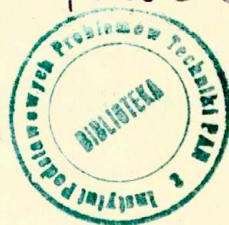


Z. Dziarnowski, J. Krzemiński

WPLYW TEMPERATURY
NA CHARAKTERYSTYKI NUKLEACYJNE
W WAKANSYJNEJ HIPOTEZIE
POWSTAWANIA MIKROSZCZELIN

19/1987

P. 269a



WARSZAWA 1987

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 22 kwietnia 1987 r.



56838



N a . p r a w a c h r ę k o p i s u

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 160 egz. Ark.wyd. 1,42 Ark.druk. 2,5

Oddano do drukarni w maju 1987 r.

Nr zamówienia 286/87

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa
ul. Śniadeckich 8

Zbigniew Dziarnowski
Politechnika Warszawska

Jerzy Krzemiński
Zakład Teorii Ośrodków Ciągłych
IFPT

WPŁYW TEMPERATURY NA CHARAKTERYSTYKI NUKLEACYJNE
W WAKANSYJNEJ HIPOTEZIE POWSTAWANIA MIKROSZCZELIN
W ROZCIĄGANÝCH METALACH

Streszczenie

Praca zawiera numeryczne oszacowania wpływu temperatury na podstawowe wielkości nukleacyjne występujące w wakansyjnej teorii powstawania mikroszczelin w jednoosiowo rozciąganych metalach o płasko i przestrzennie centrowanej sieci krystalicznej. Wyznaczono zależność od temperatury następujących wielkości: prędkości nukleacji mikroszczelin, rozmiaru mikroszczeliny oraz zależnej od niego swobodnej energii tworzenia. Ponadto, dla różnych temperatur, porównano wkłady mechanizmu powierzchniowego oraz obwodowego w nukleacji jednoczesnej oraz zależność rozmiaru mikroszczeliny od odkształcenia metalu. Rozważono też wpływ wielkości kąta zwilżenia i ciepła adsorpcji na charakterystyki nukleacyjne. Wyniki obliczeń zostały przedstawione w postaci wykresów.

1. Wstęp

Wakansyjna hipoteza mikropęknięcia metali nie ma dotąd właściwie żadnej weryfikacji, ani doświadczalnej, ani choćby porównawczej z innymi teoriami. Wynika to głównie z trudności wykonania stosownych eksperymentów oraz z braku odpowiednich oszacowań numerycznych. Brak tych ostatnich polega z kolei na trudności przyjęcia wartości liczbowych dla kilku nowych pojęć fizycznych

nych wprowadzonych w zaproponowanej teorii. Stąd też niewiadomo czy teoria ta może znaleźć zastosowania praktyczne i jeśli tak to dla jakich metali i w jakich zakresach parametrów.

Próby otrzymania jakościowych i ilościowych rezultatów, wynikających z omawianej teorii, przeprowadzono w latach 1981 - 1983 [1,2] oraz w roku 1986 /niniejsze opracowanie/. Wykonane obliczenia, choć nie dostarczyły pełnych oszacowań numerycznych, pozwoliły jednak na wyciągnięcie szeregu zasadniczych wniosków jakościowych i ilościowych. Po pierwsze okazało się, że wpływ strumienia homogenicznego na globalną prędkość nukleacji mikroszczelin jest pomijalnie mały i może być pominięty. Stąd wynika, że nukleacja globalna zależy prawie wyłącznie od prędkości nukleacji sprzężonej i odkształcenie krytyczne metalu w procesie globalnym jest praktycznie równe odkształceniu krytycznemu w procesie sprzężonym. Ten wniosek jest zgodny z wcześniejszymi stwierdzeniami, że obserwowane mikroszczeliny zarodkują się na granicach ziaren [3,4,5]. Po drugie z obliczeń wynika, że prosta suma strumieni obu mechanizmów heterogenicznych /powierzchniowego z ziarna oraz obwodowego z granicy ziarna/ stanowi dobre przybliżenie prędkości sprzężonej nukleacji heterogenicznej i jest jej ograniczeniem od góry. Ponadto, w prostej sumie decydującym składnikiem jest mechanizm obwodowy przy wzrastającym wpływie mechanizmu powierzchniowego w wysokich temperaturach, który dla żelaza α w temperaturze 1700K osiąga 29%. To wskazuje, że rozkład obu mechanizmów nie jest tak prosty jak to stwierdzono w pracy [6] szczególnie, że w procesie nukleacji sprzężonej wkład mechanizmu powierzchniowego jest jeszcze większy. Należy też podkreślić, że uzyskana z przeprowadzonych obliczeń numerycznych wielkość krytycznej mikroszczeliny dla żelaza α w temperaturze pokojowej / ≈ 4 wakansje/ uderzająco dokładnie zgadza się z badaniami przeprowadzonymi w pracy [7]. Ponadto otrzymano zmniejszenie wytrzymałości na mikropęknięcie wraz ze wzrostem wielkości ziarna, co jest konkluzją zgodną z danymi eksperymentalnymi o hamowaniu poślizgu przez sąsiadujące ziarna, a więc zwiększaniu wytrzymałości metalu wraz ze spadkiem wielkości ziarna i odwrotnie /w przeciwieństwie do plastyczności/. Warto nadmienić, że mikroszczeliny

mogą być zarodkowane przez proces przecinania granic ziaren przez pasma poślizgu [8]. Niestety niniejsza teoria nie przewiduje wyróżnionych miejsc nukleacji na granicach ziaren i nie może tego potwierdzić.

Uzyskane z powyższych oszacowań wyniki nie pozwalają niestety jeszcze na potwierdzenie /lub odrzucenie/ zaproponowanej hipotezy. Nie można więc zweryfikować teorii odnośnie realności przyjętego modelu metalu /prosta sieć sześcienna, pominięcie wpływu innych rodzajów defektów itp./ i założonych mechanizmów powstawania mikroszczelin. Pozostaje dalej wiele wątpliwości, a szczególnie pytanie czy rzeczywiste przesylenia w realnych metalach, spowodowane przez odkształcenie, nie są za małe aby zarodkować wakansyjną mikroszczelinę [2].

Ważnym i nie przeanalizowanym dotychczas parametrem charakterystyk nukleacyjnych jest również temperatura. Szczególnie istotna jest tu zależność prędkości nukleacji od temperatury, zarówno w poszczególnych procesach izolowanych jak i w procesie sprzężonym oraz w nukleacji globalnej. W tych ostatnich ważne są również udziały obu mechanizmów składowych powierzchniowego i obwodowego. Zasadnicza jest również zależność wielkości krytycznej mikroszczeliny od temperatury. Konieczność przeanalizowania tych podstawowych zależności była motywacją dalszych badań, leżących u podstaw poniższego opracowania.

Praca niniejsza zawiera numeryczne oszacowania wpływu temperatury na podstawowe wielkości nukleacyjne występujące w wakansyjnej teorii powstawania mikroszczelin w jednoosiowo rozciąganych metalach o płasko i przestrzennie centrowanej sieci krystalicznej. W szczególności wyznaczono zależność od temperatury następujących wielkości: prędkości nukleacji mikroszczelin, rozmiaru mikroszczeliny oraz zależnej od niego swobodnej energii tworzenia. Ponadto, dla różnych temperatur, porównano wkłady mechanizmu powierzchniowego oraz obwodowego w nukleacji jednoczesnej oraz zależność rozmiaru mikroszczeliny od odkształcenia metalu. Rozważono też wpływ wielkości kąta zwilżenia i ciepła adsorpcji na odkształcenie krytyczne metalu oraz prędkość nukleacji sprzężonej dla różnych temperatur. Wszystkie podstawowe relacje zostały zbadane w zakresach temperatur od

pokojujowej do bliskiej temperatury topnienia dla danego metalu oraz dla odkształceń liniowych metalu wziętych z pobliża odkształcenia krytycznego [2] /tzn. takiego, przy którym tworzy się jedna mikroszczelina w ziarnie najmniejszym /lub średnim//.

2. Wyjściowe relacje obliczeniowe

Poniżej podano wyprowadzone w [1,2] i użyte w obliczeniach równania teorii dla mikrodziur sferycznych /nukleacja homogeniczna wewnątrz ziarna/ oraz jednosoczewkowych /jednostronna nukleacja heterogeniczna na granicy ziarna/. Podano też zastosowane wzory przybliżone oraz wyjściowe dane liczbowe dla trzech metali: aluminium, miedzi i żelaza α .

2.1. Nukleacja homogeniczna

Prędkość nukleacji:

$$/1/ \quad J_g = 2 N S_{ho} P_c V_v \left(\frac{c}{kT} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{\Delta F_g}{kT} \right)$$

gdzie N - sumaryczna liczba miejsc atomowych w jednostce objętości,

$$/2/ \quad S_{ho} = \frac{c}{c_0} = \exp \left(\frac{\Delta U}{kT} \right) \quad - \text{przesycenie wakansji wewnątrz ziarna,}$$

c - bieżące stężenie wakansji w odkształconym kryształe,

$$/3/ \quad c_0 = N \exp \left(- \frac{U_f}{kT} \right) \quad - \text{średnie, początkowe } (\varepsilon = 0), \text{ objętościowe stężenie wakansji,}$$

U_f - energia aktywacji tworzenia się wakansji,

k - stała Boltzmanna,

T - temperatura bezwzględna,

$$/4/ \Delta U(\epsilon) = aR_0^{-m} \left\{ 1 - (1 + \epsilon)^{-m} - \frac{m}{n} \left[1 - (1 + \epsilon)^{-n} \right] \right\} - \text{obniżenie ener-$$

gii aktywacji ruchu wakansji spowodowane liniowym odkształceniem jednostkowym metalu ϵ ,

a, m, n - dodatnie stałe materiałowe,

R_0 - stała sieci,

$$/5/ P_c = p_g v \quad - \text{prędkość kondensacji wakansji na jednostce powierzchni,}$$

p_g - prawdopodobieństwo, że wakansja przeskoczy w kierunku agregatu /dla prostej sieci kubicznej

$$p_g = 1/6,$$

$$/6/ v = \frac{R_0}{\tau} = v_{R_0} \exp \left[- \frac{(U_m^* - \Delta U)}{kT} \right] - \text{średnia prędkość wakansji wewnątrz ziarna odkształconego kryształu,}$$

τ - czas życia wakansji w węźle sieci,

v - częstość drgań atomu sieci krystalicznej ($v \approx 10^{13} \text{ sek}^{-1}$)

U_m - energia aktywacji ruchu wakansji,

V_v - objętość wakansji,

α - średnie napięcie powierzchniowe kryształu,

$$/7/ \Delta F_g^* = \Delta F_g (i_g^*) = \frac{4\pi\alpha^3 V_v^2}{3[\Delta U(\epsilon)]^2} = i_g^* \Delta U \quad - \text{maksimum energii}$$

swobodnej utworzenia agregatu zawierającego i wakansji /przy pominięciu entropii konfiguracyjnej/, osiągnięte przy agregacie krytycznym ($i = i_g^*$) o równym prawdopodobieństwie wzrostu i rozpadu,

$$/8/ i_g^* = \frac{4\pi\alpha^3 V_v^2}{3[\Delta U(\epsilon)]^3} \quad - \text{liczba wakansji w agregacie krytycznym /zarodek mikroszczeliny/}.$$

