statyczna* lub *metadynamiczna*, powodujące zanik pozostałego nadmiaru defektów sieciowych i umocnienia odkształceniowego. Przebieg tych procesów (rys. 2.13) jest uwarunkowany wielkością odkształcenia plastycznego realizowanego w zadanych warunkach temperatury i prędkości odkształcenia.

Kinetyka procesu *rekrytalizacji statycznej* po odkształceniu plastycznym na gorąco i mechanizm zmian strukturalnych zależą głównie od rodzaju materiału i parametrów wysokotemperaturowego odkształcenia, które warunkują stan strukturalny bezpośrednio po zakończeniu przeróbki plastycznej. Wytrzymanie izotermiczne po odkształceniu plastycznym na gorąco może prowadzić do trzech głównych mechanizmów usuwania skutków umocnienia zgniotowego, a mianowicie: *zdrowienia statycznego* (SR), *rekrytalizacji metadynamicznej* (MDRX) i *rekrytalizacji statycznej* (SRX). Zakres oddziaływania tych mechanizmów i występujące między nimi zależności przedstawiono na schemacie - rys. 2.14.



**Rysunek 2.14.** Schemat oddziaływania mechanizmów usuwania skutków umocnienia zgniotowego podczas wytrzymania izotermicznego po odkształceniu na gorąco:  
I - zdrowienie statyczne, II - rekrytalizacja metadynamiczna,  
III - rekrytalizacja statyczna [53]

W przypadku odkształceń mniejszych od wartości krytycznej wymaganej dla zapoczątkowania rekrytalizacji statycznej ( $\epsilon < \epsilon_{cs}$ ) zanik umocnienia odkształceniowego zachodzi poprzez *zdrowienie statyczne*, które nie prowadzi jednak do całkowitego zmiękczenia

materiału. Mechanizm tego procesu zachodzi z udziałem wspinania dyslokacji i prowadzi do utworzenia komórkowej struktury dyslokacyjnej oraz podziarn. W przypadku większych odkształceń ( $\epsilon_{cs} < \epsilon < \epsilon_{cd}$ ) bezpośrednio po zakończeniu odkształcenia wysokotemperaturowego rozpoczyna się zdrowienie statyczne w obszarach przemieszczania się frontów rekrytalizacji. Konieczność dyfuzyjnego ruchu masy za pośrednictwem mechanizmu wakancyjnego powoduje stosunkowo wolny przebieg zdrowienia statycznego, który poprzedza rekrytalizację statyczną zapewniającą całkowite zmiękczenie materiału. Zwiększenie stopnia odkształcenia powoduje wzrost udziału i prędkość procesu zdrowienia statycznego oraz występowanie rekrytalizacji statycznej. Szybkość rekrytalizacji statycznej po odkształceniu na gorąco zwiększa się ze wzrostem wielkości i prędkości odkształcenia oraz obniżeniem temperatury odkształcenia i zmniejszeniem pierwotnej wielkości ziarna, natomiast wielkość ziarna po rekrytalizacji maleje przy takiej tendencji zmian warunków odkształcenia [161]. Drobnodziarnista struktura materiału zrekrystalizowanego statycznie ma istotny wpływ na zwiększenie granicy plastyczności oraz odporności na pękanie wyrobów wytwarzanych metodami obróbki cieplno-plastycznej [11]. Odkształcenie o wartości większej od krytycznej ( $\epsilon_{cd} < \epsilon < \epsilon_{ss}$ ) wywołuje w materiale po odkształceniu na gorąco zanik umocnienia (mięknienie) w wyniku przebiegu *rekrytalizacji statycznej i metadynamicznej*. W tym przypadku w materiale odkształconym zachodzi rekrytalizacja dynamiczna, a więc występują obszary frontów rekrytalizacji, które bezpośrednio po zakończeniu odkształcenia plastycznego na gorąco migrują bez żadnego okresu inkubacyjnego. Rekrytalizacja wywołana migracją takich frontów jest potocznie nazywana *rekrytalizacją metadynamiczną* lub *podynamiczną* [10, 49, 162]. Ten typ rekrytalizacji zachodzi bardzo szybko ponieważ nie jest konieczny okres inkubacji dla utworzenia frontów rekrytalizacji. Dla odkształceń z tego zakresu, bezpośrednio po odkształceniu na gorąco zachodzi zdrowienie statyczne i rekrytalizacja metadynamiczna, a następnie po okresie inkubacji rozpoczyna się również rekrytalizacja statyczna. W tym zakresie odkształceń, ze wzrostem wielkości  $\epsilon$ , rośnie udział rekrytalizacji metadynamicznej, a maleje - rekrytalizacji statycznej (rys. 2.14). Wzrost udziału rekrytalizacji metadynamicznej wynika ze zwiększenia gęstości frontów rekrytalizacji dynamicznej ze wzrostem odkształcenia do wartości  $\epsilon_{ss}$ , które są zdolne do dalszej migracji bezpośrednio po zakończeniu odkształcenia.

Po przekroczeniu odkształceń w zakresie stanu ustalonego zachodzi jedynie *zdrowienie statyczne* i *metadynamiczne*, jak również *rekrytalizacja metadynamiczna*. Jeżeli odkształcenie



plastyczne na gorąco prowadzone jest przy relatywnie wysokiej temperaturze to uzyskana po rekrytalizacji dynamicznej wielkość ziarna jest mniejsza od wielkości ziarna po rekrytalizacji metadynamicznej. Wynika to z obecności ciągle nowych frontów rekrytalizacji, które są generowane przez zachodzące w materiale odkształcenie plastyczne [163]. Natomiast w przypadku odkształcenia plastycznego przy względnie niskiej temperaturze ziarno po rekrytalizacji metadynamicznej jest drobniejsze ponieważ znacznie więcej frontów rekrytalizacji migruje w tym procesie niż w trakcie odkształcenia plastycznego [164]. Ten proces, podobnie jak rekrytalizacja statyczna ma istotne znaczenie w kształtowaniu drobnoziarnistej struktury wyrobów ze stali konstrukcyjnych mikrostopowych (HSLA).

**Tablica 2.1.** Skład chemiczny i analizowane wielkości termodynamiczne badanych stali [44]

L.p.	Rodzaj stali	Skład chemiczny w % wag.						Rodzaj faz	T <sub>tsol</sub> [°C]	T <sub>A</sub> [°C]	WZγ [μm]
		C	Mn	Si	V	Mo	Nb				
1.	C-Mn	0,06	1,43	0,24	-	-	-	-		1030	110
2.	V	0,05	1,20	0,25	0,115	-	-	VN, V <sub>4</sub> C <sub>3</sub>	984 850	1045	100
3.	M <sub>0</sub>	0,05	1,34	0,20	-	0,29	-	-	-	1070	110
4.	Nb-Mn	0,06	1,90	0,22	-	-	0,035	NbC, Nb(C,N)	1041, 1050	1100	120

WZγ - pierwotna wielkość ziarna austenitu, T<sub>t sol</sub> - obliczona temperatura równowaga rozpuszczalności faz pośrednich w austenicie, N ≈ 0,006%

**Tablica 2.2.** Czasy połówkowej rekrytalizacji austenitu t<sub>0,5</sub> dla rekrytalizacji statycznej (SRX) i metadynamicznej (MDRX) [45]

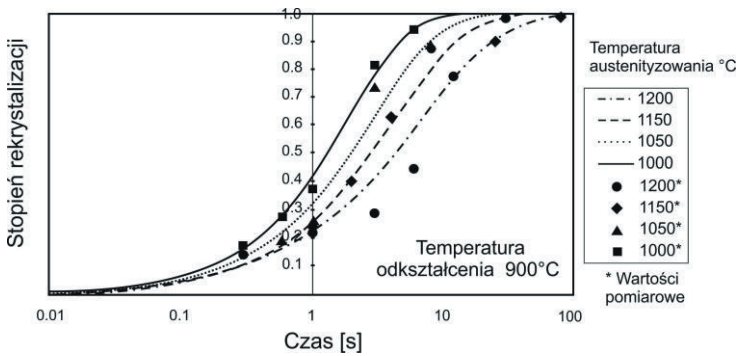
L.p.	Rodzaj stali	Równanie modelowe
1.	0,5 wt % Mn	$t_{0,5SRX} = 6,2 \cdot 10^{-14} \dot{\epsilon}^{-0,43} \dot{\epsilon}^{-2,7} d_0^2 \exp(209000/RT)$ $t_{0,5(MDRX)} = 9,5 \cdot 10^{-7} \dot{\epsilon}^{-0,84} \exp(130000/RT)$
2.	1,0 wt % Mn	$t_{0,5SRX} = 8,2 \cdot 10^{-5} \dot{\epsilon}^{-0,43} \dot{\epsilon}^{-2,7} d_0^2 \exp(236000/RT)$ $t_{0,5(MDRX)} = 4,1 \cdot 10^{-8} \dot{\epsilon}^{-0,84} \exp(167000/RT)$
3.	1,5 wt % Mn	$t_{0,5SRX} = 1,6 \cdot 10^{-15} \dot{\epsilon}^{-0,43} \dot{\epsilon}^{-2,7} d_0^2 \exp(267000/RT)$ $t_{0,5(MDRX)} = 6,2 \cdot 10^{-9} \dot{\epsilon}^{-0,84} \exp(191000/RT)$

$\dot{\epsilon}$  - prędkość odkształcenia, R - stała gazowa, T - temperatura bezwzględna

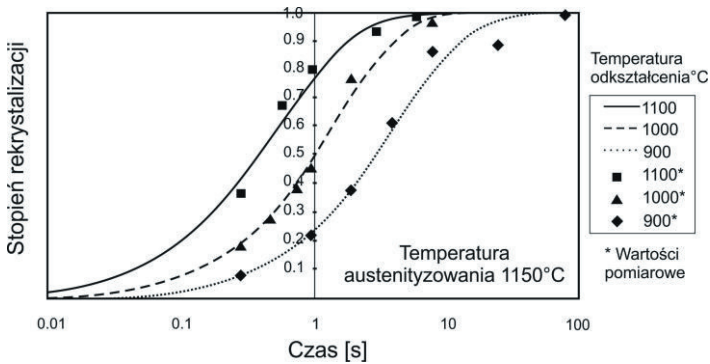
Procesy aktywowane cieplnie identyfikuje się na podstawie analizy zmian naprężenia uplastyczniającego w funkcji czasu wytrzymania między kolejnymi etapami odkształcenia, w wybranej próbie plastometryczne. Stopień zaniku umocnienia względnie mięknięcia przyjmuje się zwykle jako wskaźnik udziału rekrytalizacji statycznej, ponieważ postępująca

z dużą prędkością rekrytalizacja powoduje efektywny zanik dyslokacji warunkujących stan umocnienia odkształceniowego.

Procesy rekrytalizacji statycznej austenitu w stalach konstrukcyjnych niestopowych odkształczanych na gorąco zachodzą na ogół bardzo szybko. Dwa typowe przebiegi kinetyczne zmiany stopnia mięknięcia austenitu stali niestopowej C-Mn zawierającej 0,17% C i 0,74% Mn po odkształceniu plastycznym na gorąco metodą ściskania w zakresie temperatury 900÷1100°C z prędkością  $\dot{\epsilon}$  rzędu  $1s^{-1}$  przedstawiono na wykresach (rys. 2.15, 2.16) [165].



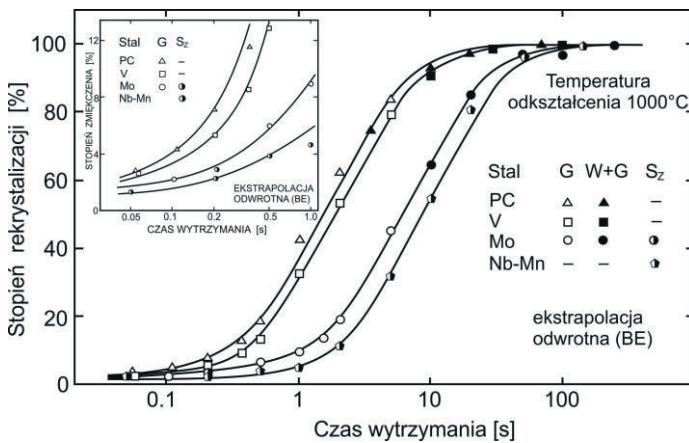
**Rysunek 2.15.** Wpływ temperatury austenitowania na proces mięknięcia stali niestopowej odkształcanej do  $\epsilon = 0,2$  przy 900°C z prędkością  $\dot{\epsilon} = 1s^{-1}$  [165]



**Rysunek 2.16.** Wpływ temperatury odkształcenia na proces mięknięcia stali niestopowej odkształcanej do  $\epsilon = 0,2$  z prędkością  $\dot{\epsilon} = 1s^{-1}$  [165]

Badane wielkości odkształcenia (0,08÷0,35) były mniejsze od wartości krytycznej  $\epsilon_{cd}$  wymaganej dla zainicjowania rekrytalizacji dynamicznej [163], a proces zaniku umocnienia w dwustopniowej próbie przerywanego ściskania odbywał się w warunkach izotermicznych.

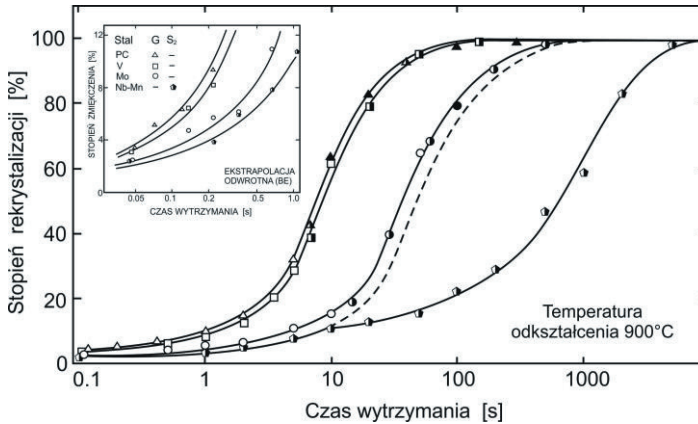
Odcinki prostych o małym nachyleniu względem osi czasu wytrzymania po odkształceniu, biegnące od początku układu, są charakterystyczne dla przebiegu procesu zdrowienia statycznego, natomiast pozostałe części krzywych kinetycznych opisują przebieg rekrytalizacji statycznej. Wykazują one typowy sigmoidalny kształt potwierdzając tym samym, że zależność udziału rekrytalizacji od czasu wytrzymania izotermicznego może być opisana równaniem Avrami'ego [166, 167]. Wpływ temperatury austenitizacji na kinetykę zmiękczenia po odkształceniu w 900°C pokazano na wykresie (rys. 2.15). Stwierdzono, że szybkość zmiękczenia jest zaniżana w miarę wzrostu temperatury austenitizowania, co tłumaczy się oddziaływaniem pierwotnej wielkości ziarn austenitu i utworzeniem podstruktury ograniczającej szybkość zarodkowania rekrytalizacji statycznej. Natomiast przebieg krzywych zaniku umocnienia w funkcji temperatury odkształcenia (rys. 2.16) wskazuje wyraźnie, że wzrost temperatury jest czynnikiem przyspieszającym kinetykę zmiękczenia austenitu odkształconego. Efekt ten wywołany jest większą ruchliwością granic ziarn przy wyższej temperaturze odkształcenia plastycznego. Stwierdzono ponadto, że zwiększenie wielkości i prędkości odkształcenia w próbie dwuetapowego ściskania na gorąco intensyfikuje szybkość procesu rekrytalizacji statycznej [166].



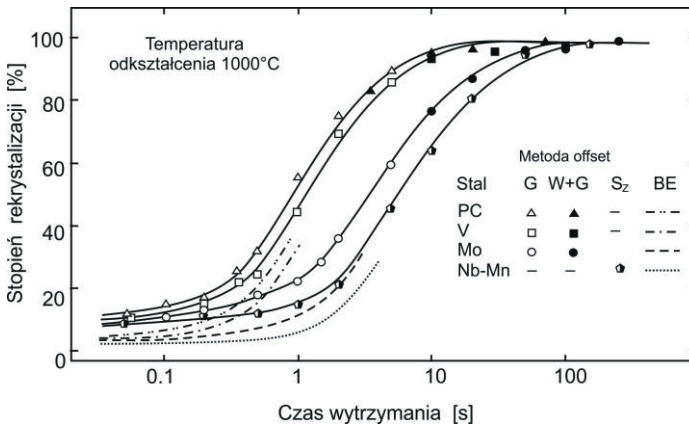
**Rysunek 2.17.** Krzywe zmiękczenia wyznaczone metodą ekstrapolacji odwrotnej (BE) dla stali niestopowej (PC) i stali z V, Mo i Nb-Mn, odkształcanych w temperaturze 1000°C [44]

Oddziaływanie stężenia kilku pierwiastków rozpuszczonych w roztworze  $\gamma$  lub związanych w dyspersyjne cząstki węglików lub azotków na przebieg procesu zdrowienia i rekrytalizacji statycznej austenitu w zakresie temperatury (900÷1000°C), po odkształceniu plastycznym na

gorąco ze stałą prędkością  $\dot{\epsilon}$  ok.  $2s^{-1}$ , dla wybranych stali konstrukcyjnych mikrostopowych (tablica 2.1) przedstawiono na wykresach (rys. 2.17÷2.20) [44].



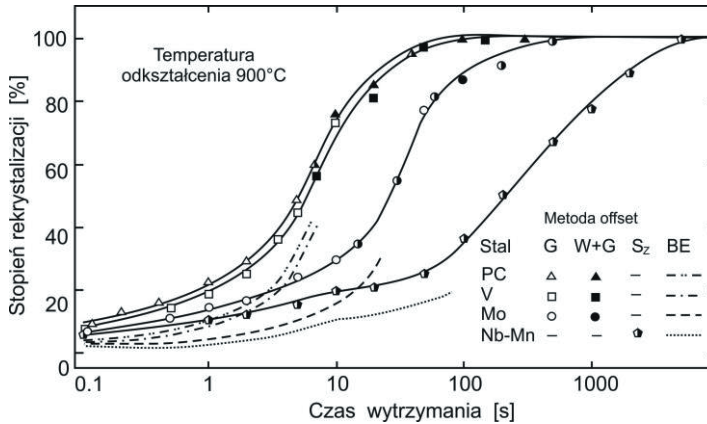
**Rysunek 2.18.** Krzywe zmiękczenia wyznaczone metodą ekstrapolacji odwrotnej (BE) dla stali niestopowej (PC) i stali z V, Mo i Nb-Mn, odkształcanych w temperaturze 900°C [44]



**Rysunek 2.19.** Krzywe zmiękczenia wyznaczone metodą offset i metodą ekstrapolacji odwrotnej (BE) dla stali niestopowej (PC) i stali z V, Mo i Nb-Mn, odkształcanych w temperaturze 1000°C [44]

Badane stale zawierały porównywalne stężenie węgla (ok. 0,05%) i Mn (ok. 1,40%) i zróżnicowaną zawartość Mo (0,30%) oraz V (0,115%) i Nb (0,035%). Stosowane temperatury austenitowania zapewniały kompletne rozpuszczenie faz pośrednich występujących zwykle w tych stalach i uzyskanie porównywalnych wielkości ziarn austenitu pierwotnego (tablica 2.1).

W próbach dwustopniowego ściskania wykonywanych na maszynie wytrzymałościowej elektro-hydraulicznej typu MTS (100kN) określono wpływ analizowanych pierwiastków na przebieg procesów aktywowanych ciepłnie wyznaczając podstawowe charakterystyki kinetyczne stopnia zmiękczenia (%FR) w funkcji czasu wytrzymywania izotermicznego. Ponadto badano oddziaływanie stosowanych podczas próby ściskania środków smarujących, jak G (grafit), W+G (folia wolframowa z grafitem), oraz  $S_z$  (szkło wodne).



