INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMISOARA
FACULTATEA DE MECANICA

L. KOVATS

CONTRIBUTII ASUPRA STUDIUL COMPORTARII LA TEMPERATURI RIDICATE A FONTELOR CU GRAFIT NODULAR FERITICE ELABORATE IN TARA.

conducător ştiinţific :

Acad. St. Nădăşan

Prof.dr.doc.ing.A.Nanu

1 9 7 6

CUPRINS

1. INTRODUCERE

1.1. Răspîndirea fontei în industria constructoare de mașini caracterizează pe deplin cifrele că 50 %...80 % din greutatea la majoritatea mașinilor este din fontă. Desvoltarea industriei implică însă materiale cu rezistență, deformații și reziliență mai mari decît ale fontei cenușii. Aceste condiții au fost îndeplinite de oțelul turnat care însă prezintă desavantaje față de fontă : are temperatură de topire înaltă, contracția mare, fluiditate scăzută, tendință de formare a retasurilor și tensiunilor interne, a crăpăturilor la cald și la rece și a segregației. De aceea turnarea pieselor din oțel necesită un mare consum de metale pentru maselote, precum și o tehnologie de formare complicată. Aceleași desavantaje pentru formare prezintă și fonta maleabilă, care în plus necesită un ciclu de recoacere îndelungat, putînd fi folosită numai pentru piese turnate cu grosime și greutate mică.

1.1.1. Caracteristici mecanice ridicate similare oțelului turnat și fontei maleabile și preț de cost scăzut - care se apropie de cel al fontei cenușii - se pot obține la piese din fontă nodulară sau globulară. Ceea ce explică tendința actuală a producției în țările cu industria desvoltată, unde raportul între producția de fontă cu grafit nodular și metale feroase crește anual cu 15 %...20 %.

1.1.2. Acest material poate fi considerat ca și un oțel care conține incluziuni de grafit. Resistența grafitului ($\sigma_r = 2$ kgf/mm^2) poate fi neglijată și separările de grafit pot fi considerate drept încrestături ale masei metalice de bază. Thum și Ude [1.1] respectiv Roll [1.2] au făcut cercetări pe modele date în fig.1.1.2a, din care rezultă că pentru fiecare sistem și mulțime de grafit aparține un anumit concentrator. Coeficienții de concentrare a tensiunii datorate acestor goluri se aproximează la 3 ...10 și depind în primul rînd de raza de curbură ρ a separărilor de grafit (fig.1.1.2b) după Neuber [1.3] :

$$\sigma_{max} = f\sqrt{\frac{t}{\rho}} \cdot \sigma_{nominal}$$

în care 2 t - lungimea separării de grafit iar
f - un coeficient

De aici se vede că la grafit lamelar de lungime t și vîrfuri ascuțite se produc concentratori maximi, care sînt mult reduse la forma nodulară şi mai ales la cea globulară a grafitului. Pe lîngă aceasta încrestările creînd o stare de solicitare triaxială au şi un efect de fragilizare asupra materialului. In plus în cazul sferei raportul dintre suprafaţa şi volum este minim, deci secţiunea efectivă de lucru a piesei se micşorează într-o măsură mai redusă [1.4] . Aceste fenomene explică pe deplin rezistenţa şi tenacitatea ridicată a fontelor cu grafit nodular în comparaţie cu fontă cu grafit lamelar.

1.1.3. Normarea fontei cu grafit nodular.

Din valorile σ_r şi δ_5 se poate forma un indiciu de calitate complex şi anume produsul lor :

$$f_1 = \frac{\sigma_r \cdot \delta_5}{100} \quad \left[\frac{kgf}{mm^2} \cdot \frac{mm}{mm}\right]$$

care este lucrul mecanic de deformaţie înmagazinat într-un mm^3 în material pînă la rupere, aproximat prin dreptunghiul circumscris curbei caracteristice la întindere. Acest indiciu variază între 6...10 la fontă cu grafit nodular feritic şi 3...6 la cele perlitice. Dacă se trec valorile σ_r , δ_5 într-un sistem de coordonate (fig.1.1.3a), fiecare calitate standardizată va fi reprezentată printr-un punct, iar curbele cu ecuaţiile de forma :

$$\sigma_r = a \cdot e \exp \frac{b-\delta_5}{c}$$

(de ex. a = 36, b = 26 şi c = 7 pentru zona C) delimitează clasele de calitate A, B, C în funcţie de zonele cu densitate mai mare a punctelor.

1.1.4. Producerea pe scară industrială a fontei cu grafit nodular este de dată recentă în urma cercetărilor făcute la B.C.I.R.A. (1947) şi la ŢNIITMAŞ. La noi în ţară turnătorii mai importante de fontă cu grafit nodular sînt la : " 1 Mai " Ploieşti", "Electroputere" Craiova, "Steagul Roşu" şi "Tractorul" Braşov, "Şantiere navale" Galaţi, U.C.M.Reşiţa, Oţelul Roşu, "Unio" Satu Mare, "Ateliere de reparat CFR" Cluj etc.

1.2. <u>Oxidarea şi deformaţia ("creşterea") fontei cu grafit nodular</u>

Spre a avea o imagine completă asupra comportării materialului la temperaturi ridicate - în cazul fontelor - pe lîngă încercările statice de durată de rezistenţă, trebuie consideraţi şi factorii structurali. La temperaturi înalte fontă cu grafit lamelar are o durată de exploatare mică din cauza deteriorării rapide provocate de oxidare şi "creştere" (deformaţie). Gazele oxidante pătrund de-a lungul lamelelor de grafit şi oxidează metalul înconjurător. Oxidul rezultat avînd un volum mai mare, produce tensiuni interne, care pot depăşi rezistenţa materialului, formînd fisuri. Aceste fisuri constituie noi căi de acces pentru gazele oxidante ş.a.m.d.

1.2.1. Pentru aprecierea rezistenţei la oxidare [1.5] se alege drept criteriu creşterea în greutate - ca urmare a acţiunii oxigenului din aer - exprimată în $mgr/cm^2.h$, determinată pe epruvete cilindrice polizate cu d = 15 mm (respectiv 20) şi h = 10 mm (respectiv 2 mm). Viteza maximă de oxidare se observă în primele 25 h (fig.1.2.1a) [1.6] , pînă cînd se formează stratul superficial de protecţie, care este continuu şi compact, frînînd în continuare procesul de oxidare ; spre deosebire de stratul superficial de la fontă cu grafit lamelar, care este afînat şi fragil. Aceasta explică rezistenţa bună la oxidare a fontei cu grafit nodular care este funcţie de % de Siliciu şi temperatură (fig.1.2.1b).

1.2.2. Deformaţia ("creşterea") fontelor constă dintr-o mărire permanentă a volumului, care poate atinge la fontă cu grafit lamelar de calitate slabă chiar 50 %, aceasta este provocată de tensiunile termice, dilatarea gazelor ocluse, tensiunile interne datorate trecerii repetate prin punctul perlitic, grafitizării etc.

1.2.3. Grafitizarea. In prezenţa siliciului şi a grafitului, carbonul combinat se transformă cu uşurinţă în grafit. Această transformare are loc cu o mărire de volum. La menţinerea fontelor cu grafit lamelar la temperaturi mai mare de 400°, la durate mari, se descompune atît cementită liberă cît şi cementita din perlită ; dintre elementele însoţitoare mai ales siliciul scade stabilitatea cementitei ; descompunerea fiind mai energică la temperaturi mai mari.

Fontă cu grafit nodular perlitică are rezistenţa la deformaţie mai mică decît fontă cu grafit nodular feritic, căci structura perlitică trece în structura perlito-feritică cu formarea inelelor de ferită în jurul nodulelor de grafit, iar apoi în structura feritică urmată de o deformaţie (creştere) şi oxidarea componentelor structurale.

Cercetările dilatometrice asupra fontei cu grafit lamelar au arătat o deformație ("creștere") de 0,718 % la 900°, iar la fontă cu grafit nodular chiar contracții de 0,09 % - asemănător oțelului carbon. Pe lîngă durata de menținere și temperatură un indiciu important este numărul încălzirilor repetate urmate de răcire în aer.

Cu mărirea numărului de încălziri repetate, "creșterea" fontei cu grafit lamelar se mărește brusc, în timp ce variația dimensiunilor la fontă cu grafit nodular a fost neînsemnată (fig. 1.2.3a).

1.3. Caracteristicile de rezistență ale fontei cu grafit nodular la temperaturi ridicate

Modulul de elasticitate E scade la fontă cu grafit nodular ca și la oțel cu creșterea temperaturii ; E cel mai mic are fontă cu grafit nodular feritic, mai mic decît fontă cu grafit nodular perlitic (fig.1.3a).

Limita de curgere σ_c, rezistența la rupere σ_r și duritatea Brinell HB scad cu creșterea temperaturii. Diferențele sînt mai accentuate la σ_r mari (fig.1.3b).

1.4. Rezistența tehnică de durată și limita tehnică de fluaj la fontă cu grafit nodular

In figura 1.4a sînt reprezentate curbele de fluaj la 450° ; fontă cu grafit nodular prezintă deformații (ε % = Δl mm) mult mai mici decît fontă cu grafit lamelar sau fontă maleabilă [1.7] . Fluajul fontelor cu grafit nodular este mult mai redus decît al celui cu grafit lamelar sau chiar fontă maleabilă. In schimb fontă cu grafit nodular perlitică aparent se comportă mai bine la fluaj, decît cea cu structura feritică. Evident fluajul crește cu trapta de tensiune σ . Pînă la 450°...500°C fonta cu grafit nodular se apropie - în ce privește comportarea la fluaj - de oțelul turnat. Peste 450° la fontă cu grafit nodular perlitică, perlita poate să se descompună, în timp ce la fonta cu grafit nodular feritică se poate să se desvolte fragilitatea de revenire.

In fig.1.4b [1.8] sînt reprezentate în coordonate dublu-logaritmice, rezultatele obținute la rezistență tehnică de durată σ_r/t, pentru o perioadă de 2 ani, în literatura tehnică universală, pentru temperatura de la $370^o...760^oC$, pentru o durată maximă de cca h = 1000...3000 ore, pentru fonte cu grafit nodular feritice, perlitice și austenitice, nealiate sau slab aliate cu Ni resp. Mo. Sistemul de reprezentare prezintă și avantajul că permite - la nevoie - o extrapolare aproximativă destul de simplă a valorilor pînă la 10^4 sau chiar 10^5 ore. (Semnul de extrapolare ⁄\ ). Alte caracteristici importante la această încercare sînt δ % și Z % trecute cu cifre la punctele determinate (Z %), HEES, JNC, SR [1.14] FDJ, PDJ, ADJ [1.15] , SO [1.9] , WFRech, WPTech [1.17], I [1.18], P Cu Ni, Mo Ni [1.19], Ni Cr, Ni Cr Mo, [1.20], NJPA, NJAC [1.21] ASS [1.22], D 2 [1.16].

1.4.1. Ivanova și Oding au efectuat încercări la 450^o asupra fontelor cu grafit nodular cu C 3,3%, Si 2,5% și Mn 0,67%, cu microstructura din fig.1.4.1a cu părți masive de grafit nodular, dispersate într-un cîmp feritic, cu existența unei zone perlitice reduse, obținute în urma unui tratament termic. Temperatura de încălzire = = 950^o (2 h) în cuptor, temperatură de răcire = 680^o (3 h), pe urmă la aer. Curbele de fluaj - la 450^o sînt date în fig.1.4.1b [1.9] pînă la 10^3h.

In fig.1.4.1c sînt reprezentate vitezele de fluaj la diferite solicitări și în baza lor se extrapolează valorile pentru $\sigma_{1/100000}$= 12 kgf/mm^2 ; extrapolarea rezistențelor tehnice de durată dă $\sigma_{n/100000}$= 18 kgf/mm^2.

1.4.2. In Tabela 1.4.2a reproduc cîteva date din lucrarea lui Flesinger prezentate la congresul A.T.F. [1.10]

1.4.3. Incercările lui Towers în cadrul BCIRA [1.11] asupra fontelor cu grafit nodular perlitice - σ_r = 74 kgf/mm^2, δ_5 =4,5% compoziția chimică : C 2,95 % ; Si 1,52 % și Ni 1,11 % - au arătat că limita tehnică de fluaj a fontei cu grafit nodular depășește cea a fontei cu grafit lamelar de ~ 1,5 ori. Rezultatele sînt reprezentate în fig.1.4.2a și concentrate în Tabela 1.4.3a.

1.4.4. P.Aftenborough [1.12] a efectuat încercări în laboratorul universității New-Castle cu fontă cu grafit nodular tip "mechanite" (procedeu special de injectare pentru desulfurizare și nodularizare - Olanda). Fontă feritică " SP " a fost recoaptă 8 ore la 740^o. Compoziția chimică era : C 3,38% și Si 2,52% iar caracteristicile mecanice : σ_r = 45,8 kgf/mm^2 și δ_5 = 26%.

Tabela 1.4.2.

Denumire	C	Si	Ni	tratament termic	$\frac{\sigma_r}{\sigma_c}$ 20°C	δ_5 20°C	$\frac{\sigma_r/10^4}{\sigma_r/10^5}$ 400°	425°	450°	475°	$\frac{\sigma_c}{\sigma_r}$ 400°	δ_5	viteza oxid. 500°
fontă cu grafit nodular feritică	3,02	2,48	-	feritizare 3h(950°) şi rev. 2h(740°)	49,5 / 36,8	17,3	18 / 14	14 / 10,5	11,5 / 8,5	9,5 / 7	25,7 / 43,4	16,7	19
fontă cu grafit nodular feritică cu Ni	2,73	2,50	0,95	- " -	30,2 / 44,8	17,9	20 / 14	15 / 9	11,5 / 7	8,5 / -	23,2 / 43,0	15,5	19
fontă cu grafit nodular cu Si	2,55	6,45	-	stabilizare 3h(600°) răcire în cuptor	33,1 / -		19 / 15	16,5 / 12	13 / 10	10,5 / -	- / 33,0	-	-
oţel turnat 45 (STAS 600-65)	0,21	0,32	-	N 3h(900°) şi rev. 2h(550°)	46,8 / 26,6	19,4	- / -	15 / 9	12 / 7,5; - / 12	9,5 / -	22,4 / 46,6	26,6	100%

Se observă că raportul σ_c / σ_r >> la fontă cu grafit nodular decît la oţelul turnat, ceea ce oarecum se menţine şi la 400°.

Tabela 1.4.3.a

t	$\sigma_{0,1/t}$	$\sigma_{0,2/t}$	$\sigma_{0,5/t}$	$\sigma_{1/t}$	$\sigma_{r/t}$
ore	kgf / mm^2				
100	26,7	28,3	36,2	42,5	44,1
1000	15,0	18,4	23,6	28,3	36,2
5000	10,87	14,2	19,6	23,6	31,5

Fig.1.4.4.a reprezintă rezistențele tehnice de durată la temperaturile 400°, 450° și 500°C (10 tons/in^2=15,7 kgf/mm^2) iar fig.1.4.4.b curbele de fluaj (10000 lb/in^2=7,03 kgf/mm^2; alungirile la fluaj se referă la l_0= 2 inch).

1.4.5. E.V. Rajakovics [1.13] a investigat comparativ fontele cu grafit nodular perlitice și feritice (fig.2.7.a) cu metoda prezentată în capitolul 2.7. Deși insensibilitate la fluaj se menține doar pînă la 200°C la fonte cu grafit nodular feritice și chiar pînă la 300°C la cele perlitice și valorile rezistențelor tehnice de durată $\sigma_{r/t}$ pentru fontele perlitice sînt superioare celor feritice, totuși cu creșterea temperaturi fontele perlitice au o pantă crescătoare, mult mai mare ca la cele feritice. Acest fenomen se datorește faptului că structura perlitică în domeniul temperaturilor mai ridicate nu mai e stabilă și se transformă (favorizată de starea tensionată) în cea feritică. Deci nu se mai pot trage concluzii sigure din comportarea materialului la încercări de durată scurtă, cu cele lungi. De aceea cercetarea comportării la temperaturi ridicate a fontelor cu grafit nodular perlitice nu prezintă interes pentru exploatare.

Fig.1.4.5.a prezintă atît limitele tehnică de fluaj $\sigma_{1/t}$ cît și rezistență tehnică de durată $\sigma_{r/t}$ pentru fontele cu grafit nodular feritice determinate în lucrarea [1.13]

Fig.1.4.5.b dă valorile extrase din fig.1.4.5.a pentru $\sigma_{r/t}$ în funcție de temperatura de încercare pentru duratele de 10 000 și 100 000 de ore. Aceste date se compară cu cele obținute de alți cercetători [1.14]

Afirmațiile de mai sus se referă la fontele nealiate. Creșterea procentajului de Siliciu de la 2 la 2,05 are ca efect îmbunătățirea cifrelor de resistență |1.24| mai ales în cazul alierii și cu ~ 1% Nichel.

Molibdenul are influenţă cea mai favorabilă [1.23], [1.8], [1.24], [1.25], [1.26] mărind durata - la aceeaşi tensiune-de 1,5 ...2 ori. Fig.2.7.b dă valori pentru $\sigma_{r/t}$ şi $\sigma_{1/t}$ în cazul alierii fontelor cu 0,5% Mo.

1.5. Mecanismele fenomenului de fluaj la fontă cu grafit nodular

Mecanismul ruperii pieselor din oţel cu crestături şi fără crestături tinde să lămurească comportarea refractară a fontelor cu grafit nodular.

1.5.1. Efectul crestăturii asupra rezistenţei piesei

La solicitări variabile în timp crestăturile diminuează rezistenţa piesei. Dimpotrivă la solicitări statice materialele deformabile în majoritatea lor nu prezintă sensibilitate la crestătură. La întindere statică repartiţia neuniformă şi multiaxială a tensiunilor în crestături are ca efect chiar o creştere a rezistenţei pentru oţeluri moi şi semidure. S-ar putea aştepta, de aceea, că în general rezistenţa la cald a pieselor din oţel cu crestături, să fie mai mare. Totuşi s-a arătat [1.27], [1.28] [1.29], [1.30], [1.31], [1.32], [1.33] că crestăturile pot să aibă şi efectul opus. Sensibilitatea la crestătură a apărut după o anumită durată şi era corelată cu pierderea capacităţii de deformaţie. Fig.1.5.1.a redă schematic cele 3 posibilităţi de influenţare a rezistenţei tehnică de durată prin crestături. In partea de sus se prezintă un material sensibil la crestătură. Curbele din mijloc sînt valabile pentru oţeluri cu o tendinţă mai slabă la fragilizare, In aceste cazuri se pierde parţial acţiunea de fragilizare a crestăturilor, după o anumită durată de încercare ; probele - indiferent, dacă sînt netede sau crestate - prezintă o curbă comună pentru rezistenţă tehnică de durată.

In fine curbele de jos arată comportarea unui material tenace, cu rezistenţă tehnică de durată mare. In acest caz portanţa probelor cu crestături este în mod continuu mai bună. Se remarcă însă că fiecare material poate să se încadreze în ori şi care din cele 3 scheme după temperatură de încercare sau tratamentul termic aplicat.

1.5.2. Materiale tenace şi fragile

Tendinţa la rupere fără deformaţie nu apare încă la o încercare scurtă la cald. Ruperi care apar după o solicitare de peste 100 ore, pot să fie des fără deformații. Pe lîngă aceasta nu este vorba de o fragilizare în sens obișnuit, cum este de ex. îmbătrînirea sau fragilizarea la revenire. Materialele pot să prezinte după durate lungi de încălzire o tenacitate bună la încercarea de reziliență. Ruperea fragilă se poate cerceta în lumina structurii materialului și anume de caracteristici diferite ale rezistenței intracristaline și intercristaline. S-a arătat de mult [1.34], [1.35], [1.36], [1.37], [1.38] că aceste 2 categorii de rezistență sînt influențate de temperatură, astfel că deasupra unei anumite temperaturi partea limitrofă a cristalului (grăuntelui) să fie componenta cea mai slabă, în timp ce la temperaturi mai joase partea limitrofă să fie mai rezistentă decît însuși cristalul. Temperatură la care cristalul și intercristalinul prezintă aceeași rezistență este temperatură echicoezivă. Incercări de durată mai lungă indică faptul că ruperile fără deformații se produc intercristalin la oțeluri, ceea ce confirmă că solicitarea a fost deasupra temperaturii echicoezive. Aceasta însă variază între anumite limite și este mult influențată de durata de încercare.

Fig.1.5.2a arată schematic influența temperaturii și duratei asupra rezistenței inter și intracristaline. Se observă că temperatura echicoezivă se extinde pe un anumit domeniu de temperatură ($t_g = T_2 - T_1$).

Rezultă din fig.1.5.2a că la durate scurte de încercare limita echicoezivă se situează la o temperatură T_2 mai mare și cu creșterea duratei coboară la o valoare minimă (T_1).

Caracteristicile de rezistență ale cristalelor și intercristalinului sînt redate schematic în fig.1.5.2.b...e; fig.1.5.2b arată comportarea materialului deasupra intervalului echicoeziv, iar fig.1.5.2e dedesubtul lui, fig.1.5.2.c,d arată caracteristicile în interiorul domeniului $T \in (T_1, T_2)$.

In fine se indică bibliografia referitoare la fontă cu grafit nodular care nu a mai fost prelucrată din cauza limitării extensiunii tezei [1.39] ... [1.81].

BIBLIOGRAFIE

1.1. Fachbuchreihe "Schweisstechnik" Band 23.DVS 1962
1.2. Dr.Roll F., Entwicklungsstand und Zukunft des Gusseisens. Verlag Technik,1951
1.3. Neuber H, Kerbspannungs-Lehre,Springer Verlag 1958
1.4. Piaskowski-Jankowski, Zeliwa Sferoidalne P.W.T.1957
1.5. Dumitrescu Tr.ş.a., "Comportarea fontelor cu grafit nodular la temperaturi înalte" Studii şi cercetări de mecanică aplicată,Bucureşti,1955,Tom.VI.No.1-2

1.6. Timmerbeil H., Giesserei,42(1955),H.1,p.7.15
1.7. Ghirgovici N.G.,Mihailov V.A.,Maksimov S.V., Sbornik Ulucigenie kacestva otlivok" LOVENTOL, Magghis, 1954,p.85-102
1.8. Stelzenmüller H., Langzeit Warmfestigkeitseigenschaften von GGG, Stahl und Eisen,Düsseldorf,1958,78, nr.5,pp.304-307
1.9. Ivanova V.S.,Oding I.A., Polzucest eiguna s globularnim grafitom, Isvestia Akad.Nauk.SSSR.Old teh. nauk,Moskova 1955 No.7
1.10. Plesinger A., Propriétés de la fonte à graphite sphéroidal aux témperatures élevées Fonderie,Paris, 1960,ianuarie,nr.168,pp.18-24
1.11. Towers J.A., The Creep Properties of an As-Cast Pearlitic Nodular Graphite Cast Iron at 400°C, British Cast Iron Research Association,London,1960,nr.3, pp.422-425
1.12. Aftenborough P., Creep Properties of Meehanite Nodular at 400°-500°C, Report E. 1099,University of Newcastle-upon-Tyne,Anglia,sept.1966,pp.1-31
1.13. Rajakovics E.V.,Mechtelberger, Beitrag zur Schnellbestimmung des Warmkriechsugverhaltens von Gusseisen mit Kugelgraphit. Giesserei-Rundschau 17, 1970 No.3, Wien
1.14. Foley F.B., Mechanical properties at elevated temperatures of ductile cast iron.Vorabzug aus Trans. Amer.Soc.mech.Eng.78(1956)Okt.
1.15. Wilks,Charles R.,Norman A.Matthews u.R.Wayne Kraft jr. Trans.Amer.Soc.Metals 47(1955),s.611/31
1.16. Engineering properties of ductile Ni-Resist Austenitic Irons. (Hrsg) The International Nickel Company, New York
1.17. Girschowitsch N.G.,Ss.K.Makssimow,W.A.Michajlow, Polutsenie otlivok is viesokoprotsnovo tsuguna, Moskva,1955,p.114/23
1.18. Löbl Karel, Prate Ceskoslovenskeho Vizkumu Slevarenskeho 4(1957),p.285/92
1.19. Schelleng R.D, I.T.Eash, Steel 141(1957)Nr.2p.96
1.20. International Nickel Co., New York
1.21. Saunders,M.S.,M.J.Sinnott, Trans.Amer.Soc.Metals 45(1953),p.362/76
1.22. Sefing F.G., Trans.Amer.Foundrym.Soc.63(1955)p.638/41
1.23. Angus H.T., Stress resistance of unalloyed and alloyed cast iron at high temperatures and the use of grey, malleable and nodular or spheroidal graphite iron at steam temperatures, Brit.Foundrym.62(1969)11, pp.407-31 şi în special p.417-418,fig.9
1.24. Reifferscheid K.J.,Träger H, Über den Einfluss höherer Temperaturen auf die Festigkeitseigenschaften von ferritischen und perlitischen Gusseisen mit Kugelgraphit, Giesserei,Techn.-wiss.Beiheft 15(1963), 2,pp.99-105
1.25. The Uses of Molybdenum in Nodular Trans.Climax Molybdenum Company New York 1964
1.26. Straube H., Über den Grundlagen der Warmfestigkeit und die warmfesten metallische Werkstoffe. Climax Molybdenum Gesellschaft, Zürich 1963 şi Schweizer Archiv f.angew.Wissenschaft u.Technik 34(1968), pp.237-56

BUPT

1.27. Houdremont E., Mitt.Verein.Grosskesselbes,Nr.63,(1937) p.229/42 - Houdremont E. Stahl u.Eisen 59 (1939),p.1/8 şi 33/39. - Houdremont E.,G.Bandel, Techn.Mitt.Krupp,A.: Forsch.-Ber.5(1942),p.260/72

1.28. Ruttman,W., Mitt.Verein,Grosskesselbes.Nr.70.1938,p.292/95

1.29. Tofante,W., Erörterungsbeitrag zu Siebel, E.,u.K.Wellinger: Arch.Eisenhüttenwes.13(1939/40),p.387/96(Werkstoffaussch. 494); în special p.394/95

1.30. Benneck,H,G.Bandel, Stahl,u.Eisen 63(1943),p.653/59,673/84 şi 695/700 (Werkstoffaussch.632); Techn.Mitt.Krupp,A:Forsch. Ber.,6(1943),p.143/76 - Bandel,G.,H.J.Wiester, Brennst. Wärme Kraft 1(1949),p.203/08

1.31. Siebel E.,K.Wellinger, Arch.Eisenhüttenwes.13(1939/40), p. 387/96 (Werkstoffaussch.492)

1.32. Schere R.,H.Kiessler, Arch.Eisenhüttenwes.12(1938/39), p. 381/85 (Werkstoffaussch,454) - Erörterungsbeitrag zu 15) p.394 - Kiessler,H., Arch.Eisenhüttenwes.19(1948),p.45/48 (Werkstoffaussch,658)

1.33. Theis E., Schweis.Arch.angew.Wiss.Tech.19(1953),p.300/15

1.34. J.Inst.Metals 8(1912) II,p.149/70;10(1913)II,p.119/49

1.35. Trans.Amer.Inst.min.metallurg.Eng.60(1918/19),p.474/576

1.36. Duckwitz,C.A., Berg-u.hüttenm.Mh.90(1942),p.111/19.- Duckwitz C.A.,H.Buchholtz, Arch.Eisenhüttenwes,15(1941/42) (Werkstoffaussch.562).-Duckwitz,C.A., Arch.Eisenhüttenwes 15 (1942/43),p.285/89 (Werkstoffaussch.567)

1.37. Siegfried W., Schweis.Arch.angew.Wiss.Tech.9(1943),p.1/14 cp. Stahl u.Eisen 64(1944),p.521, - Siegfried,W., Schweis. Arch.angew.Wiss.Techn.11(1945),p.1/16 şi 43/61,-Siegfried W., Iron Steel Inst.156(1947),p.189/207;158(1948),p.462,- Siegfried,W., Techn.Rdsch.Sulzer 1948, Nr.4,p.21/35,- Siegfried,W., A symposium on high-temperature steels and alloys for gas turbines. London 1952 (Special Report Iron Steel Institut Nr.43).- Siegfried,W., Rev.Métallurg. Mém.,50(1953),p.115/35

1.38. Greenwood,J.N.,D.R.Miller,I.W.Suiter, Acta Metallurg, New York, 2(1954),p.250/58

1.39. Adamczyk I., Wied.hutn.Polon.57,nr.5 p.142-5

1.40. Alexandrov N.N., Zavod.Lab.1959,No.11,p.1335-6

1.41. Andersen C.A., Iron Age 1958, Nr.21,p.102-4

1.42. Arnold A.G., BCIRA-36-57 nr.11,p.588-99,vol.6,nr.11 april 1957

1.43. Bratu D., Met.şi constr.de maş.1957, nr.5,p.85-89

1.44. Biro K., Gép 1963 nr.8,p.304-10

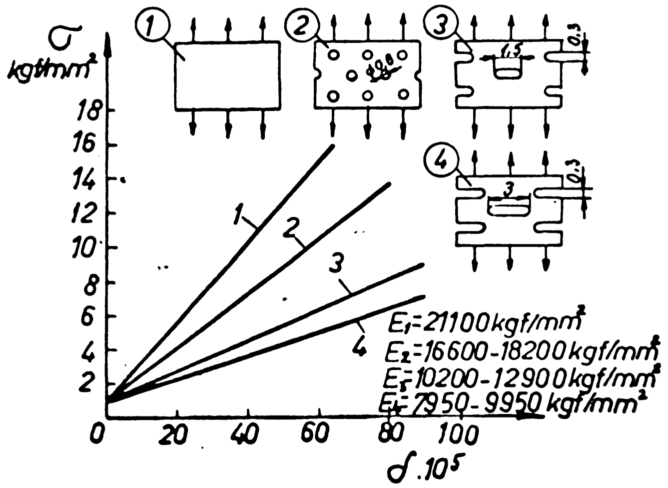
1.45. Ballay M. Chavy R. şi Grilliat J.,Foundry Trade Journal 1954, I,II, 91-7, 125-8

1.46. Ballay A, Chavy R., Grilliot I., La Fonderie 1954.III, 98,

1.47. Carr A.L.,Steven W., La Fonderie 1954,IV,

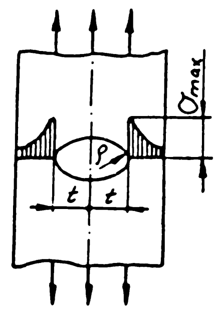
1.48. Cejtlin V.Z., Metallovedenie i termici obrabotka metallov 1962/8, p.11-14

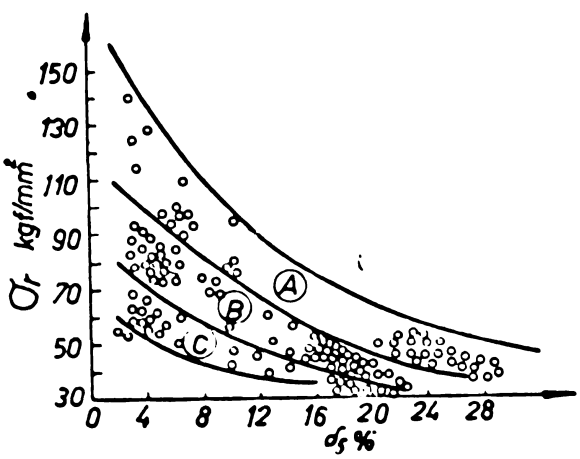
1.49. Chişiu A., Metalurg.constr.de maş. 1957,nr.3, p.16-21
1.50. Christ R.I.,M.S.O'Brien, Fonderie 1963; 467-71
1.51. Constantinescu A., Construcţii de maşini 1957, nr.3, p.38-41
1.52. De Pierre ş.a., NAVORD, nr.6493,1959
1.53. Drápal St., Hutn.Listy 1957, nr.12,p.1087/94
1.54. Dobrinina L.D., Izo.V.U.Z. Cernaia metallurghia URSS 10, 1965; 129-32.
1.55. Durosov P., Metalloved. Obrabotk. Metallov 1957.nr.5, p.42-48
1.56. Evans E.R., BCIRA J.Res.Dev.5,1955,p.643-54
1.57. El Haik, Fonderie 1962 iul, nr.197,p.243-6
1.58. Eagen T.E., Foundry 78, nr.12/1950 p.96-99, p.203-4
1.59. Farafanov I.E. şi Babro I.G., Lit.Proizv 1955 nr.3.p.21-24
1.60. Friedl K., Brown Boveri Mitt.1966,1/2,114-125
1.61. Guterman S.G.ş.a., Fizika Met.i Metallovedenie 1958 nr.2 p.118-21
1.62. Gittus J., Iron and Steel 1957, nr.13,p.603/7;nr.14,p. 639/41
1.63. Gittus J., Iron and Steel, 1959 dec. p.559-65
1.64. Gilbert G.N.J., Journ.of Research a development 1954-IV, 249-63
1.65. Gilbert G.N.J.ş.a., Brit.Foundry, nr.50,1957,p.441-57
1.66. Gilbert G.N.J., BCIRA 1964, 6, 759-73
1.67. Gilbert G.N.J., Journ.of Research and Development BCIRA, 1959 febr.478-566
1.68. Gilbert G.N.J., Journ of Research and development 1954.IV 249-63
1.69. Ghirşovici ş.a., Liteinoi Proizvod - 1960 1 ian., p.25-30
1.70. Ghirşovici N.G., Maksimov S.K.şi M.şi Mihailov V.A. Sbornik,Maşghiz 1954 Moscova 1954,p.85-102
1.71. Ghirşovici N.G.,Simanovskii M.P., Liteinoie proizv.1960; 1; 25-30
1.72. Hotta ş.a., Imono.1959,p.788-3 (jap)
1.73. Ivanova U.S., Zavodskaia Laboratoriia nr.2/1955,p.212
1.74. Kattus J.R., Foundry 83, 1955 nr.2,3 p.96/97, 230/2,234 şi 237; 1957 nr.6 p.172/74 şi 76
1.75. Klimocki M.M., Termicesk.Obrabot.Met.1959 dec.p.39-43
1.76. Kunjavski M.N., Obrabotk.Metall 1957, nr.3,p.41-45
1.77. Lamb M.D., BCIRA Journ 1960 nr.4 iul.p.514-516
1.78. Malmberg W., Giesserei 1956, nr.4,p.81-85
1.79. Millman D.S. Vestnik Maşinostroienii 1949, nr.12 p.30-42
1.80. Palmer K.B., BCIRA. Journ.of Res. a Devel.ian.1957, p.638
1.81. Chişiu A, Domşa A, Trebonius J, Pistoane. Bucureşti Ed.Tehn.1961



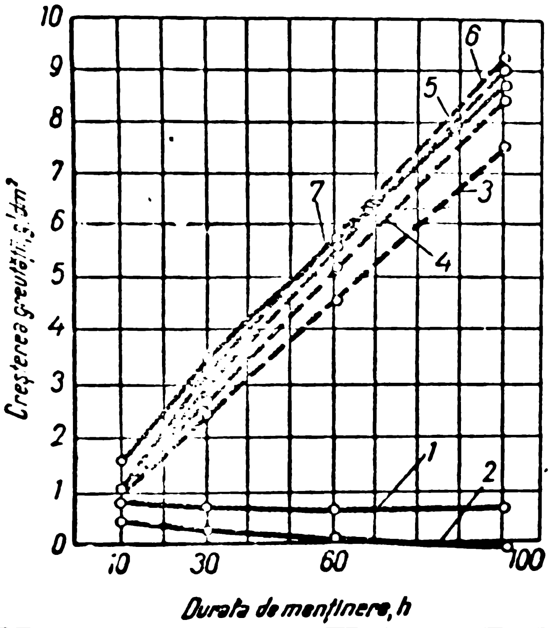
Capitolul 1.1.2. Figura a.
Incercarea la întindere a plăcilor cu diferite crestături.

Capitolul 1.1.2. Figura b.
Schema de calcul a tensiunilor după Neuber.





Capitolul 1.1.3. Figura a.
Diagrama sinoptică pentru delimitarea claselor de calitate A, B, C.



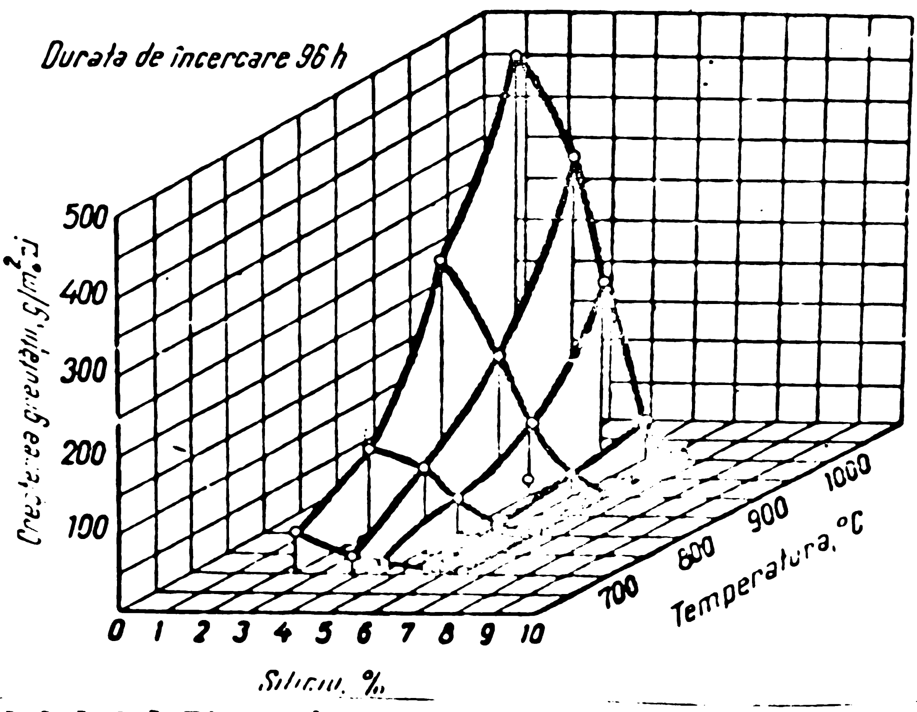
Capitolul 1.2.1. Figura a

Dependenţa între creşterea greutăţii epruvetelor şi durata de menţinere la temperatura de 800°C :

1 şi 2 - fonte cu grafit nodular cu 0,95% Mn şi 3% Mn;

3,4,5 şi 6 - fonte maleabile cu 0,3;0,6;0,9 şi 1,2% Mn;

7. - fontă cenuşie cu 0,54% Mn



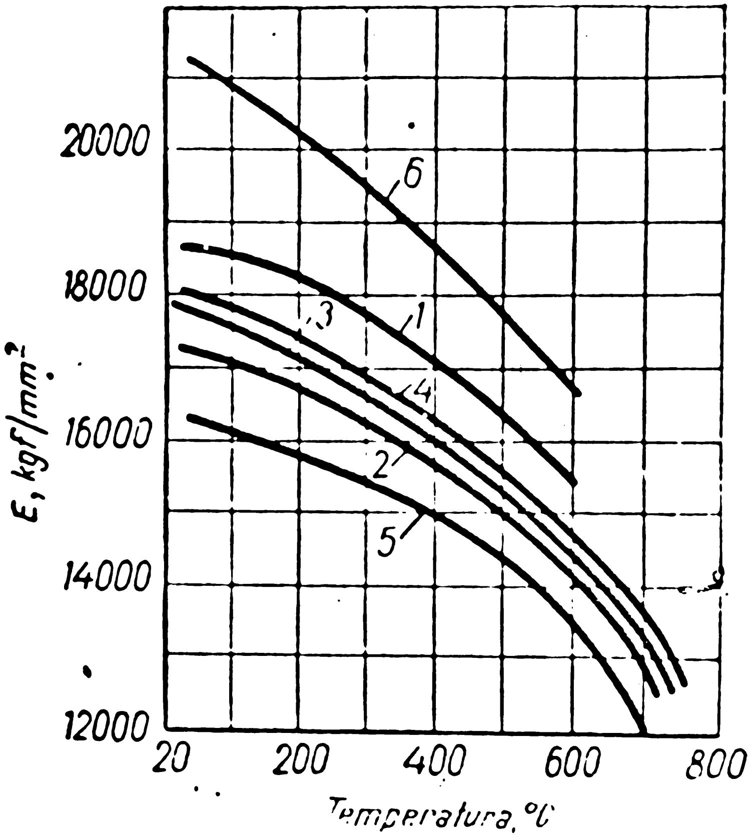
Capitolul 1.2.1 Figura b

Influenţa siliciului asupra refractarităţii fontei

Capitolul 1.3. Figura a

Influenţa temperaturii asupra modulului de elasticitate al fontei şi oţelului:

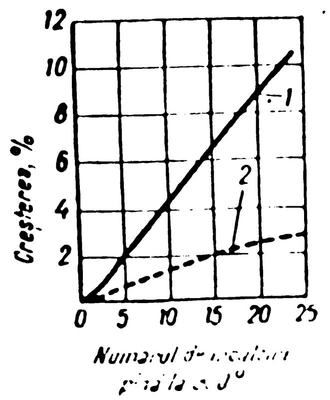
1- VC 50-1,5; 2- VC 50-1,5 (structură perlitică după normalizare); 3- VC 50-1,5 (normalizare plus revenire la 550°C); 4- VC 60-2; 5- VC 40-10; 6- oţel St.5

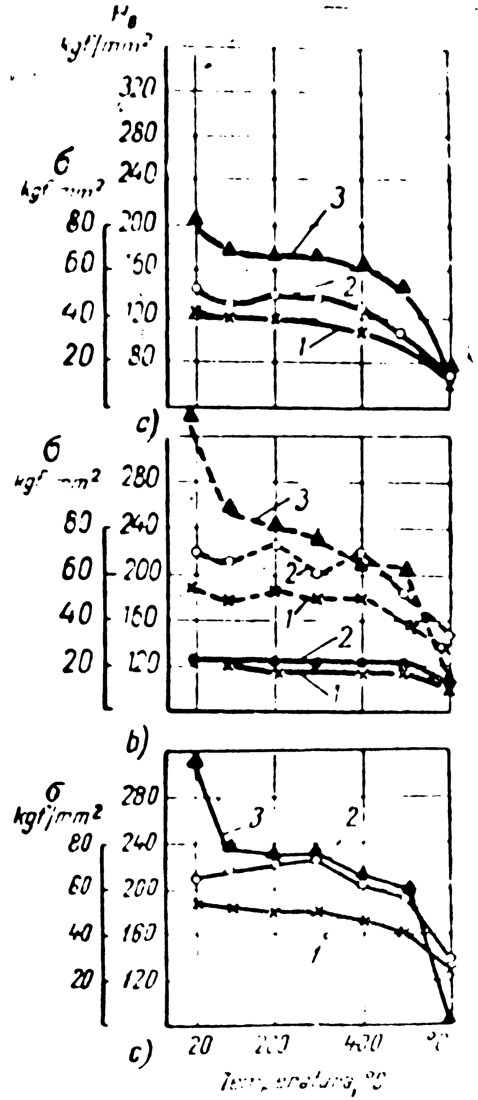


Capitolul 1.2.3. Figura a.
Rezistenţa la creştere (deformaţie) a fontelor:

1 – fontă cenuşie ;

2 – fontă cu grafit nodular





Capitolul 1.3. Figura b

Influenţa temperaturii asupra lui σ_r, σ_0 şi HB a fontelor (V.C) şi oţelului (S.C)

a- VC 40-10; b- SC 21-40 şi VC 60-2;

c- VC 50-1,5; 1- σ_0; 2- σ_r;

3- HB

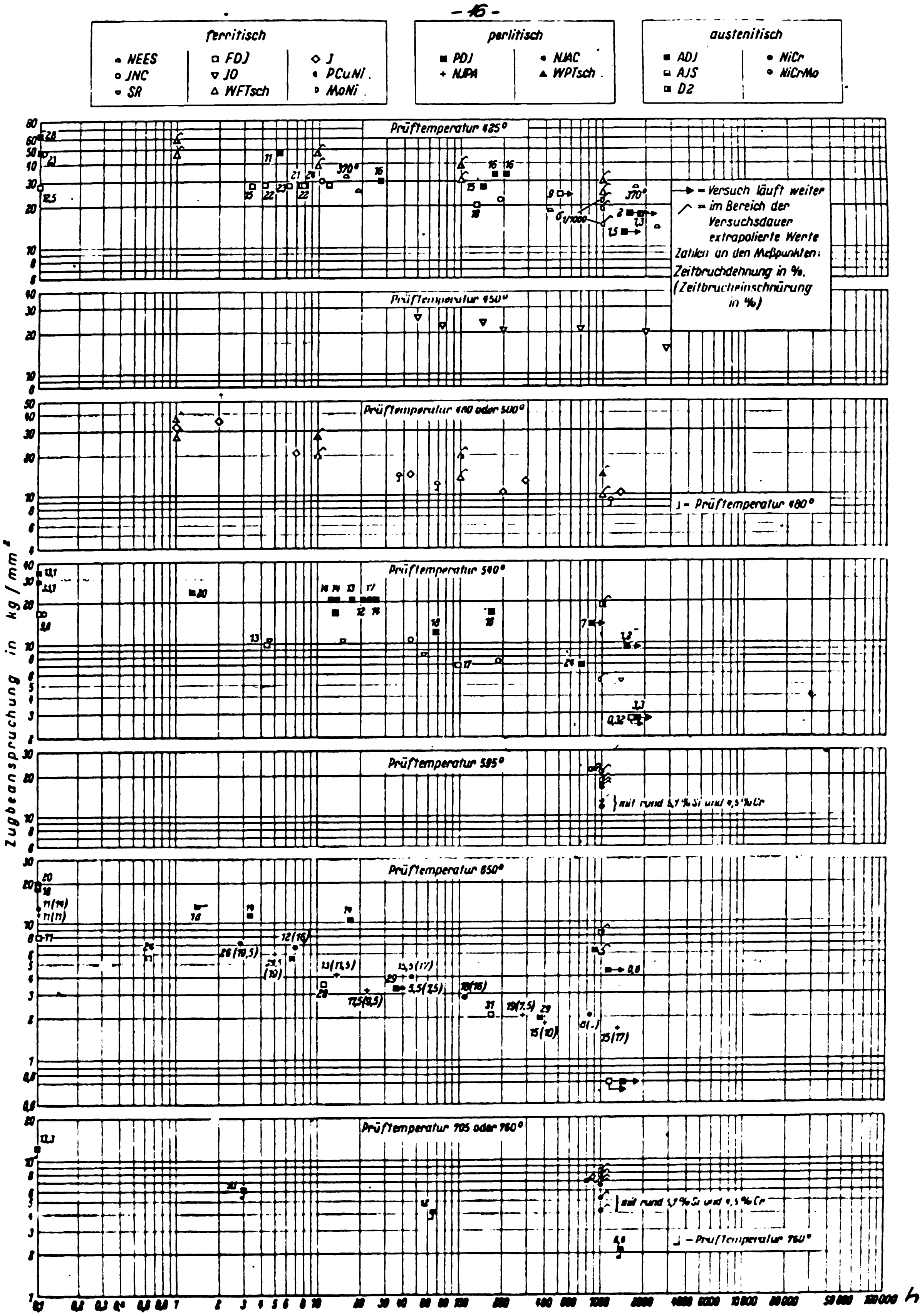
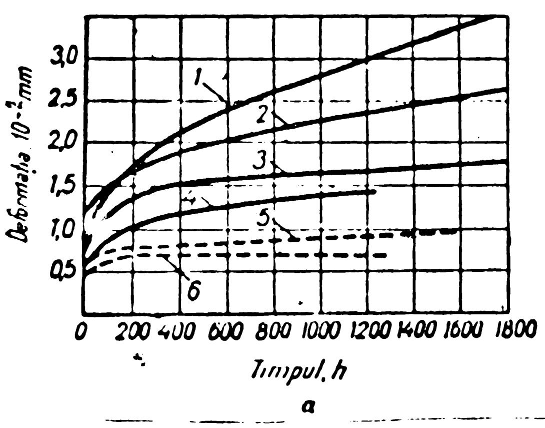
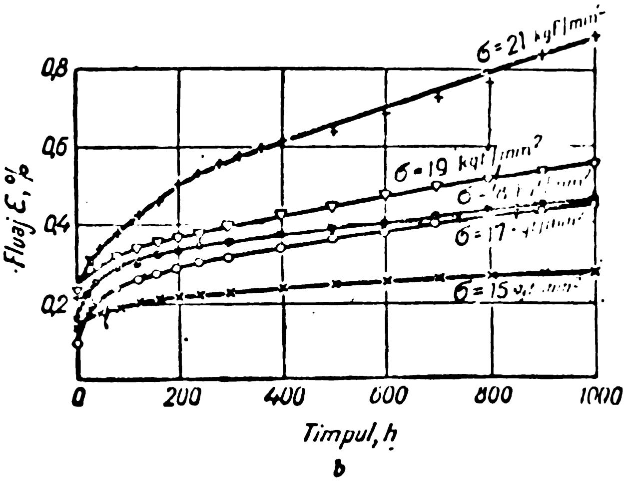


Fig.1.4.b **Resistenţele tehnice de durată $\sigma_{r/t}$ determinate în intervalul de temperatură 330° ... 600°C pentru fonte cu grafit nodular feritice, perlitice şi austenitice [1.8].**





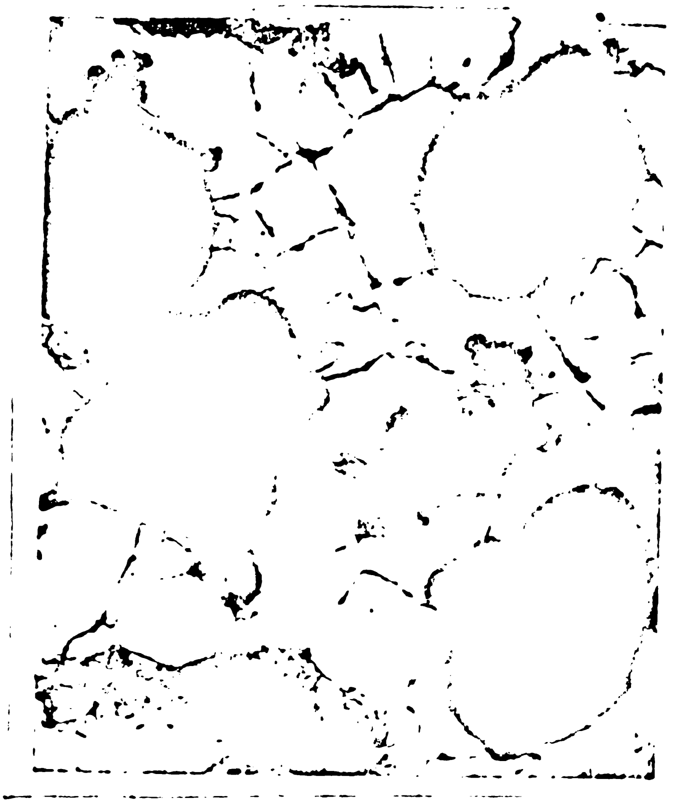
Capitolul 1.4. Figura a

Diagrame de fluaj pentru diferite fonte, în funcţie de durata de încercare şi solicitare: 1-fontă maleabilă feritică, σ=8 kgf/mm^2, v=9,2$\cdot 10^{-6}$%/h;
2-idem, perlito-feritică, σ=8 kgf/mm^2, v=4,2$\cdot 10^{6}$%/h;
3-idem, σ=8 kgf/mm^2, v=2,5$\cdot 10^{-5}$%h;
4-idem, feritică, σ=6,5kgf/mm^2, v=3$\cdot 10^{-5}$%/h;
5-fontă feritică cu grafit nodular, σ=8 kgf/mm^2 v=1,5$\cdot 10^{-5}$%/h;
6-idem, σ=6,5 kgf/mm^2, v=0,2$\cdot 10^{-5}$%/h

v - viteza de fluaj ;

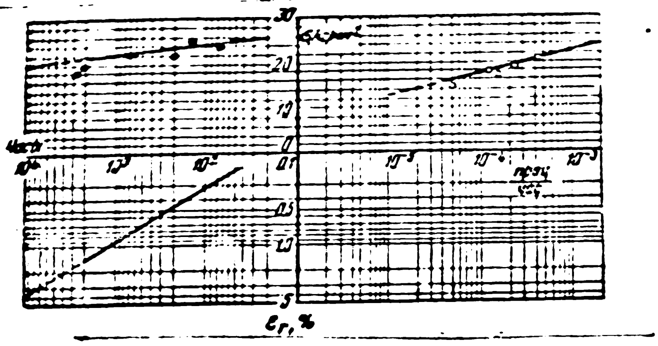
Capitolul 1.4.1. Figura b

Curbele de fluaj ale fontelor cu grafit nodular la temperatură de 450°C [1.9].



