

A. Pawełek, I. Malecki

EMISJA AKUSTYCZNA
A PLASTYCZNOŚĆ KRYSTAŁÓW

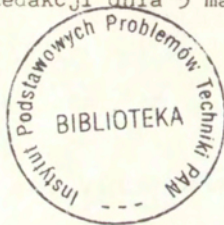
22/1993

P. 269^a



WARSZAWA 1993

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 5 marca 1993 r.



56669



N a p r a w a c h r ę k o p i s u

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN
Nakład 100 egz. Ark.wyd. 3,15 Ark.druk.4,00
Oddano do drukarni w maju 1993 r.

Wydawnictwo Spółdzielcze sp z o.o.
Warszawa, ul.Jasna 1

Andrzej Pawełek
Instytut Podstaw Metalurgii PAN
im. Aleksandra Krupkowskiego

Ignacy Malecki
Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN
Centrum Akustoelektroniki

EMISJA AKUSTYCZNA A PLASTYCZNOŚĆ KRYSZTAŁÓW

Streszczenie

Niniejsze opracowanie poświęcone jest przede wszystkim omówieniu zastosowania metody EA w badaniach podstawowych mechanizmów odkształcenia plastycznego monokryształów metali i stopów. Metoda EA stwarza bowiem możliwości uzyskiwania dodatkowych informacji o naturze tych mechanizmów. Poznawanie podstawowych związków EA z mechanizmami odkształcenia przybliża również perspektywę szerszego stosowania metody EA w warunkach przemysłowych (kontrola procesów technologicznych, wczesne wykrywanie awarii).

Materiał zawarty w tym opracowaniu został podzielony na trzy rozdziały. W pierwszym omówiono najpierw podstawowe rodzaje mechanizmów odkształcenia plastycznego w monokryształach metali o prostej budowie krystalicznej. Ostatnią część tego rozdziału poświęcono zagadnieniu lokalizacji odkształcenia gdyż jest to obecnie jedno z najbardziej aktualnych zagadnień mechaniki deformacji plastycznych.

W następnym rozdziale przedstawiono - na podstawie dostępnej literatury - dane doświadczalne dotyczące pomiarów emisji akustycznej podczas odkształcania plastycznego monokryształów. Wykorzystując również wyniki badań własnych, omówiono równocześnie najczęściej spotykane modele i koncepcje teoretyczne dotyczące przyczyn występowania EA podczas deformacji plastycznej kryształów.

W ostatnim rozdziale przedstawiono także zarys matematycznych podstaw tych koncepcji wraz z krótką próbą jakościowej oceny zgodności wyników teoretycznych z dotychczas uzyskanymi wynikami doświadczalnymi.

WSTĘP

Zjawisko emisji akustycznej (EA) jest od dawna znane jako odgłosy słyszalne towarzyszące kruchemu pękaniu materiału lub ruchom ośrodka. Stąd pierwsze zastosowania metody EA dotyczyły monitorowania przemieszczeń górotworu [1]. Już jednak w latach pięćdziesiątych odkryto [2], że również w metalach pod działaniem obciążenia mechanicznego generowane są sygnały EA. Fakt ten otworzył szerokie pole dla badań zjawiska EA i bardzo rozszerzył możliwości zastosowania metody EA. Okazało się, że mechanizm generacji EA jest bardzo złożony, wymaga więc kompleksowych badań a jednocześnie daje unikalny zasób informacji o mikro- i makroprocesach zachodzących w materiale. Dlatego niezbędne stało się oparcie badań doświadczalnych i rozwiązań technicznych na pogłębionych badaniach podstawowych. Dotyczy to również prac z tej dziedziny prowadzonych w Polsce.

Badania nad emisją akustyczną metali prowadzone były między innymi przez Z.PAWŁOWSKIEGO [3], S.PILECKIEGO [4] i ich współpracowników. Ośrodkiem, który wyspecjalizował się w badaniach EA w monokryształach jest Instytut Podstaw Metalurgii PAN w Krakowie. Prace te prowadzi główny autor niniejszej pracy dr A.PAWEŁEK, który opracował całą część doświadczalną i sformułował zręby części teoretycznej.

W pracy chodziło o to, by obok wyników własnych prac doświadczalnych przedstawić zależność aktywności EA od odkształceń plastycznych materiału. Problem ten ma zasadnicze znaczenie dla znalezienia jakościowych a w miarę możliwości również ilościowych zależności między tempem zliczeń i zdarzeń EA, amplitudą i energią sygnałów EA i ewentualnie innymi deskryptorami tych sygnałów a mikroprocesami zachodzącymi w materiale. Znana zależność między tempem zliczeń EA a wydłużaniem się szczeliny [5] odnosząca się przede wszystkim do materiałów kruchych nie wystarcza przy charakteryzowaniu zachowania się metalu o właściwościach plastycznych. Wydaje się więc potrzebne kompleksowe przedstawienie dyslokacyjnych teorii generacji EA. Obecnie istnieje kilka tego rodzaju

teorii. Najstarsza ale ciągle aktualna teoria ESHELBY [6] opiera się na rozpatrywaniu dyslokacji jako struny drgającej wedle teorii GRANATO-LÜCKE [7,8] i sprowadzeniu zagadnienia do wyznaczenia pola naprężeń i odkształceń sprężystych powstających jako skutek dwóch sił skupionych działających na układ drgający jaki tworzy przegięcie dyslokacji. Istotnym rozszerzeniem teorii Eshelby jest tu wprowadzenie ujęcia solitonowego opisanego równaniem sinusowym Gordona. W ten sposób przechodzi się do przestrzenno-czasowego obrazu przegięcia dyslokacji, przy czym można brać pod uwagę różne rozkłady przestrzenne ruchu dyslokacji np. parę przegięć o znakach przeciwnych. Przedstawienie solitonowe pozwala jednocześnie na uwzględnienie efektów nieliniowych zachodzących przy odkształceniach plastycznych. Nieco odmienny punkt widzenia przedstawia teoria KOSIWICZA [69], który od ruchu pojedynczych dyslokacji przechodzi do określenia wektora przemieszczeń w ośrodku ciągłym zawierającym dyslokacje. Wielkością określającą strumień energii akustycznej jest w tym ujęciu symetryczna część tensora momentu dyslokacyjnego.

Przy przejściu od ogólnych rozważań teorii dyslokacji do oceny aktywności EA potrzebne są założenia wstępne dotyczące modelu źródeł dyslokacji, a w konsekwencji także źródeł EA. Idąc po linii klasycznych już dziś ujęć można przyjąć, że mamy tu do czynienia ze źródłami typu Franka-Reada. Takie ujęcie zaprezentowali NACIK i CZISZKO [9] wiążąc generację EA ze zmianą szybkości przyrostu powierzchni rozszerzającej się pętli dyslokacyjnej. Mechanizm ten nie jest jednak jedynym, obok niego występuje bowiem anihilacja dyslokacji przy ich wyjściu na powierzchnię bądź też wewnątrz materiału gdy spotykają się dwie dyslokacje różnoimienne. Wymienieni wyżej autorzy dali zarys teorii tego zjawiska. Wydaje się jednak, że nie wyciągnęli stąd wszystkich wniosków.

Dlatego za istotne należy uznać wprowadzenie po raz pierwszy przez A.PAWELKA [19,50] ujęcia solitonowego procesów anihilacji, co daje bardziej zbliżony do rzeczywistości obraz mikroprocesów zachodzących w metalach a zwłaszcza w ich monokryształach. Nowością w zastosowaniu do problemów EA jest przedstawienie procesu anihilacji jako procesu kwantowego. W tym ujęciu para przeciwnych przegięć ulega anihilacji wytwarzając przynajmniej dwa fonony akustyczne. Opracowane przez I.MALECKIEGO [10] teoretyczne

podstawy akustyki kwantowej stwarzają więc możliwości rozwoju badań analitycznych również nad kwantowymi aspektami zjawiska EA. Na podkreślenie zasługuje również fakt, że pokazane przez A.Pawełkę rozwiązania teoretyczne znajdują uzasadnienie w jego i innych autorów pracach doświadczalnych.

Przedstawione w pracy różniące się między sobą a częściowo uzupełniające się teorie ruchów, rozwijania się i anihilacji zespołów dyslokacji stanowią przedmiot podjętej w pracy analizy porównawczej najaktualniejszych teorii generacji sygnałów EA w ośrodkach sprężysto-plastycznych, zwłaszcza w monokryształach. Celem tej analizy jest między innymi określenie zakresu stosowności i przydatności różnych modeli matematycznych stosowanych do opisu generacji sygnałów EA.

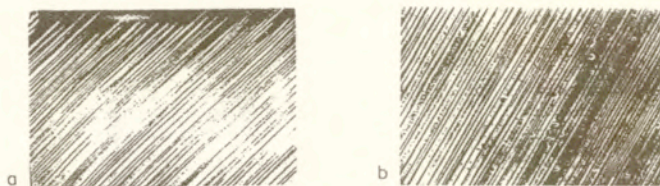
DEFORMACJA PLASTYCZNA MONOKRYSTAŁÓW

1.1. Krystalografia poślizgu

Zrozumienie istoty różnorodnych zjawisk zachodzących w czasie deformacji plastycznej kryształu staje się coraz bardziej możliwe dzięki rozwojowi teorii dyslokacji. Teoria dyslokacji powstała w latach trzydziestych kiedy to TAYLOR, OROWAN i POLANY wysunęli postulat o istnieniu defektu liniowego w sieci krystalicznej [11]. Burzliwy rozwój teorii dyslokacji – dzięki równoczesnemu rozwojowi techniki mikroskopii elektronowej – został uwieńczony w latach pięćdziesiątych doświadczalnym potwierdzeniem istnienia dyslokacji, stwarzając w ten sposób trwałe podstawy do zrozumienia zasadniczych cech procesu deformacji plastycznej.

Jednakże w celu opisania związków pomiędzy emisją akustyczną i mechanizmami odkształcenia plastycznego konieczne jest przypomnienie niezbędnych pojęć z zakresu fizycznych podstaw odkształceń plastycznych, teorii dyslokacji i krystalografii [11-16].

Teoria dyslokacji wyjaśniła przede wszystkim powstawanie linii poślizgu obserwowanych na powierzchni zdeformowanego kryształu (Rys.1). W ogólności każda deformacja plastyczna jest procesem złożonym, polegającym na różnorodnym i często bardzo specyficznym współdziałaniu i organizowaniu się elementarnych aktów poślizgu lub bliźniakowania (mechanizmy bliźniakowania będą omówione odrębnie). Efektem pojedynczego, elementarnego aktu poślizgu jest przemieszczenie się równoległych warstw kryształu względem siebie wzdłuż określonej płaszczyzny atomowej (płaszczyzny poślizgu) i określonego kierunku krystalograficznego (kierunku poślizgu). Przed odkryciem dyslokacji sądzono, że jest to sztywne przemieszczenie a teoretyczne obliczenia wytrzymałości kryształów na rozciąganie, oparte na tym założeniu, dawały wyniki różniące się nawet o pięć rzędów wielkości od wartości zmierzonych doświadczalnie.

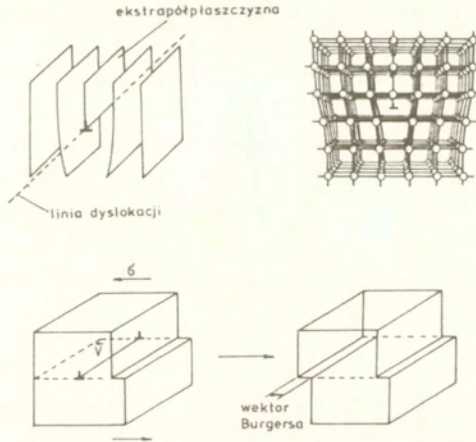


Rys.1. Linie poślizgu na powierzchni: (a) – kryształów aluminium (wg [4]) oraz (b) – kryształów miedzi.

Zespół złożony z płaszczyzny poślizgu i kierunku poślizgu przyjęto nazywać systemem poślizgu. Każdy kryształ posiada wiele systemów poślizgu, równoważnych z punktu widzenia symetrii kryształu, lecz w procesie deformacji plastycznej, ze względu na układ krystalograficzny i rodzaj sieci krystalicznej, tylko niektóre z nich są uprzywilejowane. Jednakże wybór konkretnych systemów poślizgu w czasie odkształcenia zależy przede wszystkim od orientacji badanego kryształu względem zewnętrznego kierunku działania siły.

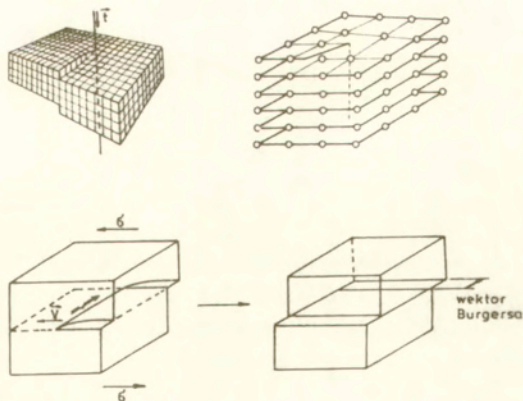
Jednym z pierwszych sukcesów teorii dyslokacji było wyjaśnienie, iż poślizg jest wynikiem ruchu dyslokacji (Rys.2-3), a linie poślizgu związane są z uskokami, powstałymi na powierzchni kryształu w wyniku ruchu a następnie wyjścia na tę powierzchnię odpowiedniej liczby dyslokacji, wahającej się w granicach od kilkudziesięciu do kilkuset. Należy przy tym pamiętać, że przejście np. tylko jednej dyslokacji krawędziowej w płaszczyźnie poślizgu prostopadłej do powierzchni kryształu (Rys.2), powoduje powstanie na tej powierzchni uskoku (stopnia) o wielkości jednego wektora Burgersa dyslokacji. Podobnie jest w przypadku dyslokacji śrubowej z tą różnicą, że wektor Burgersa jest teraz równoległy do linii dyslokacji (Rys.3). Wektor Burgersa wskazuje bowiem kierunek przemieszczania się atomów podczas ruchu dyslokacji.

Przebieg procesu poślizgu w skali makroskopowej będzie więc zależał od struktury krystalicznej danego materiału. Jednakże istota tego procesu – z punktu widzenia mikroskopowego – tkwi zawsze w samej strukturze dyslokacji i w samej naturze ruchu dyslokacji. Większość rozpowszechnionych w przyrodzie metali krystalizuje w układzie regularnym o sieci płasko centrowanej typu



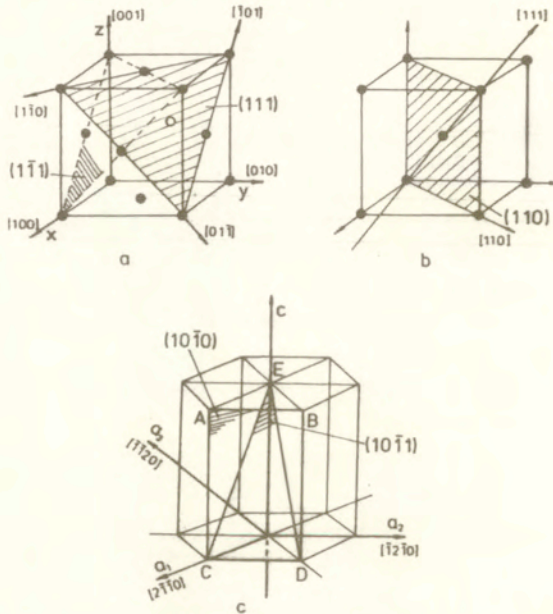
Rys.2. Dyslokacja krawędziowa (u góry) i model jej ruchu w kryształach (u dołu).

A1 (np. miedź, aluminium, srebro, złoto, nikiel), bądź o sieci przestrzennie centrowanej typu A2 (np. żelazo, chrom, wolfram, sód, potas), bądź wreszcie w układzie heksagonalnym o sieci zwartej typu A3 (np. cynk, kadm, magnez). I tak w kryształach o sieci A1 poślizg następuje w płaszczyznach typu $\{111\}$, zwanych oktaedrycznymi, które charakteryzują się najgęstszym ułożeniem atomów. Kierunkami poślizgu (Rys.4) są w tym przypadku kierunki



Rys.3. Dyslokacja śrubowa (u góry) i model jej ruchu w kryształach (u dołu).

typu $\langle 110 \rangle$, które również charakteryzują się najgęstszym ułożeniem atomów. Ponieważ w sieci A1 istnieją cztery niezależne płaszczyzny oktaedryczne, np.: (111) , $(1\bar{1}\bar{1})$, $(\bar{1}\bar{1}1)$ oraz $(\bar{1}11)$, i w każdej z nich istnieją trzy niezależne kierunki typu $\langle 110 \rangle$ (np. w płaszczyźnie (111) na Rys.4a są to kierunki $[1\bar{1}0]$, $[\bar{1}01]$ oraz $[01\bar{1}]$), więc każdy kryształ regularny o sieci A1 ma do dyspozycji dwanaście systemów poślizgu. Każdy z tych systemów reprezentuje ten sam typ płaszczyzny i kierunku krystalograficznego, co umownie zapisujemy w postaci $\{111\}\langle 110 \rangle$. To bogactwo systemów poślizgu i prostota struktury krystalicznej powoduje, że największe możliwości badania podstawowych związków pomiędzy emisją



Rys.4. Najważniejsze systemy poślizgu w kryształach metali o sieci regularnej A1 (a), A2 (b) i heksagonalnej A3 (c).

akustyczną a mechanizmami deformacji plastycznej, stwarzają właśnie metale monokrystaliczne o sieci A1. Dodajmy jeszcze, że w metalach o sieci A2 (Rys.4b) najczęściej obserwuje się poślizg w płaszczyznach typu $\{110\}$, ale zdarza się, że płaszczyzny typu $\langle 112 \rangle$ lub $\langle 123 \rangle$ również są aktywne. We wszystkich tych przypadkach kierunkiem poślizgu jest kierunek typu $\langle 110 \rangle$.

