

CAPITOLUL 2

NOȚIUNI PRIVIND RUPEREA MATERIALELOR

- 2.1. Mecanismele fizice ale nucleației și propagării ruperii
- 2.2. Noțiunea de forță de coeziune teoretică. Cristalul perfect
- 2.3. Comportamentul real al materialelor. Noțiunea de defect
- 2.4. Dislocațiile și deformarea plastică
- 2.5. Defecte de suprafață
- 2.6. Mecanismele nucleației ruperii
- 2.7. Microfisurile și ruperea fragilă
- 2.8. Coeficient de concentrare a tensiunilor. Elasticitate triaxială
- 2.9. Câmpul tensiunilor în jurul unui defect eliptic
- 2.10 Defecte critice
- 2.11. Ruperea fragilă și dispersia caracteristicilor. Reprezentarea statistică Weibull

2.1. Mecanismele fizice ale nucleației și propagării ruperii

Caracteristica cea mai importantă a materialelor metalice o reprezintă structura acestora. Metalele cristalizează cel mai frecvent în următoarele tipuri de rețele: a)-cubică cu fețe centrate (CFC), b)-cubică cu volum centrat (CVC) sau c)-hexagonal compactă (HC). Aceste rețele cristalografice sunt ilustrate în figura 2.1 [290].

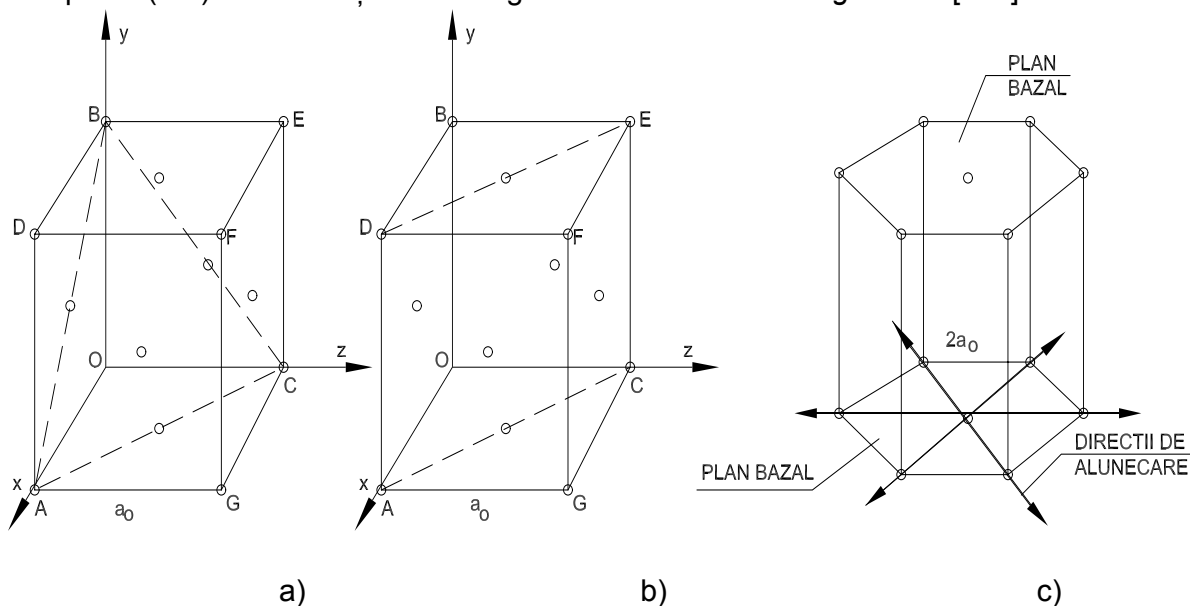


Fig. 2.1. Rețele cristaline

Rețelele cubice sunt caracterizate prin constanta rețelei a_0 , ce corespunde constantei interatomice (lungimea laturii celulei cubice elementare). Rețelelor hexagonale compacte le sunt asociate două constante: a_0 – distanța interatomică în

spațiul bazal, și c_0 – distanța între planele bazale. Numărul de atomi dintr-o rețea ce revine unei celule elementare definește numărul de coordinare.

După particularitățile rețelei și ale acțiunilor exterioare (solicitare, temperatură etc.) cristalele se pot deforma ca urmare a unuia dintre următoarele procese: alunecare, maclare, pierderea stabilității.

- *Alunecarea* se desfășoară în plane și direcții preferențiale. În general, planele și direcțiile preferențiale de alunecare într-un cristal corespund acelor cu densitatea atomică cea mai mare. Specificarea planelor cristalografice se face prin intermediul indicilor Miller care se notează cu (hkl) , iar cei ai direcțiilor se notează $[uvw]$.

O combinație între un plan și o direcție de alunecare formează un sistem de alunecare. Pentru un sistem de alunecare cu direcția de alunecare X , cuprinsă în planul cristalografic de alunecare cu normala N , *figura 2.2*, componenta tangențială τ indusă de tensiunea axială σ , în planul de alunecare și după direcția de alunecare, este:

$$\tau = \sigma \cos \varphi \cdot \cos \theta \quad (2.1)$$

unde φ și θ sunt unghiurile făcute de tensiunile axiale σ cu normala la planul de alunecare și, respectiv la direcția de alunecare. Alunecarea se deplasează când τ atinge valoarea critică τ_{cr} . Din relația de mai sus rezultă că alunecarea începe în planul și direcția de alunecare în care produsul ($\cos \varphi \cdot \cos \theta$) este maxim.

- *Maclarea* este, în general, caracteristică rețelelor CVC și HC, fiind favorizată de scăderea temperaturii și creșterea vitezei de deformare. Maclarea, ca mod de deformare a rețelei cristaline, constă în deplasarea unei părți din rețea, astfel încât această parte să se plaseze în raport cu un plan – planul de maclare – într-o poziție simetrică prin reflectare în oglindă.

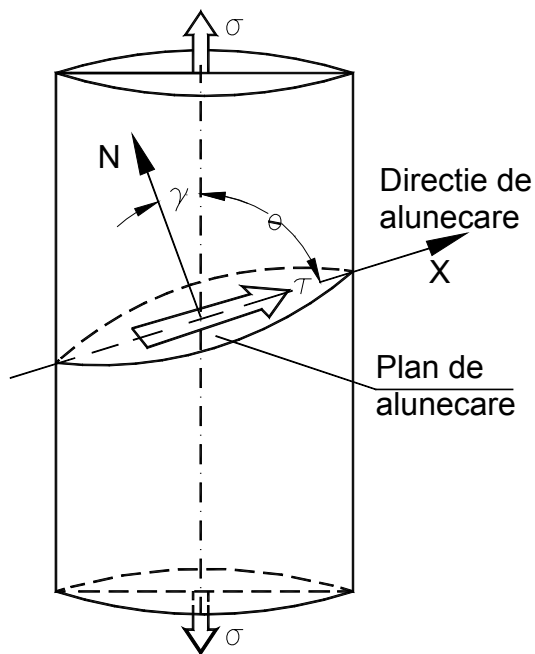


Fig. 2.2. Sistem de alunecare

Instalarea modului de deformare prin alunecare sau maclare este guvernată de felul în care tensiunile tangențiale critice variază cu temperatura. La rețelele CVC, tensiunea critică pentru alunecare crește puternic odată cu scăderea temperaturii, în timp ce tensiunea critică de maclare este relativ insensibilă la variația temperaturii, *figura 2.3*.

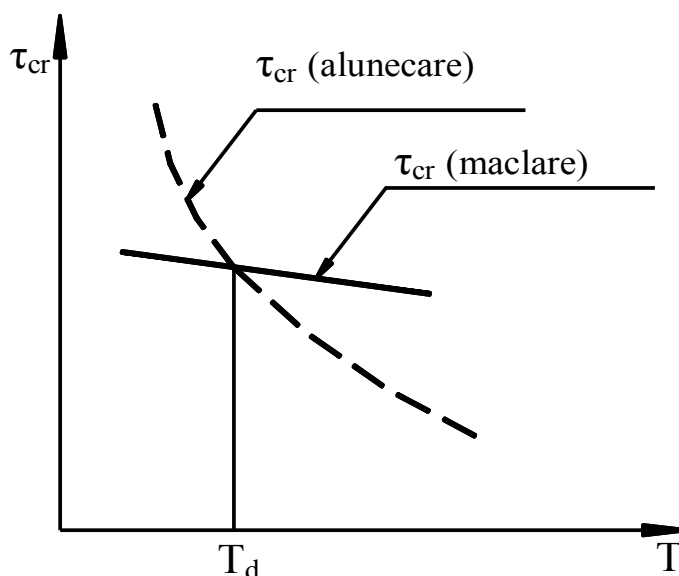


Fig. 2.3 Variația tensiunii de alunecare cu temperatura

Astfel, la temperaturi scăzute, când $T < T_d$, tensiunea de maclare este mai mică decât tensiunea de alunecare și ca urmare maclare este modul preferat de deformare. La $T > T_d$, tensiunea de alunecare este mai mică decât tensiunea de maclare, astfel că alunecarea se instalează ca mod preferat de deformare.

La rețelele CFC, tensiunea critică de maclare este ridicată, astfel încât acest mod de deformare trece practic neobservat. Rețelele HC se deformează ușor prin maclare într-un domeniu larg de temperaturi.

- **Pierderea stabilității** apare la solicitarea de compresiune a cristalelor hexagonale după o direcție paralelă cu planul bazal. O astfel de deformare se limitează numai la o regiune a cristalului, regiune care trece brusc într-o poziție înclinată, *figura*. 2.4. Zona deformată este cunoscută în literatura de specialitate sub denumirea de bandă "kink".

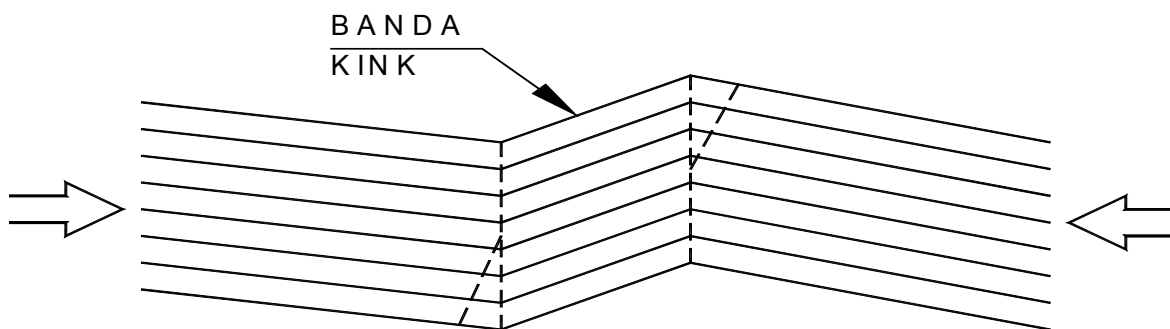


Fig. 2.4. Pierderea stabilității benzilor de alunecare

Procesul care urmează după deformarea plastică este *ruperea*. La nivel microstructural se disting două moduri fundamentale de rupere: prin separare sau clivare și prin forfecare.

Rupera prin separare sau clivare implică desfacerea legăturilor interatomice perpendicular pe planele cristalografice având legăturile cele mai slabe – plane de separare sau clivare – sub acțiunea componentelor normale ale tensiunilor.

- *Ruperea prin forfecare* este localizată în planele favorabile alunecării, adică în planele de mare compactitate, fiind o consecință a ruperii legăturilor în aceste plane.

În policristale planele de separare nu sunt întotdeauna perpendiculare pe direcția tensiunii, astfel că la nivel microscopic suprafața ruptă nu este plană pe o distanță mai mare de un grăunte, *figura 2.5a*. În unele metale și aliaje, la nivel microscopic, anumiți grăunți favorabil orientați cedează prin clivare iar alții prin forfecare, *figura 2.5b*. În unele cazuri, la nivel macroscopic, suprafața ruptă poate să apară, cu o bună aproximație, perpendiculară pe direcția tensiunii normale, *figura 2.5c*.

În policristale, pe lângă ruperea prin separare și prin forfecare (transgranulară), se întâlnește și ruperea intergranulară rezultată din cedarea limitelor grăunților.

Cele două moduri structurale de rupere conferă suprafețelor macroscopice de rupere aspecte diferite. Ruperea prin separare conferă un aspect lucios, pe când ruperea prin forfecare conferă un aspect fibros. Modurile structurale de rupere și deci și aspectele distincte care le caracterizează, pot să coexiste în funcție de desfășurarea mecanismului de rupere.

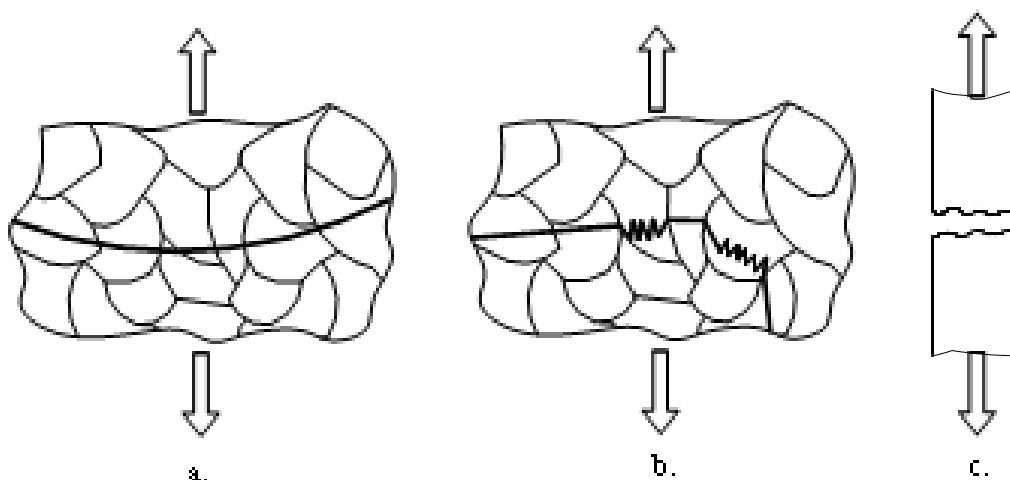


Fig. 2.5. Moduri structurale de rupere

Din punct de vedere macroscopic este uzuală clasificarea ruperilor în *ductile* și *fragile*. Ruperile ductile sunt precedate de o deformare plastică apreciabilă și sunt asociate cu energie de rupere mare. Ruperile fragile sunt precedate de deformări plastice neglijabile, energia consumată în procesul de rupere fiind mică.

2.2. Noțiunea de forță de coeziune teoretică. Cristalul perfect

Procesul de rupere poate fi analizat fie la scară microscopică (scară atomică) fie la scară macroscopică (dimensiunea fisurii). La nivel microscopic fisurarea are loc prin ruperea legăturilor din aproape în aproape. Dacă fisura se propagă după un plan perpendicular pe direcția de solicitare apare tendința de clivaj iar dacă fisurarea are loc după un plan paralel cu direcția de solicitare apare tendința de alunecare (forfecare pură). În cazul unui cristal perfect (fără defecte) se pot determina tensiunile teoretice de rupere prin clivaj sau prin alunecare. La materialele ductile ruperea este precedată de o

importantă deformare plastică datorită creerii și deplasării dislocațiilor. În cazul materialelor fragile deformarea plastică, dacă există, rămâne limitată (localizată) de obicei în jurul defectelor, iar ruperea se produce atunci când tensiunea aplicată atinge valoarea critică.

Rezistența teoretică de rupere a materialelor metalice este determinată de intensitatea forțelor interatomice de coeziune. Aceasta rezultă din echilibrul a două acțiuni cu efecte opuse: *atracția* dintre atomi ce rezultă din starea scăzută de energie a electronilor de valență și *respingerea* atomilor ca o consecință a principiului de excluziune a lui Pauli. Aceste efecte se materializează prin forțele de atracție și cele de respingere, care variază cu distanța interatomică a_0 . Variația acestor forțe este ilustrată în *figura 2.6a*. Forțele de legătură interatomică apar ca rezultatul interacțiunii plane dintre atomi. În *figura 2.6b* este prezentat modelul atomic al unei fisuri.

În *figura 2.6a*, poziția marcată cu a_0 este distanța de echilibru interatomic. Separarea a doi atomi presupune scoaterea lor din poziția de echilibru prin mărirea distanței $x = a_0$, ceea ce se poate realiza prin aplicarea unor forțe exterioare care să învingă forțele de legătură interatomică. Prin aplicarea unei forțe exterioare crescătoare, legătura interatomică se păstrează până la atingerea tensiunii de rupere σ_t care corespunde maximumului forței de legătură și care este numită *rezistență teoretică de rupere*. Creșterea în continuare a distanței interatomice se face cu descreșterea forței aplicate. Forța de legătură variază cu distanța interatomică, fiind o funcție periodică sinusoidală, avînd perioada $\lambda/2$.