2.2. Nukleacja heterogeniczna na granicy ziarna, wynikająca z powierzchniowego dołączania się wakansji z ziarna do agregatu

Prędkość nukleacji:

$$/9/ \quad J_{bg} = N_0 S_{het} P_c V_v \left(\frac{\alpha}{kT \Phi} \right)^{\frac{1}{2}} (1 - \cos \theta) \exp \left(- \frac{\Delta F_{bg}^*}{kT} \right)$$

gdzie N_0 - liczba dyskretnych miejsc adsorpcji na jednostkę pola powierzchni granicy ziarna / $N_0 \approx 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ /,

$$/10/ \quad S_{het} = S_{ho} H(\varepsilon) = \frac{\exp \left(- \frac{E_a}{kT} \right) (N - c_0) + \frac{p_g N_{R_0}}{N_0} c_0}{\exp \left(- \frac{E_a}{kT} \right) (N - c) + \frac{p_g N_{R_0}}{N_0} c}$$

- powierzchniowe przesycenie adwakansji /zaadsorbowanych na granicach ziaren wakansji/,

/11/ $E_a = U_{des} - U_m$ - ciepło adsorpcji,

U_{des} - energia aktywacji dla desorpcji adwakansji z granicy ziarna,

/12/ $\Phi(\theta) = \frac{1}{4} (2 - 3 \cos \theta + \cos^3 \theta)$ - funkcja kąta zwilżenia wyrażająca stosunek objętości odcinka kuli do objętości całej kuli,

$$/13/ \quad \Delta F_{bg}^* = \Delta F_{bg} (i_{bg}^*) = \frac{4\pi\alpha^3 V_v^2}{3[\Delta U(\varepsilon)]^2} \Phi = \Delta F_g^* \Phi = i_{bg}^* \Delta U$$

- maksimum energii swobodnej utworzenia agregatu o i wakansjach /bez entropii mieszania/, osiągnięte przy agregacie krytycznym $i = i_{bg}^*$,

$$/14/ \quad i_{bg}^* = \frac{4\pi\alpha^3 V_v^2}{3(\Delta U)^3} \Phi = i_g^* \Phi \text{ - liczba wakansji w agregacie}$$

krytycznym.

2.3. Nukleacja heterogeniczna na granicy ziarna, spowodowana obwodowym przyłączeniem się wakansji z granicy ziarna

Prędkość nukleacji:

$$/15/ \quad J_{bs} = \frac{N_0}{2} S_{het} (2\Delta U + kT \ln H) \omega_c (\alpha kT \Phi)^{-1} \frac{1}{2} \sin \theta \exp\left(-\frac{\Delta F_{bs}^*}{kT}\right)$$

gdzie

$$/16/ \quad \omega_c = \frac{p_b p_g v R_0 \int c_o^d}{\left[\exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) (\mathcal{N} - c) + \frac{p_g \int R_0 c}{N_0} \right]} \exp\left(\frac{\Delta U - U_{sd}}{kT}\right)$$

- jest prędkością padania adwakansji na linię o jednostkowej długości położoną na powierzchni granicy ziarna,

p_b - prawdopodobieństwo, że adwakansja przeskoczy w kierunku linii obwodu podstawy agregatu /przy założeniu kwadratowej sieci na powierzchni granicy $p_b = 1/4$ /,

d - odległość między miejscami adsorpcji, równa stałej sieci na powierzchni granicy ziarna,

U_{sd} - energia aktywacji dla dyfuzji powierzchniowej adwakansji, będąca miarą prędkości migracji adwakansji po powierzchni granicy ziarna:

$$/17/ \quad v_{sd} = v_d \exp\left(-\frac{U_{sd}}{kT}\right),$$

$$/18/ \quad \Delta F_{bs}^* = \Delta F_{bs}(i_{bs}^*) = \frac{16\pi\alpha^3 v_v^2}{3[2\Delta U(\epsilon) + kT \ln H(\epsilon)]^2} \Phi = \frac{i_{bs}^*}{2} (2\Delta U + kT \ln H)$$

- maksimum energii swobodnej tworzenia agregatu złożonego z 1 adwakansji /bez entropii konfiguracyjnej/, osiągnięte dla agregatu krytycznego $i = i_{bs}^*$,

$$/19/ \quad i_{bs}^* = \frac{32\pi\alpha^3 v_v^2}{3(2\Delta U + kT \ln H)^3} \Phi \quad - \text{liczba adwakansji w agregacie krytycznym.}$$

2.4. Sprężenie mechanizmu powierzchniowego z obwodowym w heterogenicznej nukleacji

Prędkość sprężonej nukleacji heterogenicznej:

$$J_{gs} = \left(\frac{\pi}{6}\right)^{\frac{1}{3}} N_0 S_{het} \omega_c (kT)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{V_V}{\Phi}\right)^{\frac{1}{3}} \sin \theta \left[2i_{bg}^* i_{gs}^* \right]^{\frac{2}{3}} \Delta U \times$$

/20/

$$\times \left(D i_{gs}^* \frac{1}{3} + 1 \right)^2 - kT \ln H \left] \frac{1}{2} \exp \left\{ -\frac{3 \ln H}{D^3} \left[\frac{D^2}{2} - D + \ln(D+1) \right] - \frac{\Delta F_{gs}^*}{kT} \right\},$$

gdzie

/21/

$$D = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{P_c}{\omega_c} \left(\frac{V_V}{\Phi}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta},$$

/22/

$$\Delta F_{gs}^* = \Delta F_{gs}(i_{gs}^*) = \left(36\pi\right)^{\frac{1}{3}} V_V^{\frac{2}{3}} \Phi^{\frac{1}{3}} \alpha i_{gs}^* \frac{2}{3} - 2 \Delta U i_{gs}^* -$$

$$- \frac{3kT \ln H}{D^3} \left[\frac{D^2}{2} i_{gs}^* \frac{2}{3} - D i_{gs}^* \frac{1}{3} + \ln \left(D i_{gs}^* \frac{1}{3} + 1 \right) \right]$$

- maksimum zależnej od wymiaru /agregatu/ części energii swobodnej tworzenia 1-tego agregatu w procesie sprężonym, osiągnięte przy agregacie krytycznym $i = i_{gs}^*$,

/23/

$$i_{gs}^* = \left(8i_{bs}^* \right)^{-1} D^{-3} i_{bg}^* \left\{ i_{bs}^* \frac{1}{3} D^{-1} + \left[\left(i_{bs}^* \frac{1}{3} D^{-1} \right)^2 + 4i_{bg}^* \frac{1}{3} i_{bs}^* \frac{2}{3} D \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^3$$

- liczba wakansji w agregacie krytycznym.

Ponieważ D jest liczbą małą oraz

/24/

$$\lim_{D \rightarrow 0} \frac{1}{D^3} \left[\frac{D^2}{2} i \frac{2}{3} - D i \frac{1}{3} + \ln \left(D i \frac{1}{3} + 1 \right) \right] = \frac{1}{3},$$

$\Delta F_{gs}(i)$ oraz i_{gs}^* osiągają wartości asymptotyczne

/25/

$$\lim_{D \rightarrow 0} \Delta F_{gs}(i) = \Delta F_{bs}(i),$$

$$/26/ \quad \lim_{D \rightarrow 0} i_{gs}^* = i_{bs}^* .$$

w obliczeniach zastosowano dwa różne wzory dla i_{gs}^* , w zależności od wielkości D . Dla $D < 0,01$ użyto wzoru przybliżonego:

$$/27/ \quad i_{gs}^* \approx i_{bs}^* \left(1 + \frac{i_{bs}^* D}{1 + 2 \frac{\Delta U}{kT \ln H}} \right) ,$$

natomiast dla $D \geq 0,01$ użyto wzoru pełnego /23/.

2.5. Sumaryczna nukleacja heterogeniczna niesprężona

Prędkość nukleacji niesprężonej /prosta suma dwóch mechanizmów/:

$$/28/ \quad J'_{gs} = N_o S_{ho} (\alpha kT \Phi)^{-1} \frac{1}{2} \left[P_c V_v (1 - \cos \theta) \alpha + \omega_c \Delta U \sin \theta \right] \exp \left(- \frac{\Delta F_{bg}^*}{kT} \right) ,$$

wynika z położenia $S_{het} = S_{ho}$ i $H = 1$ w równaniu /20/; jest wtedy

$$\Delta F_{gs} = \Delta F_{bg} = \Delta F_{bs} , \quad i_{gs}^* = i_{bg}^* = i_{bs}^* \quad \text{oraz} \quad i_{gs}^{*'} = i_{gs}^* (H=1) .$$

2.6. Nukleacja globalna i kryterium mikropęknięcia

Prędkość nukleacji globalnej:

$$/29/ \quad J_o = J_g + J_{gs} \frac{S_g}{V_g}$$

gdzie S_g - pole powierzchni ziarna,
 V_g - objętość ziarna.

Krytyczna prędkość nukleacji globalnej, generująca jeden zarodek mikroszczeliny w ciągu sekundy w najmniejszym /średnim/ ziarnie kulistym, osiągana przy odkształceniu krytycznym ϵ_o^* :

$$/30/ \quad J_0^* = \frac{1}{V_{g \min(\delta r)}} = \frac{6}{\pi \delta^3 \min(\delta r)} \left(\frac{\text{zarodków}}{\text{cm}^3 \text{sek}} \right),$$

gdzie $\delta_{\min(\delta r)}$ - średnica najmniejszego /średniego/ ziarna.

2.7. Wyjściowe dane liczbowe

Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla dwóch metali o sieci płasko centrowanej /aluminium i miedź/ oraz dla jednego metalu o sieci przestrzennie centrowanej /żelazo α /.

