

TADEUSZ WOŹNIAK  
WSP w Bydgoszczy

ZARODKOWANIE I PROPAGACJA KRUCHYCH PĘKNIĘC W STALACH O STRUK-  
TURZE BAINITYCZNEJ

Ze względu na istniejącą tendencją do wytwarzania materia-  
łów o coraz większym stosunku wytrzymałości do gęstości, zais-  
tniała konieczność zwrócenia uwagi na zjawisko kruchego pęka-  
nia. Kruche pękanie jest szczególnie niebezpieczne, ponieważ  
występuje bez wyraźnych odkształceń plastycznych. Okazało się,  
że wiele katastrof statków i samolotów było wywołanych tym  
zjawiskiem.

Kruche pękanie nabrało poważnego znaczenia podczas II wojny  
światowej, gdy ponad jedna piąta spośród 5000 amerykańskich  
statków handlowych zbudowanych podczas wojny wykazała do 1946  
r. obecność kruchych pęknięć, a wiele z nich uległo katastro-  
fom. Klasycznym przykładem jest tankowiec SS Schenectady, który  
pękł poprzecznie na połowy znajdując się na spokojnej wodzie  
w doku wyposażeniowym [1] .

W przypadku występowania pękania plastycznego, pęknięcie  
znajduje się w stanie stabilnej równowagi, a jego rozwój uza-  
leżniony jest od dostarczanej energii z zewnątrz. Pękanie kru-  
che rozchodzi się bardzo szybko, a energia konieczna do jego  
propagacji jest czerpana z energii sprężystej otaczającego  
materiału.

Proces pękania składa się z dwóch etapów: powstania pęknię-  
cia i jego rozrostu na cały przekrój. Występowanie tych etapów  
jest ściśle związane z mikrostrukturą materiału. Szczególnie  
niebezpieczny wpływ w stalach miękkich wywołują węgliki. Mc  
Mahon i Cohen [2] wykazali, że pękanie węglików znajdujących

się na granicach ziarn stanowi źródło zarodków pęknięć. Zarodki te rozrastają się zgodnie z mechanizmem Griffitha na znaczne odległości, a jedynymi większymi przeszkodami w takich strukturach są granice ziarn wyjściowego austenitu.

Procesy zarodkowania i propagacji pęknięć są zupełnie odmienne w stalach o strukturze bainitycznej, w których ograniczona jest możliwość zarodkowania mikroszczelin oraz zwiększona jest energia konieczna do rozchodzenia się pęknięcia. Dzięki temu stale o strukturze bainitycznej wykazują doskonałą odporność na pękanie przy wysokiej wytrzymałości. Te korzystne cechy są wynikiem niezwykle drobnoziarnistej struktury. W strukturach tych pękanie łupliwe wydaje się być kontrolowane przez pakiety, zaznacza się również pewien wpływ szerokości listew. Eksperymentalne wyniki Brozzo [3] i innych wskazują na związek naprężeń pękania od odwrotności pierwiastka kwadratowego z rozmiaru pakietu /Rys. 1/.

#### Zarodkowanie mikropęknięć

Podczas pękania łupliwego bainitu nie obserwuje się pękania węglików, a gdyby nawet to nastąpiło, niemożliwy jest dalszy rozwój tak powstałych szczelin jako zarodków, D.A. Curry [4] obliczył, że naprężenia pękania łupliwego 1700 MPa i 2500 MPa odpowiadają wielkościom krytycznym zarodków odpowiednio 1,8 i 0,9  $\mu\text{m}$  /podczas gdy wielkości węglików są o jeden rząd mniejsze/. Rozważając parametry różnych jednostek strukturalnych wydaje się, że rozmiary krytyczne zarodków są tego samego rzędu co szerokość listew w pakiecie. Mechanizm inicjacji mikropęknięć w listwach nie został dotychczas w pełni wyjaśniony. H. Kotilainen i K. Torronen [5] do obliczenia naprężenia niezbędnego do zarodkowania i początkowego wzrostu mikropęknięć zastosowali równanie Griffitha, w którym średnicę zastąpiono rozmiarem różnych jednostek mikrostrukturalnych /listwa, zespół kilku listew, pakiet/ i rozmieszczeniem węglików. Otrzymane wyniki przedstawiono na Rysunku 2. Z tego wykresu wynika, że naprężenie pękania obliczone z równania Griffitha dla parametrów ta