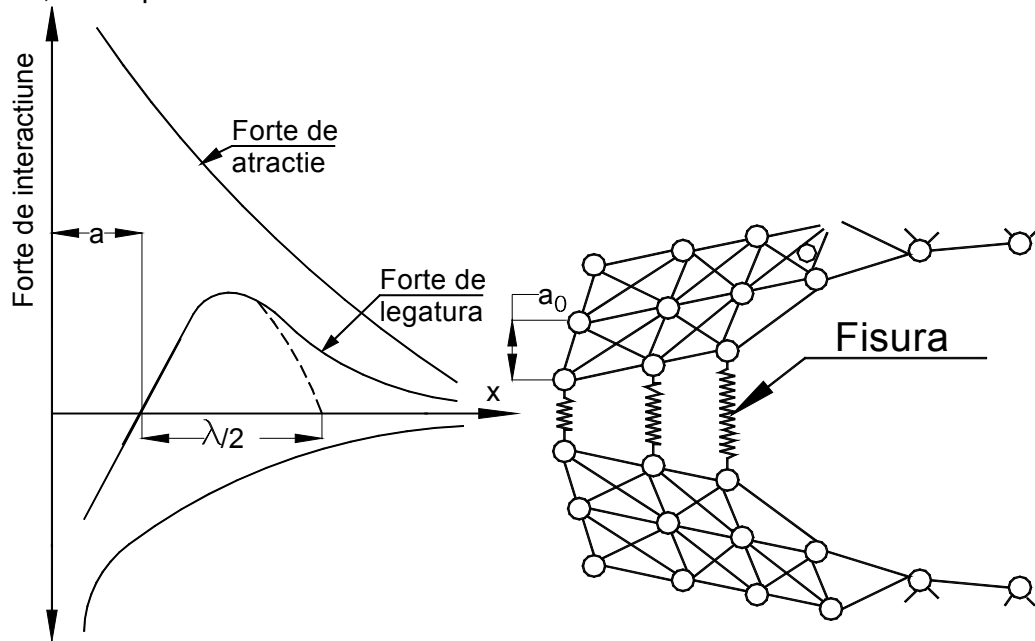


Fig. 2.6. Variația forței de legătură cu distanța interatomică

2.2.1. Tensiunea de rupere prin clivaj. Modelul Orowan

Fie un material omogen, monofazic și fără defecte. În materialele cristaline ruperea fragilă se produce în general în lungul planelor cristalografice precise numite plane de clivaj. În mod obișnuit acestea sunt plane cu înaltă densitate atomică. Tensiunea teoretică necesară pentru decoeziunea unui solid cristalin perfect este tensiunea care trebuie aplicată pentru a putea provoca ruperea, perpendicular pe direcția de sollicitare.

Considerăm modelul atomic din *figura 2.7* în care planele atomice (ABCD..) – (A'B'C'D'..) se află la distanța d , supus unei tensiuni de tracțiune σ .

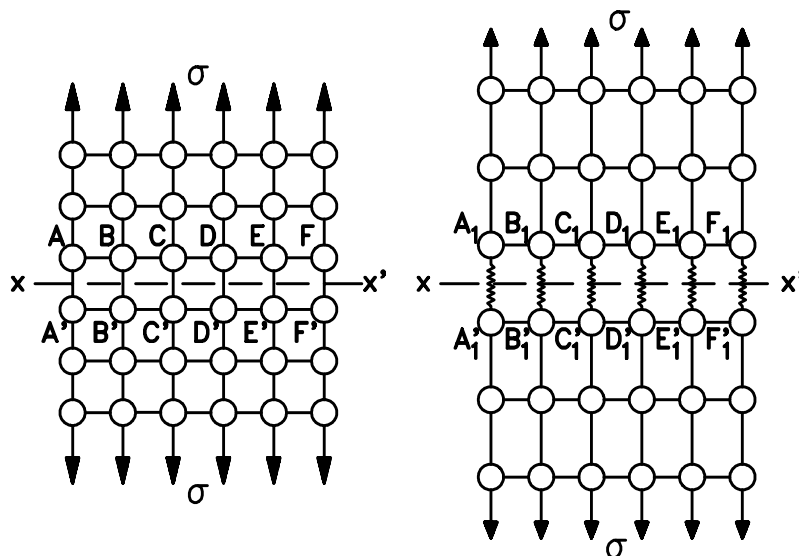


Fig. 2.7. Clivajul unui cristal perfect

Deplasând planele atomice într-o direcție normală pe acestea cu ajutorul tensiunii σ , se constată că *tensiunea teoretică de clivaj* σ_t reprezintă tensiunea necesară pentru a rupe legăturile atomice ale unei suprafețe unitare aflată într-un plan de clivaj. Putem presupune că tensiunea σ_t corespunde forței F ce acționează asupra perechilor de atomi A-A', B-B', etc. situați de o parte și de alta a planului de clivaj X-X' și că forța F necesară pentru a provoca ruperea este identică cu cea necesară pentru a *separa* o pereche de atomi. Această ipoteză neglijează interacțiunea care există între atomul B (de exemplu) și atomii învecinați A și C, etc. situați de aceeași parte a planului de clivaj X-X'. Energia de legătură U și forța $F = \frac{dU}{dx}$ în funcție de distanța x dintre atomii A-A' (de exemplu) are forma generală indicată în *figura 2.8*.

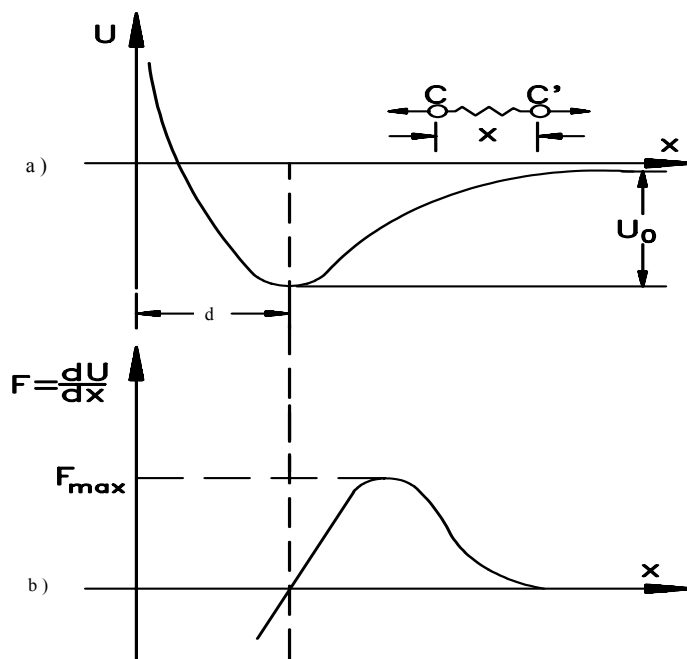


Fig. 2.8. Energia de legătură și forța între o pereche de atomi în funcție de distanță

În *figura 2.9* este reprezentată variația tensiunilor de coeziune σ în funcție de deformația unitară ε a rețelei.

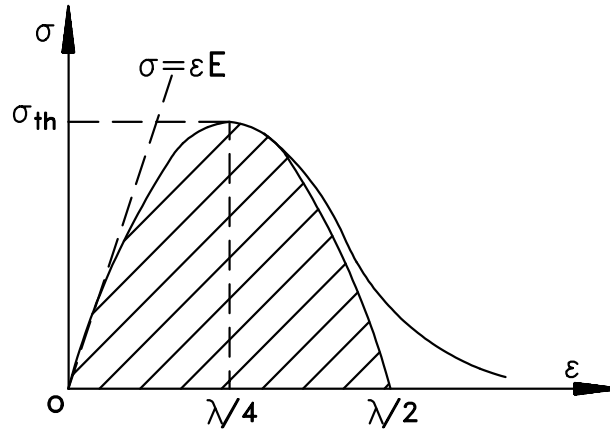


Fig. 2.9. Curba tensiune-deformație (σ - ε)

Energia totală ce trebuie furnizată pentru ca distanța dintre doi atomi să tindă la infinit este U_0 . În ceea ce privește ruperea unui solid, energia stocată în material (energia elastică) este mai mică sau egală cu energia necesară pentru formarea a două noi suprafețe create prin fisurare. Forțele de legătură interatomică apar ca rezultanta forțelor de atracție și de respingere, *figura 2.8b*. Poziția de echilibru, care se stabilește la distanța interatomică d corespunde forței rezultante nule. Separarea a doi atomi presupune scoaterea lor din poziția de echilibru prin modificarea distanței x ce se poate realiza prin aplicarea unei forțe exterioare care să învingă forțele de legătură interatomică. Dacă forța exterioară aplicată este mai mică decât F_{max} , la încetarea acțiunii acesteia atomii revin la poziția de echilibru (proces reversibil elastic). Se constată faptul că, după ce a fost atinsă forța maximă, pentru mărirea în continuare a distanței dintre atomi este necesară o forță mai mică decât F_{max} .

- $\sigma = \frac{F}{d^2}$, $\frac{1}{d^2}$ fiind numărul de legături atomice de tip A-A' pe unitatea de suprafață din planul de clivaj;

$$- \varepsilon = \frac{x - d}{d}$$

Panta inițială a acestei curbe este egală cu modulul lui Young. Pentru a determina σ_t vom presupune o formă aproximativ sinusoidală pentru curba σ - ε dată de legea:

$$\sigma = \sigma_t \sin \frac{2\pi\varepsilon}{\lambda} \quad (2.2)$$

în care λ este perioada funcției sinusoidale (Orowan 1948). La deplasări x mici vor rezulta și deformații σ mici. În aceste condiții se poate face aproximarea $\sin \varepsilon \approx \varepsilon$ astfel încât *relația* (2.2) devine:

$$\sigma = \sigma_t \frac{2\pi\varepsilon}{\lambda} \quad (2.3)$$

În domeniul deformațiilor mici este valabilă legea lui Hooke, respectiv:

$$\sigma = \varepsilon \cdot E \quad (2.4)$$

Din *relațiile* (2.3) și (2.4) va rezulta perioada funcției sinusoidale:

$$\lambda = \frac{\sigma_t 2\pi}{E} \quad (2.5)$$

În procesul de separare (deplasare) a atomilor, tensiunea aplicată efectuează un lucru mecanic L , a cărui valoare este dată de aria cuprinsă sub curba sinusoidală tensiune-deformație, *figura 2.9*, între limitele $\varepsilon \in [0, \lambda/2]$:

$$L = d \int_0^{\lambda/2} \left(\sigma_t \sin \frac{2\pi\varepsilon}{\lambda} \right) d\varepsilon = d\sigma_t \frac{\lambda}{2\pi} \left(-\cos \frac{2\pi\varepsilon}{\lambda} \right) \Big|_0^{\lambda/2} = d\sigma_t \frac{\lambda}{2\pi} \left[-\cos \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{2} + \cos 0 \right] \Rightarrow$$

$$L = d\sigma_t \frac{\lambda}{2\pi} \quad (2.6)$$

Lucrul mecanic, L , efectuat de către tensiunea aplicată se regăsește în energia superficială a celor două noi suprafețe create prin decoeziune: $L=2\gamma_s$ în care γ_s reprezintă *energia superficială* pe unitatea de suprafață.

Având în vedere *relația* (2.6) va rezulta:

$$2\gamma_s = \frac{2\sigma_t^2 d}{E}$$

de unde se deduce:

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{\gamma_s E}{d}} \quad (2.7)$$

Din *relația* (2.7) se constată faptul că rezistența teoretică de rupere este determinată de trei mărimi fizice: d , E și γ_s . Aceste mărimi pot fi evaluate pe baza principiilor de bază ale fizicii solidului sau pot fi determinate experimental.

Expresia (2.7) a fost obținută considerând numai energia de interacțiune între perechile de atomi situați de o parte și de alta a planului de clivaj. Se pot obține expresii asemănătoare pentru σ_t dacă se iau în considerare și energiile de legătură cu atomi mai depărtați, aflați la una, două, trei, etc. distanțe interatomice.

Dacă avem în vedere *relațiile* (2.2), (2.4) și (2.7) se obține:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\gamma_s E}{d}} \sin \left(\frac{2\pi\varepsilon}{2\pi} E \sqrt{\frac{d}{\gamma_s E}} \right) \Rightarrow$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\gamma_s E}{d}} \sin \left(\varepsilon \sqrt{\frac{dE}{\gamma_s}} \right) \quad (2.8)$$

Pentru a exemplifica cele de mai sus, să calculăm rezistența teoretică la rupere a unui oțel pentru care se cunosc:

- modulul de elasticitate longitudinal, $E=21 \cdot 10^4 \text{ N/mm}^2$;
- energia superficială $\gamma_s=10^{-6} \text{ J/mm}^2$;
- distanța interatomică: $d=2,5 \cdot 10^{-10} \text{ mm}$.

Conform *relației* (2.7), tensiunea teoretică de rupere va fi: $\sigma_t = 28,98 \cdot 10^3 \text{ N/mm}^2$.

Din acest exemplu se constată faptul că tensiunea teoretică la rupere a unui oțel depășește cu mult rezistența la rupere R_m determinată experimental printr-o încercare de tracțiune. Posibilele cauze ale acestui rezultat sunt următoarele:

- cea mai mare parte a materialelor se caracterizează prin aceea că deformația apare la un nivel scăzut al tensiunilor aplicate și în același timp prin dispariția acumulării deformațiilor plastice;
- toate materialele, fără excepție, conțin o infinitate de defecte datorate materialului însuși cât și prelucrărilor la care acesta este supus în vederea obținerii de produsului finit.

În *tabelul 2.1* sunt prezentate valorile tensiunilor teoretice de decoeziune prin clivaj pentru câteva materiale. Se poate constata că tensiunea teoretică de decoeziune σ_t este cuprinsă între $E/10$ și $E/5$. În *tabelul 2.2* sunt date câteva din valorile experimentale ale rezistenței reale la rupere determinate pentru diferite materiale.

Dacă se compară valorile determinate experimental ($\sigma_{exp.}$) cu cele teoretice (σ_t) se constată că acestea din urmă sunt cu două sau trei ordine de mărime mai mari decât primele.

Tab. 2.1 Tensiuni teoretice de decoeziune prin clivaj

Material	$E/10^{10}$ [N/m ²]	d [nm]	γ_s [J/m ²]	$\sigma_t/10^{10}$ [N/m ²]	$\frac{E}{\sigma_t}$
C(diamant)	121	0,15	5,4	20,5	6
Si	18,8	0,24	1,2	3,2	6
Ge	12	0,25	1,0	2,5	6
Al ₂ O ₃	35	0,19	1,0	4,6	8
SiO ₂	7,3	0,16	0,56	1,6	5
MgO	24,5	0,21	1,20	3,7	7
NaCl	4,4	0,28	0,11	0,43	10
LiF	9,1	0,20	0,30	1	9
Ag	12,1	0,30	1,1	2,4	5
Fe	20	0,25	2,0	4	5
W	39	0,27	3,0	8,6	4,5
Zn	3,5	0,27	0,1	0,38	9

Tab. 2.2. Valori experimentale ale rezistenței reale la rupere

Material	$E/10^{10}$ [N/m ²]	$\sigma_{exp.}/10^{10}$ [N/m ²]	$\frac{E}{\sigma_{exp.}}$
Oțel carbon	21	200	1000
Duraluminu	7	400	180
Si ₃ N ₄	18	200	1000
SiC	41	500	300
Al ₂ O ₃	35	450	1000
Fibră de sticlă	7	600	100

2.2.2. Tensiunea de rupere prin forfecare. Modelul Frenkel

Modelul Frenkel permite a se estima tensiunea teoretică de forfecare a unui cristal perfect, *figura 2.10a*. Fie a_0 distanța între planele atomice și d distanța interatomică în direcția alunecării. Dacă aplicăm o tensiune de forfecare τ , atomii din planul superior se vor deplasa în raport cu cei din planul inferior. Variația energiei

cristalului în raport cu deplasarea x a atomilor este reprezentată în *figura 2.10b*. Forța de forfecare se obține derivând expresia energiei în raport cu x : $F = \frac{dU}{dx}$.

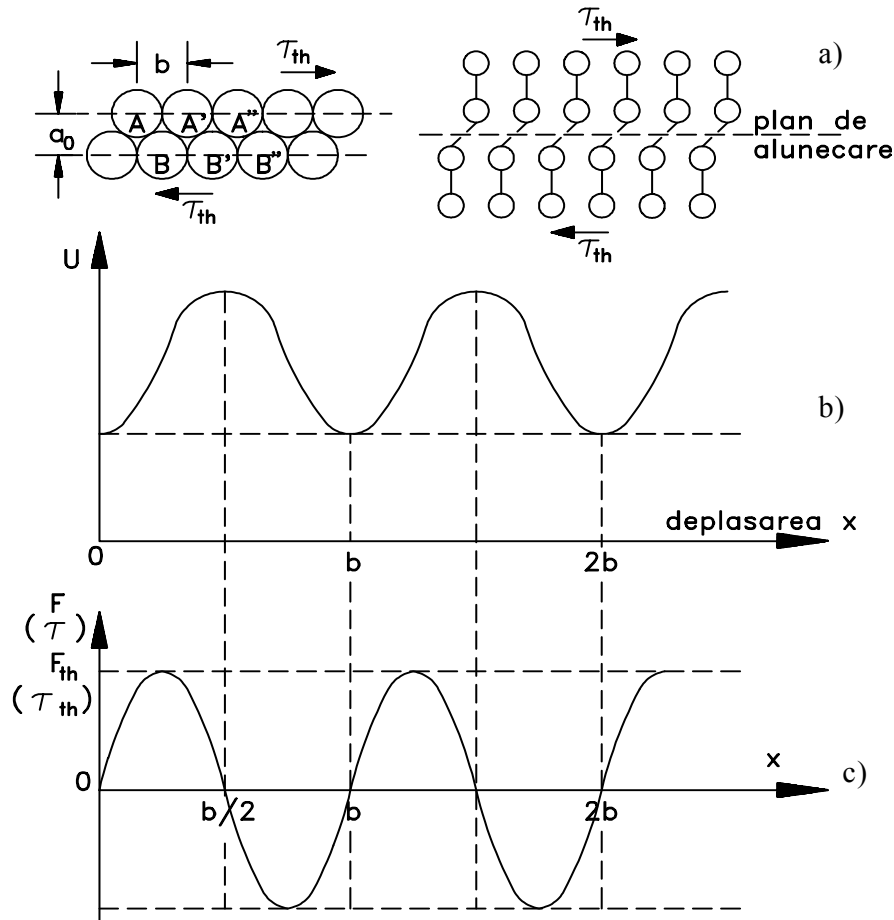


Fig. 2.10. Forfecarea unui cristal perfect

Pozițiile de echilibru stabil ale cristalului corespund deplasărilor $x = \pm n \cdot d$, n fiind un număr întreg. În consecință, pentru aceste deplasări atomii A vin să ocupe pozițiile identice A', atomii A'' pozițiile A'', etc., cristalul rămânând cu aceeași energie. Pentru deplasările $x = \pm n \cdot d + d/2$, perturbarea atomilor, și ca urmare a energiei cristalului, este maximă (poziții instabile). În pozițiile de echilibru stabil și instabil, tensiunea τ , necesară pentru a menține configurația atomică, este zero ($x = \pm n \cdot d/2$).