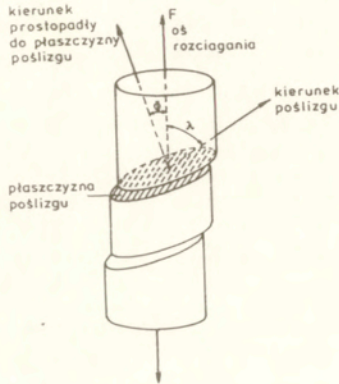
Natomiast w kryształach heksagonalnych o sieci A3 najczęściej obserwuje się poślizg w płaszczyźnie podstawy (0001) słupa heksagonalnego (Rys.4c), chociaż występują również poślizgi w płaszczyznach typu pryzmatu $\{10\bar{1}0\}$ lub typu piramidy $\{10\bar{1}1\}$. Kierunkiem poślizgu w tych przypadkach jest kierunek typu $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ o najgęstszych ułożeniu atomów.

1.2. Dyslokacyjne mechanizmy deformacji plastycznej

Najprostszym i najbardziej powszechnym testem doświadczalnym dającym informacje o mechanizmach odkształcenia jest jednoosiowa próba rozciągania. Urządzenie wytrzymałościowe rejestruje podczas rozciągania siłę (lub naprężenie) w funkcji czasu (lub odkształcenia), najczęściej przy zadanej prędkości rozciągania (lub odkształcenia). Wykresy rozciągania (krzywe umocnienia, charakterystyki mechaniczne) – zależą głównie od rodzaju kryształu, jego orientacji, warunków zewnętrznych (temperatury, prędkości odkształcenia) a przede wszystkim od rodzaju dominujących mechanizmów odkształcenia, uwarunkowanych specyfiką oddziaływania dyslokacji w konkretnych systemach poślizgu. Geometrię systemów poślizgu w kryształach poddanych jednoosiowemu stanowi naprężen opisuje prawo Schmid-Boasa (Rys.5). Mówi ono, że deformacja plastyczna kryształu następuje wówczas gdy naprężenie zewnętrzne (naprężenie płynięcia) osiąga w jakimś systemie poślizgu (przynajmniej jednym) wartość krytyczną σ_c , charakterystyczną dla danego kryształu. Taki system poślizgu przyjęto nazywać systemem pierwotnym. Przy zadanej orientacji kryształu każdy system poślizgu można określić podając kąt ϕ pomiędzy normalną do płaszczyzny poślizgu i osią rozciągania oraz kąt λ pomiędzy kierunkiem poślizgu i osią rozciągania (Rys.5). Prawo Schmid-Boasa można zapisać w prostej postaci matematycznej

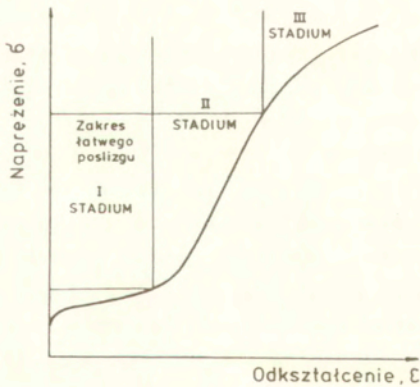
$$(1) \quad \sigma_c = \sigma \cos \phi \cos \lambda$$

gdzie naprężenie płynięcia $\sigma = F/A$, określone jest jako stosunek zewnętrznej siły rozciągającej F do aktualnego przekroju poprzecznego A badanego kryształu.



Rys.5. Model geometrii poślizgu ilustrujący fizyczne prawo Schmid-Boasa.

Na Rys.6 pokazano przykładowo typową charakterystykę mechaniczną monokryształu metalu. W szczególności w kryształach o sieci Al rozróżnia się trzy zasadnicze stadia umocnienia, które są wynikiem działania różnych mechanizmów odkształcenia. I tak stadium I umocnienia (lub inaczej zakres łatwego poślizgu)



Rys.6. Typowa charakterystyka mechaniczna (krzywa umocnienia σ - ϵ) monokryształu metalu.

charakteryzuje się tym, że tylko jeden system poślizgu jest aktywny, tzn. ten, który z punktu widzenia prawa Schmid-Boasa jest najkorzystniej zorientowany. Mechanizm odkształcenia w zakresie

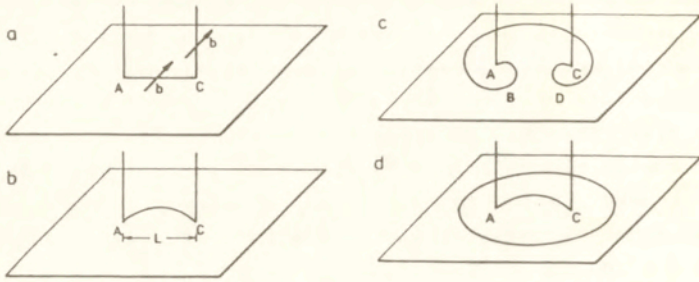
łatwego poślizgu związany jest z oddziaływaniem dyslokacji poruszających się w tym systemie z dyslokacjami lasu, tj. dyslokacjami przebijającymi aktywną płaszczyznę poślizgu (mazwa dyslokacja lasu przyjęła się w jęz. pol. jako odpowiednik ang. forest dislocation). Dyslokacje lasu istnieją w każdym kryształ. Są one bowiem elementami przestrzennej siatki dyslokacji (tzw. siatki Franka), wytworzonej w czasie powstawania kryształu. Ogniwa czy też segmenty tej siatki stanowią odcinki linii dyslokacji o długości rzędu od kilkuset do kilku tysięcy długości wektora Burgersa.

Pomimo, że spora część poruszających się dyslokacji zanika (anihiluje) na powierzchni kryształu, tworząc uskoki, które obserwujemy w postaci bądź pojedynczych linii poślizgu bądź w postaci ich skupisk tworzących pasma poślizgu - to jednak całkowita długość linii dyslokacji w jednostce objętości kryształu, czyli gęstość dyslokacji ρ - ciągle wzrasta w trakcie procesu deformacji. Dzieje się tak dlatego, że w czasie odkształcania ustawicznie wytwarzane są nowe dyslokacje, z których znaczna część pozostaje wewnątrz kryształu unieruchomiona na rozmaitego typu przeszkodach. Potencjalnymi źródłami wytwarzania nowych dyslokacji są właśnie te segmenty przestrzennej siatki dyslokacji, które akurat całkowicie leżą w uprzywilejowanych prawem Schmid-Boasa płaszczyznach poślizgu. Mechanizm działania takiego źródła (powszechnie zwanego źródłem Franka-Reada) ilustruje schemat na Rys.7. Mechanizm Franka-Reada został potwierdzony doświadczalnie w badaniach mikrostrukturalnych (Rys.8). Uruchomienie źródła następuje wówczas gdy promień krzywizny wyginającej się pętli dyslokacji osiąga wartość krytyczną rzędu połowy pierwotnej długości segmentu $L=AC$. Najczęściej przyjmuje się, że naprężenie płynięcia σ , przy którym następuje uruchomienie źródeł o określonej długości L , jest dane przez wyrażenie

$$(2) \quad \sigma = \alpha \frac{\mu b}{L}$$

gdzie μ - moduł ścinania, α - współczynnik rzędu jednośc.

Jednakże większa część w ten sposób wytwarzanych dyslokacji na skutek rozmaitych przyczyn (np. tworzenie się dipoli



Rys.7. Model generowania dyslokacji ze źródła Franka-Reada (wg [11]). Wyginający się pod wpływem naprężenia segment dyslokacji (a, b) przybiera kształt pętli (c) i po "domknięciu" uwalnia się ze źródła (d).

dyslokacyjnych, wspinanie dyslokacji, przeszkody hamujące ruch dyslokacji: defekty punktowe, las dyslokacyjny, granice niskokątowe pomiędzy obszarami kryształu o różnej orientacji) - zostaje unieruchomiona przyczyniając się do przestrzennej rozbudowy lasu dyslokacyjnego. Gęstnienie lasu czyli wzrost



Rys.8. Dyslokacyjne źródło typu Franka-Reada zaobserwowane w kryształach krzemu (wg [13]).

gęstości dyslokacji ρ powoduje więc odpowiednie zmniejszenie średniej długości segmentów siatki Franka. Z tego względu wzór (2) podaje się również w innej równoważnej postaci

$$(3) \quad \sigma = \alpha \mu b \sqrt{\rho}.$$

Ponadto wskutek gęstnienia lasu wzrasta oddziaływanie sprężyste i dalszy ruch dyslokacji napotyka na coraz większe opory. Istotny wkład do wzrostu oporów ruchu dyslokacji pochodzi również od tych

dyslokacji, które są wytwarzane przez źródła. Im więcej dyslokacji wygenerowało źródło tym większe staje się naprężenie wsteczne, które osłabia jego dalsze działanie. W celu utrzymania procesu odkształcenia ze stałą prędkością musi więc wzrastać siła zewnętrzna (naprężenie płynięcia). Ujmuje to współczynnik umocnienia $d\sigma/dc$, mówiący o ile musi wzrastać naprężenie zewnętrzne, aby w tych samych jednostkach czasu następowały takie same przyrosty odkształcenia. W zakresie I stadium umocnienia przyjmuje się, że jest on w przybliżeniu stały i wynosi około $3 \cdot 10^{-4} \mu$ (μ - moduł ścinania).

W zakresie II stadium umocnienia (także liniowym), współczynnik umocnienia jest również stały, lecz znacznie większy, szacowany w przedziale od $2 \cdot 10^{-3} \mu$ do $10^{-2} \mu$. Wzrost współczynnika umocnienia spowodowany jest zmianą mechanizmu odkształcenia. Mianowicie, ze wzrostem stopnia odkształcenia kryształ zmienia swoją wewnętrzną orientację w taki sposób, że z punktu widzenia prawa Schmid-Boasa, następuje uruchomienie drugiego systemu poślizgu, niekoplanarnego z systemem pierwotnym. Ten nowy system przyjęto nazywać wtórnym systemem poślizgu. Istotą zmiany mechanizmu odkształcenia jest to, że pomiędzy dyslokacjami poruszającymi się w pierwotnych systemach poślizgu a tymi, które poruszają się we wtórnych systemach, dochodzi do specyficznej reakcji, polegającej - ogólnie rzecz biorąc - na superpozycji ich wektorów Burgersa. W rezultacie powstają nowe dyslokacje tworzące tzw. bariery Lomera-Cottrella, które stanowią bardzo trwałe przeszkody dla ruchu dyslokacji w obu aktywnych systemach poślizgu. Dyslokacje ruchliwe zatrzymując się na barierach Lomera-Cottrella tworzą często płaski układ, zwany spiętrzeniem dyslokacyjnym. Bardzo liczne występowanie spiętrzeń powoduje znaczne podwyższenie naprężeń wewnętrznych kryształu, dając w ten sposób zasadniczy wkład do wzrostu oporów ruchu dyslokacji a w konsekwencji do wzrostu współczynnika umocnienia.

W zakresie III stadium odkształcenia charakter krzywej umocnienia zmienia się na paraboliczny co fizycznie oznacza, że w procesie deformacji następuje monotoniczny spadek współczynnika umocnienia. Jest to znowu spowodowane zmianą mechanizmu odkształcenia, polegającą na uaktywnieniu się nowego, trzeciego już systemu poślizgu. Ten nowy system poślizgu, zwany poprzecznym, jest niekoplanarny zarówno z systemem pierwotnym (jak poprzednio)

jak i z wtórnym systemem poślizgu. Istotą zmiany mechanizmu odkształcenia jest tutaj to, że dyslokacje ciągle jeszcze aktywne w pierwotnym i wtórnym systemie, teraz (tzn. już przy końcu II stadium) zamiast zatrzymywać się na barierach Lomera-Cottrella, mogą je omijać właśnie na skutek możliwości poślizgu w systemie poprzecznym. W konsekwencji takie same przyrosty odkształcenia mogą być realizowane dzięki coraz mniejszym przyrostom naprężenia.

Niezależnie od mechanizmów dominujących w II i III stadium umocnienia las dyslokacyjny jest oczywiście nadal obecny i ciągle rozbudowywany w czasie deformacji dając swój wkład w umocnienie - chociaż w mniejszym stopniu niż w zakresie łatwego poślizgu. Oddziaływanie dyslokacji poślizgowych z dyslokacjami lasu ma zarówno charakter sprężysty jak i niesprężysty. To pierwsze jest atermiczne gdyż zależy od temperatury tylko w niewielkim stopniu poprzez temperaturową zależność modułu ścinania μ . Natomiast oddziaływanie niesprężyste, którego efektem jest przecięcie się dyslokacji, jest procesem termicznie kontrolowanym mającym zasadniczy wpływ na prędkość odkształcenia zwłaszcza kryształów metali o sieci Al. Prędkość odkształcenia $\dot{\epsilon}$ jest bowiem ściśle związana z prędkościami v poruszających się dyslokacji i ich gęstością ρ_m , lub inaczej, jest ściśle związana ze strumieniem dyslokacji J , który określa się jako iloczyn tych wielkości, $J = \rho_m v$. Zależność tę ujmuje tzw. relacja Orowana, która w przypadku ustalonego płynięcia kryształu ma postać

$$(4) \quad \dot{\epsilon} = b \rho_m v.$$

Prędkość dyslokacji v wyraża się najczęściej bądź za pomocą równania typu Arrheniusa

$$(5) \quad v = v_0 \exp(-Q/kT)$$

w którym energia aktywacji Q określa udział energii drgań sieci krystalicznej w procesie przecinania dyslokacji, bądź za pomocą potęgowej zależności od naprężenia płynięcia σ

$$(6) \quad v = v_0 (\sigma/\sigma_0)^m$$

Oba powyższe opisy uważa się za równoważne gdy $Q = Q_0 - \sigma V$ oraz $m \approx \partial \ln v / \partial \ln \sigma = \sigma V / kT$, gdzie V jest objętością aktywacji (v_0 , σ_0 , Q_0 oraz m są stałymi materiałowymi, k - stała Boltzmana, T - temperatura bezwzględna). Równania (5) i (6) mają podstawowe znaczenie dla opisu procesu deformacji plastycznej. Równanie (5) stanowi bowiem punkt wyjścia do badań własności termodynamicznych dyslokacji [16-20] a w konsekwencji również ich własności kwantowych [17,19,21-23]. Natomiast na zależności (6) - lub podobnego typu, np. eksponencjalnego - oparte są wszelkie badania modelowe dotyczące własności dynamicznych koplanarnych grup dyslokacji (np. [24-27]).

Dodajmy jeszcze, że w metalach o sieci A2 w mechanizmach odkształcenia pojawia się nowy istotny czynnik kontrolujący prędkość dyslokacji. W sieci A1 tym czynnikiem, jak już powiedzieliśmy, było oddziaływanie z dyslokacjami lasu, natomiast w sieci A2 jest nim pokonywanie periodycznego, międzyatomowego potencjału, który pojawia się jako naturalna konsekwencja istnienia dyslokacji w każdym kryształ. Te naturalne bariery potencjału, zwane barierami Peierlsa-Nabarro, stanowią mniej lub bardziej istotne przeszkody dla ruchu dyslokacji. W kryształach o sieci A2 są one właśnie wystarczająco wysokie, aby mieć zasadniczy wpływ na prędkość dyslokacji. Natomiast w kryształach o sieci A3 mechanizmy odkształcenia są w ogólności analogiczne jak w kryształach o sieci A1 gdyż obie struktury różnią się tylko sposobem najgęstszego ułożenia atomów i w obu bariery Peierlsa-Nabarro są na tyle niskie, że najczęściej ich wpływ się pomija - chociaż w szczegółach mechanizmy te zależą istotnie od parametru c/a struktury heksagonalnej A3.