Przyjęto następujące dane liczbowe [2] :

$$\delta_{\min} = 2,245 \times 10^{-3} \text{ cm}, \quad \text{dla miedzi } \delta_{\delta r} = 0,1 \text{ cm}$$

$$m = 1, \quad n = 10, \quad a = 8,5 \times 10^{-19} \text{ erg cm}, \quad p_g = \frac{1}{6}, \quad p_b = \frac{1}{4},$$

$$N_0 \approx \frac{1}{d^2} \text{ cm}^{-2}, \quad d = R_0, \quad V = 10^{13} \text{ sek}^{-1}, \quad N = \frac{1}{V} \text{ cm}^{-3}, \quad V_V = \frac{\mu}{\rho N_A} \text{ cm}^3,$$

gdzie μ (g mol⁻¹) - masa atomowa, ρ (g cm⁻³) - gęstość,

$$N_A = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} - \text{liczba Avogadra};$$

$$\cos \theta = \frac{E_a}{\mathcal{L} \pi \left(\frac{3V_V}{4\pi} \right)^{\frac{2}{3}}} - 1 \quad [g]^*.$$

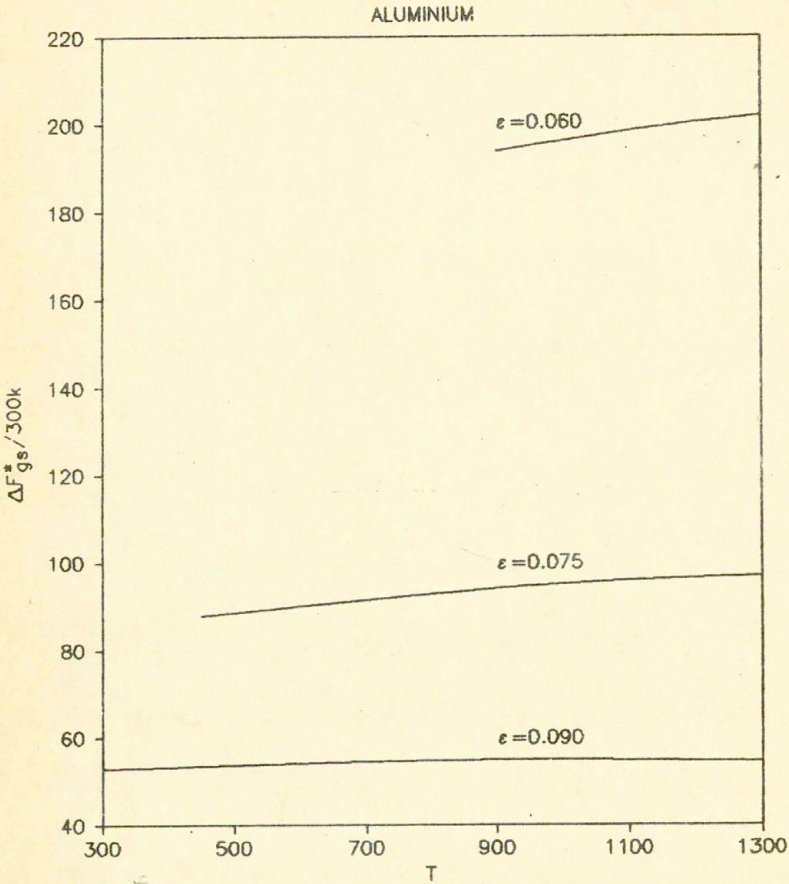
*/ Inni autorzy [10] przyjmują $\theta = 75^\circ$, skąd można wyznaczyć E_a różne od wartości przyjętych w niniejszej pracy.

Tablica stałych materiałowych

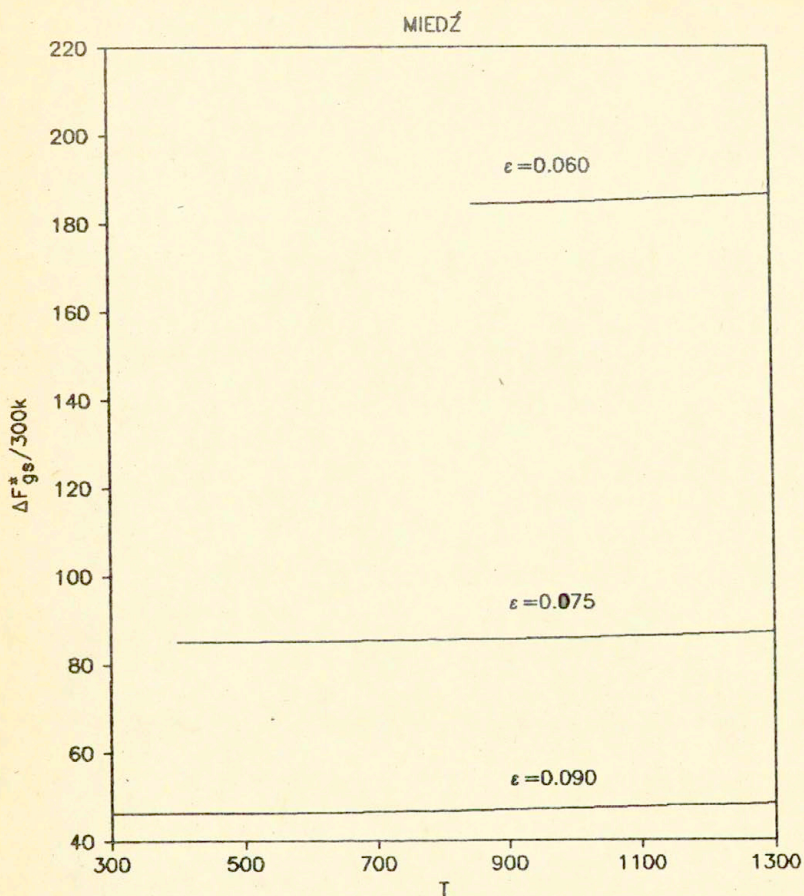
Stała	Aluminium	Miedź	Żelazo
$R_o/cm/$	4.0496×10^{-8}	3.6149×10^{-8}	2.8660×10^{-8}
$\alpha/erg\ cm^{-2}/$	900	1200	1400
$U_f/erg/$	1.0400×10^{-12}	1.4400×10^{-12}	1.4400×10^{-12}
$U_m/erg/$	9.9200×10^{-13}	1.6640×10^{-12}	1.0560×10^{-12}
$U_{sd}/erg/$	5.7600×10^{-13}	8.3200×10^{-13}	6.8800×10^{-13}
$E_a/erg/$	6.0000×10^{-13}	6.0000×10^{-13}	7.6000×10^{-13}
$\mu/gmol^{-1}/$	26.97	63.54	55.85
$\rho/g\ cm^{-3}/$	2.70	8.96	7.87
$V_V/cm^3/$	1.6593×10^{-23}	1.1780×10^{-23}	1.1788×10^{-23}
$N/cm^{-3}/$	6.0267×10^{22}	8.4890×10^{22}	8.4830×10^{22}

3. Rezultaty obliczeń numerycznych

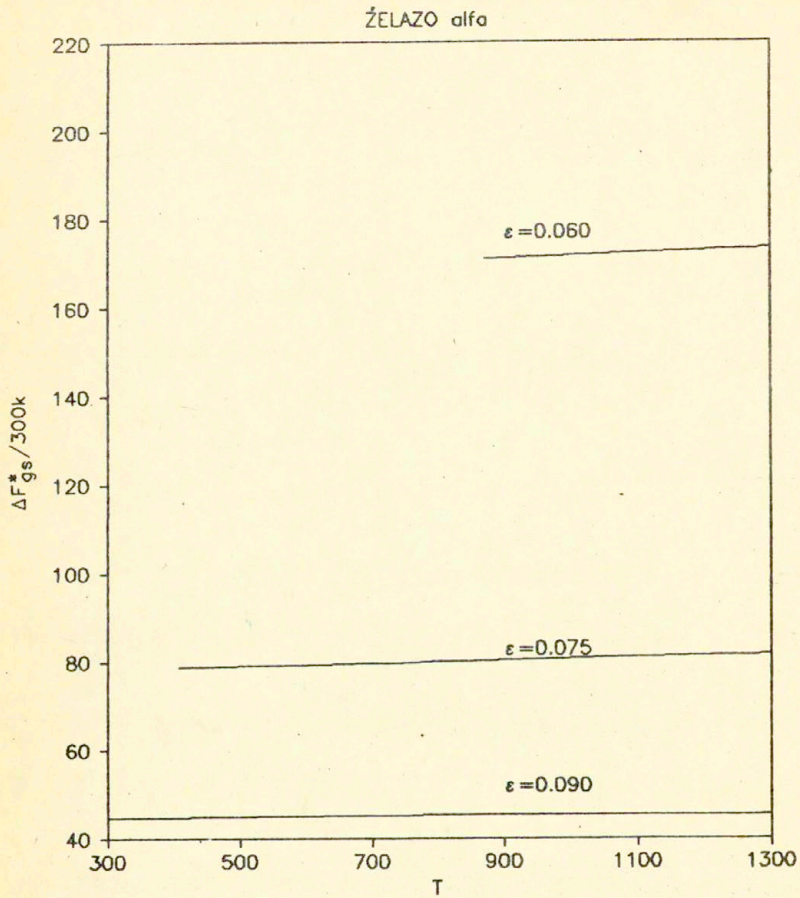
Wyniki obliczeń zostały przedstawione w postaci następujących wykresów:



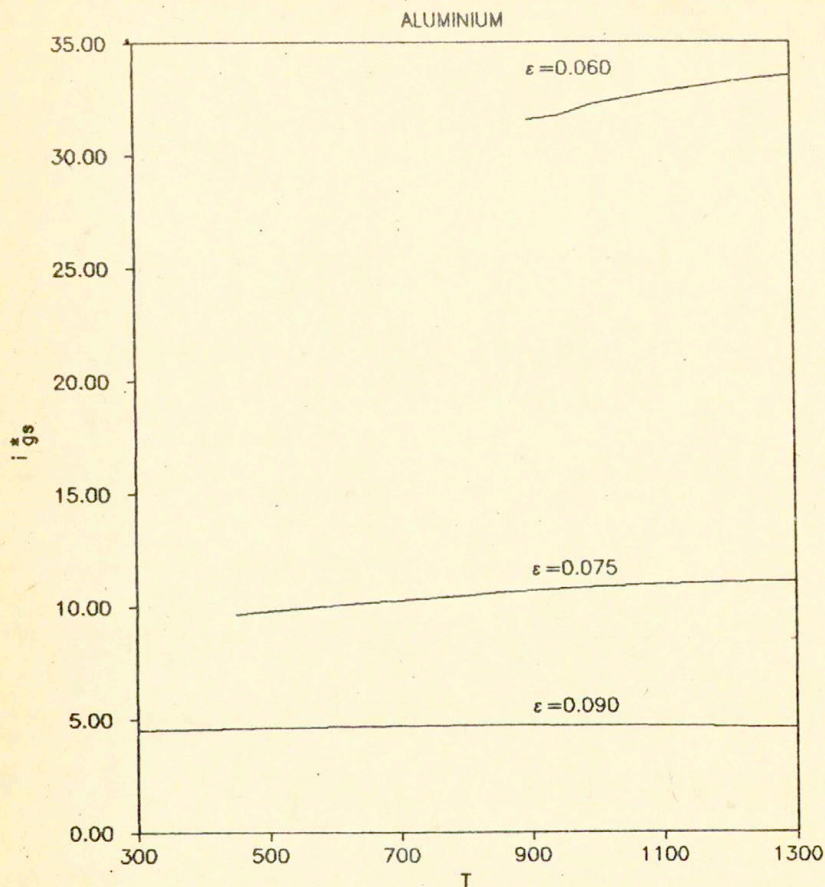
Rys.1. Energia swobodna tworzenia krytycznej mikroszczeliny ΔF_{gs}^* w aluminium /w pokazanej skali/ w funkcji temperatury T dla trzech odkształceń ϵ .