**Rysunek 2.20.** Krzywe zmiękczenia wyznaczone metodą offset i metodą ekstrapolacji odwrotnej (BE) dla stali niestopowej (PC) i stali z V, Mo i Nb-Mn, odkształcanych w temperaturze 900°C [44]

W badaniach zastosowano również alternatywną metodę wyznaczania składowych wielkości naprężeń płynięcia ( $\sigma_T$ ) w celu określenia zmiany tych charakterystyk. Stwierdzono, że w badanej temperaturze odkształcenia (1000°C i 900°C) szybkość postępu zdrowienia statycznego (FR ok. 12%) wyznaczona analitycznie metodą ekstrapolacji odwrotnej BE (Back Extrapolation) jest największa dla stali niestopowej (rys. 2.17 i 2.18), natomiast maksymalny wpływ na hamowanie tego procesu wywiera Nb. Obniżenie temperatury odkształcenia plastycznego i rekrytalizacji z 1000°C do 900°C powoduje wydatne wydłużenie czasu zdrowienia wskutek zmniejszenia współczynnika samodyfuzji Fe i dyfuzji objętościowej pierwiastków stopowych w austenicie oraz zmniejszenie szybkości rekrytalizacji zwłaszcza w stalach mikrostopowych zawierających V, Mo i Nb. W temperaturze 1000°C oprócz Mn i Si, w austenicie badanych stali jest rozpuszczony Mo i V, natomiast Nb występuje w postaci związanej w dyspersyjne węgliki NbC wydzielane na dyslokacjach podczas odkształcenia plastycznego. Obniżenie temperatury procesu do 900°C powoduje, że oprócz Nb częściowo

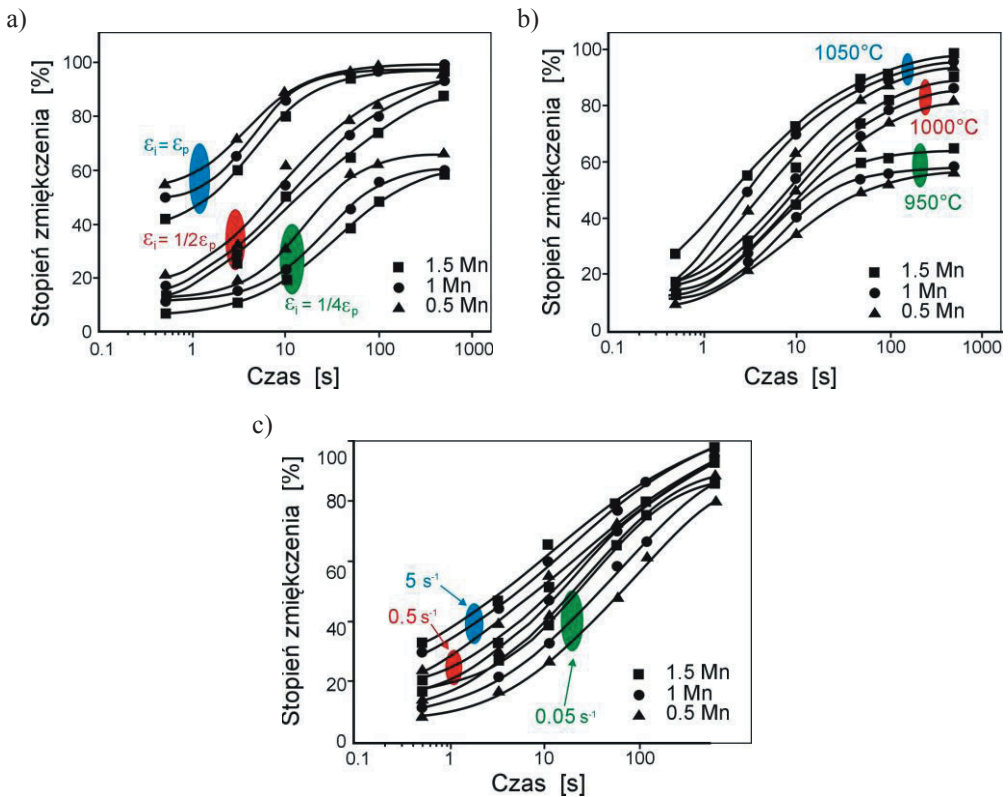
z węglem związany jest V w postaci dyspersyjnych węglików VC lub  $V_4C_3$  (tablica 2.1). Również w tej temperaturze może wydzielać się azotek wanadu VN. Pozostałe pierwiastki znajdują się w stanie rozpuszczonym w roztworze stałym. Zgodnie z wynikami wcześniejszych badań [160] dotyczących tej samej stali mikrostopowej z V analizowanej w dynamicznych warunkach obciążenia, początek wydzielania azotków VN uwarunkowany odkształceniem plastycznym w temperaturze 900°C obserwowano w czasie ok. 30 s. Tym niemniej wyniki przedstawione na wykresie (rys. 2.18) sugerują, że rekrytalizacja stali z V jest prawie zupełna w czasie, w którym należałoby spodziewać się obecności wydzieleni VN indukowanych odkształceniem. Należy sądzić, że hamowanie procesu rekrytalizacji statycznej obserwowane w stalach mikrostopowych z V i Mo, w badanych temperaturach jest zatem wynikiem oddziaływania tych pierwiastków w roztworze  $\gamma$ .

W przypadku stali z mikrododatkiem Nb wcześniejsza analiza kinetyki wydzielania dynamicznego cząstek Nb(C,N) [160] wykazała małe prawdopodobieństwo pojawienia się tych wydzieleni w czasie krótszym od 100 s przy temperaturze odkształcenia 1000°C, a więc przed zakończeniem rekrytalizacji statycznej. Należy zatem sądzić, że hamowanie rekrytalizacji statycznej przy tej temperaturze (rys. 2.17) jest również spowodowane obecnością Nb w austenicie. Ewidentnym staje się też, że przy temperaturze procesu odkształcenia i rekrytalizacji wynoszącej 900°C na kinetykę rekrytalizacji statycznej oddziałuje już dodatkowe zjawisko. Jak pokazano na rysunku 2.18 efekt oddziaływania wydzieleni Nb(C,N) indukowanych odkształceniem jest wyraźny dla czasu wytrzymania izotermicznego wynoszącego ok. 10 s. Prowadzi to do opóźnienia początku rekrytalizacji statycznej o około rząd wielkości. Linia przerywana na tym rysunku wyznacza prawdopodobny przebieg kinetyki rekrytalizacji stali z Nb bez oddziaływania dyspersyjnych cząstek węglikoazotków Nb(C,N). Jej pozycję wyznaczono analitycznie na podstawie odpowiedniego przebiegu krzywych kinetyki dla stali z Nb i Mo, analizowanych dla temperatury procesu 1000°C i przyjęciu wartości energii aktywacji procesu rekrytalizacji 245 kJ/mol·K dla obu stali. Z przebiegu tej krzywej wynika, że zmiękczenie dla ok. 60% odpowiadające udziałowi rekrytalizacji ok. 50% powoduje w przypadku wystąpienia wydzieleni Nb(C,N) hamowanie rekrytalizacji statycznej o więcej niż jeden rząd wielkości czasu wytrzymania w porównaniu do oddziaływania Nb w roztworze  $\gamma$ . Natomiast w odniesieniu do stali niestopowej obecność Nb w austenicie odkształconym plastycznie powoduje jedynie nieznaczne opóźnienie procesu rekrytalizacji statycznej o mniej niż rząd wielkości czasu wytrzymania izotermicznego.

Wyniki zaniku umocnienia odkształceniowego w funkcji czasu wytrzymania izotermicznego po odkształceniu wysokotemperaturowym (1000°C i 900°C) badanych stali, określone analitycznie alternatywnym sposobem wyznaczania naprężenia uplastyczniającego  $\sigma_r$  (tzw. metoda offset) przedstawiono na wykresach (rys. 2.19 i 2.20). W celu porównania wyników na wykresach tych zamieszczono również krzywe uzyskane metodą odwrotnej ekstrapolacji BE. Jak oczekiwano zastosowanie metody offset'owej relatywnie nie zmienia kształtu i pozycji odpowiednich krzywych dla badanych gatunków stali. Tym niemniej początkowe wartości frakcji zmiękczzonej wyznaczone tą metodą są wyraźnie większe niż określone metodą BE. Wytrzymanie izotermiczne w czasie krótszym niż 50 ms, przy temperaturze 1000°C prowadzi do uzyskania stopnia zmiękczenia austenitu odkształconego (ok. 7÷8%) dla badanych stali w wyniku zdrowienia statycznego (rys. 2.19). Analogiczne wartości zmiękczania (ok. 6÷7%) uzyskano podczas wytrzymania izotermicznego w czasie 0,1 s przy temperaturze 900°C (rys. 2.20). Początek rekrytalizacji statycznej wyznaczony w ten sam sposób występuje dla udziału frakcji zmiękczzonej ok. 20% i 30%, odpowiednio dla temperatury procesu 1000°C i 900°C. Różnice w krzywych kinetycznych analizowanych procesów zdrowienia i rekrytalizacji statycznej wynikające ze sposobu ich wyznaczania (metoda BE lub offset) zmniejszają się monotonicznie do zera w przypadku gdy stopień zmiękczania (%FR) osiąga wartość ok. 100%.

Przytoczone dane wskazują, że oprócz temperatury i prędkości odkształcenia istotny wpływ na kinetykę zdrowienia i rekrytalizacji statycznej po zakończeniu odkształcenia plastycznego na gorąco wywiera skład chemiczny i fazowy stali mikrostopowych oraz, że czas rekrytalizacji  $t_R$  lub czas  $t_{0,5}$  potrzebny do utworzenia 50% frakcji austenitu zrekrystalizowanego, który dla celów technicznych ma większe znaczenie niż  $t_R$ , jest dla stali niestopowych i zawierających mikrodotatki pierwiastków o dużym powinowactwie do węgla i azotu, związane w temperaturze rekrytalizacji, w dyspersyjne cząstki węglików, azotków lub węglikoazotków-wyraźnie zróżnicowany. Analizowane parametry odkształcenia plastycznego na gorąco, jak również skład chemiczny stali mikrostopowych oddziałują podobnie na kinetykę rekrytalizacji metadynamicznej zachodzącej w metalach i stopach odkształcanych plastycznie na gorąco w zakresie od  $\epsilon_{cd}$  do  $\epsilon_{ss}$  (rys. 2.13). W tym przypadku zarodki nowych ziarn utworzone podczas odkształcenia plastycznego w procesie rekrytalizacji dynamicznej rosną spontanicznie z jednocześnie przebiegającym zdrowieniem metadynamicznym w pozostałej objętości metalu odkształconego plastycznie, a po upływie czasu inkubacji zachodzi proces rekrytalizacji statycznej.

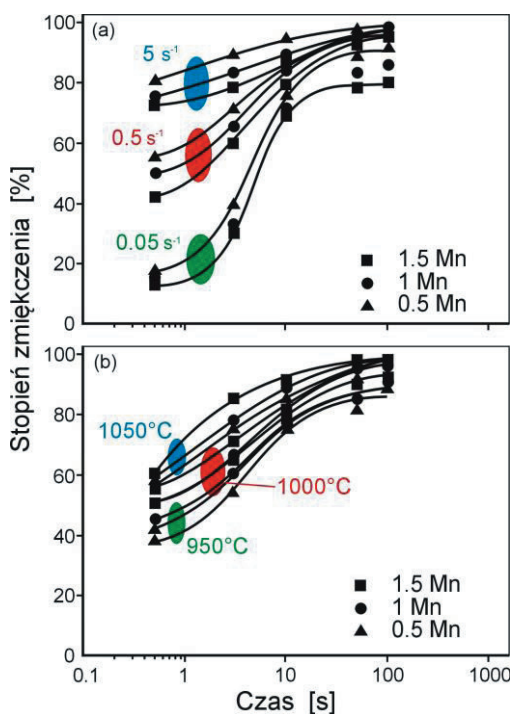
Wkład rekrytalizacji statycznej i metadynamicznej w zanik umocnienia odkształceniowego austenitu stali mikrostopowych zawierających ok. 0,08% C i ok. 0,04% Nb oraz zróżnicowane stężenie manganu w zakresie 0,52÷1,50%, odkształczanych w zakresie temperatury 950÷1050°C z prędkością  $\dot{\epsilon}$  od 0,05 do 5 s<sup>-1</sup> przedstawiono na wykresach (rys. 2.21 i 2.22) [45]. Przerwane próby plastometryczne dwustopniowego skręcania na gorąco prowadzono po austenityzowaniu w temperaturze 1200°C dla odkształceń  $\epsilon_p$  z zakresu (0,25÷1,00) i czasów wytrzymania izotermicznego od 0,5 do 500 s. Kinetykę rekrytalizacji metadynamicznej (MDRX) analizowano dla maksymalnej wartości odkształcenia  $\epsilon_p$ . Analiza wpływu temperatury i prędkości odkształcenia (rys. 2.21) wskazuje, że zwiększenie wartości  $\epsilon$  od 0,25 do 0,50 powoduje przyspieszenie rekrytalizacji statycznej natomiast zwiększenie stężenia Mn w badanym zakresie, przeciwnie - hamowanie procesu rekrytalizacji.



**Rysunek 2.21.** Krzywe zmękczenia w procesie (SRX) stali o różnym stężeniu Mn w zależności od stopnia odkształcenia (a), temperatury (b) i prędkości odkształcenia (c) [45]



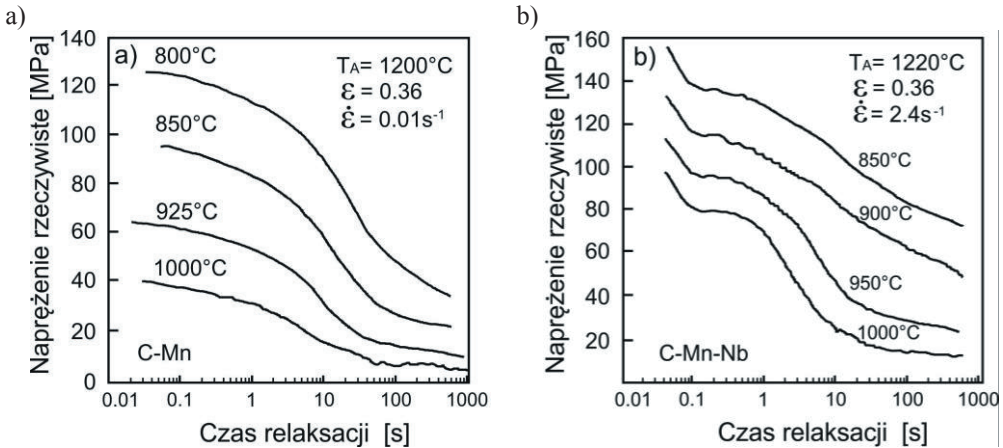
Oddziaływanie manganu dotyczy zarówno hamowania procesu zdrowienia, jak i rekrytalizacji statycznej. Podobne przyspieszenie zmian umocnienia odkształceniowego powoduje wzrost temperatury odkształcenia (dla  $\epsilon$  ok. 0,5) i zwiększenie  $\dot{\epsilon}$  przy temperaturze badania 1000°C. Oddziaływanie temperatury i prędkości odkształcenia na przebieg kinetyki rekrytalizacji metadynamicznej (rys. 2.22) jest jakościowo podobne. Wszystkie krzywe zaniku umocnienia odkształceniowego mają kształt sigmoidalny. Przyspieszony etap wstępny powodujący zmiękczenie austenitu (ok. 40÷50%) jest metodycznie trudny do przeprowadzenia, a przy prędkości odkształcenia ok. 5 s<sup>-1</sup> prawie niemożliwy dla czasów wytrzymania krótszych niż 0,5 s. Z przytoczonych danych wynika, że krzywe kinetyczne rekrytalizacji statycznej (SRX) są mniej wrażliwe na prędkość odkształcenia w badanym zakresie niż krzywe dla rekrytalizacji metadynamicznej (MDRX).



**Rysunek 2.22.** Krzywe zmiękczenia w procesie (MDRX) stali o różnym stężeniu Mn w zależności od prędkości odkształcania (a) i temperatury odkształcania (b) [45]

Ustalono ponadto, że wykładnik  $\dot{\epsilon}$  dla procesu SRX (-0,43) jest znacznie mniejszy niż dla procesu MDRX (-0,84) (tablica 2.2). Jednocześnie stwierdzono, że energia aktywacji procesu

MDRX jest wyraźnie mniejsza niż procesu SRX. Ma to istotne znaczenie praktyczne dla technologii walcowania na gorąco, w których prędkości odkształcenia są zwykle wielokrotnie większe (ok. 100 razy) niż stosowane w próbach laboratoryjnych. Szybki proces MDRX zachodzący w kolejnych okresach przerw podczas walcowania wieloprzepustowego może być odpowiedzialny za nagłe spadki obciążeń walców.



**Rysunek 2.23.** Wpływ temperatury odkształcenia na krzywe relaksacji naprężeń: a) stal C-Mn, b) stal C-Mn-Nb [42]

Kinetykę procesu zmiękczenia stali C-Mn oraz C-Mn-Nb i C-Mn-V-Ti-N po odkształceniu plastycznym na gorąco określano również z powodzeniem stosując metodę relaksacji naprężeń (rys. 2.23 i 2.24) [42, 43]. Uznano, że jest ona nawet bardziej czuła i bezpośrednia niż próba dwustopniowego wysokotemperaturowego ściskania dostarczająca jednocześnie niezbędnych danych do opisu procesów zdrowienia, rekrytalizacji statycznej i metadynamicznej oraz wydzielania. Przykłady typowych krzywych relaksacji naprężeń zarejestrowane tą metodą dla badanych stali odkształczanych w zakresie temperatury 800÷1000°C po austenityzowaniu w temperaturze 1200°C przedstawiono na wykresach (rys. 2.23). Natomiast dla stali odkształczanych w 900°C przy trzech charakterystycznych wartościach  $\epsilon$  z zakresu ( $\epsilon_{cs} \div \epsilon_{ss}$ ), na wykresach (rys. 2.24). Na krzywych naprężenia rzeczywistego w funkcji logarytmu czasu wytrzymania po odkształceniu wstępnym można wyróżnić trzy wyraźne etapy relaksacji naprężeń, a mianowicie: pierwszy etap to liniowy spadek poziomu naprężeń odkształconego austenitu spowodowany zdrowieniem statycznym, po którym następuje szybki spadek poziomu naprężeń w austenicie wywołany procesem SRX lub MDRX aż do drugiego etapu liniowego

odpowiadającego powolnej relaksacji zmiękzonego już austenitu w fazie poprzedzającej normalny rozrost ziarna. Stwierdzono, że odcinki liniowe przebiegu procesu relaksacji naprężeń mogą być opisane z zadowalającą dokładnością za pomocą prostych równań logarymicznych w postaci:

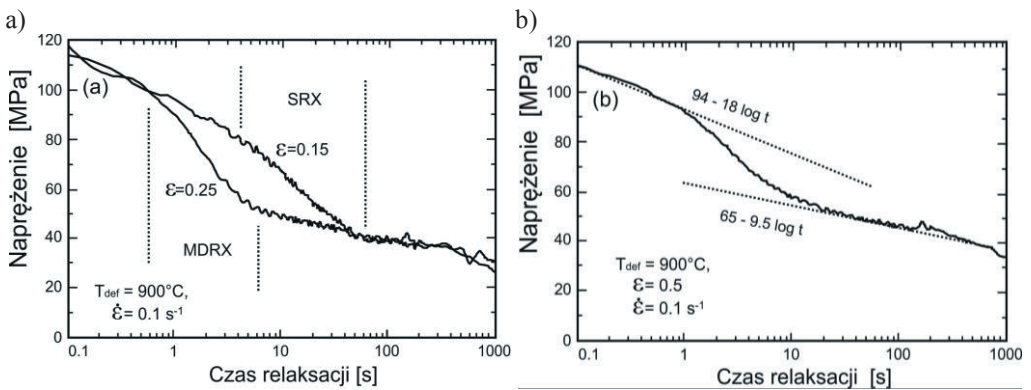
$$\sigma = \sigma_0 - \alpha \log t \quad (2.1)$$

gdzie:

$\sigma$  - naprężenie rzeczywiste,

$t$  - czas relaksacji po odkształceniu wstępnym,

$\sigma_0, \alpha$  - stałe eksperymentalne.



**Rysunek 2.24.** Typowe krzywe relaksacji naprężeń stali z mikrodotatkami V, Ti i N odkształcanej w temperaturze 900°C z prędkością 0,1s<sup>-1</sup>: a) dla odkształcenia 0,15 i 0,25; b) dla ε = 0,5 [43]

W analizowanych pracach przyjęto założenie, że pierwszy liniowy etap relaksacji odpowiada za relaksację naprężeń w odkształconym austenicie, podczas gdy trzeci etap, wykazujący liniową zależność przy mniejszym nachyleniu ( $\alpha$ ) - za relaksację naprężeń w zmiękczonym już austenicie. Tak więc szybka zmiana poziomu naprężeń między tymi etapami spowodowana jest głównie procesem rekrytalizacji statycznej. Przyjęto również założenie, że analizowany materiał jest kompozytem dwóch faz (umocnionej i zupełnie zmiękzonej) oraz zasadę ich zmieszania pozwalającą na wyrażenie poziomu naprężeń rzeczywistych podczas zmiękczania austenitu w składniku względnego udziału tych faz. Stąd naprężenie  $\sigma$  w danym czasie relaksacji naprężeń wyraża się zależnością:

$$\sigma = (1-X)(\sigma_{01} - \alpha_1 \log t) + X(\sigma_{02} - \alpha_2 \log t) \quad (2.2)$$

gdzie:

X - udział materiału fazy miękkiej

indeksy dolne 1 i 2 - odniesione odpowiednio do pierwszego i trzeciego etapu relaksacji naprężeń (materiał umocniony i materiał zmięczony).

Z zależności (2.2) udział frakcji zmięczonej (zrekrytalizowanej) można wyrazić następująco:

$$X = \frac{[(\sigma_{01} - \alpha_1 \log t) - \sigma]}{[(\sigma_{01} - \sigma_{02}) - (\alpha_1 - \alpha_2) \log t]} \quad (2.3)$$

Obliczone na tej podstawie krzywe kinetyki rekrystalizacji statycznej przedstawiono na wykresach (rys. 2.25). Uzyskane typowe krzywe wykładnicze odpowiadają zależności Avrami'ego:

$$X = 1 - \exp [-0,693(t/t_{50})^n] \quad (2.4)$$

gdzie:

$t_{50}$  - jest czasem dla 50% rekrystalizacji,

n - stała, wykładnik Avrami'ego.