1.3. Lokalizacja odkształcenia

Jednym z ważniejszych współczesnych problemów fizyki i mechaniki deformacji plastycznych jest lokalizacja odkształcenia. Wykorzystanie metody EA w badaniach lokalizacji odkształcenia może przynosić dodatkowe informacje o mechanizmach tego zjawiska. Występuje ono zarówno w mono- jak i w polikrystalicznych metalach. Z tego względu omówimy krótko zasadnicze cechy dyslokacyjnych

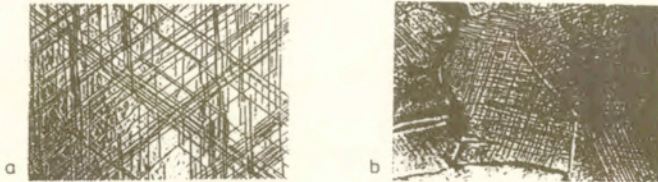
mechanizmów odkształcenia w metalach polikrystalicznych. W skali mikroskopowej mechanizmy odkształcenia w metalach polikrystalicznych w istocie rzeczy są analogiczne do tych występujących w monokryształach (Rys.9). Istotnymi czynnikami modyfikującymi proces plastycznego płynięcia są granice ziarn i wielkość ziarna, które utrudniają i ograniczają rozprzestrzenianie się poślizgu wewnątrz materiału. Sąsiadujące ze sobą ziarna (krystality), stanowią wprawdzie obszary monokrystaliczne, lecz różnią się one orientacją dochodzącą nawet do kilkudziesięciu stopni. Powoduje to, że w różnych ziarnach mogą równocześnie być uprzywilejowane różne systemy poślizgu. W konsekwencji, odkształcenie plastyczne polega na poślizgu wielokrotnym (Rys.9b) i to w taki sposób, że - np. według teorii TAYLORA [14] - w każdym ziarnie musi działać conajmniej pięć systemów poślizgu. W rezultacie naprężenie płynięcia σ w teorii Taylora określone jest wzorem

$$(7) \quad \sigma = \alpha \sigma_c$$

gdzie α jest współczynnikiem rzędu 3, a naprężenie krytyczne σ_c jest takie samo dla wszystkich systemów poślizgu. Zasadniczy wpływ na naprężenie płynięcia ma jednak wielkość ziarna d . Wpływ ten ujmuje zależność zwana relacją Halla-Petcha

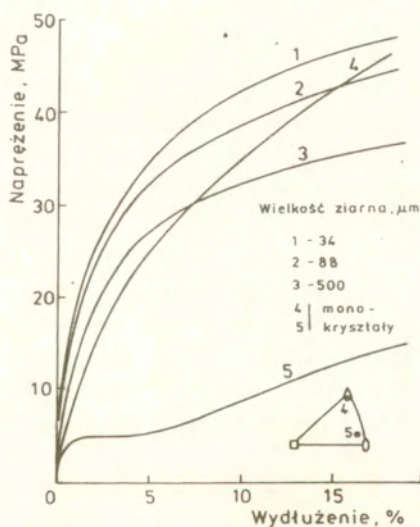
$$(8) \quad \sigma = \sigma_0 + k d^{-1/2}$$

gdzie σ_0 jest naprężeniem tarcia, które spowodowane jest oddziaływaniem poruszających się dyslokacji z siecią krystaliczną (rozproszenie na fononach, bariery Peierlsa-Nabarro), natomiast współczynnik k określa zdolność rozprzestrzeniania się



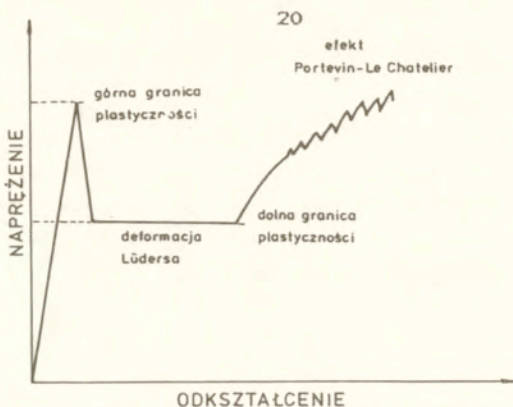
Rys.9. Poślizg wielokrotny w monokryształach (a) i polikryształach miedzi (b).

odkształcenia poza granice ziarn. Dodajmy, że przekazaniu odkształcenia do sąsiednich ziarn sprzyja fakt tworzenia się spiętrzeń dyslokacji na granicach ziarn. Naprężenie ścinające σ_n na czole takiego spiętrzenia jest bowiem równe $\sigma_n = n\sigma$, gdzie liczba n dyslokacji w spiętrzeniu może osiągać wartości nawet rzędu kilkuset. Spiętrzanie stwarza więc możliwości uruchamiania nowych źródeł dyslokacji w sąsiadujących ze sobą ziarnach, bezpośrednio w pobliżu ich granic bądź nawet w samych granicach. Charakterystyki mechaniczne polikryształów $\sigma-\epsilon$ mają przeważnie kształt paraboliczny i najczęściej leżą znacznie powyżej odpowiednich charakterystyk dla monokryształów (Rys.10).



Rys.10. Typowe charakterystyki mechaniczne polikryształów (krzywe 1, 2 i 3) oraz monokryształów aluminium (4 - orientacja "twarda", 5 - orientacja "mięka"; wg [14]).

W wielu przypadkach zarówno monokryształy jak i polikryształy metali i stopów - zwłaszcza jednofazowych roztworów stałych międzywęzłowych - wykazują zjawisko tzw. górnej granicy plastyczności (Rys.11). Polega ono na tym, że po przekroczeniu zakresu sprężystego, próbka zaczyna się gwałtownie odkształcać plastycznie z równocześnie gwałtownym spadkiem naprężenia zewnętrznego. Charakterystyczną cechą tego zjawiska jest tworzenie



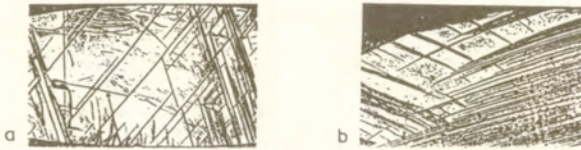
Rys.11. Schemat krzywej umocnienia ilustrujący przebieg typowych zjawisk niejednorodnego odkształcenia występujących najczęściej w roztworach stałych metali polikrystalicznych.

się zlokalizowanych obszarów lub nawet pojedynczego obszaru, zdolnego przenosić całkowite odkształcenie plastyczne próbki. Każdy taki zlokalizowany obszar odkształcenia stanowi pakiet pojedynczych linii poślizgu czyli pasm⁰ lub zespół pasm poślizgu. Dalsza deformacja plastyczna zachodzi na ogół na średnio stałym poziomie naprężenia i charakteryzuje się zdolnością rozprzestrzeniania się pasma (lub pasm) poślizgu wzdłuż kierunku rozciągania. W omawianym przypadku pasmo poślizgu nosi nazwę pasma Lüdersa, zaś sam proces propagacji - deformacją Lüdersa. Deformacja Lüdersa jest jednym z najbardziej typowych przykładów makroskopowej lokalizacji odkształcenia plastycznego. Na ogół po deformacji Lüdersa następuje etap "zwykłego" umocnienia gdyż proces odkształcenia zachodzi w sposób makroskopowo jednorodny. Często jednak - jak np. w polikrystalicznej stali niskowęglowej - po zakresie jednorodnego odkształcenia zaczyna występować nowe zjawisko (Rys.11), zwane efektem Portevin-LeChatelier (w skrócie PL). Efekt PL jest najbardziej typowym przykładem zmiany przebiegu odkształcenia z makroskopowo jednorodnego w makroskopowo niejednorodny. Zjawisko PL charakteryzuje się tym, że procesowi odkształcenia towarzyszą mniej lub bardziej regularne spadki i wzrosty naprężenia płynięcia, które również związane są z tworzeniem się pasm poślizgu i ich propagacją wzdłuż osi rozciągania. Oba te zjawiska tłumaczone są, ogólnie rzecz biorąc, w oparciu o oddziaływanie dyslokacji z atomami obcych domieszek

jak również i w oparciu o dynamiczne własności grupy dyslokacji. Mianowicie uruchomienie dyslokacji ze źródeł, zablokowanych przez "chmury" atomów obcych (czyli przez tzw. atmosfery Cottrella), następuje przy wyższym naprężeniu i to tylko w pewnym obszarze próbki. W ten sposób dyslokacje, obdarzone wysoką dynamiką ruchu, mogą kontynuować poślizg nawet przy znacznie niższym naprężeniu zewnętrznym.

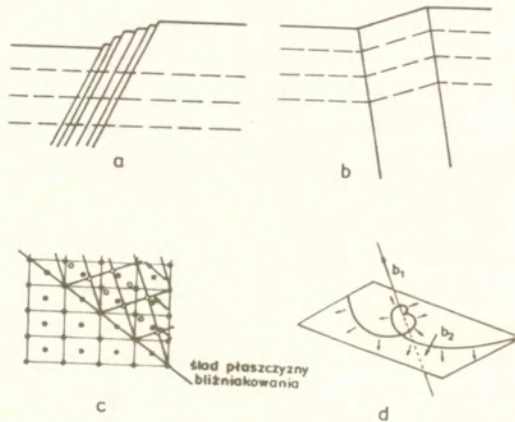
Przy wyższych stopniach deformacji, lokalizacji odkształcenia często towarzyszy tworzenie się pasm ścinania, które również wykazują tendencje do propagowania się wzdłuż kierunku zewnętrznej siły. Pasma ścinania stanowią kolejny szczebel w hierarchii przestrzenno-czasowej organizacji grup dyslokacji, jednakże zarówno ich struktura jak i przyczyny powstawania oraz rozprzestrzeniania się nie są jeszcze dokładnie poznane [28-30]. Występowanie pasm ścinania obserwuje się powszechnie w procesach tworzenia się przewężenia (szyjki) w czasie rżnięcia oraz w procesach walcowania lub nieswobodnego ściskania. Odrębną klasę stanowią również tzw. procesy ze zmianą drogi odkształcenia, polegające na tym, że właściwej deformacji podlegają próbki, które uprzednio zostały odkształcone w odmienny sposób (np. z cyklicznie odkształconych monokryształów wycina się próbki o określonej orientacji, które następnie poddaje się próbie rozciągania). Kontrolowanie procesu powstawania pasm ścinania ma ogromne znaczenie w technologiach przetwórstwa metali. Tak więc np. zaobserwowanie silnych korelacji pomiędzy zmianami orientacji w badanym materiale (czyli zmianami tekstury) a zarodkowaniem pasm ścinania w procesie nieswobodnego ściskania [29-32], wspomagane obserwacjami zachowania się emisji akustycznej, mogą przyczyniać się do wyjaśniania natury powstawania pasm ścinania.

Innym procesem lokalizacji odkształcenia, który również często manifestuje się w postaci makroskopowych spadków i wzrostów naprężenia płynięcia - jest bliźniakowanie [11-16]. Polega ono na tym, że w kryształach powstają obszary (bliźniaki, Rys.12), których orientacja krystalograficzna stanowi zwierciadlane odbicie początkowej, wyjściowej orientacji kryształu względem płaszczyzny, zwanej płaszczyzną bliźniakowania, w której zachodzi proces bliźniakowania (Rys.13). W odróżnieniu od mechanizmu zwykłego poślizgu (Rys.13a), uważa się, iż bliźniakowaniem rządzi



Rys.12. Bliźniaki obserwowane w kryształach cynku (a - wg [4]) oraz w kryształach miedzi deformowanych w niskich temperaturach (b).

mechanizm, zwany biegunowym (Rys.13d). Mechanizm ten wymaga bowiem istnienia śrubowej dyslokacji lasu, stanowiącej biegun wokół którego ślizgałaby się dyslokacja cząstkowa, tj. dyslokacja o wektorze Burgersa mniejszym od parametru sieci. Jest możliwe, że w



Rys.13. Schemat ilustrujący podstawowe elementy procesu bliźniakowania. Ruch dyslokacji cząstkowej (b_2) wokół bieguna (b_1) dyslokacji śrubowej (d) prowadzi do nowych, zwierciadlanych położań atomów (c), w wyniku czego deformacja kryształu (b) różni się zasadniczo od deformacji na skutek zwykłego poślizgu (a).

efekcie takiego spiralnego rodzaju ruchu dyslokacji cząstkowej deformacja, związana z wyjściem bliźniaka na powierzchnię kryształu (np. miedzi, Rys.12b) - będzie wyglądała właśnie tak jak to schematycznie pokazują Rys.13b i c.

W następnym rozdziale przedstawiono i zanalizowano zachowanie się EA podczas deformacji plastycznej, w szczególności związanej z tymi różnorodnymi formami odkształcania, które tutaj omówiono.

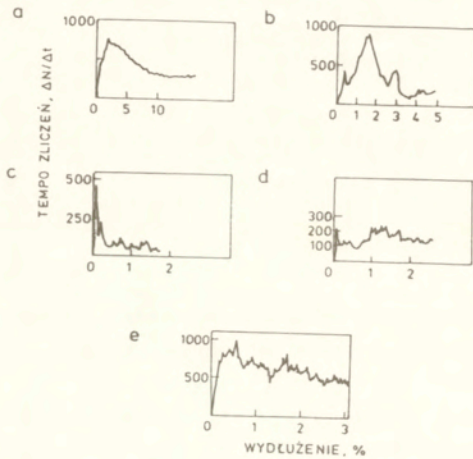
EMISJA AKUSTYCZNA W MONOKRYSTAŁACH

2.1. EA w metalach

Jednymi z pierwszych ważniejszych badań doświadczalnych EA podczas deformacji plastycznej monokryształów metali i stopów są obserwacje FISHERA i LALLY [33]. Rys.14 ilustruje zachowanie się tempa EA w czasie rozciągania kilku różnych monokryształów w funkcji wydłużenia próbki.

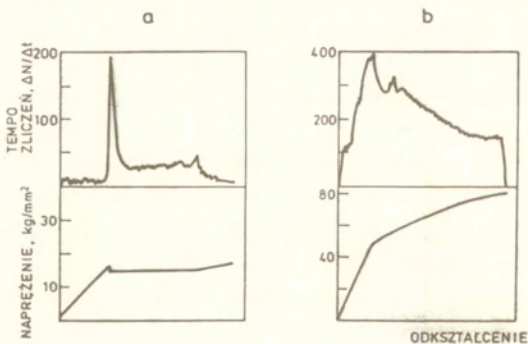
Dla porównania na Rys.15 przytoczono – również wg [33] – typowe przebiegi EA w metalach polikrystalicznych. Natomiast na Rys.16 pokazano zachowanie się EA, zaobserwowane w polikrystalicznym żelazie ARMC0 po zmianie drogi deformacji [34]. W tym bowiem przypadku proces lokalizacji odkształcenia zachodzi poprzez rozwój charakterystycznie skrzyżowanych pasm ścinania (rysunek w ramce; wg [35]).

W swojej doświadczalnej pracy [33], FISHER i LALLY zasugerowali również model, w którym przebieg EA jest wynikiem szybkiego, kolektywnego ruchu dużej liczby dyslokacji. Ich model stanowi punkt wyjścia dla następujących, bardziej szczegółowych modeli. I tak np. SEDGWICK [36] rozważał już dwie możliwe przyczyny EA: szybkie działanie źródeł dyslokacji oraz nagłe uwalnianie spiętrzeń dyslokacji. Pierwszą z tych przyczyn, jako ważniejszą, rozważył szczegółowo i zasugerował istnienie silnej korelacji pomiędzy rozkładem $N(L)$ długości segmentów dyslokacji (potencjalnie stanowiących źródła Franka-Reada) a rozkładem $N(\epsilon)$ liczby zliczeń w funkcji stopnia odkształcenia. Z kolei JAMES i CARPENTER [37], badając EA w kryształach cynku, rozważają jeszcze inne możliwości: tempo zliczeń impulsów EA jest proporcjonalne do szybkości wzrostu całkowitej gęstości dyslokacji ρ , do wzrostu gęstości dyslokacji ruchliwych ρ_m , bądź wreszcie do szybkości wzrostu gęstości dyslokacji ruchliwych $d\rho_m/dt$. Za najbardziej prawdopodobną uważają tę ostatnią możliwość, przy czym szybkość wzrostu gęstości



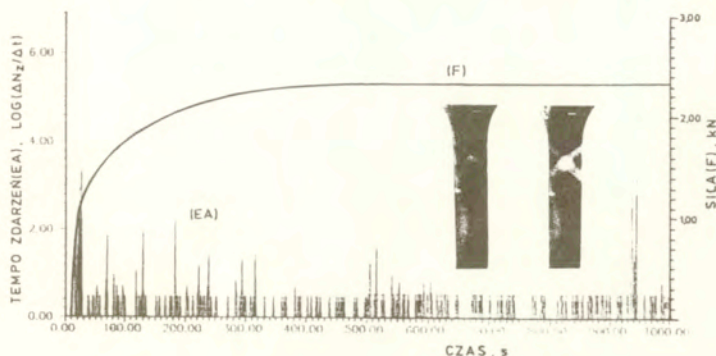
Rys.14. Typowe charakterystyki akustyczne monokryształów metali i stopów (wg [33]): (a) - Cu, (b) - CuZn, (c) - Cu-7%Al, (d) - Fe, (e) - Mg.

dyslokacji ruchliwych jest uwarunkowana przede wszystkim zdolnością odrywania się dyslokacji od punktów zakotwiczenia a w mniejszym stopniu samą multiplikacją dyslokacji (np. wskutek działania źródeł Franka-Reada). Przyjmując, że średnia długość segmentu linii dyslokacji pomiędzy punktami zakotwiczenia jest rzędu 10^{-4} m, JAMES i CARPENTER [37] jako pierwsi oszacowali, że całkowita długość linii dyslokacji, odpowiadająca tym segmentom,



Rys.15. Typowe zachowanie się EA podczas jednorodnej (b) i niejednorodnej (a) deformacji metalu polikrystalicznego (wg [33]).

które powinny być zaangażowane w wytworzenie mierzalnego impulsu EA – jest rzędu od 10 do 100 m.



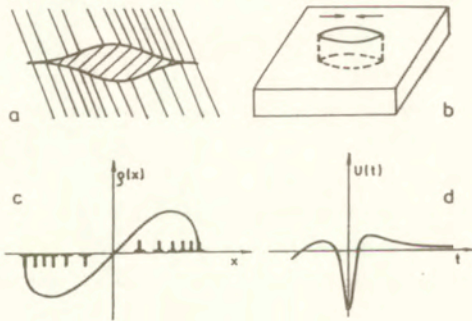
Rys.16. Zachowanie się EA podczas rozciągania uprzednio zdeformowanego polikrystalicznego żelaza ARMCO (właśnie w tego typu eksperymentach w strukturze obserwuje się charakterystycznie skrzyżowane pasma ścinania; rysunek w ramce; wg [35]).

Z drugiej strony IMANAKA i in. [38], badając EA podczas cyklicznego ściskania (obciążanie – odciążanie) monokryształów miedzi zasugerowali, że dominującą rolę w wytwarzaniu impulsów EA odgrywa jednak multiplikacja dyslokacji. Przeprowadzając testy ze skokową zmianą prędkości odkształcenia stwierdzili, że zmiany w zachowaniu EA indukowane zmianami tej prędkości są odwracalne, a obserwowany wzrost tempa EA na skutek skokowego wzrostu prędkości deformacji może być rezultatem dynamicznej aktywności źródeł Franka-Reada. Warto tutaj jeszcze dodać, że posługując się metodą EA, byli oni pierwsi, którzy zauważyli, iż powszechnie dotychczas przyjmowane założenie o stałości gęstości dyslokacji ruchliwych w czasie skokowej zmiany prędkości odkształcenia należy ponownie szczególnie rozważyć. Z punktu widzenia badań mechanizmów odkształcenia plastycznego problem ten jest ważny i będzie jeszcze później dyskutowany w kontekście omawiania własnych wyników badań EA w monokryształach miedzi. Wracając do dynamicznej aktywności źródeł Franka-Reada należy pamiętać, że IMANAKA i in. [38] mają tu na uwadze na tyle szybkie generowanie dyslokacji, aby mógł być zagwarantowany odpowiednio szybki wzrost długości linii dyslokacji ruchliwych. Właśnie w tym sensie wszystkie wspomniane modele mają

zasadniczy wspólny element: przyczyną obserwowanych impulsów EA jest odpowiednio szybki ruch odpowiedniej liczby dyslokacji.