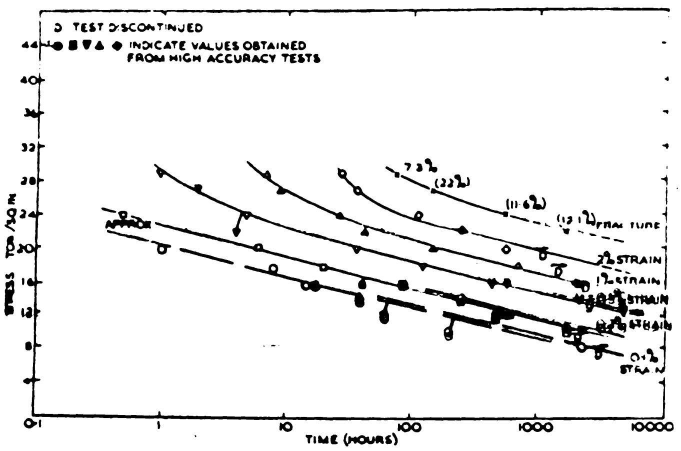
Capitolul 1.4.1. Figura a

Microstructura fontelor cu grafit nodular la o mărire de 200 x [1.9].



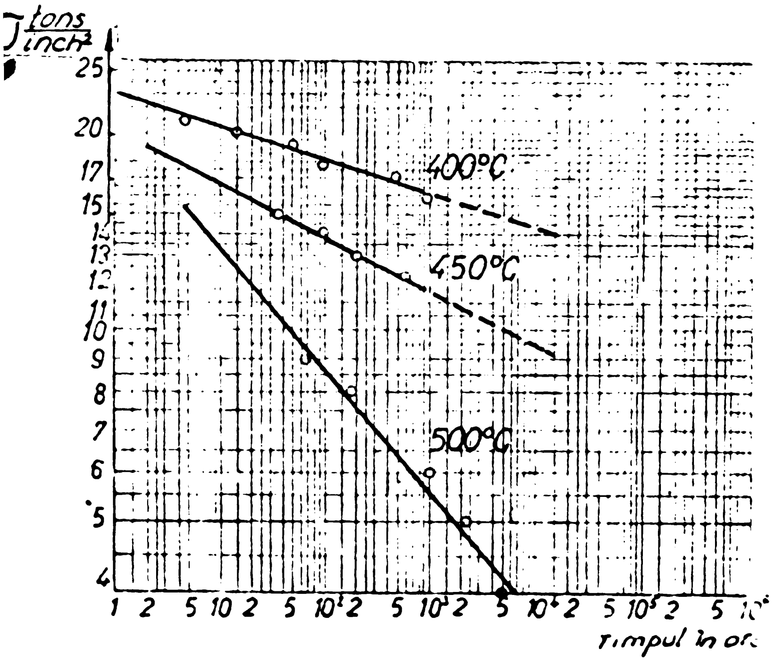
Capitolul 1.4.1.Figura c

Vitezele de fluaj şi extrapolarea limitelor tehnice de fluaj pentru fonte nodulare din fig.b [1.9].



Capitolul 1.4.2. Fig.a

Limite tehnice de fluaj de 0,1%, 0,2%, 0,5%, 1%, 2% şi rezistenţe tehnice de durată pentru fonte nodulare perlitice [1.11].



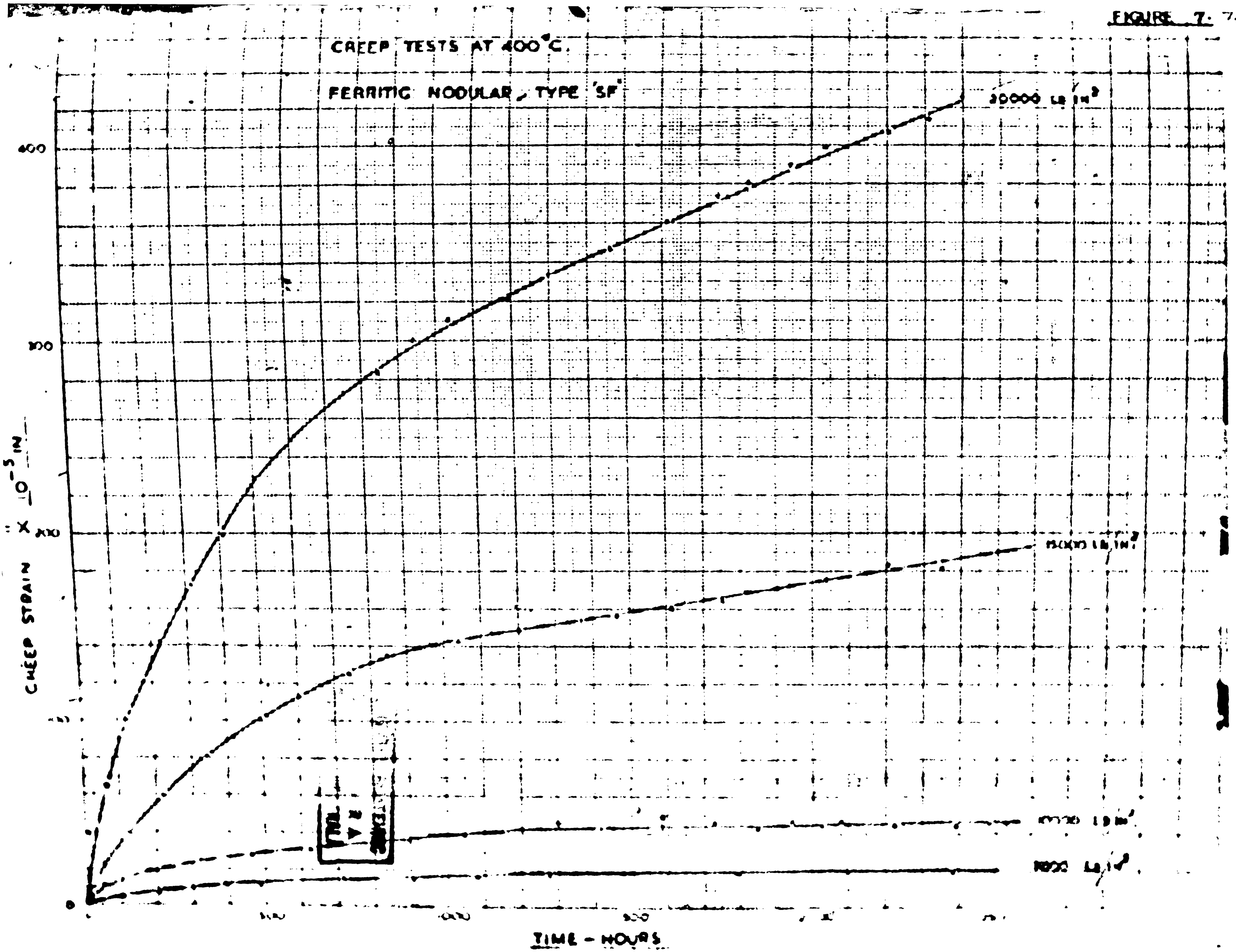
Capitolul 1.4.4. Figura a

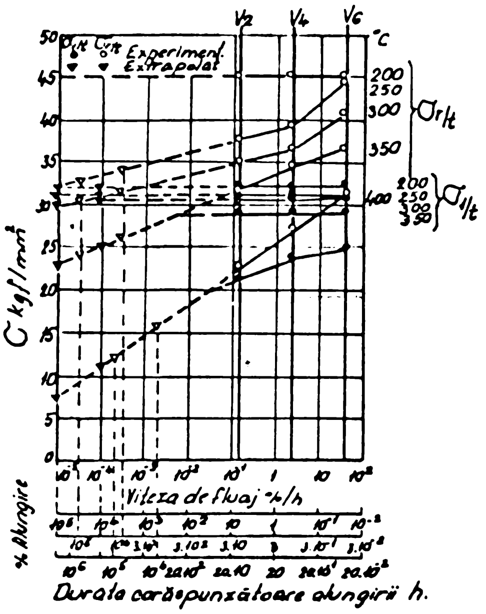
Izotermele rezistenţelor tehnice de durată pentru fontele nodulare feritice S.F. „meehanite" [1.12].

Capitolul 1.4.4. Figura b

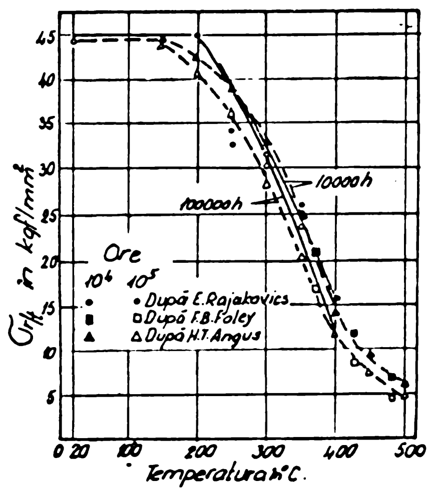
Curbele de fluaj la 400 C ale fontelor nodulare feritice S.F.

FIGURE 7.

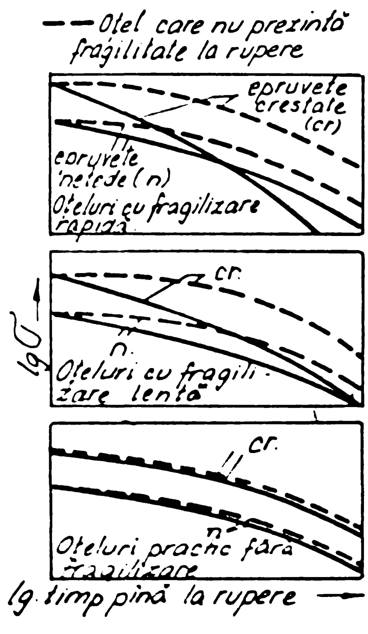

CREEP TESTS AT 400°C.
FERRITIC NODULAR, TYPE 'SF'
400
300
200
0
1000
1500
TIME - HOURS
CREEP STRAIN X 10⁻⁵ IN



Capitolul 1.4.5. Figura a .
Comportarea la fluaj a fontelor cu grafit nodular feritice nealiate [1.13].



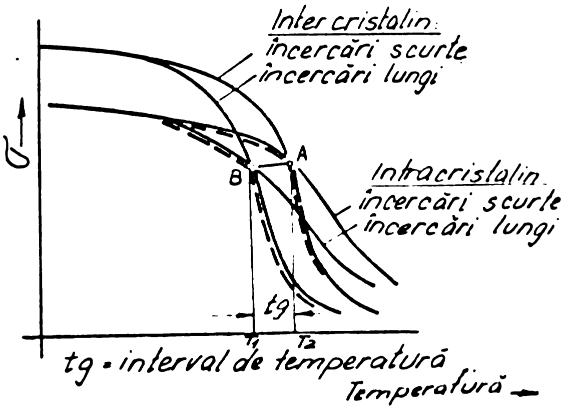
Capitolul 1.4.5. Figura b .
Rezistenţa tehnică de durată a fontelor cu grafit nodular feritice nealiate.

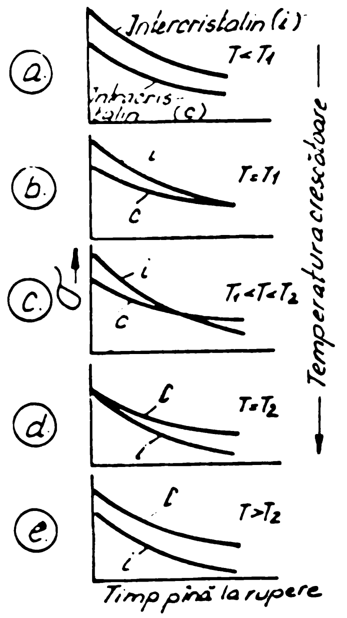


Capitolul 1.5.1. Figura a .
Reprezentarea schematică a influenţei încrestării asupra rezistenţei tehnice de durată a oţelurilor refractare cu tendinţe diferite de fragilizare.

Capitolul 1.5.2.Fig. a.

Influenţa temperaturii şi duratei asupra rezistenţei inter- şi intracristaline. Domeniul de temperatura echicoeziv.





Capitolul 1.5.2. Figura a,b,c,d,e.

Rezistenţa tehnică de durată ale cristalelor şi intracristalinului (T_1 şi T_2 sînt limitele domeniului de temperatură echicoezivă din figura precedentă)

2. ANALIZA CRITICA A METODELOR DE EXTRAPOLARE FOLOSITE IN LITERATURA TEHNICA DE SPECIALITATE.

2.1. In ultimele decenii s-a dovedit că la utilizarea metalelor refractare, încercările de fluaj trebuie să fie executate pînă la duratele cele mai lungi, spre a obține cifre de bază admisibile despre comportarea acestor materiale la temperaturi ridicate. Deși la ora actuală se dispune de rezultatele încercărilor la multe sortimente de oțeluri, totuși există o cerere mereu crescîndă de date experimentale la durate mari, în urma variației compoziției chimice, tratamentelor termice, ș.a.

Problema se pune și mai acut în cazul fontelor cu grafit nodular, care se elaborează la scara industrială doar de 25 de ani [2.1] . Costul și durata acestor încercări este destul de ridicat. Există în consecință o nevoie stringentă - și s-au făcut pînă acum numeroase tentative - de a obține, cît se poate de prompt și exact, pronosticuri pentru caracteristici de fluaj de durată lungă prin extrapolarea încercărilor scurte. Din păcate pînă în prezent nu s-au ajuns încă la soluții mulțumitoare [2.2] .

La extrapolări apar în special următoarele dificultăți:

a.) Procesele de fizica metalelor - de care depinde comportarea la fluaj - sînt investigate la ora actuală încă incomplet, iar la materialele tehnice se pot aplica în cel mai bun caz doar calitativ.

b.) Pentru evaluarea extrapolării ar trebui să se dispună de date experimentale cu durată mare, care-în limita timpului disponibil pentru încercări - nu se pot executa, astfel că cercetătorul este obligat să estimeze acceptabilitatea rezultatelor de la materiale similare.

2.1.1. <u>Extrapolarea rezistențelor tehnice de durată</u> se poate urmări din <u>figura 2.1.a.</u> unde domeniul de încercare (hașurat în figură) se extinde aproximativ la un an. In figura sînt trasate două izoterme la temperaturile T_1 și T_2 ($T_2 > T_1$). In acest sistem dublu logaritmic s-ar părea că o extrapolare de 10 ... 20 ori durata încercării se poate efectua ușor chiar grafic.

Dimpotrivă figura 2.1.b. prezintă duratele la scara reală în sistemul semilogaritmic. In acest caz domeniul de încercare îngust de 5000 h nu dă speranțe prea mari de a obține o precizie suficientă pentru domeniul extrapolat de 95000 de ore la raportul de extrapolare EXZV = 20.

2.1.2. Pornind de la rezultatele încercărilor de fluaj, comportarea la temperaturi ridicate a unui material este descrisă matematic - sub forma generală - de relația:

(a) ... $F(T, \sigma, t) = 0$

în care T - Temperatura
σ - Tensiunea
t - timpul pînă la rupere

care în sistemul de coordonate O, T, σ, t reprezintă o suprafață. Intersectînd această suprafață cu plane paralele cu $O\,\sigma\,t$ se obțin izotermele:

(b) ... $f(\sigma, t)\Big|_{T = ct.} = 0$

respectiv intersecția cu plane paralele cu $O\,T\,t$ dă izostatele:

(c) ... $f(T, t)\Big|_{\sigma = ct} = 0$

Curbele izocrone ($t = ct$) sînt folosite mai puțin în reprezentările încercărilor de fluaj.

2.2. Parametrii extrapolării

Aceștia sînt toți factorii încercării care se pot sesiza cantitativ și care în cele din urmă determină justețea rezultatelor extrapolării.

Metoda de extrapolare folosită nu este doar decît un parametru al calculelor. Bine înțeles cele de mai jos nu se referă la extrapolări grafice, de complexitate mult mai redusă.

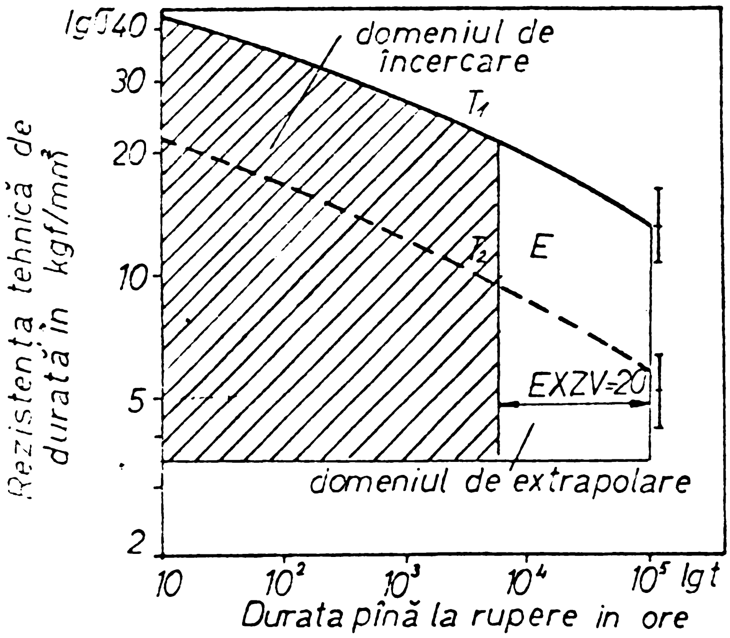
Punctul de plecare pentru determinarea mersului încercărilor sînt parametrii impuși de condiții de serviciu:

$T_{G\ max}$ = Temperatura maximă de exploatare
$T_{G\ min}$ = Temperatura minimă de exploatare
$\sigma_{G\ max}$ = Tensiunea maximă de exploatare
$\sigma_{G\ min}$ = Tensiunea minimă de exploatare
$t_{G\ max}$ = Durata maximă de exploatare
$t_{G\ min}$ = Durata minimă de exploatare

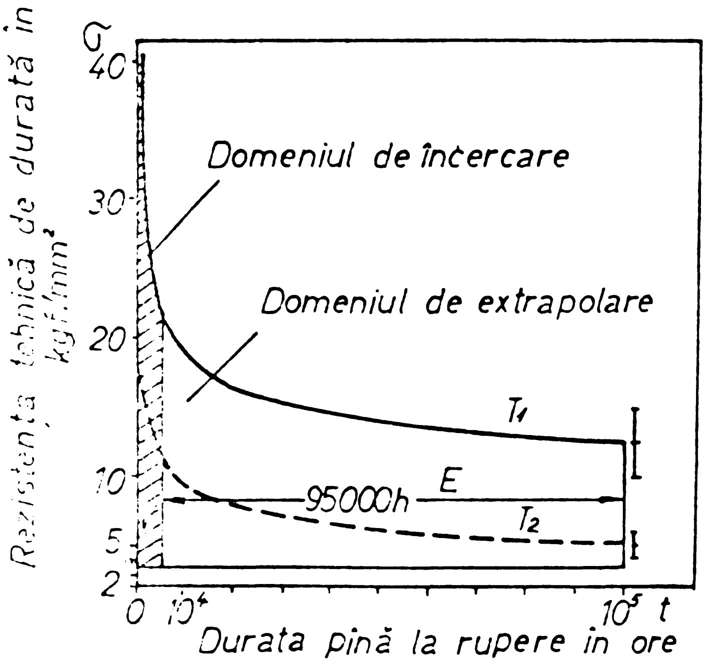
care sînt reprezentați în fig.2.2.a.

Acești parametrii sînt mai puțin importanți în valoare absolută, decît corelarea lor la condițiile încercării care sînt date de:

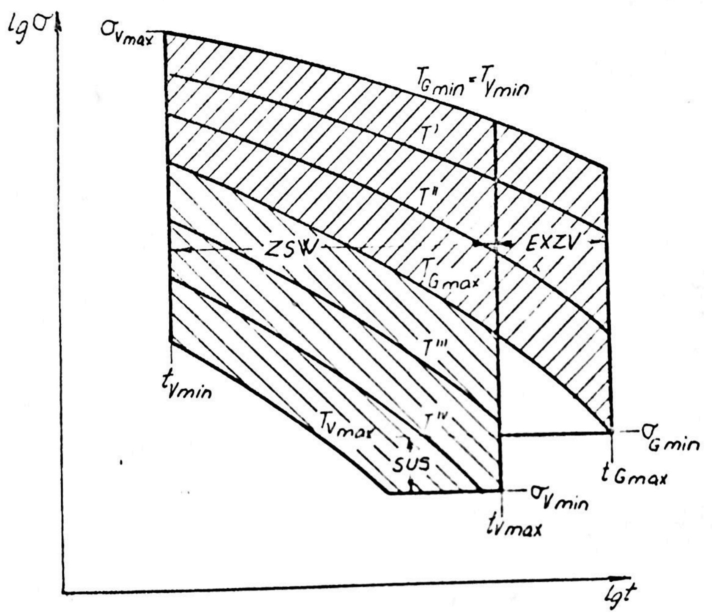
$T_{V\ max}$ = Temperatura maximă a încercării
$T_{V\ min}$ = Temperatura minimă a încercării
$\sigma_{V\ max}$ = Tensiunea maximă a încercării



Capitolul 2.1.1. Extrapolarea rezistențelor tehnice
Figura a **de durată**



Capitolul 2.1.1.
Figura b



Capitolul 2.2. Parametrii extrapolării

Figura a

$\sigma_{V\ min}$ = Tensiunea minimă a încercării
$t_{V\ max}$ = Durata maximă a încercării
$t_{V\ min}$ = Durata minimă a încercării

La acestea se mai pot adăuga factorii, - care se pot sesiza mai dificil din punct de vedere cantitativ - și care se referă la acoperirea intervalului de încercări, ca de exemplu numărul izotermelor sau/și izostatelor, ca și numărul valorilor măsurate.

In cazul extrapolărilor la durate mai lungi, avem:

(a) ... $T_{V\ min} \approx T_{G\ min}$; $\sigma_{V\ max} > \sigma_{G\ max}$; $t_{V\ min} < t_{G\ min}$

și în special la metodele de extrapolări diferite de cele grafice, avem:

(a') ... $T_{V\ max} \gg T_{G\ max}$; $\sigma_{V\ min} \leq \sigma_{G\ min}$

și în fine condiția extrapolării:

$$t_{V\ max} < t_{G\ max}$$

Din cele de sus rezultă următorii parametri ai extrapolării:

Raportul duratelor de extrapolare:

(b) ... $E\ X\ Z\ V = t_{G\ max} / t_{V\ max}$

durata maximă la care se extrapolează, către durata maximă de la care se extrapolează.

Intervalul duratelor de încercări:

(c) ... $Z\ S\ W = \lg t_{V\ max} - \lg t_{V\ min} = \lg (t_{V\ max} / t_{V\ min})$

Intervalul de temperatură folosit

(d) ... $T\ S\ W = T_{V\ max} - T_{G\ min}$

Depășirea inferioară a tensiunilor:

(e) ... $S\ U\ S = \sigma_{V\ min} / \sigma_{G\ min}$.

Tensiunea minimă de la care se extrapolează către tensiunea minimă la care se extrapolează.

In literatura de specialitate valoarea cea mai frecventă pentru $t_{G\ max} = 10^5$ h.

In ce privește valorile pentru E X Z V, Larson - Miller [2.3] consideră că sînt posibile extrapolări exagerate EXZV = 100 ... ... 1000, Manson și Brown [2.4] deja reduc la 50 ... 100, valorile 150 ... 200 (de la 1000 h la 20 de ani) sînt presupuse "extrem de periculoase". Bailey [2.5] reduce și mai mult raportul, este de părere că valori de la 10 ... 100 sînt cauze pentru multe discrepanțe la caracteristicile oţelurilor refractare. Krisch [2.6] obţine la aceste rapoarte deja erori pînă la 40%, din valorile tensiunilor. Betteridge [2.7] recomandă limitarea la E X Z V $\approx$ 10. Goldhoff [2.8] [2.9] pune condiţia E X Z V < 100 şi este primul care cercetează influenţa parametrilor E X Z V şi Z S W asupra preciziei extrapolării şi concomitent care Z S W $\geqslant$ 3. Smith [2.10] recomandă valoarea de E X Z V = 20; Manson [2.11] la fel propune E X Z V < 30, chiar 10, iar pentru $t_{V\ min}$ = 10 h.

Dacă la o extrapolare S U S < 1, atunci avem o "interpolare" a curbei de bază. [2.12] , în caz contrar (S U S > 1) avem "extrapolarea" curbei de bază, întrucît valorile duratelor de încercări la temperatură ridicată lipsesc.

Krisch exprimă exactitatea extrapolării în funcţie de $\frac{1}{EXZV}$.

Johnson ş.a. [2.13] consideră că doar pentru EXZV $\leqslant$ 2 este posibilă determinarea exactă a rezistenţei tehnice de durată pentru 10^5 h la oţel.

Se poate deosebi: extrapolarea "apropiată" cu EXZV= 2 ... 5;
extrapolarea "obişnuită" cu EXZV= 5 ... 10
şi extrapolarea "depărtată" cu EXZV > 10. [2.14]

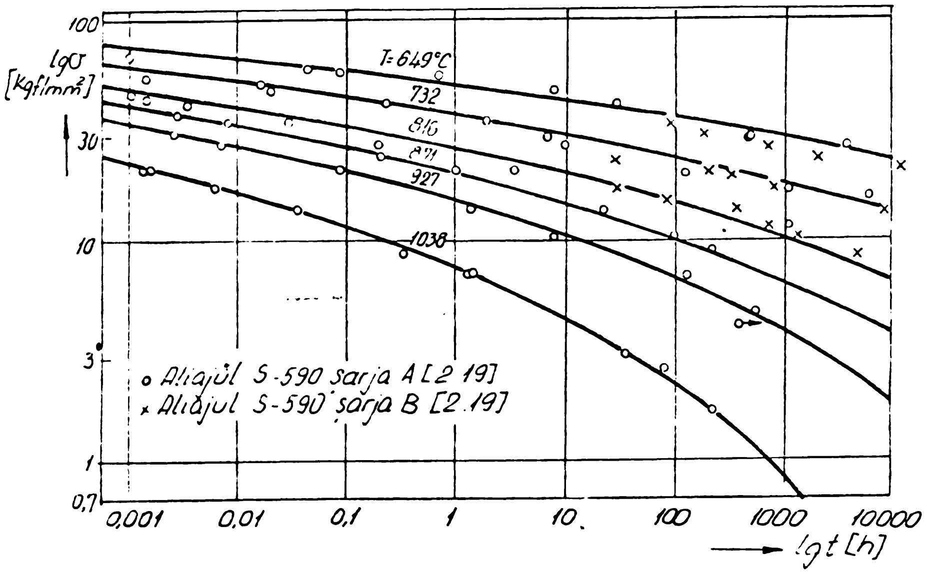
2.3. Metode grafice de extrapolare.

Datele experimentale se reprezintă în diagrama lg σ - lg t. Punctele obţinute se pot aproxima prin curbe care prezintă curburi negative fig.2.3.a, sau o familie de drepte cu panta variabilă fig. 2.3.b (puncte de întoarcere"). S-a arătat [2.15] că există o interdependenţă între "puncte" şi trecerea de la ruperea intra-cristalină la cea intercristalină "puncte echicoezive" (pag. 9).

Punctele de întoarcere corespund totdeauna modificărilor structurale; revenire, creşterea sau dizolvarea precipitaţiilor (punctele M, N, O, P în fig. 2.3.b, oxidări şi coroziuni (punctul Y), recristalizări şi creşterea grăunţilor, etc.

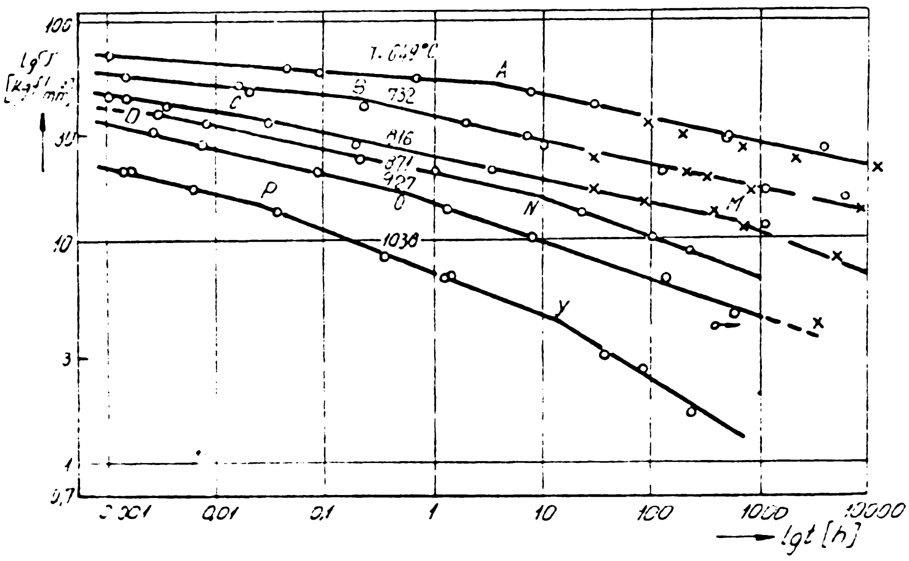
Alegerea curburii - într-un caz - sau a punctelor de întoarcere - în cazul 2 - sînt subiective şi depind de experienţa şi capacitatea de aproximare a cercetătorului.

O altă posibilitate de interpretare a rezultatelor este diagrama σ - lg t, denumită diagrama izotermă linear - logaritmică sau semilogaritmică. Aceste reprezentări sînt mai adecvate pentru interpolări şi mai puţin potrivite pentru extrapolări. Dacă extrapolările în sistemul dublu logaritmic dau în general durate prea mari,



Capitolul 2.3. Metode grafice de extrapolare

Figura a



Capitolul 2.3.

Figura b

faţă de cele confirmate experimental, extrapolările în sistemul semilogaritmic dau durate prea mici.

2.3.1. Spre a cerceta precizia extrapolării grafice, ne rezumăm la cîteva date din literatura de specialitate [2.2] : S-a procedat la extrapolarea încercărilor cu această metodă de către 3 tehnicieni rutinaţi A, B, C, care au avut o experienţă îndelungată în operaţii de acest gen. (Raportul de extrapolare între durata încercărilor efective şi celor determinate era: LXZV = 1/15). Datele experimentale sînt reprezentate prin puncte în fig.2.3.c, iar cele 3 linii (continuă, întreruptă scurtă, şi întreruptă lungă) reprezintă extrapolările efectuate de cei 3 operatori care au lucrat independent.

Pentru a exprima şi cantitativ valorile abaterilor, s-au comparat rezistenţele tehnice de durată obţinute prin extrapolare. (σ_e) cu valorile obţinute din încercări (σ_m) şi s-au obţinut astfel abaterile:

$$\rho_\sigma\,\% = 100 \cdot \frac{\sigma_e - \sigma_m}{\sigma_m}$$

Histogramele pentru valorile lui ρ_σ sînt date în fig. 2.3.d.

Pentru reprezentare s-a ales în mod arbitrar intervalul de 15 % ca şi unitate, deşi în alte cazuri s-ar putea lucra eventual mai bine cu alte valori ale intervalelor. Distribuţia ρ_σ arată o dispersie accentuată a extrapolării grafice. Intrucît pentru comparare nu s-a dispus decît de 17 date experimentale ale încercărilor de durată lungă, s-a renunţat la calculul complet al parametrilor statistici.

Se observă din fig.2.3.d că se poate ajunge la abateri pînă la 45%, iar alura diferită a histogramelor A_1, B_1 şi C_1 efectuate de cei 3 operatori - care au lucrat independent - arată că rezultatele nu se pot reproduce. Ba chiar extrapolările repetate făcute de acelaşi operator, la aceleaşi încercări - după trecerea unei durate de 3 luni - nu au mai coincis de loc.

2.3.2. Cu toate cele arătate în subcapitolul de mai sus metoda grafică de extrapolare se mai foloseşte şi astăzi din următoarele motive:

a. pare a fi metoda cea mai puţin laborioasă pentru a obţine un rezultat

b. se poate folosi şi în cazul cînd numărul datelor experimentale este redus

c. se poate aprecia uşor rezultatele încercărilor anterioare pentru planificarea celor finale

2.4. Metode parametrice de extrapolare.

Aceste metode folosesc determinări grafico-numerice şi se bazează pe relaţia timp - temperatură. In acest scop relaţia (2.1.a) se va scrie sub forma:

(2.4.a) ... $P(T, t) = f(\sigma)$

2.4.1. Metoda parametrică Larson-Miller.

Svante Arrhenius [2.16] a stabilit corelaţia (a) de mai jos, care s-a aplicat pentru viteza reacţiilor chimice de gradul I.

(a) ... $\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = v_f = A \cdot e \cdot \exp.\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right)$

în care: ε ... deformaţia spec. în cazul fluajului

$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = v_f$ ... viteza de fluaj

A ... constantă de material x)

R ... constanta gazelor $\approx$ 1,99 cal/°K·mol

RT ... energia termică a unui atom cu un grad de libertate

ΔH ... energia de activare termică (a procesului de fluaj).

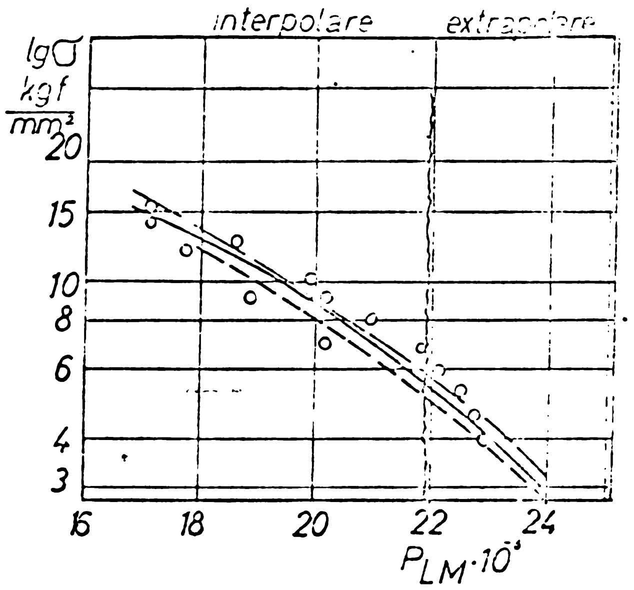
T ... Temperatura reacţiei în grade Kelvin (în lucrarea originală este dată în grade Rankine - grade Fahrenheit socotite de la zero absolut).

Relaţia de mai sus admite că fluajul ca şi autodifuziunea rezultă de o lege de reacţie cu viteza comandată de variaţia temperaturii ("rate process theory")

Din relaţia (2.4.a) de mai sus rezultă:

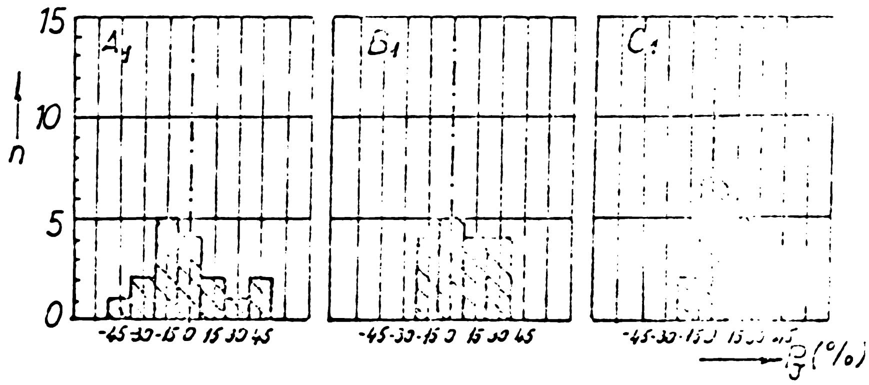
---

x) Reprezentarea din fig.2.4.1.a arată variaţia mărimilor lg A şi ΔH în funcţie de temperatură în cazul aluminiului pur [2.14] [2.31]. In condiţii de exploatare comportarea la fluaj prezintă importanţă doar pentru anumite intervale de temperatură, care sînt aproximativ în domeniul 0,25 ... 0,5 al punctului de topire (pentru aluminiu este 165° ... 330°C). In timp ce lg A în acest interval variază continuu, ΔH deasupra temperaturii de ~ 200°C este constantă. [2.32], [2.33], [2.79]



Capitolul 2.3.

Figura c



Capitolul 2.3.

Figura d

$$(a') \ldots \quad \frac{A}{\dot{\varepsilon}} = e \exp \frac{\Delta H}{R \cdot T}$$

$$\lg A - \lg \dot{\varepsilon} = \frac{\Delta H}{RT} \lg e \; ; \; \text{cu } \lg A = C$$

și $\lg e = \frac{1}{2,3}$ avem:

$$(b) \ldots \quad T\,(c - \lg \dot{\varepsilon}) = \frac{\Delta H}{2,3\,R}\,.$$

Dacă se admite că c este independent de tensiune și $\Delta H = H(\sigma)$ pentru viteza de fluaj minimă se obține curba din fig.2.4.1 b. pentru aliajul S 590 [2.3] în care $\dot{\varepsilon} = v_f$ %/h este viteza de fluaj, p/s.i. este tensiunea în pound pe inch patrat.

Relația poate fi folosită și pentru determinarea limitei tehnice de fluaj ($\sigma 1/t$) [2.30] și rezistenței tehnice de durată ($\sigma r/t$), dacă se fac următoarele ipoteze:

1.) ΔH și C nu depind de temperatură, timp și tensiune.

2.) proporționalitate între viteza de fluaj efectivă și viteza de fluaj medie pe toată durata încercării pînă la rupere.

3.) deformația la rupere este independentă de temperatură, timp și tensiune.

4.) se poate neglija variația tensiunii reale datorită micșorării secțiunii.

5.) O ipoteză complet empirică: viteza de fluaj fig. 4.2.1.c este invers proporțională cu timpul t - necesar pentru producerea ruperii (timpul de rupere t_r): $\dot{\varepsilon}_{min} = v_{f\,min} \approx \frac{1}{t_r}$ ... (c)

Această ipoteză a fost confirmată de Monkman și Grant [2,17]. Ei au obținut corelația $\lg v_{f\,min} = -\log t_r$ deci dreptele care limitează dispersia sînt paralele cu a 2-a bisectoare, fig.4.2.1.d care prin delogaritmare trece într-o hiperbolă de grad II;

din (.c.) și (a) rezultă

$$(c') \ldots \quad \frac{1}{t_r} = A.e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \quad \text{și} \quad (c'') \ldots \quad A \cdot t_r = e^{\frac{\Delta H}{R.T}}$$

$$\log A + \log t_r = \frac{\Delta H}{R.T} \log e \; ; \quad \text{cu} \quad \log A = C \text{ rezultă}$$

$$(d) \ldots \quad P_{LM} = T\,(C + \lg t_r) = \frac{\Delta H}{2,3R} = f(\sigma) = ct. \text{ (pentru tensiunea constantă)}$$

Dacă prin facilitarea condiţiei Nº 1.) de mai sus se admite: $N = N(\sigma)$, atunci primul membru: $T(C + \log t_r) = P_{L-M}$ (denumit parametrul de timp - temperatură Larson - Miller: $P_{L\,M}$) poate fi reprezentat în sistemul P_{LM} - lg $\sigma r/t$ (făcînd abstracţia de dispersia punctelor fig. 4.2.1.e.

Atunci relaţia (d) se poate scrie:

(e) ... $P_{LM} = T_1\,(C + \lg t_1) = T_2 \cdot (C + \lg t_2) = f(\sigma)$

- relaţia sub această formă a fost folosit de Hollomon şi Jaffe [2.18] exprimînd corelaţia între durata revenirii (care ascultă deasemenea de "rate-process theory") şi temperatura pentru o valoare dată a durităţii (fig.2.4.1.f) la oţeluri.

Acest parametru elucidează că pentru rezultatele încercărilor pentru o durată mai mare (t_1) la temperatura mai joasă (T_1), corespund rezultatele încercărilor pentru o durată mai mică (t_2) la o temperatură mai ridicată (T_2).

F.R.Larson şi I.Miller în lucrarea [2.3] la aproximativ aceleaşi nivele de tensiune au obţinut următoarele valori:

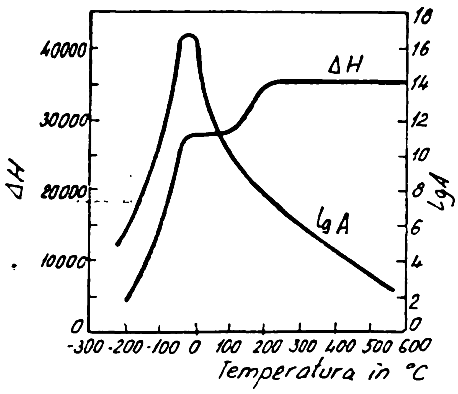
Tabelul 2.4.1 a

Material	t_1 ore	T_1 °C	t_2 ore	T_2 °C
Oţel slab aliat	10000	540°	13 x)	650°
Oţel refractar	1000	740°	17 x)	815°
Oţel inoxidabil	1000	650°	12 x)	740°
Aliaje de aluminiu	1000	149°	1,1 x)	205°

Tensiunile au variat între limitele 7 - 20 Kgf/mm² pentru fiecare material.