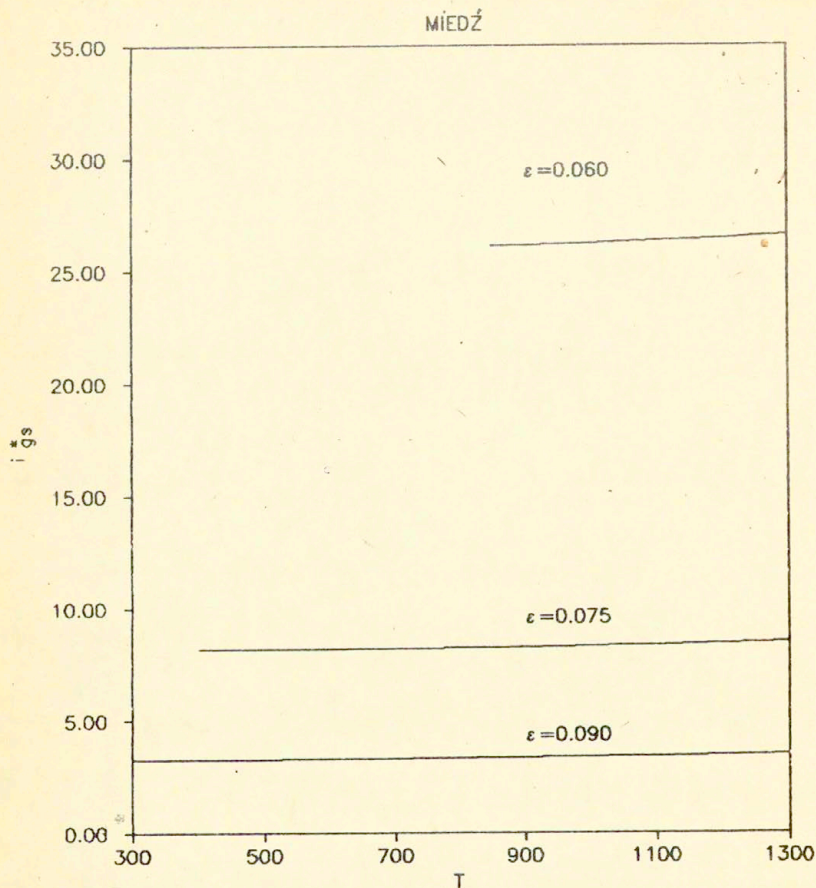
Rys.2. Energia tworzenia krytycznej mikroszczeliny ΔF_{gs}^* w miedzi /zredukowana wielkością 300k/ w funkcji temperatury T dla odkształceń ϵ : 0.06, 0.075 i 0.09.



Rys.3. Energia tworzenia krytycznej mikroszczeliny ΔF_{gs}^* w żelazie α /w pomniejszonej skali/ w funkcji temperatury T dla różnych odkształceń ϵ .

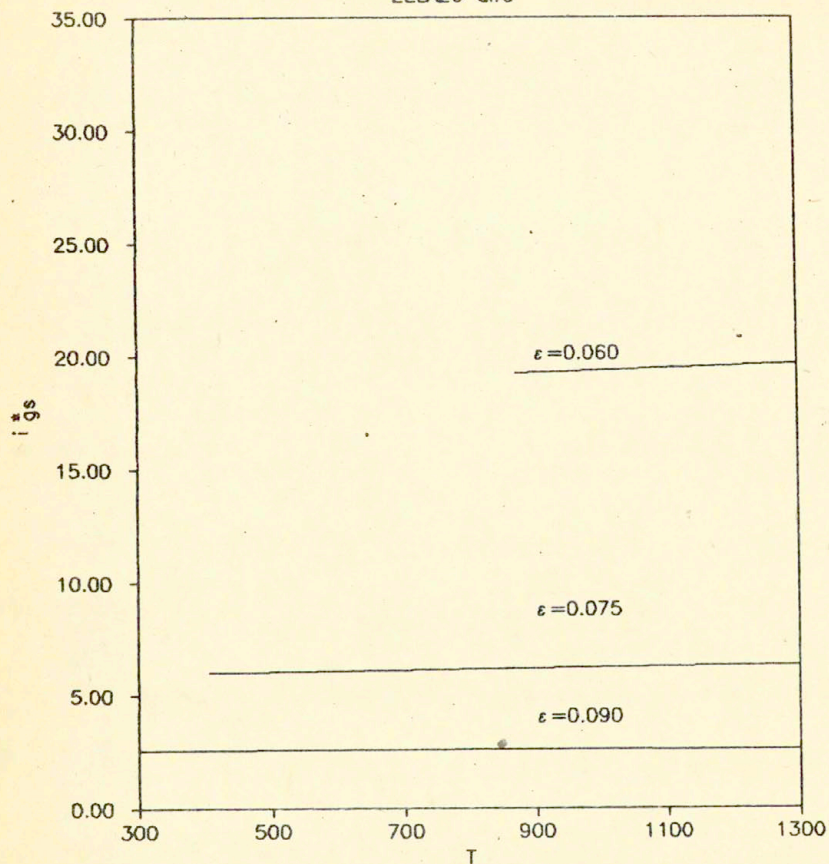


Rys.4. Wielkość krytycznej mikroszczeliny /wyrażona liczbą zawartych w niej wakansji i_{gs}^* /, utworzonej w heterogenicznym procesie sprzężonym w aluminium, w funkcji temperatury T dla odkształceń ϵ : 0,06, 0,075, 0,09.

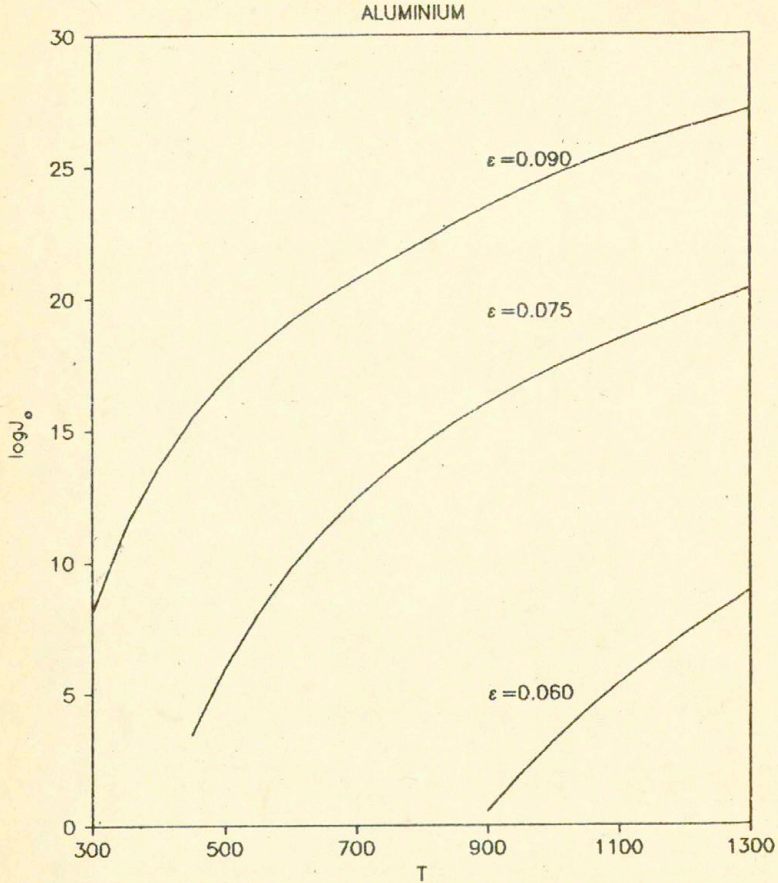


Rys.5. Liczba wakansji i_{gs}^* w krytycznej mikroszczelinie, utworzonej w heterogenicznym procesie sprężonym w miedzi, w funkcji temperatury T dla różnych odkształceń.

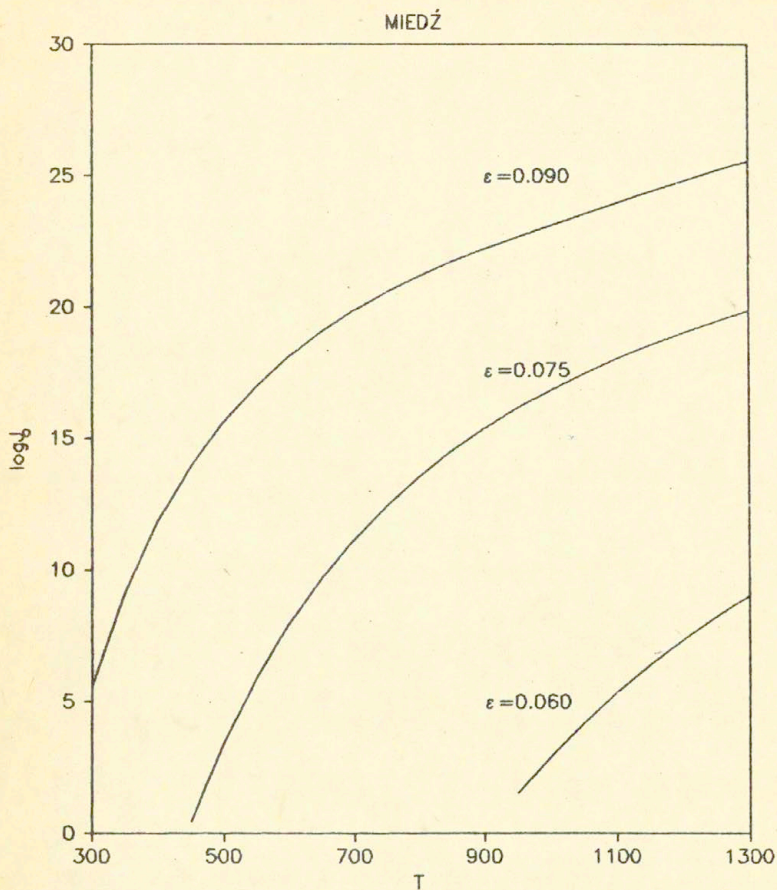
ŻELAZO alfa



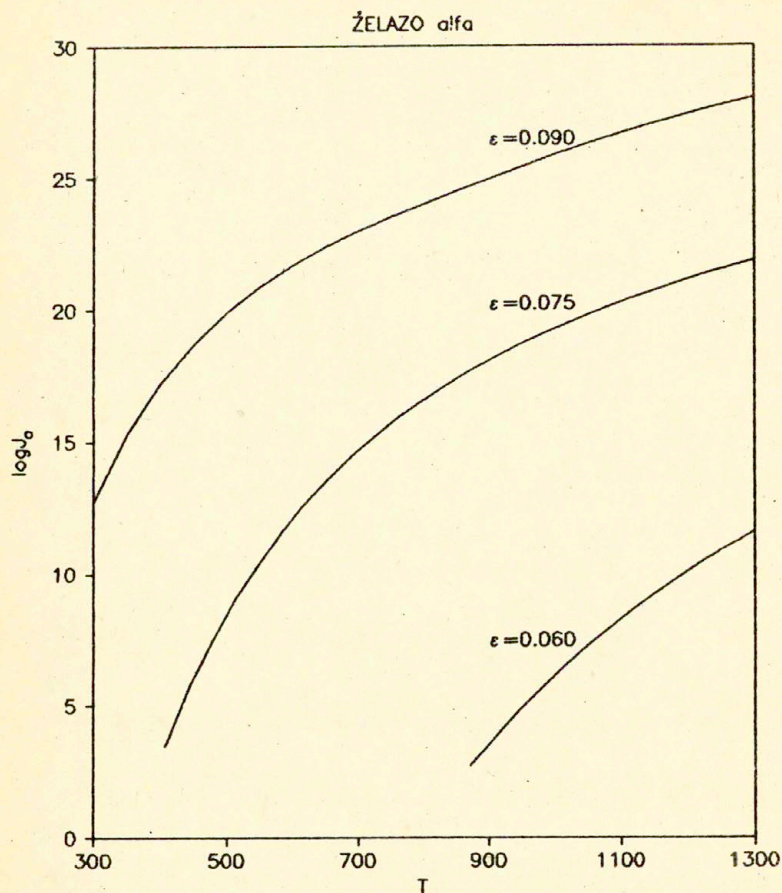
Rys.6. Liczba wakansji i_{gs}^* w krytycznej mikroszczelinie, utworzonej w heterogenicznym procesie sprzężonym w żelazie α , w funkcji temperatury T dla różnych odkształceń.