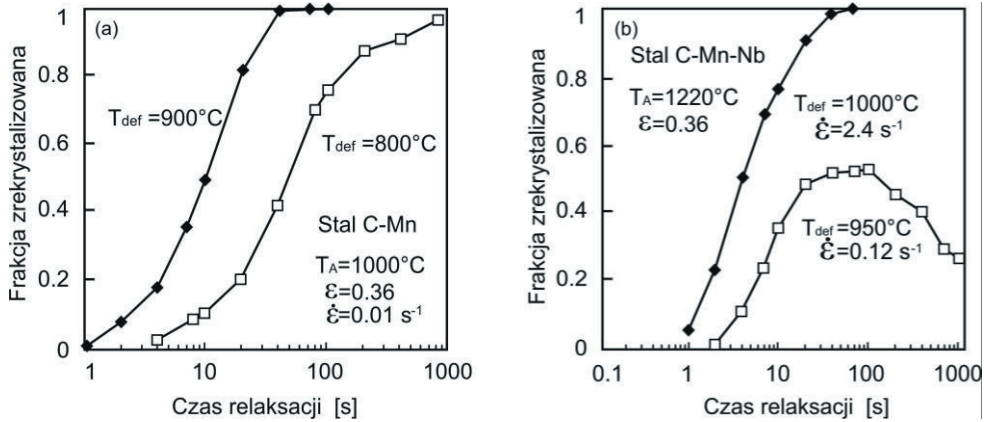
Określona z zależności (2.4) wartość wykładnika Avrami'ego n (rys. 2.26) wynosi ok. 1 i jest w zasadzie zgodna z wartościami, w zakresie 1÷2 podawanymi w literaturze [16, 168, 169] głównie dla procesu rekrystalizacji statycznej. Stwierdzono również, że charakterystyczne czasy ( $t_5$ ,  $t_{95}$ ) dla rekrystalizacji statycznej są zgodne z wartościami prognozowanymi na podstawie powszechnie przyjętych równań eksperymentalnych. Metodą relaksacji naprężeń wyznaczono też dla badanych stali odpowiednie czasy wydzielania ( $t_{p5}$ ,  $t_{p95}$ ) podane po raz pierwszy przez Liu i Jonasa [15]. Autorzy tej pracy przeprowadzili systematyczne badania stali mikrostopowych o zawartości węgla ok. 0,06% i azotu ok. 0,006% oraz zróżnicowanym stężeniu tytanu w zakresie (0,05÷0,25%) koncentrując się na określeniu kinetyki wydzielania z austenitu węglikoazotków Ti(C,N). W celu porównania wyników użyto stali niestopowej o podobnym składzie chemicznym. Wyniki próby izotermicznej relaksacji naprężeń w temperaturze 900°C dla stali mikrostopowej o stężeniu 0,25% Ti i stali odniesienia, badanych w tych samych warunkach przedstawiono na wykresach (rys. 2.27). Porównanie przebiegu krzywych wskazuje, że zależność naprężenia w funkcji logarytmu czasu dla stali z Ti może być opisana addytywnie łącząc podstawową krzywą logarytmiczną, typową dla stali niestopowej (zależność 2.1) z przyrostem naprężenia  $\Delta\sigma$ , a mianowicie:

$$\sigma = \sigma_0 - \alpha(1+\beta t) + \Delta\sigma \quad (2.5)$$

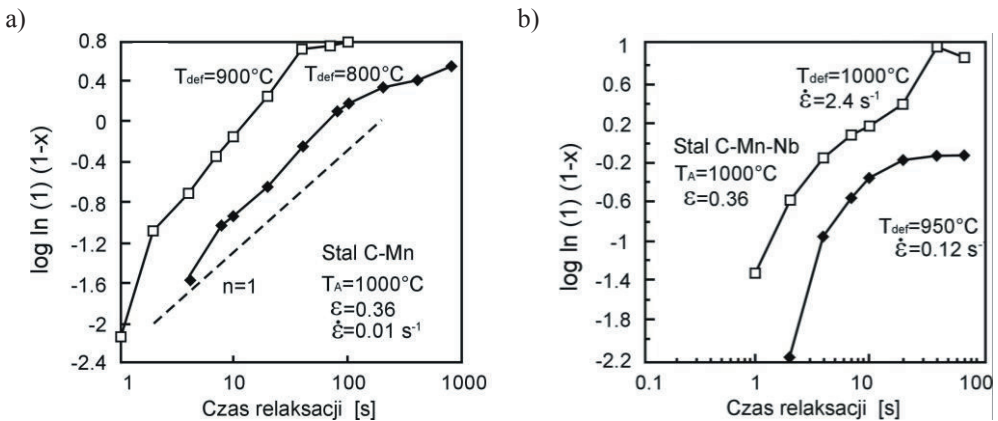
gdzie:

$\sigma_0$  - naprężenie początkowe w  $t = 0$ ,

$\alpha, \beta$  - stałe eksperymentalne.



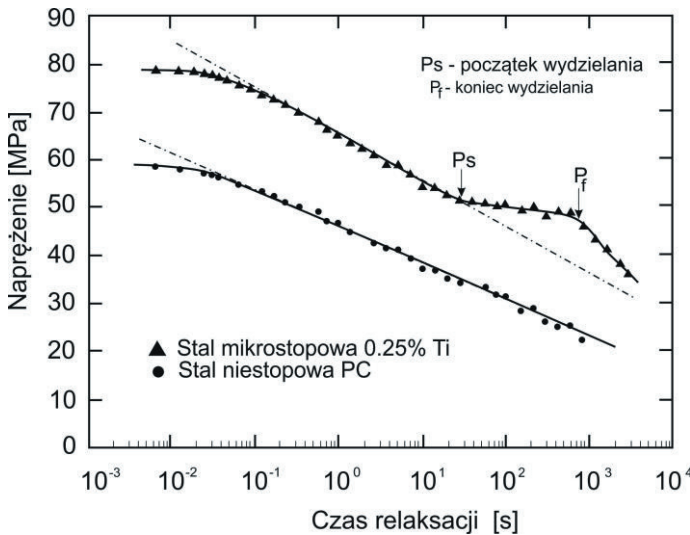
**Rysunek 2.25.** Zmiana udziału frakcji zmiękzonej wyznaczona analitycznie dla próby relaksacji naprężeń: a) stal C-Mn, b) stal C-Mn-Nb [42]



**Rysunek 2.26.** Przewidywana zależność typu Avramie'go wyznaczona na podstawie próby relaksacji naprężeń: a) stal C-Mn, b) stal C-Mn-Nb [42]

Z przebiegu krzywej wynika, że w pierwszych 30 sekundach  $\Delta\sigma = 0$  relaksacja naprężeń w stali z Ti jest bardzo podobna do stali niestopowej za wyjątkiem wyższych wartości naprężeń wywołanych efektem umocnienia roztworowego Ti w austenicie. Po tym czasie krzywe naprężenia w funkcji logarytmu czasu wykazują wyraźne różnice, sugerujące

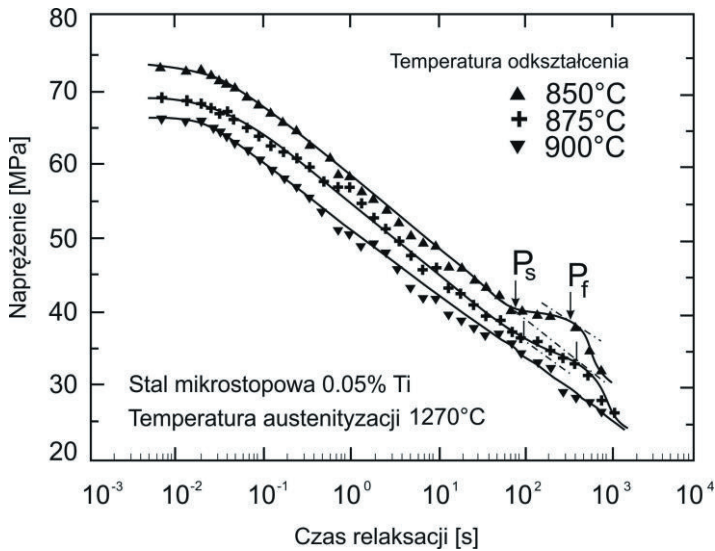
występowanie procesu wydzielenia, który może opóźniać postęp relaksacji. Analizowane krzywe odchylają się ciągle aż do osiągnięcia maksymalnej wartości przyrostu naprężenia, po której  $\Delta\sigma$  zaczyna się zmniejszać, a relaksacja naprężeń - zbliżać się do podstawowej krzywej logarytmicznej. Charakterystyczne punkty, przy których  $\Delta\sigma$  zaczyna różnić się od zera i ma wartość maksymalną oznaczono na wykresie jako  $P_s$  i  $P_f$ . Reprezentują one odpowiednio początek i koniec wydzielenia  $Ti(C,N)$ . Krzywe naprężenia w funkcji logarytmu czasu określone dla stali o stężeniu 0,05% Ti w badanym zakresie temperatury przedstawiono w analogiczny sposób (rys. 2.28). Należy zaznaczyć, że wszystkie krzywe mogą być opisane zależnością (2.5), jak również, że plateau naprężeń staje się mniej wyraźne lub całkowicie zanika ze wzrostem temperatury badania i zmniejszeniem stężenia Ti w stali.



**Rysunek 2.27.** Krzywe relaksacji naprężeń dla stali mikrostopowej o zawartości 0,25% Ti i stali niestopowej (PC) [15]

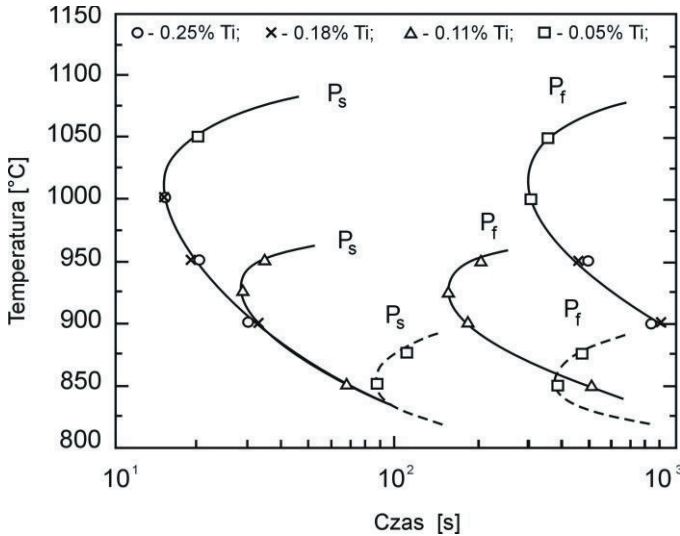
Wyznaczone czasy  $P_s$  i  $P_f$  dla badanych stali i temperatury próby relaksacji naprężeń stanowiły podstawę do wykreślenia krzywych granicznych PTT (wydzielenie-temperatura-czas) o kształcie klasycznego C (rys. 2.29). Uzyskane wyniki wskazują, że maksymalne czasy  $P_s$  statycznego wydzielenia  $Ti(C,N)$  występują w temperaturze relaksacji 1000°C przy ok. 15s dla obydwu stali mikrostopowych o stężeniu 0,18 i 0,25% Ti, natomiast przy ok. 24s w temperaturze 925°C (dla stali o stężeniu 0,11% Ti) i odpowiednio przy ok. 85s w temperaturze 850°C (dla stali o stężeniu Ti ok. 0,05%). Ponieważ krzywą PTT dla stali

o tym stężeniu Ti wyznaczono na bazie jedynie dwóch punktów eksperymentalnych, na wykresie zaznaczono ją linią przerywaną. Z porównania krzywych PTT dla badanych stali wynika, że jeżeli stężenie Ti (i węgla) zwiększa się to górne części tych krzywych są przesunięte do wyższej temperatury i krótszych czasów. Wydaje się, że może to być związane z różnicami energii warunkującej siłę napędową wydzielania. Przeciwnie, położenia dolnych ramion krzywych sugerują względną niezależność przebiegu procesu wydzielania od składu chemicznego badanych stali. Efekt ten można wyjaśnić prawdopodobnie katalitycznym oddziaływaniem śladowej ilości rozpuszczonego N na szybkość zarodkowania Ti(C,N) w austenicie.



**Rysunek 2.28.** Zależność relaksacji naprężeń od temperatury odkształcania dla stali mikrostopowej z Ti [15]

Mimo, że określenie kinetyki wydzielania nie było głównym celem badań prowadzonych w pracy [42] to jednak zostało pokazane dla kilku eksperymentów (rys. 2.30). Etap wydzielania ujawnia się na wykresach relaksacji naprężeń przez odcinek plateau naprężenia wyznaczając czasy  $t_{p5}$  jako 22 i 12 s, odpowiednio w temperaturze 900 i 850°C przy odkształceniu 0,105 i prędkości odkształcenia 0,11 s<sup>-1</sup>. Dla tych samych warunków odkształcenia odpowiednie czasy  $t_{p5}$  wyznaczone analitycznie z modelu Dutty i Sellarsa [14] wynosiły 38 i 27 s.



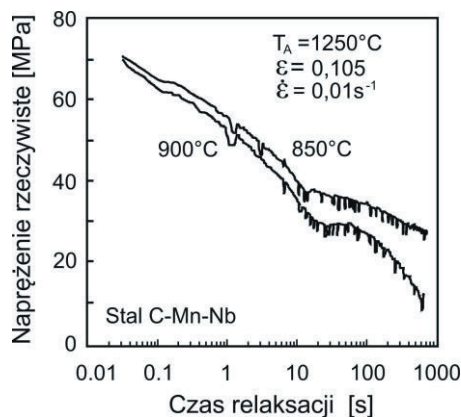
**Rysunek 2.29.** Krzywe kinetyki wydzielenia (PTT) dla stali mikrostopowych z Ti określone metodą relaksacji naprężeń [15]

Porównanie danych kinetycznych dotyczących interpretacji hamowania szybkości rekrytalizacji statycznej wywołanej oddziaływaniem mikrododatku niobu przedstawiono na podstawie kilku źródłowych wykresów (rys. 2.31) zamieszczonych w pracach [13, 54, 170, 171]. Analizowane stale zawierały niską zawartość węgla (ok. 0,1%) oraz stężenie Nb w zakresie (0,035÷0,07%). Stosowane odkształcenia austenitu (0,05÷0,25) poprzedzające wytrzymanie izotermiczne nie przekraczały wartości  $\epsilon_{cd}$ . Wyniki badań ujęto na tzw. krzywych granicznych RTT (rekrytalizacja-temperatura-czas) i PTT (wydzielenie-temperatura-czas) wyznaczonych dla przyjętych odkształceń w danej temperaturze próby plastometrycznej.

Badania Le Bon'a i in. [13] wskazują, że mikrododatek Nb ma największy wpływ na kinetykę rekrytalizacji statycznej w temperaturze 900°C. Biorąc pod uwagę kształt i położenie krzywych RTT i PTT można przypuszczać, że hamowanie rekrytalizacji statycznej przy wysokiej temperaturze (950÷1000°C), jak również w zakresie (800÷825°C) nie może być związane z oddziaływaniem Nb w postaci węglikoazotków Nb(C,N), ponieważ zarówno w stali C-Mn jak i w modyfikowanej Nb wydzielenie takie nie zachodzi w okresie czasu  $R_s(Nb) \approx R_f(Nb)$  (rys. 2.31). Natomiast może ono wynikać z obecności Nb w roztworze  $\gamma$ , jak sugerowano to w innych pracach [154, 172]. Hamowanie szybkości rekrytalizacji ujawnione tym sposobem zwiększa się wraz z obniżeniem temperatury. Niemniej efekt rozpuszczania jest istotnie mniejszy niż łączny efekt oddziaływania mikrododatku w roztworze i wydzieleniach.



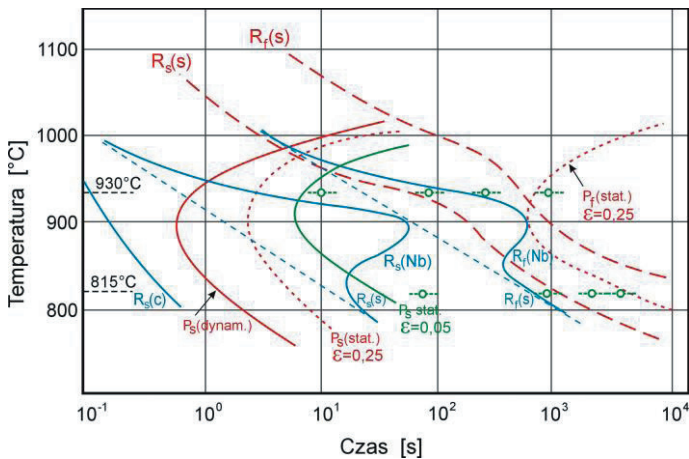
Charakterystyczne „zatoiki” lub wygięcia w kształcie litery Z na krzywych granicznych RTT wyjaśniono analizując odpowiednie czasy wydzielania  $P_s$  dla procesu dynamicznego i statycznego. Stwierdzono, że uzyskany przebieg rekrytalizacji wynika z łącznego oddziaływania Nb rozpuszczonego w roztworze i jako źródła wydzielania Nb(C,N). Superpozycja krzywych wydzielania ( $P_s$ ) dla węglikoazotków Nb(C,N) wskazuje, że narzucenie wyższych wartości odkształceń do 0,25 powoduje przyspieszenie statycznego wydzielania [54, 171]. Należy jednak zaznaczyć, że początek wydzielania statycznego jest również przyspieszony w wyniku większej zawartości Nb [171]. Podobnie, czasy  $P_f$  w widoczny sposób zależą od stężenia Nb w badanych stalach. Zwiększenie stężenia tego pierwiastka opóźnia proces wydzielania. Kombinowany efekt wyższych odkształceń i stężeń mikrododatku Nb w badanych stalach powoduje przesunięcie krzywych  $P_s$  wydzielania statycznego do krótszych czasów. Przedstawione krzywe wskazują ewidentnie, że czasy wytrzymania rzędu 10÷100s w temperaturze 930°C i 100÷1000 s przy 815°C odpowiadają zakresom początku wydzielania statycznego Nb(C,N), natomiast koniec procesu wydzielania zachodzi po upływie ok.  $10^3$  i  $5 \cdot 10^3$  s odpowiednio dla temperatury 930°C i 815°C. Jednakże czasy wytrzymania dłuższe niż  $10^2$  s przy 930°C i  $10^3$  s w temperaturze 815°C korespondują już z odpowiadającymi im czasami dla procesu rekrytalizacji statycznej.



**Rysunek 2.30.** Krzywe relaksacji naprężeń z odcinkiem plateau charakterystycznym dla procesu wydzielania [42]

Podczas procesu wygrzewania lub wolnego chłodzenia bezpośrednio po zakończeniu rekrytalizacji statycznej zachodzi samorzutny *rozrost ziarn*. Struktura drobnoziarnista utworzona w wyniku rekrytalizacji statycznej, metadynamicznej lub dynamicznej

charakteryzuje się rozwiniętą powierzchnią granic ziarn oraz podwyższoną energią wywołaną obecnością większej gęstości defektów sieciowych. Stąd jest metastabilna i wykazuje samorzutną skłonność do rozrostu ziarn wynikającą z dążenia układu do zmniejszenia swojej energii wewnętrznej przez zmniejszenie powierzchni granic ziarn i wystąpienie równowagi napięć powierzchniowych granic ziarn na krawędziach i w narożach ziarn. Mechanizm tego procesu jest analogiczny do normalnego rozrostu ziarn po zakończeniu rekrytalizacji pierwotnej w metalach i stopach odkształconych plastycznie w temperaturze niższej od temperatury rekrytalizacji ( $T_R$  ok.  $0,5T_i$ ) a następnie wyżarzonych [10, 51, 173, 174].



**Rysunek 2.31.** Oddziaływanie mikrodotadku niobu na krzywe kinetyki rekrytalizacji (RTT) i wydzielenia (PTT) według danych literaturowych [13,54,170,171]

Zwiększając się w tym procesie wielkość ziarn jest niekorzystnym czynnikiem własności mechanicznych, a w szczególności zmniejszenia granicy plastyczności i odporności na pękanie oraz pogorszenia podatności na odkształcenia technologiczne wyrobów metalowych wytwarzanych metodami obróbki cieplno-mechanicznej. Skutecznym elementem struktury ograniczającym rozrost ziarn jest obecność w stalach mikrostopowych składników segregujących na granicach ziarn i zmniejszających ich ruchliwość przez utworzenie atmosfer atomów obcych lub też bardziej efektywnie przez obecność cząstek dyspersyjnych faz wtórnych. Wprowadzone do tych stali mikrodotadki tworzą w procesie wysokotemperaturowego odkształcenia plastycznego, przy prawidłowo dobranym zakresie temperatury, dyspersyjne cząstki azotków, węglików i węglikoazotków, które zmniejszając

szybkość procesów aktywowanych cieplnie, głównie zdrowienia i rekrytalizacji statycznej ograniczają jednocześnie rozrost ziarn austenitu zrekrystalizowanego [11, 173, 175, 176].

### **2.3. Modelowanie matematyczne i strukturalne procesu odkształcenia plastycznego na gorąco**

Modelowanie matematyczne zapewnia niewątpliwie wiele korzyści nie tylko w zakresie aplikacji nowych technologii przeróbki plastycznej metali. Pozwala między innymi na ograniczenie liczby eksperymentów w skali laboratoryjnej i przemysłowej, modyfikację cech geometrycznych wyrobów oraz stosowanych narzędzi, przewidywanie licznych zmiennych, których nie można bezpośrednio pomierzyć, jak również na ocenę interakcji parametrów technologicznych stosowanych procesów, warunkujących własności mechaniczne wyrobów finalnych. Zapewnia też dużą czułość prowadzonych analiz, szczególnie w przypadkach selektywnych zmiennych, istotnych dla kontroli zachodzących procesów. Nie bez znaczenia jest również czynnik ekonomiczny modelowania. Jest ono relatywnie tańszym badaniem, wymaga bowiem znacznie mniejszych nakładów finansowych na sprzęt i oprogramowanie komputerowe (hardware and software) w porównaniu z zaawansowaną techniką eksperymentalną na poziomie laboratoryjnym lub półprzemysłowym. Z tych względów modelowanie integruje najczęściej procesy cieplne, mechaniczne i mikrostrukturalne. W niedalekiej przyszłości należy oczekiwać, że modelowanie stanie się podstawą systemu sterowania kontroli większości procesów przeróbki plastycznej metali. Opracowane modele będą z pewnością wykorzystywane jednocześnie do symulacji off-line oraz kontroli procesowej on-line. [9, 19÷21, 68]. Rozwój modelowania tych procesów będzie zmierzał w kierunku optymalnego odtworzenia rzeczywistych warunków przemysłowych, głównie w celu uzyskania -przewidywanej modelowaniem - struktury materiału o pożądanych własnościach użytkowych wyrobów gotowych.

Początkowo modelowanie ograniczało się do teoretycznego rozwiązania problemu parametrów siłowych procesu tj. określenia sił i momentów, uwzględniając zjawisko umocnienia materiału, jak również przyjmując często założenia uproszczające, obniżające dokładność obliczeń [19, 21]. Dużym przełomem w dziedzinie modelowania było zastosowanie metody elementów skończonych (MES) pozwalającej na modelowanie zjawisk mechanicznych, cieplnych i strukturalnych. Najważniejszą zaletą tej metody jest możliwość

analizy lokalnych wartości różnych parametrów tych zjawisk oraz uwzględnienie wymiany ciepła oraz wpływu prędkości odkształcenia w obliczeniach płynięcia plastycznego materiału. Jednak efektywne zastosowanie tej metody do modelowania procesów przemysłowych przeróbki plastycznej determinowane jest głównie znajomością naprężenia uplastyczniającego, zależnego w znacznym stopniu od stanu strukturalnego austenitu odkształconego na gorąco. Konieczność uwzględnienia w modelu cieplno-mechanicznym wpływu mikrostruktury austenitu na wartość naprężenia uplastyczniającego doprowadziła stopniowo do integracji tych modeli, jak również rozwoju modelowania fizycznego z zastosowaniem prób plastometrycznych skręcania i ściskania na gorąco. Metoda MES stwarza szerokie możliwości symulacji, od względnie prostych prób plastometrycznych (test rozciągania, skręcania, ściskania) do złożonych procesów przeróbki plastycznej w skali przemysłowej (walcowanie, kucie, wyciskanie, itp.) Poprawność wyników zależy jednak w dużym stopniu od przyjętych założeń w opracowanym modelu. Przy standardowych symulacjach zachowanie materiału opisane jest pojedynczą krzywą płynięcia  $\sigma$ - $\epsilon$ , która ujmuje zależności pomiędzy naprężeniem uplastyczniającym a odkształceniem bieżącym, prędkością odkształcenia czy temperaturą. Pomimo tego, że takie rozwiązanie jest pewnym uproszczeniem wynikającym z przystosowania modelu do opisu uśrednionego zachowania się materiału polikrystalicznego, to podejście to jest szeroko stosowane w praktyce przemysłowej i zapewnia zadowalający poziom dokładności obliczeń numerycznych.