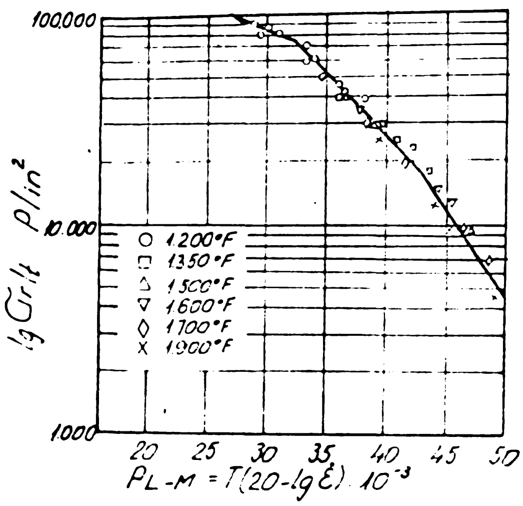
Valorile se pot urmări în nomograma din fig.2.4.1.g care-l scuteşte pe operator să mai calculeze parametrul.

x) Cercetările ulterioare au arătat că nu este recomandabil folosirea duratelor sub 20 de ore



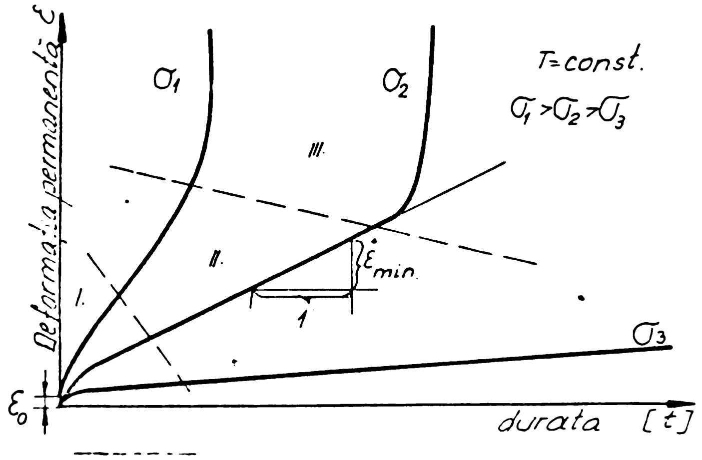
Capitolul 2.4.1. Metoda parametrică
Larson - Miller

Figura a



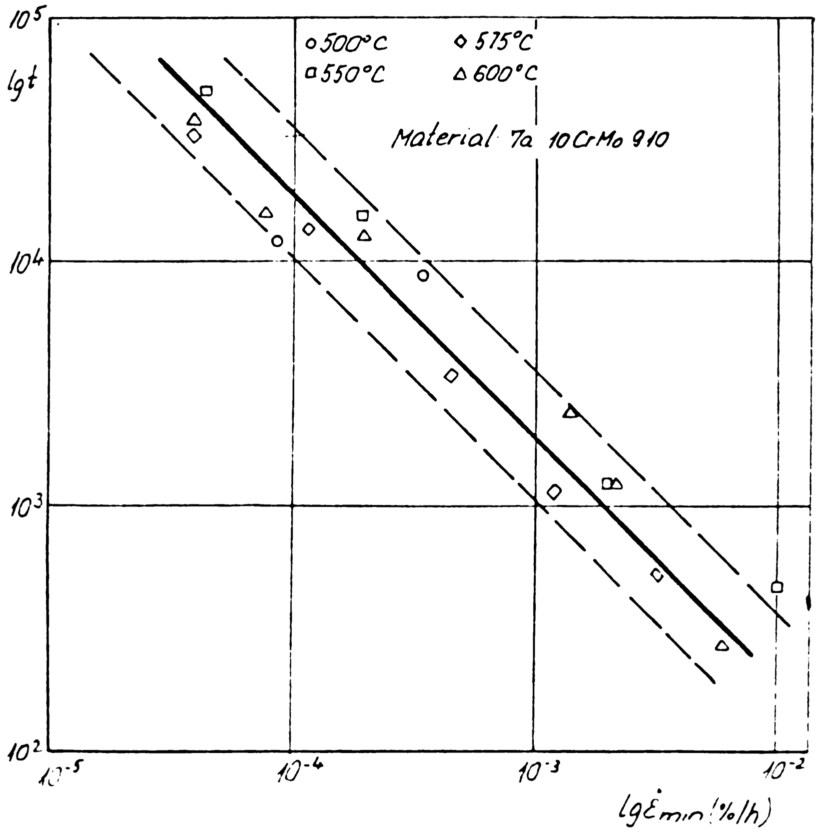
Capitolul 2.4.1.

Figura b



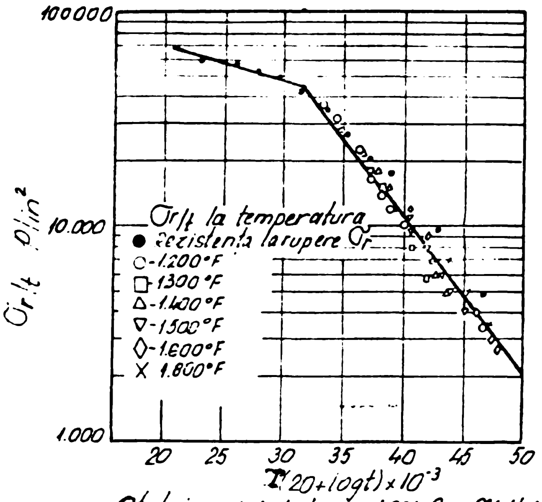
Capitolul 2.4.1.

Figura c



Capitolul 2.4.1.

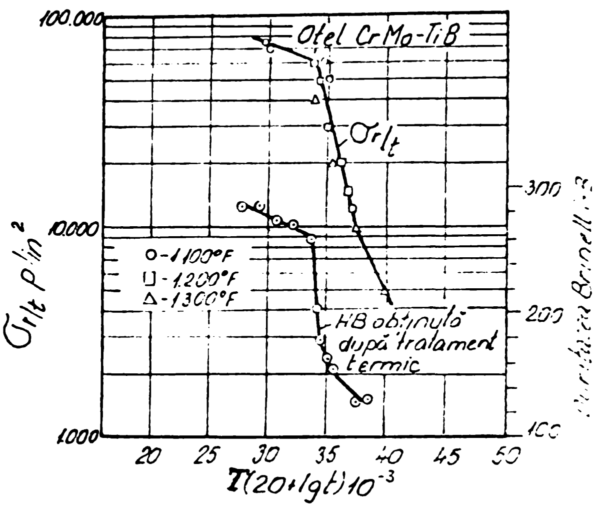
Figura d



Oţel inoxidabil cu 18% Cr-8% NiMo.

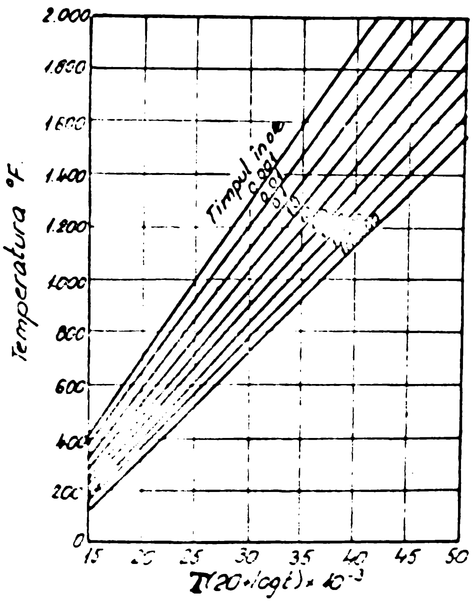
Capitolul 2.4.1

Figura c



Capitolul 2.4.1

Figura f



Capitolul 2.4.1

Figura g

Tabelul 2.4.1.b

Temperatura de serviciu T_1 °C	Dacă la temperatura de serviciu (T_1) ruperea se face după t_1=10000 de ore, atunci la temperaturile de încercare (T_2) corespund după Larson-Miller (C=20) duratele t_2 de mai jos în ore.			
	550°C (1022°F)	600°C (1112°F)	650°C (1202°F)	700°C (1292°F)
500°	348	17,8 x)	1,26 x)	0,12 x)
550° xx)	10000 xx)	422 xx)	25,1 xx)	2,0 x)
600° xx)	287000 xx)	10000 xx)	501 xx)	34,2 xx)
650°	-	237000	10000	584

xx - valorile pentru temperatura de serviciu de 550°C (600°C) (de ex.) se referă la o secţiune verticală din fig.2.4.1.g pentru $P_{LM} \simeq 36000$ ($P_{LM} \simeq 37500$)

Tabelul 2.4.1.b [2.6] prezintă cîteva sondaje din fig. 2.4.1.g.

Faţă de aceste performanţe exagerate date de relaţia parametrică Larson - Miller, practica a dovedit că eficienţa ei reală pentru calcule de extrapolare este mai redusă. Astfel N.I.Grant [2.19]. arată că nu se pot include toate fenomenele complexe şi toate instabilităţile într-o singură ecuaţie. Ar fi necesare o serie de ecuaţii. Multe transformări, ce se produc în metale, sînt sensibile la deformaţii (de ex. transformarea martensitei în oţel, sau precipitarea carburei în oţelul inoxidabil este accelerată prin suprapunerea deformaţiei de întindere). Pe de altă parte, deşi oxidarea metalelor şi decarburarea lor se pot controla prin timp şi temperatură, aceste fenomene de obicei nu sînt sensibile la deformaţii.

In plus ambele instabilităţi, arătate mai sus, au un efect pronunţat asupra performanţei materialului la rezistenţă tehnică, cît şi la limita tehnica de fluaj. Nu ne putem aştepta că aceeaşi expresie dată de Larson - Miller să corespundă atît la transformări afectate de deformaţii, cît şi la cele neafectate. Aceste transformări din urmă, ce se produc în timpul încercării de fluaj, se manifestă prin abateri faţă de curba trasată fig.2.4.1.h.

Astfel tabelul 2.4.1.c dă o comparaţie între duratele de rupere calculate cu relaţia Larson-Miller, şi cele experimentale la metal Monel [2.19] .

Tabelul 2.4.1.c

Temperatura de încercare în grade F	Durata de rupere în ore calculată	Durata de rupere în ore experimentală	Incărcarea în p/ói
1100	80	48	20.000
1200	4	3,6	
1100	13.000	840	10.000
1200	400	52	
1500	0,16	0,4	

Se observă că abaterile sînt mult mai mari la durate lungi.

Evident că relaţia Larson - Miller pierde valabilitatea dacă se produc schimbări de faze metalurgice importante în material. Pe de altă parte transformări metalurgice, ca difuziuni, reveniri sau îmbătrîniri ascultă tot de relaţia Larson - Miller.

E.L.Robinson [2.20] consideră că schimbările bruşte de pantă ale curbei de bază trebuie evitate. Se recomandă o metodă pentru racordarea acestor "colţuri" prin introducerea unor coeficienţi de corecţie K = variaţia tensiunii pentru un grad de temperatură şi m = rata de scădere a duratei pentru 1 % creştere a tensiunii. Astfel relaţia devine .

$$P = k \cdot m \cdot T^2/230$$

La fel J.C.Fisher şi J.H.Holloman [2.21] , [2.22] atrag atenţia asupra limitării relaţiei Larson - Miller:

(a) La cele mai multe încercări pînă la rupere, mecanismul ruperii este descris de contracţia locală a epruvetei, după care urmează rapid deformaţii cu viteza crescătoare şi în final ruperea; contracţia este aproximativ aceeaşi pentru orice epruvetă din acelaşi material şi deaceea valoarea inversă a timpului de rupere $\frac{1}{t_r}$ este totodată şi măsura vitezei de deformaţii medii din timpul încercării.

(b) Corelaţia între tensiunea, temperatura şi viteza de fluaj medie este dată de parametrul T (C - lg ε). Dacă se încearcă un material fragil, pentru care valoarea inversă a timpului de rupere nu reprezintă o măsură a vitezei medii de fluaj, atunci este posibil ca rezistenţa de rupere să nu depindă exclusiv de T (C + lg t).

2.4.1.1. In cele de sus nu se dau implicațiile fundamentale inglobate sau restricțiile ce trebuie făcute pentru aplicarea metodei Larson - Miller. De aceea în cele ce urmează se face o analiză în acest sens.

Dacă se face ipoteza că relația propusă de Larson - Miller depinde exclusiv de nivelul de tensiune, în acest caz ecuația (2.4.1.d) poate fi egalată cu o funcție $\Phi(\sigma)$, care se admite o parabolă de gradul 3 în lg σ [2.34] . Astfel

(f) ... $T(C + \lg t) = \Phi(\sigma) = a_0 + a_1 \lg\sigma + a_2 \lg^2\sigma + a_3 \lg^3\sigma$

sau sub altă formă

(g) ... $\lg t = \frac{\Phi}{T} - C$

și pentru $\sigma = \sigma'$ rezultă $\Phi(\sigma) = \Phi' =$ constantă, pe de altă parte pentru a simplifica calculele se admite în plus că treapta ΔT a izotermelor este aceeași:

$$T_2 - T_1 = T_3 - T_2 = T_4 - T_3 = \Delta T$$

$(T_1 < T_2 < T_3 < T_4)$, deci $\lg t_1 > \lg t_2 > \lg t_3 > \lg t_4$

Astfel la temperaturile T_1, T_2, T_3, duratele t_1, t_2 și t_3 se vor obține din:

(h) ... $\lg t_1 = \frac{\Phi'}{T_1} - C$; $\lg t_2 = \frac{\Phi'}{T_2} - C$; $\lg t_3 = \frac{\Phi'}{T_3} - C.$

de unde

(i) ... $\lg t_1 - \lg t_2 = \Phi' \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}\right) = \Phi' \frac{\Delta T}{T_1 \cdot T_2} = a$

și

$$\lg t_2 - \lg t_3 = \Phi' \frac{T_3 - T_2}{T_2 T_3} = \Phi' \frac{\Delta T}{T_2 T_3} = b$$

deci

(j) ... $a = \frac{T_3}{T_1} b$

și deoarece $T_3 > T_1$ rezultă:

$a > b$ (v. fig.2.4.1.i)

Folosind aceeași metodică pentru temperaturile T_2, T_3 și T_4, la același nivel de tensiune σ rezultă

(k) ... $b = \frac{T_1}{T_2} c$ şi $b > c$

In concluzie pentru trepte egale de temperatură ΔT, la orice nivel de tensiune σ' = constantă, rezultă

$$a > b > c \quad ...$$

$$\lg t_1 - \lg t_2 > \lg t_2 - \lg t_3 > \lg t_3 - \lg t_4 > \quad ...$$

La alt nivel de tensiune $\sigma'' < \sigma'$ (abscisa extremităţii segmentului a coincizînd cu abscisa originii lui d), la temperatura T_1 avem (fig.2.4.1.i) din relaţia (f)

$\lg t_e = \frac{F''}{T_1} - C$, respectiv (f) ... $\lg t_1 = \frac{F''}{T_2} - C$

Din aceste 2 relaţii rezultă:

(f') ... $\lg t_e - \lg t_1 = F'' \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} = d$

din (i) şi (f') obţinem:

$$a = \frac{F'}{F''} d$$

Pe de altă parte din relaţiile (h) şi (f) avem:

$\lg t_1 + C = \frac{F'}{T_1} = \frac{F''}{T_2}$, de unde

(m) ... $a = \frac{T_1}{T_2} d$ şi cu $T_2 > T_1$ rezultă

$$a < d$$

La fel se poate demonstra că

(n) ... $d = \frac{T_1}{T_2} c$, de unde

$d < c$ şi din fig. 2.4.1.i rezultă

$$a < d < c \quad ...$$

In concluzie la folosirea metodei Larson - Miller se admite în mod tacit că în reprezentarea $\lg \sigma - \lg t$:

a.) segmentele interceptate cu curbele izoterme - la acelaşi nivel de tensiune - descresc pe măsura creşterii temperaturii. (In ipoteza că ΔT = ct). Valabilitatea acestei proprietăţi stipulează că variaţia constantei în raport cu nivelul de temperatură este suficient de mică.

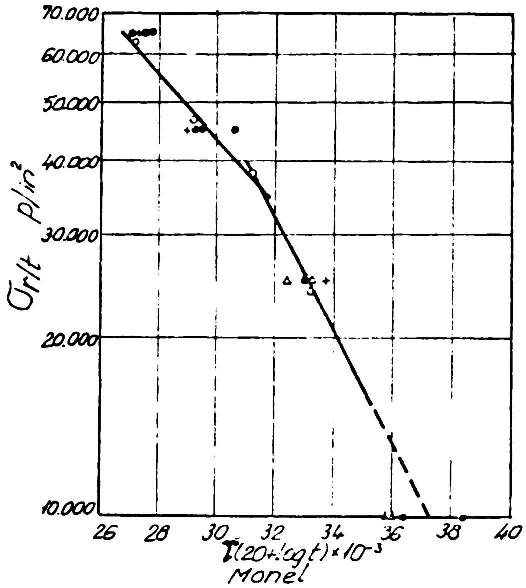
Temperaturi de încercare între 700-1700 ^oF; durate de încercare între 0,01-2000 ore:

o curba experimentală bazată pe o durată de 1 oră

+ ruperea intracristalină de tip temperatura joasă

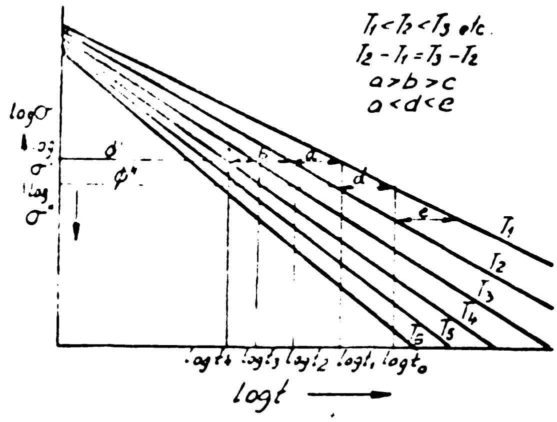
● ruperea intercristalină de tip temperatura ridicată

▲ puncte la temperatura ridicată - factorul de oxidare



Capitolul 2.4.1

Figura h



Capitolul

Figura i

b.) izotermele sînt dispuse în formă de evantai, fiind din ce în ce mai divergente odată cu creşterea duratei. Validitatea acestei afirmaţii este condiţionată de variaţia suficient de mică a constantei în raport cu nivelul de tensiune. (De multe ori variaţia constantei cu σ deschide sau închide evantaiul.)

2.4.2. Determinarea valorii constantei lgA = C

Dacă ecuaţia (2.4.1 g) este valabilă, atunci în sistemul de axe lgt $- \frac{1}{T}$ valorile lui $\lg t_1$, $\lg t_2$, $\lg t_3$, ... etc. - pentru acelaşi nivel de tensiune - reprezintă o linie dreaptă (fig.2.4.2,a). Astfel pentru nivelul σ' se obţine dreapta (1), pentru σ'' dreapta (2) ş.a.m.d. Dreptele se intersectează pe axa ordonatelor pentru $\frac{1}{T} = 0$ şi $T = \infty$: în punctul $C = \lg t_c$. Din cele de mai sus ar rezulta o metodă grafică pentru determinarea constantei C;

Se aproximează punctele experimentale izostate prin cîte o dreaptă şi se calculează valoarea medie a punctelor de intersecţie între fiecare izostată şi axa ordonatelor.

Larson [2.3] prezintă următoarea justificare teoretică pentru valoarea lui C:

Pentru $\frac{1}{T} = 0$ urmează că temperatura este infinită; la această valoare a temperaturii viteza de fluaj trebuie să fie egală cu viteza cea mai mare posibilă, o viteză de fluaj, la care atomii vecini ar fi separaţi cu o viteză egală cu cea a luminii.

$$\dot{\varepsilon} = v_f\,[1/s] = \frac{v\,[cm/s]}{\delta\,[cm]}$$

în care v - viteza luminii 3.10^{10} cm/s

δ - spaţiul interatomic 3.10^{-8} cm. (în mod aproximativ)

Pentru o alungire $\varepsilon = \frac{1\ cm}{cm}$

timpul de rupere ar fi

$$t = \frac{\varepsilon \cdot 1}{v_f\ 1/s} = \frac{\varepsilon \cdot \delta}{v} = \frac{1.3.10^{-8}}{3.10^{10}} = 10^{-18}\ sec.$$

$$t = \frac{10^{-18}}{3{,}6.10^{3}} = 2{,}78 \cdot 10^{-22}\ ore$$

şi $C = -\lg t = -\lg(2{,}78 \cdot 10^{-22}) = 21{,}55$

O altă metodă pentru calculul constantei C a fost sugerată de

Kantor [2.26] p.772, care admite că sub efectul energiei de activare H durata dislocării se apropie de perioada vibrației termice (folosit de Dushman și Langmuir [2.27] pentru procesul de difuziune în stare solidă).

Se presupune că durata saltului atomic este:

$$t = \frac{N_o \cdot h}{j \cdot \Delta H} \qquad [\text{sec.}]$$

în care

N_o = numărul lui Avogadro, $6,061 \cdot 10^{23}$ atom/gram atom

h = constanta lui Planck, $6,554 \cdot 10^{-27}$ erg.sec.

j = echivalentul mecanic al caloriei, $4,185 \cdot 10^{7}$ erg/cal.

ΔH = energia de activare, cal/gram.atom

Relația poate fi aplicată și pentru procese de fluaj. Deoarece deformația de fluaj este orientată în mediu de-a lungul planelor în care acționează tensiunea de forfecare maximă, durata deformației pe unitate de lungime se majorează cu factorul $\sqrt{2}$ și luînd pentru ΔH în medie 10^5 cal/gram atom (de fapt pentru oțeluri refractare variază între $8,2 \cdot 10^4 - 1,16 \cdot 10^5$) rezultă:

$$t_o = \frac{\sqrt{2}\, N_o \cdot h}{j \cdot H \cdot 3,6 \cdot 10^3} = \frac{1,414 \cdot 6,061 \cdot 10^{23} \cdot 6,554 \cdot 10^{-27}}{4,185 \cdot 10^{7} \cdot 10^{5} \cdot 3,6 \cdot 10^{3}} = 3,75 \cdot 10^{-19} \text{ or}$$

iar

$$C = -\lg t_o = -(-19 + \lg 3,75) = 18,43$$

Este interesant de remarcat faptul că media valorilor calculate după cele 2 metode complet diferite se apropie de valoarea 20:

$$C_{med} = \frac{21,55 + 18,43}{2} \approx 20$$

2.4.2.1 Valoarea constantei C. Larson – Miller afirmă că este surprinzător că valoarea de 20 pentru constanta C corespunde așa de bine pentru o gamă largă de materiale. Valorile efective pentru cîteva materiale sînt date în tabelul 2.4.2.a. Acestea variază între 15 ... 2 valoarea medie fiind de 19,3.

Tabelul 2.4.2.a

Valoarea constantei C din relația parametrică $T (C + \lg t)$ pentru cîteva materiale

Materialul	Valoarea lui C
Oţel C (cu C redus)	18
Oţel C - Mo	19
Oţel cu 2,25 Cr - 1 Mo	23
Oţel cu Cr-Mo - T_1 -	22
Oţel inoxidabil 18 - 8	18
Oţel inoxidabil 18 - 8 cu Mo	17
Oţel inoxidabil 25 - 20	15
Aliajul S - 520	20
Aliajul Ti D 9	20

Deşi Larson - Miller admite că în mod efectiv constanta C variază de la material la material, totuşi [2.3] recomandă folosirea valorii de C = 20 din următoarele motive:

1. Dispersia punctelor la curbele de bază nu se resimte pentru schimbarea constantei C (vezi mai jos afirmaţia lui Newhouse). Această afirmaţie a fost combătută de numeroase lucrări ulterioare [2.6] [2.35] [2.36] [2.37] [2.38] [2.39]. Azi în practica de extrapolare se foloseşte în mod curent o constantă ameliorată. [2.40] [2.13] [2.42]

2. Deoarece variaţia constantei C la materiale foarte diferite nu este mai mare, decît la materiale cu compoziţie similară, se poate considera că variaţia nu este autentică.

3. Mehrenberg [2.28] a găsit că valoarea de 20 este cea optimă pentru recoacerea oţelului.

Dacă totuşi se face ipoteza că: constanta C variază, eroarea duratei calculate se poate obţine prin derivarea relaţiei Larson - Miller în raport cu C, menţinîndu-se T_1, T_2 şi t_2 constante.

$$T_1 (C + \lg t_1) = T_2 (C + \lg t_2) \ldots \qquad (2.4.1.e)$$

de unde

$$\frac{d (\lg t_1)}{d C} = \frac{T_2 - T_1}{T_1} \ldots \qquad (2.4.2.a)$$

De aici rezultă: dacă valoarea folosită a constantei nu este corectă, atunci eroarea în $\lg t_1$ va fi proporţională cu diferenţa temperaturilor. Substituirea valorilor efective arată că pentru variaţii mici ale constantei C, eroarea este neglijabilă, dacă temperaturile nu diferă prea mult.

J.C.Fisher ş.a. [2.23] [2.24] sugerează că C nu este o constantă universală, ci variază cu cel puţin 5 unităţi.

D.L.Newhause şi J.L. von Ullen [2.26] [2.29] au găsit pentru oţelul cu 12% Cr valoarea constantei C = 25, iar pentru oţeluri austenice valori sub C = 20.

Deşi pentru fiecare temperatură de încercare curba de bază este formată de obicei din segmente de dreaptă, acestea se pot racorda într-o curbă continuă la reprezentarea adecvată (C = 25), iar eventualele schimbări bruşte de pantă arată doar puncte de trecere de la ruptura transcristalină la cea intergranulară.

La folosirea încercărilor sub 10 ore la temperatură superioară, variaţii mici ale constantei influenţează mult rezultatele, deaceea se necesită o valoare exactă a constantei.

G.Bandel şi H. Grevenhøst [2.35] dau o corelaţie statistică a constantei C pentru diferite materiale(fig.2.4.2,b). In timp ce oţelurile feritice dau un maxim în histograma frecvenţelor absolute la C = 20, la oţeluri austenitice apar valori cele mai frecvente între C = 10 ... 20.

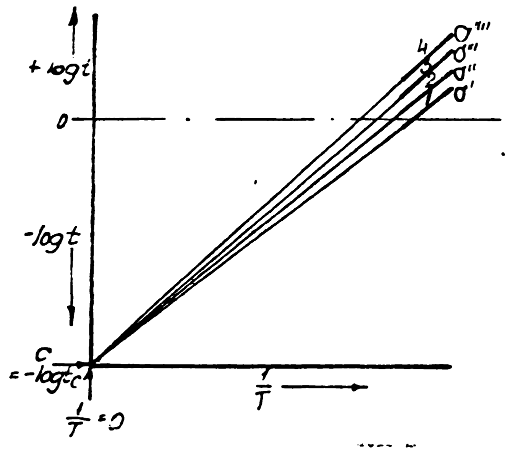
La oţelurile feritice (fig. 2.4.2.c), atît valoarea medie a constantei C, cît şi dispersia ei creşte odată cu creşterea tensiunii. Se remarcă dispersii maxime pentru oţelul turnat. La temperaturi mai ridicate între 550° ... 600° C zona de dispersie creşte, iar valoarea constantei scade accentuat. Pentru oţeluri austenitice constanta C prezintă dispersii mari la toate valorile ale temperaturii şi a solicitării; C creşte odată cu tensiunea. Nu se poate desluşi clar o corelaţie între constanta C şi temperatură.

La aceleaşi concluzii ajunge A.Krich şi A Wepner [2.6] care studiază curbele de bază pentru oţeluri feritice care au fost încercate la 500 şi 550°C (fig. 2.4.2.d) respectiv la 550° şi 600°C (fig.2.4.2.e).

Nici aici nu s-au obţinut rezultate unitare; care ar evidenţia erorile, ce se fac folosind C = 20; atît curba izotermă de 500°C cît şi de 600°C - în loc să coincidă - se găsesc mult la stînga curbelor de 550°C. Cercetătorii [2.6] propun o relaţie de corecţie ΔC pentru constanta C.

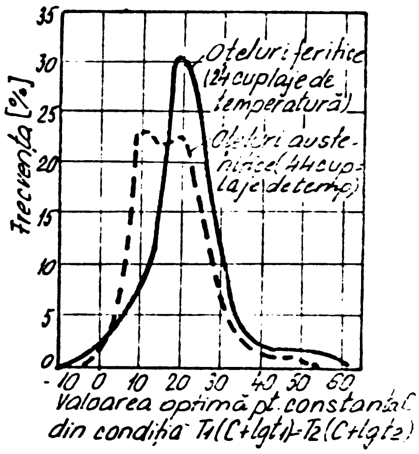
$$(2.4.2.a) \dots \quad \Delta C = - \frac{\alpha}{\Delta T}$$

în care   este distanţa - măsurată la scara abscisei (P_{L-M}) cu care se translatează curbele ca să coincidă ($\alpha > 0$, dacă curba



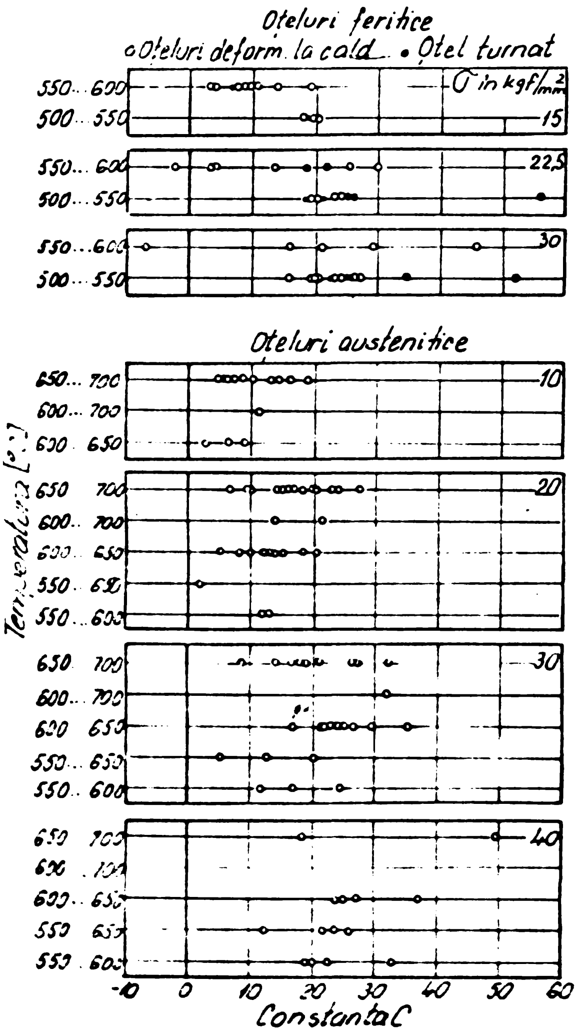
Capitolul 2.4.2. Determinarea valorii constantei [illegible] C

Figura a



Capitolul 2.4.2.

Figura b



Capitolul 2.4.2.

Figura c

$T + \Delta T$ este la dreapta izotermei T).

Cu relaţia de sus s-au calculat pentru mai multe materiale, pentru o gamă largă de solicitări valorile constantei (vezi fig. 2.4.2.f). Acestea au variat însă în limitele C=2 ... 55, (în fig. 2.4.2.f între 2 ... 42). De aceea s-a limitat zona tensiunilor astfel ca duratele să fie cuprinse între 100 şi 1000 de ore. Chiar cu această restricţie nu s-a ajuns la acelaşi rezultat. La oţelurile feritice pentru intervalul de temperatură $550^0/500^0C$ valorile s-au situat peste 20, iar pentru intervalul $600^0/550^0C$ sub 20; valorile medii sînt date în Tabelul 2.4.2.b.

Tabelul 2.4.2.b

Interval de temperatură	Nr. încercărilor	Valoarea medie a constantei C şi eroarea medie	Abaterea medie a valorilor singulare
de la 550^0 la 500^0C	13	25,5 ± 2,1	± 7,4
de la 600^0 la 550^0C	6	11,5 ± 2,2	± 5,5

Pentru oţelurile austenice în acelaşi domeniu de 100 ... 1000 ore valorile respective sînt date în Tabelul 2.4.2.c.

Tabelul 2.4.2.c

Interval de temperatură	Nr. încercărilor	Valoarea medie a constantei C şi eroarea medie	Abaterea medie a valorilor singulare
de la 600^0 la 550^0C	5	18,8 ± 2,7	± 6,0
de la 650^0 la 600^0C	9	16,8 ± 2,3	± 6,9
de la 700 la 650^0 C	17	18,9 ± 1,9	± 7,7
de la 650^0 la 550^0C	7	12,8 ± 2,3	± 6,1
de la 700^0 la 600^0C	10	18,8 ± 1,8	± 5,8
de la 700^0 la 550^0C	2	18	-

2.4.2.2. Pentru un anumit oţel diferenţele între durata de rupere experimentală şi cea calculată poate să fie foarte mare.

Cu variaţia constantei C de la un sortiment de materiale la altul scade simţitor veridicitatea concluziilor, care se pot trage din încercări de durată scurtă la cele de durată lungă; timpul de rupere calculat pe această cale pentru temperatura inferioară va fi asociat totdeauna de o nesiguranţă considerabilă.

Se pot ajunge la erori procentuale mai mici, dacă nu se calculează durata de rupere, ci valorile tensiunii la temperatură mai joasă, care se pot citi uşor din curba de bază, dacă se trag în abscise şi duratele de rupere.

In cele de mai jos se dă o metodă prin care se poate calcula rezistenţa tehnică la temperatura inferioară în baza ipotezei că ambele izoterme (la T_0 şi T_1) se pot asimila cu linii drepte pentru intervalele considerate. In acest scop se iau punctele A (t_a; σ_a) şi B (t_b, σ_b) pe izoterma T_1, şi se consideră pe izoterma T_0 punctul C (t_o, σ_o). Atunci rezistenţa tehnică de durată corespunzătoare duratei t_o (de ex. $t_o = 10^4$ ore) va fi dată de:

$$(2.4.2.b) \;\ldots\; \lg \sigma_o = \lg \sigma_b + \frac{(T_1 - T_o)(C + \lg t_b) - T_o \lg\left(\frac{t_o}{t_b}\right)}{T_1 \lg\left(\frac{t_b}{t_a}\right)} \lg \frac{\sigma_a}{\sigma_b}$$

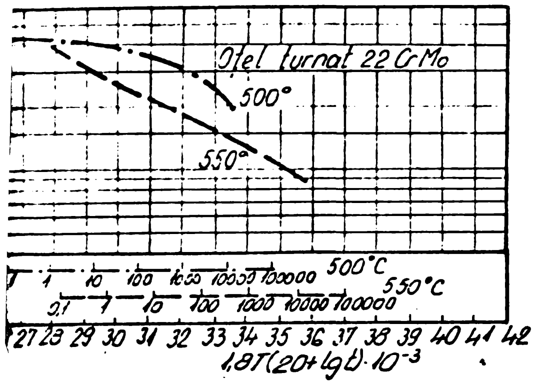
Autorii recomandă utilizarea formulei pentru $\Delta T = T_1 - T_o = 50^0$ şi cel mult $\Delta T = 100^0K$, cu $t_a = 100$ h şi $t_b = 1000$ ore, dacă se calculează tensiunea pentru $t_o = 10^4$ ore.

Pentru a sesiza abaterile procentuale ale rezistenţelor tehnice de durată, în funcţie de treapta folosită de temperatură 50^0 sau 100^0, s-au trasat în fig.2.4.2.g I, II, III, histogramele frecvenţelor relative ale acestor abateri pentru "constantă" C = 20, atît la cel 19 oţeluri feritice, cît şi la cele 22 (15) austenitice. S-a luat semnul plus pentru abaterea superioară şi minus pentru abaterea inferioară, faţă de valorile experimentale. La fel s-a ţinut seama, de valoarea temperaturii superioare 700^0, 650^0, 600^0, 550^0C.

La oţeluri feritice se observă pentru "constantă" C=20 abateri negative pentru saltul $550^0/500^0C$ şi pozitive pentru $600^0/550^0$. Abaterea poate să ajungă la 35%, deşi 1/2 din probe prezintă erori doar sub ± 10%. De aceea se recomandă folosirea benzilor de dispersie pentru determinarea rezistenţei tehnice de durată în loc de curbe.

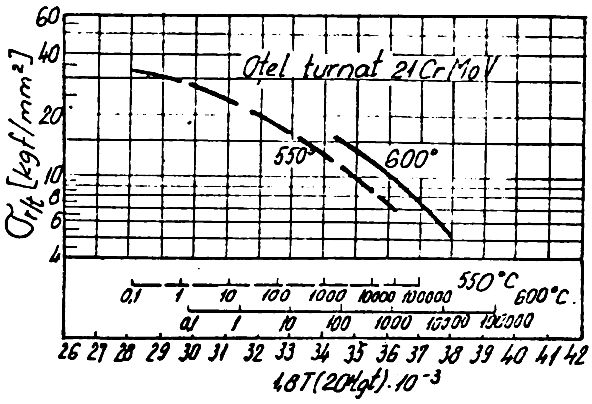
Fig.2.4.2.g.II pentru $\Delta T = 100^0C$ prezintă abateri majorate, ceea ce confirmă nesiguranţa calculului la trepte mari.

Fig.2.4.2.h arată avantajul translaţiei curbei Larson - Miller, dacă se corectează "constanta" cu valoarea lui ΔC (relaţia 2.4.2.a). Cu C = 25,5 se observă că histograma se apropie de repartiţia normală; valoarea mijlocie a erorii absolute este de 10% (pentru C = 20) şi de 8,2% (pentru C = 25,5). Krisch şi Wepner [2.6] consideră că metoda



Capitolul 2.4.2.

Figura d

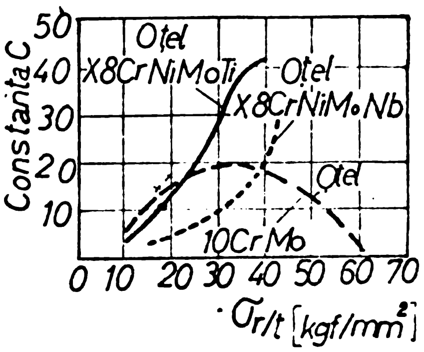


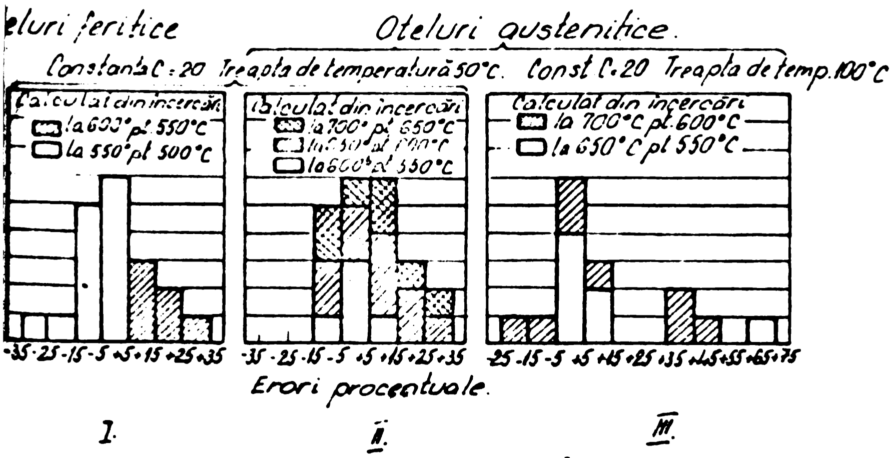
Capitolul 2.4.2

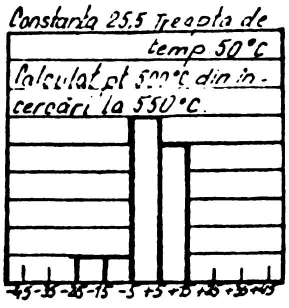
Figura e

Capitolul 2.4.2

Figura f







Capitolul 2.4.2.

Figura g

Capitolul 2.4.2

Figura h

Larsen - Miller nu se poate folosi decît limitat, pentru cazul cînd saltul de temperatură nu depăşeşte cu mult 50°C. In acest caz se poate admite fidelitatea de ± 10%, dar se poate ajunge şi la erori de 30% şi chiar 40%, mai ales dacă însăşi curba resistenţelor tehnice de durată presintă erori.

Din cauza pantei foarte reduse a curbei $\sigma = f(t)$ abaterile la calculul duratei pot dă des un multiplu al erorilor de mai sus.

2.4.2.3. Murry [2.52] [2.53] scrie ecuaţia 2.4.1.c sub forma:

$$\lg t = \frac{\alpha}{T} - \beta \quad , \quad \text{în care} \quad \alpha = f(\sigma)$$

iar β = C variază cu nivelul de solicitare. Se determină coeficienţii α şi β ai ecuaţiei de regresie, iar valorile constantei $C = \beta$ sînt reprezentate în fig. 2.4.2.1. De aici se vede că C variază net în funcţie de σ. Astfel pentru oţelurile "A37", 2,25 Cr-1 Mo" şi "H22", valoarea lui C trece printr-un minim. Incercările efectuate în jurul acestui minim ar sugera constanta lui C, dar pentru valori imediat vecine se obţin deja variaţii mari.

Astfel pentru fiecare nivel de solicitare cu = 20 se obţine o eroare dată de:

$$(2.4.2.c) \ldots \qquad \Delta \lg t = (\beta - 20) \quad \left(\frac{T_m}{T} - 1\right)$$

în care T_m este temperatura medie a încercărilor din care s-a calculat β.

2.4.2.4. Menirea constantei C

Din ecuaţiile (2.4.1.h şi i) rezultă:

$$a = \lg t_1 - \lg t_2 = B' \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} = T_2 \,(C + \lg t_2)\, \frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2}$$

şi

$$(2.4.2.e) \ldots \quad \lg t_1 = (C + \lg t_2) \,\frac{\Delta T}{T_1} + \lg t_2$$

Dacă mai multe materiale sînt încercate la temperatura T_2 şi fiecare are aceeaşi durată pînă la rupere, care să fie t_2 în acest caz din relaţia (2.4.2.e) se observă că funcţia operativă a constantei C este să facă diferenţierea materialelor care la temperatura T_1 va trebui să aibă - în general - o altă durată de rupere. Dacă valoarea constantei C este aceeaşi pentru toate materialele,

- cum se afirmă în lucrarea originală a lui Larson - Miller [2.3] - toate materialele ar trebui să aibă aceeași durată de rupere la T_1-, deci caracteristicile de rupere ar depinde doar de diferență de temperatură și nicidecum de material. Valoarea constantei C determină distanțarea curbelor izoterme a (fig.2.4.1.i); cu cît este mai mare această distanță -, adică diferența între $\lg t_1$ și $\lg t_2$ - cu atît este mai mare și valoarea lui C.

Pe de altă parte nu se obține pentru C o valoare constantă - decît,- dacă este satisfăcută ecuația(2.4.1.m) de exemplu pentru $T_1 = 800^0K$ și $T_2 = 900^0K$:

$$\frac{a}{d} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{800^0}{900^0} = 0{,}889$$

pentru toată gama tensiunilor, ceea ce este trasat cu linie plină în fig. 2.4.2.j. In realitate însă curba experimentală (trasată cu linia întreruptă) dă raportul $\frac{a}{d}$, = 0,98 > 0,889, de aici rezultă erorile care se obțin la aplicarea metodei Larson - Miller.

2.4.2.3. Variația constantei C în funcție de treptele de temperatură folosite la încercare.

Acest aspect este mai puțin studiat în literatura [2.44] . Pentru treptele de temperatură T_1 și T_2 respectiv T_2 și T_3 rezultă din 2.4.1.a.

$$C = C_{12} = \frac{T_1 \lg t_1 - T_2 \lg t_2}{T_2 - T_1} \quad \text{și} \quad C_{23} = \frac{T_2 \cdot \lg t_2 - T_3 \cdot \lg t_3}{T_3 - T_2}$$

Din cele de mai sus rezultă că $C_{23} \neq C_{12}$.

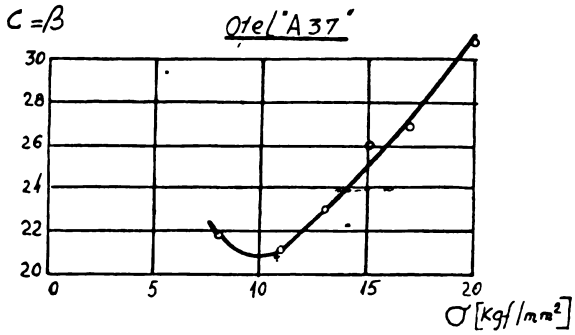
Intr-adevăr fig.2.4.2.k arată variația cu C_{ij} atît în funcție de nivelul de tensiune, cît și a treptei de temperatură folosite la încercare pentru un oțel cu 18% Mn și 10% Cr (șarja 25 d) [2.45] . Fiecare din cele 2 drepte este valabilă pentru valorile "constantei" C_{ij}, care se referă la temperaturile vecine. ($T_1 = 823^0K$; $T_2 = 873^0K$ și $T_3 = 973^0K$).

2.4.3. Alte metode parametrice de extrapolare.

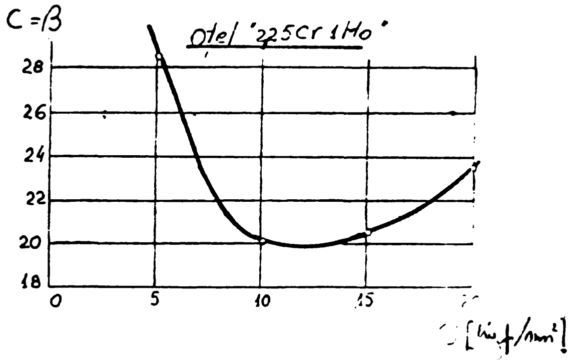
2.4.3.1. Metoda Orr - Sherby - Dorn

Relația Swante - Arrhenius (v.2.4.1 b) poate fi scrisă sub forma

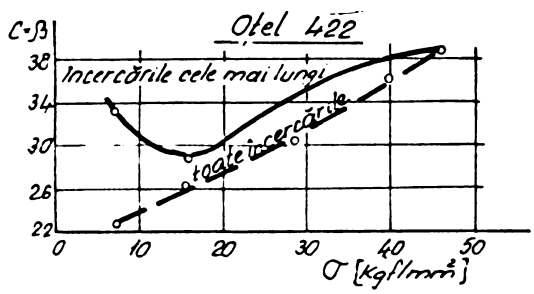
$$t_r \cdot e^{-\frac{\Delta H}{RT}} = \frac{1}{A} \quad \text{și}$$



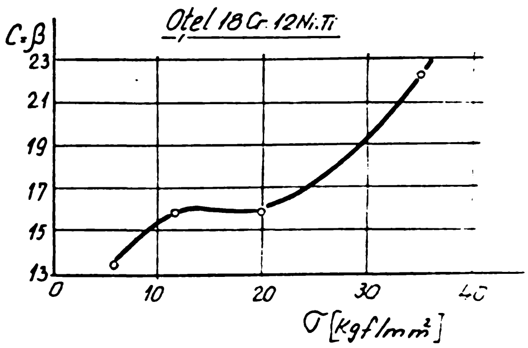
Capitolul 2.4.2.
Figura i I



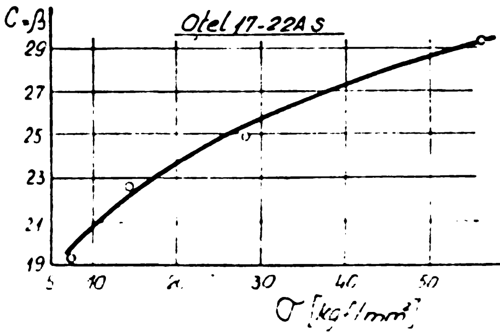
Capitolul 2.4.2.
Figura i II



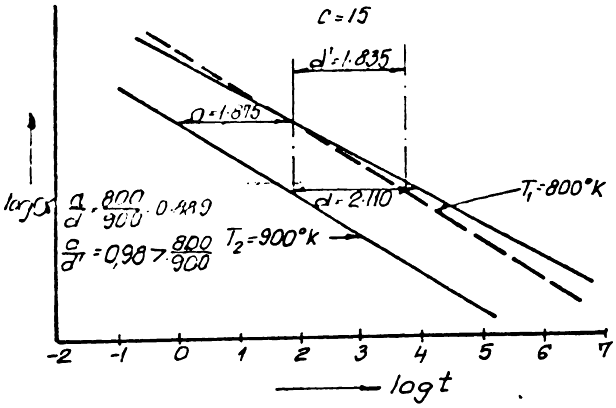
Capitolul 2.4.2.
Figura i III



Capitolul 2.4.2.
Figura i IV

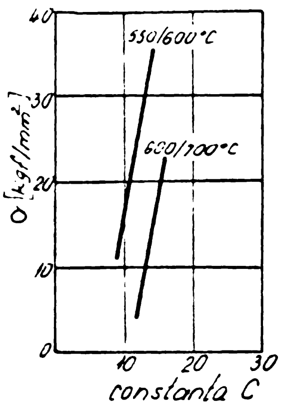


Capitolul 2.4.2.
Figura i V



Capitolul 2.4.2.

Figura j



Capitolul 2.4.2.

Figura k

$$\lg t_r - \frac{\Delta H}{RT} \lg e = - \lg A = - C$$

(a) ... $\lg t_r = - C + \frac{0,4343 \Delta H}{R} \cdot \frac{1}{T} = - C + D/T$

unde $\lg A = C$ est e "constanta lui Larson-Miller.

Relaţia (a) reprezintă în sistemul $\lg t - \frac{1}{T}$ o familie de drepte, ca şi relaţia Larson-Miller.

Spre deosebire de aceasta se admite acum că ΔH este constantă, x) deci D = ct, de unde rezultă că relaţia (a) reprezintă o familie de drepte paralele şi urmează implicit că valoarea lui C va fi diferită pentru fiecare valoare a tensiunii. Relaţia (a) poate fi scrisă sub forma: [2.67] [2.68] . .