kich jak rozmieszczenie węglików i szerokość listwy są zbyt wysokie w stosunku do wartości naprężeń pęknięcia  $\sigma_f$ . Rzeczywiste naprężenie pęknięcia  $\sigma_f$  równe 790 MPa jest wyższe niż wartość  $\sigma_{FG}$  równe 573 MPa dla pakietu listew.

Z kolei  $\sigma_{FG}$  jest wyższe niż granica plastyczności  $\sigma_y$ . Wynika stąd, że do podniesienia naprężenia pękającego do takiego poziomu, przy którym zachodzi zarodkowanie pęknięć i początkowy ich wzrost niezbędne jest pewne odkształcenie plastyczne i związane z tym umocnienie materiału. Szerokość kilku listew wydaje się być najmniejszą jednostką mikrostrukturalną kontrolującą zarodkowanie i wzrost początkowy. Jest to zgodne, ze wspomnianymi na wstępie wielkościami krytycznymi zarodków obliczonych przez D.A. Curry'ego, które są tego samego rzędu co szerokości listew.

Powszechnie uważa się, że do inicjacji pęknięć łupliwych niezbędne jest pewne odkształcenie plastyczne w mikroobszarach. Cottrel [6] wykazał, że reakcje dyslokacyjne mogą powodować ułatwione powstawanie zarodków. Naprężenie pęknięcia byłoby w tym przypadku proporcjonalne do odwrotności pierwiastka kwadratowego z długości linii poślizgu, która w stalach bainitycznych jest określona kilkoma czynnikami, takimi jak rozmiar pakietu i szerokość listwy. W bainicie, podobnie jak i w innych stopach technicznych zawierających dyspersyjne wydzielienia, wielkość i wzajemna odległość wydzieleni ma większe znaczenie dla zarodkowania niż istnienie granic.

O zarodkowaniu mikropeęknięć nie decydują wyłącznie mechanizmy związane ze spiętrzeniem dyslokacji, ponieważ odległość między wydzieleniami jest mniejsza od długości krytycznej linii spiętrzenia dyslokacji niezbędnej do zarodkowania mikropeęknięcia. Na podstawie dotychczasowego stanu wiedzy nie można jednoznacznie określić mechanizmu inicjacji pęknięć łupliwych, w strukturach bainitycznych. Według najnowszych badań [7] przypuszcza się, że istotnym elementem w procesie inicjacji jest wzajemna orientacja listew. Tylko odpowiednio zorientowane listwy mogą odkształcać się plastycznie i relaksować koncentrację naprężeń. Pozostałe mające inną orientację muszą pękać ze względu na ciągłość materiału, inicjując w ten sposób proces pęknięcia.