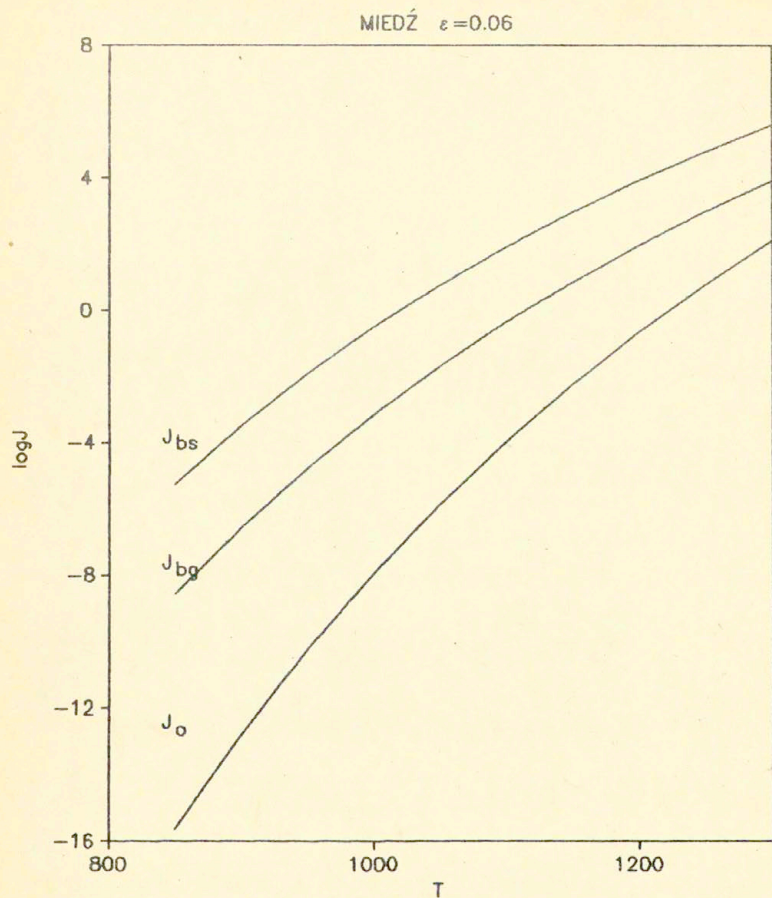
Rys.7. Zależność prędkości nukleacji globalnej J_0 /w skali logarytmicznej/ od temperatury T dla aluminium przy $\epsilon = 0.06, 0.075, 0.090$.



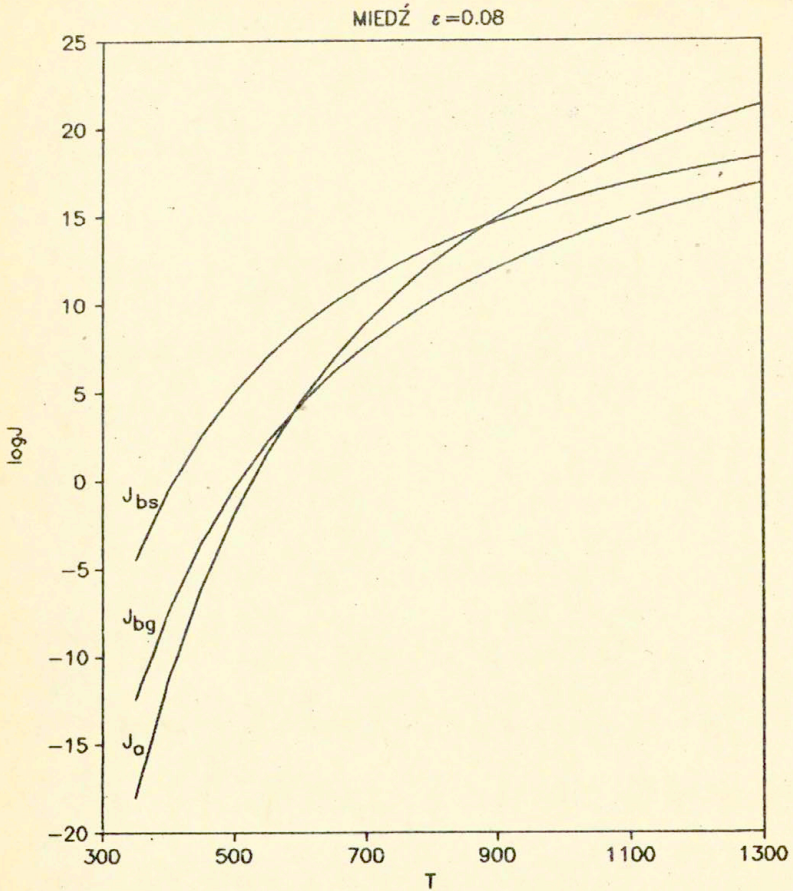
Rys.8. Zależność prędkości nukleacji globalnej J_0 /w skali logarytmicznej/ od temperatury T dla miedzi przy $\epsilon = 0.06, 0.075, 0.090$.



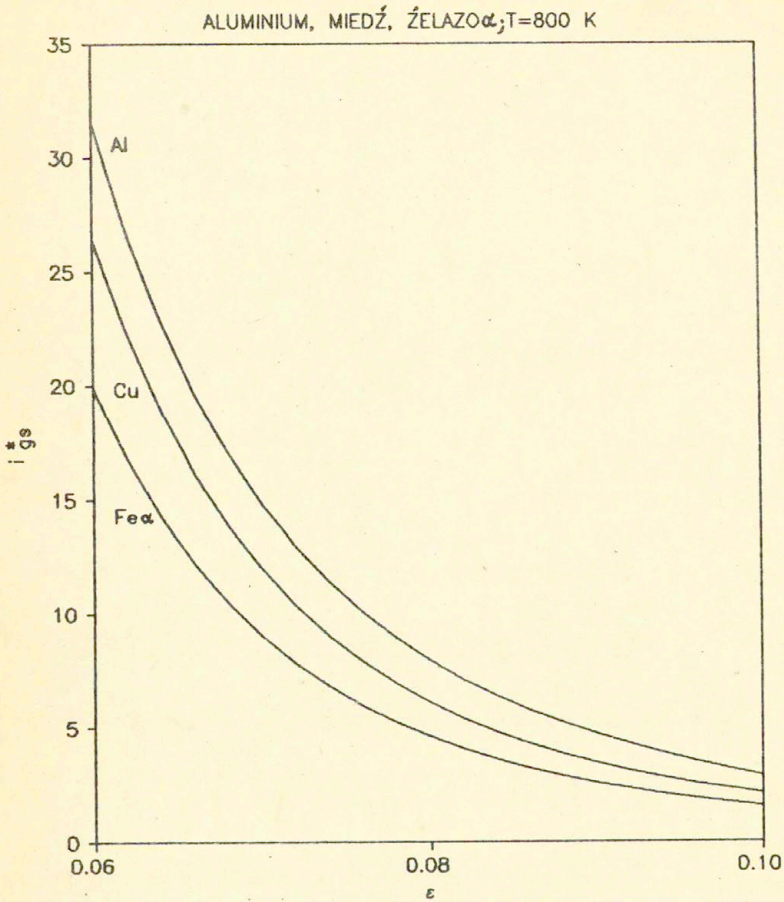
Rys.9. Zależność prędkości nukleacji globalnej J_0 /w skali logarytmicznej/ od temperatury T dla żelaza α przy $\epsilon = 0.06, 0.075, 0.090$.



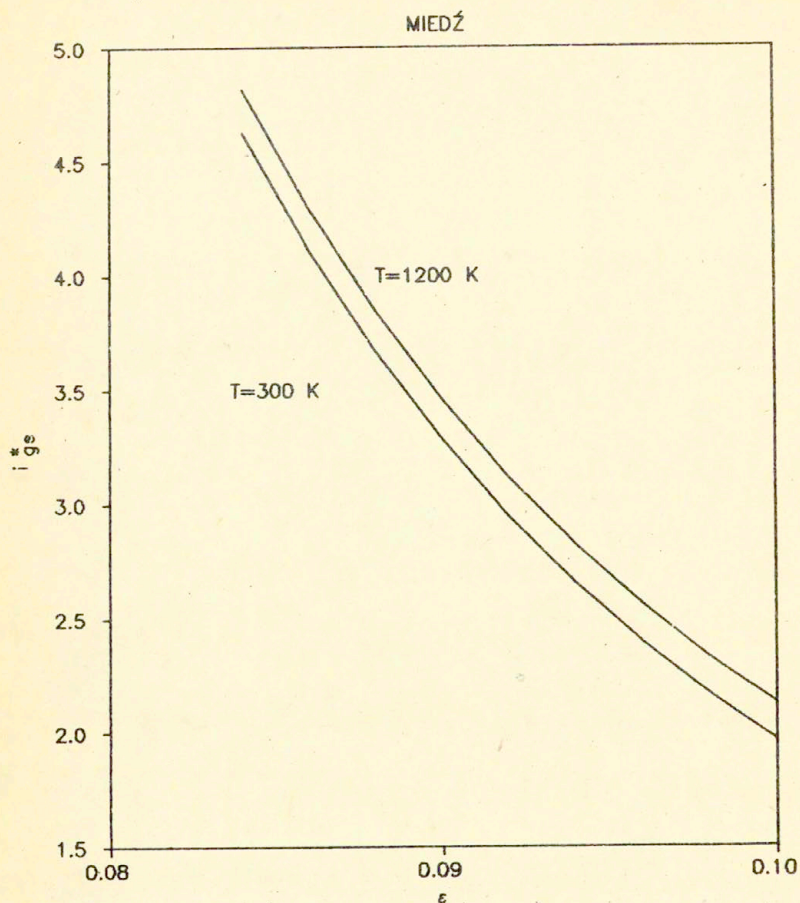
Rys.10. Prędkości nukleacji izolowanych J_{bs} i J_{bg} oraz nukleacji globalnej J_o /w skali logarytmicznej/ w funkcji temperatury T dla miedzi. $\varepsilon = 0.06$.