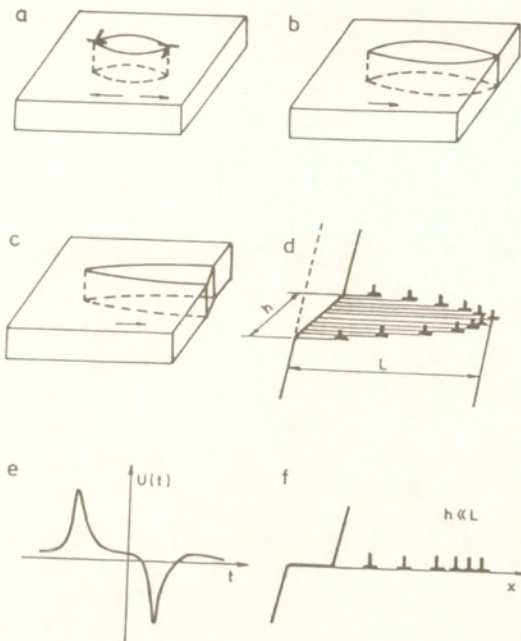
2.2. EA w kryształach kalcytu i anihilacyjna koncepcja przyczyn EA

Natomiast możliwość całkowicie odmiennego podejścia do kwestii przyczyn EA podczas deformacji plastycznej wynika z serii badań doświadczalnych przeprowadzonych na kryształach kalcytu w latach siedemdziesiątych przez BOIKO i in. [39-43]. Mianowicie, za pomocą specjalnej techniki wytwarzano w tych kryształach cienkie, sprężyste bliźniaki, które pod wpływem zewnętrznego obciążenia lub odciążenia mogły, odpowiednio, wychodzić na powierzchnię swobodną kryształu lub zanikać w jego wnętrzu. W obu przypadkach rejestrowano sygnały EA. Na Rys.17-18 przedstawiono schematycznie ideę tych eksperymentów. Z punktu widzenia teorii dyslokacji



Rys.17. Schemat ilustrujący powstawanie sygnału EA podczas zaniku cienkiego, sprężystego bliźniaka wewnątrz kryształu kalcytu (wg [39-43]).

cienka płytką bliźniacza wewnątrz kryształu (Rys.17a,b) może być – w przypadku gdy jej szerokość jest znacznie mniejsza od jej długości – reprezentowana przez podwójnie zakończone spiętrzenie dyslokacji różnionamiennych (Rys.17c). Po odciążeniu kryształu dyslokacje ulegają wzajemnej anihilacji w centrum spiętrzenia i następuje zanik bliźniaka, któremu towarzyszy określony sygnał EA (Rys.17d). Podobnie bliźniak wychodzący na powierzchnię (Rys.18a-c) może być reprezentowany przez jednostronne spiętrzenie



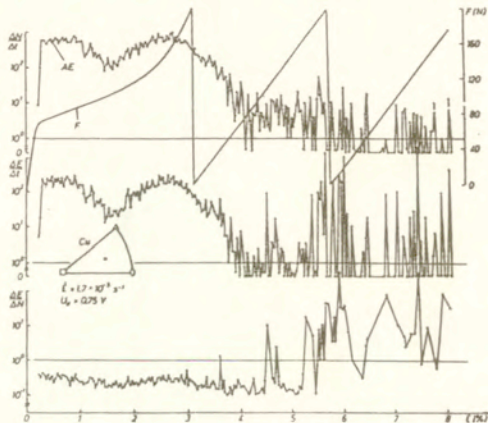
Rys.18. Schemat ilustrujący powstawanie sygnału EA podczas wyjścia cienkiego, sprężonego bliźniaka na powierzchnię kryształu walcytu (wg [39-43]).

dyslokacji jednoimiennych (Rys.18f). W ten sposób wychodzenie bliźniaka na powierzchnię kryształu pod wpływem obciążenia zewnętrznego może być traktowane jako anihilacja rzeczywistych dyslokacji w spiętrzeniu z dyslokacjami wirtualnymi o przeciwnych znakach, stanowiącymi pozorne obrazy dyslokacji w bliźniaku względem powierzchni kryształu. Również temu procesowi towarzyszy sygnał EA (Rys.18e) i ważne jest, że sygnał ten powstaje dopiero wówczas gdy front rozprzestrzeniającego się bliźniaka osiągnie powierzchnię swobodną kryształu (Rys.18b).

2.3. EA w monokryształach miedzi i zastosowanie koncepcji anihilacyjnej przyczyn EA

Badania emisji akustycznej w kryształach miedzi oraz stopów miedzi z aluminium zostały również przeprowadzone przez innych

badaczy [44-47] (szczegółowy opis aparatury przedstawiono w [48]). Na Rys.19 przedstawiono równoczesne zachowanie się parametrów EA oraz siły rozciągającej F w funkcji stopnia odkształcenia ϵ dla monokryształu miedzi o orientacji "miękkiej" tzn. takiej, przy której odkształcenie rozpoczyna się od zakresu łatwego poślizgu gdzie dominuje tylko jeden aktywny system poślizgu. Mierzone parametry EA to: tempo zdarzeń $\frac{\Delta N}{\Delta t}$, parametr $\frac{\Delta E}{\Delta t}$ określający energię zdarzeń zarejestrowanych w przedziale czasowym Δt oraz parametr $\frac{\Delta E}{\Delta N}$ mówiący o energii przypadającej na pojedyncze zdarzenie zarejestrowane w tym przedziale. Za miarę energii pojedynczego zdarzenia przyjęto powierzchnię pod obwiednią krzywej uzyskanej przez podniesienie do kwadratu funkcji $f(t)$ opisującej przebieg czasowy impulsu akustycznego [48]. Widać, że tempo

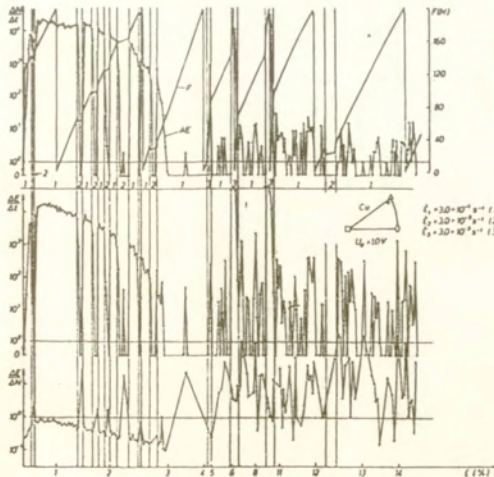


Rys.19. Zachowanie się parametrów EA podczas rozciągania monokryształu miedzi o "miękkiej" orientacji w zakresie I i II stadium umocnienia (linie pionowe na wykresie siły związane są ze zmianą skali rejestratora; λ_0 - napięcie progowe dyskryminatora, przedział pomiarowy czasu $\Delta t=1s$, tempo zdarzeń oznaczono tutaj wyjątkowo przez $\Delta N/\Delta t$).

zdarzeń EA wykazuje wyraźne dwa rozległe maksima, z których pierwsze związane jest z zakresem łatwego poślizgu a drugie z przejściem od stadium I do stadium II krzywej umocnienia. Ponadto, można zauważyć, że po określonym stopniu odkształcenia (najczęściej już w zakresie zaawansowanego II stadium) tempo EA w końcowej fazie przebiegu spada i ustala się średnio na wyrażnie

niższym poziomie. Można by więc powiedzieć, mając na uwadze również Rys.14-16, że znaczący spadek tempa EA w końcowej fazie jej przebiegu - po określonym stopniu odkształcenia - jest niemal uniwersalną cechą EA w deformowanych plastycznie kryształach metali. Dotyczy to oczywiście stopnia odkształcenia znacznie poniżej wartości przy której następuje zerwanie próbki; wtedy bowiem - jak wiadomo - występują wzmożone efekty akustyczne w tym również w zakresie słyszalnym.

Z drugiej strony początkowa faza przebiegu EA wygląda nieco inaczej w monokryształe miedzi o orientacji "twardej", tzn. takiej przy której poślizg następuje od samego początku w dwóch co najmniej systemach. Przebieg EA dla takiego kryształu pokazuje Rys.20. Widać, że występuje tutaj tylko jedno rozległe maksimum, co najwyraźniej jest skorelowane z faktem, iż krzywa umocnienia rozpoczyna się od II stadium gdyż poślizgi w pierwotnym i wtórnym systemie zachodzą tu równocześnie. Natomiast faza końcowa przebiegu EA jest znowu podobna jak w poprzednio omawianych przypadkach: i tutaj następuje znaczący spadek tempa EA w zakresie zaawansowanego II stadium umocnienia.

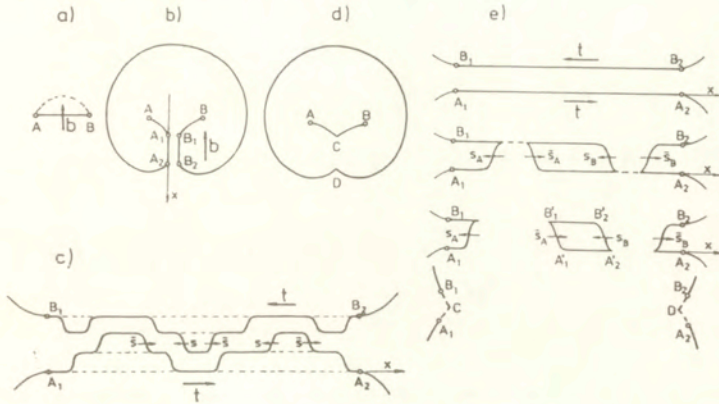


Rys.20. Zachowanie się parametrów EA podczas rozciągania monokryształu miedzi o "twardej" orientacji. Dodatkowo widoczne są również przebiegi tych parametrów w czasie skokowych zmian prędkości odkształcenia (oznaczenia jak na Rys.19).

Na Rys.20 przedstawiono dodatkowo zachowanie się EA także w czasie skokowych zmian prędkości odkształcenia. Widać, że tempo EA gwałtownie spada lub gwałtownie wzrasta w zależności czy prędkość odkształcenia $\dot{\epsilon}$ skokowo spadała lub wzrastała. Ponieważ spadkowi prędkości odkształcenia (np. na Rys.20 z $\dot{\epsilon}_1$ na $\dot{\epsilon}_2 < \dot{\epsilon}_1$) towarzyszy spadek naprężenia płynięcia, więc takie zachowanie EA jest również zgodne z efektem Kaisera [2] gdyż, jak widać, emisja akustyczne pojawia się ponownie dopiero wówczas gdy zostanie przekroczona poprzednia wartość naprężenia płynięcia, czyli gdy prędkość odkształcenia zmieni się znowu z wartości $\dot{\epsilon}_2$ na $\dot{\epsilon}_1$. Ten, z pozoru wydawałoby się trywialny wynik doświadczenia jest jednakże trudno zinterpretować w zadowalający sposób w oparciu o jakikolwiek model z klasy tych modeli, które przyczyn EA upatrują tylko w naturze ruchu dyslokacji. Wynika to z faktu, że analityczny związek EA z ruchem dyslokacji wyraża się formułą analogiczną do wzoru Heitlera w elektrodynamice, określającego promieniowanie elektromagnetyczne elektronu na skutek jego przyspieszania lub hamowania. Matematyczny zarys tego zagadnienia przedstawiono w następnym rozdziale. Tutaj przytoczymy jedynie, że formuła ta - wyprowadzona przez ESHELBY [49] w latach sześćdziesiątych - mówi, iż szybkość wypromieniowania energii akustycznej jest proporcjonalna do średniej wartości z kwadratu pochodnej czasowej prędkości dyslokacji. Tak więc przy skokowych zmianach prędkości odkształcenia - proporcjonalnych do prędkości dyslokacji - powinniśmy obserwować wzrost tempa EA nawet przy skokowym spadku prędkości odkształcenia. Po drugie takie zachowanie EA byłoby sprzeczne w pewnym sensie również ze wspomnianym już efektem Kaisera gdyż gwałtowny spadek prędkości odkształcenia można traktować jako częściowe odciążenie próbki.

Powyższych trudności interpretacyjnych można uniknąć przyjmując koncepcję anihilacyjną przyczyn EA. Poniżej przedstawimy główne założenia tej koncepcji i pokażemy jak w jej świetle można jakościowo interpretować wyniki przedstawione na Rys.19-20. Dwa rozległe maksima EA (Rys.19), skorelowane odpowiednio z początkiem I i II stadium umocnienia, mogą być rezultatem anihilacji odcinków dyslokacji w czasie działania źródeł Franka-Reada odpowiednio w systemie pierwotnym (stadium I łatwego poślizgu) a następnie w systemie wtórnym (II stadium umocnienia). Taki mechanizm, oparty

na anihilacji przęgień dyslokacyjnych podczas działania źródła Franka-Reada, przedstawiono schematycznie na Rys.21. Dodatkowo przęgięcia dyslokacyjne na odcinku A_1A_2 , w momencie tuż przed wygenerowaniem pętli ze źródła, ulegają anihilacji z ujemnymi przęgięciami na odcinku B_1B_2 (Rys.21c). W ten sposób przy każdym wygenerowaniu pętli dyslokacyjnej ze źródła następuje uwolnienie określonej ilości energii sprężyste, zależnej od długości anihilujących odcinków dyslokacji.



Rys.21. Schemat ilustrujący mechanizm anihilacji przęgień dyslokacyjnych podczas generowania pętli dyslokacji ze źródła Franka-Reada (etapy (a), (b), (d) por. Rys.7). Schematy (c) i (e) dotyczą anihilacji przęgień odpowiednio w przypadku złożonej i najprostszej (prostoliniowej) konfiguracji odcinków A_1A_2 i B_1B_2 linii dyslokacji.

Dodajmy, że rozpatrując ten proces na poziomie mikroskopowym w oparciu o własności solitonowe dyslokacji (również krótko omówione w następnym rozdziale) – sformułowano także hipotezę [50], iż anihilacja pary solitonów-przęgień dyslokacyjnych o przeciwnych znakach prowadzi do emisji fononów akustycznych. Przymuszczalnie pojedyncze zdarzenie akustyczne (w literaturze angielskiej tzw. burst) jest tutaj wynikiem anihilacji pewnej liczby przęgień, następującej podczas wygenerowania przez pojedyncze źródło od kilkudziesięciu do kilkuset pętli dyslokacyjnych. Kwestia ta jest jednakże nadal otwarta i przy użyciu obecnie dostępnej aparatury jeszcze niemożliwa do definitywnego rozstrzygnięcia. Powyższe przypuszczenie należy więc rozumieć w tym sensie, że dominujący

wkład do mierzalnego impulsu EA pochodzi tutaj od efektów anihilacji dyslokacji wewnątrz kryształu. Oczywiście nie wyklucza to udziału pochodzącego od efektów niestacjonarnego ruchu dyslokacji (np. przyspieszenie generowanych ze źródła pętli dyslokacji) jak również od innych efektów anihilacyjnych, związanych np. ze zjawiskiem wychodzenia dyslokacji na powierzchnię swobodną kryształu, jako że zjawisko to można rozpatrywać także w kategoriach procesów anihilacji dyslokacji z ich pozornymi obrazami względem tej powierzchni. Udział tych ostatnich efektów wydaje się również bardziej prawdopodobny niż udział efektów niestacjonarnego ruchu dyslokacji a to z uwagi na fakt, że grubości próbek w omawianych doświadczeniach (Rys.19-20) były rzędu średniej drogi swobodnej dyslokacji - co oznacza, że rzeczywiście wiele dyslokacji mogło osiągać powierzchnię próbki.

Istnienie korelacji pomiędzy maksimami EA a stadiowością krzywej umocnienia znajduje potwierdzenie również na Rys.20. Widoczny jest tutaj brak zakresu łatwego poślizgu ponieważ kryształ o "twardej" orientacji od początku odkształca się równocześnie w obu systemach poślizgu (pierwotnym i wtórnym) i krzywa umocnienia rozpoczyna się od razu od II stadium liniowego. Natomiast w przebiegu EA występuje tylko jedno rozległe maksimum tempa zdarzeń. Wynika to stąd, że efekty anihilacji spowodowane działaniem źródeł dyslokacji w obu systemach poślizgu występują równocześnie i sumują się co dodatkowo odzwierciedla się w postaci znacznie wyższego, rzędu $10^4/s$, tempa zdarzeń niż w przypadku występowania dwóch maksimów EA, kiedy wartość ta była rzędu $10^2-10^3/s$.

Wreszcie znaczny spadek tempa EA w obszarze zaawansowanego II stadium umocnienia (obserwowany w obu omawianych przypadkach; Rys.19-20) związany jest ze spadkiem intensywności aktów anihilacji, jako że wcześniej wytworzona ze źródeł znaczna ilość dyslokacji ciągle jest zaangażowana w proces deformacji i kontynuacja odkształcenia nie wymaga już uruchamiania tak znacznej ilości nowych źródeł dyslokacji. Spadek tempa EA jest więc konsekwencją spadku liczby aktywnych źródeł Franka-Reada wytwarzających zdarzenia anihilacyjne.