## Propagacja pęknięć

Jeżeli przyjmiemy, że pękanie listew będzie postępowało po płaszczyznach  $/100/\alpha$ , to różne orientacje listew spowodowałyby wysokokątowe odchylenia wewnątrz samego pakietu. Obserwacje wskazują, że większe odchylenie kierunku pęknięcia zachodzi tylko pomiędzy pakietami /Rys.3/. Pomimo sześciu możliwych orientacji listew w pakiecie, istnieją inne płaszczyzny dopuszczające niskokątowe odchylenia pomiędzy listwami wewnątrz pakietu. Przy pomocy mikroskopii elektronowej wykazano [8], że oprócz płaszczyzny pęknięcia  $/100/$  możliwe są jeszcze inne, takie jak  $/110\alpha$ ,  $/112/\alpha$ ,  $/123/\alpha$ . Dzięki temu utrzymuje się taki sam średni kierunek propagacji pęknięcia w poprzek pakietu pomimo małych odchyżeń zachodzących na granicach listew. Obserwacje te można najłatwiej wyjaśnić przy zastosowaniu projekcji stereograficznej przedstawionej na rysunku nr 4, zawierającej sześć możliwych orientacji listew w pakiecie. Wykreślenie biegunów płaszczyzny pęknięcia podanych wyżej uwidacznia grupy biegunów płaszczyzny pęknięcia, które zawarte są w zakresie niskokątowym. Jedna podgrupa zawiera płaszczyznę  $/011/$  dla wszystkich sześciu wariantów orientacji oraz płaszczyzny  $/132/4$ ,  $/123/1$ ,  $/123/2$ ,  $/123/5$ . Druga podgrupa zawiera płaszczyzny  $/112/1$ ,  $/112/2$ ,  $/121/4$ ,  $/112/5$ ,  $/010/6$ ,  $/001/3$ ,  $/213/1$ ,  $/213/2$ .  $/hkl/$  -  $khl$  - oznacza płaszczyznę,  $x$  - wariant orientacji. Propagujące pęknięcie znajduje zawsze taką jedną grupę płaszczyzn pęknięcia, które umożliwiają pęknięcie pakietu z niskokątowymi odchyleniami na wszystkich granicach listew. Na granicy następnego pakietu pęknięcie propagujące przez pierwsze listwy rozwija się przez wysokokątowe odchylenie, dopóki nie znajdzie ono takiej grupy płaszczyzn, która umożliwi odchylenie niskokątowe. Rozważania te ilustruje Rysunek 5. W badaniach związanych ze zjawiskami propagacji Naylor i Blondeau [9] opierają się na modelu propagacji przez kilka pierwszych pakietów, zanim wystąpi pęknięcie katastroficzne. W rozważaniach



swoich opierają się oni na odpowiednio zmodyfikowanym równaniu Griffitha-Orowana.

$$\sigma_{FG} = \left( \frac{1,4 \cdot L \cdot E \cdot \gamma_i}{n \cdot \phi \cdot \xi_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

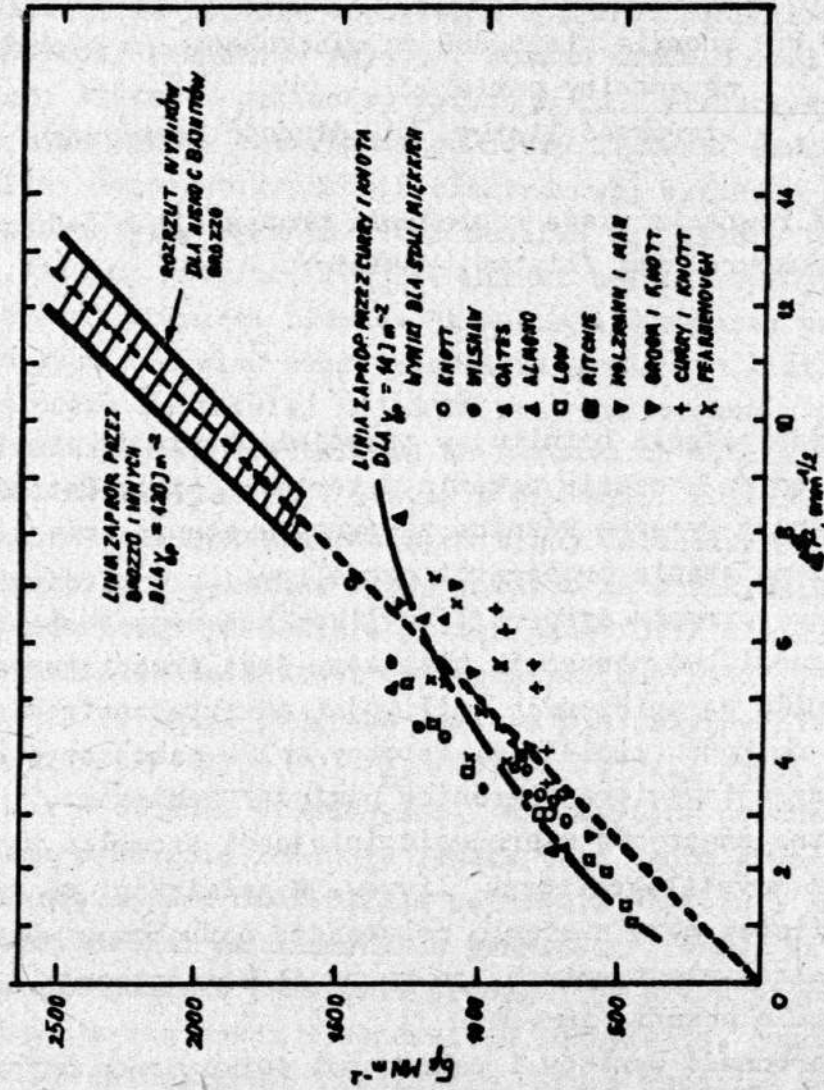
gdzie:  $\gamma_i$  - energia niezbędna do wysokokątowego odchylenia na granicy pakietów