Variația tensiunii de forfecare în raport cu deplasarea x este, prin urmare, o funcție periodică cu periodicitatea egală cu d și amplitudinea egală cu tensiunea teoretică de forfecare. Pentru simplificare admitem ca această variație este sinusoidală:

$$\tau = \tau_t \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right) \quad (2.9)$$

În care:

- τ_t reprezintă tensiunea teoretică de decoeziune prin forfecare (alunecare);
- d reprezintă distanța interatomică;
- x reprezintă deplasarea atomilor sub acțiunea tensiunii τ_t .

În cazul deplasărilor mici se poate scrie: $\sin \frac{2\pi x}{d} \approx \frac{2\pi x}{d}$ și ca urmare va rezulta:

$$\tau = \tau_t \left(\frac{2\pi x}{d} \right) \quad (2.10)$$

Având în vedere valabilitatea legii lui Hooke în cazul deformațiilor mici (deci și a deplasărilor mici) se poate scrie:

$$\tau = G \cdot \gamma = G \frac{x}{a_0} \quad (2.11)$$

în care $\gamma = \frac{x}{a_0}$ reprezintă lunecarea specifică iar G reprezintă modulul de elasticitate transversal.

Din relațiile (2.10) și (2.11) va rezulta:

$$G \frac{x}{a_0} = \tau_t \frac{2\pi x}{d} \rightarrow \tau_t = \frac{G \cdot d}{2\pi a_0} \quad (2.12)$$

Dacă d și a_0 sunt apropiate ca valoare, se poate scrie:

$$\tau_t \cong \frac{G}{2\pi}$$

În tabelul 2.3 se dau câteva din valorile rezistențelor teoretice de forfecare în comparație cu valorile experimentale. Se constată de asemenea că, valorile teoretice sunt mai mici cu câteva ordine de mărime față de cele experimentale.

Tab. 2.3. Valorile rezistențelor teoretice de forfecare

Material	$\frac{G}{10^{10}} \left[\frac{N}{mm^2} \right]$	$\frac{\tau_t}{10^{10}} \left[\frac{N}{mm^2} \right]$	$\frac{G}{\tau_t}$	$\frac{\tau_{exp}}{10^6} \left[\frac{N}{mm^2} \right]$	$\frac{G}{\tau_{exp}}$
Cu (cfc)	3	0,12	26	1	$3 \cdot 10^4$
Ag (cfc)	2	0,08	26	0,5	$4 \cdot 10^4$
Fe (cc)	6	0,66	9	1,4	$4 \cdot 10^4$
Al ₂ O ₃ (h)	14,7	1,7	8,7	-	-
Zn (h)	3,8	0,23	16	0,29	10^5

Având la dispoziție relațiile (2.7) și (2.12) se va putea calcula rezistența teoretică a materialelor considerate perfecte pe baza a două moduri fundamentale de rupere.

Materialele reale au rezistențe mult mai mici. Aceste materiale conțin defecte punctuale, dislocații, rosturi între grăunți sau macle, fisuri, pori, incluziuni, segregări. Aceste defecte au un efect important asupra rezistenței materialului, în particular dislocațiile în cazul materialelor ductile și fisurile în cazul celor fragile.

2.3. Comportamentul real al materialelor. Noțiunea de defect

Indiferent de tipul ruperii, fragile (rupere prin clivaj) sau ductile (rupere prin alunecare), tensiunile reale de rupere sunt mult mai mici decât cele teoretice, calculate anterior. Pentru explicarea acestor fenomene trebuie să intervenim cu noțiunea de defect și în principal cu cea de defect liniar (dislocații) în cazul deformațiilor plastice și cea de tip fisură (sub forma Griffith) în cazul ruperii fragile.

S-a constatat experimental că dacă avem raportul $\sigma_t / \tau_t > 10$, materialul are o comportare ductilă și este posibil să se degradeze mai degrabă datorită unei curgeri

plastice importante. Dacă însă, între cele două tensiuni se stabilește relația $\sigma_t > \tau_t$, la temperatura de bază materialul are o comportare preponderent fragilă. Cele două mecanisme, care vor conduce în final la ruperea materialului, nu sunt întodeauna independente: deplasarea dislocațiilor (curgerea plastică) poate să conducă la formarea fisurilor și la antrenarea acestora. O curgere plastică se produce în general în vecinătatea suprafețelor în care există microdefecte atunci când acestea se propagă sub acțiunea sollicitării.

2.3.1. Cristale reale

Cristalele cu un aranjament al particulelor componente periodic, tridimensional, perfect regulat, nu există în realitate. Cristalele reale prezintă abateri de la această reprezentare, abateri numite defecte. Sunt proprietăți ale corpurilor cristaline care depind într-o mică măsură de defectele pe care acestea le conțin. În această categorie se includ: densitatea, permitivitatea dielectrică, căldura specifică, proprietățile elastice, etc. Defectele influențează însă, într-o măsură hotărâtoare, proprietățile corpurilor cristaline cum sunt: rezistența mecanică, duritatea, reziliența, electroconductivitatea. Defectele, ca abateri de la cristalul ideal, privesc atât aranjamentul cristalografic și starea particulelor constituente ale rețelelor cristaline cât și starea electronilor. Se deosebesc astfel: defecte punctuale de rețea, defecte liniare (dislocații), defecte de suprafață, etc.

2.3.2. Defecte punctuale

Imperfecțiunea punctuală reprezintă o abatere de la popularea normală (ideală) cu atomi (ioni) a rețelei cristaline, limitată la o anumită poziție din rețea și la vecinătatea imediată a acesteia. Imperfecțiunile de acest tip pot fi:

- *vacanțe*, adică noduri ale rețelei din care lipsesc atomii (ionii) care în mod normal trebuie să le ocupe, *figura 2.11*. Defectele de tip Frenkel, *figura 2.11a*, constau în vacanțe formate ca urmare a trecerii atomilor (ionilor) în interstițiile rețelei.

- Defectele de tip Schotky, *figura 2.11b*, constau în formarea de vacanțe ca urmare a migrării atomilor (ionilor) la suprafața cristalului sau la suprafața porilor din cristale.

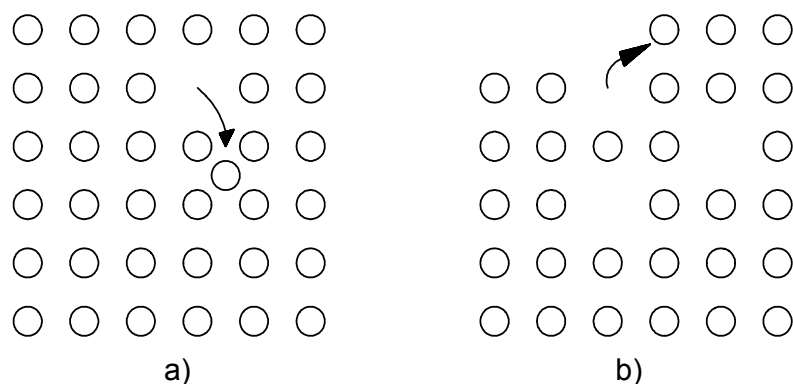


Fig. 2.11. Defecte punctuale - vacanțe

- *atomii (ionii) interstițiali* sunt atomi (ioni) de același fel cu cei ai rețelei cristaline considerate, ce ocupă locuri în interstițiile rețelei ideale (deci poziții în mod normal neocupate), *figura 2.12*.

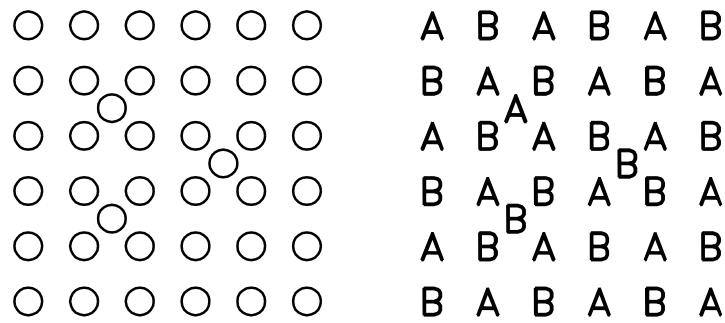


Fig. 2.12. Atomi interstițiali

- *atomi (ioni) interschimbați*, deci în poziții ocupate greșit, formând aglomerări de atomi (ioni) de același fel. Interschimbările atomilor componenți ale rețelei conduc la aglomerări de atomi de același tip. *figura 2.13.*

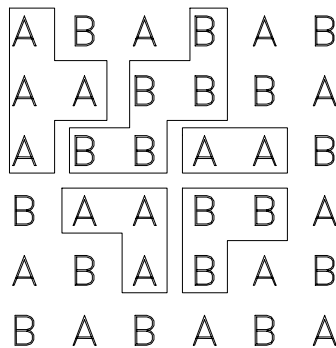


Fig. 2.13. Atomi interschimbați

- *atomi (ioni) străini*, diferiți de cei constituenți ai rețelei gazdă care, fie că substituie atomii acesteia fie ocupă poziții interstițiale.

2.4. Dislocațiile și deformarea plastică

Dislocațiile reprezintă o distorsiune a mediului și se caracterizează cantitativ prin vectorul Burghers \vec{b} asociat, care – în cazul unei rețele cristaline – este măsura direcției și deplasării unui atom aflat deasupra planului de alunecare față de atomul corespondent, aflat sub planul de alunecare.

Se disting două tipuri fundamentale de dislocații:

- ✓ *marginală*, care reprezintă regiunea limită a unui supraplan atomic sau regiunea din planul de alunecare care separă partea cristalină care a alunecat de partea care nu a alunecat;
- ✓ *elicoidală*, reprezintă regiunea care, avînd atomii dispuși în spirală, separă partea cristalului care a alunecat de partea care nu a alunecat.

În cazul dislocațiilor marginale, vectorul Burghers este paralel pe linia de distribuție și deci paralel cu direcția de alunecare.

În cazul dislocațiilor elicoidale, vectorul Burghers este paralel cu linia de dislocație, deci paralel și cu linia de alunecare.

Dislocațiile liniare (marginale) rezultă ca urmare a deformării structurale datorate apariției unei semi-suprafețe suplimentare de atomi într-o anumită zonă a cristalului, *figura 2.14.*

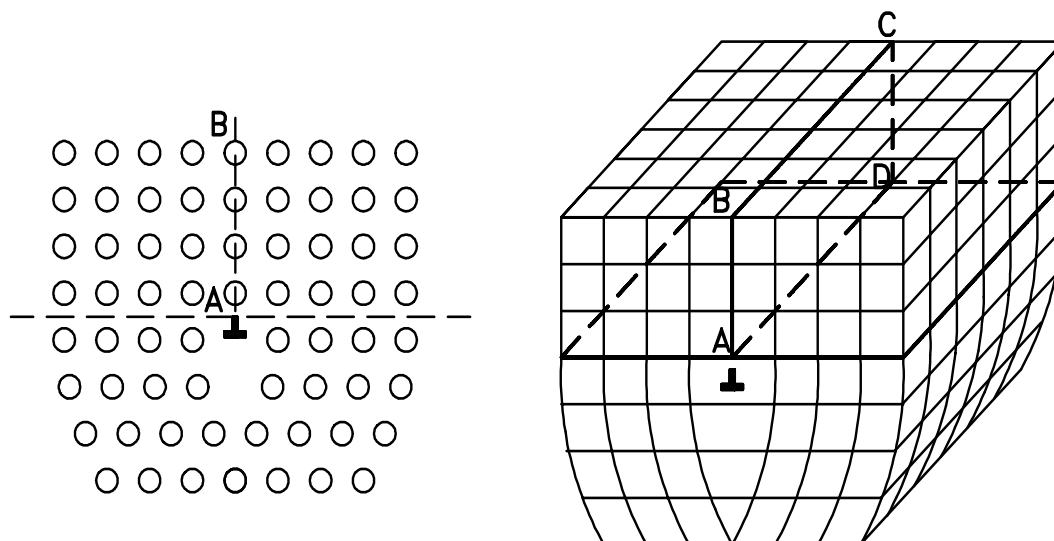


Fig. 2.14. Dislocații marginale - liniare

Extremitatea planului atomic suplimentar marchează linia de dislocație notată cu \perp în reprezentarea bidimensională. Dislocația marginală este pozitivă dacă semiplanul atomilor suplimentari se găsește la partea superioară a cristalului (\perp) și negativă (∇) dacă semiplanul atomilor suplimentari se găsește la partea inferioară. În planul în care se află cuprinsă linia de dislocație AD, alunecarea se face cu ușurință prin mișcarea consecutivă a atomilor dintr-o poziție de echilibru în alta, fapt care duce la propagarea dislocației. Dacă propagarea dislocației se face până la o suprafață liberă a cristalului, va rezulta o alunecare relativă cu o distanță atomică. Planul în care se propagă dislocația marginală se numește plan de alunecare. În cazul în care direcția de alunecare este perpendiculară pe linia de dislocație avem o dislocație marginală, *figura 2.15 a*. În cazul în care direcția de alunecare este paralelă cu linia de dislocație avem o dislocație elicoidală, *figura 2.15b*.

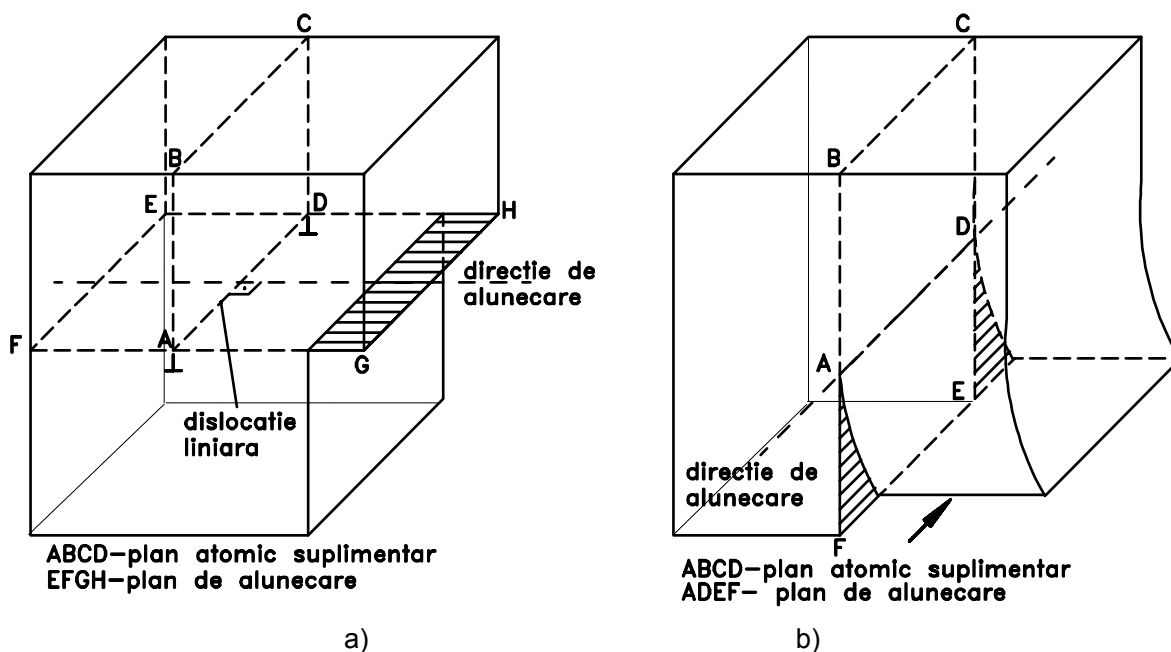


Fig. 2.15. Direcția de alunecare la dislocația liniară (a), și dislocația elicoidală (b)

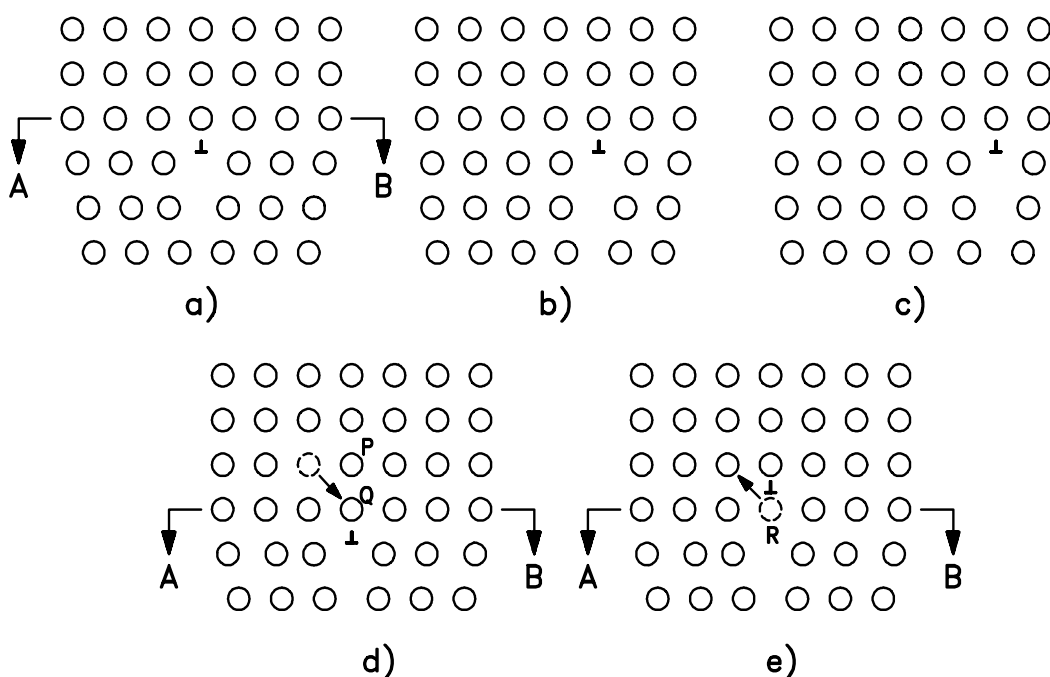
Se pot imagina două mecanisme prin care are loc mișcarea dislocațiilor: prin *alunecare* și prin *difuzie*.