Znajomość wartości naprężenia uplastyczniającego jest niezbędna w obliczeniach parametrów siłowo-energetycznych każdego procesu kształtowania plastycznego materiału, jak również do określenia optymalnej technologii procesu zapewniającej najkorzystniejszą mikrostrukturę wyrobu. Empiryczne zależności funkcji naprężenia uplastyczniającego w monografii [25] podzielono na sześć grupy różniących się rodzajem uwzględnionych parametrów opisujących warunki i przebieg odkształcenia plastycznego oraz stan początkowy materiału. Istotnym elementem klasyfikacji omawianych procesów ze względu na przebieg odkształcenia plastycznego w funkcji czasu jest ich ciągłość. Procesy kształtowania mogą być prowadzone w sposób ciągły lub sekwencyjny. Funkcje grupy III-iej typu  $\sigma_p = \sigma_p(\epsilon, \dot{\epsilon}, T)$  uwzględniające temperaturę  $T$ , prędkość  $\dot{\epsilon}$  i wielkość  $\epsilon$  bieżącego odkształcenia znajdują zastosowanie w modelowaniu i symulacji komputerowej procesów przeróbki plastycznej na gorąco. W grupie tej wyróżniono następujące równania konstytutywne:

$$\sigma_p = C \cdot \epsilon^n \exp(n_1 \cdot \epsilon) \dot{\epsilon}^m \cdot \exp(\alpha \cdot T) \quad (3.1)$$

$$\sigma_p = C \cdot \varepsilon^n \exp(n_1 \cdot \varepsilon) \cdot \dot{\varepsilon}^{(m+bT)} \cdot \exp(\alpha \cdot T) \quad (3.2)$$

$$\sigma_p = C \cdot \varepsilon^{(n+b_2 T)} \cdot \exp(n_1 \cdot \varepsilon) \cdot \dot{\varepsilon}^{(m+bT)} \cdot \exp(\alpha \cdot T) \quad (3.3)$$

$$\sigma_p = C \cdot \varepsilon^n \exp\left(\frac{n_1 \cdot \varepsilon}{\varepsilon_m}\right) \cdot \dot{\varepsilon}^{(m+bT)} \cdot \exp(\alpha \cdot T) \quad (3.4)$$

$$\sigma_p = C \cdot \varepsilon^n \exp\left(\frac{n_1}{\varepsilon}\right) \cdot \dot{\varepsilon}^{(m+bT)} \cdot \exp(\alpha \cdot T) \quad (3.5)$$

gdzie:

$\varepsilon$  - odkształcenie,

$\dot{\varepsilon}$  - prędkość odkształcenia,

$T$  - temperatura,

$C, n, n_1, m, b, \alpha$  - wyznaczone eksperymentalnie współczynniki i wykładniki.

W pracy [71] do wyznaczenia naprężenia uplastyczniającego zastosowano wzór:

$$\sigma_p = A \cdot \varepsilon^B \cdot \sin h^{-1}(C \cdot Z)^D \quad (3.6)$$

gdzie:

$A, B, C, D$  - wyznaczone eksperymentalnie współczynniki i wykładniki

$Z$  - parametr Zenera - Hollomona, opisany zależnością:

$$Z = \dot{\varepsilon} \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad (3.7)$$

gdzie:

$Q$  - energia aktywacji procesu odkształcenia,

$R$  - stała gazowa.

W przypadku dużych wartości odkształceń plastycznych występujących w procesach obróbki plastycznej Zener i Hollomon [177] proponują stosowanie temperaturowej modyfikacji prędkości odkształcenia wzorem:

$$\sigma_p = f\left(\dot{\varepsilon} \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT}\right)\right) = f(Z) \quad (3.8)$$

Przytoczone zależności nie ujmują jednak pełnego opisu przebiegu naprężenia uplastyczniającego dla warunków odkształcenia, w których występuje efekt rekrytalizacji dynamicznej. W takim przypadku Schindler [178] wyodrębnił dla krzywych  $\sigma$ - $\varepsilon$  trzy zakresy odkształcenia i zaproponował dla  $\varepsilon < \varepsilon_{ss}$  wzór:

$$\sigma_p = A \cdot \varepsilon^B \cdot \exp\left(-B \frac{\varepsilon}{\varepsilon_p}\right) \quad (3.9)$$

gdzie:

$\varepsilon_{ss}$  - odkształcenie odpowiadające początkowi etapu ustabilizowanych naprężeń uplastyczniających,

$\varepsilon_p$  - odkształcenie odpowiadające  $\sigma_{\max}$ , opisane wzorem:

$$\varepsilon_p = A \cdot D_0^B \cdot Z^C \quad (3.10)$$

gdzie:

$D_0$  - początkowa wielkość ziarna,

$Z$  - parametr Zenera - Hollomona,

$A, B, C$  - wyznaczone eksperymentalnie współczynniki i wykładniki.

Natomiast dla odkształceń  $\varepsilon > \varepsilon_{ss}$  zależność w postaci:

$$\sigma_p = \sigma_{ps} = K \cdot \sigma_{pp} \quad (3.11)$$

gdzie:

$\sigma_{pp}$  - największa wartość naprężenia uplastyczniającego,

$K$  - współczynnik w przedziale wartości (0,80÷0,85).

W pracy [179] podano modyfikację wzoru Schindlera (3.9) do postaci:

$$\sigma_p = A \cdot \varepsilon^B \cdot \exp\left(-B \frac{\varepsilon}{\varepsilon_p}\right) \cdot \dot{\varepsilon}^{\left(\frac{C}{T}\right)} \cdot \exp(-ET) \quad (3.12)$$

gdzie:

$\varepsilon_p$  - odkształcenie odpowiadające  $\sigma_{\max}$ ,

$A, B, C, D, E$  - wyznaczone eksperymentalnie współczynniki i wykładniki.

Gronostajski [22] opracował opis naprężenia uplastyczniającego funkcją typu  $\sigma_p = \sigma_p(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, \sigma_w)$ , uwzględniającą oprócz temperatury, prędkości i wielkości odkształcenia, także stan wewnętrzny materiału  $\sigma_w$  (grupa IV). Model Gronostajskiego może być zastosowany w przypadku dużych wartości odkształceń plastycznych gdzie  $\sigma_w$  wyraża się zależnością:

$$\sigma_p = MP\sigma_w \quad (3.13)$$

gdzie:

$M$  - funkcja zmian własności sprężystych z temperaturą,

$P$  - funkcja zmiany  $\sigma_p$  wywołana zmianą  $\dot{\varepsilon}$ ,

$\sigma_w$  - parametr stanu wewnętrznego materiału.

Intensywność zmiany parametru stanu wewnętrznego materiału wyraża wzór:

$$\left(\frac{\delta\sigma_W}{\delta\varepsilon}\right) = \left(\frac{\delta\sigma_{WB}}{\delta\varepsilon}\right) - \left(\frac{\delta\sigma_{WZ}}{\delta\varepsilon}\right) - \left(\frac{\delta\sigma_{WR}}{\delta\varepsilon}\right) + \left(\frac{\delta\sigma_{WD}}{\delta\varepsilon}\right) \quad (3.14)$$

gdzie:

$\left(\frac{\delta\sigma_W}{\delta\varepsilon}\right)$  - szukana intensywność zmiany parametru stanu wewnętrznego materiału,

$\left(\frac{\delta\sigma_{WB}}{\delta\varepsilon}\right)$  - bazowa intensywność zmiany parametru stanu wewnętrznego materiału,

$\left(\frac{\delta\sigma_{WZ}}{\delta\varepsilon}\right)$  - intensywność zmiany parametru stanu wewnętrznego materiału w wyniku zdrowienia dynamicznego,

$\left(\frac{\delta\sigma_{WR}}{\delta\varepsilon}\right)$  - intensywność zmiany parametru stanu wewnętrznego materiału w wyniku rekrytalizacji dynamicznej,

$\left(\frac{\delta\sigma_{WD}}{\delta\varepsilon}\right)$  - intensywność zmiany parametru stanu wewnętrznego materiału w wyniku starzenia odkształceniowego.

W opisie prędkości ewolucji stanu wewnętrznego materiału wywołanej zmianą prędkości odkształcenia zastosowano równanie różniczkowe:

$$\left(\frac{d\dot{\varepsilon}_W}{d\varepsilon}\right) = L (\dot{\varepsilon}(\varepsilon) - \varepsilon_W(\varepsilon)) \quad (3.15)$$

gdzie:

L - współczynnik zależny od temperatury.

Założono przy tym, że dla  $\dot{\varepsilon} = \text{const}$  w czasie procesu odkształcenia, prędkość ewolucji stanu wewnętrznego materiału jest również stała i równa  $\dot{\varepsilon}$ . Natomiast przy zmianie  $\dot{\varepsilon}$ , prędkość ewolucji stanu wewnętrznego zmienia się z opóźnieniem względem zmiany  $\dot{\varepsilon}$ . Użycie tego modelu wymaga jednak znajomości bazowych krzywych zmiany stanu wewnętrznego materiału, jak również zależności parametrów tego stanu odpowiadających odkształceniowi krytycznemu oraz odkształceniowi stanu ustalonego płynięcia plastycznego, a także funkcji P i M od temperatury i prędkości odkształcenia.

W zakresie dużych odkształceń plastycznych został opracowany jeszcze inny model przez Nakanishi i in. [180], w którym nie wprowadzono pojęcia stanu wewnętrznego materiału ale jego zachowanie się podczas odkształcenia opisano złożonymi funkcjami przyjmując do określenia krzywych  $\sigma$ - $\varepsilon$  równanie różniczkowe o znacznej liczbie parametrów materiałowych. Intensywność zmiany naprężenia uplastyczniającego opisano równaniem:

$$\left(\frac{\delta\sigma_p}{\delta\varepsilon}\right) = \left(\frac{\delta\sigma_{pB}}{\delta\varepsilon}\right) - \left(\frac{Y_0}{\varepsilon}\right) \left[ \sigma_{pB} \Big|_{\varepsilon_1+\Delta\varepsilon} - \sigma_p \Big|_{\varepsilon_1} \right] \exp(q\sigma_p^2) - \left(\frac{\delta\sigma_{pR}}{\delta\varepsilon}\right) \quad (3.16)$$

gdzie:

$\left(\frac{\delta\sigma_p}{\delta\varepsilon}\right)$  - szukana intensywność umocnienia,

$\left(\frac{\delta\sigma_{pB}}{\delta\varepsilon}\right)$  - bazowa intensywność umocnienia w temperaturze  $T_B$ ,

$\left(\frac{Y_0}{\varepsilon}\right) \left[\sigma_{pB} \Big|_{\varepsilon_1+\Delta\varepsilon} - \sigma_p \Big|_{\varepsilon_1}\right] \exp(q\sigma_p^2)$  - człon opisujący zmiany naprężenia w wyniku zdrowienia dynamicznego,

$\left(\frac{\delta\sigma_{pR}}{\delta\varepsilon}\right)$  - człon opisujący zmiany  $\sigma_p$  w wyniku rekryystalizacji dynamicznej.

Zastosowanie tego modelu utrudnia również konieczność użycia wielu wskaźników materiałowych opisujących człony związane z oddziaływaniem zdrowienia i rekryystalizacji dynamicznej. Występujące trudności na etapie zastosowań analizowanych modeli stymulowały badania wielu ośrodków naukowych w kierunku opracowania bardziej zaawansowanych modeli numerycznych. Przykładem mogą być prace prowadzone przez C.M. Sellarsa i in. w Sheffield [24, 27, 72, 181÷183], W. Robertsa i in. w Swedish Institute for Metals Research (Stockholm) [73, 74] jak również w Polsce przez M. Pietrzyka i in. w Katedrze Informatyki Stosowanej i Modelowania AGH w Krakowie [23, 26, 80, 184] czy też przez R. Kuziaka w Zakładzie Symulacji Procesów Technologicznych IMŻ - Gliwice [9, 21, 28, 185] oraz w innych ośrodkach badawczych [71,79,179]. Model reologiczny opracowany przez Sellarsa i uwzględniający wpływ procesu rekryystalizacji dynamicznej na naprężenia płynięcia materiału podczas odkształcenia wysokotemperaturowego ma postać [182]:

$$\sigma = \sigma_o + (\sigma_{ss(e)} - \sigma_o) \left[1 - \exp\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_r}\right)\right]^{1/2} - R \quad (3.17)$$

gdzie poszczególne zmienne są zdefiniowane w następujący sposób:

$$R = \begin{cases} 0 & \text{dla } \varepsilon \leq \varepsilon_c \\ (\sigma_{ss(e)} - \sigma_{ss}) \left\{1 - \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_{xr} - \varepsilon_c}\right)^2\right]\right\} & \varepsilon > \varepsilon_c \end{cases} \quad (3.17a)$$

$$\sigma_o = \frac{1}{\alpha_o} \sin h^{-1} \left(\frac{Z}{A_o}\right)^{\frac{1}{n_o}} \quad (3.17b)$$

$$\sigma_{ss(e)} = \frac{1}{\alpha_{ss(e)}} \sin h^{-1} \left(\frac{Z}{A_{ss(e)}}\right)^{\frac{1}{n_{ss(e)}}} \quad (3.17c)$$

$$\sigma_{ss} = \frac{1}{\alpha_{ss}} \sin h^{-1} \left[\frac{Z}{A_{ss}}\right]^{\frac{1}{n_{ss}}} \quad (3.17d)$$

$$\varepsilon_r = 0,31 \left[q_1 + q_2(\sigma_{ss(e)})^2\right] \quad (3.17e)$$

$$\varepsilon_{xr} - \varepsilon_c = \frac{\varepsilon_{xs} - \varepsilon_c}{1,98} \quad (3.17f)$$



$$\varepsilon_c = C_o \left( \frac{Z}{\sigma_{ss}^2(e)} \right)^{Ne} \quad (3.17g)$$

$$\varepsilon_{xs} - \varepsilon_c = C_x \left( \frac{Z}{\sigma_{ss}^2(e)} \right)^{Nx} \quad (3.17h)$$

$$Z = \dot{\varepsilon} \exp \left( \frac{Q_{def}}{RT_{def}} \right) \quad (3.17i)$$

Równanie to zawierając aż 16 współczynników ( $\alpha_o$ ,  $\alpha_{ss(e)}$ ,  $\alpha_{ss}$ ,  $n_o$ ,  $n_{sse}$ ,  $n_{ss}$ ,  $A_o$ ,  $A_{sse}$ ,  $A_{ss}$ ,  $q_1$ ,  $q_2$ ,  $C_c$ ,  $C_o$ ,  $C_x$ ,  $N_c$ ,  $N_x$  i energię aktywacji  $Q_{def}$  ujętą w parametrze Zenera-Hollomana) (3.17b÷3.17i) pozwala na lepsze odzwierciedlenie zachowania się materiału w procesie rekrytalizacji dynamicznej, a mianowicie: umożliwia opisanie punktu przegięcia na krzywych  $\sigma$ - $\varepsilon$  oraz przebiegu naprężenia uplastyczniającego od  $\varepsilon_{\sigma_{max}}$  do osiągnięcia wartości naprężeń stanu ustalonego. Współczynniki równań konstytutywnych analizowanego modelu wyznacza się zwykle na podstawie wyników badań plastometrycznych prowadzących w szerokim zakresie temperatury i prędkości odkształcenia.

W odkształconych na gorąco próbkach występują nierównomierności odkształceń, prędkości odkształcenia, naprężeń i temperatury [186], wywołane takimi zjawiskami, jak tarcie na styku odkształcana próbka-narzędzie, następnie - ciepłem generowanym w wyniku pracy odkształcenia i tarcia, a także ciepłem odprowadzanym do narzędzia i otoczenia. Dodatkowo temperatura próbki zmienia się podczas próby plastometrycznej, a rozkład jej jest trudny do określenia (np. na symulatorach termomechanicznych gdzie działa system regulacji automatycznej i stosuje się oporowe nagrzewanie próbek). W konsekwencji interpretacja bezpośrednich wyników próby jest niejednoznaczna i wymaga dalszej obróbki uzyskanych wyników. Zastosowanie metody analizy odwrotnej pozwala w tych przypadkach na skuteczne wyeliminowanie wymienionych zakłóceń i wyznaczenie skorygowanych wartości naprężenia uplastyczniającego, które może być reprezentatywną właściwością badanego materiału niezależną od rodzaju próby plastometrycznej, kształtu stosowanej próbki, warunków tarcia, jak również transportu ciepła w układzie próbka-narzędzie [187]. Istota tej metody polega na symulacji numerycznej krzywych płynięcia  $\sigma$ - $\varepsilon$  otrzymanych w trakcie realizowanych prób laboratoryjnych, a następnie na optymalizowaniu parametrów modelu w ten sposób, aby zminimalizować różnicę przewidywanych i mierzonych parametrów związanych z przyjętym modelem reologicznym [188]. Model matematyczny dowolnego procesu przedstawia się jako układ równań:

$$\mathbf{d} = \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{p}), \mathbf{F}: \mathbb{R}^k \rightarrow \mathbb{R}^r \quad (3.18)$$

gdzie:

$\mathbf{d} = \{d_1, \dots, d_r\}$  - jest wektorem mierzalnych parametrów wyjściowych,

$\mathbf{x} = \{x_1, \dots, x_l\}$  - jest wektorem parametrów modelu,

$\mathbf{p} = \{p_1, \dots, p_k\}$  - jest wektorem zadanych parametrów procesu.

Jeżeli znane są wektory  $\mathbf{p}$  i  $\mathbf{x}$  to rozwiązanie zależności (3.18) jest rozwiązaniem zadania bezpośredniego. Natomiast dla tak sformułowanego zagadnienia, problem odwrotny zdefiniowany jest jako wyznaczenie wartości składowych wektora  $\mathbf{x}$  przy znanych wektorach  $\mathbf{d}$  i  $\mathbf{p}$ . Celem analizy odwrotnej jest wyznaczenie optymalnych wartości składowych wektora  $\mathbf{x}$ . Jest to możliwe poprzez poszukiwanie minimum, względem wektora  $\mathbf{x}$ , funkcji celu zdefiniowanej jako średniokwadratowy błąd między zmierzonymi i obliczonymi wartościami składowych wektora  $\mathbf{d}$ :

$$\Phi(\mathbf{x}, \mathbf{p}) = \sum_{i=1}^n \beta_i [d_i^c(\mathbf{x}, \mathbf{p}_i) - d_i^m]^2 \quad (3.19)$$

gdzie:

$\mathbf{d}^m = \{d_1^m, d_2^m, \dots, d_{ni}^m\}$  -wektor zawierający zmierzone wartości parametrów wyjściowych,

$\mathbf{d}^c = \{d_1^c, d_2^c, \dots, d_n^c\}$  - wektor zawierający obliczone wartości parametrów wyjściowych,

$\beta_i$  -wagom poszczególnych punktów ( $i = 1 \dots n$ ),

$n$  -liczba pomiarów.

Dane pomiarowe  $\mathbf{d}^m$  otrzymane są z prób plastometrycznych, natomiast  $\mathbf{d}^c$  jest obliczane z wykorzystaniem modelu problemu bezpośredniego. W celu opracowania modelu reologicznego badanej stali wykorzystuje się zwykle krzywe doświadczalne zmian np. siły ściskającej w funkcji przemieszczenia narzędzia (symulator termomechaniczny). Krzywe te poddaje się następnie analizie numerycznej stosując przykładowo program Opty-Axi [80] wykorzystujący metodę obliczeń odwrotnych. Zapewnia to eliminację wpływu czynników zaburzających przebieg próby plastometrycznej, jak również pozwala na istotne zwiększenie dokładności analizy modelowania matematycznego.

Kolejnym, bardziej zaawansowanym modelem reologicznym wykorzystującym jako zmienne niezależne, zmienne wewnętrzne opisujące makroskopowe zachowanie się materiału podczas odkształcenia wysokotemperaturowego jest model zmiennej wewnętrznej (IVM - Internal Variable Method) zaproponowany przez M.Pietrzyka [189, 190]. Metoda ta polega na opisie ewolucji podstruktury dyslokacyjnej oraz procesów rekrytalizacji i rozrostu ziarn za pomocą układu równań różniczkowych. Założeniem tego modelu jest, że naprężenie uplastyczniające w procesach przeróbki plastycznej metali jest funkcją rozwoju gęstości

dyslokacji jak również superpozycją gromadzenia dyslokacji i ich anihilacji. Ilościowa zależność między  $\sigma_p$  i średnią gęstością dyslokacji  $\rho$  (zmienna wewnętrzna) ma postać:

$$\sigma_p = \sigma_o + \alpha \cdot b\mu\sqrt{\rho} \quad (3.20)$$

gdzie:

$\sigma_o$  - naprężenie początkowe uwzględniające w modelu wpływ odkształceń sprężystych materiału,

$\bar{b}$  - wektor Burgersa,

$\mu$  - moduł sprężystości na ścinanie,

$\rho$  - gęstość dyslokacji,

$\alpha$  - współczynnik.

Metoda zmiennej wewnętrznej oparta jest na fundamentalnych pracach R. Sandströma i R. Lagneborga [191], a także Meckinga i Kocksa [192] oraz Estrina i Meckinga [193]. Wpływ rekrytalizacji dynamicznej uwzględniono wykorzystując koncepcję podaną w pracy [194]. Podstawowe równanie różniczkowe modelu ma wówczas postać:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = \frac{\dot{\epsilon}}{bl} - k_2\dot{\epsilon}^{(1-k_2)}\rho(t) - \frac{k_3}{d}\rho(t)^{k_3}R[\rho(t) - \rho_{cr}] \quad (3.21)$$

gdzie:

$l$  - średnia swobodna droga dyslokacji;  $l=k_oZ^{-k_1}$ ,

$k_2$  - współczynnik zdrowienia;  $k_2=k_{20}\exp\left(\frac{Q}{RT}\right)$ ,

$k_3$  - mobilność granic ziarn;  $k_3=k_{30}\exp\left(\frac{Q_m}{RT}\right)$ ,

$t$  - czas,

$d$  - wielkość ziarna austenitu,

$\rho_{cr}$  - krytyczna gęstość dyslokacji dla rozpoczęcia rekrytalizacji dynamicznej.