$\xi_i$  - szerokość listwy, L - długość krytyczna

Powyższe równanie wiąże naprężenia propagacji z jednostkami mikrostrukturalnymi /listwy, pakiety/.

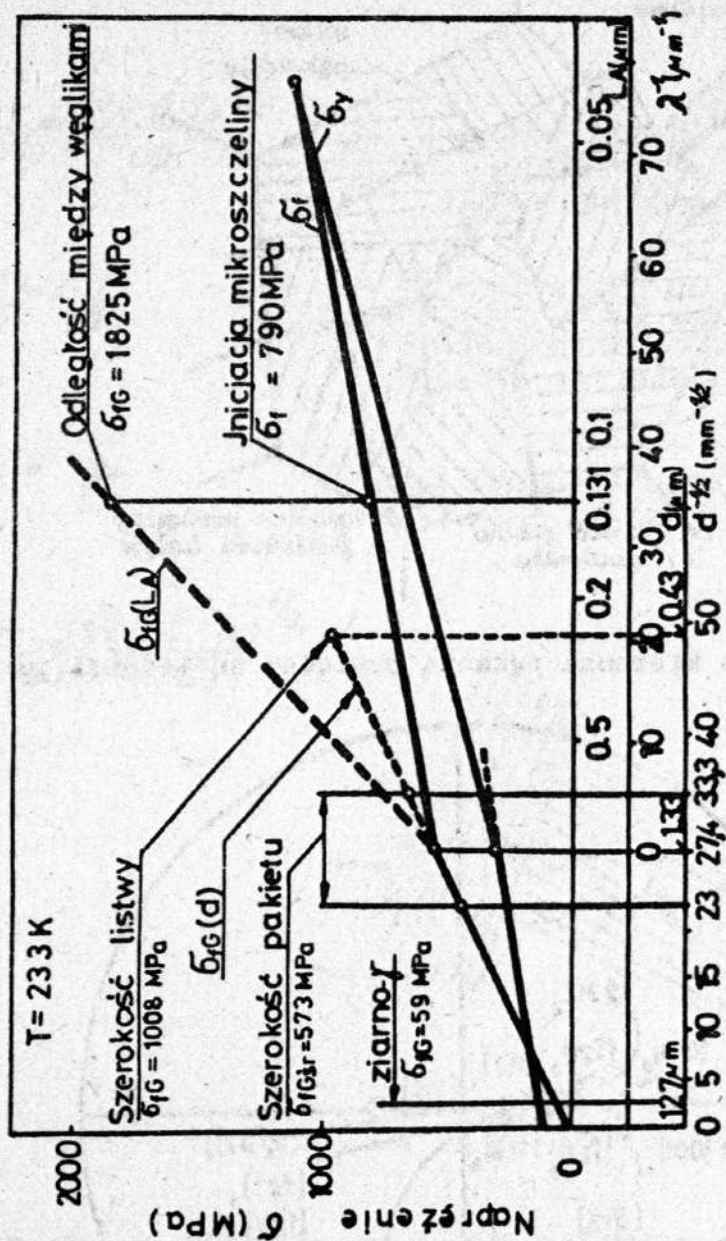
#### WNIOSKI

1. Podczas pękania bainitu, w przeciwieństwie do zjawisk zachodzących w czasie pękania materiałów "typu Petcha", występują wyraźne różnice zarówno na etapie inicjacji, jak i na etapie propagacji szczeliny.
2. W miarę wzrostu dyspersji węglików hamowany jest proces inicjacji. Równocześnie ułatwiony jest proces propagacji w wyniku ograniczonych możliwości odkształcenia plastycznego na końcu szczeliny. Istotny wpływ hamujący w etapie propagacji wywierają granice pomiędzy pakietami.