Deplasarea dislocațiilor prin alunecare

Deplasarea dislocațiilor în planul AB conține linia de dislocație. Dacă dislocația în deplasarea ei întâlnește un obstacol, poate trece pe alt plan de alunecare ocolind obstacolul, *figura 2.16 a-b-c*.

Deplasarea dislocațiilor prin difuzie

Deplasarea dislocațiilor prin difuzie este posibilă doar în cazul dislocației marginale. Acest proces este posibil în corelația dislocație-vacanță. Dacă o vacanță difuzează în punctul Q și dacă acest fenomen se repetă pentru toți atomii de pe linia de dislocație atunci dislocația se mută în punctul P adică se mișcă pe o direcție normală cu planul AB, *figura 2.16 d-e*.



a-b-c)-prin alunecare; d-e)-prin difuzie

Fig. 2.16. Deplasarea dislocațiilor

Mișcarea dislocațiilor, din punct de vedere macroscopic, conduce la deformarea plastică a corpului solid. Rezistența mecanică a corpurilor solide este puternic influențată de modificările structurale. Multiplicarea defectelor, deplasarea dislocațiilor și interacțiunea acestora influențează caracteristicile mecanice ale corpului solid. Este cunoscut faptul că materialele fragile conțin asemenea defecte încă din procesul de fabricare, fără mari posibilități de eliminare. Ca urmare, proprietățile lor mecanice sunt puternic afectate de prezența acestor defecte. În fapt, caracteristicile mecanice mai puțin satisfăcătoare ale unor materiale fragile constituie principalul impediment în aplicarea acestora în anumite domenii de activitate. Pe de altă parte, inserția unor atomi străini sau interacțiunea dislocațiilor într-un mod avantajos poate conduce la creșterea rezistenței mecanice a materialelor fragile.

Dislocațiile se mișcă cu ușurință în planele de alunecare. Dacă în aceste plane apar obstacole (precipitări străine rețelei, margini ale rețelei cristaline reprezentate prin

limitele grăunților într-un agregat policristalin) astfel încât planele de alunecare la frontiera dintre grăunți să nu mai coincidă, atunci mișcarea dislocațiilor este blocată și ca urmare șirul dislocațiilor generate într-un plan este îngrădărit pe obstacol.

Pentru a se ajunge să se formeze o microfisură trebuie parcurse trei stadii. Stadiul I corespunde activării surselor de dislocații de tip Frank și Read într-un singur sistem de alunecare. În stadiul II mai multe sisteme de alunecare se întretaie și se deplasează după un plan de alunecare. În stadiul III dislocațiile se îngămădesc asupra obstacolului dezvoltându-se tensiuni care duc în final la apariția microfisurilor.

Se consideră că, sub acțiunea tensiunii exterioare de acțiune τ , o sursă S emite în planul Q de alunecare n dislocații cu același vector Burgers \bar{b} , figura 2.17.

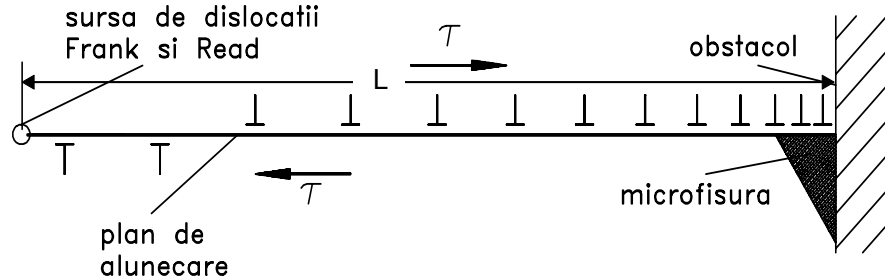


Fig. 2.17. Mișcarea dislocațiilor

Dacă la distanța L de sursă este plasat un obstacol, dislocațiile se îngămădesc pe obstacol pînă când se stabilește o configurație de echilibru a dislocațiilor, rezultată din echilibrul tensiunii aplicate și al forțelor de interacțiune între dislocații. Mișcarea cu dx a șirului de dislocații este posibilă numai dacă prima dislocație din șir se deplasează în sens contrar tensiunii reactive τ_n . Din egalitatea lucrului mecanic total efectuat de forțele exterioare pe cele n dislocații, adică $n b \tau dx$ și lucrul mecanic efectuat contra forțelor de prima dislocație blocată din șir $b \tau_n dx$, rezultă că:

$$\tau_n = n \tau \quad (2.13)$$

adică la nivelul primei dislocații blocate se produce o concentrare a tensiunii cu un factor multiplicativ egal cu numărul dislocațiilor din șir. Ca urmare, prima dislocație rămîne blocată pe un obstacol pînă când tensiunea reactivă a obstacolului este de n ori tensiunea aplicată șirului de dislocații. Aceeași relație este adevărată și în cazul tensiunii normale σ . Astfel :

$$\sigma_n = n \cdot \sigma \quad (2.14)$$

Numărul de dislocații n care sunt în echilibru într-o bandă de alunecare de lungime L sub acțiunea unei tensiuni aplicate τ este:

$$n = \alpha \frac{\pi L \tau}{G b} \quad (2.15)$$

unde: $\alpha = 1$ pentru dislocații elicoidale și $\alpha = 1 - \nu$ pentru dislocații marginale (ν — coeficientul lui Poisson).

În procesele tehnologice de prelucrare a materialelor metalice (deformări, tratamente termice) sunt induse dislocații în planele de alunecare, sau sunt activate procesele de formare ale vacanțelor și de ascensiune a dislocațiilor.

Mișcarea dislocațiilor marginale se face în planul de alunecare, iar a dislocațiilor elicoidale se realizează în planul cu rezistența minimă la înaintare. Mișcarea dislocațiilor este îngreunată de:

- forțele Peierls – Nabarro;
- forța rezistivă indusă de intersecția cu alte formații de dislocații;
- rezistența la alunecare transversală;
- forța rezistivă indusă de vibrațiile rețelei cristaline.

Propagarea dislocațiilor până la suprafața liberă a cristalului are ca efect detașarea unor lamele de material în formă de trepte, *figura 2.18*, vizibile la microscop.

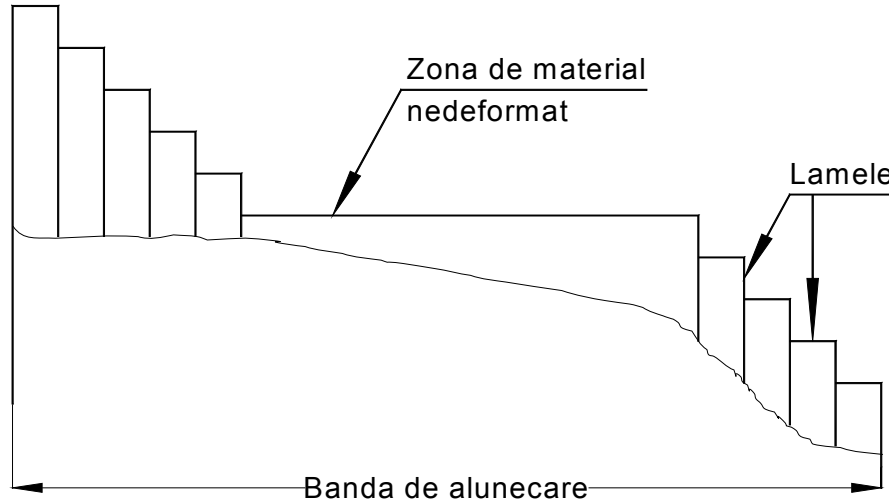


Fig. 2.18. Propagarea dislocațiilor

Alunecarea fiecărei lamele este de ordinul a câtorva mii de distanțe interatomice, ceea ce denotă existența unui număr foarte mare de dislocații în planele de alunecare. Evaluările teoretice ale densității dislocațiilor în aceste cazuri relevă existența unui număr mult mai mic de dislocații. Aceasta conduce la concluzia că în cristale acționează mecanisme de generare și multiplicare a dislocațiilor.

Originea dislocațiilor. Deformația plastică

Dislocațiile există în toate cristalele dar densitatea lor poate varia substanțial. Astfel, pot fi de la 10^5 până la 10^7 cm/cm³ defecte liniare în metale și de la 10 la 10^3 cm/cm³ defecte liniare în cristale ionice și covalente (materiale ceramice). Prin mecanismul Franck și Read de exemplu, densitatea dislocațiilor poate fi modificată cu până la 10^5 cm/cm³. Se poate arăta că o sursă de dislocații de tip Franck și Read de lungime l este activată plecând de la o tensiune:

$$\tau_c = \frac{2G \cdot d}{l} \quad (2.16)$$

în care G reprezintă modulul de elasticitate longitudinal iar d reprezintă densitatea dislocațiilor.

Această tensiune critică va corespunde în fapt limitei elastice reale a cristalului. Limita elastică reală poate fi superioară valorii date de *relația (2.16)* datorită faptului că și alte mecanisme pot controla procesul deformației plastice.

Se poate defini deformația plastică a cristalului ca fiind mișcarea ireversibilă a dislocațiilor și multiplicarea lor. În vecinătatea imediată a dislocației există o regiune comprimată și o regiune supusă la tracțiune. Acest câmp de tensiuni apare ca o consecință a interacțiunii între dislocații și între acestea și alte defecte: goluri, interstiții, precipitate, faze. Aceste interacții sunt la originea fenomenului de ecruisare și întărire structurală observată în metale.

Mișcarea dislocațiilor poate antrena formarea fisurilor. Astfel, dislocațiile care în cursul deplasării lor întâlnesc un obstacol (precipitate, benzi de alunecare ale unui alt sistem, limite între grăunți, etc.) se adună asupra acestui obstacol. Tensiunea la vârful dislocațiilor poate atinge tensiunea teoretică de decoeziune a cristalului.

Tensiunea de inițiere a fisurii depinde de mărimea obstacolului.

Deformațiile plastice datorate mișcării dislocațiilor sunt caracteristice, în principal, metalelor. Materialele ceramice policristaline se deformează mai puțin prin alunecare. Aceasta din cauza absenței mobilității dislocațiilor datorită naturii covalente a legăturilor. În schimb, aceste materiale conțin încă din procesul de fabricare numeroase fisuri ceea ce explică comportamentul lor fragil.

2.5. Defecte de suprafață

Defectele de suprafață sunt de două feluri: exterioare și interioare.

Defectele de suprafață exterioare se datoresc atomilor din nodurile superficiale care sunt parțial coordinați și ca urmare au o energie liberă suplimentară - energie superficială. Defectele exterioare de suprafață se manifestă tocmai prin suprafața lor exterioară.

Defectele de suprafață interioare separă între ele porțiuni dintr-un corp solid care se deosebesc prin structura cristalină sau orientarea cristalografică. În această categorie se includ: suprafețele de separare dintre faze, limitele dintre grăunții cristalini, sublimite.

Suprafețele de separare dintre faze pot fi coerente, *figura 2.19a* când cele două faze sunt caracterizate prin aceeași parametri, semicoerente, *figura 2.19b*, când există o lipsă de continuitate cristalografică și incoerente, *figura 2.19c*, în care apare o discordanță totală între parametrii celor două faze.

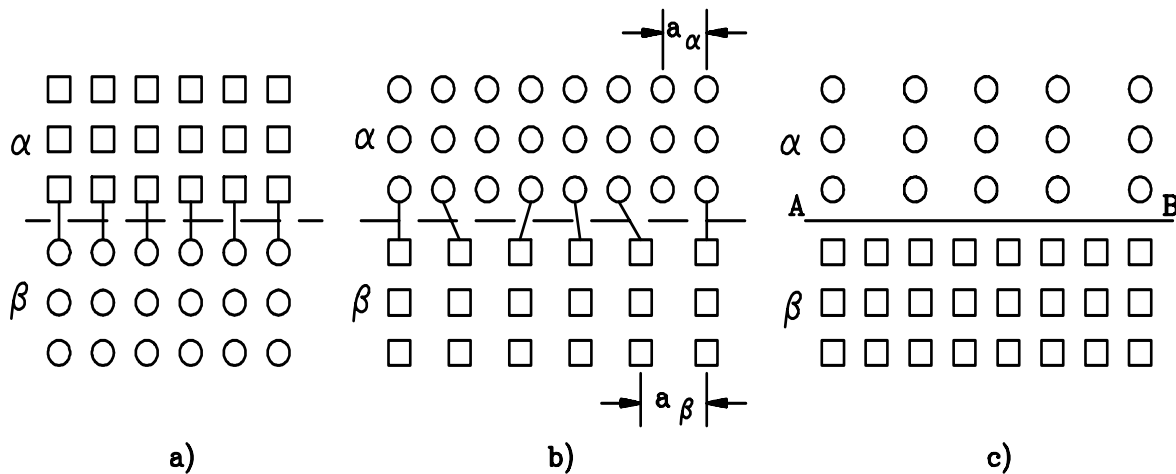


Fig. 2.19. Suprafețe de separare între faze

Limitele dintre grăunții cristalini reprezintă zone de trecere de la grăunții cu o anumită orientare cristalină la grăunții cu o altă orientare cristalină. Există limite la unghiuri mari, *figura 2.20.a,b și c* și limite la unghiuri mici, *figura 2.20d*. Limitele la unghiuri mari pot fi:

- cu o zonă de tranziție ordonată între cristale, *figura 2.20a*;
- cu o structură perfectă până la limita dintre cristale, *figura 2.20b*;
- cu o zonă de tranziție dezordonată între cristale, *figura 2.20c*.

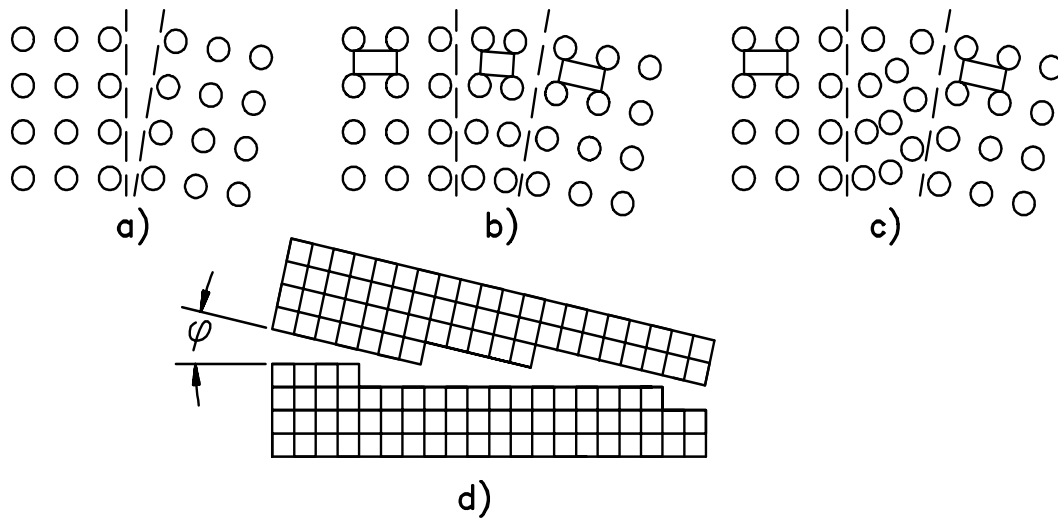


Fig. 2.20. Tipuri de limite între grăunți

Sublimitele sunt defecte de suprafață chiar în interiorul unui cristal. Observații microscopice au arătat că și în interiorul unui cristal rețeaua cristalină se abate de la forma ideală.

2.6. Mecanismele nucleației ruperii

Ruperea materialelor este un fenomen complex, a cărei apariție și desfășurare este guvernată de o multitudine de factori. După numeroși cercetători (Cottrell, Petch, Hahn, etc.) procesul ruperii în materialele metalice se desfășoară în două faze:

- nucleația microfisurilor în mecanisme determinate de echilibrul static și dinamic al dislocațiilor ;
- dezvoltarea microfisurilor în fisuri macroscopice sau în alte formații (goluri sau cavități rotunjite), prin propagare sau coalescență.

Prima fază este controlată de componenta tangențială a tensiunii în planele favorabile mișcării dislocațiilor. Faza a doua este în principal controlată de componenta normală a tensiunii. Ruperea prin separare apare atunci când în faza a doua, la nivel macroscopic, se creează condițiile suprimării deformației plastice, fie datorită scăderii temperaturii, fie prin efecte de natură metalurgică (transformări de gaze, segregări la limita grăunților, etc.) sau geometrică (grosime sau dimensiuni generale).

Ruperea ductilă este caracterizată prin dezvoltarea microfisurilor nucleate ca deformație plastică intensă la vârful microfisurilor și urmată de coalescența cavităților în urma curgerii plastice instabile și gâtuirea domeniilor de separație dintre cavități.

Frecvent se întâlnește cazul în care nucleerea microfisurilor se face prin mecanisme specifice fenomenului de separare, iar faza de propagare a fisurii la nivel macroscopic prezintă caracteristici ductile, manifestate prin reinițierea continuă de microfisuri în fața frontului fisurii dominante, și prin dezvoltarea acestora care, prin coalescență, conduce la extinderea fisurii dominante.