(b) ... $\lg t_r - \frac{D}{T} = - C = \Phi = P_{SD}$

(în care parametrul P_{SD} este o funcţie de tensiune ($\Phi = - C$).

In practică însă nu sînt satisfăcute riguros condiţiunile impuse [2.2] (C = ct pentru metoda Larson-Miller respectiv ΔH=ct pentru metoda Orr-Sherby-Dorn) (fig.2.4.3.1 a) [2.69] [2.70] [2.71] [2.72] .

De aceea se calculează panta fiecărei izostate (σ_j; j=1...n), luînd 2 limite fixe pentru lgt (de exemplu $t_2 = 10^3$ şi $t_1 = 10$)

$$D_j = \frac{2000}{X_{2j} - X_{1j}}$$

şi intersecţia fiecărei izostate σ_j cu axa ordonatelor:

$$C_j = D_j \frac{X_{1j}}{1000} - 1$$

Pentru metoda Orr - Sherby-Dorn se calculează valoarea medie a pantelor.

$$D = \frac{1}{j} \quad D_j$$

iar pentru metoda Larson-Miller punctul mediu de intersecţie

---

x) Din fig.2.4.1.a se observă că acest criteriu este îndeplinit riguros de Al pur pentru T ≫ 200°C.

$$C = \frac{1}{j} \sum C_j$$

Se adoptă aceea metodă care prezintă dispersii mai mici între valorile parametrilor la aceleaşi nivele de tensiune.

Se observă o reciprocitate pe de o parte între valoarea parametrului Orr-Sherby-Dorn şi constanta Larson-Miller:

$$P_{SD} = - C,$$

pe de altă parte între parametrul Larson-Miller şi panta dreptelor D la metoda

$$P_{LM} = D = 0,4343 \frac{\Delta H}{R}$$

(vezi relaţia (2.4.1.d) şi relaţia (b))

Folosind ~~relaţia (b)~~, rezultă pentru acelaşi nivel de tensiune σ' pentru care corespunde B'

$$\lg t_1 = B' + \frac{D}{T_1}, \qquad \lg t_2 = B' + \frac{D}{T_2}, \qquad \lg t_3 = B' + \frac{D}{T_3}$$

şi

$$\text{(c)} \; \ldots \quad \lg t_1 - \lg t_2 = D \cdot \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) = \frac{D \cdot \Delta T}{T_1 T_2} = a$$

$$\lg t_2 - \lg t_3 = \frac{D \cdot \Delta T}{T_2 T_3} = b$$

de unde:

$\frac{a}{b} = \frac{T_3}{T_1}$; la fel se obţine $\frac{b}{c} = \frac{T_4}{T_2}$ şi cu T_1 T_2 T_3 T_4 rezultă $a > b > c$ ... (vezi fig.2.4.3/b)

La nivelul de tensiune $\sigma'' < \sigma'$ se obţine ca şi la metoda Larson-Miller:

$$\lg t_o = B'' + \frac{D}{T_1}$$

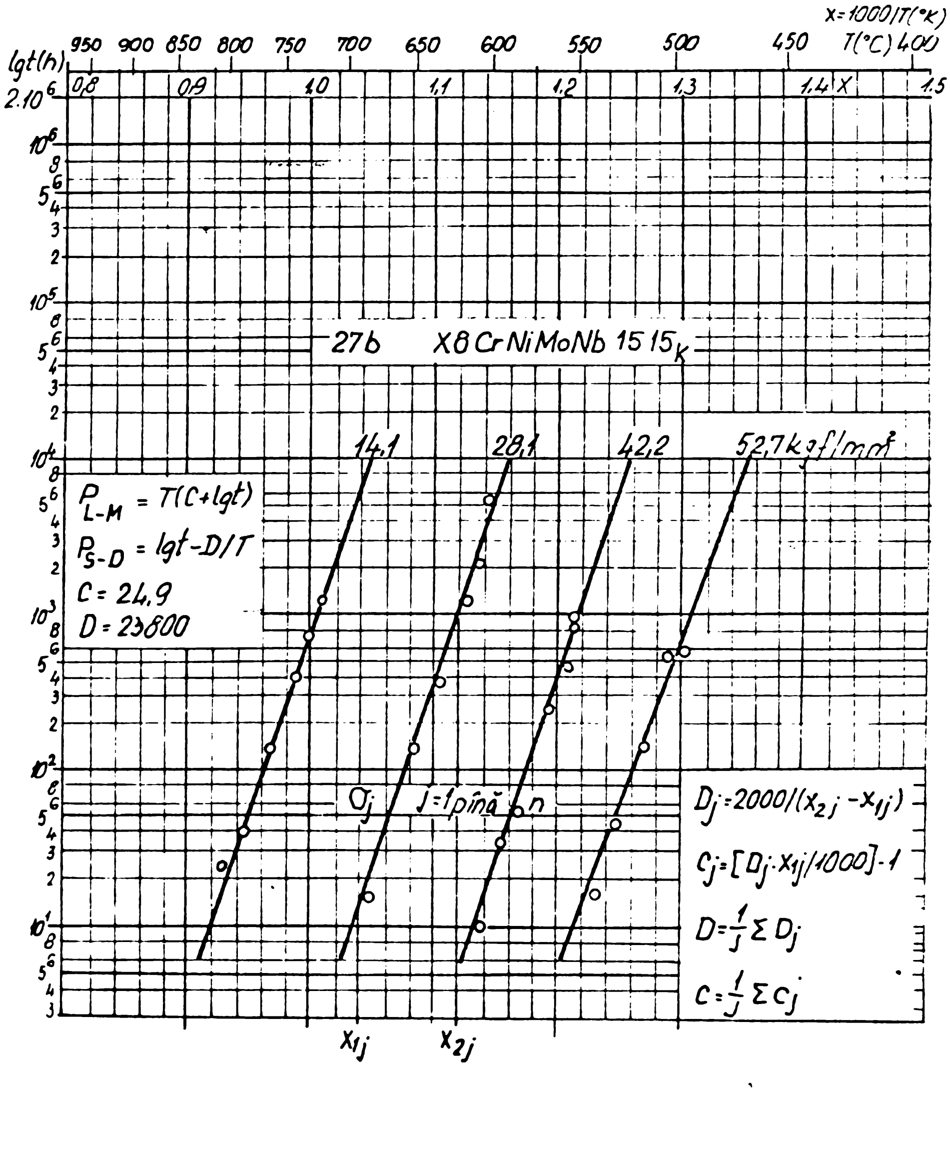
$$\lg t_1 = B'' + \frac{D}{T_2}$$

şi:

$$\lg t_o - \lg t_1 = D \frac{\Delta T}{T_1 \cdot T_2} = d$$

care este identică cu relaţia (c): de unde urmează:

$$\text{(e)} \; \ldots \quad a = d = e = \ldots$$



Capitolul 2.4.3.1. Metoda Orr-Sherby-Dorn

Figura a

In concluzie la metoda Orr-Sherby-Dorn se admite că în reprezentarea lg σ - lg t:

a) La acelaşi nivel de tensiune şi la intervale echidistante de temperatură (Δ T): segmentele interceptate de curbele izoterme scad pe măsura creşterii temperaturii (ca şi la metoda Larson-Miller).

b) Izotermele nu mai sînt dispuse în evantai - cum era la metoda Larson-Miller - ci sînt paralele.

2.4.3.2. <u>Metoda Manson - Haferd</u>

Aceşti investigatori au reprezentat izostatele în diagrama lgt - T observînd că punctele experimentale la anumite materiale se aliniează mai bine în această diagramă, după o linie dreaptă decît în coordonatele lgt - $\frac{1}{T}$; în plus izostatele se intersectează în acelaşi punct [2.41] sau dispersia acestor puncte de intersecţie în jurul valorii medii este redusă. Se scrie valoarea reciprocă a pantei pentru fiecare izostată; care este chiar parametrul Manson - Haferd (fig.2.4.3.c):

$$(f)\ldots\ P_{MH} = - \frac{T - T_n}{\lg t_n - \lg t} = \frac{T - T_n}{\lg t - \lg t_n} = D(\sigma)$$

In această relaţie T_n şi $\lg t_n$ sînt coordonatele punctului mediu de intersecţie al izostatelor. Relaţia poate fi scrisă sub forma:

$$(g)\ldots\ \lg t = \frac{T - T_n}{D} + \lg t_n\ ,$$

unde s-a admis ca $T_n < T_1 < T_2 < T_3$

Pentru izoterma T_1 rezultă la nivelul de tensiune σ' pentru care D = D'

$$(g')\ldots\ \lg t_1 = \frac{T_1 - T_n}{D'} + \lg t_n$$

(vezi fig.2.4.3 d)
şi izoterma T_2 :

$$\lg t_2 = \frac{T_2 - T_n}{D'} + \lg t_n\ ;$$

din aceste două relaţii din urmă se obţine:

$$(g'')\ldots\ a = \lg t_1 - \lg t_2 = \frac{T_1 - T_2}{D'} = - \frac{\Delta T}{D'}\quad \text{şi}$$

$$b = \lg t_2 - \lg t_3 = \frac{T_2 - T_3}{\phi'} = -\frac{\Delta T}{\phi'},$$

deci

(h) ... $a = b = c = \ldots$

La nivelul de tensiune σ'', avem $\phi = \phi''$

$$\lg t_o = \frac{T_1 - T_n}{\phi''} + \lg t_n \qquad \text{şi}$$

(h') ... $\lg t_1 = \dfrac{T_2 - T_n}{\phi''} + \lg t_n$

de unde:

$$d = \lg t_o - \lg t_1 = \frac{T_1 - T_2}{\phi''} = -\frac{\Delta T}{\phi''}$$

şi folosind relaţia (g''), rezultă:

$$\frac{a}{d} = \frac{\phi''}{\phi'}$$

Pe de altă parte din relaţiile (g') şi (h') avem:

$$\phi' = \frac{T_1 - T_n}{\lg t_1 - \lg t_n} \quad \text{şi} \quad \phi'' = \frac{T_2 - T_n}{\lg t_2 - \lg t_n}, \text{ de unde:}$$

(i) ... $\dfrac{a}{d} = \dfrac{\phi''}{\phi'} = \dfrac{T_2 - T_n}{T_1 - T_n}$ şi întrucît $T_2 > T_1 > T_n$ rezultă:

(j) ... $a > d > e$ ...

In cazul cînd $T_n > T_2 > T_1$ – cum se vede în fig.2.4.3.e – rezultă:

$T_n - T_2 < T_n - T_1$ şi din relaţia (i) avem:

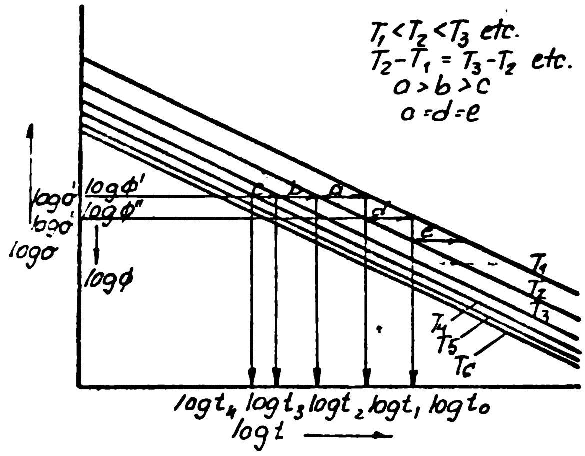
(k) ... $\dfrac{a}{d} = \dfrac{T_n - T_2}{T_n - T_1} < 1$;

prin generalizare:

(l) ... $a < d < e$ ...

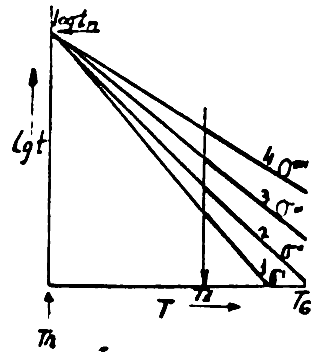
<u>Funcţia operativă a lui T_n şi $\log t_n$</u>

Din relaţiile (i) şi (k) reiese clar că funcţia operativă a lui T_n este de a se îngriji de considerente practice să raportul $\frac{a}{d}$ va fi diferit pentru diferite materiale, care sînt încercate la aceleaşi 2 nivele de temperatură.



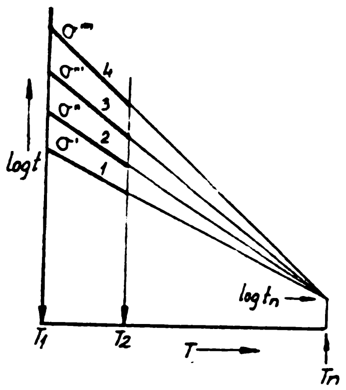
Capitolul 2.4.3.1

Figura b



Capitolul 2.4.3.2. Metoda Manson-Haferd

Figura c

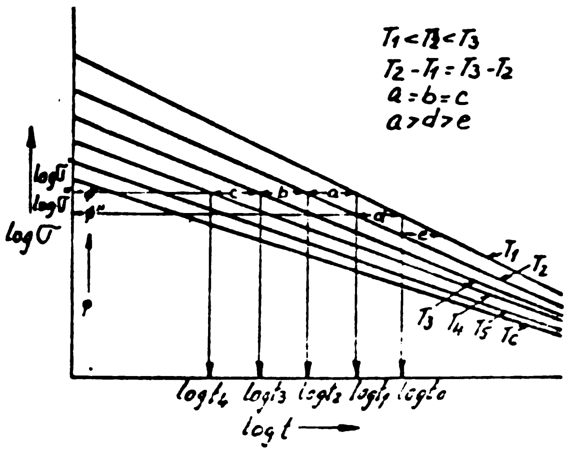


Capitolul 2.4.3.2.

Figura e

Capitolul 2.4.3.2.

Figura d



Deoarece $T_2 > T_1$, relaţia (i) poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{a}{d} = \frac{T_1 - T_n + T_2 - T_1}{T_1 - T_n} = 1 + \frac{\Delta T}{T_1 - T_n} \quad (\text{dacă } T_n < T_1)$$

şi relaţia (l):

$$\frac{a}{d} = 1 - \frac{\Delta T}{T_n - T_1} \qquad (\text{dacă } T_n > T_2)$$

De aici urmează că indiferent de poziţia lui T_n faţă de temperaturile de încercare ($T_n < T_1$ sau $T_n > T_2$) raportul $\frac{a}{d}$ scade odată cu T_n.

Tot de aici urmează (relaţia (i) : dacă T_n ia valori negative mari, atunci curbele adiacente lg σ/lgt tind să devină echidistante pe tot intervalul diagramei, adică a/d tinde către unitatea, urmează:

$a = d = b = \ldots$

şi în acest caz curbele pot fi exprimate prin funcţia:

$\theta = t \cdot e^{AT}$ - în care A este o constantă.

Relaţia (f) poate fi scrisă sub forma:

$$\theta'(\sigma) = \frac{T_1 - T_n}{lgt_1 - lgt_n} = \frac{T_2 - T_n}{lgt_2 - lgt_n}$$

pe de altă parte din relaţia (i) avem:

$$(m) \ldots \qquad \frac{a}{d} = \frac{T_2 - T_n}{T_1 - T_n} = \frac{lgt_2 - lgt_n}{lgt_1 - lgt_n} \cdot$$

care se explicitează în raport cu lgt_n :

$$lgt_n \left(1 - \frac{a}{d}\right) = lgt_2 - \frac{a}{d}\, lgt_1$$

şi înlocuind: $lgt_1 = lgt_2 + a$ se obţine

$$lgt_n = \frac{1}{d-a}\left(d\ lgt_2 - a^2 - a\ lg\ t_2\right) =$$

$$= lgt_2 - \frac{a}{(d/a)-1} \quad \ldots \qquad (n),$$

In fig.2.4.3.f se vede că izotermele T_1 şi T_2 se intersectează într-un punct, unde a = o, de unde urmează din relaţia (n) că $lgt_n = lgt_2$. Dacă se admite să se folosească scări diferite pentru diferite materiale (materialele A, B și C) atunciizoterma T_2 poate să fie o linie unică. Curbele corespondente pentru fiecare material la temperatura T_1 sînt trasate de asemenea; ele vor fi deplasate în modul arătat în fig. 2.4.3.f.

Deoarece t_n n-are funcția operativă și valoarea lui $\lg t_2$ la T_2 este aceeași pentru cele 3 materiale, variațiile lui $\lg t_1$ - vezi intervalele a', a" și a'" în fig.2.4.3.f - trebuie să fie însoțite de variații în ce privește raportul a/d, cum se vede din relația (m).

Referindu-se la relația (k) se vede că asemenea schimbări sînt luate în seamă prin modificări corespunzătoare ale lui T_n.

Astfel metoda Manson- Haferd face un pas înainte: La metoda Larson-Miller raportul a/d <u>este aceeași pentru toate materialele</u> și nu depinde decît de nivelele de temperatură T_1 și T_2 (vezi relația (2.4.1.m). Metoda Manson-Haferd are posibilități mai cuprinzătoare, astfel poate fi aplicată nu numai la izotermele care diverg cu creșterea timpului - cazul metodei Larson-Miller - ci și în cazul izotermelor convergente (vezi fig.2.4.3.d).

Totuși și metoda Manson-Haferd prezintă anumite restricții și anume segmentele interceptate, la același nivel de tensiune și ΔT = ct, trebuie să fie egale iar raportul a/d = ct pe tot intervalul tensiunilor.

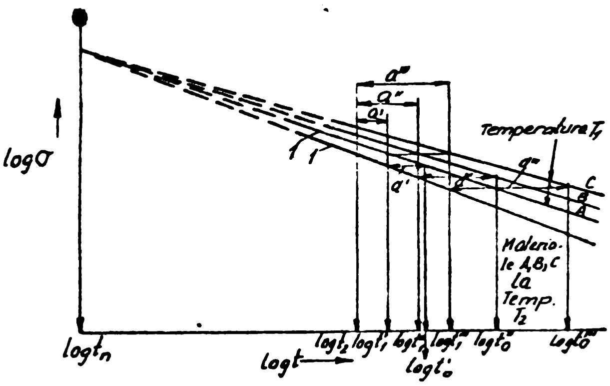
Deși metoda Manson-Haferd nu afirmă că raportul a/d este aceiași pentru toate materialele nu exclude posibilitatea ca să fie aceiași pentru un grup de materiale. De exemplu în fig.2.4.3.g curba izotermă T_2 poate să fie aceeași (bineînțeles la scări diferite ale tensiunilor) pentru un grup de materiale (A, B și C) iar rapoartele a/d să fie egale:

$$\frac{a'}{d'} = \frac{a''}{d''} = \frac{a'''}{d'''}$$

și în acest caz conform relației (k) <u>valoarea lui T_n va fi aceeași</u> pentru cele 3 materiale.

Pe de altă parte deși intervalele a', a" și a'" sînt diferite pentru cele 3 materiale, totuși izotermele T_1 vor fi paralele (se formează triunghiuri asemenea cu rapoartele de asemănare de mai sus). Aș fel reiese funcția operativă a lui $\lg t_n$ din relația (m). Dacă $\frac{a}{d} < 1$ (>1), atunci $\lg t_n$ descrește (crește) cînd intervalele a cresc.

2.4.3.3. <u>Metoda Manson - Succop</u>

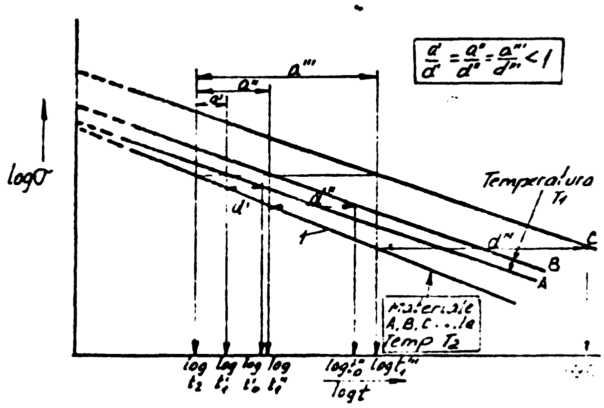


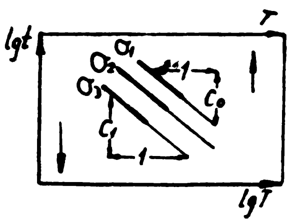
Capitolul 2.4.3.2.
Metoda Manson-Haferd

Figura f

Capitolul 2.4.3.2

Figura g





Capitolul 2.4.3.3. Metoda Manson-Succop

Figura h

Se admite parametrul [2.46]:

(o) ... $P_{MS} = \lg t + C_0 T$

Astfel izostatele din fig.2.4.3.h sînt paralele cu panta C_0. P_{MS} este un caz particular a lui P_{MH} pentru $\lg t_a$ şi $T_a \rightarrow \pm \infty$

Practic metoda Manson-Succop aproximează în mod satisfăcător parametrul Manson-Haferd pentru valori mari ale lui $\lg t_a$ şi T_a.

Clauss [2.47] deduce P_{MS} ca şi un caz particular al parametrului Larson-Miller. După relaţia (2.4.1.d): $P_{LM} = T \cdot C + T \cdot \lg t$. Intrucît $C >> \lg t$, se poate înlocui $T \cdot \lg t \approx T_m \lg t$, de unde:

$$\frac{P_{LM}}{T_m} = \frac{T \cdot c + T_m \lg t}{T_m} = C_0 \cdot T + \lg t = P_{MS}$$

(în care T_m este temperatura medie a încercărilor)

2.4.3.4. <u>Metoda Sud-Aviation</u>

Prezintă o analogie formală cu parametrul Manson-Succop (fig.2.4.3.h). Izostatele sînt paralele cu panta C_1 în sistemul $\lg t - \lg T$. [2.40] [2.48]:

(p) ... $P_{SA} = \lg t + C_1 \lg T$

2.4.3.5. <u>Metoda Manson-Brown</u>

Este o generalizare a metodei Manson-Haferd (2.4.3.2) cu constantele $\lg t_a$ şi T_a [2.49]:

(q) ... $P_{MB} = \dfrac{\lg t - \lg t_a}{(T - T_a)^R}$ în care $-1 < R < 2{,}5$

P_{MB} poate substitui P_{MH}, dacă se dispune de date experimentale suficiente şi izostatele prezintă abateri sistematice de linie dreaptă în sistemul $\lg t - T$ (fig.2.4.3.i). Evident R nu se poate determina grafic (vezi 2.4.8)

2.4.3.6. <u>Metoda Graham şi Wallas</u>

Se propune parametrul [2.50]:

(r) ... $P_{GW} = \lg t + C_2 \cdot \lg (T - T_a)$

In diagrama $\lg t - T$ izostatele reprezintă curbe similare metodei Manson-Brown (fig.2.4.3.j): Pentru $T_a = 0$, P_{GW} este un caz particular al metodei Sud-Aviation.

2.4.3.7. <u>Metoda Chitty-Duval</u>

Acești cercetători [2.51] au observat că izostatele în diagrama lgt - T sînt în general drepte, dar nu satisfac nici condiția Manson-Haferd (intersectante), nici Manson-Succop (paralelism). Ecuația izostatelor este (fig.2.4.3.k)

$T = c(\sigma) - d(\sigma) \cdot lgt$ și de aici:

(s) ... $P_{CD} = c(\sigma) = T + d(\sigma) \cdot lgt$

Pentru a putea aplica această metodă, trebuie ca punctele în diagrama lg $d(\sigma)$ - lg σ să nu se abată mult față de linia dreaptă.

2.4.3.8. Metodele Manson-Murry I și Manson-Murry II

Murry [2.52] [2.53] ca și Chitty și Duval a scris creșterea generală a izostatelor în sistemele lgt - $\frac{1}{T}$ (M - MI) respectiv lgt-T (M - M II) (fig.2.4.3.l și m). Parametrii sub forma modificată de Manson au expresiile:

(t) ... $$P_{MMI} = \frac{\frac{lgt}{\sigma} - lgta}{\frac{1}{T} - \frac{1}{Ta}}$$ și

(u) ... $$P_{MM\ II} = \frac{\frac{lgt}{\sigma} - lgta}{T - T\,a}$$

Pentru fiecare izostată se determină $A(\sigma)$ și $B(\sigma)$, care se reprezintă în a 2-a diagramă și dacă satisfac condițiile de colinearitate, determină lgt_a și $\frac{1}{T_a}$. Se obține metoda Larson-Miller pentru $A(\sigma)$ = ct = C și metoda Orr-Sherby-Dorn pentru $B(\sigma)$ = ct=D.

La fel în cazul metodei II se determină $a(\sigma)$ și $b(\sigma)$ și din dreapta aproximată de aceste puncte se obțin lgta și Ta.

Si aici pentru $a(\sigma)$ = ct rezultă parametrul Manson-Haferd, iar pentru $b(\sigma)$ = ct, parametrul Manson-Succop.

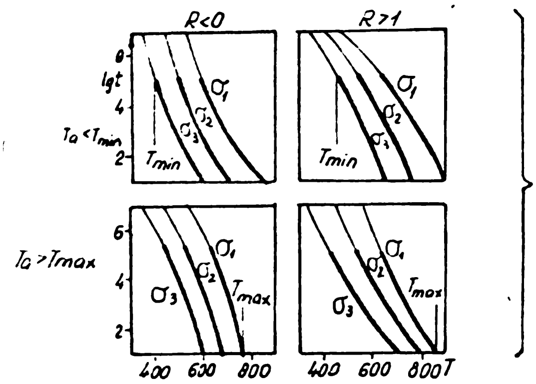
Astfel metodele $P_{MM\ I}$ și $P_{MM\ II}$ reprezintă generalizarea a 4 metode parametrice de mai sus.

2.4.3.9. Metoda Manson generalizată

Se bazează pe parametrul [2.11].

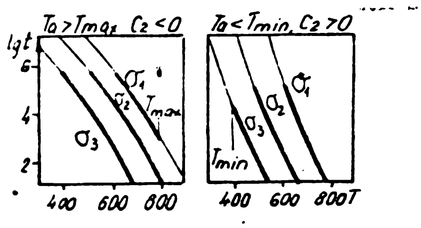
(v) ... $$P_M = \frac{\frac{lgt}{\sigma^q} - lgta}{(T - T_a)^R}$$

reprezentat în fig.2.4.3.n.



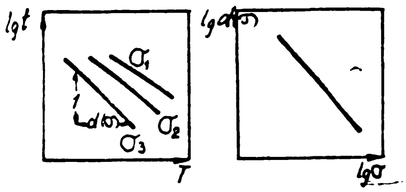
Capitolul 2.4.3.5. Metoda Manson-Brown

Figura i



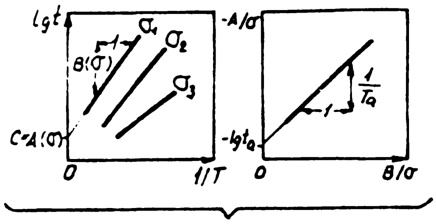
Capitolul 2.4.3.6. Metoda Graham şi Walles

Figura j



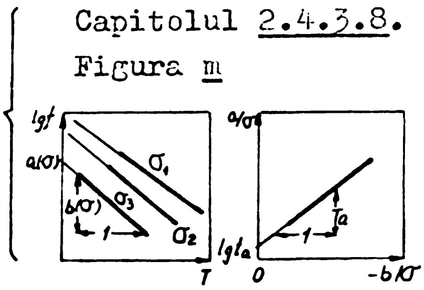
Capitolul 2.4.3.7. Metoda Chitty Duval

Figura k



Capitolul 2.4.3.8. Metodele Manson-Murry II

Figura m

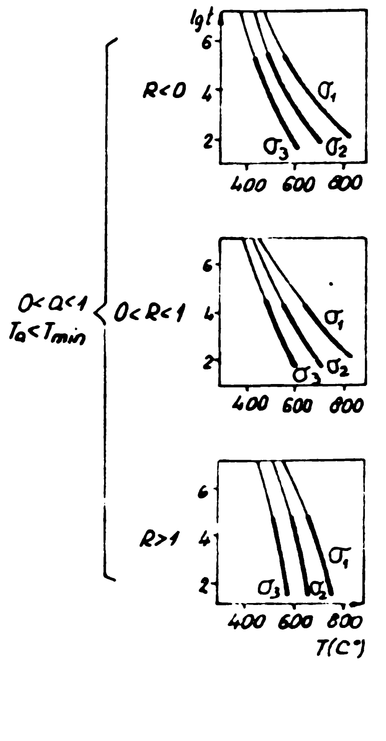


tolul 2.4.3.8. Metodele Manson-Murry I

ra l

tolul 2.4.3.9. Metoda Manson generalizată

ra n



Din această relație se pot obține parametrii de mai sus conform Tabelei 2.4.3.a

Tabela 2.4.3.a

Valorile constantei din relația P_M	Metoda parametrică
$Q = 0$	Manson - Brown
$Q = 0$; $R = 1$	Manson - Haferd
$Q = 0$; $R = -1$; $Ta = 0^{o}K$	Larson - Miller
$Q = 1$; $R = 1$	Manson - Murry II
$Q = 0$; $R = 1$; $Ta \to \infty$ $lgta \to \infty$	Manson - Succop
$Q = 0$; $R = -1$; $Ta = lgt_a = 0$	Orr-Sherby-Dorn

2.4.3.10. <u>Validitatea formulelor parametrice</u>

Această analiză a fost făcută de Murry [2.52] și reprodusă integral în lucrările [2.56] [2.57] :

"F.Garofalo, G.V.Smith și B.W.Royle [2.54] nu admit ipoteza de bază că alungirea la rupere ar rămîne constantă. Acești cercetători constată că este posibil să se găsească - pentru fiecare temperatură de încercare - o curbă distinctă care reprezintă variația fiecăruia dintre cei trei parametri (corespunzători celor trei formule clasice de extrapolare), în funcție de tensiunea inițială. In consecință acești parametri nu sînt funcție numai de σ_0 și ipoteza nu este deci verificată".

"V.I.Nikitin [2.55] tinsînd și el să verifice ipotezele puse de Larson-Miller a admis că în graficul $lg\sigma_0$ - lg t, izotermele sînt drepte, deci a studiat un caz particular. In final, autorul a constatat și el că <u>C</u> ia valori diferite de la un oțel la altul."

"M.R. Goldhoff [2.5] a aplicat toate cele trei formule de extrapolare elaborate de cercetători americani (Larson-Miller, Sherby-Dorn și Manson-Haferd) la diverse oțeluri. In concluziile sale, autorul a arătat că formula Manson-Haferd dă rezultatele cele mai precise; formula Larson-Miller poate de asemenea să dea rezultate precise, dacă <u>C</u> este convenabil ales."

„Din trecerea în revistă a majorității studiilor critice efectuate cu privire la valabilitatea formulelor parametrice rezultă că diverşii cercetători pun la îndoială atît definiţia constantelor cît şi pe aceea a parametrilor, dar că în general ei admit că este posibil să se utilizeze formulele parametrice în intervale de timp, temperatură şi tensiune bine determinate".

Trebuie, totuşi, remarcat că toţi autorii trecuţi în revistă au încercat verificări globale ale formulelor parametrice. Ei au folosit aceste formule pentru a interpreta datele experimentale şi în final au confruntat rezultatele obţinute cu ipotezele adoptate pentru a stabili valabilitatea fiecăreia dintre formulele utilizate. In cursul acestei operaţii, este însă dificil să se deosebească dacă diferenţele constatate dezvăluie un defect al formulei studiate sau dacă ele se datoresc dispersiei rezultatelor experimentale. Pe de altă parte, această metodă de analiză nu permite să se aprecieze valabilitatea fiecărei ipoteze în parte. Ar fi deci interesantă o verificare individuală a ipotezelor care stau la baza fiecărei formule parametrice".

In capitolul 3 al acestei lucrări se verifică individual aceste ipoteze.

2.5. Extrapolări cu relaţii între timp şi tensiune.

Multe funcţii de acest fel satisfac relaţia de forma

(a) ... $\lg t = \alpha - \beta \cdot f(\sigma)$

în care $f(\sigma)$ este o funcţie continuă de tensiune, iar α şi β sînt constante.

2.5.1. O posibilitate este dată de fig.(2.5.a); funcţii triviale de acest gen sînt:

(b) ... $\lg t = \alpha - \beta \cdot \lg \sigma$

şi

(c) ... $\lg t = \alpha - \beta \cdot \sigma$

Izotermele din urmă descresc însă prea repede faţă de valori experimentale.

Amîndouă relaţii nu pot interpreta rezultatele experimentale pe durate de multiplii lui lg 10, utilizarea lor se limitează mai mult la porţiuni din izoterme.

Garofalo propune relaţia: [2.58]

(d) ... $\lg t = \alpha - \beta \lg \sinh\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)$

cu constanta adiţională σ_0. Pentru $\sigma << \sigma_0$ relaţia (d) se apropie de (b) iar pentru $\sigma \gg \sigma_0$ de (c). Prezintă curburi intermediare între relația (b) și (c).

Relația:

$$(e) \ldots \qquad \lg t = \alpha - \beta \cdot \sqrt{\sigma}$$

dă descreșteri mai moderate decît (c). O generalizare imediată este:

$$(f) \ldots \qquad \lg t = \alpha - \beta \cdot \lg\left[1 + \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{0,5}\right]$$

care pentru $\sigma \ll \sigma_0$ se apropie de dreapta 1 iar pentru $\sigma \gg \sigma_0$, de curba 2, dar spre deosebire de relația (d) dă o curbură pronunțată în jos la valori mici ale tensiunii (curba 4 - fig.2.5.a).

Constantele din aceste relații se determină cu metoda celor mai mici pătrate, cum se va arăta mai jos (Cap.2.6).

Relațiile sînt explicitate pentru lgt, întrucît din punct de vedere statistic durata t se consideră variabilă aleatoare, iar lgt se poate considera că prezintă o distribuție normală.

Pînă în prezent nu s-au putut corela ecuațiile de mai sus cu procese de fluaj din fizica metalelor.

Se poate face și o dezvoltare într-un polinom de forma:

$$(g) \ldots \ \mathrm{Pol}\left[f(\sigma)\right] = \alpha_0 + \alpha_1 \cdot f(\sigma) + \alpha_2 \left[f(\sigma)\right]^2 + \ldots + \alpha_m \left[f(\sigma)\right]^m$$

în care de preferință $f(\sigma) = \ldots$ (h) sau $f(\sigma) = \lg(\sigma) \ldots$ (h)

Aceste funcții însă pentru valori mai mari ale duratei prezintă curburi accentuate cu pante orientate în jos. De aceea sînt potrivite pentru intrapolare, dar nu se pot folosi pentru extrapolare.

Von Leeuwen [2.40] explică această comportare prin faptul că încercări de fluaj la tensiuni mai mari produc o altă repartizare a tensiunilor în materiale și introduc astfel variații, care se pot prevedea mult mai dificil, decît la încercări cu temperaturi majorate.

2.5.2. Funcție exponențială de ordin real

Zimering [2.59] [2.60] [2.61] [2.62] folosește o funcție exponențială de ordin real $e_r(x) = A^{-1}\left[A(x) + r\right]$, ... (i)

în care funcția auxiliară $A(x)$ este definită ca și soluția complet monotonă descrescătoare a ecuației funcționale:

$$A\,(e^{\chi} - 1) = A\,(\chi) + 1$$

iar $A^{-1}(\chi)$ este funcţia inversă lui $A(\chi)$

Din (i) avem:

(j) ... $$\lg t = \alpha - \lg\,(a_r(\chi)) = -\lg\left(e_r\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)\right)$$

în care α, r şi σ_0 se determină cu metoda celor mai mici pătrate [2.73].

Ecuaţia (j) poate reprezenta în sistemul dublu logaritmic $\lg\sigma - \lg t$ (fig.2.5.b) izoterme, care sînt linii drepte (r = 0) sau curbe cu curburi accentuate (r > 1). Cît timp r determină curbura, constantele α şi σ_0 ajustează poziţia izotermelor. Metoda poate fi folosită şi pentru determinarea izostatelor.

2.5.3. Izoterme în domeniul intercristalin. Metoda Brozzo

Se estimează că panta s a izotermelor din fig.2.5.c se poate scrie [2.63]

(k) ... $$s = \left.\frac{\partial \lg t}{\partial \sigma}\right|_T = f(\sigma)\cdot g(T)$$

în care $f(\sigma)$ şi $g(T)$ sînt 2 funcţii continue de tensiune, respectiv de temperatură, [2.7] [2.74] . Segmentul B_2B_1 - care caracterizează extrapolarea pe porţiunea A_1B_1 - este dat de:

(l) ... $$\overline{B_2B_1} = \overline{A_2A_1} - \int_{\sigma_B}^{\sigma_A} (s_1 - s_2)\, d\sigma$$

Din (k) :

(m) ... $s_1 = f(\sigma)\cdot g(T_1)$ şi $s_2 = f(\sigma)\cdot g(T_2)$ ... (n)

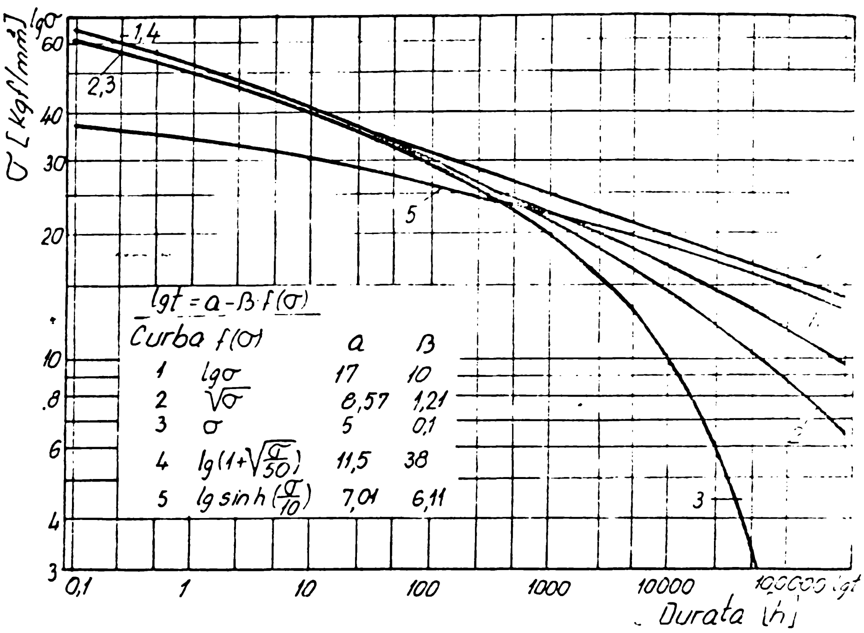
(o) ... $s_{1A} = f(\sigma_A)\cdot g\,T_1$ şi $s_{2A} = f(\sigma_A)\cdot g(T_2)$ ... (p)

rezultă $$s_1 - s_2 = (s_{1A} - s_{2A})\cdot\frac{f\,\sigma}{f(\sigma_A)}\ \ldots \quad (q)$$

iar din (n) şi (p)

(r) ... $$\frac{f(\sigma)}{f(\sigma_A)} = \frac{s_2}{s_{2A}},$$ deci în final rezultă

(s) ... $$B_2B_1 = A_2A_1 - \frac{s_{1A} - s_{2A}}{s_{2A}}\int_{\sigma_B}^{\sigma_A} s_2\, d\sigma$$

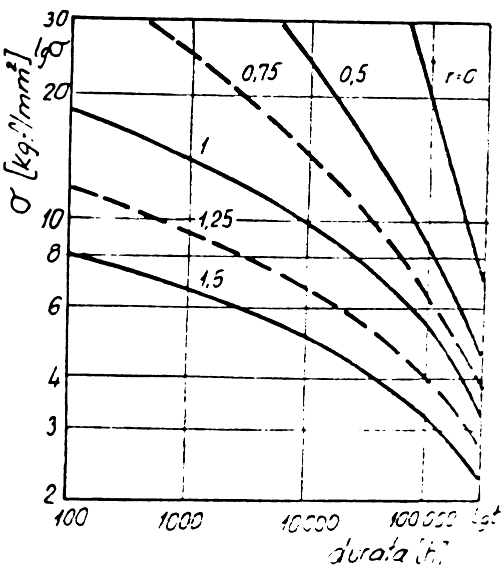


Capitolul 2.5. Extrapolări cu relații între timp și temperatură

Figura a

Capitolul 2.5.2. Funcție exponențială de ordin real.

Figura b.



Dacă se admite pentru simplificare că tangenta s_2 variază linear în funcţie de tensiune de la σ_A la σ_B, atunci

(t) ... $$\int_{\sigma_B}^{\sigma_A} s_2 \, d\sigma = \frac{s_{2A} + s_{2B}}{2} (\sigma_A - \sigma_B)$$

rezultă

(u) ... $$\overline{B_2B_1} = \overline{A_2A_1} - \frac{1}{2}(s_{1A} - s_{2A})\left(1 + \frac{s_{2B}}{s_{2A}}\right)(\sigma_A - \sigma_B)$$

care precizează poziţia punctului B_1, dacă se cunosc pantele în celelalte 3 puncte s_{1A}, s_{2A}, s_{2B}.

Metoda necesită izoterme îngrijit prelucrate.

2.6. Funcţii model

Comportarea la temperaturi ridicate a unui material se poate descrie matematic cu o relaţie de formă cea mai generală:

(a) ... $$F(T, \sigma, t) = 0$$

în care t, σ şi T sînt valorile determinate prin încercări.

Relaţii de forma (a) sînt cunoscute în literatura de specialitate sub denumirea de "funcţii model".

Bazîndu-se tot pe "rate process theory" însă cu 5 ani înaintea lui Larson-Miller, Machlin şi Nowick [2.64] au determinat deja o funcţie model de forma:

(b) ... $$T(\lg t - A) = B - \sigma \cdot 10^{C + DT}$$

în care A, B, C şi D sînt constante iar T este dat în grade Kelvin. Relaţia - deşi simplifică izotermele la cele lineare - logaritmice - are o formă relativ complicată.

Manson şi Brown după o analiză minuţioasă au adus relaţia (a) la forma:

(c) ... $$F_1(t) \cdot F_2(T) = F_3(\sigma)$$

şi propun o funcţie de model empirică.

(d) ... $$\frac{\lg t - \lg t_a}{(T - T_a)^R} = A(\lg \sigma_0 - \lg \sigma)^q$$

cu constantele t_a, T_a, R, A, σ_0 şi $q \in (0,1)$, dintre care ta, Ta şi R se determină deja în cazul relaţiilor parametrice (vezi 2.43.q) P_{M-B}.

Deja Larson - Miller exprimă parametrul lor în funcție de tensiune.

$P(t,T) = T(20 + \lg t) = h(\sigma)$ care s-ar putea combina cu o izotermă din reprezentarea $F(t, \sigma) = 0$. Astfel Harris şi Child [2.65] propun funcţia

(e) ... $T(20 + \lg t) = \alpha - \beta \cdot \lg \sigma$ în care $P(t,T)$ se consideră ca variabilă aleatoare în loc de lgt.

Cu această funcţie model "primitivă" se obţin însă rezultate de extrapolare mai puţin precise, decît chiar la metoda grafică.

Clauss [2.47] a investigat corelaţia între forma şi poziţia izotermelor - în sistemul logaritmic dublu - şi structura funcţiilor model. Punctul de plecare este relaţia (2.1.a):

(2.6.a) ... $\lg t = \varphi(\lg\sigma, T)$

Prin diferenţiere se obţine:

(2.6.a') ... $d(\lg t) = \left.\frac{\partial\varphi}{\partial(\lg\sigma)}\right|_T \cdot d(\lg\sigma) + \left.\frac{\partial\varphi}{\partial T}\right|_\sigma \cdot dT$

unde $\left.\frac{\partial\varphi}{\partial(\lg\sigma)}\right|_T$ este panta izotermelor şi

$\left.\frac{\partial\varphi}{\partial T}\right|_\sigma$ "distanţa în timp" a izotermelor pentru variaţia temperaturii cu o unitate.

Deosebeşte 4 clase tipice pentru alura izotermelor:

<u>Clasa 1</u>: Izotermele sînt <u>drepte paralele</u> fig. (2.6.a)

Forma generală a funcţiei model este:

(2.6.b) ... $\lg t = A(T) + B.\lg\sigma$

Exemple sînt combinaţia relaţiilor P_{SD} (2.4.3.b) şi P_{MS} (2.4.3.) cu membrul drept a relaţiei (2.5.b)

(2.6.b') $\lg t = \alpha + \frac{D}{T} - \beta \lg\sigma$

(2.6.b") $\lg t = \alpha - C_0 T - B \cdot \lg\sigma$

<u>Clasa 2</u>: Izotermele sînt <u>curbe paralele</u> (fig.2.6.b). Panta lor depinde de tensiuni.

(2.6.c) ... $\lg t = A(T) + B(\sigma) + \lg\sigma$

Exemplele se pot da prin combinarea lui P_{SD} sau P_{MS} cu polinoame de tensiune (2.5.g).

<u>Clasa 3</u>: Izotermele sînt <u>drepte</u> care <u>diverg</u> la dreapta(fig.2.6.c). Distanţa lor pe orizontală depinde de temperatură şi tensiune, panta lor de temperatură. Forma lor generală este:

$$(2.6.d) \ldots \quad \lg t = A(T) + B(T) \cdot \lg \sigma$$

şi în particular

$$(2.6.d') \ldots \quad \lg t = a_0 + \frac{a_1}{T} + \left(b_0 + \frac{b_1}{T}\right) \cdot \lg \sigma$$

$$(2.6.d'') \ldots \quad \lg t = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + (b_0 + b_1 T + b_2 T^2) \cdot \lg \sigma$$

deci dezvoltări în serie.

Cazuri particulare ale relaţiei (2.6.d) sînt combinaţiile lui P_{LM} (2.4.1.d), P_{MH} (2.4.3.f) sau P_{MB} (2.4.3.q) cu membrul drept al relaţiei (2.5.b).

<u>Clasa 4</u>: Izotermele sînt <u>curbe</u> care diverg la dreapta (fig. 2.6.d). In afară de distanţa lor pe orizontală şi pantele lor depind de temperatură şi tensiune :

$$(2.6.e) \ldots \quad \lg t = A(T) + B(T, \sigma) \cdot \lg \sigma$$

în particular:

$$(2.6.e') \ldots \quad \lg t = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + (b_0 + b_1 T + b_2 T^2) \cdot \left(\lg \sigma + \frac{c}{\lg \sigma}\right)$$

Un pas înainte îl constituie propunerea lui Manson şi Mendelson [2.48], care combină „parametrii de timp - temperatură" ai lui Larson - Miller, Sherby - Dorn, Manson-Haferd cu un polinom de tensiune mai complect decît Harris şi Child obţinînd din (2.6.e') funcţii de model explicitate pentru lgt:

$$(2.6.f) \ldots \lg t = -C + \frac{\alpha_0}{T} + \alpha_1 \frac{\lg \sigma}{T} + \ldots \alpha_m \frac{(\lg \sigma)^m}{T},$$

care se bazează pe parametrul Larson-Miller, sau

$$(2.6.g) \ldots \lg t = \alpha_0 + \frac{2}{T} + \alpha_1 \cdot \lg \sigma + \ldots \quad \alpha_m (\lg \sigma)^m$$

care se bazează pe parametrul Sherby - Dorn şi în fine

$$(2.6.h) \ldots \lg t = \lg t_a + \alpha_0 (T - T_a) + \alpha_1 (T - T_a) \lg \sigma + \ldots$$

$$+ \alpha_m (T - T_a) \cdot (\lg \sigma)^m ,$$

avînd ca bază parametrul Manson-Haferd.

Coeficienţii α_0, ... α_m, C, D, T_a, lg t_a se determină cu metoda celor mai mici pătrate, cu variabila aleatoare lgt. In forma incipientă:

(2.6.i) ... $P_{T\ t}$ = Pol (lg σ); funcţiile model de mai sus descriu alura curbei de bază.

Determinarea coeficienţilor şi constantelor acestor funcţii model necesită calcule voluminoase, motiv pentru care funcţiile model cercetate se programează.