W świetle koncepcji anihilacyjnej przyczyn EA wydaje się więc zrozumiałe, że w czasie skokowego spadku prędkości odkształcenia

(Rys. 20) następuje spadek tempa EA gdyż obniżenie naprężenia zewnętrznego – wywołane właśnie spadkiem prędkości odkształcenia – powoduje, że liczba aktualnie działających źródeł dyslokacji odpowiednio maleje, co z kolei powoduje obniżenie intensywności zachodzenia zdarzeń anihilacyjnych. Podobnie wzrost naprężenia zewnętrznego, indukowany skokowym wzrostem prędkości odkształcenia, powoduje uruchomienie nowych, dodatkowych źródeł dyslokacji, których działanie zwiększa liczbę aktów anihilacyjnych. Taka interpretacja zachowania się EA w czasie skokowych zmian prędkości odkształcenia potwierdza wcześniej wspomniane przypuszczenie IMANAKI i in. [38]. Tak więc z zastosowania metody EA i anihilacyjnej koncepcji przyczyn EA wynika ważny wniosek, że zmiany gęstości dyslokacji ruchliwych (w postaci zmiany liczby działających źródeł dyslokacji) w czasie skokowych zmian prędkości odkształcenia są na tyle istotne, iż nie można ich zaniedbywać – jak to się niestety często czyni – przy wszelkiego typu analizach termicznie kontrolowanego ruchu dyslokacji, szczególnie w kryształach metali o sieci Al [19,20,23,51].

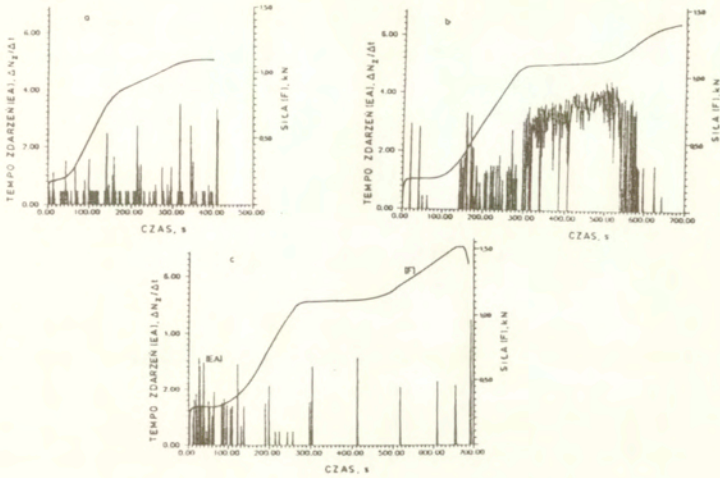
2.4. Inne zastosowania koncepcji anihilacyjnej EA

Należy tutaj również wspomnieć, że koncepcję anihilacyjną EA zastosowano także w pracy [52] do próby tłumaczenia lokalnych wzrostów tempa EA (zsynchronizowanych z lokalnymi pikami naprężenia płynięcia), obserwowanych podczas efektu PL [53,54]. Mianowicie te wzrosty tempa EA (czy lepiej wzrosty sumy zliczeń ΣN lub sumy zdarzeń ΣN_z) są związane z anihilacją dyslokacji po odblokowaniu źródeł Franka-Reada od atmosfer Cottrella. Takie odblokowanie ma miejsce każdorazowo po osiągnięciu lokalnego maksimum naprężenia płynięcia. Nadzieję rokują także próby zastosowania tej koncepcji do tłumaczenia (ciągle kontrowersyjnej) zależności EA od wielkości ziarna. Potwierdzono bowiem, że przynajmniej w miedzi [55] i mosiądzu α [56] suma zdarzeń rośnie w miarę spadku wielkości ziarna. Tutaj – podobnie jak u Sedgwicka [36] – idea polega na posługiwaniu się rozkładem $N(L)$ segmentów dyslokacji. Sumaryczna liczba aktów anihilacji dyslokacji będzie większa w mniejszym ziarnie gdyż – jak wynika ze wzorów (2) i (8)

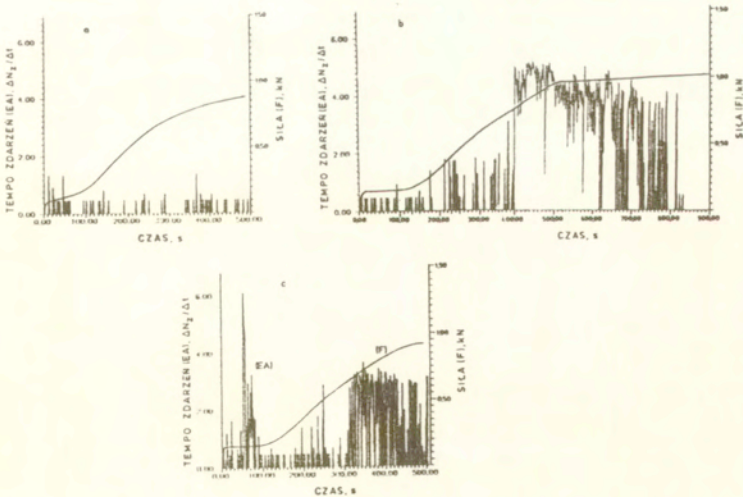
- większa będzie wtedy całkowita liczba uruchomionych segmentów dyslokacji, działających jako źródła Franka-Reada.

2.5. EA w monokryształach stopowych Cu-Al

Korelacja pomiędzy zachowaniem się EA a stadiowością krzywej umocnienia jest również widoczna w przypadku monokryształów stopowych miedzi i aluminium (Rys.22-23). Na Rys.22a-c przedstawiono przebiegi EA dla monokryształów Cu-Al o orientacji osi rozciągania typu $\langle 112 \rangle$ i odpowiednio niskiej (ok. 8,7%), średniej (ok. 11%) i wysokiej (ok. 16%) zawartości aluminium. Widać, że dla tej orientacji krzywe umocnienia wykazują najczęściej cztery charakterystyczne fazy odkształcenia. Dwie pierwsze przebiegają podobnie jak liniowe stadia umocnienia w monokryształach czystej miedzi. Pozostałe etapy są również najczęściej liniowe, co wiąże się z brakiem wyraźnej tendencji do występowania stadium podobnego do III stadium parabolicznego, typowego w procesie umocnienia czystych monokryształów miedzi (Rys.6). Korelacja tempa EA z I i II stadium umocnienia najbardziej widoczna jest na Rys.22b,c. Ponadto charakterystyczne jest bardzo wysokie tempo EA w zakresie poziomym krzywej umocnienia (często zwanym "plateau") monokryształu o średniej koncentracji Al (Rys.22b). Z badań mikrostrukturalnych [57] wynika, że zakres ten jest ściśle związany z intensywnym procesem bliźniakowania. Charakterystyczne jest również to, że przy końcu stadium "plateau", kiedy krzywa umocnienia wchodzi w następny, raczej nieliniowy zakres - tempo mierzalnej EA gwałtownie spada i praktycznie niemal całkowicie zanika (wysokie piki EA, odpowiadające punktom końcowym krzywych umocnienia na Rys.22a,c i 23c, związane są z zerwaniem próbki). Można więc wnioskować, że proces bliźniakowania dla tej orientacji monokryształu, zachodzi gdy zostanie przekroczona pewna określona, krytyczna wartość koncentracji aluminium. Takie spostrzeżenie znajduje potwierdzenie na Rys.23a-c, które przedstawiają przebiegi EA i krzywe umocnienia dla monokryształów Cu-Al o orientacji osi rozciągania typu $\langle 145 \rangle$ oraz o nieco węższym zakresie koncentracji Al (niskiej - ok. 2,5%, średniej - ok. 6% i wyższej - ok. 8,7%, odpowiednio). Przy tej



Rys.22. Emisja akustyczna podczas rozciągania monokryształów stopowych miedzi i aluminium o orientacji osi rozciągania typu $\langle 112 \rangle$: (a) - Cu-8,7%Al, (b) - Cu-11%Al oraz (c) - Cu-16%Al.

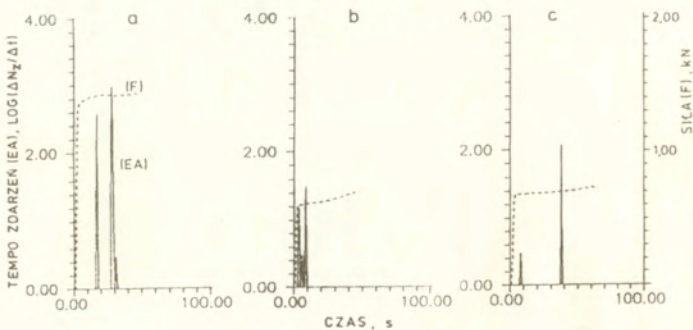


Rys.23. Emisja akustyczna podczas rozciągania monokryształów stopowych miedzi i aluminium o orientacji osi rozciągania typu $\langle 145 \rangle$: (a) - Cu-2,5%Al, (b) - Cu-6%Al oraz (c) - Cu-8,7%Al.

orientacji krzywe umocnienia wykazują typowe dla czystych monokryształów III stadium jedynie dla najniższej koncentracji Al (Rys.23a), przy czym ze wzrostem koncentracji Al występuje tu równocześnie silna tendencja do liniowości poszczególnych zakresów umocnienia w tym głównie tendencja do przejścia w zakres "plateau".

2.6. EA a lokalizacja odkształcenia

Z powyższej analizy widać, że proces bliźniakowania w monokryształach Cu-Al, który również można uważać za formę lokalizacji odkształcenia, charakteryzuje się tym, że stowarzyszone z nim wysokie tempo EA najczęściej przypada na zakres "plateau" krzywych umocnienia. Występowanie zakresu "plateau" często również wiąże się z innymi formami lokalizacji odkształcenia, które mają miejsce w takich przypadkach jak np. te już wspomniane wcześniej (Rys.15-16) lub w przypadku deformacji monokryształów uprzednio odkształconych gdzie lokalizacja odkształcenia najczęściej zachodzi - mówiąc jak najogólniej - także poprzez tworzenie i propagację pasm poślizgu lub pasm ścinania. Przykładowo na Rys.24 przedstawiono zachowanie się EA podczas rozciągania monokryształów miedzi, które zostały odpowiednio wycięte z próbek o wymiarach 100x25x10mm, uprzednio zdeformowanych w sposób cykliczny ze stałą

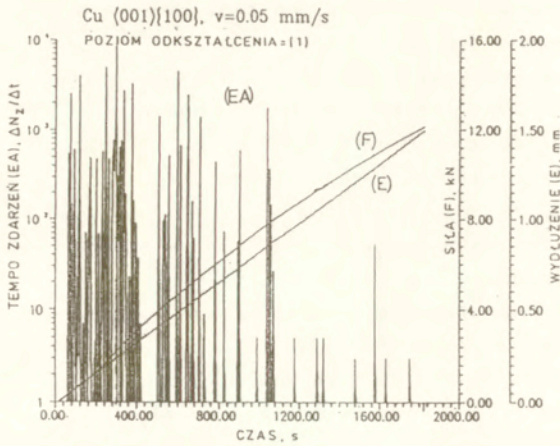


Rys.24. Emisja akustyczna podczas rozciągania próbek uzyskanych z uprzednio deformowanych cyklicznie monokryształów miedzi o orientacji osi rozciągania typu: a - $\langle 145 \rangle$, b - $\langle 110 \rangle$ oraz c - $\langle 001 \rangle$.

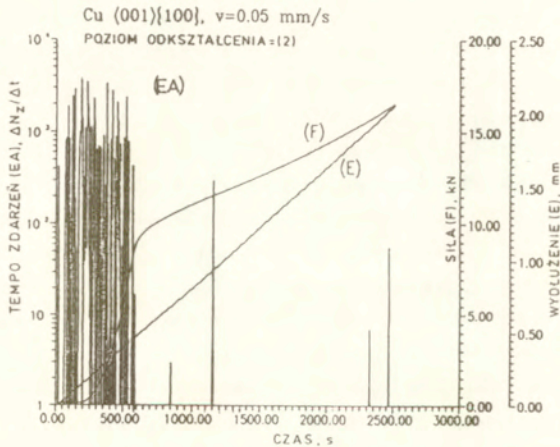
amplitudą naprężenia przy użyciu maszyny wytrzymałościowej typu MTS. Te pierwotne monokryształy posiadały orientację osi deformacji odpowiednio typu: $\langle 145 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ oraz $\langle 001 \rangle$ natomiast samo wycinanie próbek przeznaczonych do rozciągania miało na celu zapewnienie uruchamiania nowych systemów poślizgu, które podczas deformacji cyklicznej nie były aktywne [58,47]. Przedstawione wyniki sugerują, że EA w próbkach, które już wcześniej były umocnione jest znacznie mniej obfita nawet w początkowym zakresie granicy plastyczności, natomiast sporadycznie pojawiające się pojedyncze piki EA występują jedynie w zakresie mniej (Rys.24b) lub bardziej (Rys.24c) rozległego "plateau", bądź też są one skorelowane (Rys.24a) z niewielkim spadkiem naprężenia, spowodowanym lokalizacją odkształcenia.

Metodę EA zastosowano również w badaniach lokalizacji odkształcenia zachodzącej podczas nieswobodnego ściskania monokryształów miedzi [59]. Wcześniejsze wyniki uzyskane w tego typu badaniach [29-32] wykazały, że zarówno w polikryształach jak i w monokryształach, lokalizacji odkształcenia związanej z powstawaniem pasm ścinania towarzyszą zmiany tekstury deformacji. Okazuje się, że również występują zmiany w zachowaniu się EA [59]. Przykładowo na Rys.25-30 przedstawiono zachowanie się EA, siły (F) i wydłużenia (E) w funkcji czasu trwania dla kilku wybranych etapów nieswobodnego ściskania monokryształów miedzi o orientacji kubicznej $\langle 001 \rangle \{100\}$. Próbkę wyjściową w kształcie sześcianu o boku 10mm poddano - za pomocą dynamicznej maszyny wytrzymałościowej typu INSTRON 6025 - nieswobodnemu ściskaniu z prędkością 0,05 mm/s. Następnie próbkę obcinano i ponownie poddawano temu samemu testowi. W ten sposób wykonano kilkanaście eksperymentów [59]. Przytoczone tutaj wyniki dotyczą jedynie kilku początkowych (Rys.25-28) oraz kilku końcowych (Rys.29-30) etapów deformacji. Te początkowe etapy, czy też poziomy odkształcenia, oznaczone numerami od (1) do (4) odpowiadały kolejno gniotom: 10,3%, 25,1%, 34,6% oraz 48,6% (Rys.25-28, odpowiednio), zaś te końcowe, oznaczone numerami od (10) do (11) - gniotom 90,4% i 95,6% (Rys.29-30, odpowiednio).

Analizując zachowanie się EA, można powiedzieć, że bardzo wysokie tempo EA - występujące niemal od samego początku deformacji na każdym poziomie odkształcenia - jest związane z



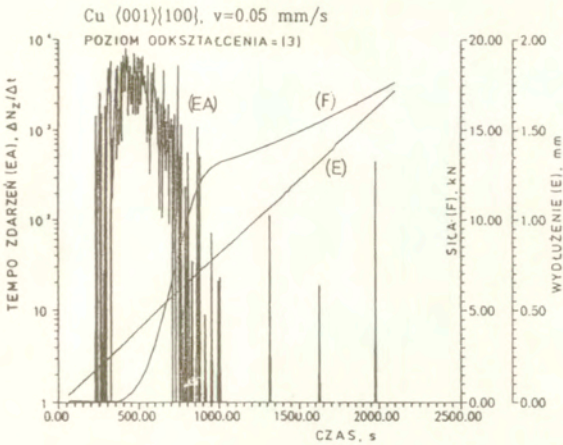
Rys. 25.



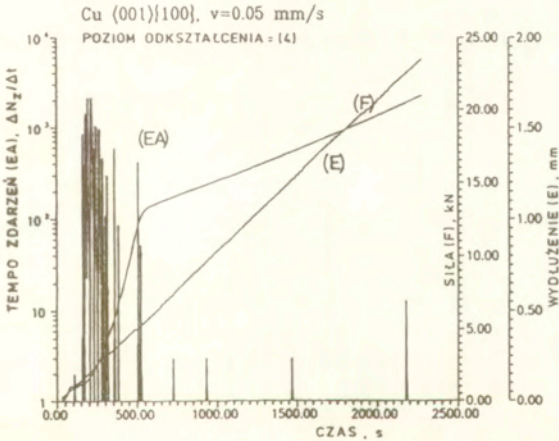
Rys. 26.

Rys. 25-30. Emisja akustyczna podczas nieswobodnego ściskania monokryształów miedzi o orientacji kubicznej $\langle 001 \rangle \{ 100 \}$ rejestrowana na poziomach odkształcenia, odpowiednio: (1) - 10,3%, (2) - 25,1%, (3) - 34,6%, (4) - 48,6%, oraz (10) - 90,4% i (11) - 95,6% ($\Delta t = 4s$).

obszarem granicy plastyczności. Należy jednak pamiętać, że w obszarze poniżej makroskopowej granicy plastyczności, EA jest najprawdopodobniej wynikiem złożonego współdziałania kilku efektów: mechanicznego dopasowania się próbki do ścianek kanałka (zwłaszcza na początku zakresu sprężystego), efektu mikroplastyczności (pojawianie się pierwszych linii poślizgu)

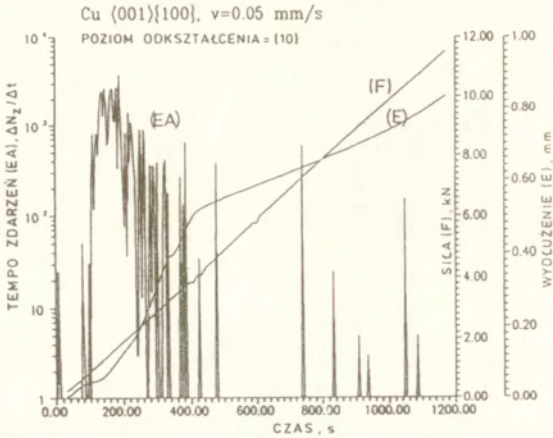


Rys. 27.