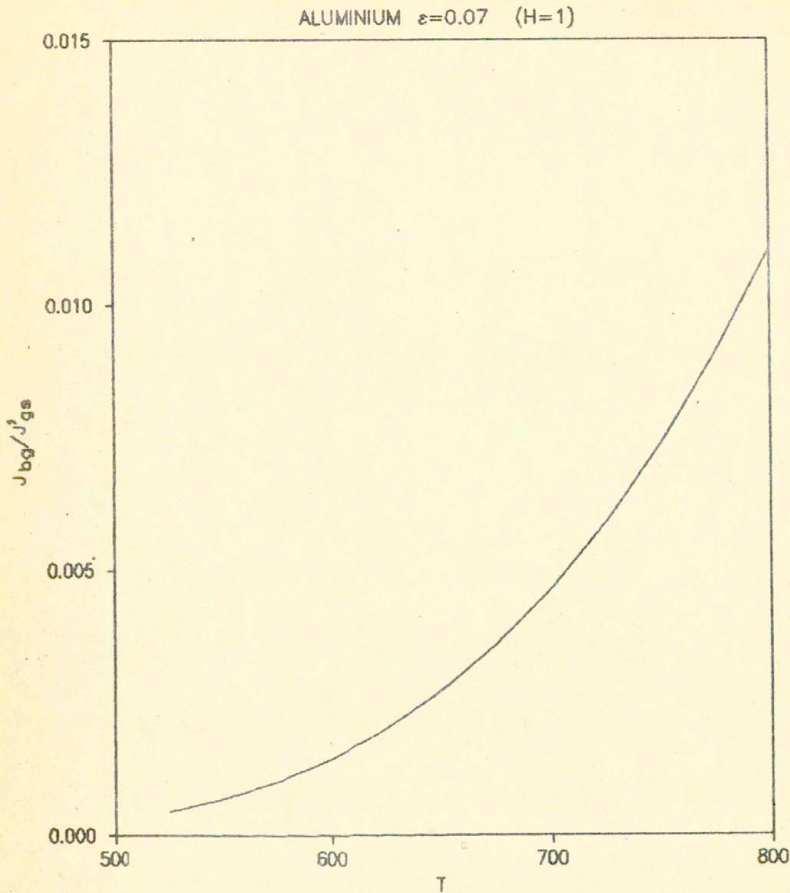
Rys.11. Prędkości nukleacji J_{bs} , J_{bg} oraz J_o /w skali logarytmicznej/ w funkcji temperatury T dla miedzi przy $\varepsilon = 0.08$.



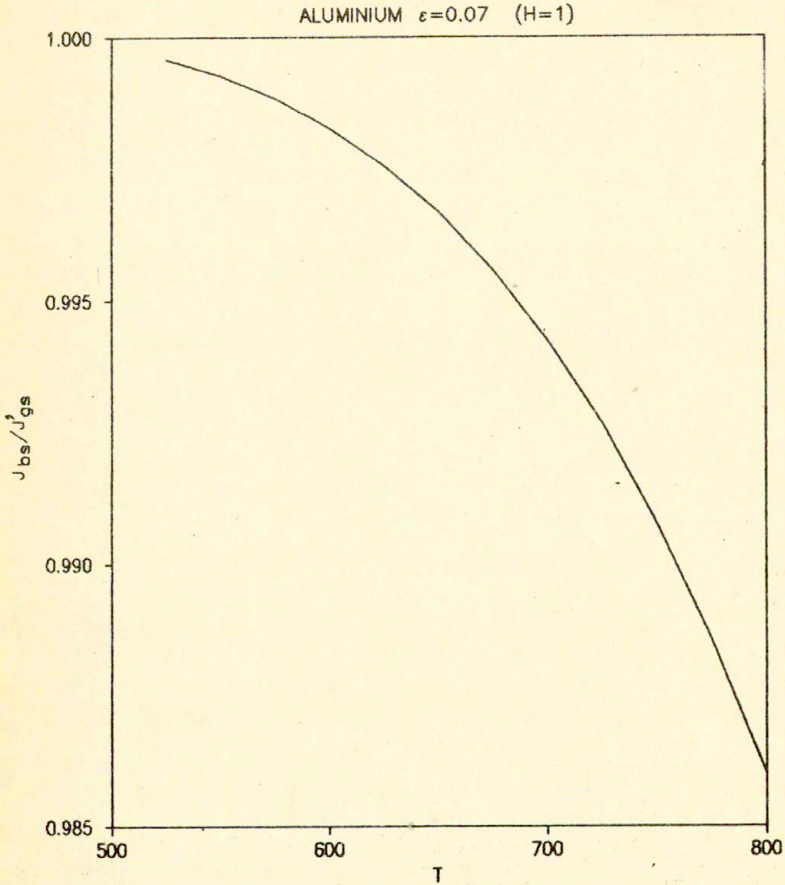
Rys.12. Zależność rozmiaru mikroszczeliny " i_{gs}^* ", w procesie sprzężonym, od odkształcenia ϵ dla Al, Cu i Fe α w temperaturze T = 800K.



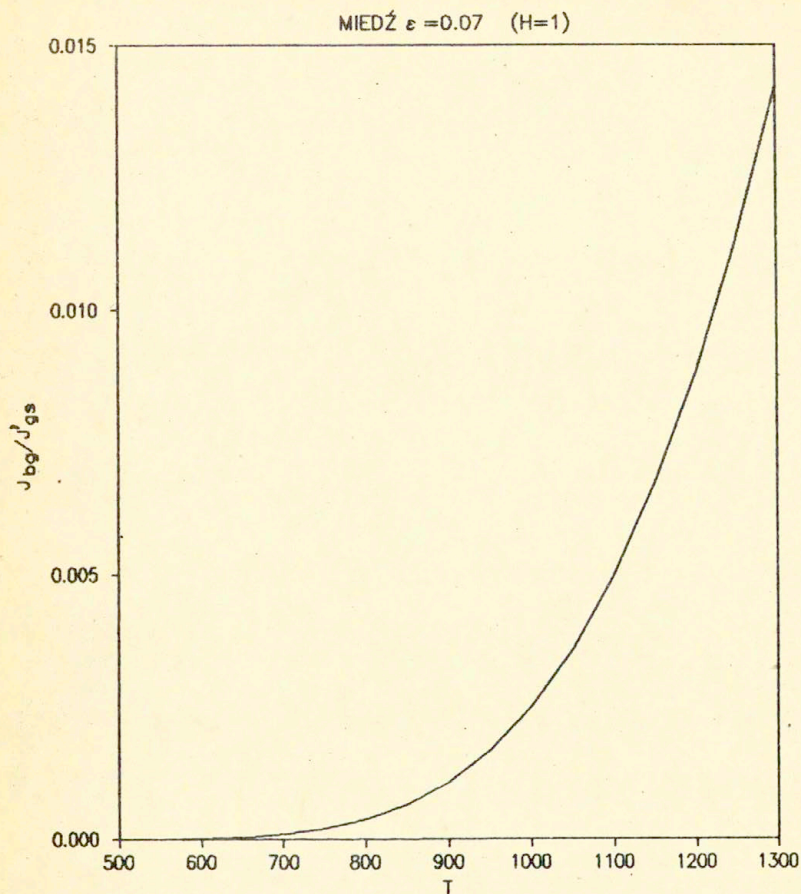
Rys.13. Zależność rozmiaru mikroszczeliny " i_{gs}^* " od odkształcenia ϵ dla miedzi w temperaturze $T = 300\text{K}$ oraz $T = 1200\text{K}$.



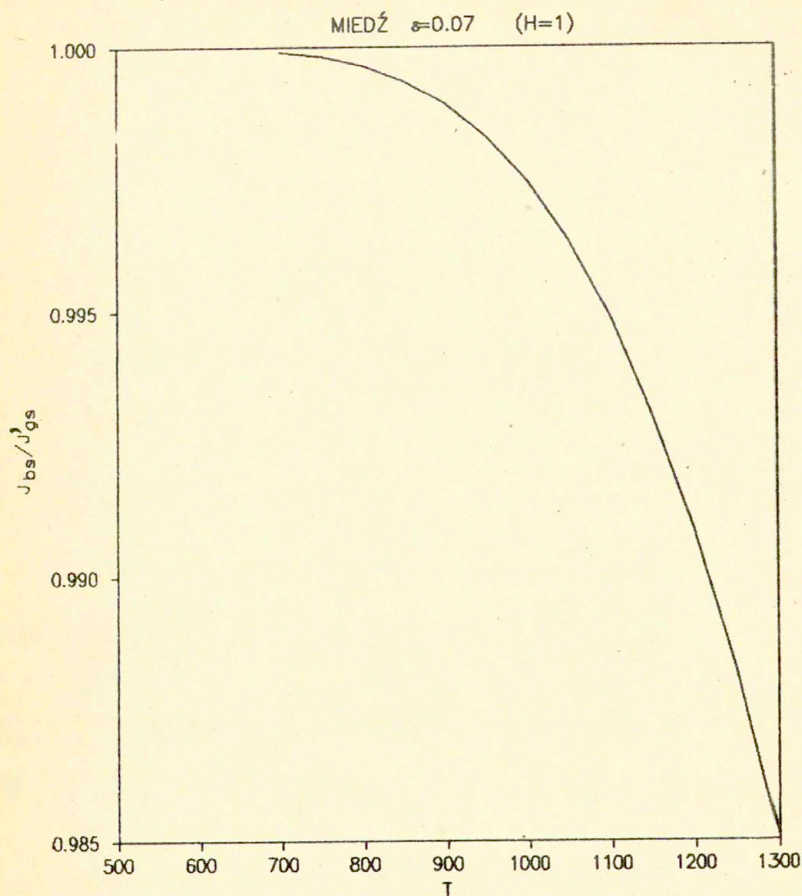
Rys.14. Udział mechanizmu powierzchniowego w nukleacji równoczesnej /wyrażony stosunkiem prędkości nukleacji powierzchniowej J_{bg} do prędkości nukleacji niesprężonej J'_{gs} / w funkcji temperatury T dla aluminium przy $\epsilon = 0.07$.



Rys.15. Udział mechanizmu obwodowego w nukleacji równoczesnej /wyrażony stosunkiem J_{bs} / J'_{gs} / w funkcji temperatury T dla aluminium przy $\epsilon = 0.07$.

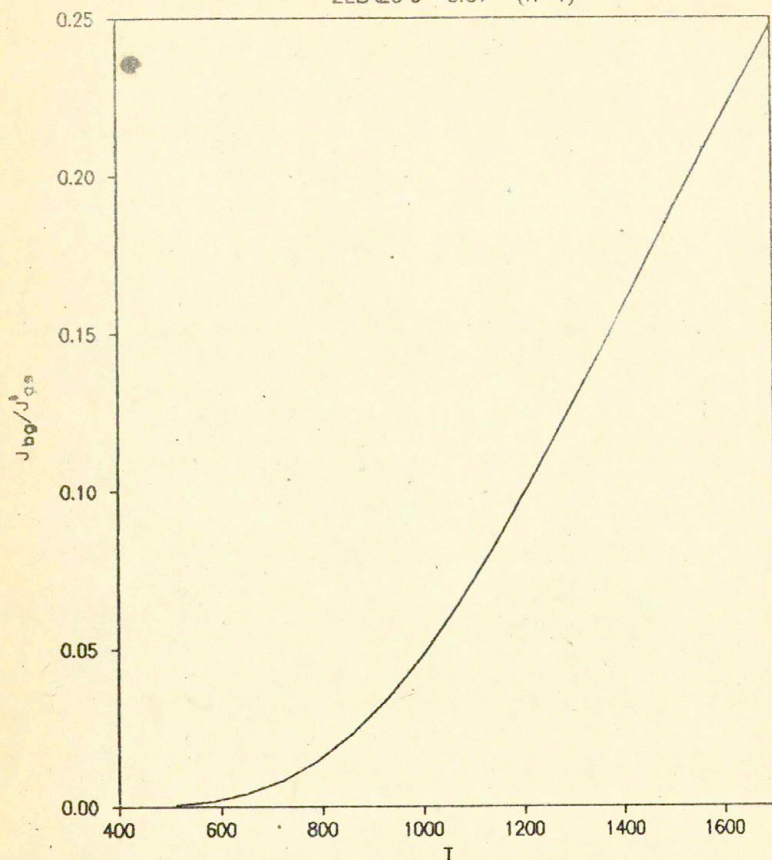


Rys.16. Wkład mechanizmu powierzchniowego w nukleacji równoczesnej /wyrażony stosunkiem J_{bg} / J'_{gs} / w funkcji temperatury T dla miedzi przy $\varepsilon = 0.07$.