Funkcja  $R$  - jest obliczana z równania:

$$R[\rho(t) - \rho_{cr}] = 0 \quad \text{dla } \rho \leq \rho_{cr}$$

$$R[\rho(t) - \rho_{cr}] = \varrho(t-t_{cr}) \quad \text{dla } \rho > \rho_{cr}$$

$$\rho_{cr} = (k_s+k_oZ^{k_4}) \cdot 10^{13}$$

Główną zaletą tego modelu jest łatwość wprowadzenia do programów komputerowych metody elementów skończonych. Przeprowadzone symulacje wykazały, że zaproponowany model ma istotny wpływ na wyniki symulacji procesów przeróbki plastycznej metali na gorąco, jak również daje dobrą dokładność uzyskanych wyników [195].

Rzeczywistość techniki komputerowej umożliwia zastosowanie MES do symulacji płynięcia metalu i określenia zjawisk cieplnych w procesach walcowania na gorąco. Modelowanie w części mechanicznej metodą MES z przyjęciem sztywno-plastycznego modelu ośrodka przeprowadzono już w latach osiemdziesiątych ubiegłego stulecia i opisano w pracy [196]. W okresie późniejszym wprowadzono badania związane z uzupełnieniem programu o symulację zjawisk cieplnych. Za podstawę przyjęto rozwiązania MES równania przewodzenia i unoszenia ciepła. Metoda ta umożliwia dokładne obliczenie rozkładu prędkości odkształcenia, odkształceń, naprężeń i temperatury pasma wewnątrz strefy odkształcenia (w kotlinie walcowniczej) jak również w walcach, w pobliżu powierzchni styku z metalem. Ponieważ procesy walcowania na gorąco związane są zwykle z większą liczbą następujących po sobie przepustów, to ich poprawne zamodelowanie wymaga uwzględnienia zjawisk zachodzących w materiale, w czasie przerwy pomiędzy przepustami, przede wszystkim zmiany temperatury oraz ewolucji mikrostruktury. Zastosowanie tej metody do symulacji zmian mikrostruktury w procesach walcowania na gorąco kształtowników jest niemniej istotne ze względu na duże trudności związane z niejednorodnym płynięciem plastycznym w materiale odkształcanym. Opracowanie modeli cieplno-mechanicznych dla procesów walcowania kształtowników z wykorzystaniem MES [197] stanowiło również istotny etap w rozwoju modelowania ewolucji makrostruktury austenitu w procesach obróbki cieplno-plastycznej (mechanicznej) tej grupy wyrobów hutniczych.

Modele mikrostrukturalne nie tylko uściślają modele cieplne i mechaniczne, ale również dostarczają komplementarnych danych dotyczących zależności pomiędzy strukturą, a pożądanymi własnościami mechanicznymi, determinowanymi składem chemicznym i warunkami procesu technologicznego. Ewolucje mikrostruktury austenitu stali mikrostopowych zachodzące w procesach odkształcenia plastycznego na gorąco dotyczą głównie:

- rozrostu ziarn podczas austenitowania,
- rozpuszczania faz pośrednich, z reguły - międzywęzłowych typu węglików, azotków lub węgliko-azotków podczas austenitowania,
- wysokotemperaturowego umocnienia, zdrowienia i rekrytalizacji dynamicznej,
- zdrowienia i rekrytalizacji statycznej lub postdynamicznej w przerwach między kolejnymi odkształceniami,
- dynamicznego lub statycznego wydzielania wtórnych faz międzywęzłowych z austenitu podczas odkształcenia plastycznego lub wytrzymania izotermicznego

w przerwach między kolejnymi przepustami, jak również podczas chłodzenia w procesie przeróbki plastycznej na gorąco,

- rozrostu ziarn po rekrytalizacji dynamicznej lub statycznej.

Modelowanie ewolucji mikrostruktury prowadzi się zwykle z wykorzystaniem modeli cząstkowych, najczęściej empirycznych lub fenomenologicznych, opracowanych dla różnych warunków odkształcenia plastycznego na gorąco, w celu możliwie dokładnego określenia wpływu tych ewolucji na rozwój mikrostruktury i własności mechanicznych gotowych wyrobów. Podstawowe modele empiryczne lub półempiryczne znane są już od wielu lat, jak również większość aspektów modelowania i jego aplikacji. Wymagają one jedynie dostępczej - na szeroką skalę i ekonomicznej dla użytkowników programów - zwiększonej mocy obliczeniowej istniejących aktualnie PC. Jednym z szeroko rozpowszechnionych modeli tego typu jest zależność Avrami'ego [198] z roku 1939, która może być z powodzeniem stosowana do symulacji wielu procesów metalurgicznych oraz problematyki inżynierii materiałowej: jak przemiany fazowe, wydzielanie z roztworów przesyconych, zdrowienie i rekrytalizacja, w postaci:

$$X = 1 - \exp(-kt^n) \quad (3.22)$$

gdzie:

$X$  - udział objętościowy ewoluującej frakcji,

$t$  - czas ewolucji,

$n$  - wykładnik Avrami'ego,

$k$  - współczynnik szybkości procesu.

Rozwój techniki wymagający dokładnego opisu szybkości różnych procesów technologicznych i jednocześnie ilościowych charakterystyk kinetycznych właściwości stosowanych materiałów doprowadził do szerokiego spektrum zastosowań tej zależności, szczególnie w celu określenia kinetyki procesu równaniem ogólnym w postaci:

$$W = W(t, T) \quad (3.23)$$

gdzie:

$W$  - stopień postępu procesu (przemiany),

$t$  - czas,

$T$  - temperatura w  $K$ .

Kinetykę dowolnego procesu można opisać równaniem (wzorem) matematycznym, będącym wynikiem ścisłego wywodu teoretycznego na podstawie znajomości mechanizmu

procesu, bądź też równaniem fenomenologicznym opartym najogólniej na pewnym założeniu teoretycznym, zgodnym z charakterem procesu i tak sformułowanym, aby uzyskane równanie odpowiadało możliwie dokładnie danym doświadczalnym, albo też równaniem empirycznym wyznaczonym z udziałem metody statystycznej, wyłącznie na podstawie wyników pomiarów. Podawane w literaturze równania kinetyczne reprezentują zwykle typy pośrednie [199]. Równania matematyczne wymagają często nieznanych lub trudnych do ścisłego wyprowadzenia zależności funkcyjnych. Stąd też dobierane zależności i uzyskane rozwiązania muszą spełnić warunek, aby równanie kinetyczne było zgodne z danymi pomiarowymi. Jednak w ten sposób ścisły wywód teoretyczny zbliża się do opracowania fenomenologicznego. Podobnie przy wywodzie fenomenologicznym można również wprowadzić elementy ścisłych rozważań teoretycznych zbliżając się do równania pierwszego typu, jak też stosować zależności wyznaczone empirycznie lub mające wyraźnie charakter zależności empirycznej. Zakładając natomiast ogólny kształt równania empirycznego można wykorzystać zarówno teoretycznie przewidywaną zależność funkcyjną, jak również stosować funkcje fenomenologiczne reprezentujące zjawiska podobne. Aktualnie w modelach strukturalnych przeróbki plastycznej metali na gorąco stosuje się najczęściej równania fenomenologiczne.

Podstawowym zabiegiem w operacjach przeróbki plastycznej stali mikrostopowych jest grzanie wsadu, podczas którego tworzy się struktura austenitu i występuje zjawisko naturalnego *rozrostu ziarna* tej fazy. Obliczenia rozrostu ziarna podczas tego zabiegu mają istotne znaczenie dla symulacji zmian mikrostruktury austenitu w kolejnych etapach wysokotemperaturowego odkształcenia plastycznego. Zmiany średniej wielkości ziarna fazy  $\gamma$  podczas normalnego rozrostu w warunkach izotermicznych, w materiale jednofazowym można wyrazić następująco [200]:

$$D(t)^{\frac{1}{p}} - D(0)^{\frac{1}{p}} = kt \exp\left(\frac{Qg}{RT}\right) \quad (3.24)$$

gdzie:

$D(t)$  - średnia średnica ziarna po czasie (t) wygrzewania,

$D(0)$  - początkowa wielkość ziarna,

$1/p$  - wykładnik potęgowy ( $p=0,5$ ),

$k$  - stała kinetyczna,

$Qg$  -energia aktywacji procesu rozrostu ziarna.

Jeśli stała  $p$  w równaniu (3.24) przyjmuje wartość 0,5 to kinetykę rozrostu opisuje zależność paraboliczna. Taki proces zachodzi gdy prędkość migracji granicy ziarna jest wprost

proporcjonalna do siły napędowej ( $\gamma/D(t)$  gdzie  $\gamma$  - napięcie powierzchniowe granicy ziarna) inicjującej tę migrację. Wprawdzie tylko nieliczne badania kinetyczne potwierdzają opis procesu za pomocą zależności parabolicznej, tym niemniej obserwacje doświadczalne wykazują, że wartość stałej  $p$  mieści się w przedziale  $0,1 \div 0,4$  [201]. Przyczyną tego jest prawdopodobnie segregacja równowagowa atomów domieszek do granic ziarn, odpowiedzialna za hamowanie migracji tych granic w wysokiej temperaturze wygrzewania. W przypadku występowania cząstek drugiej fazy w roztworze  $\gamma$ , efektywnie hamujących rozrost ziarna, można je uwzględnić w modelowaniu tego zjawiska przyjmując, że siła hamowania jest wprost proporcjonalna do udziału objętościowego cząstek w stali i odwrotnie proporcjonalna do średniego promienia tych cząstek [200, 202]. Modelowanie procesu rozrostu ziarna jest skomplikowane w przypadku stali wykazujących skłonność do anormalnego rozrostu ziarna [203].

Wytwarzanie wyrobów hutniczych o wysokich własnościach wytrzymałościowych ze stali mikrostopowych wymaga właściwego doboru warunków obróbki plastycznej, dostosowanych do kinetyki rozpuszczania (lub wydzielania) faz międzywęzłowych typu MX (M - metal, X - metaloid) wprowadzonych do stali mikrodotatków podczas austenitizowania poprzedzającej proces wysokotemperaturowego odkształcenia plastycznego. Rozpuszczalność w roztworze  $\gamma$  faz MX, tj. azotków, węglików i węglikoazotków takich pierwiastków stopowych, jak: Nb, V, Ti, Zr czy B jest określona przez logarytm iloczynu rozpuszczalności wyrażony wzorem:

$$\lg ([M] \cdot [X]) = B - \frac{A}{T} \quad (3.25)$$

gdzie:

[M] i [X] - udziały masowe rozpuszczonego mikrodotatku metalicznego i metaloidu (węgla lub azotu) w roztworze stałym,

T - temperatura absolutna,

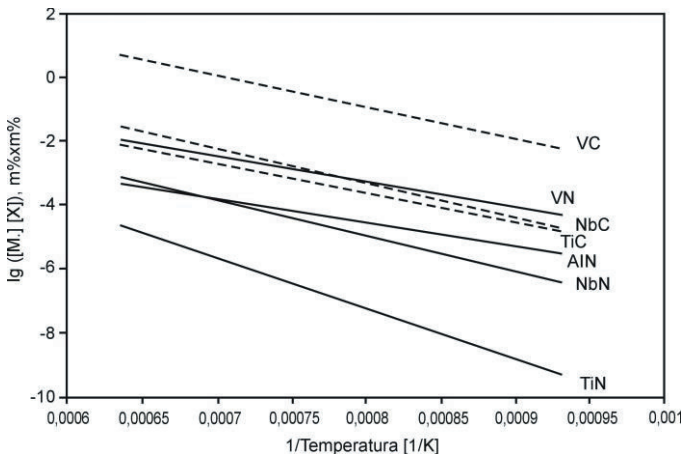
A i B - stałe związane z energią swobodną tworzenia faz.

Wartości stałych A i B w równaniu (3.25) dla wybranych faz międzywęzłowych MX mogą wykazywać pewne różnice w zależności od metody wyznaczania [7, 204, 205]. Dużą przydatność techniczną wykazują zarówno wykresy rozpuszczalności różnych faz MX w austenicie dla analizowanych stali mikrostopowych, jak i programy komputerowe (Thermo-calc, CarbNit) pozwalające na obliczenie składu chemicznego i udziału tych faz w funkcji temperatury. Graficzną prezentację iloczynów rozpuszczalności podstawowych faz przedstawiono na wykresach (rys. 2.32).

Występujące w stalach mikrostopowych węgliki i azotki można podzielić na trzy grupy pod względem rozpuszczalności w austenicie. Najmniejszą rozpuszczalność wykazuje azotek TiN. W grupie drugiej, o wyższej rozpuszczalności, można wyróżnić azotki NbN, AlN i VN oraz węgliki NbC i TiC. Największą rozpuszczalność w trzeciej grupie wykazuje węgiel VC.

Prezentowane na wykresie iloczyny rozpuszczalności faz <MX> można wykorzystać do obliczania temperatury ich rozpuszczalności w stali mikrostopowej o danym składzie chemicznym, jak również do obliczenia zawartości składników [M] i [X] rozpuszczonych w austenicie oraz nierozpuszczonego związku MX. Przy temperaturze rozpuszczania  $T_r$  fazy międzymetalicznej ilość rozpuszczonych w austenicie składników [M] i [X] jest równa ich zawartości w stali. Stąd  $T_r$  wyraża się wzorem:

$$T_r = \frac{A}{B - \lg(M \cdot X)} \quad (3.26)$$



**Rysunek 2.32.** Iloczyny rozpuszczalności węglików i azotków w zakresie temperatury od 1000 ÷ 1573 K [7]

Skład chemiczny austenitu ([M], [X]) jak też zawartość nierozpuszczonego związku <MX> można wyznaczyć wykorzystując iloczyn rozpuszczalności związku oraz bilans masy pierwiastków wchodzących w reakcję, której produktem jest związek <MX>. Uproszczony model termodynamiczny oparty na prawach termodynamiki równowagowej, dotyczący wydzielania związku <MX> opisuje układ równań:

$$[M][X] = K_{MX} \quad (3.27)$$

$$M = [M] + \frac{(M)}{(MX)} <MX> \quad (3.28)$$



$$X = [X] + \frac{(X)}{(MX)} \langle MX \rangle \quad (3.29)$$

gdzie:

$K_{MX}$  - stała równowagowa reakcji.

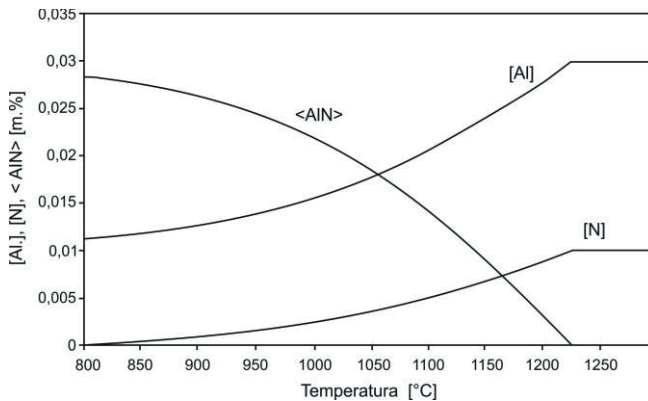
Rozwiązaniem tego układu równań jest funkcja kwadratowa pozwalająca obliczyć ilość rozpuszczonego w austenicie pierwiastka międzywęzłowego [X]:

$$[X]^2 + [X] \left( \frac{(X)}{(M)} M - X \right) - \frac{(X)}{(M)} K_{MX} = 0 \quad (3.30)$$

Jeżeli  $\Delta > 0$  to równanie to ma dwa rozwiązania, przy czym rozwiązanie ujemne jest pomijane. Natomiast dla przypadku  $\Delta \leq 0$  temperatura austenitizowana jest wyższa lub równa temperaturze rozpuszczania związku  $\langle MX \rangle$ . Zawartość pierwiastka międzywęzłowego rozpuszczonego w austenicie przy  $\Delta > 0$  wyznacza się ze wzoru:

$$[X] = \frac{X - \frac{(X)}{(M)} M + \sqrt{\left( \frac{(X)}{(M)} M - X \right)^2 + 4 \frac{(X)}{(M)} K_{MX}}}{2} \quad (3.31)$$

Przedstawiona metoda analityczna pozwala na szybkie określenie zmian składu chemicznego austenitu w funkcji temperatury austenitizacji. Zastosowanie tej metody do analizy ilości rozpuszczonych w austenicie [Al] i [N] oraz nierozpuszczonego azotku  $\langle AlN \rangle$  w stali niestopowej zawierającej 0,03% Al i 0,01% N dla zakresu temperatury austenitizacji 800÷1100°C przedstawiono na wykresie (rys. 2.33) [7].



**Rysunek 2.33.** Zależność [Al], [N] i  $\langle AlN \rangle$  od temperatury austenitizowania dla stali zawierającej 0,03% Al i 0,01% N [7]

Modele procesów wydzieleniowych w stalach mikrostopowych, na bazie praw termodynamiki równowagowej, przewidują również tworzenie się złożonych faz

węglikoazotków podczas operacji technologicznych przeróbki plastycznej. Węglik i azotki mikrodotyków Nb, Ti i V wykazują wzajemną rozpuszczalność i w wyniku tego procesu tworzą się węglikoazotki o składzie chemicznym i temperaturze rozpuszczania zależnej od składu chemicznego stali. Wydzielanie złożonego węglikoazotku o składzie stechiometrycznym  $MC_yN_{1-y}$  opisuje model termodynamiczny oparty na założeniach modelowych podsieci opracowanych przez Hillerta i Steffansona [206] przy podstawowym założeniu uproszczającym, że pierwiastek metaliczny M oraz pierwiastki międzywęzłowe (C, N) występujące w stali tworzą w austenicie roztwory rozcieńczone, a ich aktywności spełniają prawo Henry'ego.

Założenie to jest słuszne tylko przy małej koncentracji mikrodotyków. Założono również, że całkowita ilość atomów metalu związanych w  $MC_yN_{1-y}$  jest równa ilości atomów C i N. W tworzącym się związku atomy metalu i metaloidów zajmują pozycje w dwu niezależnych podsieciach. Pomija się w tym modelu wakacje w podsieciach jak również rozpuszczanie atomów Fe. Jest to uzasadnione znacznie wyższym w porównaniu z Fe - powinowactwem chemicznym mikrodotyków Nb, Ti i V do C i N. Końcowa postać równań tego modelu, opisujących stan równowagi termodynamicznej w układzie Fe-M-C-N jest następująca:

$$\ln \left( \frac{yK_{MC}}{[M_a][C_a]} \right) + (1-y)^2 \frac{L_{CN}^M}{RT} = 0 \quad (3.32)$$

$$\ln \left( \frac{(1-y)K_{MN}}{[M_a][N_a]} \right) + y^2 \frac{L_{CN}^M}{RT} = 0 \quad (3.33)$$

gdzie:

$[M_a]$ ,  $[N_a]$  i  $[C_a]$  - ułamki atomowe pierwiastka metalicznego [M] i międzywęzłowego, [N] i [C] rozpuszczonego w austenicie,

$K_{MN}$ ,  $K_{MC}$  - stała równowagowa reakcji,

$L_{CN}^M$  - parametr oddziaływania pierwiastka M na roztwór C-N,

$y$ ,  $(1-y)$  - odpowiednio; mole MC i MN.

Układ równań (3.32) i (3.33) zawiera cztery niewiadome:  $[M_a]$ ,  $[C_a]$ ,  $[N_a]$  i  $y$ . Do jego rozwiązania trzeba użyć dodatkowo równań wynikających z bilansu masy pierwiastków wchodzących w reakcje w wyniku których powstaje węglikoazotek:

$$M_a = \frac{f}{2} + (1-f)[M_a] \quad (3.34)$$

$$C_a = \frac{yf}{2} + (1-f)[C_a] \quad (3.35)$$

$$N_a = \frac{(1-y)f}{2} + (1-f)[N_a] \quad (3.36)$$

gdzie:

$f$  - ułamek atomowy wydzielen  $MC_yN_{1-y}$ .

W stalach mikrostopowych zawierających jednocześnie dwa lub trzy mikrodotatki ( $M'$ ,  $M''$ ,  $M'''$ ) może utworzyć się złożony węglikoazotek typu  $M'_xM''_{1-x}C_yN_{1-y}$  lub  $M'_xM''_vM'''_{1-x-v}C_yN_{1-y}$ , gdzie symbole  $M'$ ,  $M''$ ,  $M'''$  oznaczają potencjalne mikrodotatki Nb, Ti lub V. Model termodynamiczny dla opisu stanu równowagi termodynamicznej w stali zawierającej do trzech mikrodotatków oraz Al został opracowany przez H. Adriana [207]. Pozwala on na obliczenie składu chemicznego austenitu oraz składu i zawartości węglikoazotku w układzie wieloskładnikowym typu  $Fe-Nb-V-Ti-Al-C-N$ , w pobliżu Fe, tj., gdy zawartości mikrodotatków nie przekraczają zwykle w stalach mikrostopowych sumarycznie 1% wag. przy zawartościach C i N stopowych zwykle w stalach mikrostopowych.