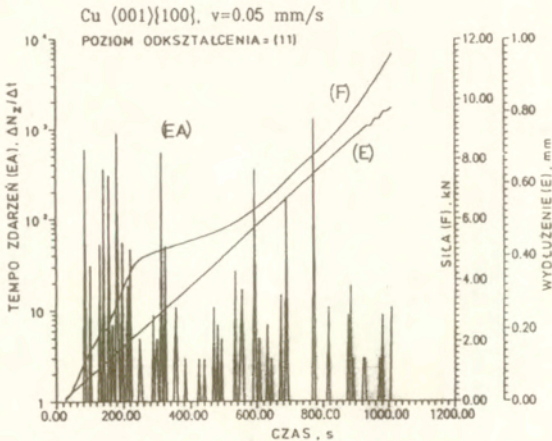


Rys. 28.

oraz również efektu Kaisera i sukcesywnego obcinania próbki przy kolejnym, ponownym jej obciążaniu. Ponadto na poziomie (1) odkształcenia (Rys.25) tempo EA jest jeszcze stosunkowo dość wysokie w całym zakresie plastycznym. Jest to ściśle związane z faktem, że od początku deformacji w monokryształ o orientacji kubicznej, źródła dyslokacji działają równocześnie w conajmniej dwóch niekoplanarnych systemach poślizgu (Rys.31a). Taka sugestia pokrywa się z wynikiem uzyskanym wcześniej [45] w próbie rozciągania monokryształów miedzi o podobnie "twardej" orientacji. Być może ślady tej wysokiej aktywności źródeł EA znajdują jeszcze



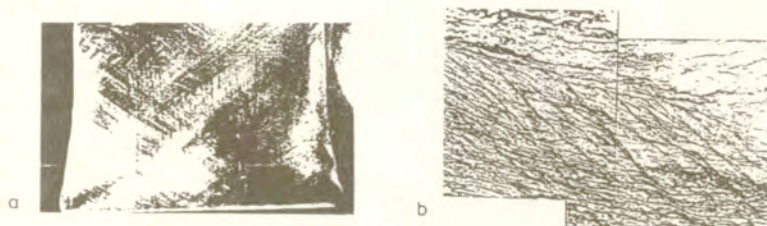
Rys. 29.



Rys. 30.

odzwierciedlenie w przebiegach EA pokazanych na Rys.26–27, chociaż jest całkiem prawdopodobne, że te silne pojedyncze piki EA w zaawansowanym zakresie plastycznym mogą być związane z zapoczątkowaniem procesu lokalizacji pojedynczych poślizgów (Rys.31a), który w końcowych etapach deformacji prowadzi do powstania pasma ścinania (Rys.31b). Z drugiej strony, bardzo charakterystyczny jest fakt, że przy wyższych poziomach odkształcenia – począwszy już od poziomu nr (4), (Rys.28) – aktywność źródeł EA wyraźnie spada po przekroczeniu granicy plastyczności. I tak jest na wszystkich wyższych poziomach

odkształcenia (od (5) do (9), nie pokazanych tutaj): tylko sporadycznie pojawiają się mniej lub bardziej wysokie piki EA a w strukturze obserwuje się rozwój pasm ugięcia [59] – zapoczątkowany już na poziomie (3) – oraz dalszy rozwój obszarów zlokalizowanych pojedynczych poślizgów.



Rys.31. Przykłady mikrostruktury kryształu miedzi o orientacji kubicznej, poddanego deformacji nieswobodnego ściskania: (a) – po odkształceniu 25,1%, x10 oraz (b) – po odkształceniu 95,6%, x400 (wg [59]).

W konsekwencji wypływałby stąd zasadniczy wniosek dotyczący zachowania się EA i lokalizacji odkształcenia. Mianowicie, silne pojedyncze piki EA mogłyby świadczyć o rozpoczęciu się procesu tworzenia się pasm ścinania, natomiast pogłębianie się tego procesu (poszerzanie lub propagacja pasma) zachodziłoby już na znacznie niższym poziomie aktywności źródeł EA. Takie stanowisko byłoby zbieżne z obserwacjami zachowania się EA podczas deformacji Lüdersa (Rys.15) bądź obserwacjami zachowania EA podczas rozciągania uprzednio zdeformowanego żelaza ARMCO (Rys.16). Z kolei na najwyższych poziomach odkształcenia (Rys.29–30) znowu można zaobserwować podwyższenie aktywności źródeł EA, z równoczesnym – gwałtowniejszym niż dotychczas – wzrostem siły zewnętrznej. W pracy [59], w której dodatkowo badania przeprowadzono również na polikrystalicznej miedzi, zasugerowano proste wyjaśnienie tego faktu. Mianowicie dalszy rozwój dotychczas powstałego makroskopowego pasma ścinania (czy nawet dalszy rozwój pasm ugięcia) zostaje – na skutek zmiany geometrii próbki po jej sukcesywnym obcinaniu – zablokowany w wyniku czego musiało dojść do uaktywnienia się nowych systemów poślizgu (Rys.31b).

Z przedstawionych powyżej danych doświadczalnych wynika, że jest całkiem naturalne upatrywanie źródeł EA w źródłach dyslokacji, natomiast trudniej jest rozstrzygnąć czy rejestrowane

impulsy akustyczne są wynikiem niestacjonarnego ruchu dyslokacji (w tym przypadku chodziłoby głównie o przyspieszenie w ruchu pętli generowanych przez źródła Franka-Reada) czy też są one wynikiem anihilacji segmentów dyslokacji, zachodzącej każdorazowo ilekroć następuje uwolnienie się pętli ze źródła Franka-Reada. Jak już wspomnieliśmy wcześniej są to dwa główne nurty koncepcyjne dotyczące przyczyn EA podczas deformacji plastycznej. Oba te nurty mają bardzo mocną podbudowę teoretyczną i w następnym, ostatnim rozdziale przedstawiono główne matematyczne założenia obu tych koncepcji.

DYSLOKACYJNE TEORIE EA

3.1. Teoria Eshelby

Najpierw omówimy te koncepcje, które przyczyn EA upatrują w niestacjonarnym ruchu dyslokacji. Pierwsze teoretyczne przewidywania możliwości generowania fal sprężystych przez poruszającą się dyslokację na skutek zmian prędkości jej ruchu datują się głównie na początku lat pięćdziesiątych [6,60-63]. Takie przewidywania najczęściej były następstwem badania przyczyn hamowania ruchu dyslokacji w kryształach. Jednakże dopiero ESHELBY [49] w 1962 podał, jako pierwszy, ścisłą formułę opisującą zależność emitowanej energii sprężystej w funkcji zmian prędkości ruchu dyslokacji a dokładniej ruchu drgającego pojedynczego przegięcia na linii dyslokacji. Punktem wyjścia jest tutaj model strunowy dyslokacji [64,7,8]. Równanie ruchu dyslokacji-struny, przy pominięciu sił zewnętrznych i sił tarcia ma postać

$$(9) \quad M \frac{\partial^2 \phi(x,t)}{\partial t^2} - T_D \frac{\partial^2 \phi(x,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial V(\phi)}{\partial \phi} = 0$$

gdzie M - masa efektywna dyslokacji na jednostkę długości, T_D - napięcie liniowe dyslokacji, zaś za $V(\phi)$ przyjmuje się najczęściej periodyczny potencjał Peierlsa

$$(10) \quad V(\phi) = \frac{\tau_p ab}{\pi} \sin^2 \left(\frac{\pi \phi}{a} \right)$$

w którym τ_p - naprężenie Peierlsa, a - parametr sieci kryształu, b - długość wektora Burgersa dyslokacji, ϕ - wychylenie dyslokacji z położenia równowagi. Analizując przypadek statyczny ($\partial \phi / \partial t = 0$), Eshelby otrzymuje rozwiązanie, które przy warunkach brzegowych $\phi = 0$ dla $x \rightarrow -\infty$ oraz $\phi = a$ dla $x \rightarrow +\infty$, opisuje kształt nieskończonej linii dyslokacji z pojedynczym przegięciem (kinkiem, Rys.32a)

$$(11) \quad \phi(x) = \frac{2\pi}{a} \arctg \left[\exp \frac{\pi x}{w} \right]$$

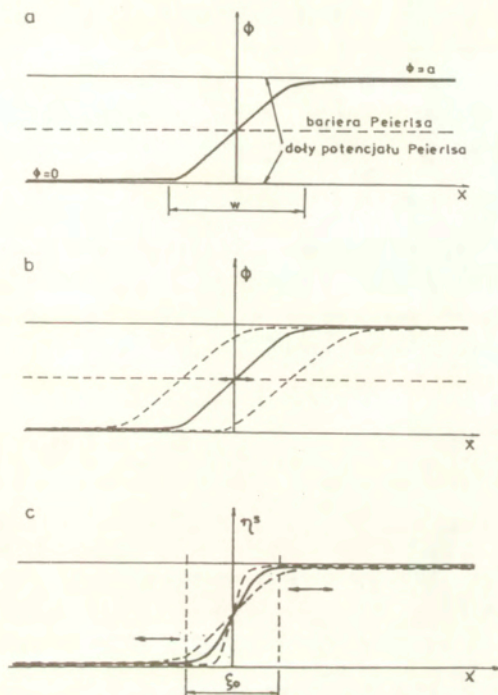
gdzie w jest szerokością kinku (nazwa kink dyslokacyjny coraz powszechniej przyjmuje się w jęz. pol. wprost z ang. dislocation kink; tutaj jednak częściej używamy nazwy przegięcie). ESHELBY [49] zakłada, że drgania kinku odbywają się w sposób sztywny tak, jak to schematycznie pokazano na Rys.32b. Zmiany w czasie prędkości liniowej $v_k(t)$ przegięcia mogą więc być zapisane w następującej postaci

$$(12) \quad v_k = -\omega_k A_k \sin \omega_k t$$

gdzie ω_k i A_k są odpowiednio częstotliwością i amplitudą drgań pojedynczego przegięcia. Istotą teorii Eshelby jest matematyczna konstrukcja oscylującego układu dwóch sił skupionych i sprowadzenie problemu znalezienia oscylującego pola sprężystego, wytwarzanego przez drgający kink (czyli właśnie fali akustycznej emitowanej przez drgające przegięcie) do zagadnienia znalezienia przemieszczeń sprężystych powstających na skutek oscylacji układu tych dwóch sił skupionych. W rezultacie formułę na szybkość P wypromieniowania energii akustycznej przez drgające przegięcie zapisuje się w postaci

$$(13) \quad P = m_k \gamma \langle \dot{v}^2 \rangle$$

gdzie prędkość przegięcia $v = v_k$ dana jest wzorem (12). Ponadto we wzorze (13) m_k jest masą efektywną kinku natomiast $\gamma = \mu a^2 / 10 \pi m_k c_o^3$ przy czym $c_o^{-3} = c_l^{-3} (1 + 2c_l^5 / 3c_t^5)$ gdzie c_l i c_t są prędkościami odpowiednio podłużnych i poprzecznych fal dźwiękowych. Jest wielce interesujące, że formuła (13) jest analogiczna do wzoru Heitlera określającego szybkość promieniowania fali elektromagnetycznej przez drgający elektron (zamiast stałych γ i m_k we wzorze Heitlera występuje prędkość światła c i ładunek elektronu e). Z punktu widzenia mikroskopowego wzór Eshelby (13) ma więc charakter uniwersalny i jak się przekonamy poniżej, niezależny od pewnych modyfikacji teorii wynikających z własności solitonowych przegięć dyslokacyjnych.



Rys.32. Przegięcie na linii dyslokacji (a) oraz rodzaje drgań kinku dyslokacyjnego: (b) - wg Eshelby [49] oraz (c) - sposób wynikający z własności solitonowych dyslokacji.

3.2. Własności solitonowe przegięć dyslokacyjnych

Okazuje się, że równanie (9) z potencjałem Peierlsa (10) jest równaniem sinusowym Gordona

$$(14) \quad \frac{\partial^2 \eta(x,t)}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \eta(x,t)}{\partial x^2} + \omega_0^2 \sin \eta(x,t) = 0$$

gdzie $\eta = 2\pi\phi/a$ oraz $c_0^2 = T_D/M$ i $\omega_0^2 = 2\pi^2 b/Ma$ są odpowiednio charakterystyczną prędkością i częstotliwością. Równanie sinusowe Gordona (14) jest obecnie jednym z najlepiej poznanych nieliniowych równań różniczkowych cząstkowych analizowanych w teorii solitonów [65-67,63]. Pojęcie fala solitonowa, lub po prostu soliton (z ang. solitary wave - samotna fala), oznacza realny

obiekt fizyczny, który, najogólniej rzecz biorąc, cechuje się - w odróżnieniu od zwykle spotykanych fal - charakterystycznym i bardzo specyficznym zachowaniem: zdolnością do propagacji na znaczne odległości bez wyraźnych strat energii oraz zmian kształtu i prędkości. Równanie sinusowe Gordona charakteryzuje się przede wszystkim tym, że posiada ściśle analitycznie określone rozwiązania, zwane również solitonami. Obecnie znane są rozwiązania n-solitonowe, tzn. wielosolitonowe o dowolnej liczbie n solitonów. Ruch przegięcia dyslokacyjnego jest opisany przez najprostsze, 1-solitonowe rozwiązanie falowe sinusowego równania Gordona. W miejsce rozwiązania statycznego (11) mamy więc rozwiązanie

$$(15) \quad \eta^a(x, t) = \frac{2\pi}{a} \operatorname{arc\,tg} \left\{ \exp \left(\pm \frac{x - vt}{\xi} \right) \right\}$$

opisujące przestrzenno-czasową ewolucję (Rys.33a) przegięcia jako solitonu (znak +) lub jako antysolitonu (znak -). Szerokość przegięcia ξ jest teraz dana wyrażeniem $\xi = \xi_0 (1 - v^2/c_0^2)^{1/2}$ i jak widać jest zależna od jego prędkości v ($\xi_0 = c_0/\omega_0$ jest szerokością kinku w spoczynku).

Dokładniejsza analiza [19,50] pokazuje, że możliwy jest również inny - alternatywny do rozważanego przez Eshelby - sposób drgań kinku, związany raczej ze zmianami jego szerokości (Rys.32c) a nie ze zmianami powierzchni przez niego zakreślanej. Powyższa modyfikacja nie wpływa na wzór Eshelby (13), który może być z powodzeniem stosowany do wszelkich dyslokacyjnych układów drgających. Jednym z takich układów może być tzw. "breather" lub inaczej pulson [68]. Pulson dyslokacyjny (Rys.33b) jest oscylującym układem związanej pary przegięć o przeciwnych znakach a jego ruch opisuje jedno z 2-solitonowych rozwiązań równania sinusowego Gordona

$$(16) \quad \eta^b(x, t) = \frac{2\pi}{a} \operatorname{arc\,tg} \left\{ \frac{(\omega_0^2 - \omega_b^2)^{1/2} \cos \omega_b t}{\omega_b \cosh \left[(1 - \omega_b^2/\omega_0^2)^{1/2} x/\xi \right]} \right\}$$

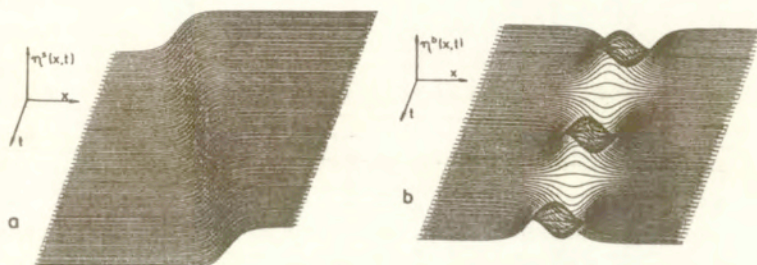
gdzie ω_b jest częstotliwością drgań "breathera". Tak więc niezależnie od prędkości pulsonu jako całości, jego prędkość liniowa v_b w

ruchu drgającym - odpowiedzialna za promieniowanie akustyczne - może być zapisana w postaci analogicznej do wzoru (12)

$$(17) \quad v_p = -\omega_b A_b \sin \omega_b t$$

gdzie A_b jest amplitudą drgań pulsonu. Wzór Eshelby (13) opisuje więc również promieniowanie akustyczne drgającego "breathera" dyslokacyjnego.

Widać, że rozważenie własności solitonowych dyslokacji wzbogaca teorię Eshelby. Z punktu widzenia mikroskopowego możemy bowiem wyróżnić już dwa zasadnicze rodzaje źródeł EA: drgające kinki oraz układy drgające związanych par kinków o przeciwnych znakach (pulsony).



Rys.33. Przegięcie dyslokacyjne jako 1-solitonowe rozwiązanie równania sinusowego Gordona (a) oraz układ drgający związanej pary różnoimiennych przegięć jako 2-solitonowe rozwiązanie tego równania; tzw. pulson lub "breather" (b).

Z drugiej strony, z punktu widzenia makroskopowego, źródłem EA może być ruch przyspieszony układu pętli dyslokacyjnych, np. generowanych ze źródła Franka-Reada. Szczegółowa analiza promieniowania akustycznego wynikającego z dynamiki układu wielu pętli dyslokacyjnych została przeprowadzona po raz pierwszy przez KOSIEWICZA w latach sześćdziesiątych [69,70]. Poniżej przytoczymy krótko główne założenia i rezultaty teorii Kosiewicza.