Intrucît lgt - luat ca variabila aleatoare - prezintă o distribuţie normală, se recomandă să se folosească funcţii model explicitate în raport cu lgt. Determinarea coeficienţilor şi constantelor pentru aceste funcţii urmează să se facă, luînd ca bază rezultatele măsurătorilor de la încercări de fluaj. In continuare se face un calcul de regresie după principiul celor mai mici pătrate.

In acest scop funcţia model se transcrie într-o formă adecvată pentru calculul de regresie:

Relaţia (2.6.f) se va transforma în:

(2.6.j) ... $y = y_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 + \ldots + b_j x_j + \ldots + b_m x_m$.

în care y = lgt variabila aleatoare (rezultatele măsurătorilor)

$x_j = f(T, \lg\sigma)$ variabile independente formate din "parametrii" T şi σ.

y_0 şi b_j termenul liber şi coeficienţii termenilor.

La trecerea de la relaţia (2.6.f) la relaţia (2.6.j) se ia:

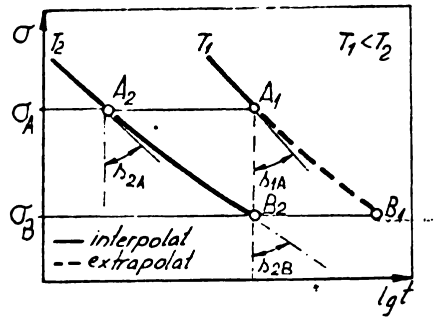
$y_0 = -C$, în care C este constanta lui Larson-Miller.

$x_1 = \frac{1}{T}$; $x_2 = \frac{\lg\sigma}{T}$; $b_1 = \alpha_0$; $b_2 = \alpha_1$; etc.

Practic se face o normare a variabilelor, aducînd toate mărimile la o valoare aproape de 1, aşa de exemplu $x_1 = \frac{1000}{T}$. Natural evaluarea dată de (2.6.j) poate fi folosită şi pentru corelaţii între 2 variabile, de exemplu

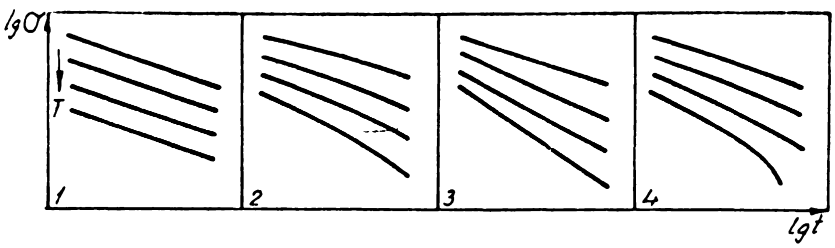
$F(\sigma, t) = 0$.

Intrucît relaţia (2.6.j) tratează o evaluare lineară cu mai multe variabile independente, ea reprezintă de fapt o regresie lineară multiplă, unde se determină coeficienţii y_0 şi b_j. In cazul ales sînt cunoscute N valori măsurate (T_i, σ_i, t_i; i = 1-N).



Capitolul 2.5.

Figura c

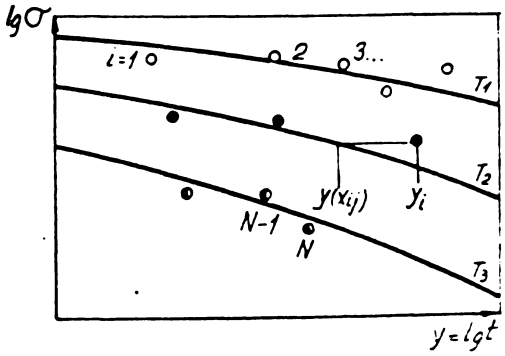


Capitolul 2.6. Funcţii model

Figura a, b, c, d.

Capitolul 2.6.

Figura e



Pentru punerea în ecuație a relației (2.6.j) - corespunzător funcției model alese - se fac transformările în cele N "locuri de măsurare" (y_i); $((x_{i\,j}))$. Sub forma matricială, vom avea deci

$$(2.6.k) \ldots (y_i) = \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \\ y_i \\ \vdots \\ y_N \end{bmatrix}; \ (x_{ij}) = \begin{bmatrix} x_{11} & \ldots & x_{1j} & \ldots & x_{1M} \\ x_{21} & \ldots & x_{2j} & \ldots & x_{2M} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ x_{i1} & \ldots & x_{ij} & \ldots & x_{iM} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ x_{N1} & & x_{Nj} & \ldots & x_{NM} \end{bmatrix}$$

Cu vectorul definit analog $(b_j;\ j = 1,M)$ se poate scrie relația (2.6.j) prescurtat.

$$(2.6.\ell) \ \cdots \ (y) = y_0 + ((x)).(b)$$

Dacă se introduc valorile $((x_{i\,j}))$ în relația (2.6.ℓ), atunci se obțin N valori $y(x_{ij}, M)$, care corespund cu ecuația de regresie, în timp ce valorile celor N măsurători: y_i se abat de la aceasta - fig. (2.6.e). Se determină vectorul (b_j) și y_0 în așa fel ca:

$$(2.6.m) \ldots \quad s^2 = \sum_{i=1}^{N} \left[y_i - y\,(x_{i\,j}) \right]^2 = \text{minim.}$$

în care s^2 reprezintă suma pătratelor abaterilor și depinde doar de y_0 și (b_j) pentru cele N locuri de măsurare.

Se formează derivatele parțiale:

$$(2.6.n) \ldots \frac{\partial s^2}{\partial y_0} = 0; \quad \frac{\partial s^2}{\partial b_1} = 0 \quad \ldots \quad \frac{\partial s^2}{\partial b_n} = 0$$

prin care se obțin $M + 1$ relații pentru necunoscutele y_0, (b_j). Din prima relație se obține pentru termenul absolut y_0, cu valorile medii $\bar{y}$ și $\bar{x}_j$:

$$(2.6.p) \ldots \quad \bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} y_i \quad \text{și (2.6.q)} \quad \bar{x}_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} x_{ij}$$

$$(2.6.r) \ldots \quad y_0 = \bar{y} - \sum_{j=1}^{M} b_j \cdot \bar{x}_j$$

Cele M ecuații rămase se transformă în:

$$(2.6.s)\ldots \begin{cases} b_1 \cdot X_{11} + \ldots + b_j X_{1j} + \ldots + b_M \cdot X_{1M} = Y_1 \\ \vdots \\ b_1 \cdot X_{k1} + \ldots + b_j X_{kj} + \ldots + b_M \cdot X_{kM} = Y_k \\ \vdots \\ b_1 \cdot X_{M1} + \ldots + b_j \cdot X_{Mj} + \ldots + b_M \cdot X_{MM} = Y_M \end{cases}$$

sau $(Y) = ((X)) \cdot (b)$,

care este un sistem de M ecuaţii lineare cu M necunoscute. Elementele matricei de corelaţie $((X))$ se calculează pentru $k=1, M$ şi $j=1,M$:

$$(2.6.t) \ldots \quad X_{kj} = X_{jk} = \sum_{i=1}^{N} (x_{ik} - \bar{x}_k) \cdot (x_{ij} - \bar{x}_j)$$

iar pentru membrul din dreapta, cu $k = 1, M$

$$(2.6.u) \ldots \quad Y_k = \sum_{i=1}^{N} (x_{ik} - \bar{x}_k) \cdot (y_i - \bar{y}).$$

Cu $((\bar{X}))$ matricea inversă lui $((X))$ se obţin soluţii pentru coeficienţi:

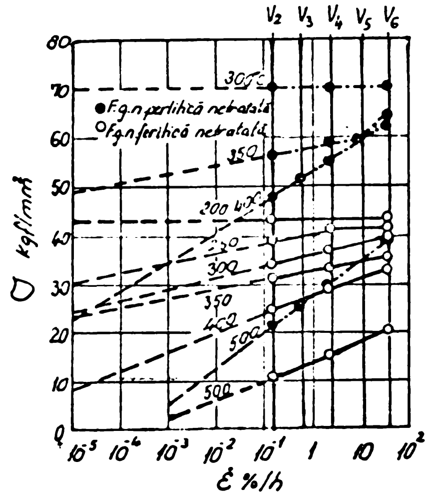
$$(2.6.v) \ldots \quad (b) = ((\bar{X})) \cdot (Y) \text{ sau } (2.6.z_e) \quad b_j = \sum_{k=1}^{M} \bar{X}_{jk} Y_k \ .$$

După calculul lui (b_j) rezultă y_0 din ecuaţia (2.6.r).

Inversiunea matricelui $((X))$ se obţine cu Algoritmul lui Gauss [2.66].

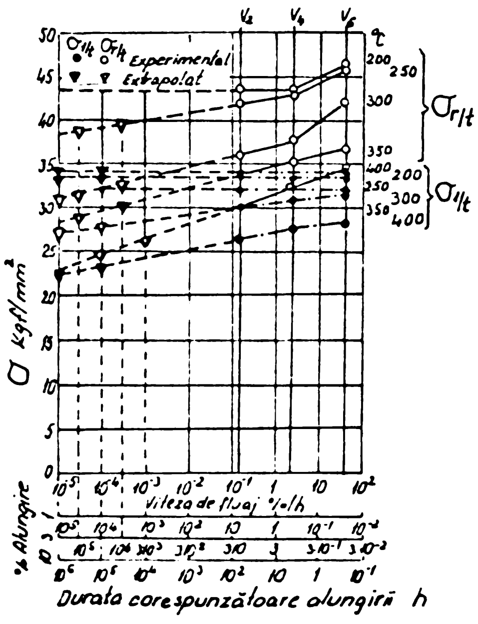
2.7. Determinarea comportării materialelor la temperaturi ridicate în baza vitezei minime de fluaj (metoda Rajakovics).

In capitolele precedente extrapolările s-au bazat mai ales pe determinări efectuate la temperaturi de încercare superioare celei de serviciu. Metoda Rajakovics, deşi în primul rînd se aplică la extrapolările limitei tehnice de fluaj, poate fi folosită şi la aproximarea rezistenţei tehnice de durată. Această metodă [2.75] [2.76] se bazează pe considerentul că proprietăţile de fluaj ale metalelor - la temperatura de încercare, identică cu cea de serviciu - depind de viteze de fluaj, ce se produc la încercare. In diagrama viteza de fluaj lg ε %/h - tensiune σ Kgf/mm^2, în anumite condiţii, se pot efectua extrapolări lineare la viteze de fluaj



Capitolul 2.7. Metoda Rajakovics

Figura a



Capitolul 2.7.

Figura b

foarte mici, corespunzătoare duratelor de 10^4 ... 10^5 ore.
Vitezele de fluaj folosite la încercare erau:

v_2 = 0,15 mm/h (v_5 = 9,6 mm/h)
(v_3 = 0,6 mm/h) v_6 = 38,4 mm/h
v_4 = 2,4 mm/h

In fig.2.7.a se observă că în cazul fontei cu grafit nodular punctele experimentale, de durată scurtă, se aliniază destul de bine după linii drepte, mai ales dacă se abandonează punctele cu v_6. La scara figurii s-ar părea că valorile extrapolate ar fi în concordanţă cu cele experimentale, de durată lungă. Nu se dau însă nici măcar erorile procentuale între acestea.

Determinarea limitei tehnice de fluaj de 1% $\sigma_{1/10^4}$ şi $\sigma_{1/10^5}$ se prezintă în fig.2.7.b. pentru fonta cu grafit nodular cu 0,5% Molibden. Valorile $\sigma_{1/t}$ se pot citi la scara 1% direct din figură.

La aproximarea rezistenţei tehnice de durată $\sigma_{r/t}$ lucrurile se complică prin faptul că extrapolările se fac cu referire la „deformaţia redusă mijlocie" [2.77] . Chiar autorii [2.75] propun să se folosească mai puţin metoda lor în această alternativă.

2.1. VASCENKO,K.I.,SOFRONI,L. : Fonta cu grafit nodular. Edit.Tehnică,Bucureşti 1957

2.2. GRANACHER,J. : Zur Extrapolation der Zeitstandfestigkeit warmfester Stähle. Dissert.Darmstadt 1970

2.3. LARSON,F.R.,MILLER,J. : A Time-Temperature Relationship for Rupture and Creep Stresses. Transactions ASME 74 (1952,p.765-775

2.4. MANSON,S.S.,BROWN,W.F. : Time-Temperature-Stress Relations for the Correlation and Extrapolation of Stress-Rupture Data Proc. ASTM(1953),p.693-719

2.5. BAILEY,R.W. : A Critical Examination of Procedures Used in Britain and the United States to Determine Creep Stresses for the Design of Power Plant for Long Life at High Temperatures. Proc. IME 168(1954),p.470-492

2.6. KRISCH,A.,WEPNER,W. : Zur Umrechnung von Zeitstandwerten aus andere Temperaturen. Arch.f.Eisenhüttenwesen 28(1957), p.339-344

2.7. BETTERIDGE,W. : The Extrapolation of the Stress-Rupture Properties of the Nimonic Alloys. J.Inst.Metals 86(1957-58), p.232-237

2.8. GOLDHOFF,R.M. : Which Method for Extrapolating Stress-Rupture Data ? Mat.Design Engng.(1959),April,p.93-97

2.9. GOLDHOFF,R.M. : Comparison of parameter methods for extrapolating high temperature data. Journ.Basic Engineering 1959,81,p.629

2.10. SMITH,A.J.,JENKINSON,A.E.,ARMSTRONG,O.J. : The Long-Time Creep Properties and Structural Stability of a 0,24% Carbon Steel and a 0,5% Molybdenum Steel. Internat. Aussprache Düsseldorf(1960) si Iron and Steel(1961),p.647-651

2.11. MANSON,S.S. : Design Considerations for Long Life at Elevated Temperatures. Joint Internat.Conf.on Creep,James Clayton Lecture, NASA Lewis Techn.Preprint,1-63(1963)

2.12. ZSCHOKKE,H.,FRIEDEL,K. : Die Auswertung von Zeitstandversuchen an warmfesten Stählen mit Hilfe von Parameterformeln Brown Boveri Mitt.(1965),p.232-238

2.13. JOHNSON,R.F.,GLEN,J.,MAY,M.J.,THURSTON,H.G.,ROSE,B.H. : The analysis and assessment of elevated-temperature lower yield or proof stress, creep, and stress rupture data. High-Temperature Properties of Steels, Eastbourne,1966 ISI Publ. 97(1967),S.61-78

2.14. COLLIN,J.,M[illegible]UR,R.,DUPONT,C. : Comportement au fluage d'un alliage au Ni-Cr-Mo (Udimet 500) etude de la correlation contraintes-temperatures-temps. Rev.Metallurgie(1968), S.691-703

2.15. THIELMANN,R.H.,PARKER,E.R. : Fracture of Steels at Elevated Temperatures after Prolonged Loading Metals Technology (1939),April,S.1-18

2.16. ARRHENIUS, SVANTE : Zeitschrift phys.Chemie(1889),p.226-48

2.17. MONKMAN,F.C.,GRANT,N.J. : An empirical Relationship between Rupture Life and Minimum Creep Rate in Creep-Rupture Tests. Proc.ASTM(1956),p.539-620

2.18. HOLLOMON,J.H.JAFFE,L.C. : Time-Temperature Relations in Tempering Steel. Trans.AIME, Iron and Steel Division,v.162,1945,p.223-249

2.19. GRANT,N.J.,BUCKLIN,A.G. : On the Extrapolation of Short Time Stress Rupture Data. Trans.ASM,v.42,1950,p.720-751

2.20. ROBINSON E.L. :"Effect of Temperature Variation on the Long-Time Rupture Strength of Steels". Transactions ASME 74(1932),p.777-781

2.21. FISHER,J.C.,MacGREGOR,C.W. : Tension Tests at Constant True Strain Rate. Journal of Applied Mechanics.Trans. ASME v.67,1945,p.A-824

2.22. FISHER,J.C.,MacGREGOR,C.W. : A Velocity-Modified Temperature for the Plastic Flow of Metals. Journal of Applied Mechanics. Trans.ASME v.68,1946,p.A-11

2.23. HOLLOMAN,J.H.,LUBAHN,J.D. : The Flow of Metals at Elevated Temperatures. part.1. General Electric Review. v.50, febr.1947,p.28,32 ; april 1947,p.44-50

2.24. HOLLOMAN,J.H.,ZENER,C. : Problems in Non-Elastic Deformation of Metal. Journal of Applied Physics,v.17 febr. 1946,p.69-82

2.25. SEITZ,F. : Physics of Metals. McGraw-Hill Book Company, Inc.,New York,N.Y.,1943,p.137-142

2.26. x x x : Digest of Steels for High Temperature Service. Timken Roller Bearing Company, Steel and Tube Division, fifth edition,1946

2.27. DUSHMAN,S. : Cohesion and Atomic Structure. Proceedings of the ASTM,v.29,1929,p.7-64

2.28. MEHRENBERG,A.E. : Master Curves Simplify Stainless Tempering. Steel,v.127,oct.23,1950,p.72-74

2.29. PORTER,P.K.,SMITH,L.W.,MILLER,J. : Utilization of Low Alloy Materials for High Temperature Applications. AF Technical Report No.6221,Air Materiel Command, Wright-Patterson Air Force Base

2.30. GUARNIERI,G.,MILLER,J. : Short Time High Temperature Deformation Characteristics of Several Sheet Alloys. Trans.ASM,vol.41,1949,p.167-188

2.31. SHERBY,O.D.,LYTTON,J.L.,DORN,J.E. : Acta Metallurg. (1957),5,p.219

2.32. SHERBY,O.D.,DORN,J.E. : Effect of Cold Rolling on the Creep Properties of Several Alluminium Alloys. Trans. ASM,vol.43,1951,p.611-634

2.33. DORN,J.E.,TIETZ,T.D. : Aluminium Sheet Alloys. Proceedings of the ASTM,v.49,1949,p.815

2.34. LARKE,B.C.,INGLIS,N.P.: A Critical Examination of some Methods of Analysing and Extrapoling Stress-Rupture Data. Joint Internat.Conf.on Creep,London IME 1963 Paper 50

2.35. BANDEL,G.,GRAVENHORST,H.: Verhalten warmfester Stähle im Zeitstandversuch bei 500° bis 700°C Teil II. Auswertungsverfahren. Archiv f.Eisenhüttenwesen,28(1957),p.253-258

2.36. BETTERLIDGE,W. : The extrapolation of the stress-rupture properties of the Nimonic Alloys'. J.Inst.Metals,1957-58, 86,232

2.37. CAUBO,J.: Mathemat. Metallurgical Reports (Belgie) No 27/1971

2.38. MANSON,S.S.,SUCCOP,G.,BROWN,W.F.: The Application of Time Temperature Parameters to Accelerated Creep-Rupture Testing. Trans.ASM(1959),S.911-934

2.39. BUNGARDT,K.,SCHMIDT,W. : Comparison of various methods of extrapolating rupture data. Brit.I.S.Inst.Translation Service,1961,No.2169

2.40. van LEEUWEN,H.P. : Predicting material behaviour under load, time and temperature conditions. AGARD Report 513(1965)

2.41. MANSON,S.S.,HAFERD,A.M. : A Linear Time-Temperature Relation for Extrapolation of Creep and Stress-Rupture Data. NASA TN 2890 (1953)

2.42. CONWAY,J.B. : Numerical Methods for Creep and Rupture Analyses New York : Gordon and Breach 1967

2.43. FABRITIUS,H. : Arch.f.Eisenhüttenwesen 33(1962)1,p.35-47

2.44. HOZNEK,J. : Ein enues Verfahren zur Extrapolation der Zeitstandwerte durch genauere Bestimmung des Parameters von Larson-Miller. Neue Hütte (1968,p.493-496

2.45. BUNGARDT,K. : Verhalten warmfester Stähle im Langzeitstandversuch bei 500 bis 800°C. Teil V. Ergebnisse der Zeitstandversuche an austenitischen Stählen und Legierungen. Arch.f.Eisenhüttenwesen 28(1957)5/6,p.287-304

2.46. MANSON,S.S.,SUCCOP,G. : Stress-Rupture Properties of Inconel 700 and Correlation on the Basis of Several Time-Temperature Parameters. ASTM STP 174(1956),p.40-46

2.47. CLAUSS,F.J. : An Examination of High-Temperature Stress-Rupture Correlating Parameters. Proceeding ASTM(1960), p.905-927

2.48. MENDELSON,A.,ROBERTS,E.,MANSON,S.S. : Optimization of Time-Temperature Parameters for Creep and Stress-Rupture with Application to Data from German Cooperativo Long-Time Creep Programm. NASA TN D-2975(1965)

2.49. NACHTELBERGER-KANTNER : Beitrag zur schneller Ermittlung der Kriechverhalten von Stahl nach der Verfahren von Rajakovics. Arch.f.Eisenhüttenwesen 1973/2/febr.p.135-141

2.50. GRAHAM,A.,WALLES,K.F.A. : Relationships between Long- and Short-Time Creep and Tensile Properties of a Commercial Alloy,J.Iron and Steel Inst.(1955) A.105-119

2.51. CHITTY, A., DUVAL, D. : The Creep-Rupture Properties of Tubes for High-Temperature Steam Power Plant. Joint Internat. Conf. on Creep. London, IME, 1963, Paper 2

2.52. MURRY, G. : Discussion de quelques formules paramétriques utilisées pour l'extrapolations des résultats d'essais de fluage. Nouvelle formule proposée. Revue de Métallurgie (1963), p.775-795

2.53. MURRY, G. : Extrapolation of the Results of Creep Tests by means of Parametric Formulae. Joint Internat. Conf. on Creep., London IME, 1963, Paper 73

2.54. GAROFALO, F., SMITH, G.V., ROYLE, B.W. : Validity of time-compensated temperature parameters for correlating creep and creep-rupture data. Trans. Amer. Soc. mech. Engrs, 1956 78.1423

2.55. "I ITIN, V.I. : Metod obrabotki resultatov ispitanii na dlitelinuiu procinosti. Zavodskaia Laboratoria Tom XXV, p.1492-1496, moscova (1959)

2.56. CONSTANTINESCU, A. : Contribuţii la extrapolarea resultatelor încercării de fluaj, teză de doctorat, Timişoara, 1970

2.57. CONSTANTINESCU, A., ROTENSTEIN, B., LASCU-SIMION, N. : Fluajul metalelor. Edit. Tehnică Bucureşti 1970

2.58. GAROFALO, F. : Fundamentals of Creep and Creep-Rupture in Metals. New-York, Macmillan 1965

2.59. ZIEBARING, S. : Description détaillé d'une méthod d'extrapolation du temps de rupture d'un alliage industriel. Mém. scient. Rev. Métallurgie (1966 oct.), p.849-862

2.60. SZEKERES, G. : Fractional iteration of exponentially growing functions. Australian Math. Journ. (1961), p.301-320

2.61. MORRIS, K. W., SZEKERES, G. : Tables of logarithm of iteration of e^x-1 Australian Math. Journ. (1961), p.321-333

2.62. ZIEBRING, S. : La fonction exponentielle d'ordre réel et son application pour la description du procédé du fluage. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik, 17(1966), p.417-424

2.63. BROZZO, P. : A Method for the Extrapolation of Creep and Stress-Rupture Data of Complex Alloys. Joint Intern. Conf. on Creep, London, IME, 1963, p.67

2.64. NOWICK, A.S., MACHLIN, E.S. : Quantitative Treatment of the Creep of Metals by Dislocation and Rate. Process Theories NACA TN 1039 (1946)

2.65. HARRIS, G.T., CHILD, H.C. : A Statistical Study of the Creep and Fatigue Properties of a Precision-Cast High-Temperature Alloy. J. Iron and Steel Inst. (1954) p.284-290

2.66. ZURMÜHL, R. : Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker, Berlin, Springer 1953

2.67. SHERBY, O. D., LYTTON, J. L., DORN, J. E. : Acta Metallurg. (1957), 5, p.219

2.68. DORN,J.E. : Mechanical Behaviour of Materials at Elevated Temperatures. New York,Toronto,London,1961,p.169

2.69. DORN,J.E. : Some fundamental experiments on high temperature creep. Symposium NPL (1954)

2.70. GOLDHOFF,R.M. : Comparison of parameter methods for extrapolating high temperature data. Trans.ASME, Séries D, v.81,nr.4(1959), 629

2.71. ALLEN,N.P. : The extrapolation of creep tests. A review of recent opinion. London Local Section,Inst.Met. (3 nov.1960)

2.72. DORN,J.E. : Some fundamental experiments on high temperature. Creep and Fracture of Metals at High Temperature. Symposium National Phys.Labo.,London(1956),p.86-134

2.73. ZIMERING,S. : Une nouvelle méthode d'extrapolation du temps de rupture d'une alliage industriel. Rev.Métallurg. 62(1965),p.939-950

2.74. GLEN,J. : A New Approach to the Problem of Creep. J.Iron and Steel Inst.(1958),p.333-343

2.75. RAJAKOVICS,E.,NECHTELBERGER,E. : Beitrag zur Schnellbestimmung des Warmkriechzugverhaltens von Gusseisen mit Kugelgraphit. Giesserei-Rundschau 17(1970),3,p.19-26

2.76. RAJAKOVICS,E.,MAIER,H.O. : Untersuchungen über die Warmfestigkeitseigenschaften von Aluminiumknetlegierungen. Z.Metallkunde,34(1942),p.173/87

2.77. RAJAKOVICS,E. : Schnellbetsimmung des Kriechverhaltens von Aluminium-Gusswerkstoffen durch Warm-Kriechzugversuche. Aluminium 44(1968)11,p.679/82

2.78. ORR,L.R.,SHERBY,O.D.,DORN,J.E. : Correlation of Rupture Date for Metals at Elevated Temperatures. Transactions ASM (1954),p.113-128

2.79. INGLIS,N.P.,LARKE,E.C. : Strength at elevated temperatures of aluminium and certain aluminium Alloys. Proc.Instn. mech.Engrs,London 1958,172,991

3. CONTRIBUTII LA DETERMINAREA PRIN EXTRAPOLARE A REZISTENTEI TEHNICE DE DURATA A FONTELOR CU GRAFIT NODULAR IN BAZA INCERCARILOR LA 4 TREPTE DE TEMPERATURA.

3.1. In partea experimentală a lucrării se analizează în primul rînd rezultatele determinării rezistenţei tehnice de durată $\sigma_{r/10000}$ la temperatura de 425°C a fontei cu grafit nodular elaborate de U.C.M. Reşiţa cu structura feritică. Se face calculul acestei caracteristici prin mai multe metode parametrice şi analitice. Se analizează valabilitatea acestor metode pentru interpolare şi extrapolare în baza indicilor statistici, prin compararea rezultatelor calculate cu cele experimentale. Se prezintă optimizări ale metodelor clasice.

Materialul a fost furnizat în formă de probe pană (STAS 6071-72), compoziţia chimică şi caracteristicile mecanice la temperatura ambiantă sînt date în Tabela No.1.p.191 (fontă cu grafit nodular calitatea F) [3.1], respectiv Tabela 4.1, pag.156.

Din probă pană s-au strunjit epruvete cu d_0 = ... mm şi l_0 = 40 mm cu capete filetate (vezi figura 3.1).

3.1.1. Rezultatele experimentale σ şi t_r au fost trecute în Tabela 3.1* şi au fost marcate prin puncte în figura 3.1.a într-un sistem de axe dublu logaritmic $\lg\sigma - \lg t_r$.

In baza acelorași rezultate s-au determinat prin metoda celor mai mici pătrate [3.2] ecuaţiile dreptelor de regresie a rezistenţei tehnice de durată în sistemul de coordonate respectiv ($\lg\sigma - \lg t_r$).

In calcule s-a considerat $\lg\sigma$ ca variabilă independentă iar $\lg t_r$ ca variabila dependentă, întrucît aceasta din urmă are dispersii mult mai mari. Ecuaţia dreptei rezistenţei tehnice de durată pentru fiecare temperatură de încercare este de forma:

$$(3.1.a)\ \dots \qquad \lg t_r = a + b \cdot \lg\sigma \qquad \text{unde:}$$

$$(3.1.b)\dots a = \frac{(\Sigma \lg^2\sigma)\cdot \lg t_r - (\Sigma\lg\sigma)(\Sigma \lg t_r \cdot \lg\sigma)}{n\,(\Sigma \lg^2\sigma) - (\Sigma \lg\sigma)^2}$$

$$(3.1.c)\dots b = \frac{n\cdot\Sigma(\lg t_r\cdot\lg\sigma) - (\Sigma\lg\sigma)\cdot(\Sigma\lg t_r)}{n\,(\Sigma\lg^2\sigma) - (\Sigma\lg\sigma)^2}$$

n fiind numărul de puncte experimentale.

In Tabela 3.1.a se prezintă un exemplu pentru schema de calcul al acestor coeficienţi pentru nivelul de temperatură de 475°C.

Tabelele notate cu *) se găsesc la paginile 147 ... 152

Tabela 3.1.a

Nr. crt.	$\sigma_{r/t}$ kgf/mm²	lg σ	t ore	lg t	lg²σ	lg σ . lg t
1	10,5	1,02119	880	2,94448	1,0430	3,0068735
2	11	1,04139	534	2,72754	1,0845	2,8404328
3	11,5	1,06070	280	2,44716	1,1250	2,5957026
4	12	1,07918	237	2,37475	1,1646	2,5627827
5	13	1,11394	153,5	2,18611	1,2410	2,4351953
6	14	1,14613	97	1,98677	1,3134	2,2770967
		6,46253		14,66621	6,9715	15,71808

Calculele s-au făcut la un calculator digital "Felix C E 32" ; tabele similare s-au întocmit pentru toate cele 52 de încercări și 4 nivele de temperatură, care nu s-au mai reprodus.

Ecuațiile dreptelor resistențelor tehnice de durată pentru cele 4 temperaturi specificate sînt date în Tabela 3.1.b.

Tabela 3.1.b

Temperatura de încercare θ °C	Ecuația dreptei $lgt_i = a_i + b_i \cdot \lg \sigma$, $i = 1 - 4$	Nr. relației
$\theta_1 = 425^0$	$lgt_1 = 21,12409 - 13,93510 \cdot \lg \sigma$	(3.1.d)
$\theta_2 = 437,5^0$	$lgt_2 = 17,99632 - 11,99980 \cdot \lg \sigma$	(3.1.e)
$\theta_3 = 450^0$	$lgt_3 = 14,15679 - 9,45478 \cdot \lg \sigma$	(3.1.f)
$\theta_4 = 475^0$	$lgt_4 = 9,96981 - 6,96549 \cdot \lg \sigma$	(3.1.g)

Cu aceste relații s-au calculat logaritmii Briggs ai duratelor pînă la rupere în Tabela 3.1.c pentru diferite nivele de temperatură, care a permis o extrapolare liniară pînă la $t_1 = 10^4$ ore la temperatura de 425°C ; se obține astfel $\sigma_{r/10000} = 16,9$ kgf/mm² ≈ 17 kgf/mm² la un raport de extrapolare [3.6] EXZV < 10 :

$$EXZV = \frac{\text{durata maximă calculată}}{\text{durata maximă a încercării}} = \frac{10000}{1272} = 7,86$$

S-a adoptat acest raport destul de redus pentru a se facilita verificarea experimentală pe curba interpolată la $\theta_1 = 425^0$ a valorilor calculate din temperaturile superioare.

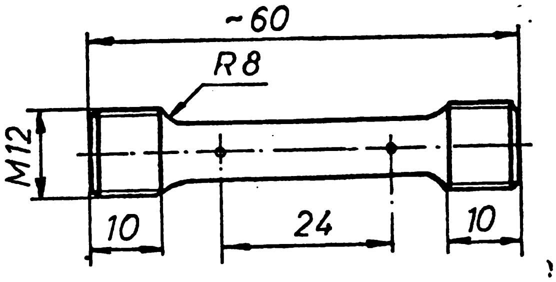


Figura 3.1

Capitolul 3.1

Figura a

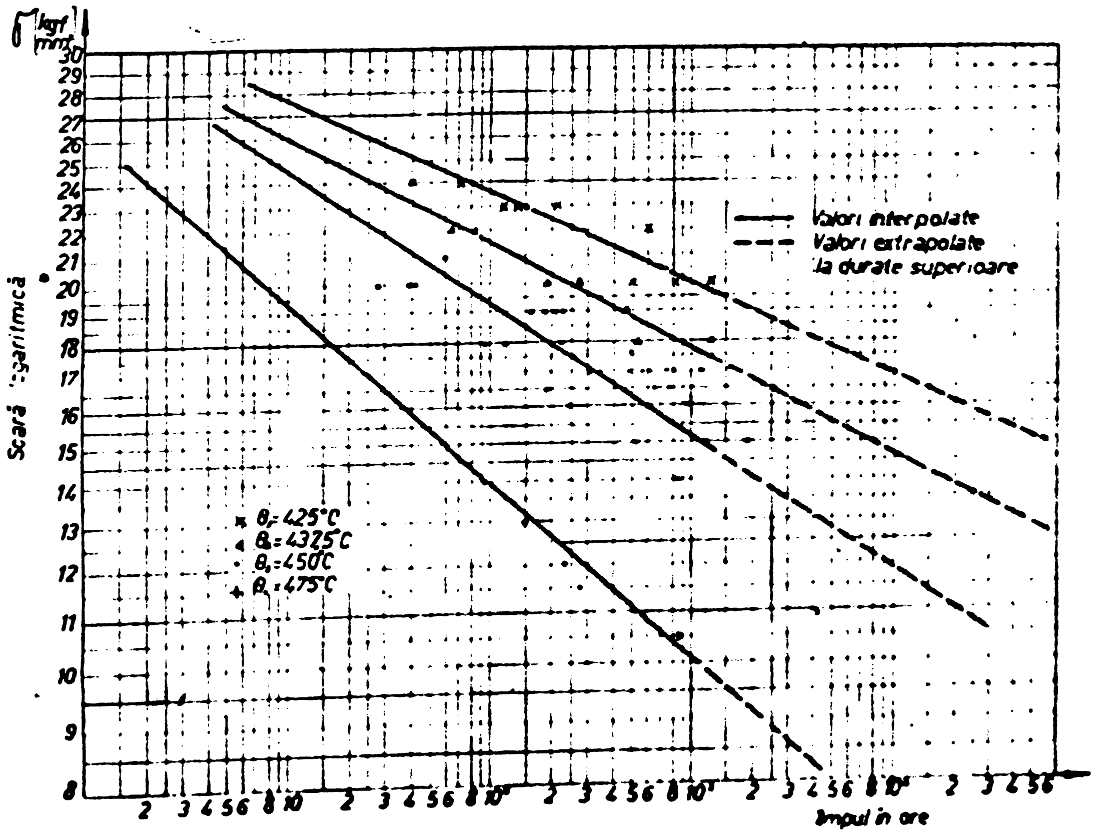


Tabela 3.1.c

Nr. crt.	Tensiunea de încercare $\sigma_{r/t}$ kgf/mm^2	Duratele pînă la rupere, lg t_i, calculate cu relațiile (3.1. d, e, f, g)			
		θ_1 = 425°C	θ_2 = 437,5°C	θ_3 = 450°C	θ_4 = 475°C
		lg t_1	lg t_2	lg t_3	lg t_4
1	27	1,17795	0,820	0,62360	0
2	26	1,40634	1,01668	0,77856	0,11885
3	25	1,64366	1,22104	0,93957	0,23247
4	24	1,89073	1,43380	1,10721	0,35597
5	23	2,14825	1,65556	1,28193	0,48469
6	22	2,41733	1,88728	1,46450	0,61920
7	21	2,69882	2,12968	1,65549	0,75990
8	20	2,99411	2,38396	1,85584	0,90750
9	19	3,30458 x	2,65132	2,06649	1,06269
10	18	3,63178 x	2,93308	2,28843	1,22624
11	17	3,97765 x	3,23092 x	2,52316	1,39912
12	16	-	-	2,77210	1,5826
13	15	-	-	3,03712	1,7800
14	14	-	-	3,32038	1,98677
15	13	-	-	-	2,18611
16	12	-	-	-	2,37475
17	11	-	-	-	2,72754

x valori extrapolate linear la durate superioare

3.1.2. Pentru a analiza justețea aplicării formulelor parametrice s-a făcut ipoteza că se cunosc valorile interpolate pentru încercări la 2 nivele de temperatură 437,5° și 450°, urmînd să se determine din încercări la aceste 2 nivele de temperatură superioare legea de variație lgt = = f(lg σ) pentru temperatura de serviciu θ_1 = 425°C, să se compare cu valorile experimentale interpolate și să se calculeze abaterile.

3.2. Determinarea rezistențelor tehnice de durată în baza încercărilor la temperaturi superioare

3.2.1. Metode parametrice care admit colinearitatea punctelor în diagrama lgt - 1/T

3.2.1.1. Metoda parametrică Larson-Miller

Această metodă se bazează pe ecuația stabilită pentru viteza reacțiilor chimice, [3.3] de Svante Arrhenius.

(3.2) $\quad v_f = A \cdot e^{-\frac{\Delta H}{RT}}$ unde

v_f - viteza de fluaj; A - constantă de material; R - constanta gazelor perfecte (R=1,99 cal/°K mol.); ΔH - energia de activare termică; T - temperatura reacției în grade Kelvin.

Larson și Miller admit că fluajul ca și autodifuziunea ascultă de o lege de reacție cu viteza comandată de variația temperaturii ("rate process theory") [3.4] , folosind și ipoteza confirmată de Monkman și Grant [3.5] că viteza minimă de fluaj este invers proporțională cu timpul necesar pentru producerea reacției

(3.2.a) $\quad v_{fmin} = \frac{1}{t_r}$

care conduc la relația:

$$T\,(\lg A - \lg v_{fmin}) = \frac{\Delta H}{2{,}3\,R} \quad \text{și}$$

(3.2.b) $\quad T\,(C + \lg t) = \frac{H}{2{,}3R} = f(\sigma) = \text{constantă} = P_{LM}$

în care C = lg A se consideră independentă de tensiune. Se va arăta mai jos că această condiție nu este satisfăcută decît în cazul optimizărilor, iar ΔH este dependent de nivelul de solicitare. Relația $P_{LM} = f(\sigma)$ este cunoscută în literatură sub denumirea "parametrul L-M"

Din relația 3.2.b rezultă:

(3.2.c) $\quad \lg t = \frac{f(\sigma)}{T} - C$

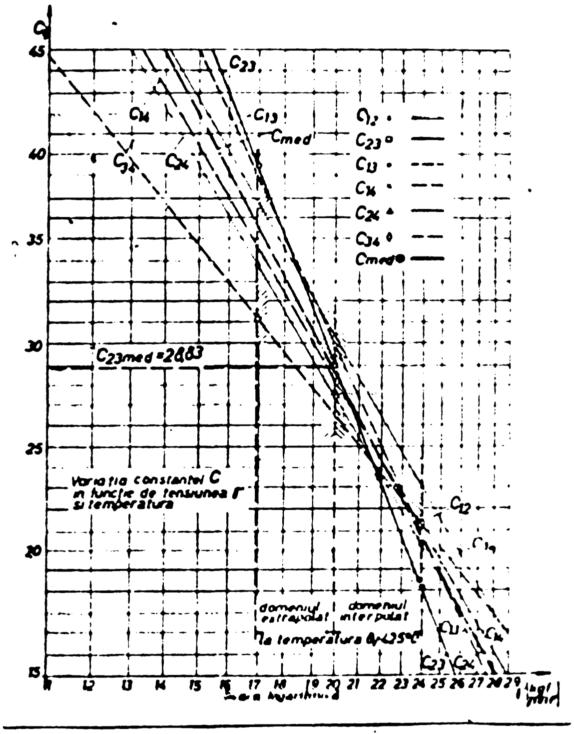
care reprezintă o familie de drepte, cu parametrul: tensiunea în sistemul lgt - 1/T, cu punct comun de intersecție în C (figura b — Capitolul 2.4.2).

Bazîndu-se pe această reprezentare standardul STAS 8894-71 stipulează determinarea grafică a acestei constante prin prelungirea dreptelor experimentale pînă la intersecția cu axa ordonatelor. Inconvenientul acestei metode constă în faptul că prin prelungirea dreptelor cu 7÷10 ori din distanța dintre punctele experimentale se amplifică erorile grafice, ce depășesc astfel ± 2 %.

De aceea s-a adoptat o altă metodă pentru determinarea constantei. Relația de calcul a constantei C pentru o valoare constantă a tensiunii rezultă din (3.2.b) scriind că parametrul P_{LM} pentru două combinații diferite între t și T are aceeași valoare:

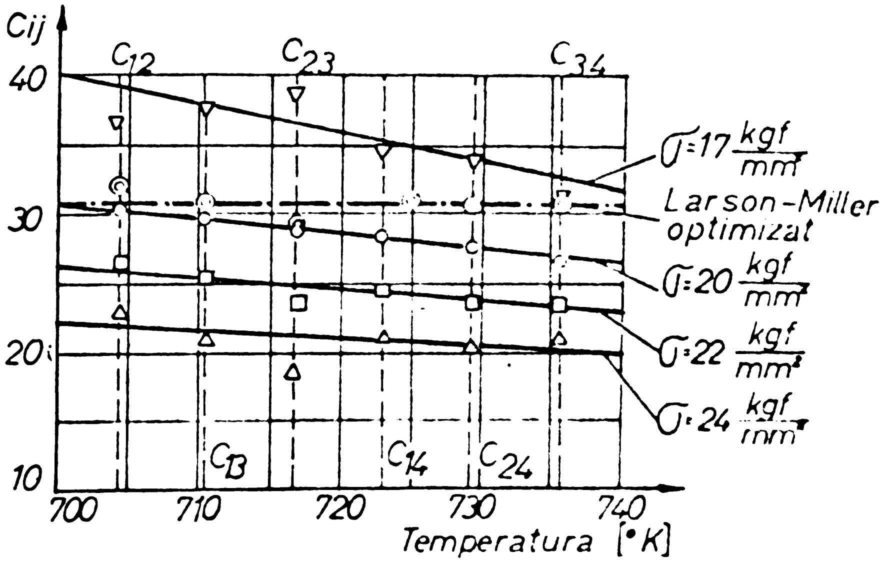
$$P_{LM} = T_2(\lg t_2 + C_{23}) = T_3(\lg t_3 + C_{23}), \quad \text{de unde}$$

$$C_{23} = \frac{T_3 \lg t_3 - T_2 \lg t_2}{T_3 - T_2} \qquad (3.2.d)$$



Capitolul 3.2

Figura a



Capitolul 3.2

Figura b

Cu (3.2.d) s-a calculat valoarea constantei pentru următoarele valori ale tensiunii: 17; 20; 22; 24 kgf/mm^2. Mărimile lg t_i corespunzătoare tensiunilor respective și temperaturilor T_2 = 437,5°C (710,5°K) și T_3 = 450°C (723°K) s-au calculat cu ecuațiile dreptelor (3.1.e) și (3.1.f) din tabela 3.1.b). Pe baza rezultatelor obținute s-a întocmit Tabela 3.2.a și s-a trasat diagrama $C_{23} = f(\lg \sigma)$ în fig.3.2.a.

Diagrama arată că valoarea constantei C_{23} din relația (3.2.d) în cazul materialului examinat este puternic influențată de nivelul solicitării.

Pe de altă parte pentru mărirea preciziei extrapolării s-a trecut la calculul efectiv al constantei $C = f(\sigma)$ - unde nu s-au mai considerat numai temperaturile superioare θ_2 = 437,5°C și θ_3 = 450°C, ci toate cele 4 trepte. Se obțin astfel 6 constante.(Dispersia accentuată a constantelor pentru același nivel de temperatură este semnalată și de alți autori [3.6] [3.7] [3.8] [3.9] [3.10] [3.11]. Ținînd seama de aceste dispersii se pot ameliora rezultatele calculului). Pentru fiecare nivel de solicitare sînt C_4^2 = 6 constante; din acestea doar 3 sînt valori independente (C_{12}, C_{23} și C_{34}) iar celelalte 3 rezultă algebric (C_{13}, C_{14} și C_{24}). Dacă se scriu ecuații de forma (3.2.d) pentru C_{12}, C_{23} și C_{13}, rezultă $C_{13} = f(C_{12}, C_{23})$ etc. Intr-adevăr:

$$C_{12} = \frac{T_1 \lg t_1 - T_2 \lg t_2}{\Delta T_{12}}\ ; \qquad C_{23} = \frac{T_2 \lg t_2 - T_3 \lg t_3}{\Delta T_{23}} \quad \text{și}$$

$$C_{13} = \frac{T_1 \lg t_1 - T_3 \lg t_3}{\Delta T_{23}}\ ; \text{ în care } \Delta T_{23} = m \cdot \Delta T_{12} \text{ și } T_{13} = (m+1) \cdot \Delta T_{12}$$

de unde rezultă:

$$C_{13} = \frac{C_{12} + m\, C_{23}}{m+1}, \quad \text{ş.a.m.d.}$$

Cunoscînd acești coeficienți C_{ij} se poate calcula durata pentru oricare din cele 3 nivele de temperatură în baza ecuațiilor la o singură temperatură. Variația constantelor în funcțiune de tensiune este reprezentată de asemenea în Tabela 3.2.a și Figura 3.2.a. Se observă că pentru aceleași valori ale tensiunii ; dispersia constantelor prezintă un minim pentru $\sigma \simeq 20$ kgf/mm^2 și crește cu raportul de extrapolare ?XV - atît la durate inferioare - cît și la cele superioare. Pentru a evidenția această dispersie și mai bine, s-a făcut reprezentarea din figura 3.2.b, unde s-a conceput o diagramă cu temperatura absolută (°K) în abscise și valorile constantei în ordonate, în care cele 6 valori ale constantelor sînt trecute pentru 4 nivele de tensiune.

Această reprezentare prezintă un avantaj față de figura 3.2.a. Cît timp diagrama $C_{ij} = f(\lg\sigma)$ nu permite, decît calculul duratelor pentru cele 3 trepte de temperatură pentru care se cunosc valorile C_{ij}, diagrama $C_{ij} = f(T)$ permite acest calcul pentru orice treaptă intermediară de temperatură, putîndu-se face și extrapolări ușoare la temperaturi inferioare sau superioare apropiate. Calculele însă vor prezenta mici abateri în limita dispersiilor. In plus pentru întocmirea diagramei sînt necesare cel puțin 4 trepte de temperatură, în timp ce diagrama $C_{ij} = f(\lg\sigma)$ poate fi întocmită și cu 2 sau 3 trepte de temperatură.

Pentru calcule s-a adoptat - în concordanță cu cele de mai sus - valoarea medie a constantei $C_{23med} = 28,82797$, determinată din încercări la temperaturile $\theta_2 = 437,5°C$ și $\theta_3 = 450°C$.