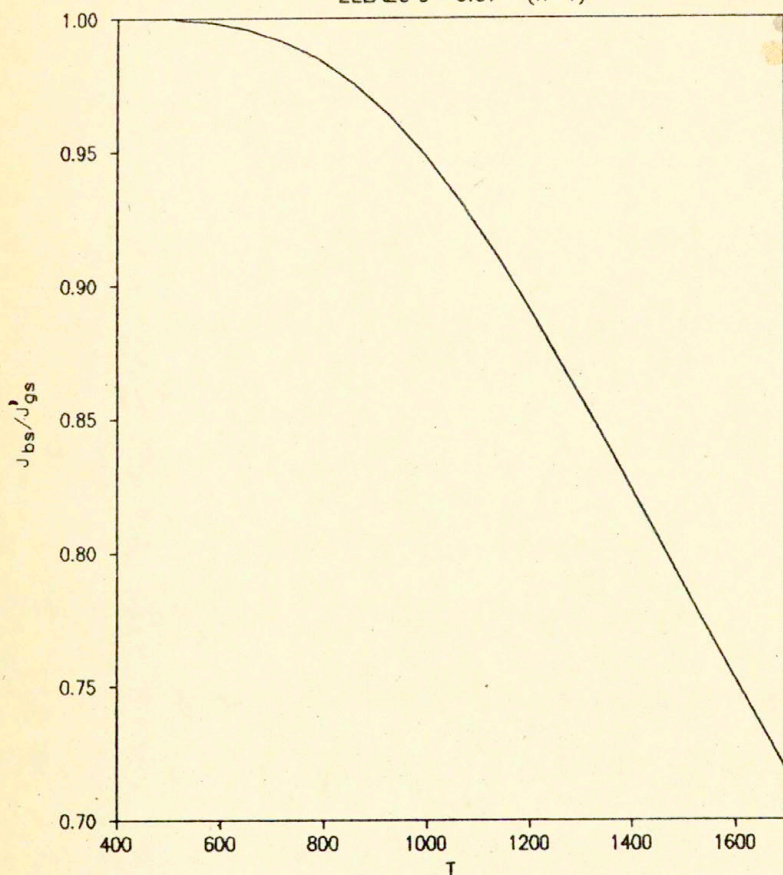
Rys.17. Wkład mechanizmu obwodowego w nukleacji równoczesnej /wyrażony stosunkiem J_{bs} / J'_{gs} / w funkcji temperatury T dla miedzi przy $\varepsilon = 0.07$.

ŻELAZO $\varepsilon = 0.07$ ($H=1$)

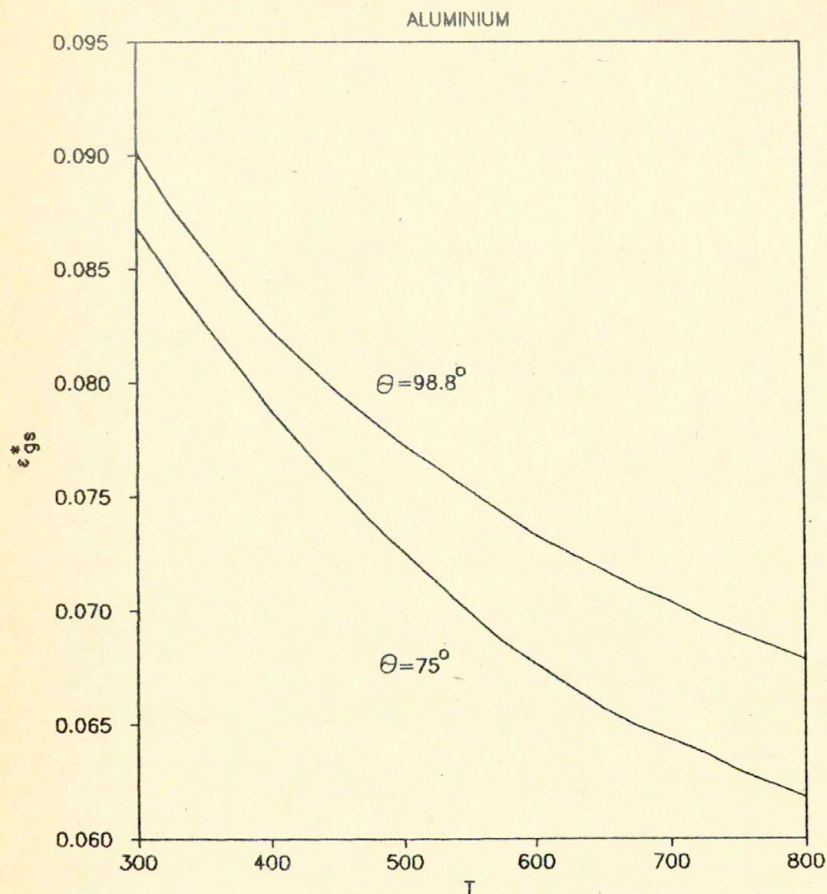


Rys.18. Stosunek prędkości nukleacji powierzchniowej J_{bg} do prędkości nukleacji niesprężonej J'_{gs} /prostej sumy dwóch mechanizmów/ w funkcji temperatury T dla żelaza α przy $\varepsilon = 0.07$.

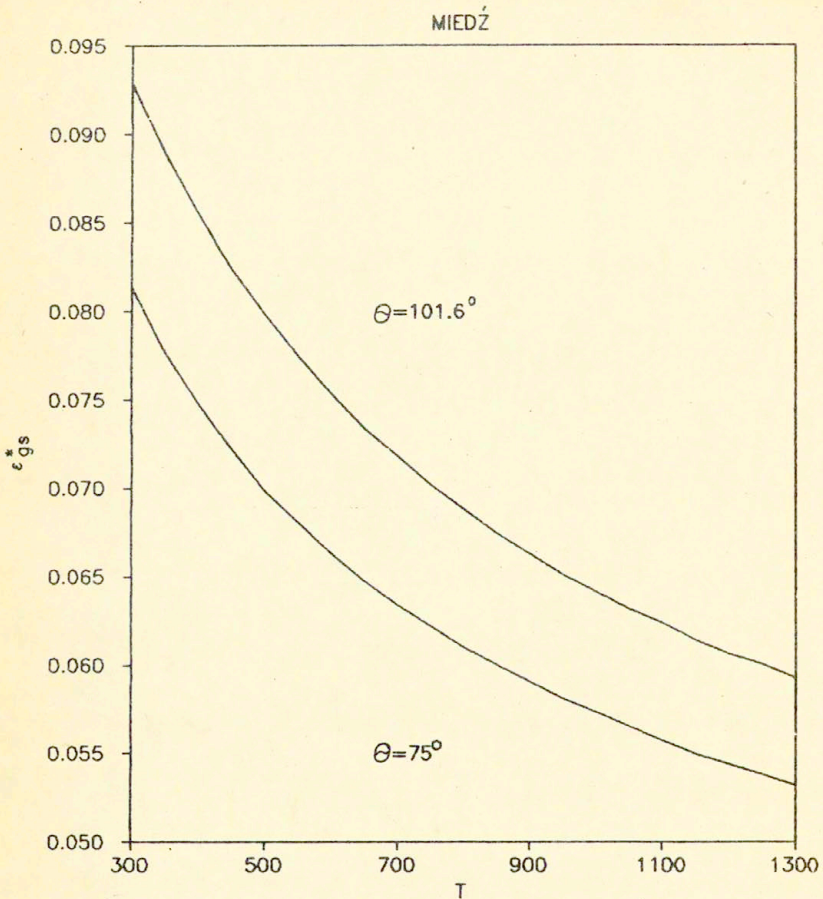
ŻELAZO $\varepsilon = 0.07$ ($H=1$)



Rys.19. Stosunek prędkości nukleacji obwodowej J_{bs} do prędkości nukleacji niesprężonej J'_{gs} /prostej sumy dwóch mechanizmów/ w funkcji temperatury T dla żelaza α przy $\varepsilon = 0.07$.

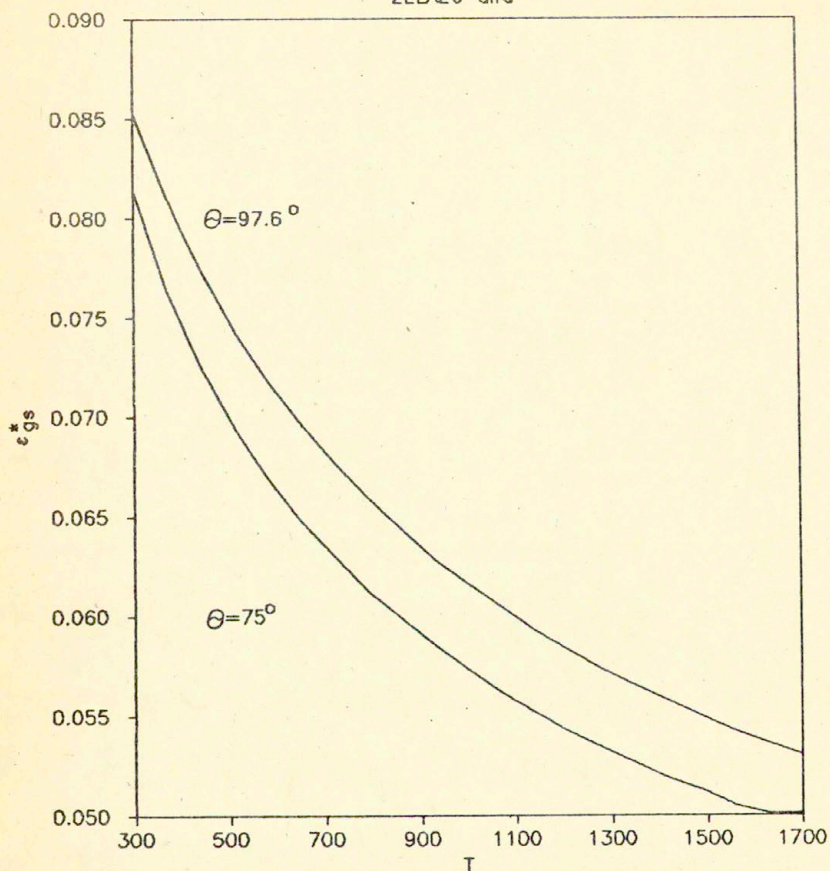


Rys.20. Zależność odkształcenia krytycznego ϵ_{gs}^M w aluminium od temperatury T dla $\theta = 98,8^\circ / E_a = 6,00 \times 10^{-13}$ erg/ oraz $\theta = 75^\circ / E_a = 8,91 \times 10^{-13}$ erg/.