3.3. Teoria Kosiewicza

Jest to w zasadzie teoria opisująca dynamikę układu pętli w kryształach, lecz równocześnie daje możliwości określenia

przemieszczeń cząstek ośrodka w funkcji czasu na skutek ruchu wielu dyslokacji a więc daje odpowiedź kiedy takie przemieszczenia mogą stanowić określoną falę sprężystą. Punktem wyjścia jest tu równanie ruchu kryształu, traktowanego jako ośrodek ciągły

$$(18) \quad \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} - \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = 0$$

gdzie v_i jest wektorem prędkości cząstek ośrodka, zaś tensor naprężeń spełnia uogólnione prawo Hooke'a, $\sigma_{ik} = \lambda_{iklm} u_{lm}$, gdzie λ_{iklm} jest tensorem czwartego rzędu stałych sprężystych, $u_{lm} = \partial u_l / \partial x_m$ tensorem dystorsji sprężystej i u_l wektorem przemieszczeń sprężystych (ρ - gęstość ośrodka). Poszukiwaną wielkością jest wektor całkowitego przemieszczenia geometrycznego, $u^g = u + u^p$, który jest bezpośrednio związany z prędkością cząstek ośrodka $v = \partial u^g / \partial t$. Wektor przemieszczeń plastycznych u^p definiuje nam odpowiedni tensor dystorsji plastycznej, $u_{ij}^p = \partial u_i^p / \partial x_j$, którego zmiany są równoważne zmianom tensora polaryzacji plastycznej, $\delta u_{ik}^p \equiv \delta P_{ik}$. Z kolei tensor polaryzacji plastycznej P_{ik} jest to po prostu tensor momentu dyslokacyjnego jednostki objętości kryształu a całkowity moment dyslokacyjny kryształu, $D_{ik} = \sum A_{ik} b_k$, określa się jako sumę momentów dyslokacyjnych wszystkich zorientowanych pętli dyslokacji o wektorze Burgersa b i wektorze powierzchni pętli A . W rezultacie równanie (18), już w poszukiwanych przemieszczeniach u^g , ma postać

$$(19) \quad \rho \frac{\partial^2 u_i^g}{\partial t^2} - \lambda_{iklm} \frac{\partial^2 u_m^g}{\partial x_k \partial x_l} = \lambda_{iklm} \frac{\partial P_{lm}}{\partial x_k}$$

KOSIEWICZ [69] znalazł jawną postać wektora u^g , określającą zmiany w czasie i przestrzeni położenia cząstek ośrodka i w konsekwencji podał, że gęstość I strumienia energii sprężystej, wypromienionej przez układ poruszających się pętli dyslokacyjnych jest dana następującą formułą

$$(20) \quad I = \frac{\rho}{5\pi c_l} \left\{ \frac{2}{3} \frac{c_l^g}{c_l} \overline{\left[\dot{D}_{ik}^g \right]_l^2} + \overline{\left[\dot{D}_{ik}^g \right]_l^2} \right\}$$

gdzie D_{lk}^a jest symetryczną częścią tensora momentu dyslokacyjnego a indeksy l i k odnoszą się odpowiednio do poprzecznej i podłużnej prędkości fal dźwiękowych. Formuła (20) mówi, że układ poruszających się pętli dyslokacyjnych będzie promieniował fale akustyczne tylko wówczas gdy będą następowały zmiany szybkości narastania powierzchni zakreślonej przez te pętli (lub, co jest równoważne, zmiany prędkości ruchu pętli dyslokacyjnych). Powyższy rezultat jest więc podobny do wyniku jaki daje teoria Eshelby, gdyż wielkość drugiej pochodnej czasowej tensora momentu dyslokacyjnego D_{lk}^a - jako proporcjonalna do szybkości zmian powierzchni zakreślonej przez pętli - jest bezpośrednio zależna od przyspieszenia (lub opóźnienia) ruchu poszczególnych pętli w rozważanym układzie dyslokacji.

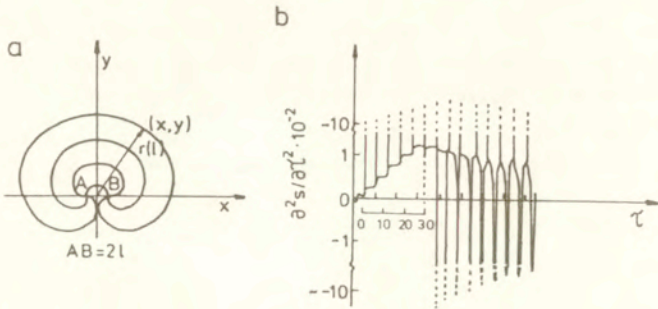
3.4. Modele źródeł dyslokacji jako modele źródeł EA

Możliwość promieniowania akustycznego na skutek przyspieszenia ruchu pętli dyslokacji oznacza, że każde źródło dyslokacji, w szczególności np. źródło Franka-Reada, staje się w naturalny sposób również źródłem emisji akustycznej. Analiza modelu działania źródła Franka-Reada będzie więc równocześnie jednym z możliwych przykładów modelu źródła EA. Pierwszej tego typu analizy dokonali NACIK i CZISZKO [71,72]. Zakładając liniową zależność prędkości dyslokacji od naprężenia, $v = b\sigma/B$ (B - stała hamowania) oraz przyjmując wielkości parametryczne dla położenia, długości, czasu i naprężenia, odpowiednio w postaci: $\zeta = \tau/L$, $\lambda = l/L$, $\tau = b\sigma_c t/BL$ i $\eta = \sigma/\sigma_c$ (σ_c - naprężenie startowe źródła) - otrzymują następujące parametryczne równania ruchu dla kolejno generowanych ze źródła pętli

$$(21) \quad \frac{\partial \zeta^{(i)}(\lambda, \tau)}{\partial \tau} = \eta n^{(i)}(\lambda, \tau) + \sum F^{(i,j)}(\lambda, \tau)$$

gdzie $n^{(i)}$ jest jednostkowym wektorem normalnym do i -tej pętli a człon $\sum F^{(i,j)}$, opisujący wzajemne oddziaływanie pętli, jest funkcją odległości $|\zeta^{(i)} - \zeta^{(j)}|$ pomiędzy segmentami i -tej i j -tej pętli (gdy $j=i$ człon ten opisuje napięcie liniowe i -tej pętli). W ten sposób NACIK i CZISZKO [71,72], korzystając z rezultatów

teorii Kosiewiczza, pokazali (Rys.34), że naprężenie w fali akustycznej jest tutaj rzeczywiście proporcjonalne do wielkości $\partial^2 s / \partial t^2$, określającej zmiany szybkości przyrostu całkowitej powierzchni zakreślanej przez rozszerzające się pętle. Ponadto



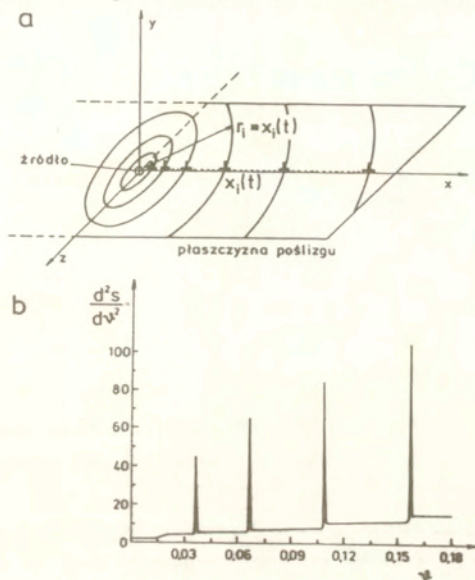
Rys.34. Model dwuwymiarowy (a) działania źródła Franka-Reada oraz kształt impulsu akustycznego (b) generowanego na skutek przyspieszonego (lub opóźnionego) ruchu pętli dyslokacyjnych (wg [71,72]).

widać, że każdej wygenerowanej (lub wyhamowanej na przeszkodzie) pętli odpowiada bardzo ostry pik zmiany tej powierzchni. Dodajmy, że podobne wyniki (Rys.35) można uzyskać w nieco prostszy sposób wykorzystując jednowymiarowy model działania źródła Franka-Reada [26,27,73]. Mianowicie, w tego typu modelu przyjmuje się na ogół potęgową zależność prędkości dyslokacji od naprężenia, $V=B\sigma^m$ (B, m - stałe materiałowe) oraz definiuje się określone wielkości parametryczne, tzn. odległość dyslokacji od źródła, czas ruchu i promień źródła - odpowiednio w postaci następujących wyrażen: $s_i(\theta) = x_i(t)/x_0$, $\theta = B\sigma_0^m t/x_0$, $r_0 = R_0/x_0 = A/\sigma_0 x_0$ ($R_0 = A/\sigma_0$ jest promieniem źródła, σ_0 - naprężeniem startowym źródła, $A = \mu b/2\pi(1-\nu)$, μ - moduł ścinania, ν - współczynnik Poissona). W ten sposób otrzymuje się następujące parametryczne równania ruchu dyslokacji

$$(22) \quad \frac{ds_i(\theta)}{d\theta} = \left\{ 1 + r_0 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^m \frac{1}{[s_i(\theta) - s_j(\theta)]} \right\}^m$$

Na podstawie rozwiązań $s_i(\theta)$ układu równań (22) wykreślono (Rys.35) zależność $\partial^2 s / \partial \theta^2$ w funkcji czasu parametrycznego θ ,

potwierdzając w ten sposób występowanie silnych przyspieszeń dyslokacji podczas ich generowania ze źródła Franka-Reada.



Rys.35. Kształt impulsu akustycznego (b) generowanego w prostym, jednowymiarowym (a) modelu działania źródła Franka-Reada (por. Rys.34).

Należy jednakże tutaj wyraźnie podkreślić, że dyslokacyjne źródło Franka-Reada może być również traktowane jako źródło emisji akustycznej spowodowanej procesami anihilacji segmentów dyslokacji, każdorazowo w czasie domykania się pętli generowanej ze źródła. Istnieją przesłanki i teoretyczne i doświadczalne [39-43] wskazujące na to, że efekty anihilacyjne mogą być znacznie silniejsze od efektów przyspieszenia ruchu dyslokacji. Z tego względu omówimy poniżej ważniejsze aspekty teoretyczne emisji akustycznej powodowanej również procesami anihilacji dyslokacji zarówno na powierzchni jak i wewnątrz kryształu.

3.5. EA i anihilacja dyslokacji na powierzchni kryształu

Pierwsza teoretyczna analiza możliwości EA podczas anihilacji dyslokacji na powierzchni kryształu została przeprowadzona przez

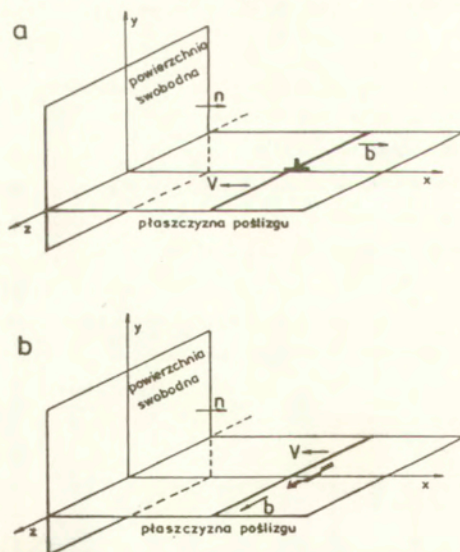
NACIKA i BURKHANOVA [74]. Traktując kryształ jako półniegraniczony ośrodek sprężysty, rozważyli oni nieskończoną, prostoliniową dyslokację, która porusza się z prędkością v w kierunku powierzchni swobodnej kryształu (Rys.36). Pole promieniowania akustycznego - rozumiane tutaj jako zespół składowych naprężeń σ_{ik} i składowych prędkości v_i cząstek ośrodka - określone jest układem równań

$$\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} - \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = 0$$

(23)

$$\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial t} - \lambda_{iklm} \frac{\partial v_m}{\partial x_l} = \lambda_{iklm} J_{lm}$$

przy czym $\sigma_{ik} n_k = 0$, gdzie n jest wektorem normalnym do powierzchni kryształu. W równaniu (23) pojawia się tensor gęstości strumienia dyslokacji J_{lm} , określający szybkość zmian w czasie tensora polaryzacji plastycznej, $J_{ik} = -\partial P_{ik} / \partial t$. Tensor J_{ik} można również określić geometrycznie za pomocą składowych wektora t stycznego do linii dyslokacji oraz składowych b_k wektora Burgersa dyslokacji,



Rys.36. Anihilacja dyslokacji (a - krawędziowej, b - śrubowej) podczas wyjścia na swobodną powierzchnię kryształu.

tzn. $J_{ik} = \varepsilon_{lmn} N t b V \varepsilon_{lmn}$ (symbol Levi-Civity, N - liczba dyslokacji o wektorze Burgersa b , które w jednostkowym czasie ulegają przecięciu z jednostkową powierzchnią prostopadłą do wektora t). Tak więc na przykład w przypadku dyslokacji krawędziowej (Rys.36a) pole promieniowania to zespół składowych σ_{xx} , σ_{xy} , σ_{yy} oraz v_x i v_y , zaś tensor gęstości strumienia dyslokacji J_{ik} posiada tylko jedną niezerową składową $J_{yx} = bV\delta(y)\delta(x+Vt)$ gdzie δ jest funkcją delta Diraca.

W zależności od kierunku przemieszczeń atomów podczas ruchu dyslokacji, w czasie gdy na powierzchni nastąpi jej anihilacja, będą indukowane następujące fale sprężyste: cylindryczne poprzeczne w przypadku dyslokacji śrubowej, cylindryczne poprzeczne i podłużne oraz powierzchniowe fale Rayleigha w przypadku dyslokacji krawędziowej. Dla dyslokacji śrubowej (Rys.36b), z punktu widzenia formalizmu matematycznego, zagadnienie jest znacznie prostsze, gdyż składowa tensora gęstości strumienia J_{yz} ma taką samą wartość a pole promieniowania akustycznego ma tylko trzy składowe: σ_{xz} , σ_{yz} oraz v_z . Jednym z najważniejszych rezultatów teorii jest pokazanie, że pole promieniowania fal cylindrycznych jest proporcjonalne do wielkości $V^{3/2}$ natomiast pole promieniowania powierzchniowych fal Rayleigha (σ_{yy} , v_x i v_y) jest proporcjonalne do V^3 .

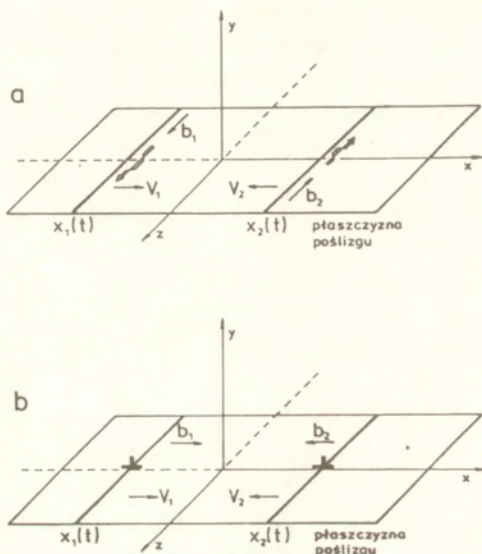
3.6. EA i anihilacja dyslokacji wewnątrz kryształu

Pole promieniowania akustycznego wytwarzanego na skutek anihilacji dwóch różnoimiennych dyslokacji (Rys.37) zostało przeanalizowane znowu po raz pierwszy przez NACIKA i CZISZKO [75]. Przykładowo dla dyslokacji śrubowych (Rys.37a) tensor J_{ik} ma teraz postać

$$J_{yz}(x, y, t) = b\theta(-t)\delta(y) \left[v_2(t) \delta[x-x_2(t)] - v_1(t) \delta[x-x_1(t)] \right]$$

a pole promieniowania jest proporcjonalne do $V^{3/2}$ ($V = |v_1 - v_2|$ jest względną prędkością obu dyslokacji), czyli znowu tak jak w przypadku anihilacji dyslokacji na powierzchni swobodnej kryształu. Nie jest to przypadek, gdyż wyjście dyslokacji na powierzchnię można traktować jako anihilację dyslokacji z jej

"odwróconym" obrazem wirtualnym względem tej powierzchni.



Rys.37. Anihilacja różnoimiennych dyslokacji wewnątrz kryształu (a - śrubowych, b - krawędziowych).

Najbardziej efektywnym rezultatem teorii jest jednakże określenie wyrażeń dla całkowitej energii akustycznej E , wypromieniowanej podczas anihilacji dyslokacji o jednostkowych długościach. Formuły te mają postać, odpowiednio, dla dyslokacji śrubowych

$$(24) \quad E = \frac{\rho b^2}{8\pi} v^2 \ln \frac{L}{b}$$

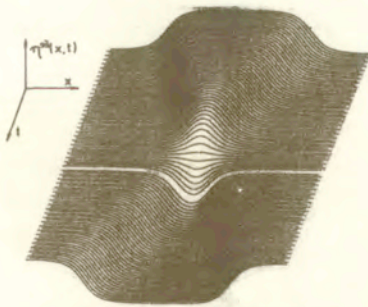
oraz dla dyslokacji krawędziowych

$$(25) \quad E = \frac{\rho b^2 v^2}{8\pi} (1 + \gamma^4) \ln \frac{L}{b}$$

gdzie L jest liniowym rozmiarem kryształu a $\gamma = c_t/c_l$. Powyższe formuły, chociaż wyprowadzone ze skomplikowanej matematycznie teorii, mają zdumiewająco bardzo prostą formę i prosty sens fizyczny. Mówią one bowiem, że w czasie anihilacji dyslokacji w

promieniowanie akustyczne przechodzi energia kinetyczna ruchu względnego dyslokacji (wielkość $M=pb^2$ - w przybliżeniu gdy $\ln(L/b) \cong 4\pi$ oraz gdy $\gamma \ll 1$ - jest masą efektywną dyslokacji o jednostkowej długości).