In scopul studierii modificării rezultatelor în funcție de valoarea constantei adoptate, s-a calculat parametrul Larson-Miller în două ipoteze:

a) constanta $C = 20$

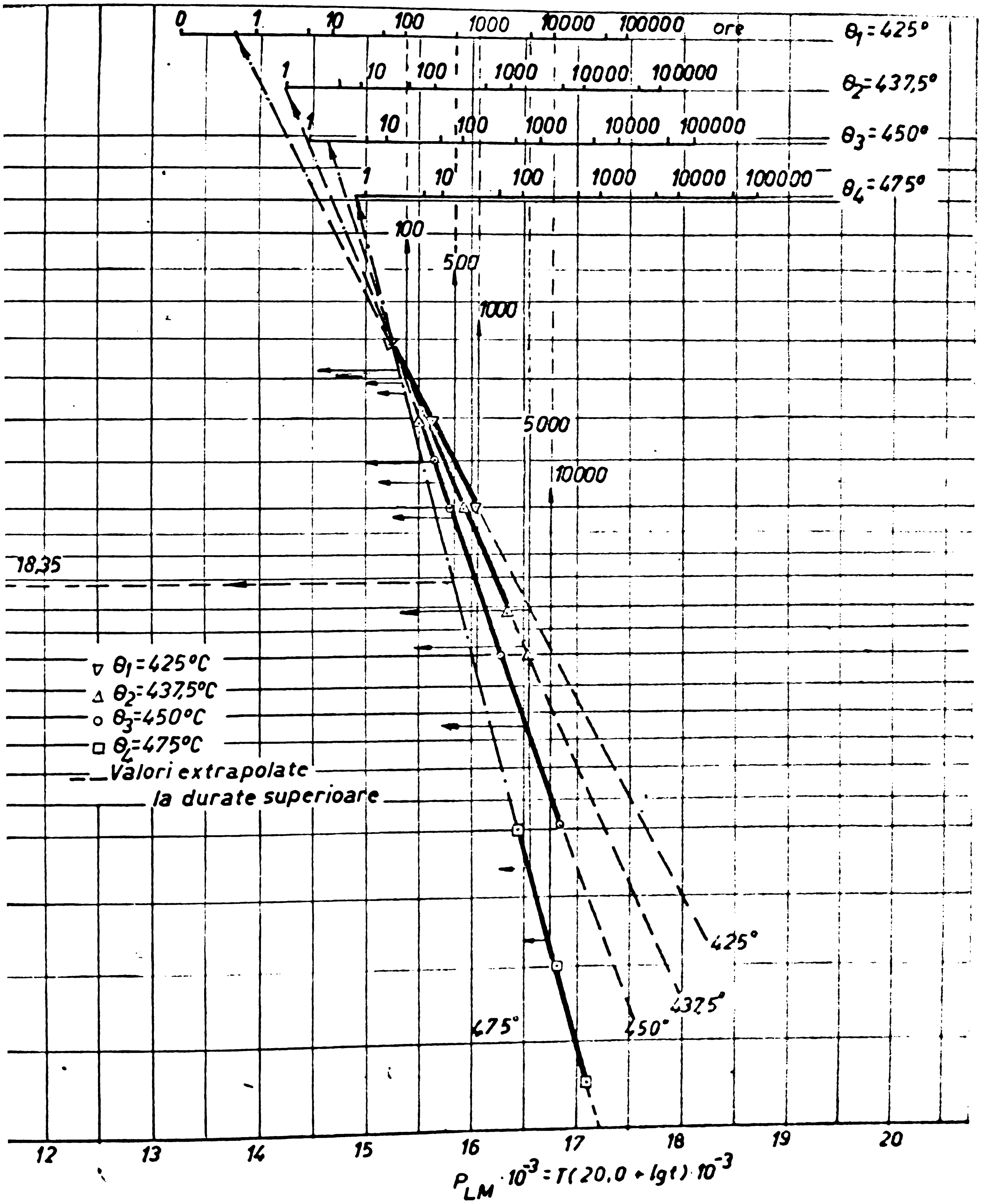
b) constanta $C_{23\ med} = 28,82747$

a) In Tabela 3.2.b* s-au calculat valorile pentru parametrul Larson-Miller la temperaturile 710,5 și 723°K, adoptînd constanta C = 20. Această valoare prezintă frecvența maximă în histogramele trasate pentru toate materialele [3.12] . In Tabela 3.2.b sînt trecute valorile: $P_2 = 710,5(\lg t_2+20)$ și $P_3 = 723(\lg t_3+20)$ precum și valorile lui $\lg t_1$: - durata pînă la rupere la temperatura de $\theta_1 = 425°$ - determinată cu metoda Larson-Miller explicitată din condiția:

$$P_2 \cong P_1 = 698°(\lg t_1 + 20) \ ; \quad P_3 \cong P_1 \ ,$$

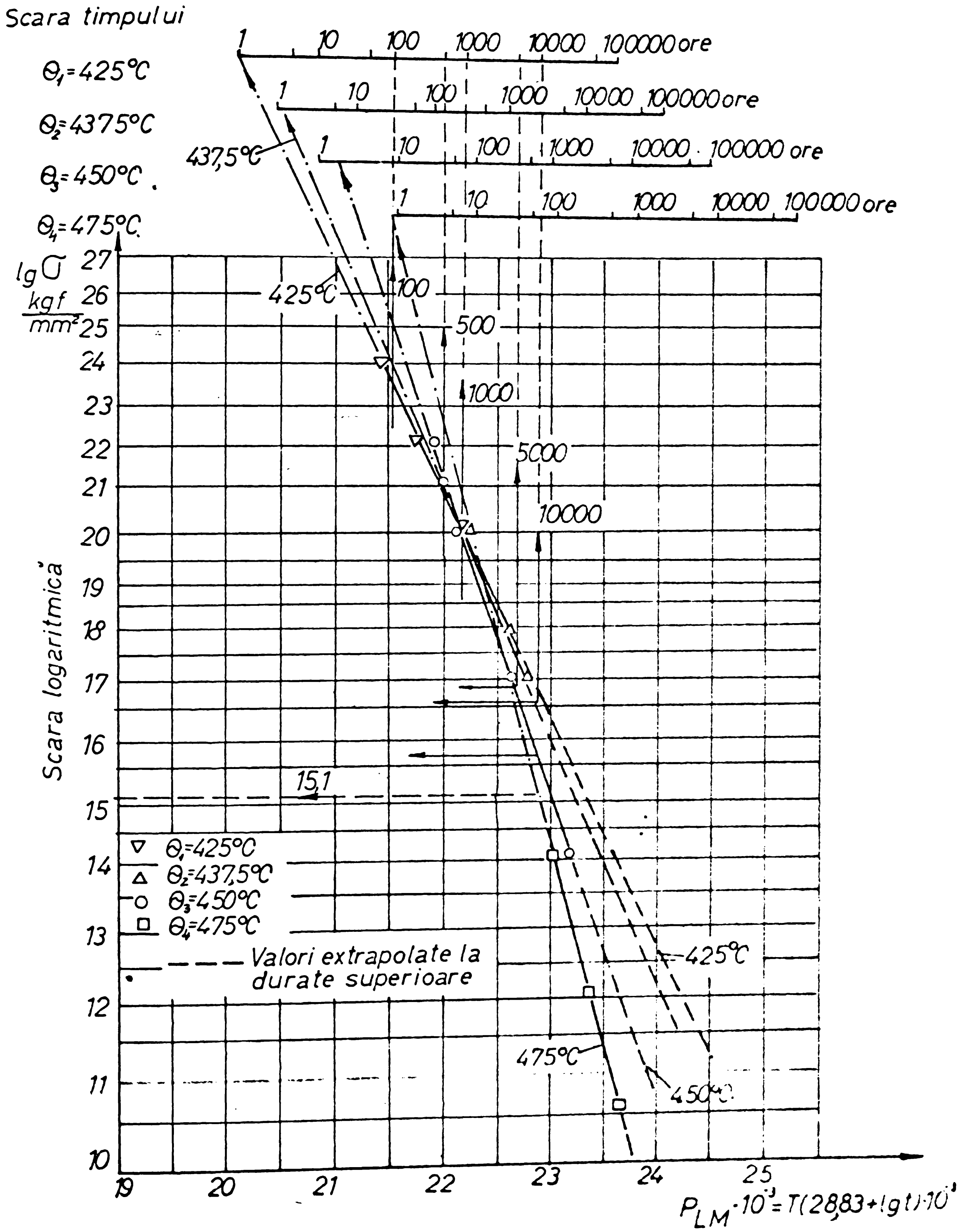
care s-au comparat apoi (Tabela 3.1.g) cu datele experimentale interpolate.

Pentru completare s-au calculat și parametrii Larson-Miller pentru temperaturile 698° și 748° care sînt trecute în Tabela 3.2.c. Diagrama Larson-Miller s-a întocmit în figura 3.2.c, unde dreptele care reprezintă datele experimentale interpolate sînt trasate plin. Se observă o dispersie din ce în ce mai accentuată a duratelor cu mărirea diferenței de temperatură ΔT [3.13]. Dispersia minimă se obține pentru punctul de intersecție al dreptelor la $\sigma = 23,5$ kgf/mm², pentru care corespunde durata de $t_1 = 100$ ore la 425°C. Duratele calculate pentru $\sigma > 23,5$ kgf/mm² sînt inferioare față de interpolare respectiv extrapolare liniară, diferențele crescînd cu $\Delta\sigma$ și ΔT. Pentru $\sigma < 23,5$ kgf/mm², duratele calculate sînt superioare celor experimentale.



Capitolul 3.2

Figura c



Capitolul 3.2

Figura d

In Tabela 3.2.d* s-a determinat scara timpului din diagrama Larson-Miller ; în acest scop s-au calculat valorile parametrului pentru cele 4 trepte de temperatură (P_1 ... P_4) pentru duratele 1; 10; 50; 100; 500; 1000 ... 100000 ore; scările sînt trecute în figura 3.2.c şi 3.2.d.

Tabela 3.2.c

$\sigma_{r/t}$ kgf/mm^2	$\lg t_1 + 20$ ($\lg t_1 + 28,83$)	P_1 (P_1')	Tensiunea de încercare $\sigma_{r/t}$ kgf/mm^2	$\lg t_4 + 20$ ($\lg t_4 + 28,83$)	P_4 (P_4')
24	21,89073 (30,72073)	15279,73 (21443,07)	14	21,98645 (30,81645)	16445,86 (23050,70)
22	22,41733 (31,24733)	15647,30 (21810,64)	12	22,4639 (31,2939)	16803,0 (23407,84)
20	22,99411 (31,83411)	16049,89 (22213,23)	10,5	22,85672 (31,68672)	17 (23701,67)

In baza acestei scări s-a obţinut din diagrama, făcînd intersecţia verticalelor izocrone cu cele 4 drepte izoterme, 4 valori ale tensiunii pentru fiecare durată. Astfel dacă se calculează $\sigma_{r/500}$ pentru temperatura inferioară $\theta_1 = 425^0$C, considerînd încercările date de izoterma $\theta_4 = 475^0$C, se obţine $\sigma_4 = 18,35$ kgf/mm^2, în timp ce data experimentală este $_1 = 20,95$ kgf/mm^2. Aceste calcule sînt concentrate în Tabela 3.2.e, iar în Tabela 3.2.f sînt trecute abaterile procentuale ale tensiunilor din Tabela 3.2.e faţă de curba experimentală. In figura 3.2.g s-a reprezentat atît curba experimentală la temperatura de serviciu $\theta_1 = 425^0$, cît şi punctele izocrone pentru duratele: 100; 500; 1000; 5000 şi 10000 de ore. Aici se elucidează mai bine abaterile observate şi în diagrama Larson-Miller. Astfel pentru durata de 10^4 ore, abaterile tensiunii cresc de la - 3,6% (calculat cu $\Delta T_{min} = 12,5^0$C) la - 26,8% (la $\Delta T_{max} = 50^0$C). Dimpotrivă la durata de 100 ore aceste abateri sînt neglijabile (-0,9% ... - 2,5%).

b) In Tabela 3.2.b* şi 3.2.c s-a repetat calculul de mai sus, luînd pentru constanta $C_{med} = 28,83$ în loc de C = 20. Valorile sînt trecute în aceleaşi linii şi coloane în paranteze. In acest fel se pot compara mai uşor abaterile între ele. Diagrama Larson-Miller s-a întocmit pentru acest caz în figura 3.2.d.

Atît din Tabela 3.2.e şi Tabela 3.2.f, cît şi din figura 3.2.d se observă că abaterile procentuale sînt mult mai mici (mai ales la temperaturi inferioare), luînd în loc de constanta generală C = 20, valoarea medie a constantei, calculată din încercări la 2 trepte de temperaturi superioare.

Tabela 3.2.e

σ kgf/mm²	t în ore: 100	500	1000	5000	10000
σ_1	23,3	20,95	19,9	17,8	16,8
(σ_1')	(23,3)	(20,95)	(19,9)	(17,8)	(16,8)
σ_2	23,1	20,5	19,5	17,3	16,2
(σ_2')	(23,9)	(20,25)	(19,8)	(17,6)	(16,6)
σ_3	23,0	19,75	18,5	15,7	14,6
(σ_3')	(25)	(21,0)	(19,85)	(16,6)	(15,6)
σ_4	22,7	18,35	16,8	13,5	12,3
(σ_4')	(27,9)	(22,4)	(20,7)	(16,3)	(15,1)

Tabela 3.2.f

σ kgf/mm²	t în ore: 100	500	1000	5000	10000
σ_2	- 0,9	- 2,2	- 2,0	- 3,0	- 3,6
(σ_2')	(2,5)	0	(- 0,5)	(- 1,0)	(- 1,2)
σ_3	- 1,3	- 5,8	- 7,0	- 11,8	- 13,2
(σ_3')	(7,3)	(0,2)	(-0,2)	(- 6,8)	(- 7,1)
σ_4	- 2,5	- 12,5	- 15,5	- 24,2	- 26,8
(σ_4')	(19,7)	(6,9)	(4,0)	(- 8,5)	(- 10,1)

3.2.1.2. <u>Metoda parametrică Orr-Sherby-Dorn</u> [3.14] se bazează de asemenea pe diagrama lgt - 1/T (figura 2.4.2.b).

Pentru a examina în ce măsură influențează rezultatele convergenţa uşoară a dreptelor, s-a calculat (vezi Tabela 3.2.g) panta medie a acestor drepte izostate, construite în baza încercărilor pentru temperaturile 710,5 şi 723°K, cu relaţia:

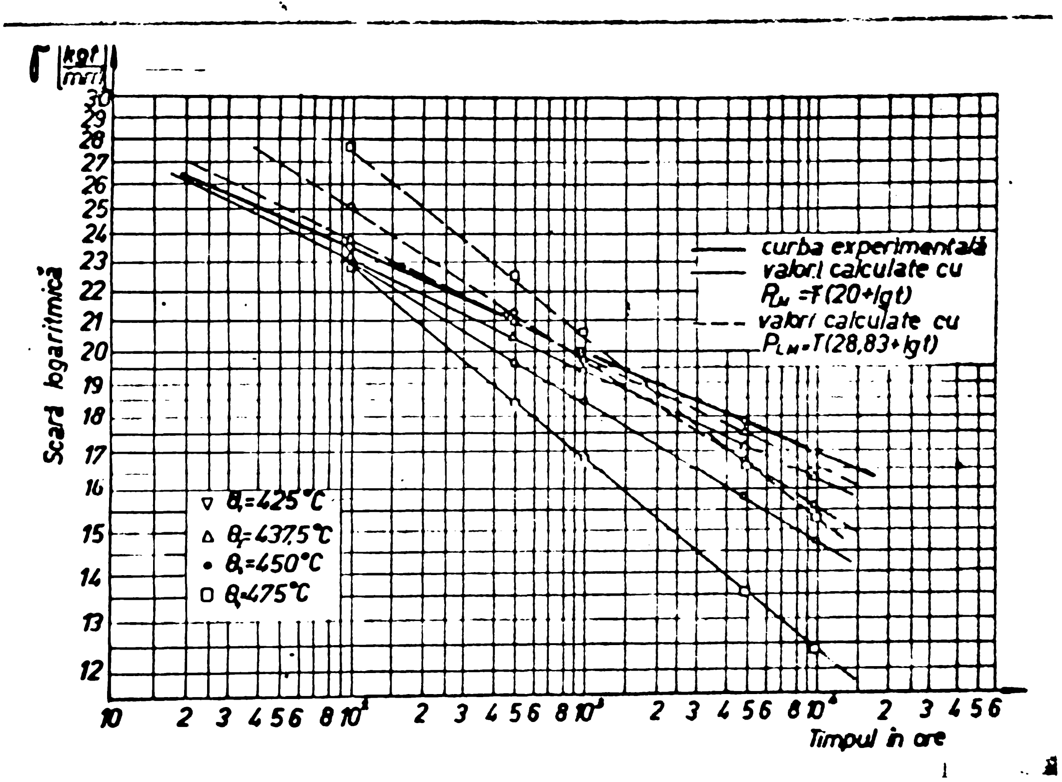
$$D_{23} = \frac{0,50781}{\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_2}} = \frac{0,50781}{0,23348.10^{-4}} = 21749,6$$

în care 0,50781 reprezintă valoarea medie pentru diferenţele duratelor lgt_2 şi lgt_3.

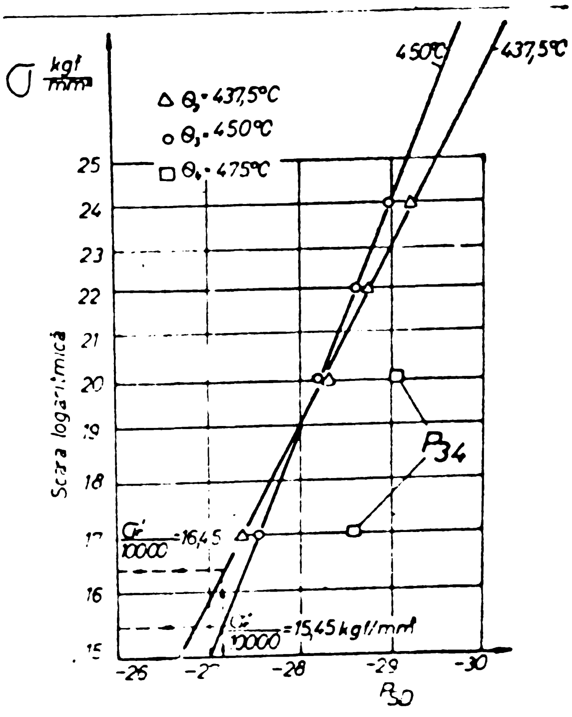
Parametrul O-S-D este: $P_{SD} = lgt - \frac{D}{T}$

şi din relaţia (3.2.c) urmează:

(3.2.e) ... $P_{SD_{med}} = C_{med}$



Capitolul 3.2 Figura e



Capitolul 3.2

Figura f

Intr-adevăr

$$P_{SD3_{med}} = 28{,}35 \approx P_{SD2_{med}} = 28{,}36 \approx C_{23_{med}} = 28{,}83.$$

Pe de altă parte tot din relația (3.2.d) rezultă:

(3.2.f) ... $$P_{LM_{med}} = f(\sigma) = D$$

Intr-adevăr:

$$P_{LM\ med\ 2} = 22086 \approx P_{LM\ med3} = 22100 = D_{23} \approx 21750.$$

Ambele abateri sînt mai mici decît 2%. Deşi relațiile (3.2.e) şi (3.2.f) sînt foarte utile pentru verificarea calculelor, nu sînt indicate în literatura de specialitate.

Variația parametrului P_{SD} s-a reprezentat în figura 3.2.f iar din valorile obținute s-au calculat duratele teoretice pentru temperatura inferioară (Tabela 3.2.g).

S-a renunțat în completare la folosirea datelor pentru temperatura $\theta_4 = 475^0C$, întrucît încercările se referă la izostate pentru $\sigma = 10{,}5$ ... 14 kgf/mm², care au deja abateri accentuate de la panta medie, ceeace duce la creşterea erorii obținute la aplicarea metodei. Intr-adevăr din figură se observă dispersii mari ale lui P_{34}.

Tabela 3.2.g

$\sigma_{r/t}$ $\frac{kgf}{mm^2}$	$\Delta_{23} = lgt_2 - lgt_3$	$P_{SD3} = lgt_3 - \frac{D_{23}}{723}$	$P_{SD2} = lgt_2 - \frac{D_{23}}{710{,}5}$	lgt_1: $P_{SD3} + \frac{D_{23}}{618}$	lgt_1: $P_{SD2} + \frac{D_{23}}{698}$
24	0,32659	− 28,9752	− 29,1569	2,1847	2,0035
22	0,42278	− 28,6179	− 28,7030	2,5420	2,4563
20	0,52812	− 28,2266	− 28,2063	2,9333	2,95325
17	0,70776	− 27,5593	− 27,3593	3,6006	3,8006
valoarea medie	0,50781	− 28,34475	28,3563	-	-
$D_{23} = \frac{(\Delta_{23})_{med}}{\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_2}}$	21749,61	-	-	-	-
D_{23}/T_1	-	30,08243	30,59024	32,31740	

3.2.1.2.1. Metoda parametrică O-S-D pentru 3 nivele de temperaturi

In baza valorilor din Tabela 3.1.g s-au calculat în Tabela 3.2.h pentru punctele interpolate $\Delta_{ij} = lgt_i - lgt_j$ şi

$$D_{ij} = \frac{(\Delta_{ij})_{med}}{\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_j}}.$$ Pe de altă parte din Tabela 3.2.g rezultă:

$D_{23} = 21.749{,}61.$

Cu aceste valori s-a calculat valoarea globală:

$$D = \frac{3D_{12} + 4D_{23} + 2D_{13}}{9} = 21132{,}2$$ și parametrul O-S-D:

$$P_{SDi} = \lg t_i - \frac{D}{T_i} \quad (\text{unde } i = 1;\ 2;\ 3)$$

Pentru fiecare nivel de temperatură s-a obținut cîte o dreaptă cu pantă crescătoare cu temperatura ($T_1 < T_2 < T_3$; $\alpha_1 < \alpha_2 < \alpha_3$). Intrucît dreapta izotermă T_1 se situează excentric față de T_2 și T_3, erorile vor crește cu distanțarea valorilor față de punctul de intersecție ($\sigma = 21$ kgf/mm^2) al dreptelor. Dacă s-ar putea neglija abaterea de paralelism dreapta T_1 trebuia să fie cuprinsă între T_2 și T_3.

Tot în Tabela 3.2.h* s-au calculat parametrul S-D și pentru punctele experimentale medii și s-au trecut în fig.3.2.g . In baza acestor valori s-a trasat și curbe de bază S-D.

S-a arătat mai sus că încercările la 475° nu se pot folosi pentru ameliorarea aplicării metodei S-D. Nici încercările suplimentare la temperatura de serviciu T_1 nu aduc o îmbunătățire perceptibilă față de valorile obținute exclusiv din încercări la temperaturile T_2 și T_3. ...

In concluzie din cele de mai sus rezultă că - pentru materialul examinat - abaterea de la paralelism a izotermelor în reprezentarea $\lg \sigma$ - lgt, cît și a izostatelor în diagrama lgt - 1/T este prea accentuată. Dacă se aplică metoda S-D la extrapolarea rezultatelor se obțin dispersii sensibile.

In aceeași figură 3.2.g s-a calculat și scara timpului pentru $\vartheta_1 = 425°$C. Astfel pentru 10^3 ore rezultă:

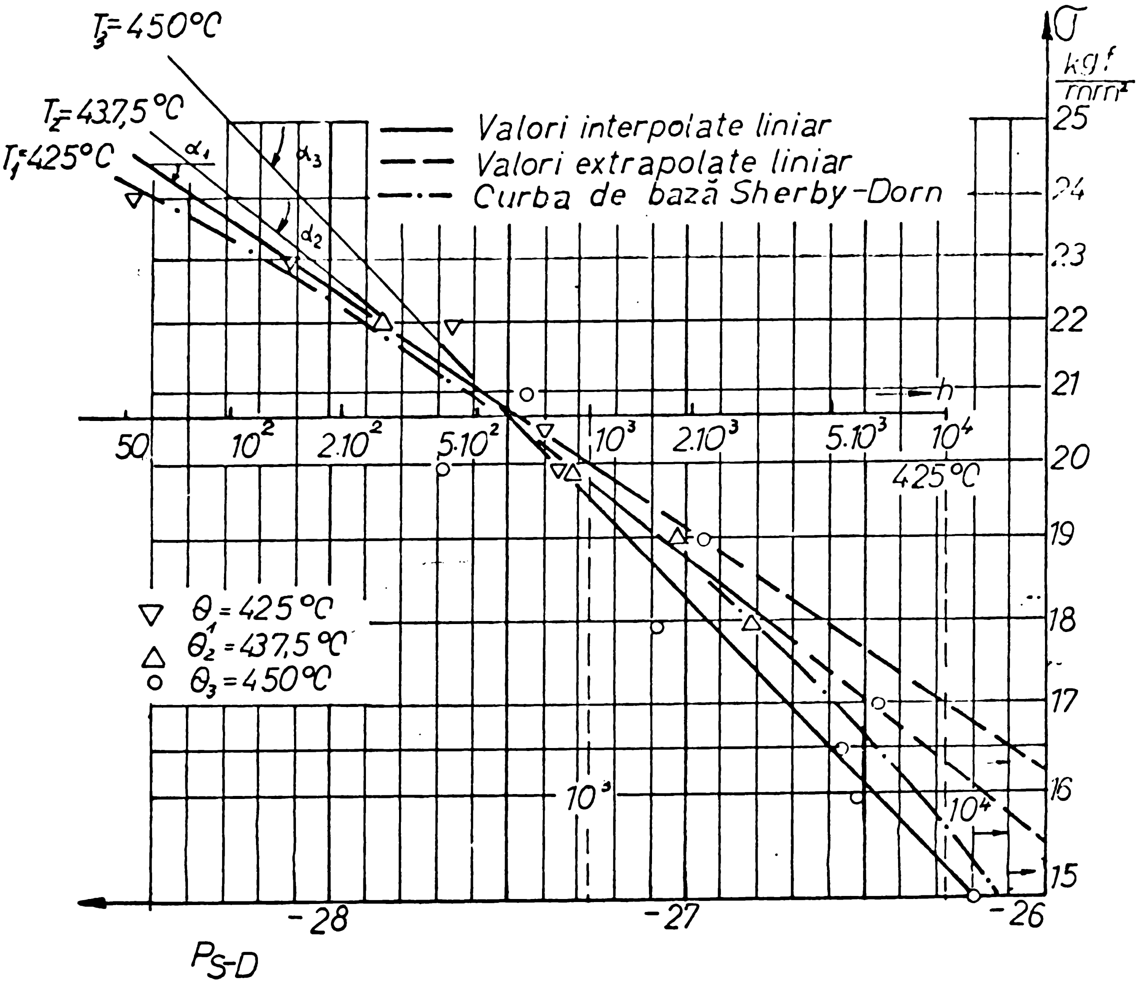
$$P'_{SD1} = -\frac{21132{,}2}{698^0} + 3 = -27{,}275 \text{ iar pentru } t = 10^4;\ P''_{SD1} = -26{,}275$$

Astfel prin intersecția verticalei la P''_{SD1} cu cele 4 curbe rezultă următoarele valori pentru $\sigma_{r/10000}$ la 425°C:

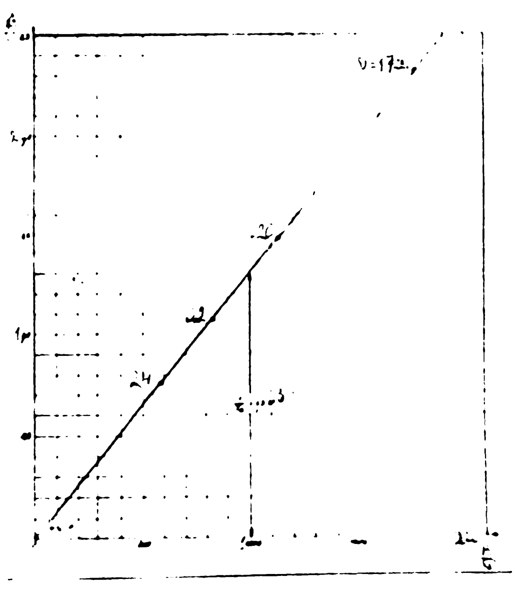
16,9 pentru curba T_1 extrapolată liniar (valoare banală);
16,36 pentru curba T_2 extrapolată liniar;
15,60 pentru curba de bază O - S - D;
15,22 pentru curba T_3 extrapolată linear.

2.1.3. Metoda parametrică Manson - Murry I [3.15] [3.16]

Ca și metodele precedente se bazează pe diagrama din figura b Cap.2.4.2, unde constante $A(\sigma) = C_{23}$ (vezi mai sus) iar $B(\sigma) = D_\sigma$ este panta variabilă a dreptelor lgt = f(1/T) pentru σ = ct.



Capitolul 3.2 Figura g



Capitolul 3.2

Figura h

$$B(\sigma) = \frac{\lg t_2 - \lg t_3}{\frac{1}{710,5} - \frac{1}{723}} = 42838\,(\lg t_2 - \lg t_3)$$

Punctele calculate în reprezentarea $\frac{A}{\sigma}$, $\frac{B}{\sigma}$, pentru tensiunile $\sigma = 17 \ldots 24$ kgf/mm^2, se situează riguros pe o linie dreaptă (figura 3.2.h), deci satisfac ipoteza pentru aplicarea relației:

$$P_{MMI} = \frac{\frac{\lg t}{\sigma} - \lg t_a}{\frac{1}{T} - \frac{1}{T_a}}$$

Din figura 3.2.h rezultă: $\lg t_a = 0$ și $\frac{1}{T_a} = 1,3 \cdot 10^{-3}$;

Cu aceste valori se calculează P_{MMI} pentru cele 2 temperaturi superioare, care este trecut în Tabela 3.2.i[x], particularizînd parametrul pentru $T_1 = 698^0$K se obțin duratele $\lg t_1$.

3.2.1.4. Metoda parametrică de extrapolare pentru calculul rezistenței tehnice de durată prin eliminarea constantei din relația Larson-Miller

3.2.1.4.1. Necesitatea perfecționării calculelor de extrapolare care dau caracteristici de rezistență cu nivel de încredere corespunzător pentru materiale solicitate timp îndelungat la temperaturi ridicate au fost arătate pe larg în paragraful 2 . In acest capitol se prezintă o metodă pentru extrapolarea rezistenței tehnice de durată, în cazul fontei cu grafit nodular elaborate în țară, pentru treapta de temperatură 425^0C ($T = 698^0$K) pînă la 10^4 ore, în baza încercărilor de durată reușă efectuate la temperaturi superioare $T_2 = 710,5^0$K și $T_3 = 723^0$K (fig.3.1.a). In primul rînd determinările se fac cu metode clasice: Larson-Miller ($C = 20$ și $C = 28,83$) Orr-Sherby-Dorn, Manson-Murry I, Se studiază parametrii statistici pentru abaterile față de dreapta experimentală stabilită pentru temperatura de 425^0C și se compară aceste abateri cu cele obținute în baza metodei preconizate.

Intr-adevăr din relația Larson-Miller [3.2.4] scrisă pentru treptele de temperatură T_i și T_j

(3.2.1) ... $P_{LM} = T_i(C_{ij} + \lg t_i) = T_j(C_{ij} + \lg t_j) = f(\sigma)$,

se poate explicita valoarea "constantei" C_{ij} - calculate pentru materialul studiat - și se reprezintă în fig.3.2. .a.

---

x) pagina 49

Se observă o variație accentuată a "constantei" în funcție de treapta de tensiune, $f(\sigma)$, dar chiar la același nivel σ în funcție de temperatură, ceea ce se poate remarca mai bine din fig. 3.2.1.b, unde se reprezintă variația lui $C_{ij} = f(T)$.

Aceste aspecte - în cazul oțelurilor - au fost remarcate și în lucrările lui Murry [3.16] [3.19] , Krisch și Wepner [3.12]. Bandel și Gravenhorst [3.11] Hosnek [3.13] Bungardt [3.10].

Chiar dacă se operează cu valoarea medie a acestei constante (de exemplu $C_{23med} = 28,83$) în loc de constanta universală ($C = 20$) se obțin discrepanțe mari între valorile calculate și cele experimentale. O amelioare ar fi considerarea valorii constantei în funcție de tensiune (figura 3.2.a), dar și aceasta complică calculul. De acee s-a trecut la eliminarea constantei din relația Larson-Miller și se preconizează parametrul optimizat, care în cazul încercărilor la 2 trepte de temperatura superioară are expresia:

(3.2.1.a) ... $(P_I) = P_{23} = \frac{\Delta_{23}}{T_3-T_2} T_2 \cdot T_3$, în care $\Delta_{23} = \lg t_2 - \lg t_3$; $\lg t_i$ - duratele pînă la rupere, determinate la temperaturile superioare T_2 și T_3 (exprimate în grade Kelvin).

Dacă se admite - ca și în cazul celorlalte metode parametrice că $P_{12} \approx P_{23} \approx P_{13}$, rezultă:

$$\lg t_1 = P_{23} \cdot \frac{T_3 - T_1}{T_1 \cdot T_3} + \lg t_3 \simeq P_{23} \cdot \frac{T_2 - T_1}{T_1 \cdot T_2} + \lg t_2$$

In tabela 3.2.1 s-au calculat - atît parametrii P_{23} pentru 4 trepte de tensiune - cît și duratele, care rezultă pentru temperatura de serviciu $\theta_1 = 425^\circ C$.

Tabela 3.2.1

$\sigma_{r/t}$ kgf/mm^2	$\lg t_2 - \lg t_3$	$P_{23} = \frac{\Delta_{23}}{T_3-T_2} \cdot T_2 \cdot T_3$	$\lg t_1$: $P_{23} \cdot \frac{723-698}{698 \cdot 723} + \lg t_3$	$\lg t_1$: $P_{23} \cdot \frac{710,5-698}{698 \cdot 710,5} +$
24	0,32659	13990,38	1,80028	1,78537
22	0,42278	18110,94	2,36170	2,36123
20	0,52812	22823,47	2,98649	2,95248
17	0,70776	30318,85	4,02512	4,02512

Intr-adevăr se observă că duratele calculate în baza încercări la temperaturile $\theta_2 = 437,5^\circ C$ respectiv $\theta_3 = 450^\circ C$, nu au abateri mai mari de 1%, ceea ce justifică ipoteza: $P_{12} \approx P_{23} \approx P_{13}$.

Spre a scoate în relief că această optimizare dă concordanţă cea mai bună cu valorile experimentale, în capitolul 2 s-au calculat rezistenţele tehnice de durată (pentru aceleaşi nivele de tensiune) cu cele 4 metode clasice, iar în capitolul 3 s-a trecut la calculul abaterilor.

3.2.1.4.2. In tabela 3.2. .b* s-a calculat cu relaţia (3.2.1) de mai sus particularizată pentru $T_1 = T_2 = 710{,}5^0K$ şi $T_j = T_3 = 723^0K$ parametrul Larson-Miller:

$$P_{LM} = P_2 = 710{,}5\ (C+\lg t_2) \approx P_3 = 723\ (C+\lg t_3) \approx P_1 = 698^0 (C+\lg t_1')$$

adoptînd pentru "constanta" C valoarea universală C = 20 (respectiv $C_{med} = 28{,}83$ calculată în baza datelor din fig.3.2.a - P_2' şi P_3' din tabela 3.2.b*, pagina

3.2.1.4.2. Parametrul Orr-Sherby-Dorn [3.14] are expresia:

$$P_{SD2} = \lg t_2 - D_{23}/_{T_2} \approx P_{SD3} = \lg t_3 - D_{23}/_{T_3}$$
$$\simeq P_{SD1} = \lg t_1' - D_{23}/_{T_1} \quad \ldots \qquad (3.2.1.b)$$

în care $D_{23} = \Delta_{23\ med} \left(\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_2}\right)$ rezultă din Tabela 3.2.1.

Valorile rezistenţei tehnice de durată $\sigma_{r/t}$ determinate din încercări la temperatura T_2 respectiv T_3 rezultă din fig.3.2.f.

In continuare s-au calculat duratele $\lg t_1$ folosind parametrul Manson-Murry I [3.16].

$$P_{MM\ I} = \left[\lg(t_i/\sigma) - \lg t_a\right] / (1/T_i - 1/T_a) \qquad (i=1,2,3);$$

în care t_a şi T_a se determină dintr-o diagramă în coordonate C_{23} şi D_{23}: se obţine $\lg t_a = 0$ şi $1/T_a = 1{,}3{,}10^{-3}$. Cu aceste valori se obţine $(P_{MM\ I})_2$ $(P_{MM\ I})_3$ şi de aici $\lg t_1$ pentru temperatura de serviciu. Calculele sînt concentrate în Tabela 3.2.1.* pagina

3.2.1.4.3. Calculul abaterilor

In tabela 3.2.1.a s-au centralizat valorile duratelor $\lg t_1'$, calculate în baza celor 6 metode pentru 4 nivele de tensiune, iar în tabela 3.2.1.b s-au calculat abaterile procentuale $\Delta\%$ faţă de datele experimentale la temperatura de 425°C:

$$\Delta\% = \frac{\lg t_1' - \lg t_1}{\lg t_1} \cdot 100$$

Valorile s-au calculat din încercări atît la $\theta_2 = 437{,}5°$ C, cît şi

Tabela 3.2.1.a

σ kgf/mm²	Datele experimentale lgt_1	lgt'_1					
		Larson-Miller		Orr-Sherby-Dorn	Manson-Murry I	Media valorilor	P_I
		C=20 437,5° (450°)	C_{med}=28,83 437,5° (450°)	437,5° (450°)	437,5° (450°)	437,5° (450°)	437,5° (450°)
24	1,89073	1,8330 (1,8632)	1,9997 (2,1794)	2,1847 (2,0035)	1,7882 (1,7670)	1,9061 (1,9986)	1,8003 (1,7854)
22	2,41733	2,2349 (2,2333)	2,4604 (2,5495)	2,5420 (2,4569)	2,3515 (2,3372)	2,4122 (2,3942)	2,3517 (2,3612)
20	2,99411	2,8009 (2,6386)	2,9653 (2,9549)	2,9331 (2,9532)	2,9703 (2,9615)	2,9224 (2,8720)	2,9865 (2,9525)
17	3,97765	3,6636 (3,3298)	3,8380 (3,6513)	3,6060 (3,8006)	4,0257 (4,0267)	3,6295 (3,6555)	4,0251 (4,0251)
$s'=\sqrt{\frac{lgt'_1-lgt_1}{n}}$		0,1976 (0,3813)	0,0965 (0,2296)	0,2450 (0,1110)	0,0624 (0,0758)	0,0827 (0,1815)	0,05541 (0,06261)

Tabela 3.2.1.b

σ kgf/mm²	Datele experimentale	Δ %					
		C=20 437,5° (450°)	C_{med}=28,83 437,5° (450°)	Orr-Sherby-Dorn 437,5° (450°)	Manson-Murry I 437,5° (450°)	Media valorilor 437,5° (450°)	P_I 437,5° (450°)
24	1,89073	-3,0 (-1,4)	-5,8 (15,2)	15,2 (6,0)	-5,3 (-6,2)	0,85 (5,7)	-4,7 (-5,3)
22	2,41733	-5,0 (-7,9)	1,8 (5,8)	5,2 (1,65)	-2,8 (-3,3)	-0,2 (-0,96)	-2,0 (-2,0)
20	2,99411	-6,4 (-12)	-1,0 (-1,4)	-2,0 (-1,4)	-0,7 (-1,1)	-2,4 (-4,1)	-0,25 (-1,3)
17	3,97765	-8,0 (-16,2)	-3,8 (-8,1)	-9,2 (-4,5)	1,21 (1,22)	-8,7 (-8,1)	1,2 (1,2)

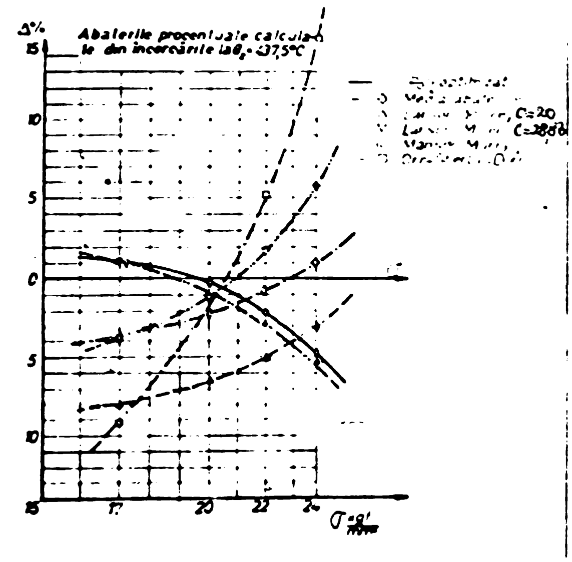
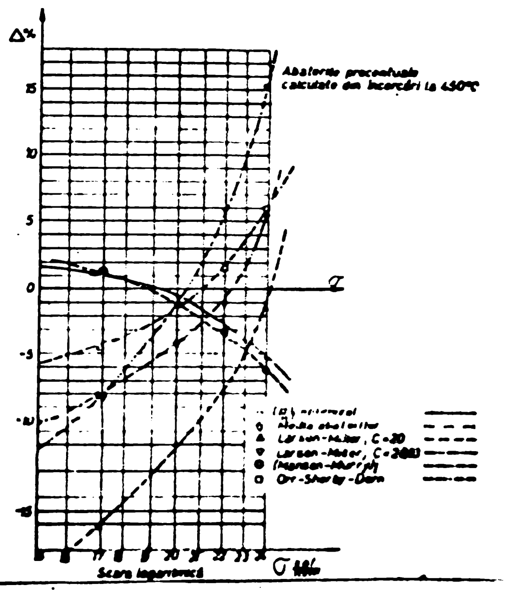
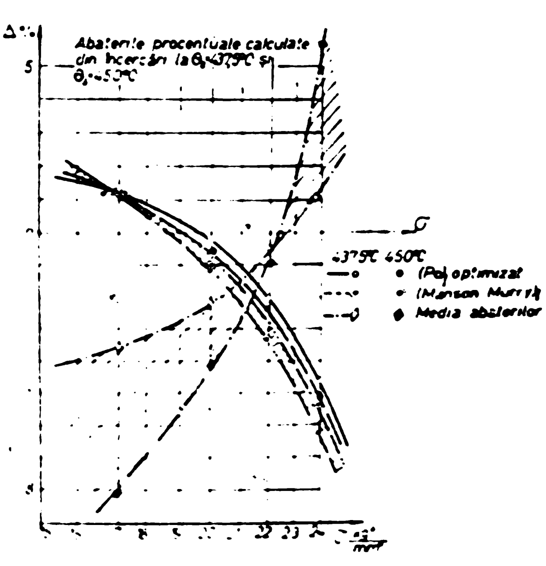


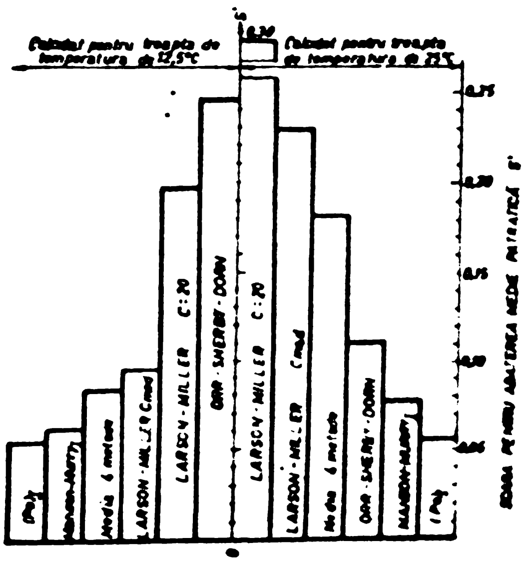
Figura 3.2.1



Capitolul 3.2.1
Figura a



Capitolul 3.2.1
Figura b



Capitolul 3.2.1
Figura c

$\theta_3 = 450^0C$ şi sînt reprezentate în figura 3.2.1 (pentru θ_2) şi figura 3.2.1.a (pentru θ_3).

Abaterile maxime sînt date de metoda O-S-D (pentru θ_1) respectiv L-M (cu C = 20) (pentru θ_2). In plus la toate cele 3 variante (L-M cu C = 20, respectiv C_{med} = 28,83, O-S-D) abaterile maxime cresc către valorile mici ale tensiunii, deci la durate superioare, care se cer extrapolate.

Abaterile minime prezintă metoda (P_I), cît şi M-M_I. Se observă un paralelism accentuat între abaterile obţinute prin aceste 2 metode - atît ca valoare absolută, cît şi în ce priveşte semnul abaterilor. Spre deosebire de celelalte metode, aici abateri mai mici sînt la valori mai mici ale tensiunii, deci la durate care se extrapolează.

Pentru a evidenţia variaţia abaterilor cu treapta de temperatură ($\theta_2 - \theta_1 = 12,5^0C$ respectiv $\theta_3 - \theta_1 = 25^0C$) în figura 3.2.1 b s-au reprezentat - la scara mărită - abaterile, atît pentru θ_1, cît şi pentru θ_2: pentru metoda P_I, (M - M_I) şi media valorilor. Se observă că la metoda P_I pentru toate nivelele de temperatură şi pentru ambele trepte de temperatură sînt abateri mai mici decît la metoda M - M_I. Deşi media abaterilor obţinute cu toate cele 4 metode: (L-M cu 2 valori ale constantei, O-S-D şi M-M_I), evident are valori mai mici decît cele individuale, totuşi atît zona de dispersie, cît şi mărimea lor se situează mult peste cele calculate cu P_I.

Se remarcă de asemenea - cum era de aşteptat - creşterea abaterilor cu treapta de temperatură. Această creştere este semnificativă la abateri medii şi este neînsemnată la metoda M - M_I şi mai ales la metoda P_I (De aceea la acestea din urmă s-a renunţat în figura 3.2.1.b la trecerea valorilor maxime şi minime ale zonei de dispersie, indicîndu-se doar curba medie).

In ultimele rînduri ale Tabelei 3.2.1.a s-a calculat:

- abaterea medie pătratică $\sigma = \sqrt{\dfrac{(\lg t - \lg t_1)^2}{n}}$

Abaterile medii pătratice S s-au reprezentat în figura 3.2.1.c pentru cele 6 metode - atît pentru valorile calculate pentru treapta de temperatură de $12,5^0C$ (la stînga) - cît şi pentru treapta de temperatură de 25^0 (la dreapta) şi aici se reliefează cele observate la reprezentările din figurile anterioare:

- abateri mai mari pentru treapta de temperatură de 25^0 (cu singura excepţie a metodei O-S-D, care apare paradoxal)
- abateri exagerate pentru metoda O-S-D şi L-M cu C = 20
- abateri mici, cam de aceeaşi ordin de mărime pentru metodele P_I , (M-M) I, cu prioritatea metodei P_I şi în cazul acestui parametru statistic.