Przedstawiony równaniami (2.32÷3.36) model termodynamiczny opisujący stan równowagi w układzie  $Fe-M-C-N$  jest przypadkiem szczególnym modelu w układzie  $Fe-M'-M''-M'''-Al-C-N$ . Ostateczna postać równań opisujących równowagę termodynamiczną układu  $Fe-M'-M''-M'''-Al-C-N$  jest następująca:

$$y \ln \frac{xyK_{M'C}}{[M'_a][C_a]} + (1-y) \ln \frac{x(1-y)K_{M'N}}{[M'_a][N_a]} + y(1-y) \frac{L_{CN}}{RT} = 0 \quad (3.37)$$

$$y \ln \frac{vyK_{M''C}}{[M''_a][C_a]} + (1-y) \ln \frac{v(1-y)K_{M''N}}{[M''_a][N_a]} + y(1-y) \frac{L_{CN}}{RT} = 0 \quad (3.38)$$

$$y \ln \frac{(1-x-v)yK_{M'''C}}{[M'''_a][C_a]} + (1-y) \ln \frac{(1-x-v)(1-y)K_{M'''N}}{[M'''_a][N_a]} + y(1-y) \frac{L_{CN}}{RT} = 0 \quad (3.39)$$

$$vy \ln \frac{x[M'''_a]K_{M'N}}{v[M'_a]K_{M'N}} + (1-x-v)(1-y) \ln \frac{(1-x-v)[M'_a]K_{M'N}}{X[M'''_a]K_{M'N}} + (1-y) \ln \frac{x(1-y)K_{M'N}}{[M'_a][N_a]} + y^2(1-y) \frac{L_{CN}}{RT} = 0 \quad (3.40)$$

$$[Al_a] \cdot [N_a] = K_{AlN} \quad (3.41)$$

Podany układ równań nieliniowych posiada dziewięć niewiadomych opisujących skład chemiczny austenitu ( $[M'_a]$ ,  $[M''_a]$ ,  $[M'''_a]$ ,  $[Al]$ ,  $[C_a]$ ,  $[N_a]$ ) oraz węglikoazotku ( $x$ ,  $v$ ,  $y$ ). Jego rozwiązanie wymaga wykorzystania dalszych równań opisujących prawo zachowania masy podczas reakcji powstawania węglikoazotku i azotku  $AlN$ , a mianowicie:

$$M'_a = \frac{x}{2}f + (1-f-f_a)[M'_a] \quad (3.42)$$

$$M''_a = \frac{v}{2}f + (1-f-f_a)[M''_a] \quad (3.43)$$

$$M'''_a = \frac{z}{2}f + (1-f-f_a)[M'''_a] \quad (3.44)$$

$$C_a = \frac{y}{2}f + (1 - f - f_a) [C_a] \quad (3.45)$$

$$N_a = \frac{1-y}{2}f + (1 - f - f_a) [N_a] \quad (3.46)$$

$$Al_a = \frac{f_a}{2}f + (1 - f - f_a) [N_a] \quad (3.47)$$

gdzie:

$f$  - ułamek molowy węglikoazotku,

$f_a$  - ułamek molowy  $AlN$ ,

$z = 1-x-v$ ,

$M'_a, M''_a, M'''_a, C_a, N_a, Al_a$  - zawartości pierwiastków w stali.

W ten sposób opisano równowagę termodynamiczną rozpatrywanego układu za pomocą jedenastu równań z taką samą ilością niewiadomych. Należy zaznaczyć, że układ ma rozwiązanie. Danymi wejściowymi do rozwiązania tego układu są: skład chemiczny stali tj. zawartości pierwiastków:  $M'_a, M''_a, M'''_a, Al_a, C_a, N_a$ ; temperatura austenitowania  $T$ , iloczyn rozpuszczalności  $K_{MX}$  związków podwójnych  $MX$ ; iloczyn rozpuszczalności  $K_{AlN}$ ; fazy  $AlN$  parametr oddziaływania pierwiastka  $M$  na roztwór  $C-N$ ,  $L_{CN} = -4260$  J/mol; stała gazowa  $R$ . Skład chemiczny wyraża się w ułamkach atomowych, a iloczyny rozpuszczalności przelicza się na ułamki atomowe odpowiednich pierwiastków. Przy większych stężeniach mikrododatku konieczna jest również znajomość parametrów ich oddziaływania ( $\epsilon_{ij}$ ) tj. pierwiastka  $j$  na aktywność pierwiastka  $i$ . Szczegółowa analiza wydzielania węglikoazotku wymaga wykorzystania różnych danych fizykochemicznych, jak: iloczyny rozpuszczalności faz podwójnych  $MX$ , masy atomowe pierwiastków ( $M$ ), ( $X$ ), gęstości  $\rho_{MX}$  faz  $MX$ , oraz parametry wzajemnego oddziaływania pierwiastków występujących w stali. Do obliczeń składu chemicznego austenitu oraz składu i zawartości węglikoazotku na podstawie składu chemicznego analizowanych stali mikrostopowych zawierających wprowadzone pojedynczo lub w sposób kompleksowy mikrododatki, opracowano program komputerowy CarbNit pracujący w środowisku Delphi [7].

Fenomenologiczny model odkształcenia plastycznego z przebiegiem *rekrytalizacji dynamicznej*, opisany przez Sellarsa równaniem (3.17), uwzględnia kinetykę rekrytalizacji dynamicznej w oparciu o przyjęte równania konstytutywne modelu dotyczące charakterystycznych wartości odkształceń krytycznych, istotnych dla tego procesu, jak:  $\epsilon_c$ ,  $\epsilon_m$  czy  $\epsilon_s$ . Wartości te oszacowane są najczęściej empirycznie, przykładowo na podstawie zależności [28]:

$$\epsilon_c = 0,88 \epsilon_m \quad (3.48)$$

$$\varepsilon_s = 4,66522 \cdot 10^{-4} d_0^{0,27686} Z^{0,18169} \quad (3.49)$$

$$\varepsilon_m = 4,3784 \cdot 10^{-4} d_0^{0,23909} Z^{0,16914} \quad (3.50)$$

$$x_{\text{dyn}} = 1 - \exp \left[ -1,70295 \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_s - \varepsilon_c} \right)^{1,52} \right] \quad (3.51)$$

$$D_{\text{rec. dyn.}} = 58,283 Z^{0,0308} \quad (3.52)$$

gdzie:

$\varepsilon_c$  - odkształcenie krytyczne warunkujące proces rekrytalizacji dynamicznej,

$\varepsilon_s$  - odkształcenie do osiągnięcia stanu ustalonego procesu,

$\varepsilon_m$  - odkształcenie dla maksymalnej wartości naprężenia płynięcia,

$x_{\text{dyn}}$  - udział objętości zrekrystalizowanej dynamicznie,

$D_{\text{rec. dyn.}}$  - wielkość ziarna po rekrytalizacji dynamicznej.

Tym sposobem w klasycznym modelu reologicznym, opisującym zachowanie się materiału odkształconego na gorąco, naprężenie płynięcia determinowane jest wyznacznikiem rozwoju mikrostruktury w postaci wielkości ziarna. Wielkości kinetyczne rekrytalizacji dynamicznej mogą być również wyznaczone alternatywnie w oparciu o termodynamikę procesów odwracalnych metodą opracowaną przez Poliaka i Jonasa [69, 208]. Wykorzystując matematycznie wyznaczone zależności szybkości umocnienia ( $\theta = d\delta/d\varepsilon$ ) <sub>$\varepsilon$</sub>  od naprężenia płynięcia oraz określając charakterystyczne punkty przegięcia uzyskanych krzywych  $\theta$ - $\sigma$ , identyfikując rzeczywisty przebieg rekrytalizacji dynamicznej, opisano kinetyczny model rekrytalizacji dynamicznej dla stali austenitycznej i stali niestopowej nadeutektoidalnej o zawartości 0,91% C (rys. 2.34) zależnością typu Avrami'ego w postaci:

$$x = 1 - \exp \left[ -0,693 \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon'_m - \varepsilon_c} \right)^2 \right] \quad (3.53)$$

gdzie:

$x$  - udział objętości zrekrystalizowanej dynamicznie,

$\varepsilon$  - odkształcenie rzeczywiste,

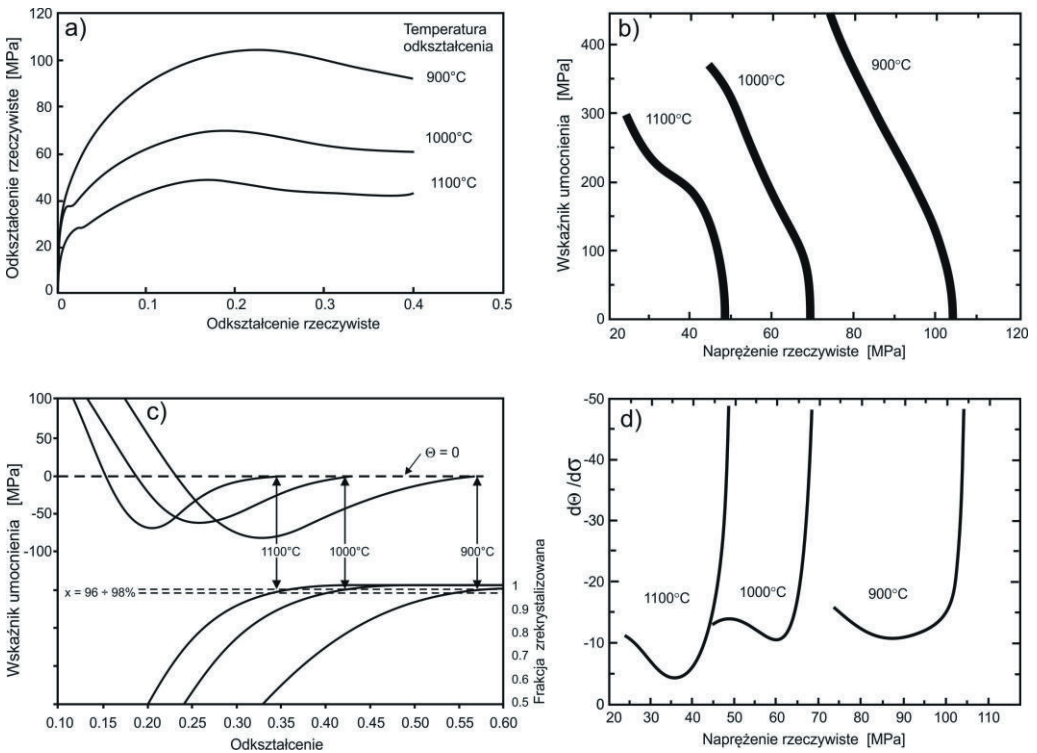
$\varepsilon_c$  - odkształcenie krytyczne dla procesu DRX,

$\varepsilon'_m$  - odkształcenie dla maksymalnej prędkości zmiękczenia.

Różniczkowanie krzywych  $\theta$ - $\sigma$  identyfikuje dokładnie wielkość  $\varepsilon_c$  jako minimum wartości bezwzględnej  $d\theta/d\sigma$  (rys. 2.34d). Zależność  $d\theta/d\sigma$  od naprężeń rzeczywistych potwierdza również tendencję, że krytyczne naprężenia płynięcia zwiększają się istotnie z obniżeniem temperatury odkształcenia. Odpowiadające sobie krytyczne wartości odkształceń i naprężeń na

krzywych  $\sigma$ - $\epsilon$  mogą być w tej metodzie określone równoważnymi odwzorowaniami. Odształcenie identyfikujące stan maksymalnego zmiękczenia materiału ( $\epsilon'_m$ ) podczas rekrytalizacji dynamicznej w zakresie  $\epsilon_p$ -  $\epsilon_s$  jest wyznaczone natomiast jako globalne minimum na krzywych zależności  $\theta$  -  $\epsilon$  (rys. 2.34c) odpowiadające maksymalnej prędkości zmiękczenia. Wyznaczone wartości  $\epsilon_c$  i  $\epsilon'_m$  mają znaczący udział w ilościowym ujęciu postępu rekrytalizacji dynamicznej. W przyjętym modelu wartość  $\epsilon'_m$  reprezentuje 50% objętości zrekrystalizowanej dynamicznie. Należy zatem oczekiwać, że udział rekrytalizacji na poziomie 95% zostanie osiągnięty w przybliżeniu dla wartości odkształcenia:

$$\epsilon = \epsilon_c + 2 (\epsilon'_m - \epsilon_c) \tag{3.54}$$



**Rysunek 2.34.** Krzywe  $\sigma$ - $\epsilon$  dla stali niestopowej o zawartości 0,91% C (a) oraz zależność szybkości umocnienia w funkcji naprężeń rzeczywistych (b) i odkształceń rzeczywistych (c) wraz z zależnością szybkości umocnienia  $d\theta/d\sigma$  od naprężeń rzeczywistych (d) [208]

Podobnie udział rekrytalizacji dla wartości  $\epsilon_p$  powinien wynosić ok. 20÷25%. Czas do osiągnięcia 50% rekrytalizacji może być wykorzystany do oszacowania wartości energii aktywacji zgodnie z zależnością:

$$\epsilon'_m \alpha \left[ \exp \left( \frac{Q_{def}}{RT} \right) \right]^{q_m} \quad (3.55)$$

gdzie:

$\epsilon'_m$  - odkształcenie dla uzyskania udziału 50% DRX,

$Q_{def}$  - energia aktywacji procesu odkształcenia na gorąco,

R - stała gazowa,

T - temperatura w K,

$q_m$  - wykładnik Zenera - Hollomona (ok. 0,15 dla badanej stali nadeutektoidalnej).

Uzyskane wartości  $Q_{def}$  dla stali nadeutektoidalnej mieszczą się w zakresie 240÷260 kJ/mol i są zgodne (ok. 250÷290 kJ/mol) z wartościami uzyskanymi tą samą metodą dla podobnych materiałów [209].

Modelowanie procesu *rekrytalizacji statycznej* jest istotne dla metali i stopów odkształcanych plastycznie na gorąco w zakresie odkształceń od  $\epsilon_{cs}$  do  $\epsilon_{cd}$  tj. poniżej odkształcenia niezbędnego do zapoczątkowania rekrytalizacji dynamicznej. Rekrytalizacja statyczna jest w tych warunkach odkształcenia głównym mechanizmem zaniku umocnienia odkształceniowego w licznych procesach walcowania wieloprzepustowego, zwłaszcza w obniżonym zakresie temperatury przeróbki plastycznej na gorąco. Kinetykę procesu rekrytalizacji austenitu wysokotemperaturowego opisuje zwykle równanie typu K-J-M-A (Kolmogorow-Johnson-Mehl-Avrami) w postaci [18, 20]

$$Y = 1 - \exp \{-A (t/t_x)^n\} \quad (3.56)$$

gdzie:

Y - udział objętościowy austenitu zrekrystalizowanego po czasie  $t$  od rozpoczęcia rekrytalizacji,

n - wykładnik potęgowy Avrami'ego (o wartości ok. 1÷2),

$t_x$  - czas do utworzenia X%, objętościowej frakcji austenitu zrekrystalizowanego.

Wykładnik Avrami'ego można wyznaczyć graficznie z analizy log (ln 1/(1-Y)) względem log  $t$  dla badanych warunków odkształcenia. Liczne równania empiryczne lub półempiryczne były proponowane dla wyrażenia  $t_x$  w funkcji odkształcenia ( $\epsilon$ ), początkowej wielkości ziarna ( $d_0$ ), temperatury procesu (T) oraz parametru Zenera-Hollomona (Z).

Najczęściej występowały one w formie zależności [20, 210]:

$$t_x = B\varepsilon^{-p}d_o^q Z^r \exp\left(\frac{Q_{rex}}{RT}\right) \quad (3.57)$$

gdzie:

$$Z = \dot{\varepsilon} \exp(Q_{def}/RT),$$

$\dot{\varepsilon}$  - prędkość odkształcenia ( $s^{-1}$ ),

$R$  - stała gazowa ( $J/mol \cdot K$ ),

$Q_{rex}$  - energia aktywacji dla rekrytalizacji ( $J/mol$ ),

$Q_{def}$  - energia aktywacji dla odkształcenia ( $J/mol$ ),

$\varepsilon$  - stopień odkształcenia,

$d_o$  - pierwotna wielkość ziarna austenitu,

$B, p, q, r$  - stałe materiałowe.

Dokonana przez Sellarsa [210] analiza wyników licznych prac badawczych dotyczących problematyki rekrytalizacji wysokotemperaturowego austenitu w stalach konstrukcyjnych niestopowych C-Mn zawierających od 0,055 do 0,68% C i od 0,46 do 0,85 % Mn wykazała, że dla celów technicznych większe znaczenie ma czas  $t_{0,5}$  potrzebny do utworzenia 50% frakcji austenitu zrekrystalizowanego niż całkowity czas rekrytalizacji  $t_R$ . Czas połówkowej rekrytalizacji dla analizowanych stali w zakresie odkształceń mniejszych od niezbędnych do zapoczątkowania rekrytalizacji dynamicznej ( $\varepsilon < 0,8\varepsilon_m$ ) opisuje zależność modelowa w postaci:

$$t_{0,5} = 2,5 \cdot 10^{-19} d_o^2 \varepsilon^{-4} \exp(300000/RT) \quad (3.58)$$

Natomiast dla odkształceń większych ( $\varepsilon \geq 0,8 \varepsilon_m$ ):

$$t_{0,5} = 1,06 \cdot 10^{-5} \cdot Z^{0,6} \exp(300000/RT) \quad (3.59)$$

gdzie:

$d_o$  - pierwotna wielkość ziarna austenitu,

$Z$  - parametr Zenera - Hollomona,

$R$  - stała gazowa,

$T$  - temperatura.

Zależność modelowa opisująca czas  $t_{0,5}$ , odpowiednia dla austenitu w stalach mikrostopowych o stężeniu węgla od 0,05 do 0,42% oraz Mn od 0,71 do 1,5%, jak również Nb do 0,04%, ma postać:

w zakresie  $\varepsilon < \varepsilon_{cd}$  i  $T > 1004^\circ C$

$$t_{0,5} = 2,52 \cdot 10^{-19} d_o^2 \varepsilon^{-4} \exp(325000/RT) \quad (3.60)$$



natomiast dla  $\varepsilon < \varepsilon_{cd}$  i  $891^{\circ}\text{C} < T < 1004^{\circ}\text{C}$

$$t_{0,5} = 5,94 \cdot 10^{-38} d_0^2 \varepsilon^{-4} \exp(780000/RT) \quad (3.61)$$

dla  $\varepsilon < \varepsilon_{cd}$  i  $T < 891^{\circ}\text{C}$ :

$$t_{0,5} = 9,24 \cdot 10^{-9} d_0^2 \varepsilon^{-4} \exp(130000/RT) \quad (3.62)$$

Rekrytalizacja statyczna austenitu jest kompletna w momencie wyczerpania się odkształconej plastycznie osnowy i stykania się migrujących granic utworzonych ziarn. Austenit zrekrystalizowany jest drobnoziarnisty o wielkości ziarn zależnej od składu chemicznego stali, pierwotnej wielkości ziarn oraz warunków odkształcenia plastycznego. Stąd dla celów modelowania zmian w strukturze austenitu i przewidywania rozwoju mikrostruktury w procesach przeróbki plastycznej na gorąco i obróbki cieplno-mechanicznej opracowano szereg równań empirycznych opisujących średnią wielkość ziarn austenitu podczas rekrytalizacji, jak również ziarna  $\gamma$  w pełni zrekrystalizowanego [9, 11, 20, 56, 210, 211]. Wielkość ziarn austenitu zrekrystalizowanego statycznie stali C-Mn została opisano przez Sellars'a [210] zależnością modelową w formie:

$$d_{RS} = A d_0^{0,67} \varepsilon^{-1} \quad (3.63)$$

Dla stali HSLA z Nb i tych samych odkształceń ( $\varepsilon < \varepsilon_{cd}$ ) oraz  $T > 950^{\circ}\text{C}$  zależność ma postać:

$$d_{RS} = A' d_0^{0,67} \varepsilon^{-0,67} \quad (3.64)$$

gdzie: obliczone wielkości A i A' przyjmują wartości odpowiednio od 0,35 do 0,85 i od 0,66 do 1,86, zależnie od składu chemicznego stali

Zakładając, że statycznie zrekrystalizowane ziarno  $\gamma$  jest w sposób ciągły rozdrabniane proporcjonalnie do zwiększającego się odkształcenia aż do uzyskania wielkości granicznej, wpływ wielkości odkształcenia wyraża się następująco:

$$\varepsilon_{cd} = 0,57 d_0^{0,17} \varepsilon_p \quad (3.65)$$

gdzie:  $\varepsilon_p$  - odkształcenie odpowiadające  $\sigma_{max}$  jest opisane równaniem:

$$\varepsilon_p = 6,97 \cdot 10^{-4} \cdot d_0^{0,3} Z^{0,17} \quad (3.66)$$

Wielkość ziarn dla odkształceń przekraczających te wielkości może być wyrażona następująco:

$$d_{RS} = 1,8 \cdot 10^3 Z^{0,17} \quad (3.67)$$

i stąd nie wykazuje wpływu odkształcenia ani początkowej wielkości ziarna na wielkość statycznie zrekrystalizowanych ziarn. Przykładowe zależności modelowe opisujące wielkości kinetyczne ( $t_{0,5}$ ) oraz wielkości ziarn austenitu zrekrystalizowanego różnych stali HSLA ( $d_{RS}$ ) zestawiono w tablicy 3.1.

Modelowanie *rekrytalizacji metadynamicznej* dotyczy metali i stopów odkształcanych plastycznie na gorąco w zakresie odkształceń od  $\varepsilon_{cd}$  do  $\varepsilon_s$  (rys. 2.13 rozdz. 2.2). W tym przypadku modele kinetyczne są podobne jak dla rekrytalizacji statycznej, natomiast modele strukturalne w różnym stopniu zaawansowania, odwzorowują proces spontanicznego wzrostu zarodków nowych ziarn utworzonych podczas odkształcenia plastycznego w trakcie rekrytalizacji dynamicznej. W tej fazie wysokotemperaturowego odkształcenia, w pozostałej części materiału odkształconego zachodzi zdrowienie metodynamiczne, a po upływie czasu inkubacji - zdrowienie i rekrytalizacja statyczna. Proces rekrytalizacji metodynamicznej, podobnie jak statycznej, ma istotne znaczenie dla uzyskania struktur drobnoziarnistych stali konstrukcyjnych mikrostopowych. Udział austenitu zrekrystalizowanego metodynamicznie w stalach typu HSLA [76, 212] opisano zależnością:

$$V_{RMD} = 1 - \exp[-0,693 (t/t_{0,5MD})^{1/3}] \quad (3.68)$$

gdzie:

$t_{0,5MD}$  - czas potrzebny do utworzenia 50% frakcji austenitu zrekrystalizowanego wynosi:

$$t_{0,5MD} = 1,1 \exp(230000/RT)Z^{-0,8} \quad (3.69)$$

Wielkość ziarn austenitu utworzonych w wyniku tego procesu opisana jest zależnością modelową:

$$d_{RMD} = 2,6 \cdot 10^4 Z^{-0,8} \quad (3.70)$$

gdzie:  $Z$  - parametr Zenera - Hollomona, wyznaczony dla tych stali ze wzoru:

$$Z = \dot{\varepsilon} \exp(300000/RT) \quad (3.71)$$

Kolejnym etapem analizy modelowania rozwoju mikrostruktury austenitu po zakończeniu procesu rekrytalizacji statycznej, ale także metodynamicznej i dynamicznej jest opracowanie zależności kinetycznych dotyczących zjawiska *rozrostu ziarn*.