3. Istotne znaczenie w procesie inicjacji szczelin ma orientacja krystalograficzna listew. W zależności od orientacji listew może nastąpić relaksacja naprężeń w wyniku odkształceń plastycznych, co powoduje koncentrację naprężeń i kruche pęknięcie innych.
4. Różnorodność wyników i zależności dotyczących odporności na pęknięcie bainitu o morfologii listwowej spowodowana jest parametrami mikrostrukturalnymi, trudnymi do określenia w sposób ilościowy: rozkład dyslokacji, przesylenie ferrytu węglem, morfologia wydzielen cementytu, rozmieszczenia austenitu szczątkowego, histogramy wielkości pakietów i listew.



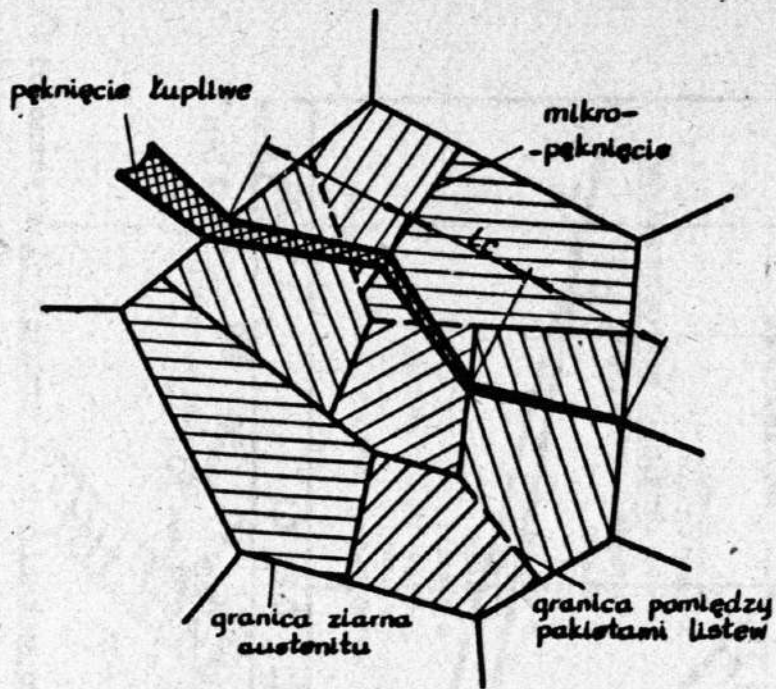
Rys.1. Wpływ rozmiaru ziarna na naprężenie pęknięcia żupliwego