In continuare se calculează intervalul de încredere al abaterilor procentuale x pentru nivelul de încredere corespunzător probabilității $\alpha = 0,9 = P(|x| > x_\alpha)$. In acest scop se stabilesc distribuțiile empirice n_x (fig.3.2.1.d) pentru aceste abateri și se calculează valorile funcției de frecvență f(x) la distribuția Poisson.

$$f(x) = \frac{a^x}{x!} e^{-a}$$

în care valoarea lui $a = \frac{\sum x \cdot n_x}{\sum n_x}$ s-a calculat din tabela 3.2.1.e întocmită pentru metoda P_I, pentru valorile calculate din încercări la 437,5°C. Pentru $x \geq 1$ s-a utilizat relația de recurență.

$$f(x+1) = f(x) \frac{a}{x+1}$$

Cu aceste relații s-a calculat f(x) și funcția de distribuție empirică

$$F(x) = \sum_{x=-\infty}^{x} f(x) = \sum_{x=-\infty}^{x} \frac{a^x \cdot e^{-a}}{x!}$$

Tabela 3.2.1.e

x	n_x	$x \cdot n_x$	f(x)	f(x) teoretic	F(x)	F(x) teoretic	$n \cdot F(x)$	n_x cum	$nF(x) - n_x$ cum
0	3,5	0	0,1955	0,1956	0,1955	0,1956	2,9295	3,5	− 0,67
1	5	5	0,3193	0,3188	0,51479	0,5144	7,722	8,5	− 0,69
2	2,5	5	0,2607	0,2599	0,7755	0,7743	11,625	11,0	0,625
3	2	6	0,1420	0,1420	0,9175	0,9163	13,762	13,0	0,75
4	1,5	6	0,0579	0,0577	0,9755	0,9740	14,633	14,5	0,133
5	0,5	2,5	0,0198	0,0193	0,9992	0,9933	14,988	15,0	− 0,002
Σ	=15	24,5	0,9992	1,0	–	–	–	–	–

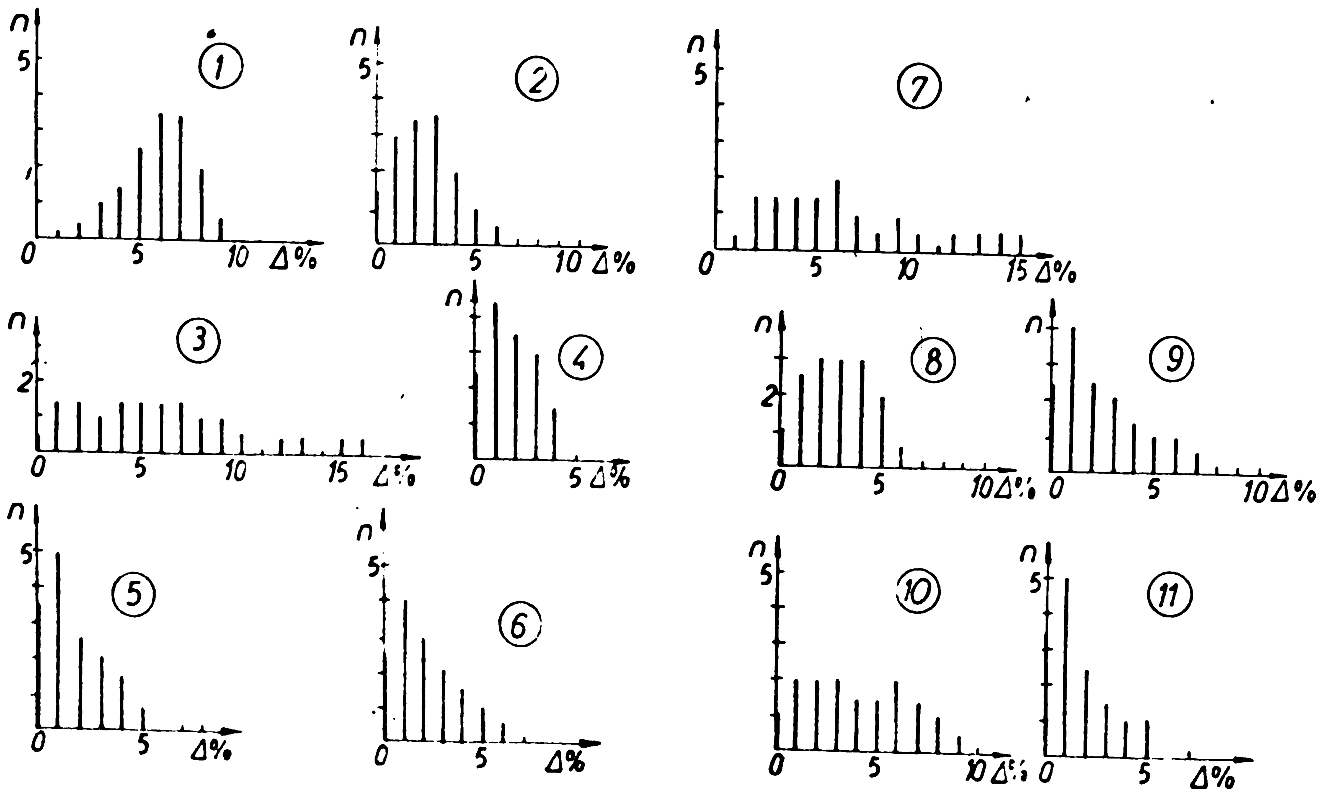
Dacă se compară funcțiile empirice de frecvență și de distribuție cu cele teoretice se observă dispersii neglijabile (între 1/2000 ... 6/1000), deci distribuția empirică urmează legea Poisson, ceea ce se poate verifica și aplicînd criteriul Kolmogorov.

Pentru q = 0,03 și $k(\lambda) = 1 - q = 0,95$ rezultă [3.26]:

$\lambda = 1,36$ și $\lambda \cdot \sqrt{\sum n_x} = 1,36 \cdot \sqrt{15} = 5,267$ ceea ce e mult mai mare decît diferența maximă din tabela 3.2.1.e:

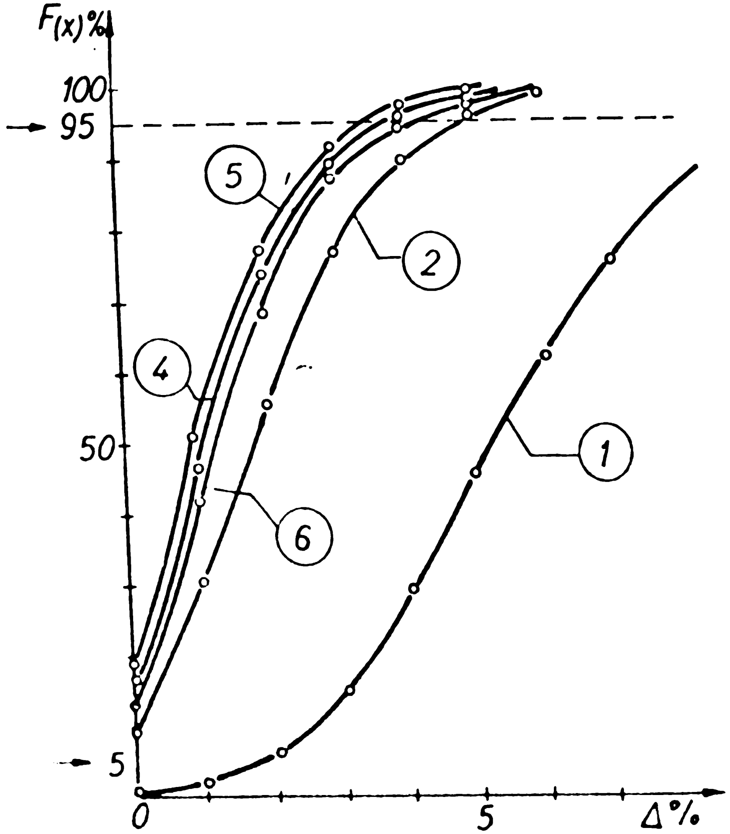
$$(\sum n_x) \cdot F(x) - n_{x\ cum} = 0,75$$

Tabele similare s-au construit pentru toate cele 6 metode din



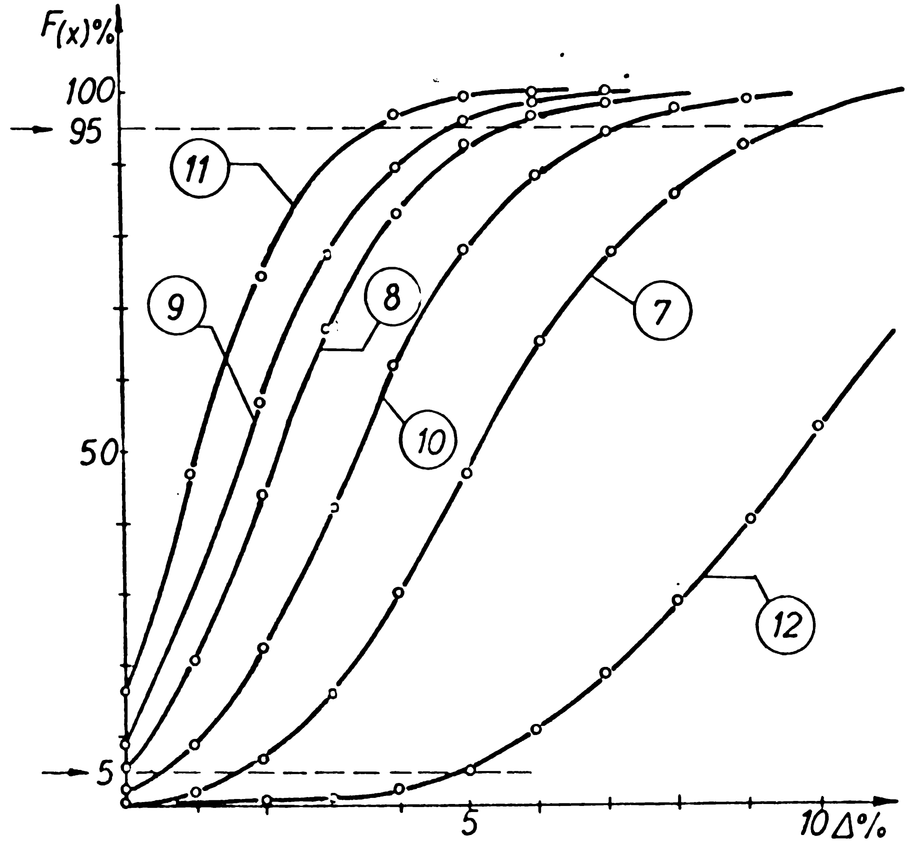
Capitolul 3.2.1 Figura d

Temperatura de 437,5° C: 1 Larson-Miller (C = 20) 2 Larson-Miller (C=28,83) 3 Orr-Sherby-Dorn 4 Media a 4 valori 5 Metoda propusă (P_I) 6 Manson-Murry I
Temperatura de 450°C: 7 Larson-Miller (C = 28,83) 8 Orr-Sherby-Dorn 9 Manson-Murry I. 10 Media a 4 valori 11 Metoda propusă (P_I).



Capitolul 3.2.1 Figura **e**

Temperatura de 437,5° 1) Larson-Miller (C = 20) 2) Larson-Miller (C = 28,83) 3) Orr-Sherby-Dorn 4) Media a 4 valori 5) Metoda propusă (P_I)



Capitolul 3.2.1 Figura **f**

Temperatura de 450°C, 7 Larson-Miller (C = 28,8) 8 Orr-Sherby-Dorn 9 Manson-Murry I 10 Media a 4 valori 11 Metoda propusă (P_I) 12 Larson-Miller (C = 20) tabela 3.2.1.a, iar funcţiile de distribuţie empirice s-au reprezentat în fig.3.2.1.g. Aici s-au determinat quantilele pentru 5% şi 95% şi s-au trecut în tabela 3.2.1.d.

Intervalul de încredere cel mai mic s-a obţinut şi aici la metoda P_I (care avea şi abaterea medie pătratică minimă) iar intervalul cel mai mare a prezentat metoda Larson-Miller (C = 20). Metoda Orr-Sherby-Dorn cu abateri exagerate nu s-a mai studiat.

Tabela 3.2.1.d

Metoda	Temperatura °C	s	a	5%	95%	Temperatura °C	s	a	5%	95%
P_I	437,5°	0,055541	1,633	0	3,515	450°	0,06261	1,766	0	3,753
MM_I		0,0624	2,033	0	3,75		0,0756	2,366	0	4,75
M_4		0,0827	1,766	0	3,75		0,1315	4,033	0,47	7,15
L.M 28,8		0,0965	2,433	0	4,85		0,223	5,766	1,6	9,65
L.M 20		0,1976	5,90	1,6	9,3		0,3813	10,366	4,9	15,8
S.D		-	-	-	-		0,110	2,90	0	5,55

S-a procedat similar şi pentru abaterile procentuale la valorile calculate din încercări la 450°. S-a reprodus şi aici în tabela 3.2.1.e distribuţia empirică pentru metoda P_I. Spre a estima, dacă aceasta poate fi considerată că urmează legea Poisson, s-a aplicat criteriul χ^2 . Pentru nivelul de semnificaţie q = 0,05 şi numărul gradelor de libertate f = (K - 1) - 1 = 5 rezultă [3.26]: $\chi^2 = 11,1 >> 3,7733$. Tabele similare s-au întocmit şi pentru abaterile procentuale de la celelalte metode şi în baza lor s-au construit funcţiile de distribuţie empirice în fig. 3.2.1.f, de unde rezultă intervalele de încredere trecute în Tabela 3.2.1.d.

Tabela 3.2.1.e

x	n_x	$p_x=f(x)$	$n.p_x$	$n.p_x - n_x$	$(n.p_x - n_x)^2$	$\frac{(n.p_x - n_x)^2}{n.p_x}$
0	3,5	0,17087	2,56305	0,93695	0,8779	0,34252
1	5	0,30188	4,52814	0,47186	0,22265	0,04917
2	2,5	0,2666	3,9999	1,4999	2,24937	0,56249
3	1,5	0,15703	2,35545	0,85545	0,73179	0,31068
4	1	0,06935	1,04025	0,04025	0,00162	0,001557
5	1	0,02450	0,3675	0,6325	0,40006	1,0886
6	0,5	0,007215	0,10823	0,39177	0,15348	1,41813
Total:	15	0,9984	14,9625	0,0375	-	$\chi^2 = 3,7733 << 11,1$

3.2.2. Metode parametrice, care admit colinearitatea punctelor în diagrama lgt – T (respectiv lgT)

3.2.2.1. Metoda parametrică Manson-Succop

Această metodă admite că abaterea de la paralelism a izostatelor este mică. Folosind izotermele pentru 2 trepte la temperaturi superioare s-au calculat diferenţele logaritmice ale duratelor $\Delta_{23} = \lg t_2 - \lg t_3$, valoarea medie $(\Delta_{23})_{med} = 0{,}50781$ (vezi Tabela 3.2.2) precum şi panta medie a izostatelor:

$$C_o = \frac{(\Delta_{23})_{med}}{T_3 - T_2}$$; parametrul M-S are expresia:

$$P_{MS2} = \lg t_2 + C_o \cdot T_2 \approx P_{MS1} = \lg t_1 + C_o \cdot T_1 \approx P_{MS3}$$

Se observă şi aici abateri sub 1% ale parametrilor P_{MS2} şi P_{MS3}. Duratele rezultate pentru temperatura $\theta_1 = 425^0$ sînt calculate în ultimele coloane ale tabelei 3.2.2 – atît din încercări la temperature de $\theta_2 = 437{,}5^0C$ – cît şi pentru $\theta_3 = 450^0C$

Tabela 3.2.2

$\sigma r/t$ kgf/mm^2	$\Delta_{23} = \lg t_2 - \lg t_3$	P_{MS2}	P_{MS3}	$\lg t_1$	
				$P_{MS2} - C_o \cdot 698^0$	$P_{MS3} - C_o \cdot 698^0$
24	0,22659	31,5215	31,7028	1,9839	2,1650
22	0,42278	31,9750	32,0602	2,4374	2,52226
20	0,52812	32,4717	32,4514	2,9341	2,9138
17	0,70776	33,3187	33,1187	3,5811	3,7811
Valoarea medie	0,50781	-	-	-	-
$C_o = \frac{(\Delta_{23})_{med}}{T_3 - T_2} = 0{,}0423175$		-	-	-	-
$C_o \cdot T_1$	-	30,08774	30,59355	29,537615	

3.2.2.2. Metoda parametrică Chitty – Duval

Această metodă permite o adaptabilitate mai bună a datelor experimentale; aici nu se mai pune condiţia ca izostatele să fie paralele, nici ca ele să se intersecteze (vezi mai jos metoda Manson-Haferd). Ca şi mai sus se folosesc diferenţele logaritmice Δ_{23}, dar se calculează reciproca pantei pentru fiecare izostată $d(\sigma) = \Delta T_{23}/\Delta_{23}$. Aceste valori sînt reprezentate în funcţie de lg σ în diagrama din figura 3.2.2. Curba trasată în sistemul lg σ – lg d(σ)

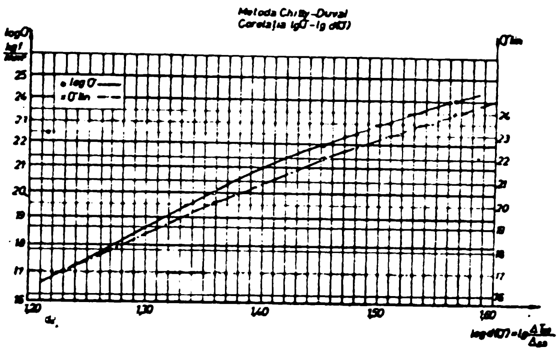
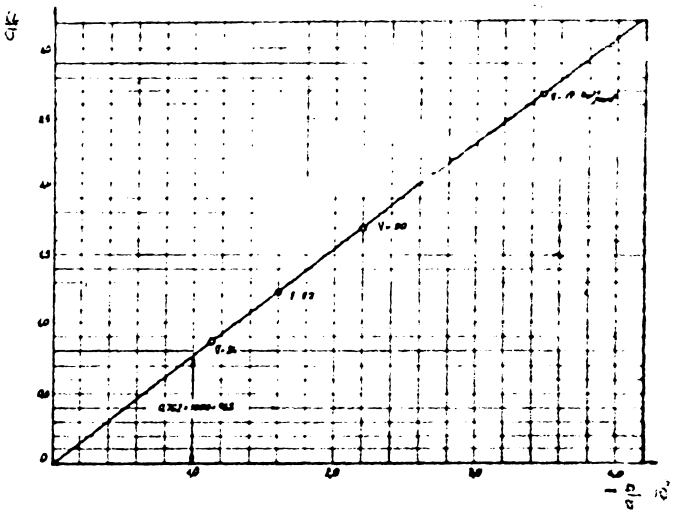
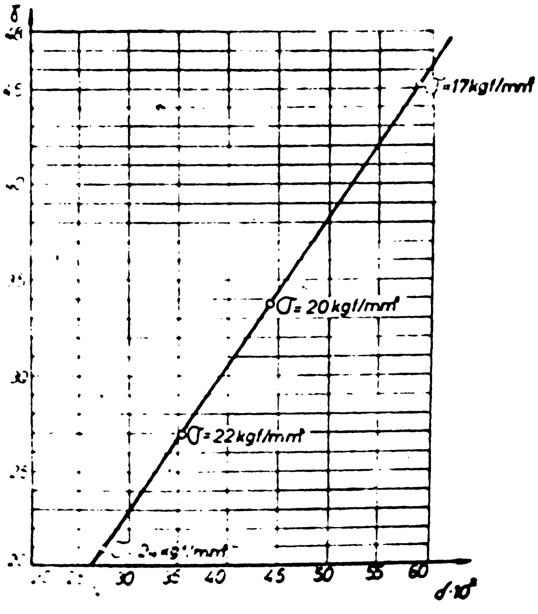


Figura 3.2.2



Capitolul 3.2.2

Figura a



Capitolul 3.2.2

Figura b

(cu linii orizontale mai groase) n-ar trebui să se abată mult de o linie dreaptă. Intrucît linia trasată are o curbură negativă, s-a trecut la sistemul σ linear - lg $d(\sigma)$ (corespund linii orizontale subțiri). Aici linia are deja curbura mai moderată. Originea comună a celor 2 sisteme s-a luat $\sigma = 17$ kgf/mm^2.

Tabela 3.2.2.a

r/t kgf/mm^2	$\Delta_{23} = \lg t_2 - \lg t_3$	$d(\sigma) = \frac{\Delta \sigma_{23}}{\Delta_{23}}$	P_{Ch-D_2}	P_{Ch-D_3}	$\lg t_1' = \frac{P_{ChD} - 638}{d(\sigma)}$
24	0,32659	36,760	763,7065	763,7010	1,78735
22	0,42278	28,383	764,5667	764,5669	2,34531
20	0,52812	22,730	765,1874	765,1832	2,95579
17	0,70776	16,955	765,7641	765,76[illegible]	3,99795

Parametrul Ch-D are expresia:

$$P_{ChD2} = T_2 + d(\sigma) \cdot \lg t_2 \cong P_{ChD1} = T_1 + d(\sigma) \lg t_1 \cong P_{ChD3}$$

Cu toată că linia $\sigma = f\,[\lg d(\sigma)]$ nu este riguros dreaptă, totuși abaterile parametrilor din Tabela 3.2.2.a la același nivel de tensiune sînt de ordinul 1/100000. Din acest motiv duratele calculate din cele 2 trepte de temperaturi superioare - pentru $\vartheta_1 = 425^0$C - sînt practic identice.

3.2.2.3. Metoda Manson-Murry II

La aplicarea metodei Manson-Murry II [3.13] se determină panta dreptelor izostate din diagrame lgt - capitolul 2.4.3.8 (figura 2[illegible])

$$b(\sigma) = \frac{\lg t_3 - \lg t_2}{T_3 - T_2} = \frac{\Delta_{23}}{12,5}$$

Se calculează intersecția fiecărei drepte izostate cu axa ordonatelor:

$$a(\sigma) = \lg t_2 + T_2 \cdot b(\sigma) = \lg t_3 + T_3 \cdot b(\sigma)$$

Valorile calculate pentru cele 4 nivele de temperatură sînt trecute în Tabela 3.2.2.b [x] împreună cu rapoartele $a(\sigma)/\sigma$ și $b(\sigma)/\sigma$.

Se observă că în sistemul de coordonate - $b(\sigma)/\sigma$, $a(\sigma)/\sigma$ punctele, care reprezintă încercările la cele 4 trepte de tensiune, se aliniază perfect după o linie dreaptă (fig.3.2.2.a).

x) pagina 150

Se determină intersecția acestor drepte cu axa ordonatelor rezultînd: $\lg t_a = 0$, precum și panta ei:

$$T_a = \frac{0,762}{10^{-3}} = 762^{0}K$$

Astfel se obține parametrul Manson-Murry II

$$P_{MMII} = \frac{\frac{\lg t}{\sigma} - \lg t_a}{T - T_a} = \frac{\lg t}{\sigma(T-T_a)}$$

In ultimele coloane ale Tabelei 3.2.2.b s-a calculat acest parametru pentru temperaturile de 710,5^{0}K:

$$P_2 = \frac{\lg t}{\sigma(T_a-T_2)} = \frac{\lg t_2}{51,5\cdot\sigma},$$

respectiv 723^{0}K:

$$P_3 = \frac{\lg t}{\sigma(T_a-T_3)} = \frac{\lg t_3}{39\cdot\sigma}.$$

Cu aceste valori se obțin în final duratele teoretice calculate cu parametrul MM_{II}:

$$\lg t_1 = P_2(T_a-T_1)\cdot\sigma = 64\cdot\sigma\cdot P_2 \approx 64\cdot\sigma\cdot P_3$$

3.2.2.4. Metoda Sud-Aviation

La metoda parametrică S-A [3.20] se calculează panta comună C_1 a dreptelor izostate în diagrama lgt - lgT. Valoarea medie a diferenței ordonatelor s-a calculat în Tabela 3.2.g $(\Delta_{23})_{med}$ = $= (\lg t_2 - \lg t_3)_{med} = 0,50781$, iar

$$C_1 = \frac{(\Delta_{23})_{med}}{\lg T_3-\lg T_2} = \frac{0,50781}{\lg 723-\lg 710,5} = 69,85007$$

Cu această valoare în Tabela 3.2.2.c s-au calculat produsele $C_1 \lg T_1$ precum și parametrul Sud-Aviation pentru temperaturile: $T_2 = 710,5^{0}K$ și $T_3 = 723^{0}K$:

$$P_{SA2} = \lg t_2 + C_1 \lg T_2 \cong \lg t_3 + C_1 \lg T_3,$$

de unde s-au obținut duratele la temperatura cerută $T_1 = 698^{0}K$:

$$\lg t_1 = P_{SA2} - C_1\cdot 698 \cong P_{SA3} - C_1\cdot 698$$

Se observă că toate cele 8 valori obținute sînt cu 0,01 mai mari decît cele calculate cu metoda parametrică M-S.

Tabela 3.2.2.c

Tensiunea de încercare $\sigma_{r/t}$ kgf/mm^2	$P_{SA2}=lgt_2+C_1 lg\ 710,5$	$P_{SA3}=lgt_3+C_1\ lg\ 723$	lgt_1	
			$P_{SA2}-C_1 698$	$P_{SA3}-C_1 698$
24	200,6371	200,8183	1,9933	2,1745
22	201,0906	201,1756	2,4468	2,5318
20	201,5873	201,5669	2,9435	2,9229
17	202,4342	202,2343	3,7904	3,5902
$C_1 \cdot lg\ T_1$	199,2033	199,7117	198,6438	

3.2.2.5. Metoda Manson-Haferd

In baza valorilor din Tabela 3.1.c s-au trasat izostatele în diagrama lgt - T, avînd ecuaţii de forma (fig.2.4.3.2.e):

(3.2.2) ... $lgt = \Gamma - \delta \cdot T$

în care $\delta = \frac{\Delta 23}{T_3 - T_2} = b(\sigma)$ s-a calculat în Tabela 3.2.2.b, pe de altă parte:

(3.2.2.a) ... $lgt - lgt_2 = \delta \cdot (T - T_2)$

şi ... $lgt - lgt_3 = \delta \cdot (T - T_3)$

Din ecuaţiile (3.2.2) şi (a) rezultă (b):

(3.2.2.b) ... $\Gamma = lgt_2 + \delta \cdot T_2 = lgt_3 + \delta \cdot T_3$

Atît valorile lui δ, cît şi Γ sînt trecute în Tabela 3.2.2.d.

Pentru cele 4 nivele de tensiune s-au obţinut deci ecuaţiile a 4 drepte de forma (3.2.2), care dau coordonatele pentru cele $C_4^2=6$ puncte de intersecţie, rezolvînd cele 6 sisteme de ecuaţii cu cîte 2 necunoscute lgt, T.

Cu acestea s-au determinat coordonatele punctului mediu de intersecţie:

$T_a = 765,5^0K$ şi $lgt_a = -0,0031.$

Pentru a determina eroarea comisă s-au recalculat valorile pentru Γ din ecuaţia (3.2.2.b):

(3.2.2.c) ... $\Gamma' = lgt_a + \delta \cdot T_a = -0,031 + 765,5\delta.$

S-au obţinut erori neglijabile:

(-0,8% ; 0,01% ; 0,6% şi 0,7%)

Pe de altă parte reprezentarea punctelor - care reprezintă diferitele nivele de tensiune dată de ecuația (3.2.2.c) în sistemul: $\Gamma - \sigma$ (figura 3.2.2.b)- a dat riguros o linie dreaptă [3.16].

Parametrii M-H s-au calculat apoi cu relația cunoscută [3.21]:

$$(3.2.2.d) \quad \ldots \qquad P_{MH} = \frac{\lg t - \lg t_a}{T - T_a}$$

particularizată pentru temperatura T_2:

$$P_2 = \frac{\lg t_2 + 0{,}031}{55}\text{, respectiv } T_3:$$

$$P_3 = \frac{\lg t_3 + 0{,}031}{42{,}5}$$

Astfel în Tabela 3.2.2.d* s-au putut calcula duratele pentru temperatura $\theta_1 = 425^{\circ}$C cu relațiile:

$$\lg t_1 = P_2(T_1 - T_a) + \lg t_a = 67{,}5\ P_2 - 0{,}031 \simeq 67{,}5\ P_3 - 0{,}031$$

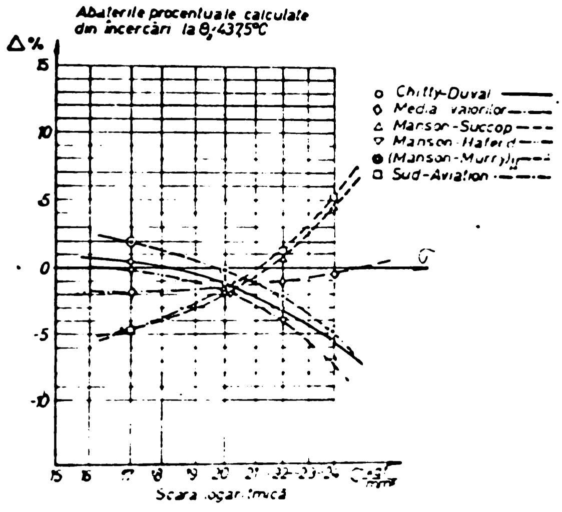
Se observă că - atît abaterile parametrilor P_2 și P_3 - cît și duratele calculate din cele 2 condiții, nu depășesc 1%.

3.2.2.6. Calculul dispersiilor

Ca și la subcapitolul 3.2.1.5 în Tabela 3.2.2.g* s-au calculat abaterile procentuale: $\Delta\,\% = (\lg t - \lg t_1)/\lg t_1 \cdot 100$. Termenul de comparație a fost durata experimentală la temperatura de 425°C ($\lg t_1$). In acest scop s-au determinat duratele lgt - atît din încercări la temperatura $\theta_2 = 437{,}5^{\circ}$C - cît și la $\theta_3 = 450^{\circ}$C, pentru 4 nivele de tensiune cu toate cele 4 metode parametrice: Manson-Succop, Manson-Haferd, Manson-Murry II, Sud-Aviation. S-a calculat media celor 4 metode în coloanele ante-penultima și penultima și s-au comparat aceste medii cu valorile obținute cu metoda Chitty-Duval, care avea abaterile cele mai mici. Sub fiecare valoare a duratei (lgt) s-au trecut abaterile precentuale Δ % în paranteză.

a) Valorile abaterilor procentuale Δ % calculate din încercări la 437,5° sînt reprezentate în figura 3.2.2.g. Abaterile maxime prezintă metodele Sud-Aviation și Manson-Succop, iar cele minime sînt date de media celor 4 metode și Chitty-Duval. Metodele Manson-Haferd și Chitty-Duval au abateri pronunțate la tensiuni mari, deci durate mici.

Pentru a caracteriza în ansamblu metodele s-au calculat abaterile medii pătratice:

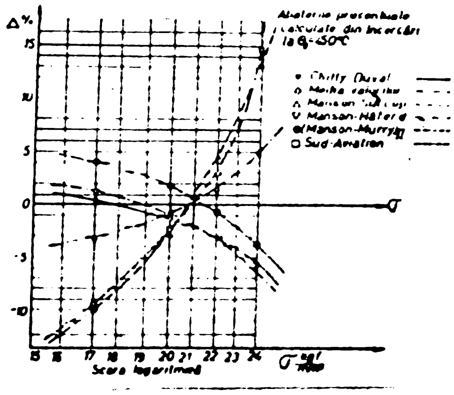


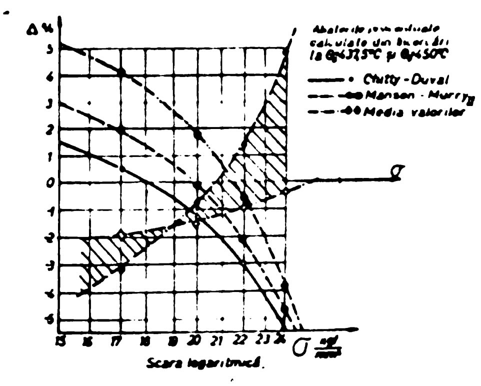
Capitolul 3.2.2

Figura c

Capitolul 3.2.2

Figura d





Capitolul 3.2.2

Figura e

$$S' = \sqrt{\frac{\sum(\lg t - \lg t_1)^2}{n}}$$

pentru fiecare metodă; valoarea minimă este dată de media celor 4 metode ($S' = 0{,}046$) şi Chitty-Duval ($S' = 0{,}0664$) iar cea maximă de Manson-Succop ($S' = 0{,}1118$) şi Sud Aviaţion ($S' = 0{,}1101$).

b) In figura 3.2.2.d sînt reprezentate abaterile procentuale calculate din încercări la temperatura $\theta_3 = 450^0$C. La diferenţa de $\Delta T = 25^0$ se menţine în general aceeaşi grupare a abaterilor ca şi la $\Delta T = 12{,}5^0$: abateri maxime la metoda Manson-Succop şi Sud-Aviaţion cu $S' = 0{,}2446$, respectiv $S' = 0{,}2016$, abateri minime pentru metoda Chitty-Duval şi Manson-Haferd ($S' = 0{,}0664$ respectiv $S' = 0{,}0734$). Evident amîndoi parametri statistici au discrepanţe mai mari la $\Delta T = 25^0$, afară de metoda Chitty-Duval care are aceleaşi valori ca şi la $\Delta T = 12{,}5^0$.

c) In scopul comparării abaterilor la ambele diferenţe de temperaturi ($\Delta T = 12{,}5^0$ şi $\Delta T = 25^0$) la metodele cu dispersii cele mai mici, s-a reprezentat în figura 3.2.2.e - la o scară mărită - abaterile procentuale calculate din încercările la temperaturile $437{,}5^0$ şi 450^0C pentru calcule după Chitty-Duval, Manson-Murry II, precum şi media celor 4 metode. La metoda Chitty-Duval se obţine o curbă unică, iar la media valorilor s-a haşurat zona între abateri.

In tabela 3.2.1.g abateri medii pătratice minime s-au obţinut pentru metoda P_I optimizat şi anume 0,05541 (pentru încercări la $437{,}5^0$C şi $\Delta T = 12{,}5^0$), respectiv 0,06261 (pentru încercări la 450^0C şi $\Delta T = 25^0$). Aceste valori sînt mai mici, decît abaterile minime din Tabela 3.2.2.g,* care centralizează metodele din categoria a 2-a (colinearitatea punctelor în diagrama lgt-T). Intr-adevăr aici valorile minime erau pentru metoda Chitty-Duval $S' = 0{,}0664 > 0{,}06261 > 0{,}05541$.

In concluzie metoda $(P)_I$ a dat abateri cele mai mici din toate cele 10 variante studiate.

3.2.3. Stabilirea unei noi formule parametrice de extrapolare pentru rezistenţe tehnice de durată

Comportarea la temperaturi ridicate a unui material se poate descrie matematic cu o relaţie de forma cea mai generală (notată cu a în capitolul 2.1):

(3.2.3) ... $F(T, \sigma, t) = 0$

în care T - temperatură; σ - tensiune şi t - durata pînă la rupere, sînt valori determinate prin încercări. Relaţii de acest gen sînt cunoscute în literatura de specialitate sub denumirea de "funcţii model" şi au fost studiate extensiv în ultimele 2 decade de Machlin şi Nowick

[2.64], Manson şi Brown [2.49], Harris şi Child [3.30] Granacher [3.6] ş.a.

3.2.3.1. Metoda prezentată se bazează pe efectuarea încercărilor la trepte de temperatură superioare - celui de serviciu - care în virtutea legii lui Svante Arrhenius [3.3] au o durată mult mai redusă.

In vederea aplicării formulei parametrice ("funcţii model") preconizate se fac următoarele ipoteze simplificatori :

a. izotermele variază linear în diagrama lg σ - lg t. (Datele din fig.3.1.a şi Tb.3.2.3 se referă la fonta cu grafit nodular elaborată în ţară [3.1].

b. punctele care reprezintă izotermele de mai sus în sistemul μ, $\frac{1}{T}$ (unde $\mu = \frac{\Delta(T \cdot \lg t)}{\lg}$ se pot aproxima prin linii drepte (fig. 3.2.3.a).

c. se cunoaşte media rezistenţei tehnice de durată (σ_0) pentru o singură încercare de durată redusă (t_0) (cu epruvete multiple) la temperatura de serviciu.

Particularizarea a) este frecvent folosită în literatură [3.27] iar veridicitatea ipotezei b) se va arăta mai jos.

Tabela 3.2.3

Temperatură ^{0}K (^{0}C)	ecuaţiile dreptelor $\lg t = A - B \cdot \lg\sigma$ A	B	$AB\ X = \sqrt{\frac{\sum[\lg t_i - f(\sigma_i, t_i)]^2}{N}}$	$ABA\ T.\ Y = \sqrt{\frac{\sum(\lg t - \overline{\lg t})^2}{N}}$	$R = \sqrt{1 - \frac{(ABX)^2}{(ABATY)^2}}$
698^0 (425^0)	21,12409	13,93510	0,17382	0,44896	0,92202
710,5^0 (437,5^0)	17,99632	11,99980	0,11555	0,36819	0,94948
723^0 (450^0)	14,15679	9,45478	0,27271	0,47580	0,81944
748^0 (475^0)	9,96981	6,96549	0,06811	0,31918	0,97697

3.2.3.2. Se stabileşte o formă particulară a relaţiei (3.2.3)

$$(3.2.3.a) \ldots \quad \lg t = \left(\frac{m}{T^2} + \frac{n}{T}\right) \lg \frac{\sigma}{\sigma_0} + \lg t_0$$

în baza următoarelor considerente:

Se reprezintă izotermele din fig.3.1.a în diagrama T.lgt - lgσ (fig.3.2.3) şi se obţine o familie de drepte convergente, ceea ce confirmă aplicabilitatea formulei pentru izoterme în evantai, conform stipulaţiilor date de Larke şi Inglis [3.8] pentru formula lui Larson-Miller [3.4] . Se observă că produsul T.lgt reprezintă aceea parte din

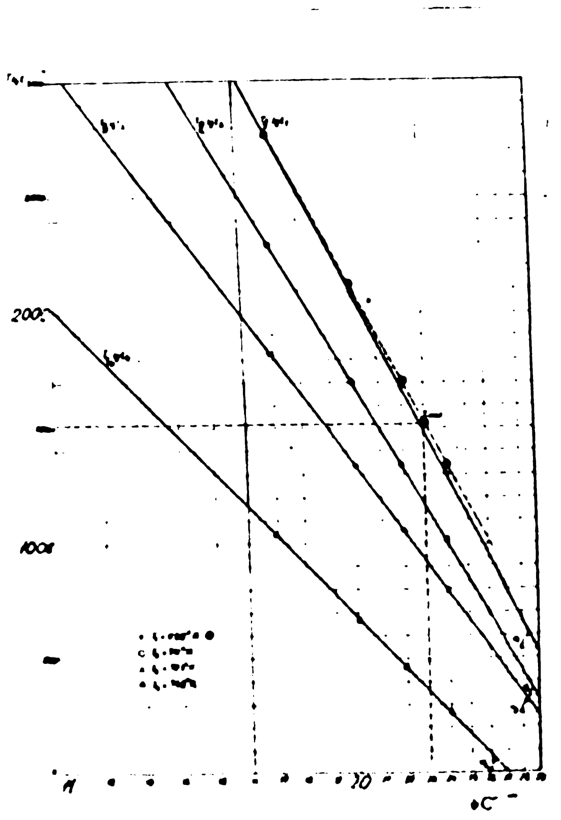
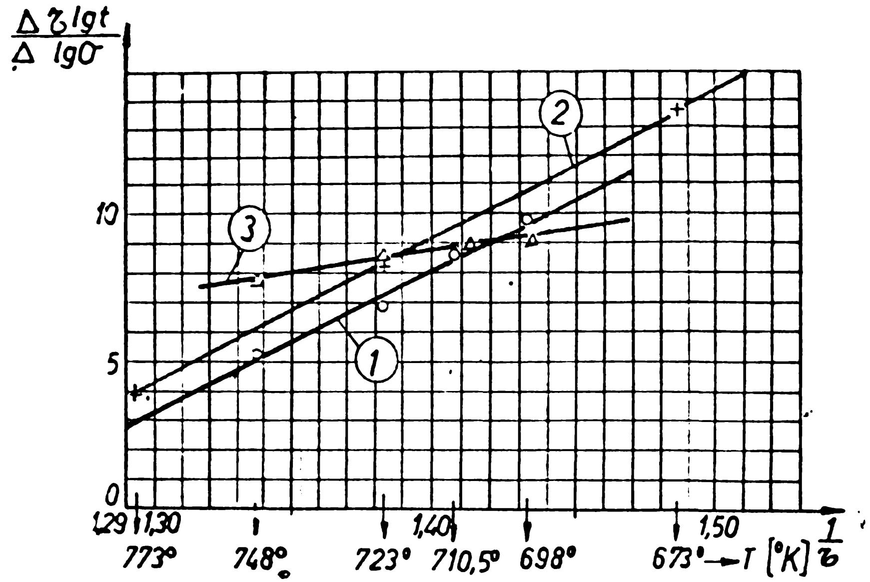


Figura 3.2.3

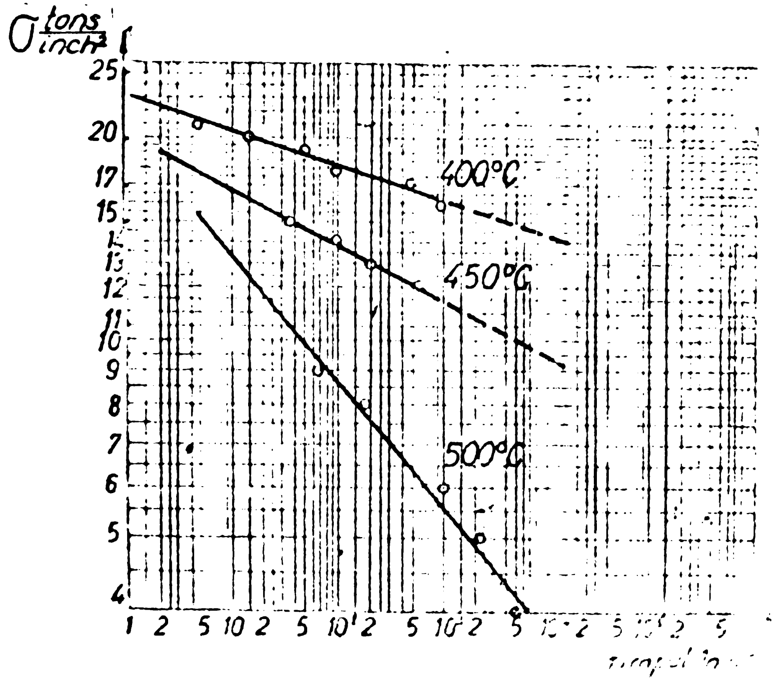
Capitolul 3.2.3

Figura a



Capitolul 3.2.3

Figura b



relaţia Larson-Miller care este independentă de constanta Q :

(3.2.3.b) ... $T \cdot (C + \lg t) = \frac{\Delta H}{2,3\,R} \cdot f(\sigma)$

(în care ΔH - energia de activare termică a procesului de fluaj, RT - energia termică a unui atom cu un grad de libertate).

La acelaş nivel de tensiune rezultă:

$$T_1(C + \lg t_1) = T_2(C + \lg t_2) = \frac{\Delta H}{2,3R} \cdot f(\sigma), \quad \text{şi}$$

$$T_2 \lg t_2 < T_1 \lg t_1 \quad (\text{dacă } T_2 > T_1)$$

Astfel produsele $T \cdot \lg t$ scad cu creşterea temperaturii.

In fig.3.2.3.a se reprezintă panta acestor drepte $\mu = \frac{\Delta(T \lg t)}{\Delta \lg \sigma}$ în funcţie de $\frac{1}{T}$. Se obţine prin metoda celor mai mici pătrate coeficienţii n şi m ai ecuaţiei:

(3.2.3.c) ... $\mu = n + m \cdot \frac{1}{T}$

In cazul fontei cu grafit nodular [3.1] se obţine dreapta 1 reprezentată în fig.3.2.3.a

$$\mu = -58,9472 + 47,824 \cdot \frac{1}{\tau} \qquad (\tau = \frac{T}{1000}\ {}^{\circ}K)$$

In continuare se estimează parametrii statistici ai funcţiei μ :

Intervalul de încredere al valorilor funcţiunii este:

$$\mu \pm t_{\alpha} \cdot s$$

în care $s = \sqrt{\frac{\sum d^2}{n}} = \sqrt{\frac{0,2263}{4}} = 0,2379$ se calculează în baza valorilor din Tabela 3.2.3.a.

Tabela 3.2.3.a

$\tau = \frac{T}{1000}\ {}^{\circ}K$	μ	μ'_{exp}	$d = \mu - \mu'_{exp}$	d^2	$d_1 = \mu'_{exp} - \bar{\mu}'_{exp}$	d_1^2
0,748	4,9296	5,21016	0,2204	0,04858	2,3595	5,5686
0,723	7,2001	6,83604	0,3640	0,1325	0,7335	0,5383
0,7105	8,364	8,53205	0,1680	0,02822	0,9625	0,9264
0,698	9,570	9,7001	0,1304	0,0170	2,1305	4,5411
		$\bar{\mu}'_{exp} = 7,56931$		$\sum = 0,2263$		$\sum = 11,5804$

Pentru nivelul de încredere (de 90%) $1 - \alpha$ (în care $\alpha = 0,1$) şi probabilitatea $\alpha = P(|t| > t_{\alpha})$ rezultă din tabelul t (testul Student) [3.26] :

$$\mu \pm 2,353 \cdot 0,2379 = \mu \pm 0,559778$$

Intervalul de încredere va fi limitat de dreptele:

$$\mu_1 = -58{,}38742 + 47{,}824 \cdot \frac{1}{\delta} \quad \text{şi}$$

$$\mu_2 = -59{,}50698 + 47{,}824 \cdot \frac{1}{\delta}.$$

Coeficientul de corelaţie R se obţine tot din Tabela 3.2.3.a.

$$R = \sqrt{1 - \frac{d^2}{d_1^2}} = \sqrt{1 - \frac{0{,}22630}{11{,}5804}} = 0{,}9903$$

In consecinţă ipoteza b de la 3.2.3.1 se justifică.

Se determină pentru σ_0 = 23 kgf/mm² valoarea medie a 4 încercări de durată redusă (de preferinţă cu epruvete multiple) $t_{0\,med}$ = 149 ore.

Din relaţia (3.2.3) se obţine

$$\lg t = \left(\frac{47{,}824}{\delta^2} - \frac{58{,}9472}{\delta}\right) \lg \frac{\sigma}{\sigma_0} + \lg t_0 =$$

$$= \left(\frac{47{,}824}{0{,}698^2} - \frac{58{,}9672}{0{,}698}\right) \lg \frac{\sigma}{23} + 2{,}17317$$

In tabela 3.2.3.b s-au calculat dispersiile efective faţă de dreapta experimentală, obţinută la temperatură de serviciu de 425°C, pentru σ = 17, 20, 22 şi 24 kgf/mm².

Tabela 3.2.3.b

σ kgf/mm²	$\lg t_1 = 21{,}12409 - 13{,}9351 \cdot \lg\sigma$	lg t ($\lg t_0 = 2{,}17317$)	d % ($\lg t - \lg t_1$)	lg t ($\lg t_0 = 2{,}12325$)	d % ($\lg t - \lg t_1$)
24	1,89073	1,92117	1,55	1,87019	-1,08
22	2,41733	2,43758	0,82	2,38781	-1,25
20	2,99411	3,00454	0,33	2,95458	-1,4
17	3,97765	3,96914	-0,201	3,91918	-1,4

Din fig.3.2.3 se observă că punctul experimental se abate deasupra izotermei de 425°C, de aceea s-au calculat tot în Tab.3.2.3.b dispersiile, cînd punctul experimental este situat dedesubtul izotermei Dacă se compară aceste dispersii cu cele obţinute în lucrarea [3.1] cu 10 metode parametrice - Larson-Miller cu C = 20 şi C = 28,6 3.4 Orr-Sherby-Dorn [2.78], Manson-Murry$_I$ [3.16], Chitty-Duval [3.18], Manson-Succop [3.17], Manson-Murry$_{II}$ [3.19], Sud Aviation [2.40] - şi 2 "funcţii model", pentru fontă cu grafit nodular elaborată în ţară [3.1] se observă că aceste dispersii sînt minime la metoda preconizată.

In cazul cînd dreapta $\mu = n + m \cdot 1/T$ se determină exclusiv din încercări la temperaturile superioare - fără cunoașterea izotermei la 425°C - rezultatele obținute nu diferă sensibil de cele de mai sus.

In continuare s-a investigat aplicabilitatea formulei preconizate la fontă cu grafit nodular elaborată în Anglia (P.Aftenborough [1.12] (fig.3.2.3.b); cum reiese din Tab.3.2.3.e, izotermele prezintă abateri mai mici decît cele din Tab.3.2.3, iar coeficientul de corelație depășește 0,99.