2.6.1. Nucleația microfisurilor prin separare (clivare)

Cercetările experimentale au dovedit că ruperea este precedată de deformația plastică localizată la nivel microstructural. Deformații plastice localizate, în formă de benzi de alunecare sau macle, au fost observate în vecinătatea microfisurilor sau a

suprafețelor de separație rezultate din ruperea materialelor metalice. În continuare sunt prezentate câteva modele privind nucleația fisurilor.

✓ *Modelul Zener* este cel de inițiere a fisurilor prin blocarea deformației plastice dintr-o bandă de alunecare atunci când banda este mărginită de un obstacol, *figura 2.21*. Conform acestui model, o bandă de alunecare este domeniul în care există un număr mare de dislocații marginale cu probabilitate de mișcare.

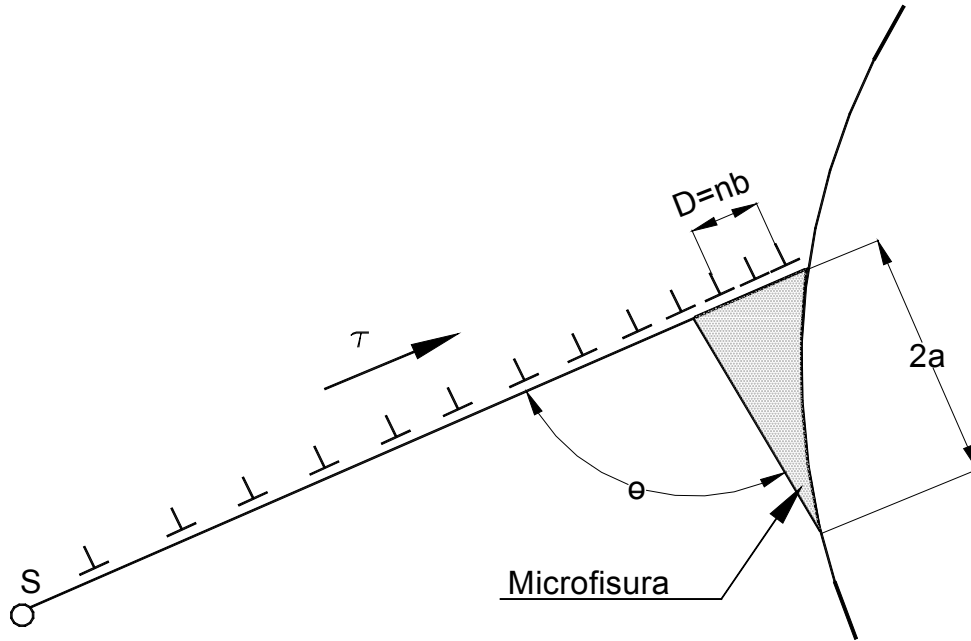


Fig. 2.21. Modelul Zener de mișcare a dislocațiilor

După cum s-a arătat în paragraful precedent, prezența unui obstacol în planul de mișcare al dislocațiilor marginale conduce la o aglomerare a dislocațiilor pe obstacol, aglomerare ce are ca efect inducerea unei puternice concentrări de tensiune pe frontiera obstacolului. Dacă obstacolul este constituit din incluziuni de particule dure, atunci blocarea este eficientă. În cazul în care obstacolele sunt limitele grăunților, datorită orientării lor aleatoare, planele de alunecare din grăunții învecinați nu sunt coplanare, creându-se condițiile concentrării tensiunii prin blocarea benzilor de alunecare. Deoarece dislocațiile marginale sunt plane suplimentare de atomi, un grup de n dislocații, blocate pe un obstacol, conduc prin coalescență la o desprindere în formă de pană plasată la interfața obstacol - matricea structurii. Lățimea cavității în formă de pană este dată de relația $D = nb$, unde b este vectorul Burgers. Pe un obstacol care blochează n dislocații din planul de alunecare sub acțiunea diferenței între tensiunea aplicată τ și tensiunea τ^* , care reprezintă rezistența la mișcare a dislocațiilor, concentrarea tensiunii normale la interfața dintre banda de alunecare și obstacol este:

$$\sigma \approx n(\tau - \tau^*) \quad (2.17)$$

Banda de alunecare ce conține n dislocații, se extinde într-un singur grăunte astfel că lungimea benzii de alunecare se poate aproxima cu d – diametru mediu al grăuntelui. Deplasarea elastică $(\tau - \tau^*)d/G$, care a fost distribuită omogen în banda de lungime d , (G – modulul de elasticitate transversal), se regăsește în deformația plastică nb , care este blocată de obstacol. Din această condiție rezultă numărul de dislocații n , blocate pe obstacol de tensiunea aplicată τ :

$$n = (\tau - \tau^*) \frac{d}{Gb} \quad (2.18)$$

Din relațiile (2.17) și (2.18) rezultă:

$$\sigma = (\tau - \tau^*)^2 \frac{d}{Gb} \quad (2.19)$$

În cadrul acestui model, se consideră că nucleația microfisurii se produce atunci când concentrarea tensiunii σ (relația 2.19) egalează rezistența teoretică la rupere σ_t (relația 2.7 cu $d \approx b$) obținându-se:

$$\tau_{cr} = \tau^* + \frac{[2(1+\nu)\gamma_{so}bG^3]^{1/4}}{d^{1/2}} \quad (2.20)$$

Deoarece nucleația microfisurii se produce la extremitatea planelor cu orientarea cea mai favorabilă pentru alunecare, relația (2.20) poate fi transcrisă în tensiuni normale:

$$\sigma_{cr} = \sigma^* + \frac{[2(1+\nu)\gamma_{so}bG^3]^{1/4}}{d^{1/2}} \quad (2.21)$$

Relația (2.21) explicitează dependența tensiunii pentru nucleația microfisurilor σ_{cr} , de mărimea granulației, exprimată prin diametrul mediu al grăuntelui – d . Această relație fiind o condiție de inițiere, nu descrie ruperea completă.

✓ *Modelul Stroh* dezvoltă modelul Zener, considerând că la un unghi $\theta = 110^\circ$, *figura 2.21*, concentrarea tensiunii pe obstacol este maximă și are expresia:

$$\sigma_{cr} = \sigma^* + 4 \left(\frac{3\gamma_{so}G}{\pi(1-\nu)d} \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

Nucleația microfisurilor poate fi explicată și prin alte *modele bazate pe dinamica dislocațiilor*.

✓ *Modelul Cottrell* – conform căruia pentru rețelele CVC, mișcarea dislocațiilor marginale de vector Burghers $a/2$, în planele ortogonale (101) și $(10\bar{1})$, are ca rezultat o puternică concentrare a tensiunii la intersecția acestor plane, ceea ce conduce la coalescența dislocațiilor în planul (100) , *figura 2.22*. Dislocațiile a au planele atomice suplimentare localizate în planul de clivare (001) , astfel că prin aglomerarea lor se produce separarea în acest plan.

În rețelele CFC acest proces este instabil.

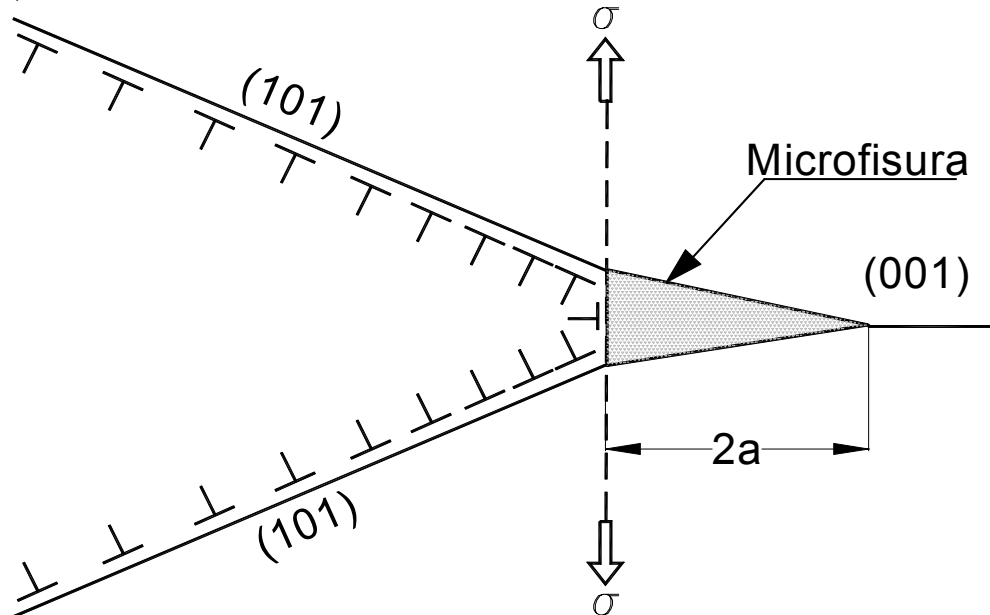


Fig. 2.22. Modelul Cottrell de propagare a fisurii

✓ *Modelul Bullough și Gilman* conform căruia aglomerarea dislocațiilor se produce la limita grăunților într-un plan de alunecare, plan la care se inițiază fisuri, *figura 2.23*.

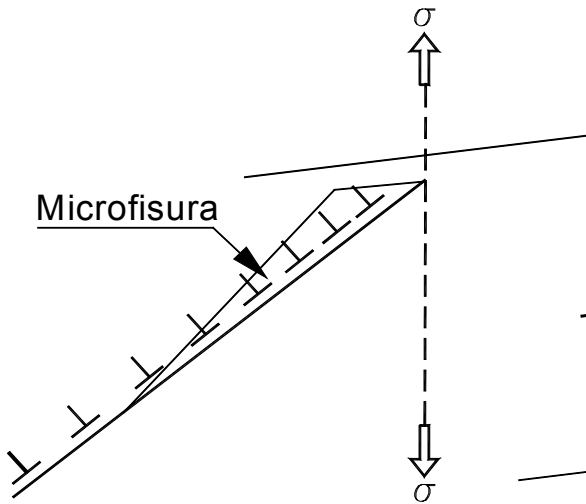


Fig. 2.23. Modelul Bullough și Gilman

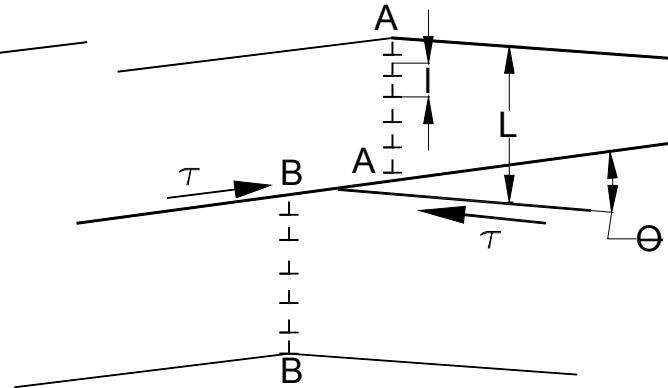


Fig. 2.24. Modelul Orowan și Stroh

✓ *Modelul Orowan și Stroh* – conform căruia în structurile hexagonale compacte mecanismul de polygonizare produce șiruri de dislocații, care la intersecția cu planul bazal determină o concentrare suficientă de tensiune pentru a depăși rezistența coezivă, creându-se o microfisură, *figura 2.24*.

Criteriul de nucleație al microfisurii în acest caz este dat de relația:

$$\theta \ln \left[\frac{L}{l} \theta \right] > 1,2 \quad (2.23)$$

unde θ este unghiul de dezvoltare a limitei substructurii materializată prin șirul de lungime L și cuprinzând n dislocații dispuse la distanța l între ele.

Pentru începerea șirului de dislocații și realizarea desprinderii în planul bazal, este necesară o tensiune tangențială τ_{cr} mai mare decât tensiunea τ^* “de forfecare” la mișcarea dislocațiilor. Tensiunea critică pentru acest proces este dată de relația:

$$\tau_{cr} = \frac{Gb}{l} \exp \frac{l}{\theta} \quad (2.24)$$

Microfisurile nucleate prin maclare pot fi transgranulare sau intergranulare după cum limitele grăunților sunt curate sau cuprind segregări sau precipitări de tip fragil.

2.6.2. Dezvoltarea și propagarea microfisurilor de separare

Microfisurile de separare, odată nucleate, se dezvoltă la o dimensiune suficient de mare pentru a fi operant mecanismul macroscopic global de propagare instabilă.

În general, într-un agregat policristalin, în care ruperea este inițiată prin benzi de alunecare sau prin maclare, se pot distinge trei faze ale sistemului de rupere:

- nuclearea microfisurii prin deformare plastică neomogenă, localizată în urma coalescenței dislocațiilor sub acțiunea tensiunii tangențiale;
- creșterea inițială a microfisurii în grăuntele în care a fost nucleată sub acțiunea componentei normale a tensiunii;

c) trecerea primului obstacol constituit din limite de grăunți, particule dure disperse, etc., această fază fiind controlată de asemenea de componenta normală a tensiunii.

Faza a) de inițiere a microfisurii a fost analizată în paragraful anterior. În continuare se analizează modul în care se intercondiționează fazele b) și c).

Dezvoltarea ruperii prin separare la nivel microstructural este controlată de tensiunea normală σ_F , necesară pentru creșterea inițială a microfisurii. Dacă limita de curgere a materialului este mai mică decât σ_F , atunci deformarea generalizată în toată masa corpului precede nucleerea și dezvoltă microfisurile prin separare, iar procesul ruperii se dezvoltă după mecanismul ruperii ductile. Dacă σ_F este mai mică decât limita de curgere a materialului, atunci ruperea survine înainte de a se produce deformări semnificative la scară microscopică. Conform criteriului lui Cottrell creșterea fisurilor nucleate prin separare, *figura 2.22*, este determinată de energia de deformare W_D asociată dislocației de vector Burghers $D = nb$ și este extinsă la lungimea $2a$.

$$W_D = \frac{Gn^2b^2}{4(1-\nu)} \ln\left(\frac{2r}{a}\right) + 4\gamma_{so}a - \frac{\pi(1-\nu)\sigma_F^2a^2}{2G} - nb\sigma_Fa_o \quad (2.25)$$

unde r este raza efectivă a dislocației.

Primul termen al expresiei (2.25) reprezintă energia proprie a dislocației, al doilea termen – energia superficială efectivă la rupere, al treilea termen – energia elastică asociată fisurii în câmpul tensiunii aplicate iar ultimul termen – lucrul mecanic efectuat de câmpul tensiunilor aplicate datorită creșterii volumetrice atunci când fisura se deschide.

Inițierea ruperii instabile survine la tensiunea σ_G dată de:

$$\sigma_G = \frac{2G\gamma_{so}}{(\sigma - \sigma^*)d} \quad (2.26)$$

Se poate determina valoarea tensiunii aplicate σ_G dată de:

$$\sigma_G = \frac{4G\gamma_{so}}{k_\sigma\sqrt{d}} \quad (2.27)$$

unde k_σ este o constantă experimentală corelată cu generarea dislocațiilor.

Creșterea inițială fiind demarată, microfisura se propagă în grăuntele cristalin până la întâlnirea primului obstacol, de obicei o limită de grăunte: tensiunea normală σ_{0B} necesară pentru asigurarea propagării fisurii este:

$$\sigma_{0B} = \sqrt{\frac{4E\gamma_{0B}}{\pi 2a(1-\nu)^2}} = \sqrt{\frac{8G\gamma_{0B}}{\pi 2a(1-\nu)}} \quad (2.28)$$

(unde $2a$ – lungimea fisurii, poate fi înlocuită cu αd pentru $\alpha \approx 1$).

Condiția de nepropagare a fisurilor este $\sigma_{0B} > \sigma_G$ și din relațiile (2.27) și (2.28) rezultă:

$$\gamma_{0B} > 2\pi(1-\nu)G\left(\frac{\gamma_{so}}{k_\sigma}\right)^2 \quad (2.29)$$

În cazul materialelor cu impurități, la care nucleerea și creșterea inițială a microfisurilor sunt favorizate, tendința de maclare îmbunătățește ductilitatea. Pentru materialele cu grad ridicat de puritate cu inițierea dificilă a fisurii prin clivare, la care dezvoltarea maclării reprezintă modul cel mai eficient de nucleație al microfisurilor, această maclație conduce la diminuarea ductilității.

2.6.3. Mecanismul ruperii ductile

Spre deosebire de ruperea prin separare care apare la un nivel de tensiune bine definit, ruperea ductilă se dezvoltă progresiv cu separarea finală a materialului la tensiuni și deformații specifice nominale mai mari decât acelea la care a fost inițiat procesul. Acest mod de rupere se dezvoltă progresiv prin formarea de microcavități în zona centrală, cavități care prin coalescență în zona gâtuită conduc la formarea zonei centrale a suprafeței de separație.

În prezent se admite faptul că microcavitățile nuclează de obicei în jurul incluziunilor nemetalice, desprinderea făcându-se pe interfața metal-incluziune sau prin ruperea incluziunii. Ductilitatea scade pe măsură ce se mărește gradul de triaxialitate a tensiunii, crește densitatea microcavităților și se mărește gradul de ecruisare. În privința stadiului final de rupere, Zener consideră că separarea se localizează în zonele în care se poate dezvolta o deformare plastică intensă și rapidă prin alunecare, zonă în care capacitatea de deformare este îmbunătățită prin creșterea temperaturii, ca urmare a disipării adiabactice a lucrului mecanic de deformare.

Fenomenul de nucleație și coalescență a microcavităților este implicat și în propagarea stabilă cu caracter ductil a fisurilor. Sub acțiunea unui câmp omogen de tensiune σ , în zona adiacentă vârfului fisurii, în condițiile deformării plastice poliaxiale concentrarea tensiunii este maximă la o anumită distanță de vârful fisurii unde se consideră că nuclează microcavitățile.