Utworzona w wyniku tych procesów drobnoziarnista struktura o dużej powierzchni granic ziarn i podwyższonej energii ma zwykle naturalną tendencję do zmniejszenia swojej energii przez zmniejszenie powierzchni granic ziarn, a tym samym do samorzutnego rozrostu ziarn. Uwzględniając zróżnicowaną zdolność do migracji zrekrystalizowanych ziarn austenitu w stali C-Mn, w pracy [76] opisano kinetykę ich rozrostu w czasie do 1s zależnością modelową typu:

$$d^2 = d_0^2 + 1,1 \cdot 10^7 \exp(-113000/RT) \quad (3.72)$$

Natomiast dla  $t > 1s$ , zależnością w postaci:

$$d^2 = d_0^2 + 1,5 \cdot 10^{27} t \exp(-400000/RT) \quad (3.73)$$

gdzie:

$d_0$  - wielkość ziarn  $\gamma$  po zakończeniu rekrytalizacji.

Zależności (3.72, 3.73) można również wykorzystać w obliczeniach rozrostu ziarn austenitu podczas nagrzewania wsadu do przeróbki plastycznej na gorąco, jak też podczas austenitowania w procesach obróbki cieplnej.

W stalach mikrostopowych HSLA zwłaszcza z dodatkiem Nb, zarówno proces rekrytalizacji statycznej [13] jak i wydzielania Nb(C,N) [14, 15, 17, 53, 55, 213÷215] w austenicie odkształconym można scharakteryzować za pomocą krzywych RTT i PTT.

**Tablica 3.1** Zależności modelowe opisujące kinetykę rekrytalizacji statycznej i modele zmian w strukturze austenitu stali HSLA

Lp.	Zależności empiryczne opisujące wielkości kinetyczne i modele struktury		Rodzaj stali	Poz. literat.
	Model $t_{0,5}$	Model $d_{RS}$		
1.	$t_{0,5} = 6,1 \cdot 10^{-13} \cdot d_0^{-0,14} \cdot \epsilon^{-0,95} \cdot d_0^{0,22} \cdot \epsilon^{-0,28} \cdot \exp\left(\frac{270000}{RT}\right)$	$d_{RS} = 45 \exp(-5973/RT) \epsilon^{-0,6} \cdot d_0^{0,374} \cdot \epsilon^{-0,1}$	C-Mn	[70]
		$d_{RS} = 472(-11620/RT) \epsilon^{-0,7} \cdot d_0^{0,277} \cdot \epsilon^{-0,1}$	C-Mn-Nb	
2.	$t_{0,5} = 2,5 \cdot 10^{-19} \cdot d_0^2 \cdot \epsilon^{-4} \cdot \exp\left(\frac{300000}{RT}\right)$	$d_{RS} = 0,743 \cdot d_0^{0,67} \cdot \epsilon^{-0,1}$	C-Mn	[181, 210]
3.	$t_{0,5} = 5,94 \cdot 10^{-38} \cdot d_0^2 \cdot \epsilon^{-4} \cdot \exp\left(\frac{780000}{RT}\right)$	$d_{RS} = 1,1 \cdot d_0^{0,67} \cdot \epsilon^{-0,67}$	C-Mn-Nb	[210, 211]
4.	$t_{0,5} = 3,6 \cdot 10^{-12} \cdot \epsilon^{-2,5} \cdot \exp\left(\frac{230000}{RT}\right)$ wz = 40 $\mu\text{m}$	$d_{RS} = 343 \cdot d_0^{0,4} \cdot \epsilon^{-0,5} \cdot \exp(-45000/RT)$	C-Mn	[20, 76]
5.	$t_{0,5} = (-5,24 + 550 [\text{Nb}]) \cdot 10^{-18} \cdot \epsilon^{-4,0+7[\text{Nb}]} \cdot d_0^2 \cdot \exp\left(\frac{330000}{RT}\right)$		C-Mn-Nb	[20]

Istnieje zgodna opinia, że proces wydzielania przebiegający przed, względnie w sposób konkurencyjny w trakcie rekrytalizacji, może ją skutecznie hamować, względnie zupełnie powstrzymać [13, 172, 213]. Również wydzielania na podgranicach odkształcanego austenitu zakotwiczają fronty rekrytalizacji [213]. Oddziaływanie węglikoazotków wprowadzonych do stali mikrodotatków odgrywa ważną rolę w przebiegu rekrytalizacji i kształtowaniu mikrostruktury stali, szczególnie w obniżonym zakresie temperatury regulowanego walcowania lub procesie obróbki cieplno-mechanicznej. W pracy Dutta i Sellarsa [14] wprowadzono zależności dotyczące wydzielania, czasu i temperatury w oparciu o termodynamikę układu i teorię zarodkowania sterowanego dyfuzją. Model opisujący czas ( $t_{ps}$ ) początku wydzielania, przyjęty jako  $t_{0,05}$  dla wydzielania 5% indukowanego odkształceniem plastycznym ma postać:

$$t_{ps} = A[Nb]^{-1} \cdot \epsilon^{-1} \cdot Z^{-0,5} \exp \frac{270000}{RT} \exp \frac{B}{T^3 (lnk_s)^2} \quad (3.74)$$

gdzie:

A - stała zależna od metody ujawniania wydzielen, np.: wg mikrotwardości wynosi  $1,5 \cdot 10^{-5}$  [13], jeśli metodą ekstrakcji elektrolitycznej to równa jest  $3,0 \cdot 10^{-6}$  [216],

B - stała o wartości w zakresie  $1 \div 6 \cdot 10^{10} K^3$ , praktycznie wynosi  $2,5 \cdot 10^{10} K^3$ ,

$k_s$  - współczynnik przesylenia roztworu w danej temperaturze,

Z - parametr Zenera - Hollomona,

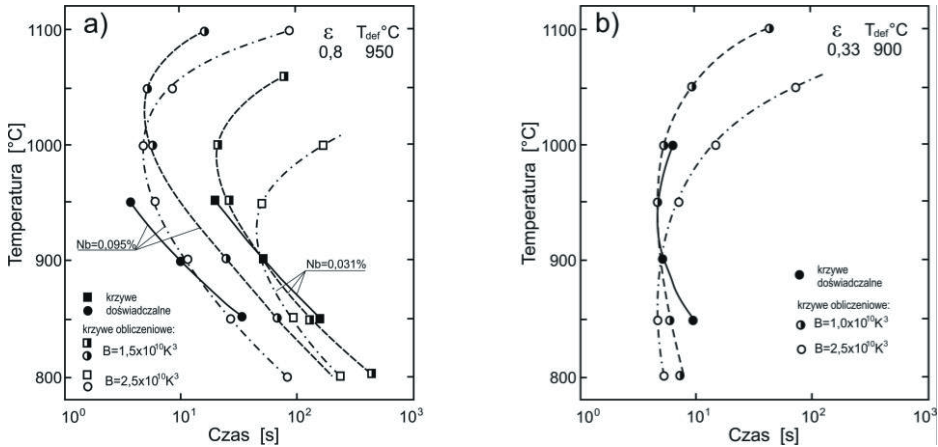
T - temperatura w K.

Porównanie danych doświadczalnych przedstawionych na krzywych PTT i obliczonych zgodnie z zależnością (3.74) pokazano na wykresach (rys. 2.35). Wyniki badań eksperymentalnych Hansena [217] (rys. 2.35a) przy stałym Z, dla dwóch gatunków stali typu HSLA o różnej zawartości Nb (0,031% i 0,095%) nasuwają pewne wątpliwości co do zupełnej rozpuszczalności Nb w badanej temperaturze, szczególnie w stali o wyższej zawartości Nb jeśli do obliczeń zastosowano zależność:

$$\log [Nb] [C + 12N/14] = 2,26 - 6770/T \quad (3.75)$$

W tym przypadku równowaga termodynamiczna prawdopodobnie nie występuje i więcej Nb może być w roztworze  $\gamma$  niż to wynika z obliczeń. Najlepszą zgodność wyników eksperymentalnych i modelowych uzyskano dla stałej B o wartości  $1,5 \cdot 10^{10} K^3$ . Dla średniej wartości B ok.  $2,5 \cdot 10^{10} K^3$  występuje dobra zgodność wyników w przypadku analizy wpływu składu chemicznego, natomiast większy ich rozrzut obserwuje się dla zależności temperaturowej. Na wykresie (rys. 2.35b) przedstawiono analogiczne porównanie wyników

z pracy [216] z obliczonymi dla przewidywanej wartości  $B = (1 \text{ i } 2,5) \cdot 10^{10} \text{K}^3$ . Żadna z tych wartości nie zapewnia szczególnie wysokiej zgodności z krzywą eksperymentalną, chociaż pierwsza z wymienionych daje lepszą korelację.



**Rysunek 2.35.** Porównanie krzywych PTT początku wydzielenia w austenicie odkształconym z krzywymi obliczonymi na podstawie zależności (3.74) [14]: a) - stal o zawartości 0,10% C - 0,01% N - 0,095% Nb,  $d_0 = 140 \mu\text{m}$  i stal o zawartości 0,11% C - 0,01% N - 0,031% Nb,  $d_0 = 405 \mu\text{m}$  [217], b) - stal o zawartości 0,080% C - 0,015% N - 0,060% Nb,  $d_0 = 70 \mu\text{m}$  [216]

Oddziaływanie stężenia Nb w roztworze  $\gamma$  na kinetykę rekrytalizacji statycznej w danych warunkach odkształcenia wysokotemperaturowego opisano w pracach Sellarsa [210, 218] równaniem:

$$t_{0,05x} = 6,75 \cdot 10^{-20} d_0^2 \varepsilon^{-4} \cdot \exp\left(\frac{300000}{RT}\right) \exp\left\{\left(\frac{2,75 \cdot 10^5}{T} - 185\right) [Nb]\right\} \quad (3.76)$$

gdzie:

$t_{0,05x}$  - czas wymagany dla 5% rekrytalizacji,

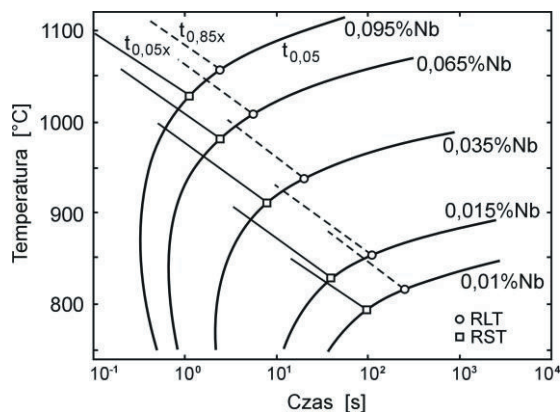
$d_0$  - początkowa wielkość ziarna [ $\mu\text{m}$ ],

$\varepsilon$  - odkształcenie do wartości krytycznej  $\varepsilon_{cd}$ .

Przyjmując, że równanie Avrami'ego z wykładnikiem 2 opisuje krzywe rekrytalizacji statycznej w przypadku występowania niobu w roztworze stałym  $\gamma$  stwierdzono, że czasy wymagane dla innych stałych frakcji zrekrystalizowanej są również obliczane na podstawie zależności modelowej (3.76) z odpowiednimi wartościami stałych początkowych. Analiza tej zależności, jak również obserwacje doświadczalne wskazują na hamujące oddziaływanie Nb rozpuszczonego w roztworze  $\gamma$  na rekrytalizację statyczną. Choć wpływ ten jest relatywnie

mniejszy w porównaniu do hamowania rekrytalizacji przez wydzielenia Nb(C,N) indukowane odkształceniem, to jednak znaczne wydzielenie Nb w roztworze może efektywnie hamować rekrytalizację podczas walcowania w warunkach przemysłowych prowadząc do określenia tzw. temperatury zatrzymania rekrytalizacji RST (Recrystallization Stop Temperature) związanej ściśle z procesem wydzielenia. Analiza prostego modelu zakładającego występowanie RST dla czasu 5% rekrytalizacji ( $t_{0,05x}$ ) tj. gdy jest on równy czasowi 5% wydzielenia ( $t_{0,05}$ ) indukowanego odkształceniem, pozwala na podstawie zależności (3.76) określić wpływ zmiennych procesowych na występowanie RST (rys. 2.36). Oddziaływanie stężenia Nb w roztworze na czasy  $t_{0,05x}$  i  $t_{0,05}$ , a w konsekwencji na wartość RST analizowano dla przypadku austenitu zrekrystalizowanego do wielkości ziarna ok.40  $\mu\text{m}$ . Czasy  $t_{0,85x}$  dla uzyskania 85% frakcji zrekrystalizowanej zaznaczono na wykresach liniami przerywanymi.

Dodatkowo wprowadzono pojęcie RLT (Recrystallization Limit Temperature) charakteryzujące przecięcie linii przerywanych dla  $t_{0,85x}$  z krzywymi odpowiadającymi 5% wydzieleniu, które definicyjnie określa dolną granicę temperatury procesu zapewniającą jeszcze całkowitą choć de facto 85% frakcję zrekrystalizowanego austenitu odkształconego plastycznie. Hansen [217] stwierdził, że wydzielenie Nb(C,N) po granicach ziarn  $\gamma$  indukowane odkształceniem plastycznym zachodzi w czasach krótszych o rząd wielkości niż wydzielenie w osnowie. Może to wpływać na zwiększenie różnicy temperatury między RLT i RST o ok. 25% więcej niż to wykazano na wykresie (rys. 2.36).



**Rysunek 2.36.** . Interakcja procesu rekrytalizacji statycznej i wydzielenia w osnowie  $\gamma$  w zależności od stężenia Nb w stali zawierającej 0,07% C i 0,004% N walcowanej z gniotem 15% i  $\dot{\epsilon} = 10\text{s}^{-1}$  [14]

Wyniki te potwierdzają obserwacje Dutty i Sellarsa [219] wskazujące na różnice temperatury rzędu 60°C między RLT i RST oraz wyższe wartości RLT od obliczonych z procesu wydzielania w osnowie indukowanego odkształceniem, w przypadku przemysłowych prób walcowania na gorąco. Analiza zależności modelowych Dutty i Sellarsa [14] obliczonych krzywych początku wydzielania i kinetyki rekrytalizacji dla przypadku zupełnej rozpuszczalności Nb w roztworze  $\gamma$  pozwala na praktyczne przewidywanie dolnej granicznej temperatury całkowitej rekrytalizacji (RLT), jak również górnej temperatury efektywnego jej wyeliminowania (RST). Ponadto obliczenia wykazały, że RST zależy głównie od odkształcenia odpowiadającego pierwszym przepustom wykańczającym w procesie walcowania, jak również od wielkości ziarn austenitu kształtowanych w stadium wstępnego walcowania na gorąco.

W pracy [17] weryfikowano m. in. przyjętą tezę, że wstępne przepusty walcownicze przyspieszają ok. 5-cio krotnie wydzielanie Nb(C,N) w stalach HSLA po odkształceniu wykańczającym w porównaniu do podobnych procesów walcowania przeprowadzonych bezpośrednio po chłodzeniu z temperatury nagrzewania do walcowania na gorąco. Stwierdzono przede wszystkim, że wydzielanie Nb(C,N) wywołane odkształceniem prowadzi do maksymalnego umocnienia austenitu, gdy wydzielania mają wielkość ok. 2÷3 nm niezależnie od składu chemicznego badanych stali lub warunków poprzedniego nagrzewania do walcowania lub schematu walcowania wstępnego. Maksymalne umocnienie zachodzi we wczesnym stadium wydzielania, oszacowanym na 5÷15% wydzieleni równowagowych, a przyrost umocnienia zmniejsza się gwałtownie gdy wielkość cząstek rośnie. Czas izotermicznego wytrzymania, przy którym uzyskuje się maksimum umocnienia po odkształceniu wykańczającym jest zależny od warunków poprzedniego nagrzewania i etapu walcowania wstępnego. Czas ten zmniejsza się z obniżeniem temperatury nagrzewania lub temperatury etapu wstępnego walcowania. Niemniej mechanizmy odpowiedzialne za kinetykę wydzielania Nb(C,N) po odkształceniu wykańczającym nie są jednoznaczne. Obserwowano również zależność temperaturową tworzenia się skupisk (clustering) atomów Nb i C (lub N) w osnowie roztworu  $\gamma$ . Uzyskane wyniki potwierdzają ogólnie wpływ stanu strukturalnego austenitu wywołanego wstępnym etapem walcowania na wyznaczone kinetyki wydzielania, a tym samym na temperatury charakterystyczne RLT i RST analizowane we wcześniejszych badaniach.

Jakkolwiek wydzielanie izotermiczne jest przedmiotem często podejmowanych prac badawczych w kontekście przemysłowych procesów przeróbki plastycznej na gorąco to już



zdecydowanie mniej prac dotyczy uwzględnienia ciągłego chłodzenia po odkształceniu i określenia wpływu tych warunków procesu na kinetykę wydzielenia węglikoazotków wprowadzonych do stali HSLA mikrodotatków stopowych. Potrzeba określenia charakterystyk wydzielenia przy ciągłym chłodzeniu tzw. krzywych CCP (Continuos - Cooling - Precipitation) została zaspokojona w pracy [53], tak aby kinetyki wydzielenia w warunkach przemysłowych mogły być dokładnie przewidywane. Podjęto sporadyczne próby, zarówno eksperymentalne jak i teoretyczne, w celu zrozumienia modelu takiego wydzielenia przy ciągłym chłodzeniu [220]. Analityczne wyznaczenie wykresów CCP wymaga znajomości czasów wydzielenia  $P_s$  i  $P_f$  podczas izotermicznego wytrzymania. Ponieważ istniejące wówczas dwie metody (Dutta, Sellars [14] oraz Liu i Jonas [214]) ograniczały się jedynie do określenia czasów wydzielenia  $P_s$ , to w analizowanej pracy [53] zaproponowano nową metodę obliczania czasu  $P_f$ . W efekcie stosując te modele można obliczyć czasy  $P_s$  i  $P_f$  podczas izotermicznego wytrzymania przy dowolnej temperaturze jeśli znane są pewne dane dotyczące czynników termodynamicznych oraz przebieg izotermiczny wykresu PTT. Determinuje to symulację procesu wydzielenia w warunkach ciągłego chłodzenia metodami stosowanymi wcześniej do badania przemian fazowych podczas ciągłego chłodzenia [221]. Modelowanie czasu  $P_s$  wydzielenia węglikoazotku niobu oparto w pracy [53] na zależności Liu - Jonasa [214] w postaci:

$$P_s = \frac{N_c a_{Nb(C,N)}^3}{D_0 \rho} (X_{Nb})^{-1} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \exp\left(\frac{\Delta G^*}{kT}\right) \quad (3.77)$$

gdzie:

$N_c$  - krytyczna ilość zarodków na jednostkę objętości,

$a_{Nb(C,N)}$  - parametr sieci Nb(C,N),

$D_0$  - czynnika częstotliwości dyfuzji,

$\rho$  - gęstość dyslokacji,

$X_{Nb}$  - molowy udział Nb w roztworze,

$Q$  - energia aktywacji dyfuzji Nb w roztworze  $\gamma$ ,

$R$  - stała gazowa,

$k$  - stała Boltzmana,

$\Delta G^*$  - krytyczna energia swobodna tworzenia zarodków.

Zależność  $P_s(T)$  ma typowy kształt litery C ze względu na konkurencyjność wyrażeń eksponencjalnych w przyjętym modelu, a mianowicie:  $\exp Q/RT$  zmniejsza się ze wzrostem

temperatury, natomiast  $\exp \Delta G^*/kT$  zwiększa się. W modelu Liu - Jonasa  $\Delta G^*$  można wyrazić jako:

$$\Delta G^* = 16 \pi [\zeta(\gamma)^3] / [3 (\Delta G_{\text{chem}} + \Delta G_{\text{e}})^2] \quad (3.78)$$

gdzie:

$\gamma$  - energia granicy międzyfazowej wydzielenie/osnowa (0,5 J/m<sup>2</sup>),

$\zeta$  - czynnik modyfikujący  $\gamma$  o wartości w zakresie 0÷1,

$\Delta G_{\text{e}}$  - energia odkształcenia objętościowego,

$\Delta G_{\text{chem}}$  - swobodna energia chemiczna.

Do określenia czasów wydzielenia  $P_f$  zastosowano w pracy [53] równanie K–J–M–A (Kołmogorow–Johnson–Mehl–Avrami) w postaci:

$$Y=1 - \exp(-bt^n) \quad (3.79)$$

gdzie:

$Y$  - udział objętościowy wydzieleni,

$b$  - stała prędkości zarodkowania,

$n$  - wykładnik czasu.

Uwzględniając model zarodkowania i wzrostu wydzielenia, jak również przyjęcie założenia, że prędkość zarodkowania na jednostkę objętości jest stała podczas całego procesu wydzielenia otrzymuje się ostateczną postać równania (3.79):

$$Y = 1 - \exp \left\{ -\frac{16\sqrt{2}}{15} \pi \frac{X_{Nb} \varrho}{a^3} D_o^{5/2} \left( \frac{C_M - C_I}{(r_s - 1)^3 (C_p - C_I)} \right)^{1/2} \exp \frac{(-2,5Q)}{RT} \exp \left( -\frac{\Delta G^*}{kT} \right) t^{5/2} \right\} \quad (3.80)$$

gdzie:

$C_M$  - stężenie pierwiastka rozpuszczonego w osnowie,

$C_I$  - stężenie atomów wydzielenia na granicy międzyfazowej,

$C_p$  - stężenie atomów wydzielenia w roztworze,

$r_s$  - promień wydzielenia.