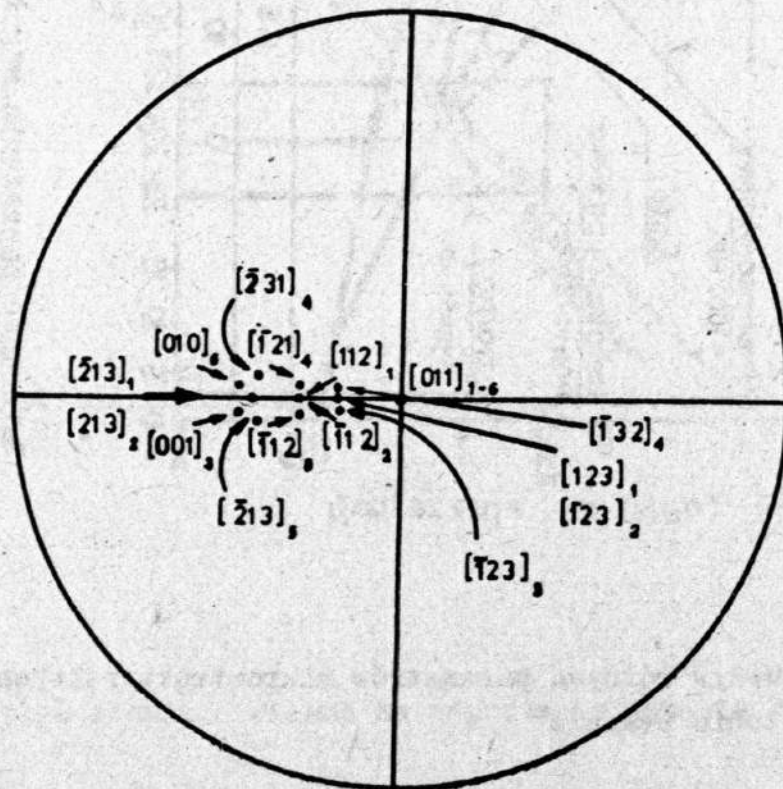


Zależność naprężenia wywołującego pęknięcie  $\sigma$  i granicy plastyczności  $\sigma$  od różnych parametrów mikrostrukturalnych,  $d$  - rozmiar ziarn, pakietów listew,  $\lambda$  - parametr zależny od odległości pomiędzy węglkami i ich średnicy  $D$

Rys.2. Wpływ różnych parametrów mikrostrukturalnych na naprężenie pęknięcia



Rys.3. Odchylenie kierunku pęknięcia pomiędzy sąsiednimi pakietami



Rys.4. Projekcja stereograficzna płaszczyzn pęknięcia



$$\sigma_{f_0} = \left( \frac{1,4 \cdot E \cdot f_p}{\pi \cdot d_p} \right)^{1/2}$$

$d_p$  - średnica pakietu  
 $f_p$  - energia tworzenia pęknięć  
przecin. granicę pakietów

|11|\*

$$\delta_p = x \cdot f'_l$$

$x$  - śr. liczba listew na granicy  
pak. w zakr. wysok. odchył.  
 $f'_l$  - energia wysok. odchył.  
poprzecz. te listwy.

|21|

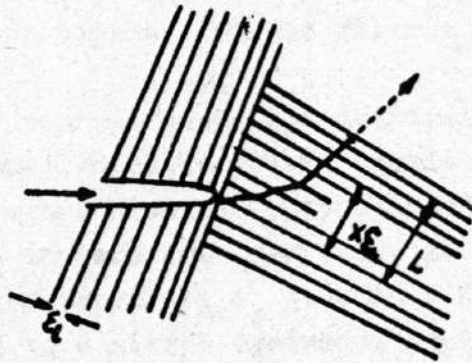
$$x = \frac{L}{\epsilon_l}$$

$L$  - kryt. dług. pęknięcia  
 $\epsilon_l$  - szerokość listwy

|31|

$$\sigma_{f_0} = \left( \frac{1,4 \cdot L \cdot E \cdot f'_l}{\pi \cdot d_p \cdot \epsilon_l} \right)^{1/2}$$

|41|



Rys.5. Zmiana kierunku propagacji szczeliny na granicy pakietów

LITERATURA

- [1] Wyatt H., Dew-Hughes D., Wprowadzenie do Inżynierii Materiałowej, Warszawa 1978
- [2] Mc Mahon C.J. Cohen M., Acta Metal., 1965,13,591
- [3] P.Brozzo, Buzzichelli, Mascanzoni A., Mirabelle M., Met.Sci., 1977, 11,123
- [4] Curry D.A. Knott J.F. Met.Sci, 1978,12,511
- [5] Kotilainen H., Torronen K., Fracture 1977, Univ. of Waterloo Press, 1977 p.57
- [6] Cottrell A.H. AIME, 1958,212,192
- [7] Kotilainen H., Torronen K. Nenonen P., Proc.Conf.Advances in Fracture Reserch, Fracture 1981, Cannes, France, p.723
- [8] Naylor J.P. Krahe P.R. Met.Trans. 1975, 6A 594
- [9] Naylor J.P. Blondeau R., Met.Trans. 1976,7A,891