- *Tranziția ductil – fragil*

Deoarece limita de curgere a materialului R_e este variabilă cu temperatura, *figura 2.25*, și deoarece ruperea este controlată de îndeplinirea condiției $\sigma_F = \sigma_G \geq R_e$, aceasta implică luarea în considerare a unei temperaturi de tranziție T_{DF} .

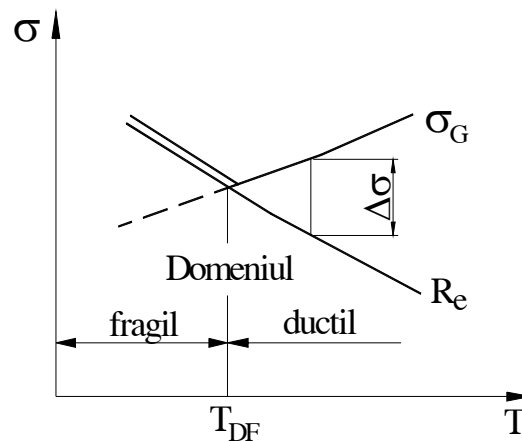


Fig. 2.25. *Tranziția ductil-fragil*

Astfel :

- pentru $T < T_{DF}$ rezultă $R_e > \sigma_G$ și ruperea are caracter fragil;
- pentru $T > T_{DF}$, rezultă $R_e < \sigma_G$ și ruperea are caracter ductil;

în care:

$$\sigma_G = R_e \pm \Delta\sigma = \sigma_F \quad (2.30)$$

Cantitativ rezultă că temperatura de tranziție T_{DF} este marcată de egalitatea $R_e = \sigma_G$. Temperatura de tranziție se poate exprima prin relația:

$$T_{DF} = \ln B - \ln \left(\frac{4G\gamma_{so}}{k_\sigma} \right) + \frac{1}{2} \ln d \quad (2.31)$$

în care B este o constantă de material.

Fenomenul de modificare a caracterului ruperii cu temperatura se numește *tranziție ductil - fragil* și este pus în evidență prin intermediul curbelor de variație cu temperatura a rezilienței, *figura 2.26*.

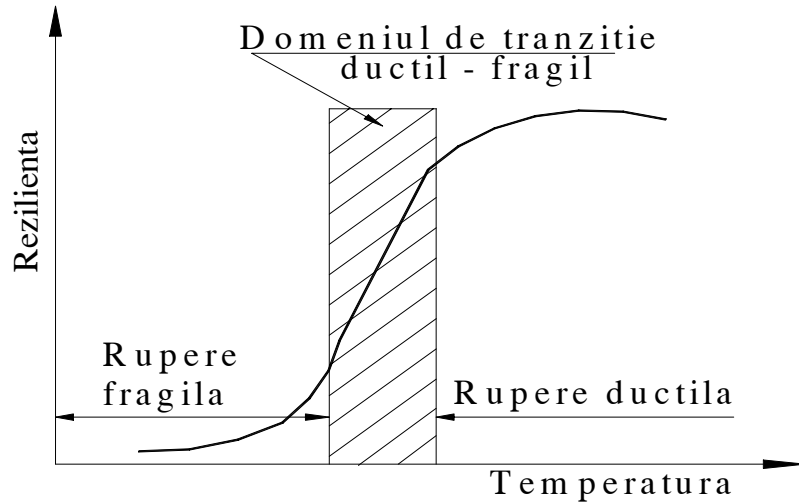


Fig. 2.26. Variația rezilienței cu temperatura

În cazul materialelor metalice, tranziția ductil – fragil se produce într-un domeniu de temperaturi care, prin definiție, trebuie să se găsească sub valoarea minimă a temperaturii de serviciu. Cu cât temperatura de tranziție este mai ridicată, cu atât tendința de rupere fragilă a materialului respectiv este mai accentuată.

Traziția ductil – fragil este influențată de: starea de tensiune, viteza de sollicitare, geometria piesei, factori structurali și de mediu.

2.7. Microfisurile și ruperea fragilă

Am văzut că valoarea tensiunii teoretice necesară decoeziunii unui cristal perfect este mult mai mare în raport cu cea determinată experimental. Explicația poate fi următoarea: rezistența teoretică a fost calculată pentru un material perfect, deci fără defecte. În fapt, materialele conțin defecte globale, de cele mai multe ori sub forma unor microfisuri. Decoeziunea rețelei cristaline pornește tocmai de la nivelul acestor defecte și apare la o tensiune exterioară de sollicitare mult mai mică decât tensiunea teoretică de decoeziune.

Pentru prima dată în anul 1920, **Griffith** arăta că toate materialele macroscopice, considerate a fi omogene și izotrope, conțin defecte microscopice [102]. Atunci când se aplică o sollicitare din exterior, la nivelul acestor defecte apare o concentrare a tensiunilor astfel încât, în aceste puncte poate fi atinsă tensiunea de decoeziune a materialului respectiv. Diferența între rezistențele teoretice (σ_t) și cele experimentale (σ_{exp}) în cazul ruperii fragile, rezidă tocmai în efectul concentrării tensiunilor provocate de fisurile microscopice. Ruperea fragilă implică în fapt, două stadii:

- producerea fisurilor;
- propagarea fisurilor.

În cele mai multe cazuri fisurile preexistă în material și ca urmare etapa critică este cea a propagării.

Analiza energetică a lui Griffith încearcă să determine condițiile de propagare a unei fisuri existente într-o placă presupusă infinită și perfect elastică. Această placă, cu grosimea egală cu unitatea, este încărcată uniform cu o tensiune σ , având o fisură străpunsă de lungime $2a$, *figura 2.27*.

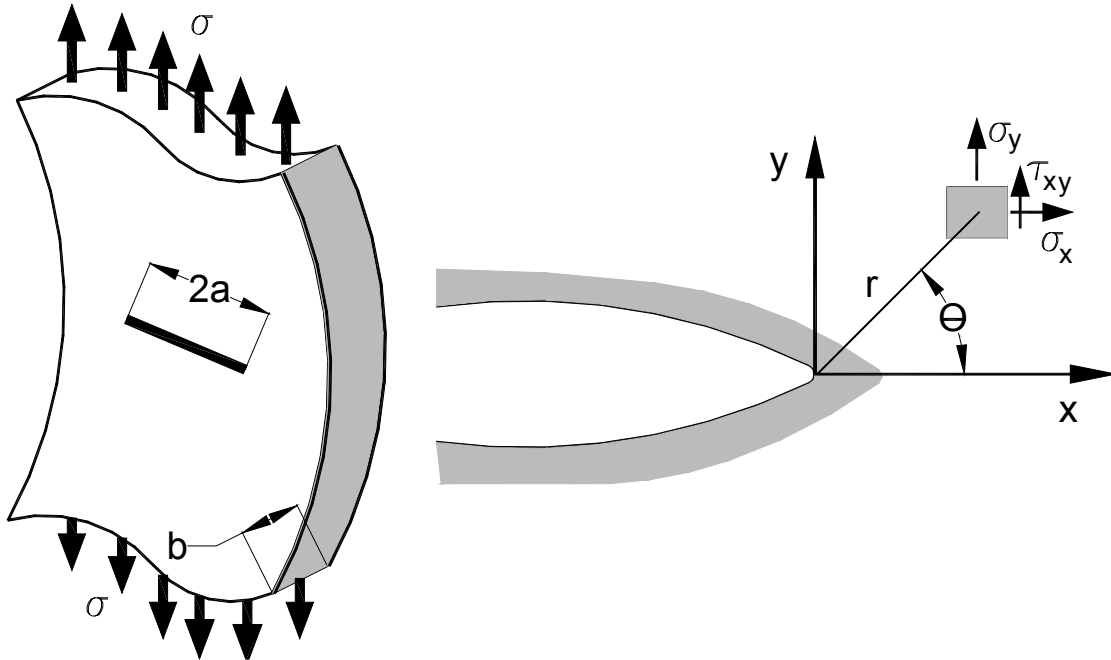


Fig. 2.27. Fisura de tip Griffith

Griffith propune un criteriu termodinamic pentru rupere care consideră variația totală de energie într-un solid atunci când fisura își mărește lungimea.

In capitolul 3 vom reveni mai în detaliu asupra acestei aproximări energetice, aici încercăm să prezentăm modul de exprimare a tensiunii de rupere pentru un material fragil ce conține o fisură de lungime $2a$.

Prin energie a sistemului se înțelege o parte din energia superficială a celor patru noi suprafețe propagate ale fisurii adică $2 \cdot 2a \cdot \gamma_s$ ($4a\gamma_s$) și pe de altă parte energia elastică stocată în placă datorită solicitării exterioare. Energia elastică acumulată în placă va fi cu atât mai mică cu cât lungimea fisurii este mai mare. Pentru fisura străpunsă din *figura 2.27*, plasată perpendicular pe direcția de solicitare, Inglis a arătat că diminuarea energiei elastice datorată prezenței fisurii este egală cu $\frac{\pi\sigma^2 a^2}{E}$, E fiind modulul lui

Young. În acest caz, energia totală a sistemului va fi:

$$U_{tot} = U_0 + 4a\gamma_s - \frac{\pi\sigma^2 a^2}{E} \quad (2.32)$$

în care U_0 este energia de deformare elastică a corpului în absența fisurii. Din *figura 2.28* se remarcă faptul că suma acestor energii trece printr-un maxim pentru o anumită valoare a semilungimii fisurii și anume pentru $a=a_c$.

Presupunem că energia suprafețelor libere aparținând fisurii reprezintă singura energie furnizată pentru ca fisura să se poată propaga. Dacă $a > a_c$, propagarea în continuare a fisurii produce o diminuare a energiei sistemului. Astfel, dacă se atinge

valoarea critică a_c , fisura se va propaga instabil. Această valoare a_c va rezulta din relația:

$$\frac{\partial}{\partial a} \left(4a\gamma_s - \frac{\pi\sigma^2 a^2}{E} \right) = 0 \quad (2.33)$$

de unde rezultă:

$$2E\gamma_s = \pi\sigma^2 a \quad (2.34)$$

ce reprezintă relația lui Griffith pentru condițiile de propagare a unei fisuri într-un material fragil.

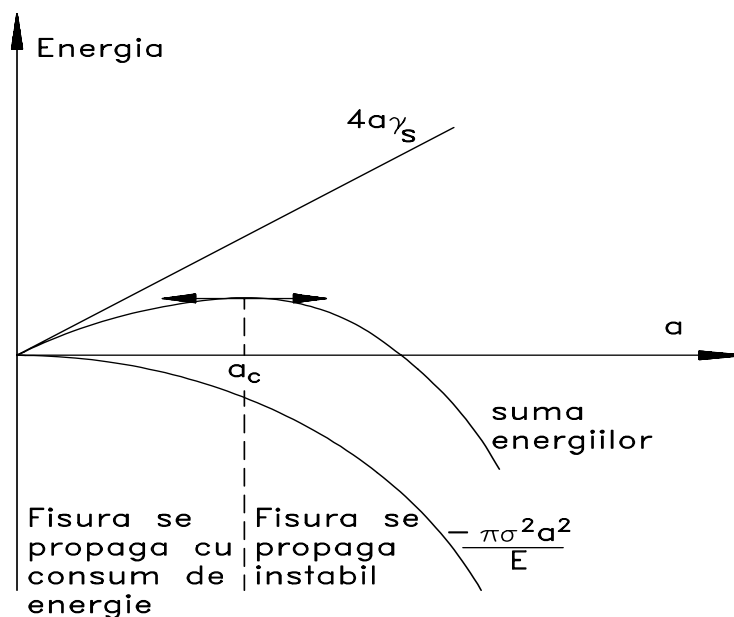


Fig. 2.28. Suma energiilor în funcție de semilungimea fisurii

Valorile mărimilor σ și a din *relația* (2.34) sunt valori limită: dacă ele sunt atinse se va produce propagarea fisurii care poate fi din acest moment o propagare instabilă.

Dacă se dorește determinarea valorii maxime a tensiunii pe care o poate suporta placa ce conține o fisură de lungime $2a_0$, aceasta va fi dată de relația:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi a_0}} \quad (2.35)$$

Dacă placa este supusă solicitării cu tensiunea σ_0 , pentru ca ea să reziste nu trebuie să conțină fisuri cu lungimi mai mari decât cele rezultate din relația:

$$a = \frac{2E\gamma_s}{\pi\sigma_0^2} \quad (2.36)$$

S-a văzut că tensiunea teoretică necesară decoeziunii, σ_t , este dată de relația:

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{d}}$$

Raportul dintre tensiunea necesară pentru propagarea instabilă a unei fisuri de lungime $2a$, dată de Griffith, și tensiunea teoretică de decoeziune, este:

$$\frac{\sigma}{\sigma_t} = \sqrt{\frac{2d}{\pi a}} \cong \sqrt{\frac{d}{a}}$$

Presupunând că avem o fisură de 6 micrometri, $2a=6 \mu\text{m}$ și distanța interatomică $d = 3 \text{ \AA}$, va rezulta:

$$\frac{\sigma}{\sigma_t} \cong \frac{1}{100}$$

Ca urmare, prezența unei fisuri de numai 6 μm este suficientă pentru a explica faptul că tensiunea necesară propagării instabile a fisurii (și în final ruperii) este cu două ordine de mărime mai mică decât tensiunea teoretică de decoeziune.

În practică, fisurile au un asemenea efect catastrofal numai pentru materialele extrem de fragile. De obicei, propagarea fisurilor este acompaniată de o anumită deformare plastică. Ca urmare, în afară de energia superficială unitară γ_s , trebuie să se țină cont și de energia datorată deformății plastice γ_p . În aceste condiții, raportul celor două tensiuni va fi:

$$\frac{\sigma}{\sigma_t} \cong \sqrt{\frac{d \gamma_p}{a \gamma_s}}$$

Pentru obținerea unui raport de 1/100 între σ și σ_t în cazul unui material semi-fragil sau ductil, trebuie ca fisura să fie mult mai mare decât în cazul materialului pur elastic. Pentru materialele cu legături covalente, fragilitatea este dată de faptul că, la vârful fisurii, tensiunea tangențială este mai mare decât tensiunea teoretică de decoeziune (σ_t), la vârful fisurii apărând o relaxare a tensiunilor.

2.8. Coeficient de concentrare a tensiunilor. Elasticitate triaxială

Pentru o bară a cărei secțiune transversală este S_0 , solicitată la tracțiune de o forță F , tensiunea în secțiunea S_0 este uniformă și dată de relația: $\sigma = \frac{F}{S_0}$. Dacă în secțiunea transversală există un defect de mărime mică, de exemplu un por sau o microfisură, tensiunea în imediata vecinătate a acestui defect nu are valoarea pe care ar fi avut-o în materialul fără acel defect. În cazul materialului cu defect, tensiunea maximă va fi $\sigma_M = k \cdot \sigma$, unde k este un coeficient mai mare ca 1, numit *coeficient de concentrare a tensiunilor*.

Se consideră o fisură ascuțită, în care raza la vârful fisurii este de ordinul distanței interatomice, *figura 2.29*.

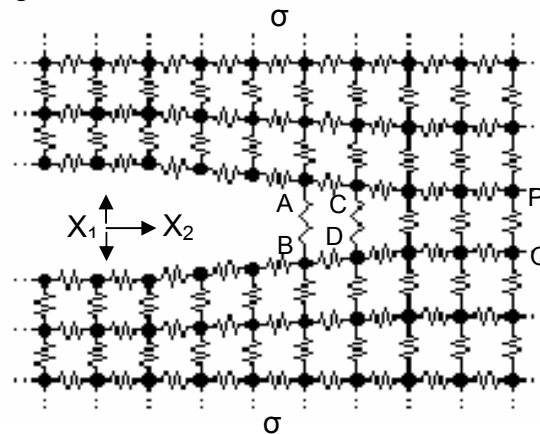


Fig. 2.29. Schematizarea comportamentului atomic în vecinătatea unei fisuri în timpul solicitării

Această schemă la scară microscopică arată faptul că cea mai solicitată legătură este A-B: distanța A-B devenind superioară celorlalte distanțe. Legătura C-D este mai

puțin solicitată decât A-B iar legătura P-Q este supusă doar tensiunii uniforme $\sigma = \frac{F}{S_0}$.

Efectul de concentrare a tensiunilor se exercită pe o anumită distanță de la vârful fisurii. Se constată că alungirea legăturii A-B este superioară alungirii legăturii C-D. Se observă nu numai o creștere a tensiunii pe direcția X_1 (paralelă cu direcția de solicitare) ci și apariția unei tensiuni pe direcția X_2 (perpendiculară pe direcția de solicitare). Astfel, solicitarea uniaxială (direcția X_1) a unei plăci ce conține o fisură introduce în placă nu numai o tensiune de tracțiune (σ_{11}) mult mai mare în vecinătatea fisurii decât în restul plăcii, ci și o tensiune de tracțiune pe direcția X_2 (σ_{22}). Pentru starea plană de deformare trebuie să considerăm și tensiunea pe direcția perpendiculară pe planul (X_1X_2), respectiv paralelă cu direcția X_3 și anume tensiunea σ_{33} dată de relația $\sigma_{33} = \nu(\sigma_{11} + \sigma_{22})$. Acest efect de triaxialitate elastică determină forma zonei deformate în imediata vecinătate a fisurii.

2.9. Câmpul tensiunilor în jurul unui defect eliptic

Considerăm o placă având cele două dimensiuni relativ mari în raport cu dimensiunea unui concentrator de tensiune având forma eliptică, practicat pe toată grosimea plăcii. Placa este solicitată monoaxial cu tensiunile σ , *figura 2.30*. Geometria elipsei prezintă avantajul, pentru cazul limită în care elipsa este foarte aplatizată, de schematizare cât mai aproape de forma unei fisuri, atunci când $h \ll a$.