Analiza kinetyczna tego równania wskazuje, że wykładnik czasu ( $n$ ) wynosi 2,5 gdy wydzielenie kontrolowane jest procesem zarodkowania i wzrostu tych zarodków ze stałą prędkością. Natomiast stała prędkości zarodkowania ( $b$ ) jest kompleksową funkcją temperatury. Wynika z tego, że rzeczywiste procesy wydzielenia nie mogą być przedstawione przez pojedyncze wartości stałej prędkości i wykładnika czasu, ponieważ oba te parametry zmieniają się z temperaturą badania i utworzoną frakcją wydzieleni [222]. Ponieważ dostępne kinetyki wydzielenia nie są wystarczająco dokładne, trudno jest wprowadzić odpowiednie

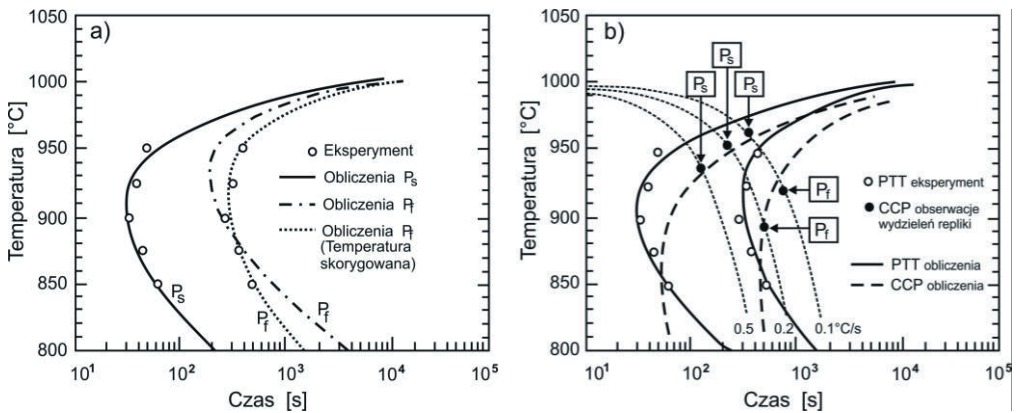
wartości do zależności  $b$  i  $n$  od czasu i temperatury. Dlatego często wykorzystuje się wartości średnie z danych izotermicznych PTT do określania nieznanymi parametrów  $N$  i  $q$  w obliczeniach czasów  $P_f$  dla badanego zakresu temperatury.

Modelowanie wykresów CCP z danych izotermicznych PTT pozwoliło na obliczenie czasu początku i końca wydzielania w badanym zakresie temperatury między innymi dla stali C-Mn-Nb o zawartości 0,067% C, 1,23% Mn i 0,040% Nb [53]. Przebieg wydzielania izotermicznego określono na podstawie próby ściskania na gorąco wykorzystując skomputeryzowany system badania materiałów na symulatorze Gleeble. Natomiast do określenia przebiegu wydzielania podczas ciągłego chłodzenia zastosowano dylatometr z funkcją odkształcania na gorąco i układem do szybkiego chłodzenia. Temperatura austenitowania w obu próbach wynosiła 1150°C z tym, że próbki dylatometryczne chłodzono do temperatury 1000°C, odkształcano z gniosem 5% i  $\dot{\epsilon}$  ok. 0,1 s<sup>-1</sup>, a następnie chłodzono w sposób ciągły z prędkością od 0,1°C/s do ok. 5°C/s. Badania izotermiczne procesu wydzielania w próbach ściskania prowadzono metodą relaksacji naprężeń. Na ich podstawie określono czasy  $P_s$  i  $P_f$  dla stali C-Mn-Nb w zakresie 850÷950°C, w przedziałach co 25°C (rys. 2.37a). Z danych doświadczalnych PTT oszacowano nieznanymi parametr  $q$ , a uśrednioną jego wartość ok.  $1,6 \cdot 10^{12} \div 2,1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  przyjęto do obliczeń krzywych  $P_s$  i  $P_f$  dla całego zakresu temperatury badania. Tak określona gęstość dyslokacji  $q$  wydaje się być jednak zawyżona - zważywszy, że w metalach mocno odkształconych wynosi ona ok.  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [223]. Ponieważ stała prędkości zarodkowania jest proporcjonalna do exp. energii aktywacji to małe zmiany tej wartości prowadzą do dużych różnic w gęstości dyslokacji. Tym bardziej, że wartość energii aktywacji stosowana w tych obliczeniach była określona doświadczalnie w warunkach stacjonarnych bez odkształcenia [224]. Obliczone czasy  $P_f$  są znacznie bliższe danych doświadczalnych w przypadku uwzględnienia zależności gęstości dyslokacji od temperatury procesu (rys. 2.37a).

Wszystkie krzywe PTT mają klasyczny kształt litery C co wynika ze współzawodnictwa między siłą pędą dla wydzielania, a prędkością dyfuzji. Siła pędna zależna jest od stopnia przesylenia wydzielającego się pierwiastka. W wyższym zakresie temperatury mniejsze przesylenie obniża prędkość zarodkowania i dłuższe czasy potrzebne są wtedy do wydzielania. Natomiast w niższym zakresie temperatury mały współczynnik dyfuzyjności wydzielonego pierwiastka powoduje analogiczny wzrost czasu wydzielania. Analityczne krzywe CCP przedstawiono na wykresach (rys. 2.37b). Kształty wykresów CCP są podobne do wykresów PTT za wyjątkiem zakresu niższej temperatury. Podczas chłodzenia ciągłego czasy początku

i końca wydzielania przesuwają się w prawo tj. do dłuższych czasów i niższej temperatury w porównaniu z wykresami PTT. Tendencja ta wynika z dużego stopnia przechłodzenia niezbędnego do zapoczątkowania wydzielania podczas chłodzenia materiału. Stopień przechłodzenia zależy wprost od prędkości chłodzenia, tj. dla większej prędkości chłodzenia niezbędne jest większe przechłodzenie konieczne do zapoczątkowania wydzielania.

Praktyczne znaczenie przesunięcia krzywych CCP na prawo od krzywych PTT wykorzystuje się często do wyznaczenia temperatury RST w danych warunkach odkształcenia plastycznego na gorąco [14].



**Rysunek 2.37.** Krzywe PTT i CCP wyznaczone eksperymentalnie i analitycznie: a) - czasy  $P_s$  i  $P_f$  obliczone na bazie teorii zarodkowania i wzrostu dla średnich wartości gęstości dyslokacji, b) - czasy  $P_s$  i  $P_f$  określone metodą doświadczalną analizy replik ekstrakcyjnych dla prędkości chłodzenia w zakresie  $0,1 \div 0,5^\circ\text{C/s}$  oraz analitycznie [53]

Zaawansowany model kinetyczny wydzielania Nb(C,N) indukowanego odkształceniem plastycznym na gorąco przedstawiono w pracy [215]. Prezentowany model bazuje na klasycznej teorii zarodkowania [225] oraz uwzględnia zmiany wywołane stanem dyslokacji. Podstawowym założeniem modelu jest heterogeniczne zarodkowanie wydzieleni na węzłach dyslokacji. Główną zaletą tego modelu jest kompleksowy opis frakcji objętościowej wydzielania, jak również ewolucji wielkości wydzieleni. Stwarza to możliwość jednoczesnej analizy tego modelu z modelem rekrytalizacji w celu otrzymania satysfakcjonujących danych warunkujących wyjaśnienie zmian mikrostrukturalnych podczas wysokotemperaturowego odkształcenia plastycznego. W szczególności proponowany model bazuje na następujących założeniach:

- rozkład dyslokacji w osnowie jest równomierny i tworzą one trójwymiarową sieć dyslokacyjną. Węzły dyslokacji dostarczają niejednorodnych miejsc do zarodkowania wydzielen. Wyniki wcześniejszych prac [226, 227] wskazywały na niejednorodne wydzielanie NbC na defektach struktury sieciowej, takich jak: subgranice lub dyslokacje,
- wydzielania NbC są sferyczne i krytyczny promień dla ich zarodkowania na dyslokacjach jest taki sam jak dla sieci. Ponieważ wzrost wielkości wydzielen na dyslokacjach jest bardzo szybki to wielkość promienia zarodkowania wydzielen ma nieistotny wpływ na ogólny przebieg wydzielania,
- stechiometryczny skład wydzielen NbC i Nb(C,N) i ich rozpuszczalność określono z warunków termodynamicznych,
- postęp wydzielania określa dyfuzyjność Nb, która jest o ok. 8÷9 rzędów wielkości niższa od analogicznej dla C lub N [216].

Szybkość zarodkowania  $(dN/dt)_{nuct.}$  jest wyrażona zgodnie z klasyczną teorią zarodkowania [225] zależnością:

$$\frac{dN}{dt} |_{nuct.} = N_o Z \beta' \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\tau}{t}\right) \quad (3.81)$$

gdzie:

$N_o$  - liczba miejsc dla niejednorodnego zarodkowania,

$Z$  - czynnik Zeldovicha (ok. 1/20),

$k$  - stała Boltzmana,

$\beta$  - atomowa częstość drgań,

$\tau$  - czas inkubacji.

Parametr  $N_o$  reprezentuje w istocie liczbę węzłów sieci dyslokacji i może być opisany wzorem [227]:

$$N_o = 0,5 \rho^{1,5} \quad (3.82)$$

gdzie:

$\rho$  - gęstość dyslokacji.

W początkowym stadium wydzielania  $\rho$  można wyrazić wzorem:

$$\rho = \left(\frac{\sigma - \sigma_y}{M\alpha_{ub}} f p\right)^2 \quad (3.83)$$

gdzie:

$\sigma$ ,  $\sigma_y$  - odpowiednio: naprężenie płynięcia i granica plastyczności w temperaturze odkształcenia,

M - czynnik Taylora (3,1 dla sieci A1),

$\alpha$  - stała = 0,15,

$f_p$  - czynnik gęstości dyslokacji.

Konsekwentnie przyjęto w modelu kinetyczną ewolucję promienia wydzieleni  $dR_p/dt$  opisaną zależnością:

$$\frac{dR_p}{dt} \Big|_{nuccl.} = \frac{DC_{Nb} - C_{Nb}^e \exp(R_o/R)}{RC_{Nb}^p - C_{Nb}^e \exp(R_o/R)} + \frac{1}{Ndt} (\eta R_c - R) \quad (3.84)$$

gdzie:

$$R_o = \frac{2\gamma V_m}{R_c T}$$

$C_{Nb}^p$  - stężenie Nb w wydzieleniu,

$\eta$  - czynnik określający wielkość utworzonego zarodka,

$R_c$  - krytyczny promień dla zarodkowania,

$V_m$  - molowa objętość wydzieleni,

$C_{Nb}$  - stężenie molowe Nb w roztworze,

$C_{Nb}^e$  - stężenie równowagowe Nb w temperaturze wygrzewania.

Jeśli krytyczny promień zarodka osiąga średni promień wydzielenia to rozpoczyna się etap intensywnego wzrostu wielkości wydzieleni (coarsening) uwarunkowany dyfuzją kanalikową wzdłuż rdzenia dyslokacji. Dlatego też w tym etapie wydzielenia efektywny współczynnik dyfuzji  $D_{eff}$  uwzględnia zarówno dyfuzję sieciową jak i kanalikową. Addytywny wpływ obu współczynników dyfuzji ujęto zależnością:

$$D_{eff} = D_p \pi R_{core}^2 \rho + D(1 - \pi R_{core}^2 \rho) \quad (3.85)$$

gdzie:

$D_p$  - współczynnik dyfuzji kanalikowej,

$R_{core}$  - promień rdzenia dyslokacji.

Efektywna dyfuzyjność stosowana jest do obliczeń promienia, liczby i gęstości wydzieleni.

Szybkość wzrostu wielkości wydzieleni ujęto zależnością:

$$\frac{dR}{dt} \Big|_{coars.} = \frac{4C_{Nb}^e R_o D_{eff}}{27C_{Nb}^p - C_{Nb}^e R^2} \quad (3.86)$$

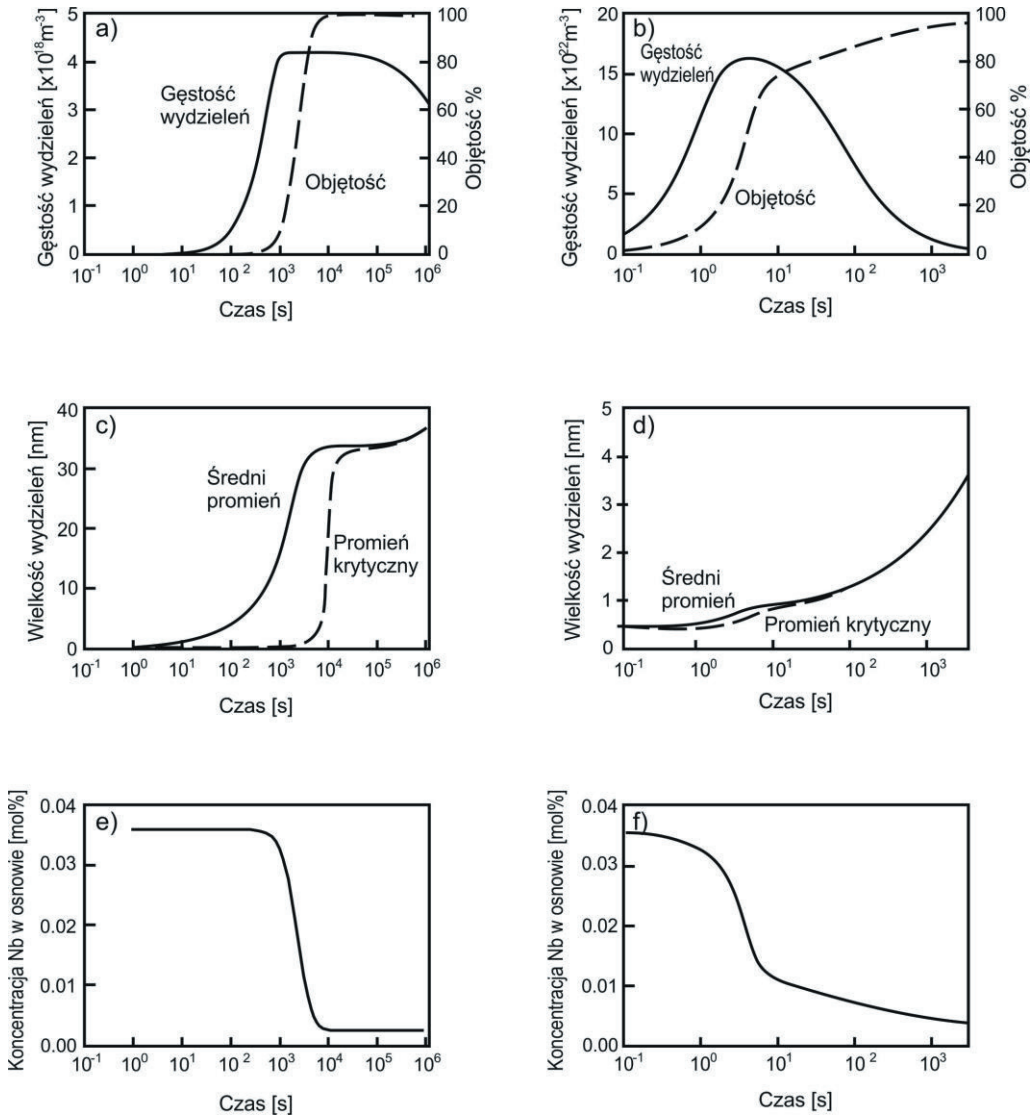
W przypadku wydzielenia w stalach nieodkształconych plastycznie na gorąco, proces wydzielenia jest podobny za wyjątkiem etapu zarodkowania, które zachodzi w sposób jednorodny. Implikuje to w tym przypadku wyrażenie gęstości miejsc zarodkowania ( $N_o$ ) jako liczby atomów na jednostkę objętości zamiast liczby węzłów dyslokacyjnych. Również

efektywny współczynnik dyfuzji jest zastąpiony współczynnikiem dyfuzji sieciowej. Kinetykę procesu wydzielania w stali mikrostopowej C-Mn-Nb o zawartości 0,084% C, 0,015% N i 0,06% Nb, nieodkształconej i odkształconej na gorąco przedstawiono na rys. 2.38. Stal austenitizowano w 1300°C, a następnie chłodzono do temperatury 950°C, w której stal odkształcono ( $\epsilon = 0,33$ ) lub wytrzymaowano izotermicznie. Ewolucje gęstości wydzielen i ich udziału objętościowego pokazano na rys. 2.38a,b. Jest oczywiste, że obecność dyslokacji w stanie odkształconym plastycznie oferuje większą liczbę miejsc niejednorodnego zarodkowania i stąd większą gęstość wydzielen (rys. 2.38b) niż w stanie nieodkształconym (rys. 2.38a). Dodatkowo, zapoczątkowanie wydzielania w stanie odkształconym jest znacznie wcześniejsze, o ok. trzy rzędy wartości czasu w porównaniu ze stanem nieodkształconym. Podobnie prędkość wzrostu wielkości wydzielen jest znacznie większa po odkształceniu niż w stanie nieodkształconym. Należy też zaznaczyć, że gęstość wydzielen w austenicie odkształconym szybciej osiąga maksimum i zmniejsza się podczas gdy objętość frakcji wydzielonej dalej rośnie. Jest to przebieg zupełnie różny od analogicznego dla austenitu nieodkształconego, w którym gęstość wydzielen osiąga maksimum kiedy proces wydzielania jest prawie kompletny (ok. 100% obj.). Wynika to przede wszystkim z oddziaływania dyslokacyjnej dyfuzji kanalikowej na kinetykę wzrostu wielkości wydzielen. Ewolucja wielkości wydzielen (rys. 2.38c, d) wskazuje wyraźnie na występowanie strefy inicjującej zarodkowanie i wstępny wzrost zarodków, jak również jej wyczerpanie i rozpoczęcie intensywnego wzrostu wielkości wydzielen.

Z rys. 2.38d wynika, że wydzielanie w stali odkształconej na gorąco charakteryzuje krótki czas zarodkowania i wzrostu. Średni promień wydzielen jest wyraźnie większy w stali nieodkształconej niż odkształconej na gorąco pomimo wolniejszej kinetyki wydzielania w przypadku austenitu nieodkształconego. Jest to z kolei wynikiem niskiej energii aktywacji, typowej dla procesów wydzieleniowych na dyslokacjach, warunkującej dużą prędkość zarodkowania w stali odkształconej plastycznie. Prowadzi to do wysokiej gęstości wydzielen nawet we wczesnych etapach wytrzymania izotermicznego. Konsekwentnie duża gęstość wydzielen zapewnia ich minimalny promień. Zmiany stężenia Nb w osnowie roztworu  $\gamma$ , w funkcji czasu (rys. 2.38e, f) są bezpośrednią konsekwencją ewolucji frakcji objętościowej wydzielen. Jeśli zwiększa się udział objętościowy wydzielen w osnowie austenitycznej to stężenie Nb w tej osnowie monotonicznie maleje.

Analizowany model kinetyczny wydzielania wykorzystano również do weryfikacji danych eksperymentalnych w cytowanej wcześniej pracy Hansena [217]. Wyznaczone

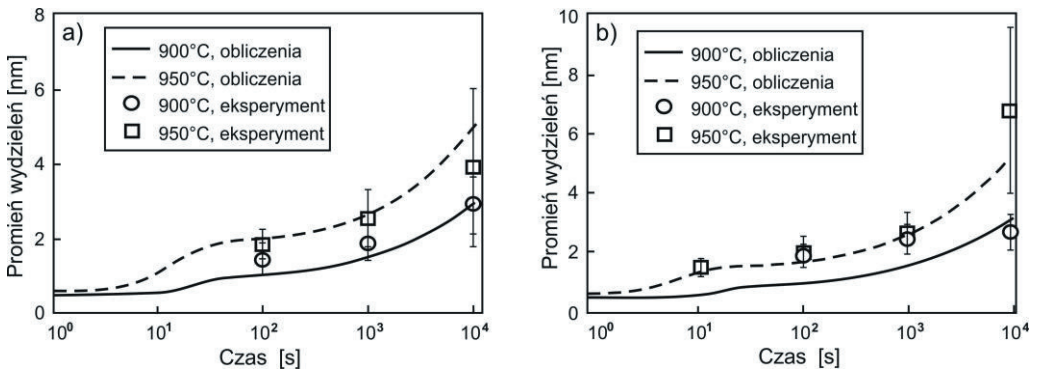
eksperymentalnie i analitycznie krzywe kinetyczne wielkości wydzieleni dla stali mikrostopowych o niskiej (0,031%Nb) i wysokiej (0,095%Nb) zawartości niobu przedstawiono na rys. 2.39.



**Rysunek 2.38.** Kinetyka wydzielenia w stali mikrostopowej typu C-Mn-Nb austenitzowanej w  $1300^{\circ}\text{C}$ , chłodzonej do  $950^{\circ}\text{C}$  i wygrzewanej w stanie nieodkształconym (a, c, e), lub odkształconej przy tej temperaturze z  $\varepsilon=0,33$  (b, d, f) [215]



Stale były austenitizowane w 1250°C, a następnie chłodzone do temperatury 950°C, w której odkształcono je metodą walcowania z gniotem 50% ( $\epsilon=0,8$ ) przy prędkości  $\dot{\epsilon}=2,6 \text{ s}^{-1}$  po czym następowało wytrzymanie izotermiczne. Stała temperatura i prędkość odkształcenia wskazują, że eksperyment prowadzono przy stałej wartości parametru Zenera-Hollomona.



**Rysunek 2.39.** Zależność promienia wydzieleni od czasu izotermicznego wytrzymania dla stali C-Mn-Nb o zawartości 0,033% Nb (a) i 0,095% Nb (b). Dane eksperymentalne bazują na pracy [217] natomiast analityczne - na prezentowanym modelu kinetyki wydzielenia [215]

Biorąc pod uwagę eksperymentalny rozrzut wyników należy stwierdzić, że prezentowany model kinetyczny wydzielenia zapewnia bardzo dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi choć dla stali o wysokiej zawartości Nb występują pewne dewiacje przy temperaturze 900°C i krótszych czasach wytrzymania izotermicznego. Proponowany model może być stosowany z powodzeniem do określania kinetyki wydzielenia faz węglkowych lub węglikoazotkowych w przypadku większości wprowadzanych do stali HSLA mikrododatki stopowych, szczególnie w procesach regulowanego walcowania lub obróbki cieplno-mechanicznej, w których z reguły stosowane są obniżone zakresy temperatury końca walcowania.