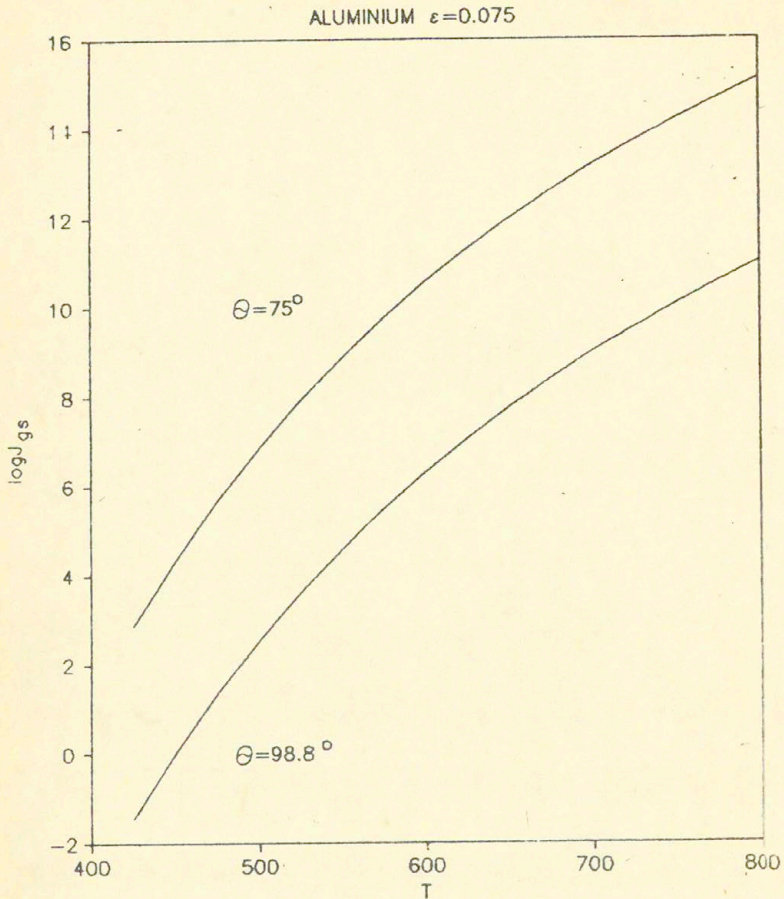


Rys.21. Zależność odkształcenia krytycznego ϵ_{gs}^* w miedzi od temperatury T dla $\theta = 101.6^\circ / E_a = 6.00 \times 10^{-13} \text{ erg/}$ oraz $\theta = 75^\circ / E_a = 9.46 \times 10^{-13} \text{ erg/}$.

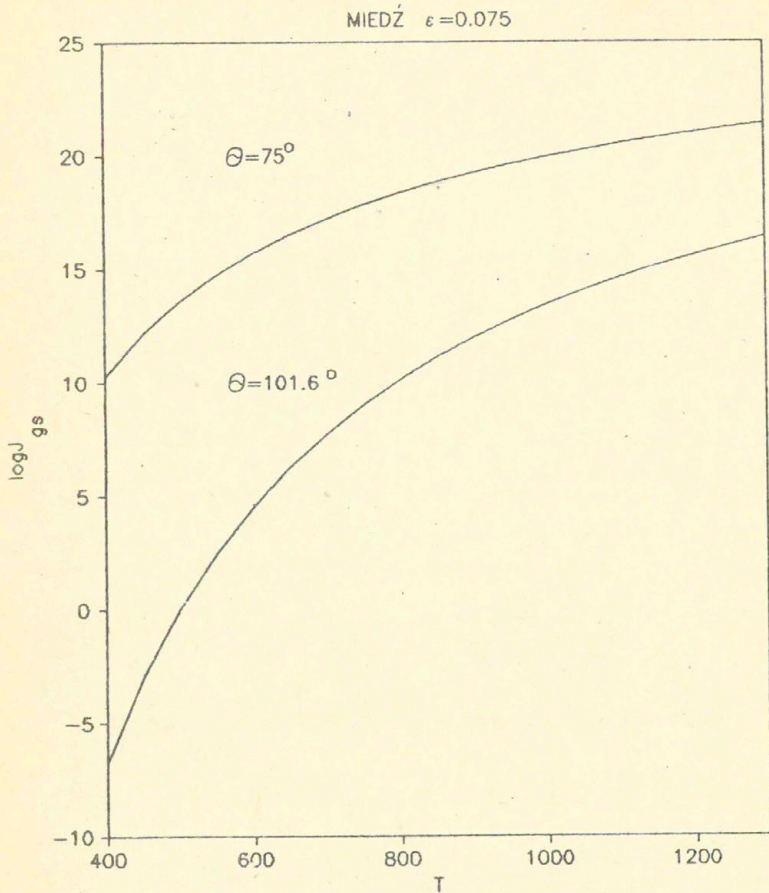
ZELAZO alfa



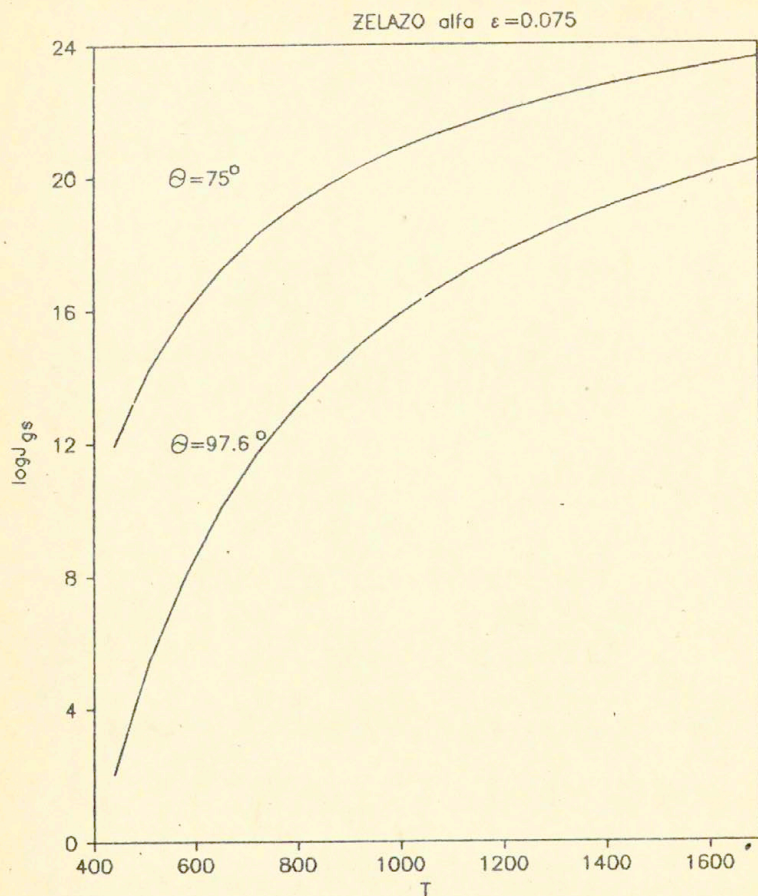
Rys.22. Zależność odkształcenia krytycznego ϵ_{gs}^* w żelazie α od temperatury T dla $\Theta = 97.6^\circ / E_a = 7.60 \times 10^{-13} \text{ erg/}$ oraz $\Theta = 75^\circ / E_a = 1.1 \times 10^{-12} \text{ erg/}$.



Rys.23. Prędkość sprzężonej nukleacji heterogenicznej J_{gs} /w skali logarytmicznej/ w funkcji temperatury T dla aluminium przy $\epsilon = 0.075$ oraz różnych kątach zwilżenia: $\theta = 98.8^\circ / E_a = 6.00 \times 10^{-13} \text{ erg/}$,
 $\theta = 75^\circ / E_a = 8.91 \times 10^{-13} \text{ erg/}$.



Rys.24. Prędkość sprzężonej nukleacji heterogenicznej J_{gs} /w skali logarytmicznej/ w funkcji temperatury T dla miedzi przy $\epsilon = 0.075$ oraz różnych kątach zwilżenia: $\theta = 101.6^\circ$ / $E_a = 6.00 \times 10^{-13}$ erg/ i $\theta = 75^\circ$ / $E_a = 9.46 \times 10^{-13}$ erg/.



Rys.25. Prędkość sprzężonej nukleacji heterogenicznej J_{gs} /w skali logarytmicznej/ w funkcji temperatury T dla żelaza α przy $\varepsilon = 0.075$ oraz różnych kątach zwilżenia: $\theta = 97.6^\circ / E_a = 7,60 \times 10^{-13} \text{ erg / i}$
 $\theta = 75^\circ / E_a = 1,1 \times 10^{-12} \text{ erg /}$

4. Wnioski końcowe

- a/ Wpływ temperatury na rozmiar mikroszczeliny, przy ustalonym odkształceniu, jest znikomy.
- b/ Wpływ temperatury na prędkości wszystkich rodzajów nukleacji jest znaczny, przy czym prędkość nukleacji rośnie wraz z temperaturą. Stąd wynika, że odkształcenie krytyczne ε_0^* maleje wraz ze wzrostem temperatury.
- c/ Po przekroczeniu odkształcenia krytycznego ε_0^* wpływ nukleacji homogenicznej rośnie wraz z temperaturą i dla temperatur bliskich temperatury topnienia może być dominujący w nukleacji globalnej. Jest to wniosek modelowy, ponieważ powyżej odkształcenia ε_0^* może już nie obowiązywać zaproponowana teoria.
- d/ Wpływ prędkości nukleacji powierzchniowej J_{bg} na prędkość nukleacji globalnej J_0 rośnie wraz z temperaturą i odkształceniem. Dla żelaza α efekt ten może być istotny.
- e/ Wpływ kąta zwilżenia θ /lub ciepła adsorpcji/ na strumień J_{gs} oraz odkształcenie krytyczne ε_{gs}^* rośnie wraz z temperaturą i może być znaczący.

Na zakończenie należy wyraźnie podkreślić, że wszystkie powyższe badania dotyczą wakansyjnych mikroszczelin generujących się po jednej stronie granicy ziarna /lub w ziarnie/ i posiadających kształt półsferyczny /jednosoczewkowy/ lub sferyczny. Szczeliny dwusoczewkowe oraz o innych kształtach wymagają osobnych rozważań i będą przedmiotem dalszych prac.

Autorzy wyrażają wdzięczność Dr M. Kościowi za wykonanie obliczeń numerycznych.

Literatura

1. J. KRZEMIŃSKI, Proc.of Second Int.Symp.on Defects, Fracture and Fatigue, Mont Gabriel, Quebec, Canada, June 1982. Ed. by Martinus Nijhoff Publishers, The Hague 1983.
2. J. KRZEMIŃSKI, Arch.Mech., 35, 5-6, 639, 1983.
3. R.W. BALLUFFI, Acta Met., 2, 194, 1954.
4. R.W. BALLUFFI, L.L. SEIGLE, Acta Met., 3, 170, 1955.
5. T.L. DAVIS, J.P. HIRTH, J.Appl.Phys., 37, 2112, 1966.
6. G.M. POUND, M.T. SIMNAD, L. YANG, J.Chem.Phys., 22, 1215, 1954.
7. J.R. BEELER, R.A. JOHNSON, Phys.Rev., 156, 3, 677, 1967.
8. T.G. NIEH, W.D. NIX, Scripta Met., 14, 365, 1980.
9. B. LEWIS, Thin Solid Films , 1, 85, 1967.
10. R. RAJ, M.F. ASHBY, Acta Met., 23, 653, 1975.