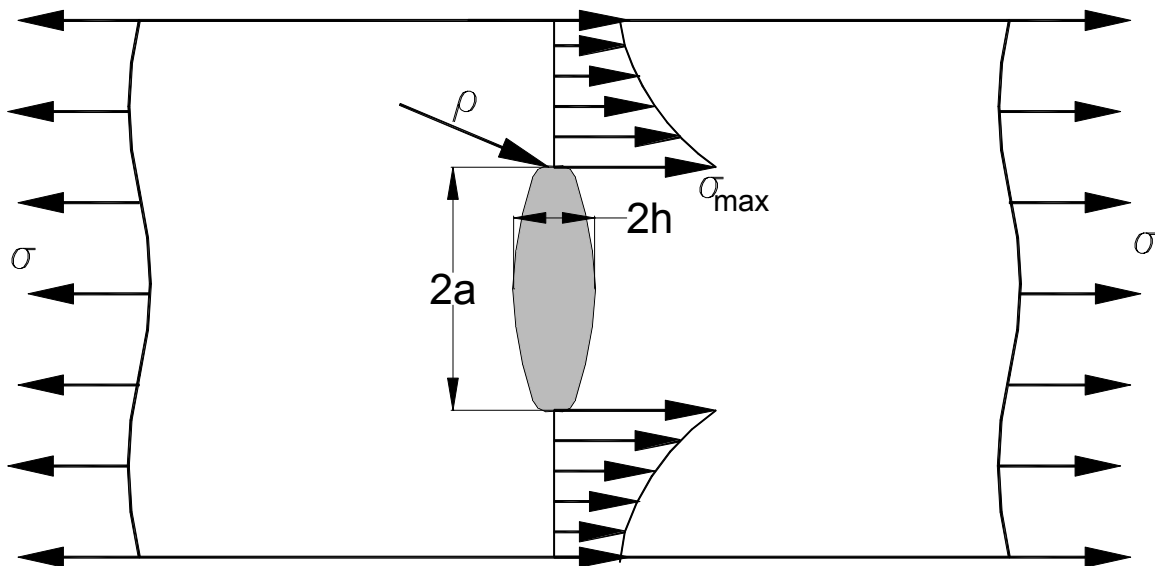


Fig. 2. 30. Concentrator eliptic în placă de dimensiuni mari

Raza de curbură a elipsei la vârful acesteia este

$$\rho = \frac{h^2}{a} \quad (2.37)$$

În cazul unei elipse mult aplatizate se poate considera $\rho \ll a$. Din teoria elasticității, pentru tensiunea maximă ce se înregistrează în imediata vecinătate a vârfului elipsei, vom avea:

$$\sigma_{max} = \sigma \left(1 + \frac{2a}{h} \right)$$

Dacă se are în vedere *relația (2.20)*, se obține:

$$\sigma_{max} = \sigma \left(1 + 2 \sqrt{\frac{a}{\rho}} \right) \approx 2\sigma \sqrt{\frac{a}{\rho}}$$

Pentru ca de la un astfel de concentrator să se propage o fisură într-un mediu elastic, trebuie ca tensiunea maximă să atingă valoarea tensiunii teoretice la rupere:

$$2\sigma \sqrt{\frac{a}{\rho}} = \sqrt{\frac{E\gamma_s}{d}}$$

de unde va rezulta:

$$\sigma = \sqrt{\frac{E\gamma_s \rho}{4ad}} \quad (2.38)$$

Dacă se compară *relația (2.38)* cu *relația (2.35)* obținută de Griffith pentru tensiunea critică de fisurare, vom avea:

$$\sqrt{\frac{E\gamma_s \rho}{4ad}} = \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{\pi a}}$$

de unde rezultă că raza la vârful elipsei va fi:

$$\rho = \frac{8d}{\pi} \quad (2.39)$$

în care d reprezintă distanța interatomică. Așadar, atunci când raza de curbură devine mai mică decât valoarea dată de *relația (2.22)* există pericolul ca din concentratorul respectiv să se propage în continuare o fisură.

2.10. Defecte critice

Toate teoriile de rupere se bazează pe existența microfisurilor. Ca urmare, este important de știut care sunt efectiv defectele prezente în materiale, care este originea lor și eventual cum pot fi evitate.

Ruperea fragilă are loc ca urmare a propagării defectelor preexistente în material încă din faza de elaborare a acestuia. Pentru materiale la care ruperea are loc ca urmare a deformațiilor plastice accentuate (alunecare, forfecare), defectele de la nivel atomic, cum sunt dislocațiile, conduc la deformații plastice iar ruperea se produce la un nivel relativ scăzut al solicitării exterioare. Pentru materialele care se rup prin decoeziune atomică defectele sunt, de această dată, la scară microscopică: pori, fisuri, etc. În acest din urmă caz la vârful acestor defecte are loc o concentrare a tensiunilor care ajung egale cu valoarea tensiunii teoretice de rupere.

2.10.1. Noțiunea de defect critic

Nu toate defectele prezente într-o piesă conduc neapărat la rupere. Pentru o anumită solicitare și un anumit tip de material, numai anumite defecte vor conduce la formarea unei fisuri macroscopice și în final la rupere: aceste se numesc *defecte critice*. Pentru un ansamblu de defecte de formă dată (de exemplu defecte eliptice de tip “fisură Griffith”) defectele critice se consideră a fi cele cu mărimea cea mai mare; aceste defecte conduc la concentrări importante de tensiuni. Pentru un material dat, un defect dat (sau un ansamblu de defecte) este numit critic relativ la tensiunea aplicată.

Rezistența la fisurare a unui material fragil, σ_f , este determinată de mărimea defectelor prezente în material. Fiecărei valori a tensiunii îi este asociată o valoare critică a defectului; reciproc, fiecărei mărimi a defectului îi corespunde o tensiune critică ce conduce la rupere, *figura 2.31*.

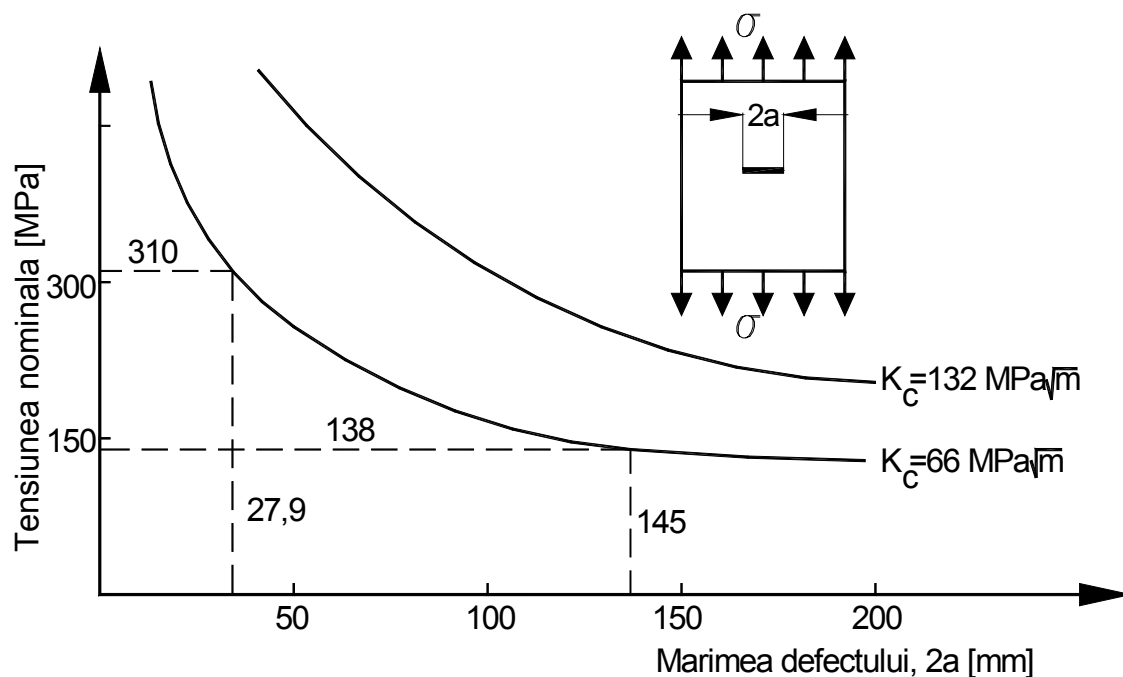


Fig. 2.31. Tensiunea de fisurare pentru două materiale în funcție de mărimea defectului

Între tensiunea de fisurare σ_f și mărimea critică a defectului a_c se poate scrie o relație pentru oricare sistem de solicitare și pentru toate tipurile de defecte. Această relație este de forma:

$$\sigma_y = \frac{1}{Y} \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{a_c}} \quad (2.40)$$

în care Y este un factor geometric ce ține cont de forma fisurii și de tipul solicitării.

Observații:

- 1) Rezistența la rupere a unui material fragil nu este o caracteristică intrinsecă a materialului deoarece ea depinde de mărimea defectelor prezente în piesa considerată. Parametrul intrinsec care caracterizează ruperea fragilă va fi termenul energetic " γ " ce reprezintă tenacitatea materialului;
- 2) Cunoașterea diferitelor tipuri de defecte ce pot exista în material va putea permite calculul tensiunii de rupere și a domeniului de tensiuni în care acest material poate fi utilizat fără a se ajunge la rupere catastrofală;
- 3) Dacă se impune un anumit nivel al tensiunilor pentru o piesă, va trebui să o selecționăm pe aceea care prezintă o populație de defecte a căror mărime nu depășește valoarea critică.

2.10.2. Influența formei defectului asupra ruperii

Intr-un material, defectele care conduc la rupere (defecte critice) sunt în general asociate în microstructura materialului: grăunți, pori, incluziuni. De foarte multe ori ele

prezintă o formă mai apropiată de cea semi-elică sau circulară și nu corespund unei fisuri de tip Griffith. Ca urmare, relația generală a lui Griffith trebuie modificată pentru a lua în calcul forma defectului. Se poate scrie, sub formă generală, următoarea relație:

$$\sigma_y = \frac{z}{Y} \sqrt{\frac{2E\gamma_s}{a}} \quad (2.41)$$

în care:

- Y este un parametru adimensional ce depinde de localizarea defectului (la suprafață sau în volum) și de geometria încărcării;
- z este de asemenea un parametru adimensional ce depinde de forma defectului.

Astfel, pentru un defect de formă circulară aflat în interiorul materialului (echivalent cu un defect semicircular aflat la suprafață) supus unei tensiuni de tracțiune uniforme, factorul z este egal cu $\pi/2$. Rezistența la rupere a unei probe ce prezintă un astfel de defect este de 1,57 ori mai mare decât cea a unei probe identice ce conține o fisură ascuțită și pătrunsă de tip Griffith pentru care $z=2$. Parametrul z a fost calculat în cazul general al unui defect semieliptic aflat la suprafață având semiaxele α și β , pentru diferite rapoarte β/α (aplatizare), *figura 2.32*.

Pentru defectele ce se încadrează în $0,2 < \beta/\alpha < 3$, parametrul z poate fi aproximat prin relația:

$$z^2 = 2,82\beta\sqrt{A_d}$$

în care A_d este aria suprafeței rezultate ca urmare a secționării cu un plan ce conține axa mare: $A_d = \frac{\pi\alpha\beta}{4}$.

În aceste condiții vom avea:

$$\sigma_y = \frac{1,68}{Y} \sqrt{\frac{2E\gamma_s\beta A_d^{1/2}}{a}}$$

În cazul solicitării la tracțiune uniformă, parametrul Y poate fi estimat astfel:

Y=2,0 pentru un defect situat la suprafață;

Y=1,8 pentru un defect aflat la interior.

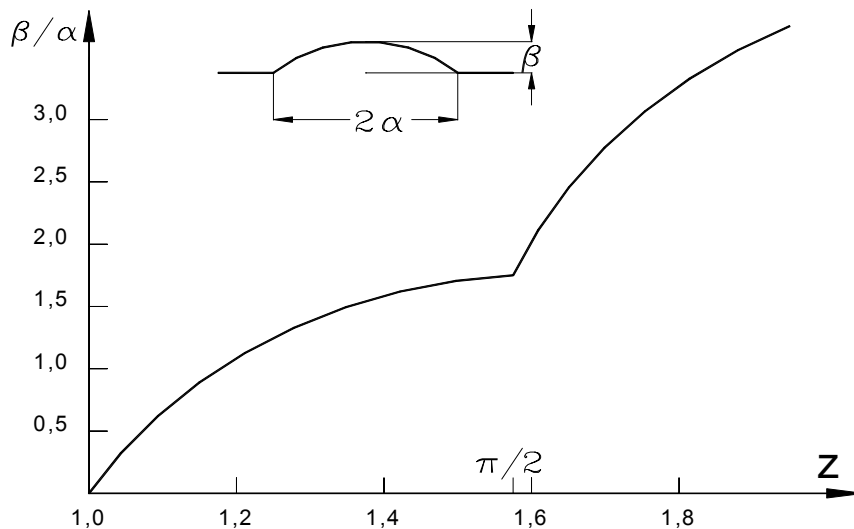


Fig. 2.32. Variația parametrului de formă z în funcție de aplatizarea defectului

În cazul în care distanța dintre defecte este comparabilă cu mărimea lor, defectele se pot uni unele cu altele pentru un nivel de tensiuni inferior tensiunii care ar fi necesare pentru propagarea unui defect izolat. Factorul z devine mult mai mic decât 1, atât timp cât distanța dintre defecte scade.

2.10.3. Originea defectelor critice

Defectele critice pot fi defecte inerente ale materialului sau defecte inițiate (de obicei) prin curgere plastică. Tensiunea de rupere pentru acestea din urmă este mai mică decât cea rezultată ca urmare a aplicării relației lui Griffith. Se poate constata că defectele sunt localizate în interiorul materialului (defecte în volum) sau la suprafața acestuia (defecte de suprafață).

2.10.3.1. Defecte în volum

În interiorul materialului pot exista diferite surse de la care se pot propaga în continuare microfisurile.

Defectele cel mai adesea întâlnite sunt *porii*. În special pentru materialele cu legături covalente, este dificilă eliminarea completă a porozității reziduale. În acest sens se face apel la tehnici complicate (recoacere sub încărcare, recoacere în atmosferă controlată, etc.) atunci când se introduc agenți de densificare (de exemplu MgO pentru Si_3N_4) care sunt susceptibili însă de a degrada proprietățile la cald (comportarea la fluaj).

Pentru un por sferic, coeficientul de concentrare a tensiunilor, k , este aproximativ egal cu 3. O comportare spre fragil a materialelor are loc atunci când porii prezintă forme ascuțite iar solicitarea se produce perpendicular pe axa mare a acestora. Nu neapărat valoarea porozității determină nivelul tensiunii de rupere ci mai ales mărimea medie a porilor precum și distribuția acestora în jurul mărimii medii. Astfel, o porozitate importantă (de aproximativ 20%) dar cu o mărime generală a porilor foarte mică poate fi preferabilă unei porozități mai mici dacă aceasta din urmă are pori izolați dar de dimensiuni mai mari.

Incluziunile sunt frecvent înconjurate de o rețea de microfisuri induse de tratamentele termice prin diferențele dintre coeficienții de dilatare termică ai incluziunii și ai matricii. De asemenea, la un material multifazic pot apare concentratori de tensiuni la interfețele fazelor.

Anizotropia dilatării termice a cristalelor constituie de asemenea o cauză importantă în ceea ce privește apariția microfisurilor. La limitele dintre grăunții materialelor policristaline există tensiuni, având în vedere dilatațiile diferențiate împiedicate. Aceste tensiuni le pot depăși pe cele de rupere ducând la apariția microfisurilor.

Lungimea microfisurilor provocate de gradientii de dilatare termică este de ordinul mărimii grăunților. Ca urmare, cu cât grăunții sunt mai fini cu atât se formează o rețea de fisuri de lungime mică ce permite o încărcare mai mare față de materialul ce prezintă grăunți grosolani și ca urmare fisuri corespunzătoare.

Fenomenele de alunecare, produse în special în metale, au legătură cu deplasarea dislocațiilor. Alunecarea dislocațiilor are loc conform unor sisteme de alunecare bine definite (plane de alunecare, direcții de alunecare) limitele între grăunți constituind un obstacol în calea acestor alunecări. Deplasarea dislocațiilor spre limitele dintre grăunți provoacă o "îngrămădire" a dislocațiilor și conduce astfel la formarea

concentratorilor de tensiuni. Pentru materialele care posedă un număr suficient de mare de sisteme de alunecare independente, aceste tensiuni deblochează dislocațiile de la limitele învecinate. Acest fenomen poartă numele de ductibilitate.

Pentru materialele cu caracter preponderent fragil (materialele ceramice) în care dislocațiile nu sunt atât de mobile, tensiunile nu pot fi relaxate decât prin apariția unei microfisuri. Ingrămădirea dislocațiilor sau interacțiunea dislocațiilor alunecătoare în plane diferite poate provoca de asemenea apariția microfisurilor.

Înainte ca o fisură să se propage sub acțiunea sarcinilor exterioare are loc o creștere mai lentă a defectului (nucleație) până la o valoare critică corespunzătoare formării unei microfisuri. Ca urmare, prin termenul de inițiere a fisurii se înțeleg cele două stadii: nucleație și formare.

2.10.3.2. Defecte la suprafață

Cele mai multe microfisuri sunt generate plecând de la suprafața materialului, acolo unde se întâmplă să fie și cele mai mari tensiuni din exploatare și, eventual, atacurile agenților chimici și corozivi. Cele mai întâlnite neregularități sunt cele provenite din prelucrarea tehnologică a suprafețelor și numite în general rugozități. Cazurile specifice sunt cele legate de rectificare și șlefuire în urma cărora se observă microadâncituri corespunzătoare mărimii grăunților abrazivi ai sculelor utilizate. Se observă în general două tipuri de fisuri: în lungul limitelor între grăunți și cele care se propagă în lungul planelor de clivaj. În general aceste microfisuri se propagă pe o distanță egală cu ordinul de mărime al grăunțului. Dacă un material lucrează într-un mediu agresiv pot apărea noi microfisuri sau, microfisurile de mărime mai mică, deja existente, se pot dezvolta până la atingerea stării critice.