Z drugiej strony natomiast energia potencjalna oddziaływania dyslokacji zostaje "wyświetlona" podczas zbliżania się dyslokacji do siebie (lub wytracona na pracę przeciwko siłom zewnętrznym, jeśli takie występują), chociaż samo pojęcie "wyświetlania" nie jest w tej teorii ściśle zdefiniowane. Kłopoty z pojęciem "wyświetlania" energii potencjalnej biorą się tutaj najprawdopodobniej stąd, iż w gruncie rzeczy teoria Nacika i Cizsko opiera się bardzo mocno na liniowej teorii ośrodków sprężystych, która nie może więc dawać zadowalających przewidywań odnośnie silnie nieliniowego jądra dyslokacji. Właśnie w jądrze dyslokacji występują silne, nieliniowe deformacje dające bardzo istotny wkład w energię potencjalną dyslokacji. Pierwszym modelem, który w sposób zadowalający opisuje analitycznie jądro dyslokacji jest jednowymiarowy atomowy model FRENKEL-KONTOROVEJ (model FK) [76,63]. Model FK równocześnie opisuje własności solitonowe przegięć dyslokacyjnych gdyż jest on matematycznie równoważny z wcześniej omówionym modelem strunowym dyslokacji w potencjale Peierlsa. Oba modele prowadzą bowiem do tego samego nieliniowego cząstkowego równania różniczkowego typu sinusowego równania Gordona [70,19]. Wtedy stałe charakterystyczne w równaniu (14) są równe $c_0^2 = \alpha a^2 / m$ oraz $\omega_0^2 = 4\pi^2 A_0 / ma^2$, gdzie α_0 - stała oddziaływania pomiędzy atomami, A_0 - amplituda potencjału Peierlsa, m - masa



Rys.38. Anihilacja i ponowna kreacja swobodnej pary różnoimiennych przegięć dyslokacyjnych jako proces opisany 2-solitonowym rozwiązaniem równania sinusowego Gordona.

atomu kryształu, a – parametr sieci [19]). Na koniec omówimy więc jeszcze krótko procesy anihilacji dyslokacji w aspekcie własności solitonowych przegięć dyslokacyjnych.

3.7. Anihilacja a własności solitonowe przegięć dyslokacyjnych

Istnieją dwa rozwiązania 2-solitonowe równania sinusowego Gordona: jednym jest wspomniany już pulson $\eta_b(x,t)$ (Rys.33b), natomiast drugie (Rys.38) dane jest wzorem

$$(26) \quad \eta^{ab}(x,t) = \frac{2\pi}{a} \operatorname{arc\,tg} \left[\frac{v \cosh(x/\xi)}{c_0 \sinh(vt/\xi)} \right].$$

Oba te rozwiązania opisują nie tylko ewolucję czasowo-przestrzenną pary kinków, ale również, odpowiednio, anihilację związanej (η_b) bądź swobodnej (η^{ab}) pary przegięć z ponowną kreacją takiej samej pary poruszającej się w kierunku przeciwnym niż przed anihilacją. Tak więc drgający pulson lub dwa przegięcia o znakach przeciwnych zbliżające się ku sobie mogą być źródłami EA na skutek anihilacji dyslokacji – jeśli z jakichkolwiek powodów kreacja nowych par kinków będzie utrudniona.

Model solitonowy działania źródła Franka-Reada. W tym drugim z wyżej wymienionych przypadków anihilacji, utrudnienie ponownej kreacji pary kinków ma właśnie miejsce w czasie działania źródła Franka-Reada (Rys.21c,e). Zauważmy, że głównym powodem tego utrudnienia jest to iż w ostatniej fazie generacji pętli ze źródła – anihilacji ulegają kinki, które przynależą do różnych odcinków tej samej pętli dyslokacyjnej. Prawdopodobieństwo ponownej kreacji kinków (tak jak to opisuje Rys.38) jest wtedy bowiem znacznie mniejsze niż w przypadku gdyby oba przegięcia przynależały do jednego i tego samego odcinka rozważanej pętli. Ponadto z własności solitonowych pojedynczego kinku równania sinusowego Gordona [77–79] wynika, że przegięcie dyslokacyjne można traktować zarówno klasycznie jako cząstkę, jak również (w kwantowo-mechanicznym sensie de Broglie'a) jako kwasi-cząstkę o masie spoczynkowej M_0 . W ten sposób sformułowano hipotezę [19,50]

Wskazuje, że para przeciwnych przegięć o prędkościach V , z których każde ma - w przybliżeniu "nierelatywistycznym" - energię równą $E \approx M_0 c_0^2 + M_0 V^2/2$, ulega anihilacji z wytworzeniem co najmniej dwóch kwantów fali sprężystej, tzn. dwóch fononów akustycznych. Można by więc powiedzieć, że w czasie działania źródła Franka-Reada, dochodzi do takiej kaskadowej anihilacji przegięć-solitonów, co rzeczywiście mogłoby kwalifikować to źródło do jednego z najbardziej wydajnych źródeł EA podczas odkształcenia plastycznego kryształu.

W zakończeniu tego opracowania warto jeszcze raz wspomnieć o wynikach serii znakomitych eksperymentów BOIKO i in. [39-43], pokazujących powstawanie sygnałów EA w kryształach kalcytu (zob. podrozdział 2.2.). Mianowicie wykazali oni, że ich wyniki można wyjaśnić za pomocą teorii Nacika i Cziszko akustycznego promieniowania anihilacyjnego. Korzystając z wyników tej teorii uzasadnili, że składowa naprężeniowa pola promieniowania zawiera zawsze człon związany z promieniowaniem anihilacyjnym (tzn. składowa ta jest proporcjonalna do wielkości $V^{3/2}$) oraz człony związane bądź z szybkością generowania dyslokacji ze źródła, bądź z przyspieszeniem dyslokacji, przy czym te dwa ostatnie człony są zawsze znacznie mniejsze od pierwszego członu (nawet o dwa rzędy wielkości). Tak więc końcowym wnioskiem może być stwierdzenie, że próby objaśniania wyników eksperymentalnych za pomocą koncepcji anihilacyjnej przyczyn EA, znajdują głębokie uzasadnienie w wynikach innych badań doświadczalnych i teoretycznych. Koncepcja anihilacyjna ma więc szanse rozwoju jako koncepcja tłumacząca przyczyny EA podczas deformacji plastycznej kryształów metali i stopów.

Część prac teoretycznych finansowana była z grantu KBN Nr 33148-92-03

Podziękowania od dr A.Pawełka. Pragnę podziękować Wszystkim tym, którzy przyczynili się do powstania tego opracowania. W pierwszej kolejności profesorom K.Korblowi i A.Korblowi oraz dr W.Stryjewskiemu, głównemu konstruktorowi aparatury do pomiarów emisji akustycznej. Następnie Kolegom z AGH : W.Bochniakowi, M.Niewczasowi, H.Dybcowi oraz M.Szczerbie.

Również dziękuję profesorom S.Pileckiemu i J.Ranachowskiemu za wieloletnią współpracę merytoryczną i pomoc finansową w prowadzonych badaniach.

Równocześnie dziękuję profesorowi Z.Jasieńskiemu oraz jego współpracownikom: A.Piątkowskiemu, A.Litworze, H.Paulowi oraz T.Żabie i J.Rudzińskiemu za wszelką pomoc oraz udostępnienie interesujących mnie materiałów.

ODNOŚNIKI

1. L. OBERT, US Bur. of Mines, Report Invest. RI-35555 (1941).
2. J. KAISER, Ark. Eisenhuettenwesen, 25, 43 (1953).
3. P. KARPINIUK, Z. PAWŁOWSKI, Proc. 7th Inter. Conf. *Nondestr. Testing*, Warsaw, vol.2, p.211 (1973).
4. S. PILECKI, Bull. Pol. Academy of Sciences, ser. Techn., 17, 489 (1969).
5. A.G. EVANS, M. LINZER, J. Am. Ceram. Soc., 56, 575 (1973).
6. J.D. ESHELBY, Proc. Roy. Soc. London, A197, 396 (1949).
7. A. GRANATO, K. LÜCKE, J. Appl. Phys., 27, 789 (1956).
8. I. MALECKI, *Physical Foundation of Technical Acoustics*, Pergamon Press, Oxford, PWN, WARSAW 1969.
9. W.D. NACIK, Zh. Eksper. Theor. Fiz. Pis. Red., 8, 324 (1968).
10. I. MALECKI, *Podstawy Teoretyczne Akustyki Kwantowej*, PWN, Warszawa 1972.
11. J. WEERTMAN, J.R. WEERTMAN, *Teoria Dyslokacji*, PWN, Warszawa 1969.
12. F.R.N. NABARRO, Z.S. BASIŃSKI, D.B. HOLT, *The Plasticity of Pure Single Crystals*, Advance in Physics, 13, 193 (1964).
13. J. FRIDEL, *Dislocations*, Pergamon Press, London 1964.
14. R.W.K. HONEYCOMBE, *The Plastic Deformation of Metals*, Ed. E. Arnold, London 1984.
15. D. HULL, *Dyslokacje*, PWN, Warszawa 1982.
16. J.P. HIRTH, J. LOTHE, *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York 1983.
17. G. SCHOECK, *Dislocations in Solids*, vol.3, Ed. F.R.N. Nabarro, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1980, p.63.
18. U.F. KOCKS, A.S. ARGON, M.F. ASHBY, *Progress in Materials Sciences*, vol.19, 1975.
19. A. PAWEŁEK, *Zeszyty Naukowe AGH, Metallurgia i Odlewnictwo*, z.107, No.1109, Kraków 1987.
20. A. PAWEŁEK, Phys. Stat. Sol.(a), 96, K39 (1986).
21. W.D. NACIK, Fiz. Nis. Temp., 5, 400 (1979).

22. V.I. STARTSEV, *Dislocations in Solids*, vol.6, Ed. F.R.N. Nabarro, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1983, p.143.
23. A. PAWEŁEK, *Phys. Lett.*, A128, 61 (1988).
24. A.R. ROSENFELD, M.F. KANNINEN, *Phil. Mag.*, 22, 143 (1970).
25. A.T. YOKOBORI, Jr., T. YOKOBORI, A. KAMEI, *J. Appl. Phys.*, 46, 9 (1975).
26. A. KORBEL, A. PAWEŁEK, *Int. Acta/Scripta Met. Conf. on Dislocation Modelling of Physical Systems*, Gainesville (Florida), Pergamon Press, Oxford 1980, p.332.
27. A. PAWEŁEK, A. KORBEL, *Phil. Mag.*, B61, B29 (1990).
28. A. KORBEL, *Progress in Materials Sciences*, vol.37, 1993.
29. Z. JASIEŃSKI, A. PIĄTKOWSKI, *Materiały Międzynarodowej Konferencji Strength of Metals and Alloys*, ICSMA'8, t.1, str.367, Tampere (Finlandia) 1988.
30. Z. JASIEŃSKI, A. PIĄTKOWSKI, *Materiały Międzynarodowej Konferencji Strength of Metals and Alloys*, ICSMA'9, t.2, str.1025, Haifa (Izrael) 1991.
31. Z. JASIEŃSKI, A. PIĄTKOWSKI, *Materiały V Polsko-Francuskiego Kolokwium Niejednorodność Odkształcenia w Metalach*, Kraków - Mogilany 1992, *Archives of Metallurgy*, 38 (1993).
32. Z. JASIEŃSKI, A. PIĄTKOWSKI, A. LITWORA, H. PAUL, *Raporty Naukowe Instytutu Podstaw Metalurgii im. Aleksandra Krupkowskiego*, Polska Akademia Nauk, Kraków 1990-1992.
33. R.M. FISHER, J.S. LALLY, *Can. J. Phys.*, 45, 1147 (1967).
34. A. PAWEŁEK, S. PILECKI, *Archives of Acoustics*, 18 (1993).
35. A. KORBEL, P. MARTIN, *Acta Met.*, 36, 2575 (1988).
36. R.T. SEDGWICK, *J. Appl. Phys.*, 33, 1728 (1968).
37. D.R. JAMES, S.E. CARPENTER, *J. Appl. Phys.*, 42, 4685 (1971).
38. T. IMANAKA, K. SANDO, H. SHIMIZU, *Crystal Lattice Defects*, 4, 57 (1973).
39. V.S. BOIKO, R.I. GARBER, L.F. KRIVENKO, S.S. KRIVULYA, *Fiz. Tverd. Tela*, 11, 3624 (1969).
40. V.S. BOIKO, R.I. GARBER, L.F. KRIVENKO, S.S. KRIVULYA, *Fiz. Tverd. Tela*, 12, 1753 (1970).
41. V.S. BOIKO, R.I. GARBER, L.F. KRIVENKO, S.S. KRIVULYA, *Fiz. Tverd. Tela*, 15, 321 (1973).

42. V.S. BOIKO, R.I. GARBER, L.F. KRIVENKO, Fiz. Tverd. Tela, 16, 1233 (1974).
43. V.S. BOIKO, R.I. GARBER, V.F. KIVSHIK, ZhETF, 71, 708 (1976).
44. A. PAWEŁEK, W. STRYJEWSKI, W. BOCHNIAK, H. DYBIEC, Phys. Stat. Sol(a), 90, 531 (1985).
45. A. PAWEŁEK, H. DYBIEC, W. BOCHNIAK, W. STRYJEWSKI, Archives of Metallurgy, 34, 239 (1989).
46. A. PAWEŁEK, W. STRYJEWSKI, H. DYBIEC, W. BOCHNIAK, Archives of Acoustics, 15, 211 (1990).
47. A. PAWEŁEK, M. NIEWCZAS, W. BOCHNIAK, M. SZCZERBA, *Zagadnienia akustyki w technice, medycynie i kulturze oraz ich wykorzystanie do projektowania urządzeń i procesów*, Sprawozdanie CPBP 02.03, str.71, IPPT PAN, Warszawa 1990.
48. W. STRYJEWSKI, G. ZAPALSKI, A. PAWEŁEK, Archives of Metallurgy, 33, 485 (1988).
49. J.D. ESHELBY, Proc. Roy. Soc. London, A266, 222 (1962).
50. A. PAWEŁEK, J. Appl. Phys. 63, 5320 (1988).
51. A. PAWEŁEK, Phys. Stat. Sol(a), 85, K117 (1984).
52. A. PAWEŁEK, Z. Metallkde, 80, 614 (1989).
53. C.H. CACERES, H.R. BERTORELLO, Scripta Met., 17, 1115 (1983).
54. A. POLAKOVIĆ, P. MINOR, H. HYROSS, Z. JASIEŃSKI, A. LITWORA, A. PIĄTKOWSKI, Kovové Materialy, 24, 11 (1986).
55. A. PAWEŁEK, Z. JASIEŃSKI, S. PILECKI, Archives of Acoustics, w druku.
56. A. PAWEŁEK, Z. JASIEŃSKI, H. PAUL, Archives of Metallurgy, w druku.
57. M. SZCZERBA, A. KORBEL, Rev. Phys. Appl., 23, 706 (1988).
58. M. NIEWCZAS, Praca Doktorska, AGH, Kraków 1992.
59. Z. JASIEŃSKI, A. PAWEŁEK, A. PIĄTKOWSKI, H. PAUL, A. LITWORA, Archives of Metallurgy, w druku.
60. G. LEIBFRIED, Z. Phys., 127, 144 (1950).
61. F.R.N. NABARRO, Proc. Roy. Soc. London, A209, 278 (1951).
62. J.D. ESHELBY, Philos. Trans. Roy. Soc. London, 244, 87 (1951).
63. A. SEEGER, A. DONTH, A. KOCHENDORFER, Z. Phys. 134, 173 (1953).

64. J.S. KOEHLER, *Imperfections in Nearly Perfect Crystals*, p.197, John Wiley, New York 1952.
65. A.R. BISHOP, *Solitons in Action*, Ed. K. Longren, A.C. Scott, Academic Press, New York 1978, p.61.
66. M.J. ABLowitz, H. SEGUR, *Solitons and the Inverse Scattering Transform*, SIAM, Philadelphia 1981.
67. R.K. DODD, J.C. EILBECK, J.D. GIBBON, H.C. MORRIS, *Solitons and Nonlinear Wave Equations*, Academic Press, London 1984.
68. A.S. KOVALEV, *Fiz. Tverd. Tela*, 21, 1729 (1979).
69. A.M. KOSIEWICZ, *Usp. Fiz. Nauk*, 84, 579 (1964).
70. A.M. KOSIEWICZ, *Dislocations in Solids*, vol.1, Ed. F.R.N. Nabarro, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1979, p.33.
71. W.D. NACIK, K.A. CZISZKO, *Fiz. Tverd. Tela*, 17, 342 (1975).
72. W.D. NACIK, K.A. CZISZKO, *Fiz. Tverd. Tela*, 20, 1933 (1978).
73. A. PAWELEK, *Archives of Metallurgy*, 35, 71 (1990).
74. W.D. NACIK, A.N. BURKHANOV, *Fiz. Tverd. Tela*, 14, 1289 (1972).
75. V.D. NACIK, K.A. CZISZKO, *Fiz. Tverd. Tela*, 15, 3126 (1972); 17, 342 (1975); 20, 1933 (1978).
76. F. FRENKEL, T. KONTOROVA, *J. Physics USSR*, 1, 137 (1939).
77. J. RUBINSTEIN, *J. Math. Phys.*, 11, 258 (1970).
78. J.C. FERNANDEZ, J.J.P. LEON, G. REINISCH, *Ann. Fond. L. de Broglie*, 10, 37 (1985).
79. U. ENZ, *Physica*, 17D, 116 (1985).

S P I S T R E Ś C I

Streszczenie.....	3
Wstęp.....	4
Rozdział I. Deformacja plastyczna mnokryształów.....	7
1.2. Krystalografia poślizgu.....	7
1.3. Dyslokacyjne mechanizmy deformacji plastycznej.....	11
1.4. Lokalizacja odkształcenia.....	17
Rozdział II. Emisja akustyczna w monokryształach.....	23
2.1. EA w metalach.....	23
2.2. EA w kryształach kalcytu i anihilacyjna koncepcja przyczyn EA.....	26
2.3. EA w monokryształach miedzi i zastosowanie koncepcji anihilacyjnej EA.....	27
2.4. Inne zastosowania koncepcji anihilacyjnej.....	33
2.5. EA w monokryształach stopowych Cu-Al.....	34
2.6. EA a lokalizacja odkształcenia.....	36
Rozdział III. Dyslokacyjne teorie EA.....	43
3.1. Teoria Eshelby.....	43
3.2. Własności solitonowe przegięć dyslokacyjnych.....	45
3.3. Teoria Kosiewicza.....	47
3.4. Modele źródeł dyslokacji jako modele źródeł EA.....	49
3.5. EA i anihilacja dyslokacji na powierzchni kryształu..	51
3.6. EA i anihilacja dyslokacji wewnątrz kryształu.....	53
3.7. Anihilacja a własności solitonowe przegięć dyslokacyjnych.....	56
Odnośniki.....	59