2.11. Ruperea fragilă și dispersia caracteristicilor. Reprezentarea statistică Weibull

Pentru determinarea rezistenței la rupere a unui material ductil va trebui să facem un număr suficient de încercări pentru a elimina riscul posibil de a efectua încercările asupra unui eșantion nesemnificativ și de a obține un rezultat eronat. Pentru eșantioanele 1, 2,...i...N pentru tensiunea de rupere σ_r se vor obține valorile $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_N$. Pentru un material bun calitativ dispersia acestor valori ale lui σ_r va fi mai mică de 10% (în mod obișnuit mai mică chiar de 5%). Dacă se aplică același procedeu experimental unui material fragil va rezulta o dispersie semnificativă a valorilor σ_r . Ca urmare, tensiunea la rupere σ_r nu este un parametru care să poată fi luat în considerare pentru a caracteriza din punct de vedere cantitativ rezistența materialelor fragile. Pe de altă parte, cum $\sigma_r = F_{\max}/S_0$, trebuie ca σ_r să fie independentă de volumul materialului epruvetelor. Acest lucru poate fi adevărat pentru materialele ductile obținute în bune condiții tehnologice, nu și pentru materialele cu comportament preponderent fragil. De obicei, la materialele fragile σ_r scade atunci când volumul solicitat crește.

2.11.1. Distribuția valorilor tensiunii la rupere

Atunci când un material ductil este solicitat mecanic are loc o curgere plastică la nivelul defectelor critice ceea ce antrenează o întărire și o redistribuție a tensiunilor până când alte defecte devin critice. Înainte de a observa o curgere macroscopică a materialului, un mare număr de defecte sunt solicate simultan. În aceste condiții,

rezultatele obținute pe o probă sunt reprezentative pentru comportamentul materialului respectiv.

În cazul unui material fragil s-a constatat că ruperea, odată inițiată la nivelul defectului critic, se propagă în mod catastrofal până la ruperea probei. Astfel, valorile obținute pentru mărimile determinate pe baza încercărilor mecanice efectuate asupra materialelor fragile, singure nu sunt reprezentative în vederea caracterizării proprietăților materialului respectiv și depind de gradul de severitate al defectului critic prezent în proba încercată.

Defectele prezente în material sunt de mărimi și forme variabile. Mai mult, ele sunt orientate în general de o manieră aleatorie în raport cu tensiunea aplicată. Această aranjare aleatorie a defectelor constituie și ea cauza distribuției valorilor rezistenței la rupere observată la materialele fragile. Valoarea medie a rezistențelor la rupere obținută pentru n probe solicitate nu caracterizează neapărat comportarea unui material fragil, din acest punct de vedere. Valorile extreme ale distribuției defectelor controlează rezistența acestor materiale.

În aceste condiții, aproximarea statistică a ruperii este esențială pentru utilizarea materialelor fragile. Ea presupune o concepție total diferită din punct de vedere al studiului teoretic: noțiunea de *securitate absolută* sau noțiunea de *coeficient de siguranță* trebuie înlocuite cu *noțiunea de probabilitate de rupere acceptabilă*.

O altă consecință a acestui tip de analiză îl reprezintă efectul volumului și al modului de solicitare. Este important să se poată estima, plecând de la încercările realizate în laborator asupra epruvetelor cu volum mic, comportamentul în funcționare al pieselor complexe. Ruperea pieselor fabricate din materiale cu comportament preponderent fragil poate fi inițiată în afara regiunilor supuse celor mai mari solicitări. Ca urmare, previziunile efectuate asupra încărcării la rupere trebuie să țină seama de probabilitatea la rupere a fiecărei părți a piesei și nu numai din zona cea mai solicitată.

Analiza statistică a ruperii materialelor fragile presupune că defectele nu interacționează între ele și că ruperea se produce ca urmare a propagării unei macrofisuri de la un defect critic.

2.11.2. Analiza de tip Weibull

În cadrul acestui tip de analiză se fac următoarele ipoteze:

1. Materialul este omogen și izotrop din punct de vedere statistic: probabilitatea de a găsi un defect de o "severitate" dată este aceeași pentru orice element de volum;
2. Ruperea la nivelul defectului critic conduce la ruperea totală (finală): ipoteza celei mai slabe legături;
3. Numărul de defecte prezente în material este foarte mare.

Fie un material de volum V supus unei tensiuni de tracțiune σ . Funcția de distribuție Weibull este de forma:

$$P_r(\sigma) = 1 - e^{-\left[-V \left(\frac{\sigma - \sigma_p}{\sigma_0} \right)^m \right]} \quad (2.42)$$

în care:

- $P_r(\sigma)$ reprezintă probabilitatea de rupere corespunzătoare tensiunii σ ;
- σ_p este tensiunea de prag peste care propagarea fisurii devine instabilă;
- σ_0 este un factor de normalizare;

m este un parametru care depinde de natura materialului și denumit *modulul lui Weibull*.

Expresia (2.42) se aplică numai pentru materialele supuse unei tensiuni uniforme de tracțiune. În cazul unui sistem de tensiuni neuniforme dar axiale (de exemplu încovoiere simplă) se obține:

$$P_r(\sigma) = 1 - e^{-\left[\int_V \left(\frac{\sigma - \sigma_p}{\sigma_0} \right)^m dV \right]} \quad (2.43)$$

Probabilitatea de viață este dată de relația:

$$P_v(\sigma) = 1 - P_r(\sigma) \quad (2.44)$$

Modulul lui Weibull m este o caracteristică empirică ce reprezintă fragilitatea materialului: cu cât m crește cu atât materialul este mai puțin fragil, *figura 2.33*. Astfel, pentru oțeluri, m este de ordinul 50÷100 în timp ce pentru materialele ceramice este, în general, cuprins între 5 și 30.

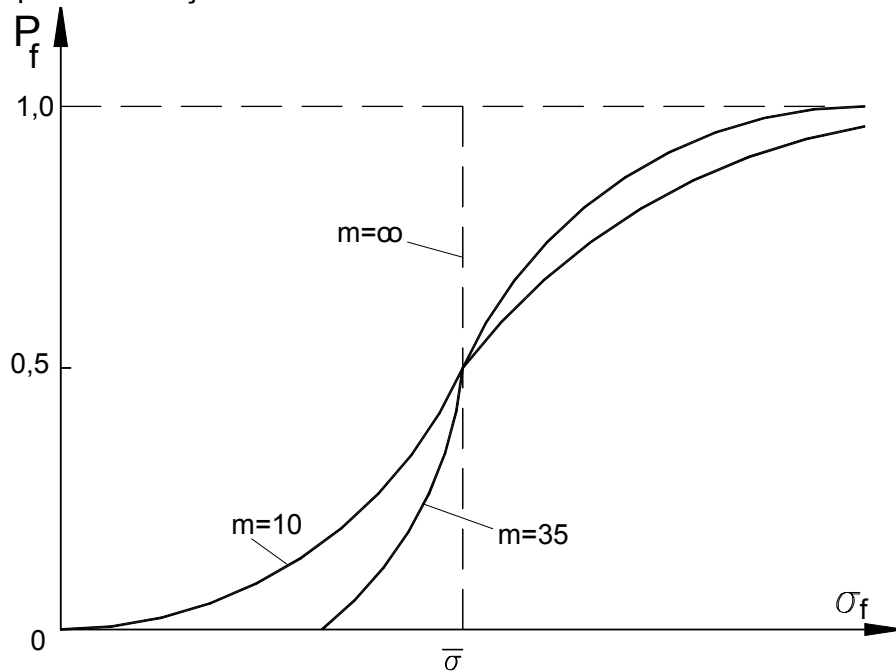


Fig. 2.33. Distribuția Weibull în funcție de m

Dacă se consideră tensiunea medie de rupere σ_r dată de relația: $\overline{\sigma_r} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_{ri}$, probabilitatea de rupere pentru un nivel al tensiunii de solicitare σ (în cazul unei solicitări uniforme și perpendiculare pe defect $\sigma_p=0$) este dată de relația:

$$P_r(\sigma) = 1 - e^{-\left[\left(\frac{\sigma}{\sigma_r} \right)^m \left(\frac{1}{m} \right)^m \right]} \quad (2.45)$$

Se remarcă faptul că, atunci când $\sigma = \sigma_r$ se obține $P_r = P_v = 50\%$, oricare ar fi m . Tensiunea de prag σ_p se consideră zero pentru materialele ceramice, mai puțin pentru cele cu defecte controlabile de mărime mică.

Considerăm o probă de volum V supusă unei tensiuni de tracțiune uniforme și uniaxiale σ_t și o probă oarecare supusă unei tensiuni uniaxiale σ , oarecare. Probabilitatea de rupere va fi egală în cele două cazuri:

$$\sigma_t^m \cdot V = \int_V \sigma^m dV \quad (2.46)$$

Se poate defini volumul util V_u ce corespunde volumului probei de tracțiune care, supusă la tensiunea σ_t , va avea aceeași probabilitate de rupere cu a probei de volum V supusă la o tensiune uniaxială oarecare (de încovoiere de exemplu):

$$V_u = \int_V \left(\frac{\sigma}{\sigma_t} \right)^m dV \quad (2.47)$$

de unde rezultă:

$$P_r = 1 - e^{-\left[\left(\frac{\sigma_r}{\sigma_0} \right)^m \right] V_u} \quad (2.48)$$

Dacă se calculează valoarea medie a tensiunilor de rupere a unui lot de N probe identice în funcție de m și σ_0 , se obține:

$$\overline{\sigma_r} = \sigma_0 \cdot V_u^{-\frac{1}{m}} \left(\frac{1}{m} \right) \quad (2.49)$$

în care $\frac{1}{m}!$ este funcția Γ notată cu $\Gamma \left(1 + \frac{1}{m} \right)$ și ca urmare probabilitatea de rupere va fi:

$$P_r = 1 - e^{-\left[\left(\frac{\sigma_r}{\sigma_0} \right) \left(\frac{1}{m} \right) \right]^m} \quad (2.50)$$

Relația (2.50) este valabilă pentru orice geometrie a probei și pentru oricare mod uniaxial de solicitare a probei.

2.11.3. Efectul mărimii defectului

Ipoteza celei mai slabe legături conduce la o dependență a rezistenței la rupere în funcție de volumul piesei considerate. Cu cât volumul piesei este mai mare cu atât probabilitatea de a găsi defecte critice crește și atunci rezistența la rupere este mai mică. Acest efect al mărimii defectelor poate fi pus în evidență plecând de la relația (2.48). Dacă $\overline{\sigma_{r1}}$ și $\overline{\sigma_{r2}}$ sunt rezistențele la rupere medii, pentru două loturi de probe având fiecare volumele efective V_{E1} și V_{E2} , vom avea:

$$\frac{\sigma_{r1}}{\sigma_{r2}} = \left(\frac{V_{E2}}{V_{E1}} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (2.51)$$

Atunci când ruperea este controlată prin defecte de suprafață, expresia (2.45) conduce spre o suprafață efectivă S_E , integrarea făcându-se pe suprafața solicitată. Se obține, în consecință, o mărime analoagă în funcție de suprafața considerată:

$$\frac{\sigma_{r1}}{\sigma_{r2}} = \left(\frac{S_{E2}}{S_{E1}} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (2.52)$$

Dacă se consideră două probe din același material, de volume V_1 respectiv V_2 supuse la tensiunile σ_{v1} respectiv σ_{v2} , la egalitatea între probabilitățile de viață se obține relația:

$$\frac{\sigma_{v1}}{\sigma_{v2}} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (2.53)$$

Valorile numerice ale raportului σ_{v1}/σ_{v2} în funcție de V_2/V_1 pentru diferite valori ale lui m , sunt prezentate în *tabelul 2.4*.

Tab. 2.4. *Infuența volumului solicitat asupra rezistenței la rupere în cadrul solicitării uniaxiale*

σ_1/σ_2							
m	2	4	6	8	10	12	14
V_2/V_1							
2	1,41	1,19	1,12	1,09	1,07	1,06	1,05
4	2,00	1,41	1,26	1,19	1,15	1,12	1,10
6	2,45	1,57	1,35	1,25	1,20	1,16	1,14
8	2,83	1,68	1,41	1,30	1,23	1,19	1,16

2.11.4. Efectul modului de solicitare

În cazul solicitării ce conduce la o distribuție neuniformă a tensiunilor normale (de exemplu încovoiere) probabilitatea de viață P_v se calculează plecând de la ecuația (2.43) în care integrala se ia pe tot volumul solicitat al probei. Se presupune că $\sigma_p=0$ și în aceste condiții se obține:

$$\sigma_r = \left[\frac{1}{V_t} \int_V (\sigma_{inc})^m dV \right]^{\frac{1}{m}} \quad (2.54)$$

Se remarcă faptul că rezistența la rupere prin tracțiune reprezintă doar o parte din rezistența sa la încovoiere. În general, pentru o tensiune de prag nulă ($\sigma_p=0$) ecuațiile (2.48) și (2.49) se pot reduce la o expresie de forma:

$$\overline{\sigma_r} = \frac{\sigma_0}{V^{\frac{1}{m}}} \left(\frac{1}{m}! \right) f(m) \quad (2.55)$$

în care $f(m)$ nu depinde decât de modul de solicitare. Diferite valori ale lui $f(m)$ sunt prezentate în *tabelul 2.5*.

Tab. 2.5. *Influența modului de solicitare asupra lui σ_r*

Mod de solicitare	$f(m)$
Tensiune uniaxială	1
Încovoiere pură	$[2(m+1)]^{1/m}$
Încovoiere în patru puncte	$\left[\frac{4(m+1)^2}{m+2} \right]^{1/m}$
Încovoiere în trei puncte	$[2(m+1)^2]^{1/m}$

Aceste valori permit normalizarea rezultatelor obținute prin diferite tehnici pentru același tip de solicitare.

Tabelul 2.6 prezintă valorile numerice $\sigma_{inc}/\sigma_{tract}$ pentru diferite valori ale lui m .

Tab. 2.6. Influența tipului de încercare asupra raportului $\sigma_{inc}/\sigma_{tract}$

m	$\sigma_{inc}/\sigma_{tract}$						
	2	4	6	8	10	12	14
Solicitare							
Incovoiere pură	2,45	1,78	1,55	1,44	1,36	1,31	1,27
Incovoiere în 3 puncte	3,00	2,02	1,70	1,54	1,45	1,38	1,33
Incovoiere în 4 puncte (S=3s)	3,29	2,15	1,79	1,61	1,50	1,42	1,37
Incovoiere în 4 puncte (S=2s)	4,24	2,66	2,15	1,89	1,73	1,62	1,55

2.11.5. Distribuția statistică a defectelor critice

Relația lui Griffith (2.35) stabilește cadrul teoretic incipient al Mecanicii ruperii și permite legarea rezistenței la rupere a unui material fragil de mărimea critică a defectului, a_c , (rupere catastrofală):

$$\sigma = \frac{1}{Y} \sqrt{\frac{2E\gamma}{a_c}}$$

Având în vedere această relație în cadrul distribuției standardizate a lui Weibull (2.48) se obține probabilitatea de prezență a unui defect critic de dimensiuni mai mici sau egale, ca fiind:

$$P(a) = 1 - e^{-\left[\frac{1}{Y} \sqrt{\frac{2E\gamma}{\sigma_0}}\right]^m V_e a^{\frac{m-1}{2}}} \quad (2.56)$$

Această relație este valabilă doar pentru un defect de formă dată și pentru un mod de solicitare dat (parametrul Y fixat).

2.11.6. Factorul de securitate s . Limitele analizei lui Weibull

Utilizarea materialelor fragile necesită cunoașterea fiabilității pieselor care sunt confecționate din materialele respective. Se definește factorul de securitate ca fiind raportul dintre rezistența la rupere medie și rezistența corespunzătoare unei probabilități la rupere date. Probabilitatea la rupere este un compromis între considerațiile economice și cele de securitate. Ea variază în general între 10^{-3} și 10^{-7} . Dacă pentru factorul de securitate se adoptă relația: $s = \frac{\bar{\sigma}_r}{\sigma}$ atunci:

$$P_r = 1 - e^{-\left[\frac{1}{s} \left(\frac{1}{m}\right)\right]^m}$$

de unde se deduce:

$$s = \frac{\left(\frac{1}{m}\right)}{\left(\text{Log} \frac{1}{P_v}\right)^{\frac{1}{m}}} \quad (2.57)$$

Se remarcă faptul că factorul de securitate s este independent de volumul piesei. Atunci când m crește factorul de securitate tinde spre 2. Valorile lui s pentru diferite valori ale lui m și pentru probabilități de cedare cuprinse între 10^{-2} și 10^{-7} sunt prezentate în *tabelul 2.7*.

Tab. 2.7. Factorul de securitate s

P_r	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}
m						
2	8,84	28,02	88,62	280,25	886,23	2802,50
3	4,14	8,93	19,24	41,45	89,30	192,39
4	2,86	5,10	9,06	16,12	28,66	50,97
5	2,30	3,65	5,79	9,18	14,55	23,06
6	2,00	2,93	4,31	6,32	9,28	13,62
7	1,81	2,51	3,49	4,85	6,73	9,36
8	1,67	2,23	2,98	3,97	5,30	7,06
9	1,58	2,04	2,64	3,40	4,40	5,68
10	1,51	1,90	2,39	3,01	3,79	4,77

Se constată că, la o probabilitate P_r dată, factorul de siguranță s scade atunci când m crește. Incercările de laborator permit determinarea, cu o precizie bună, forma distribuției Weibull pentru o probabilitate de rupere P_r cuprinsă între 0,1 și 0,9. Pentru valori mai mici de 10^{-1} este necesară o extrapolare a datelor spre nivele mai mici ale tensiunilor.