Tabela 3.2.3.e

Temperatură °K (°C)	ecuațiile dreptelor $\lg t = A - B \cdot \lg \sigma$		AB X	ABAT Y	R
	A	B			
673° (400°)	26,56277	19,51101	0,10339	0,79350	0,99148
723° (450°)	15,02431	11,38519	0,02477	0,41201	0,99819
773° (500°)	7,00004	5,29855	0,09005	0,69053	0,99146

Si în acest caz s-a stabilit cu metoda celor mai mici pătrate ecuația (3.2.3.g) reprezentată în fig.3.2.3.g (dreapta 2)

$$\mu = -56,74179 + 47,00833 \cdot \frac{1}{\tau};$$

pentru nivelul de încredere de 90% rezultă:

$$\mu_1 = -56,64782 + 47,00833 \cdot \frac{1}{\tau} \quad \text{și} \quad \mu_2 = -56,83576 + 47,00833 \cdot \frac{1}{\tau}.$$

Coeficientul de corelație se apropie de 1:

$$R = \sqrt{1 - \frac{0,003107}{40,930}} = 0,99996.$$

Pentru temperatura de serviciu (400°C) s-a ales punctul experimental $\sigma_0 = 18$ t/inch^2, $t_0 = 18,3$ ore, rezultă:

$$\lg t = \left(\frac{47,00833}{\tau^2} - \frac{56,74179}{\tau}\right) \lg \frac{\sigma}{18} + 1,99255$$

In Tab.3.2.3.g s-au făcut calculele pentru $\sigma = 14; 16; 17$ t/inch^2. Concomitent s-au făcut calculele cu metoda Larson-Miller folosind C = 20. Valorile s-au comparat cu izoterma experimentală ($\lg t_1 = 26,52277 - 19,51101 \lg \sigma$) din Tab.3.2.3.g. Se observă o discrepanță accentuată a dispersiilor la metoda clasică, în ce privește coeficientul de corelație 0,9929 >> 0,76476

Tabela 3.2.3.d

$\sigma \frac{t}{inch^2}$	lg t_1	lg t	$d^2.10^2$	lg t Larson-Miller	$d^2.10^2$
14	4,20061	4,11813	0,6803	3,60805	35,1123
16	3,06916	2,98873	0,6470	2,89877	2,9030
17	2,55544	2,47594	0,6320	2,57673	0,0453
d^2	-	-	0,19593	-	0,38061
R	0,99143	-	0,09929	-	0,76476
nivel 90%	-	±0,23805	-	± 1,04000	-

Se studiază în continuare aplicabilitatea formulei pentru oțelurile: nealiat A 37 - cercetat de Murry [3.16] la Inst.Rech.Sid. Française, oțelul aliat ICEM [2.56] și oțelul înalt aliat [3.6] X 22 Cr Mo V 121.

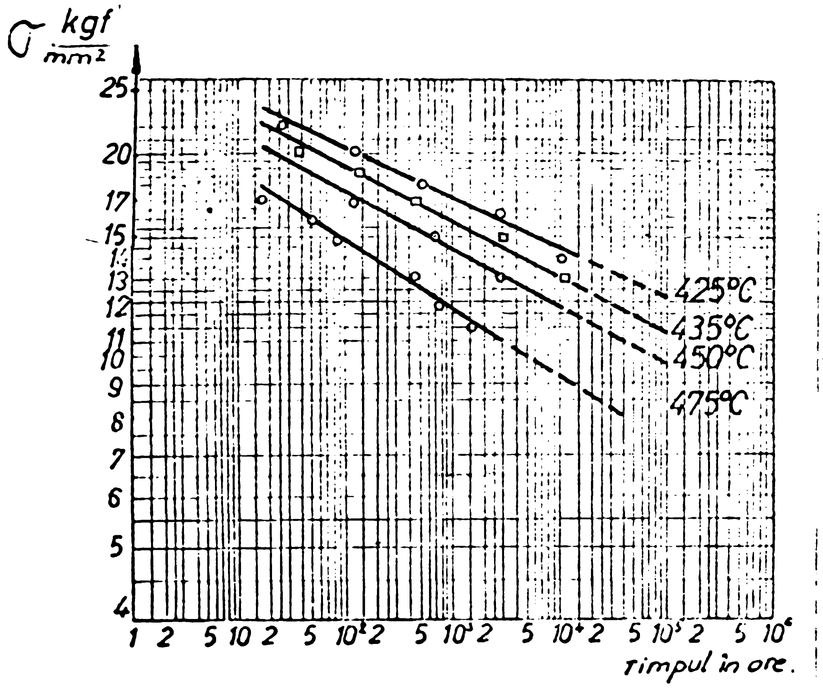
Fig.3.2.3.c și 3.2.3.d redau datele experimentale iar Tab. 3.2.3.e prezintă ecuațiile izotermelor - calculate cu metoda celor mai mici pătrate - abaterile și coeficienții de corelație pentru oțelurile IRSID și ICEM.

Tabela 3.2.3.e

Temperatură	lg t = A - B·lg σ A	B	AB X	ABAT Y	R	
698° (425°)	19,07159	13,02240	0,10744	0,83702	0,99173	OL A 37 IRSID
708° (435°)	18,07391	12,51092	0,10289	0,86028	0,99282	
723° (450°)	16,81651	11,94546	0,05662	0,57140	0,99508	
748° (475°)	13,85028	10,1540	0,09864	0,69685	0,98993	
673° (400°)	16,8209	9,8218	0,06693	0,47638	0,99008	OL ICEM
723° (450°)	12,44795	7,68836	0,23313	0,73898	0,94893	
773° (500°)	7,93273	5,04806	0,23265	0,74768	0,95036	
823° (550°)	6,28084	4,86503	0,08354	0,82452	0,99485	

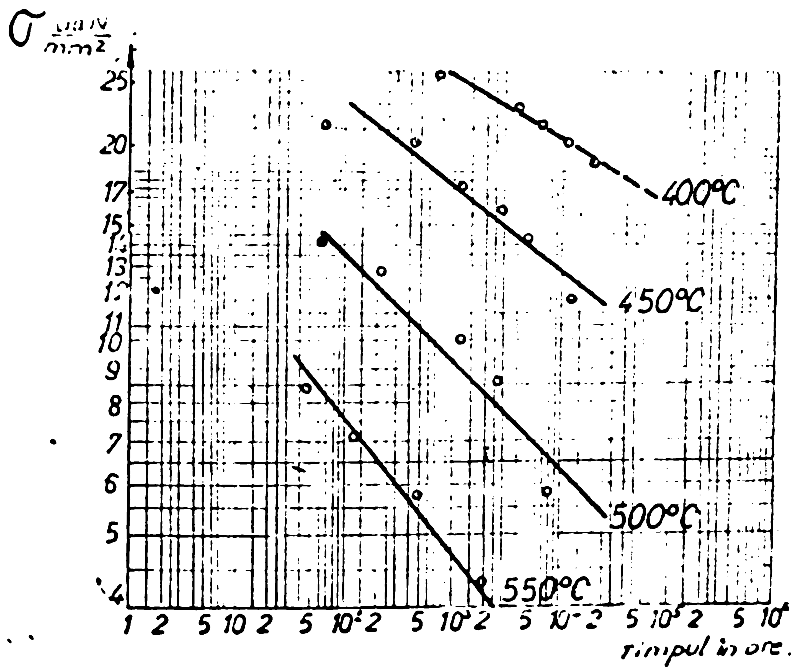
Se stabilesc și aici - cu metoda de mai sus - ecuațiile de tip (3.2.3.g) pentru oțelul IRSID (vezi fig.3.2.3.g dreapta 3)

$$\mu = -12,93979 + 15,44235 \cdot \frac{1}{\sigma}$$



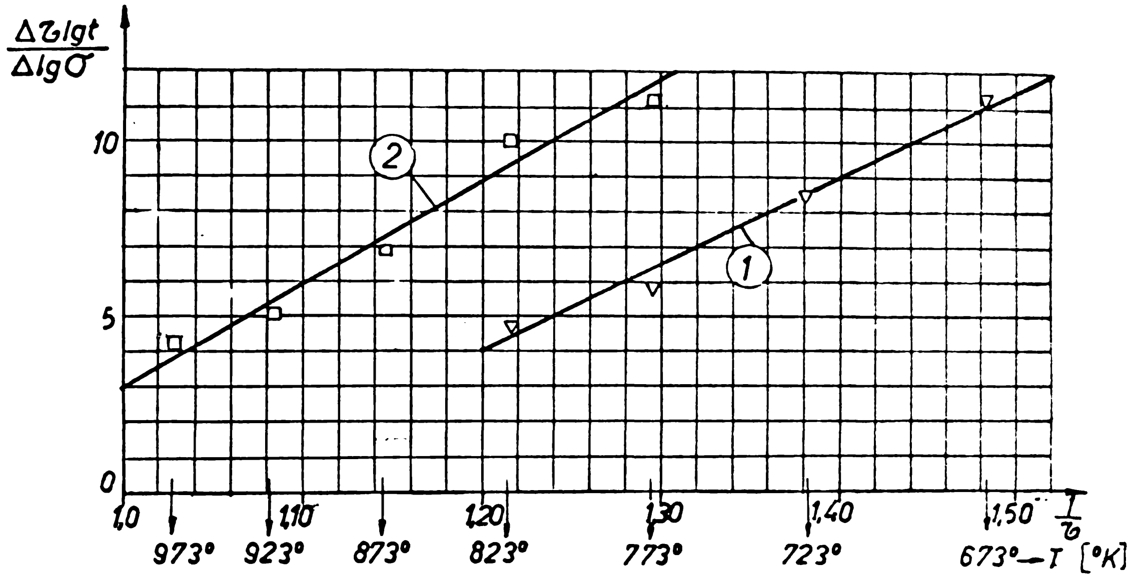
Capitolul 3.2.3

Figura c

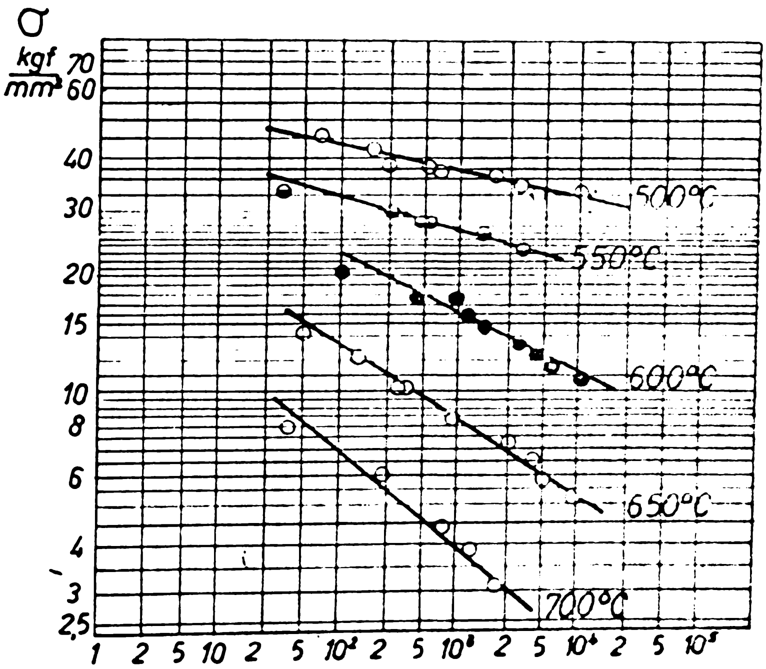


Capitolul 3.2.3

Figura d



Capitolul 3.2.3 Figura e



Capitolul 3.2.3 Figura f

respectiv pentru oţelul ICEM (vezi fig.3.2.3.g dreapta 1)

$$\mu = -19,48072 + 19,58741 \cdot \frac{1}{\sigma}$$

In Tab.3.2.3.f sînt calculaţi parametrii statistici concentraţi pentru metodele studiate. Corelaţia cea mai bună dau fontele cu grafit nodular şi oţelul nealiat. Oţelurile aliate au dispersii mai mari.

Tabelul 3.2.3.f

	s = ABX	± t . s	R
fontă cu grafit nodular	0,2379	0,55977	0,99031
Aftenborough	0,03218	0,09397	0,99996
Murry	0,13084	0,30788	0,97851
OL ICEM	0,49948	1,17516	0,96762
OLX22CrMoV121	0,56735	1,60586	0,96433

Dispersiile cele mai mari se observă la oţelul înalt aliat [3.6], unde datele experimentale se extind şi la temperaturile cele mai mari (fig. 3.2.3.f).

Ecuaţiile izotermelor sînt:

$$\lg t_{500^0} = 25,48002 - 14,34965 \cdot \lg \sigma \;;\; \lg t_{550^0} = 21,07689 - 12,82037 \cdot \lg \sigma$$

$$\lg t_{600^0} = 11,85384 - 7,49955 \cdot \lg \sigma \;;\; \lg t_{650^0} = 7,84754 - 5,2939 \cdot \lg \sigma$$

$$\text{şi} \quad \log t_{700^0} = 5,64701 - 4,36909 \cdot \lg \sigma$$

In baza acestor 5 puncte se obţine ecuaţia:

$$\mu = -26,17737 + 29,17658 \cdot \frac{1}{\sigma}$$

reprezentată în fig.3.2.3.g de dreapta 2.

3.2.4. Metode statistice de extrapolare

3.2.4.1. Metoda de extrapolare Larson-Miller - poate şi din cauza simplităţii ei - este una din metodele de extrapolare cele mai răspîndite. Totuşi mulţi autori [3.7] arată că se pot produce erori însemnate, fiind o metodă care se bazează pe 3 construcţii grafice:

a) interpolarea în diagrame lgt - lg σ,

b) determinarea grafică a constantei C ,

c) construirea curbei de bază Larson-Miller.

De aceea consideră că metoda poate fi folosită doar pentru proiectarea încercărilor în scop estimativ şi nu recomandă aplicarea ei pentru pronosticuri, decît în cazul verificării rezultatelor cu încercări de durată lungă.

In Cap.2.4.2.(figura b) s-a prezentat metoda grafică pentru determinarea constantei C. Din nefericire extinderea datelor experimentale (şi acestea citite prin interpolare) nu reprezintă decît o fracţiune mică din valoarea extrapolată, astfel corectitudinea pantei acestor linii este dubioasă. In plus alegerea personală şi ireproductibilă a acestor linii face ca mulţi autori să se îndoiască de acceptabilitatea determinării constantei C prin această metodă.

In baza acestor rezerve exprimate şi de alţi autori [3.8] [3.9] [3.10] s-a adoptat metoda statistică preconizată în [3.8]. In acest caz nu mai există ambiguitatea în determinarea constantelor. Fiecare din acestea fiind dată cu acurateţă, ca şi valoarea optimă pentru datele experimentale particulare.

3.2.4.2. Algoritmul utilizat

Intrucît dintre cele 3 variabile t, σ şi τ determinate la încercări - duratele (t) pînă la rupere prezintă dispersiile cele mai mari, se consideră timpul (t) ca o funcţie a temperaturii ($\tau = T/1000$) şi tensiunii (σ) de forma:

(3.2.4) ... $t = 10^{f(\sigma,\tau)}$ sau $\lg t = f(\sigma,\tau)$

Forma funcţiei $f(\sigma,\tau)$ este una din cele date în tabela 3.2.4. Aceasta poate fi scrisă sub forma generală:

(3.2.4.a) $\lg t = f(\sigma,\tau) = a_1 + a_2 \cdot f_1(\sigma,\tau) + a_3 f_2(\sigma,\tau) + \ldots + a_6 f_5(\sigma,\tau)$

Coeficienţii a_i ale acestei funcţii se determină cu metoda celor mai mici pătrate: suma pătratelor diferenţelor, dintre valorile experimentale $\lg t_i$ şi cele calculate prin înlocuire în funcţie a valorilor experimentale σ_i, τ_i să fie minimă.

(3.2.4.b) $F(a_1, \ldots a_6) = \sum_{i=1}^{N} \left[(\lg t_i - f(\sigma_i, \tau_i) \right]^2 = \text{minim}$

unde s-a notat, cu N numărul variaţiilor experimentale şi cu t_i, σ_i, τ_i - rezultatul unei încercări.

Această sumă de pătrate caracterizează dispersia în jurul liniei de regresie a valorilor experimentale. Valorile coeficienţilor (a_i) arată ponderea influenţei caracteristicilor $f_i(\sigma,\tau)$.

Pentru determinarea minimului funcţiei (3.2.4.b) se construieşte sistemul zerourilor derivatelor parţiale în raport cu $a_1 \ldots a_6$.

$$\frac{\partial F}{\partial a_1} = 0$$

$$- - - - - - - -$$

$$\frac{\partial F}{\partial a_6} = 0$$

Astfel se obține un sistem de 6 ecuații cu 6 necunoscute; coeficienții acestora sînt sume ale valorilor experimentale [3.23]

Schema logică a rezolvării este reprodusă în figura 3.2.4, unde se arată construirea sistemului.

Se consideră că pentru aproximarea curbei de bază Larson-Miller este suficient să se admită o relație de forma: $10^{-3}\cdot T\cdot(C+\lg t) = f(\sigma)$, **unde** $f(\sigma)$ **este o parabolă de gradul 3:** $f(\sigma) = a_0 + a_1\cdot\lg\sigma + a_2\lg^2\sigma + a_3\lg^3\sigma$ **. In consecință se poate lucra doar cu un sistem de 5 ecuații cu 5 necunoscute, pentru determinarea coeficienților** C, a_0, a_1, a_2, a_3.

3.2.4.3. In continuare s-a cercetat, cum se poate aplica funcția de tensiune Larson-Miller $f(\sigma)$ **pentru fonta cu grafit nodular (Fgn 40-10 elaborată de UCM Reșița).**

S-a luat valoarea medie a constantei Larson-Miller (vezi capitolul 3.2.1.1.b): C = 28,83 și cu această valoare s-a trasat conform STAS 8894-71 curba de bază pe cale grafică (fig.3.2.4.a).

S-au luat cîteva durate caracteristice (t = 100; 500 ; 1000; 5000; 10000; 50000; 100000 ore) pentru care s-au determinat prin intersecție cu curba de bază rezistențele tehnice de durată σ'_r/t **și** σ''_r/t **, care sînt trecute în tabela 3.2.4.**

Tabela 3.2.4

durata t în ore		100	500	1000	5000	10000	50000	100000
$P_{LM} = 698(\lg t+28,83)$		21519	22007	22217	22705	22915	23403	23613
$\sigma_{r/t}$	Kgf/mm^2	23,2	21,2	20,1	17,3	15,91	12,5	11,3
$\sigma'_{r/t}$	Kgf/mm^2	22,4	20,6	19,7	16,7	15,05	11,3	10,0
$\sigma''_{r/t}$	Kgf/mm^2	23,3	21,9	20,8	17,7	16,1	12,2	10,65
$\Delta' = \frac{\sigma'_{r/t} - \sigma}{\sigma}$ %		- 3,5	- 2,9	- 2,0	- 3,5	- 5,4	-10,7	- 11,5
$= \frac{\sigma''_{r/t} - \sigma}{\sigma}$ %		+ 0,5	+ 3,3	+ 3,5	+ 2,3	+ 1,2	+ 2,4	+ 5,8

Pe de altă parte s-au determinat - folosind calculatorul - coeficienții parabolei $P_{LM} = (\lg t+C)\, T\cdot10^{-3} = f(\sigma)$ **care sînt trecuți în tabela 3.2.4.a.**

Tabela 3.2.4.a

Funcțiile de tensiune Larson-Miller: fontă cu grafit nodular

1. $P_{LM}\cdot10^{-3} = (\lg t+30,72865)T\cdot10^{-3} = 97.59498 + - 185,8275\cdot\lg\sigma + 161,22497\cdot\lg^2\sigma - 47,75103\cdot\lg^3\sigma$

2. $P_{LM}^{\prime} \cdot 10^{-3} = (\lg t + 30{,}74586)\, T \cdot 10^{-3} = 43{,}12143 +$
$- 13{,}05809 \sqrt{\sigma} + 3{,}285333 - 0{,}30017\, \sigma^{3/2}$

3. $P_{LM}^{\prime\prime} \cdot 10^{-3} = (\lg t + 30{,}70212) \cdot 10^{-3} = 27{,}43970 - 0{,}3378 \cdot \sigma$
$+ 0{,}01393 \cdot \sigma^{2} - 0{,}0003383 \cdot \sigma^{3}$

S-a dat un exemplu, pentru tabelarea funcţiunii şi anume pentru temperatura de 425°C, care s-a obţinut la calculator (tabela 3.2.4.g)

Tabela 3.2.4.b

Nr. crt.	Temperatură θ °C	Tensiunea de încerc. kgf/mm²	Durata pînă la rupere; valoarea medie t_r ore	$\lg t_r$	Abaterea valorii faţă de dreaptă interpolată xx $= \lg t_r - \lg t_i$; $i = 1 \div 4$
1	425	20 (3)x	816	2,91172	- 0,08239
2	425	20,5	773	2,88818	0,04298
3	425	22 (2)	421,5	2,62467	0,20734
4	425	23 (4)	149	2,17317	0,02492
5	425	24 (2)	54,4	1,73269	-0,15804
6	437,5	18 (2)	799	2,90268	-0,03040
7	437,5	19	480	2,68124	0,02992
8	437,5	20 (2)	231	2,36367	-0,02029
9	437,5	22 (2)	72,7	1,86169	-0,02559
10	450	14	804	2,90526	-0,41512
11	450	15 (3)	1058	3,02437	-0,01275
12	450	16 (2)	490	2,69011	-0,06199
13	450	16,5 (3)	462	2,66532	0,01712
14	450	18 (8)	579	2,76289	0,023963
15	450	18 (3)	138	2,13919	-0,14930
16	450	19 (4)	187	2,27278	0,20629
17	450	20 (3)	34.8	1,54082	-0,31502
18	450	21	60,5	1,78176	0,12627
19	475	10,5	880	2,94448	0,08776
20	475	11	534	2,72754	0,01152
21	475	11,5	280	2,44716	-0,13435
22	475	12	237	2,37475	-0,08915
23	475	13	153,5	2,18611	-0,03567
24	475	14	97	1,98677	0,00332

x cifrele din paranteză indică numărul încercărilor repetate la acelaş nivel de tensiune
xx Vezi Tabela 3.1.g

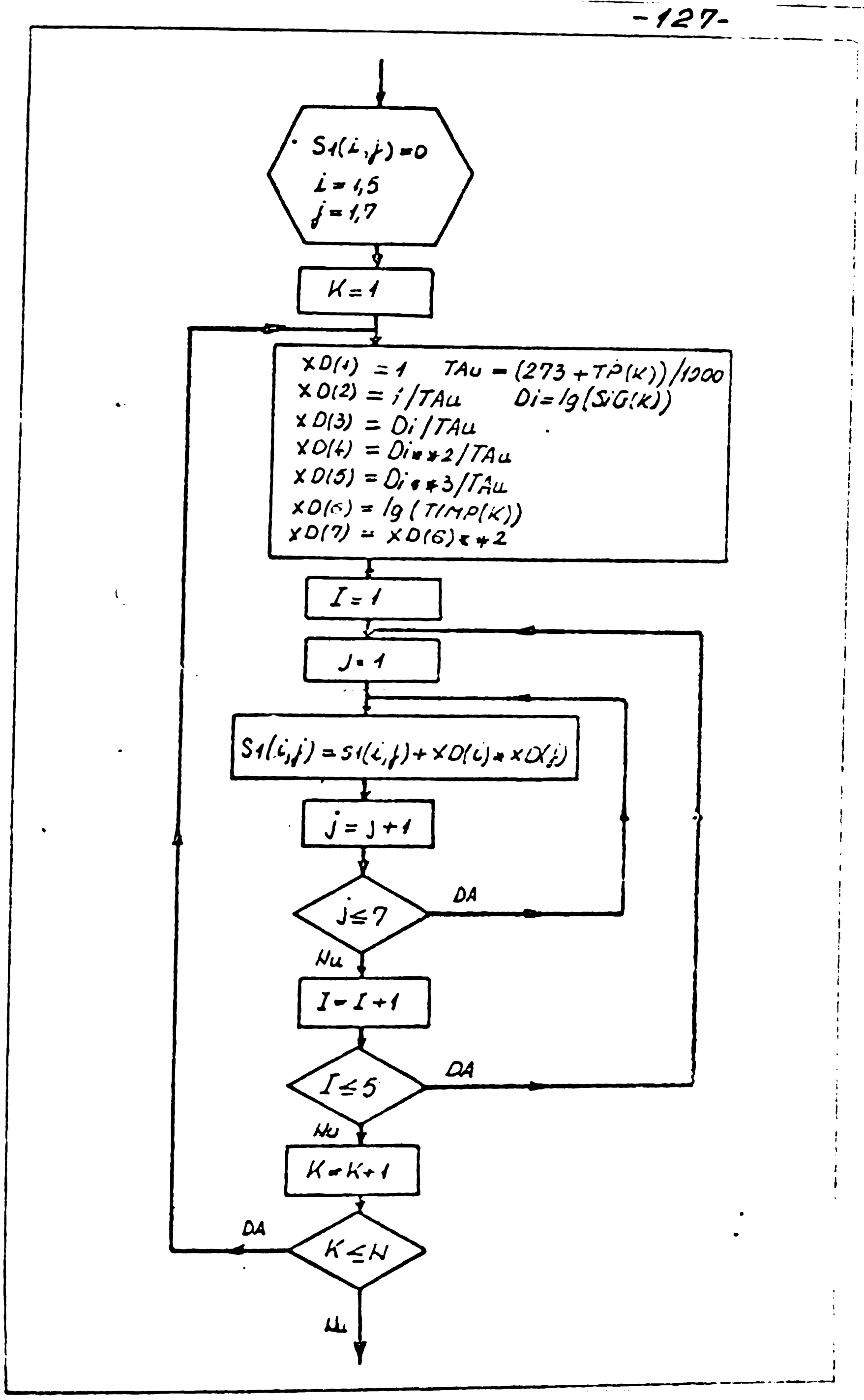
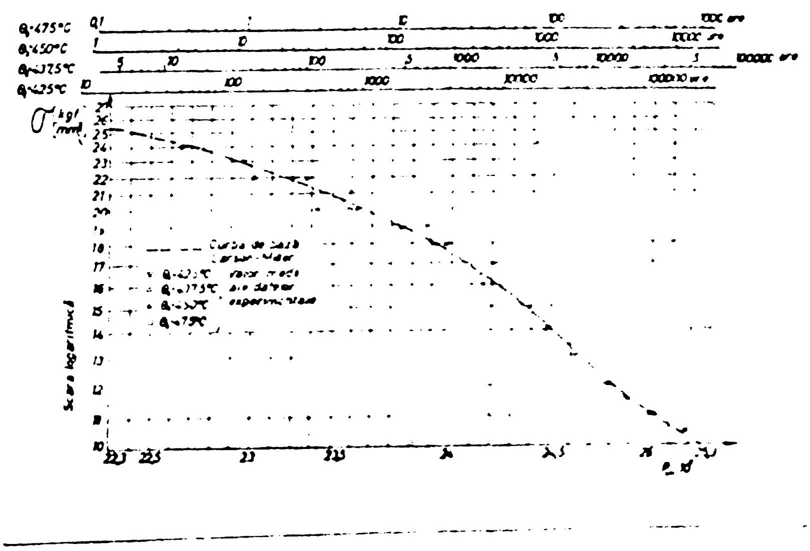
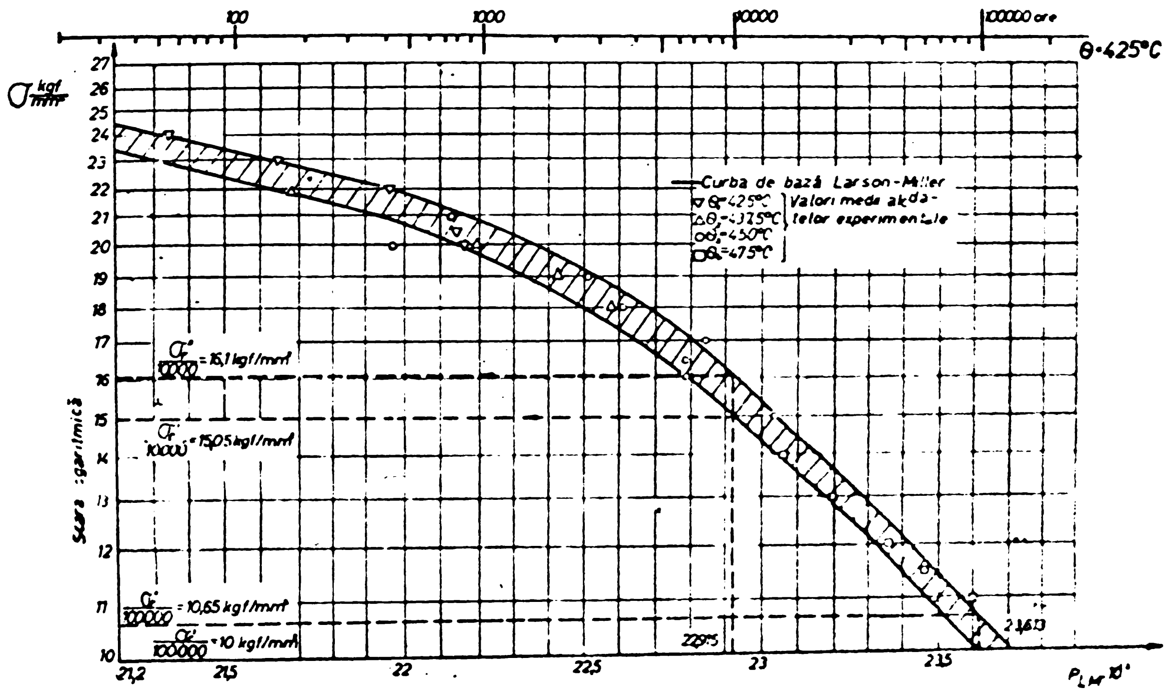


Figura 3.2.4

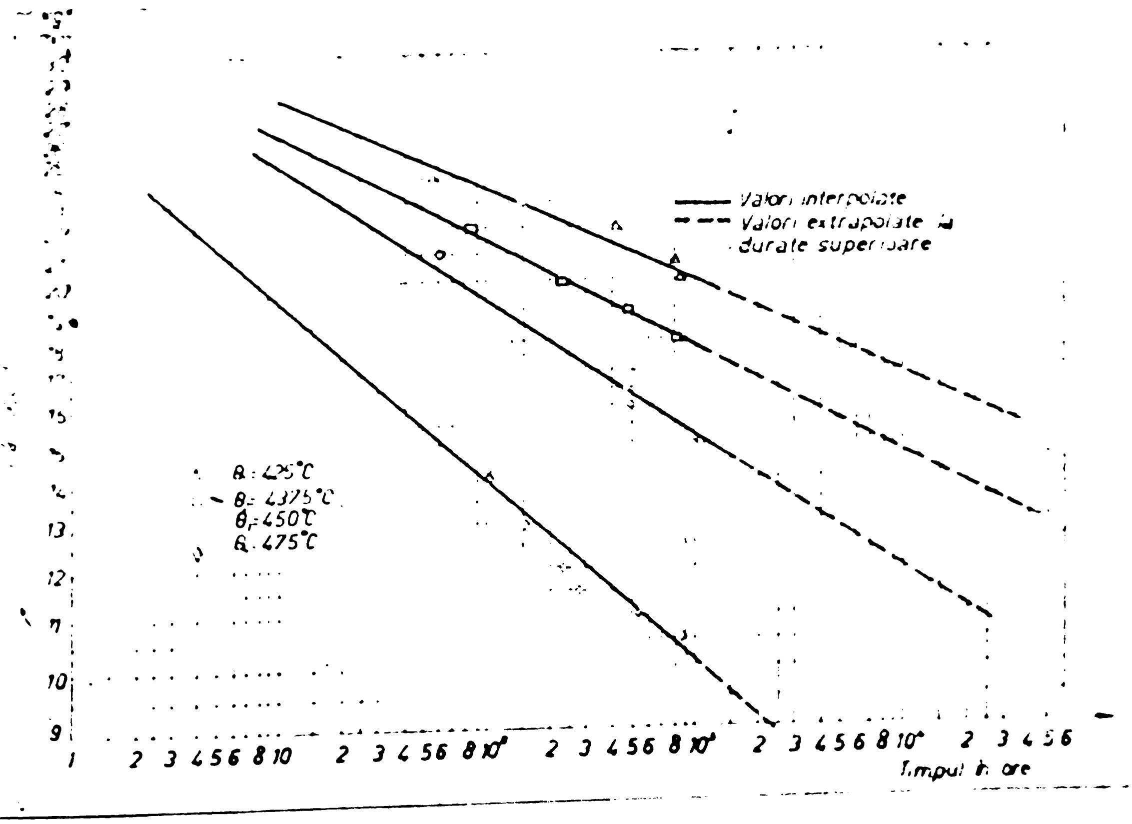


Capitolul 3.2.4

Figura b



Capitolul 3.2.4 Figura a



Capitolul 3.2.4 Figura c

Tabela 3.2.4.c

σ $\frac{kgf}{mm^2}$	Param.Larson-Miller	lg(timp)	Timp ore
10,00	25,2413512	5,43374070	271481,788
11,00	24,9942941	5,07979064	120168,499
12,00	24,8052957	4,80901935	64419,7964
13,00	24,6485168	4,58440774	38406,7659
14,00	24,5071808	4,38192057	24094,6473
15,00	24,3702830	4,18579199	15338,8214
16,00	24,2305834	3,98564924	9674,96129
17,00	24,0833440	3,77470463	5952,57163
18,00	23,9255160	3,54858990	3536,63219
19,00	23,7552029	3,30458835	2016,45416
20,00	23,5713019	3,04111984	1099,30914
21,00	23,3732583	2,75738978	571,991775
22,00	23,1608968	2,45314695	283,887943
23,00	22,9343032	2,12851438	134,435628
24,00	22,6937417	1,78387039	60,7953536
25,00	22,4395956	1,41976417	26,2884009
26,00	22,1723255	1,03685571	10,8856836
27,00	21,8924395	0,635872859	4,32387230
28,00	21,6004715	0,217580683	1,65036758
29,00	21,2969664	-0,217240411	0,606400553
30,00	20,9824687	-0,667810145	0,214876962

Funcțiunea $P_{LM} = f(\sigma)$ este reprezentată în figura 3.2.4.b prin 20 puncte. S-a calculat derivata de ordin 2, din care rezultă punctul de inflexiune a curbei: $\lg\sigma = 1,12545$ și $\sigma = 13,35$ kgf/mm^2 x). S-au trecut valorile medii ale rezistențelor tehnice de durată din figura 3.2.4.c și Tabela 3.2.4.b, care sînt în concordanță foarte bună cu această curbă de bază $f(\sigma)$, pe de altă parte s-au determinat rezistențele tehnice de durată $\sigma_{r/t}$ pentru valorile izocrone de mai sus (t = 100 - 100000 ore) și s-au trecut de asemenea în Tabela 3.2.4. Abaterile procentuale variază între -2% ÷ -11,5% respectiv 0,5 ÷ 5,8%.

In figura 3.2.4.d s-a construit din nou funcția $f(\sigma)$ peste care s-au suprapus dreptele izoterme din figura 3.2.4.c. Se observă că aceasta

x) Acest punct de inflexiune al curbei rezistențelor tehnice de durată la valori mari ale timpului de rupere semnalată și de alți autori [3.24] .

sînt corelate foarte strîns cu funcţia $f(\sigma)$. Curba de bază le înfăşoară aceste drepte; izotermele însă în zona de extrapolare se îndepărtează din ce în ce mai mult de curba de bază $f(\sigma)$.

In scopul evaluării dispersiei între cele 2 accepţiuni:

a) ecuaţia izotermelor $\lg t_i = a_i - b_i \lg\sigma$ şi

b) duratele lgt calculate cu funcţia de tensiune Larson-Miller $f(\sigma)$

s-a întocmit tabela 3.2.4.d, unde s-au calculat aceste 2 durate ($\lg t_i$ este trecut în paranteză) pentru 4 nivele de tensiuni.

S-au determinat abaterile procentuale:

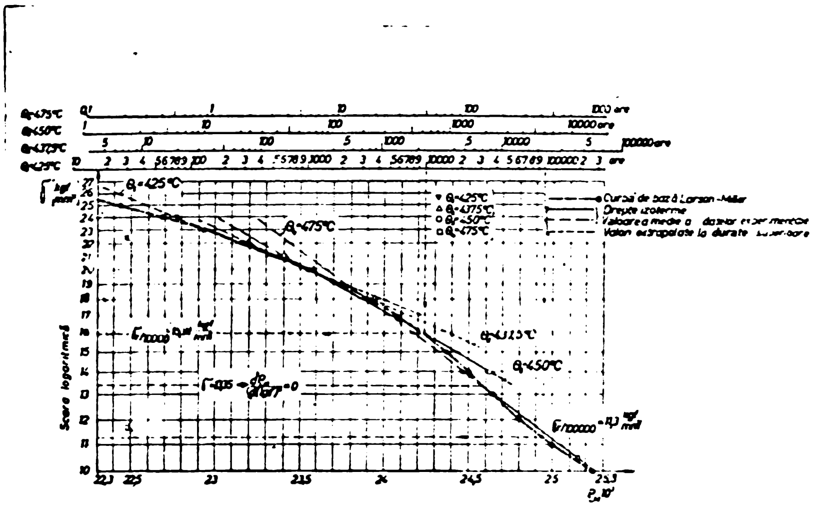
$\Delta\% = \frac{(\lg t - \lg t_i)}{\lg t_i} 100$. In figura 3.2.4.e s-au reprezentat aceste abateri în funcţie de tensiune pentru cele 3 nivele de temperatură: 425°, 437,5° şi 450°C.

Dispersiile minime se obţin pentru σ= 20 kgf/mm^2 - valoarea medie a interpolării. Dispersii mari nu se obţin la durate mari - care se cer extrapolate - ci la valori mici ale tensiunilor. Acesta se evidenţiază şi mai bine în figura 3.2.4.f, unde s-a reprezentat $\Delta\%$ în funcţie de temperatura θ°C: dispersiile cele mai mici sînt pentru σ= 20 kgf/mm^2 şi moderate pentru σ= 17 kgf/mm^2. Evident în ansamblu dispersiile cresc cu treapta de temperatură ΔT = 12,5° respectiv ΔT = 25°.

In fine folosind tabela 3.2.4.c şi cele similare întocmite pentru nivelele de temperatură de 400°, 425°, 437,5°, 450° şi 475°C (care nu sînt reproduse în lucrare) s-au trasat izotermele date de funcţiunea de tensiune Larson-Miller $f(\sigma)$ pentru aceste temperaturi în figura 3.2.4.g. Tot aici s-au trecut şi valorile medii experimentale precum şi dreptele izoterme din figura 3.2.4.c. Se observă că funcţia $f(\sigma)$, aproximează mai bine punctele experimentale decît dreptele izoterme, mai ales la durate mai mari. Evaluarea statistică a dispersiilor se va face în capitolul următor.

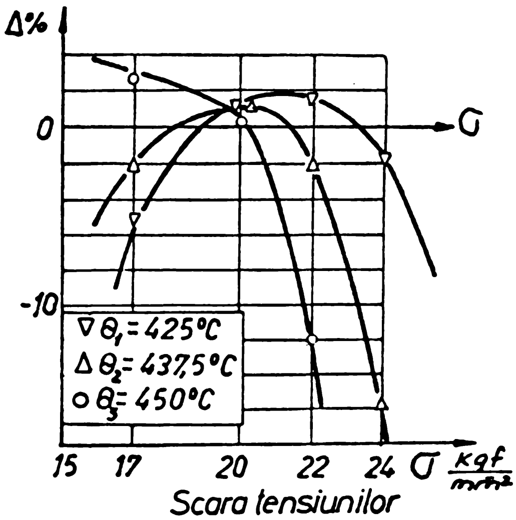
Tot în baza tabelelor date de calculator pentru 6 trepte de temperatură cuprinse între 400° ... 475°C similare tabelei 3.2.4.c s-au construit liniile i z o c r o n e pentru duratele t = 100; 500; 1000; 5000; 10000; 50000 şi 100000 ore în figura 3.2.4.h. Dintre mai multe variante s-a ales sistemul de reprezentare $1/T - \lg\sigma$, care a dat aplatisări cele mai pronunţate ale curbelor. Toate liniile izocrone prezintă puncte de inflexiune pentru σ= 13,35 kgf/mm^2.

O reprezentare similară s-a făcut în figura 3.2.4.i, unde valorile punctelor s-au calculat din relaţiile, care aproximează linear



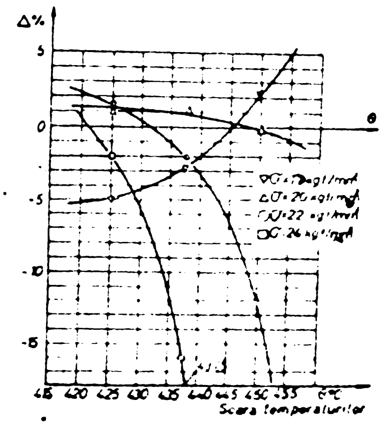
Capitolul 3.2.4

Figura d



Capitolul 3.2.4

Figura e

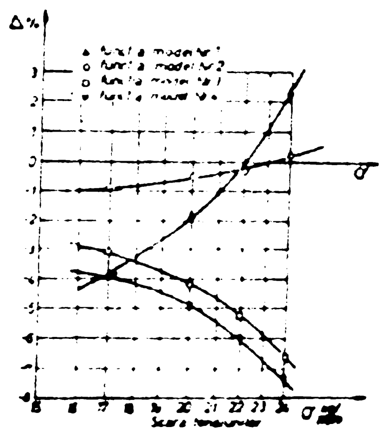


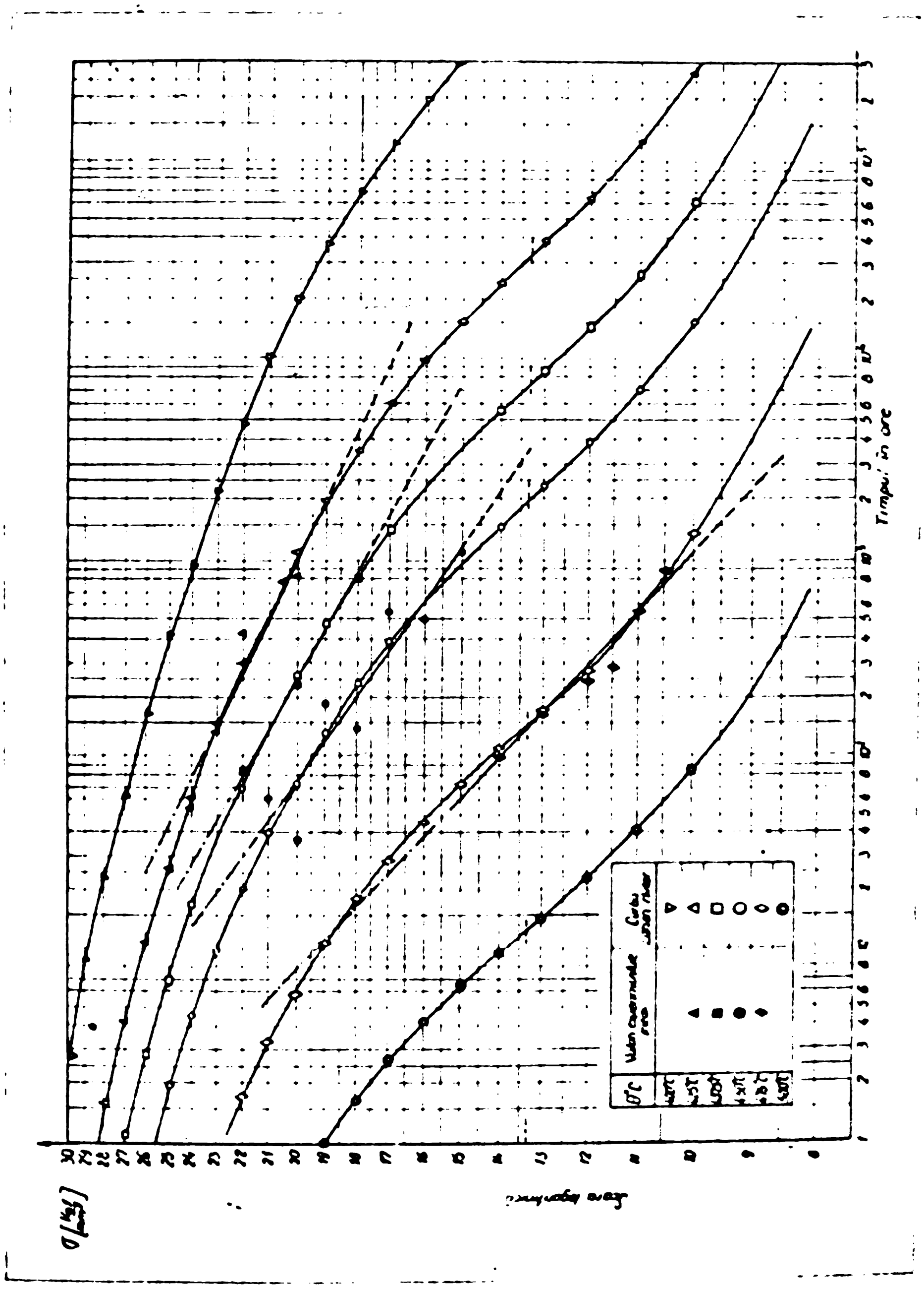
Capitolul 3.2.4

Figura f

Capitolul 3.2.5

Figura a





Capitolul 2.2.4 Figura 5

izotermele, după ecuații de forma: $\lg t = a - b \cdot \lg \sigma$. Aici s-a ales sistemul de coordonate $1/T - \sigma$ linear, care în acest caz a asigurat aplatisarea cea mai bună a curbelor. Totuşi şi aici se remarcă clar punctul de inflexiune pentru $\sigma = 13,35$ kgf/mm^2.

3.2.4.4. <u>Analiza statistică a rezultatelor</u>

S-au calculat parametrii statistici uzuali:

- abaterea medie pătratică AB X a valorilor experimentale $\lg t_i$ faţă de valorile calculate pe baza funcţiei de regresie $f(\sigma_i, \tau_i)$ cu relaţia:

$$\text{(3.2.4.c)} \ldots \qquad AB\,X = \sqrt{\frac{\sum[\lg t_i - f(\sigma_i, \tau_i)]^2}{N}}$$

în care N este numărul variantelor experimentale

- abaterea standard a valorilor lgt cu relaţia:

$$\text{(3.2.4.d)} \ldots \qquad ABAT\,Y = \sqrt{\frac{\sum(\lg t - \overline{\lg t})^2}{N}}$$

- coeficientul multiplu de corelaţie cu relaţia:

$$\text{(3.2.4.e)} \ldots \qquad R = \sqrt{1 - \frac{AB\,X}{ABAT\,Y}}$$

Schema logică pentru calculul elementelor statistice este redată în figura 3.2.4.j.

Folosind aceşti parametri s-a cercetat în ce măsură influenţează rezultatele schimbarea variabilei $\lg \sigma$ în funcţiile de tensiune cu $\sqrt{\sigma}$, respectiv σ linear. Toate aceste rezultate sînt concentrate în Tabela 3.2.4.g unde s-a păstrat nomenclatura funcţiilor din Tabela 3.2.4.a.

<u>Tabela 3.2.4.g</u>

Parametrii statistici ai funcţiilor de tensiune Larson-Miller din Tabela 3.2.4.a

No. funcţiei	Variabila	Abaterea medie pătratică AB X	Abaterea standard ABAT Y	Coeficientul de corelaţie R
1	$\lg \sigma$	0,21147	0,44370	0,87912
2	$\sqrt{\sigma}$	0,21274	0,44370	0,87756
3	σ	0,21346	0,44370	0,87667

Se observă că toţi parametrii statistici au valori optime, dacă se introduce variabila $\lg \sigma$ în funcţia de tensiune; variabila $\sqrt{\sigma}$ dă rezultate foarte puţin diferite de prima, dar cu dispersii mai mari.

Parametrii cu discrepanţe şi mai mari sînt daţi de variabila σ linear.

Diagrama lgt - $\sqrt{\sigma}$ practic se suprapune peste coordonatele lgt - lg σ, de aceea nu s-a mai reprodus. În figura 3.2.4.k s-a reprezentat diagrama lgt - σ linear. Se observă: curba de bază f(σ) Larson-Miller îşi menţine curbura negativă şi în acest sistem pentru toate nivelele de temperaturi; iar ecuaţiile lgt = a-b·lg σ trec în linii - avînd curburi pozitive - pentru toate nivelele de temperatură.

Parametrii statistici pentru metoda grafică nu s-au calculat, aceştia fiind foarte detailat studiaţi în literatura de specialitate în baza unei populaţii mult mai mari [3.6].

3.2.4.5. Făcîndu-se o interpolare simplă considerînd ecuaţii de forma:

(3.2.4.f) ... $\lg t = a - b \cdot \lg \sigma$

s-au calculat parametrii statistici faţă de interpolare pentru fiecare nivel de temperatură individual. Coeficienţii a şi b sînt daţi în tabela 3.1.h.

Parametrii statistici pentru interpolare sînt daţi în tabela 3.2.4.g.

Tabela 3.2.4.g

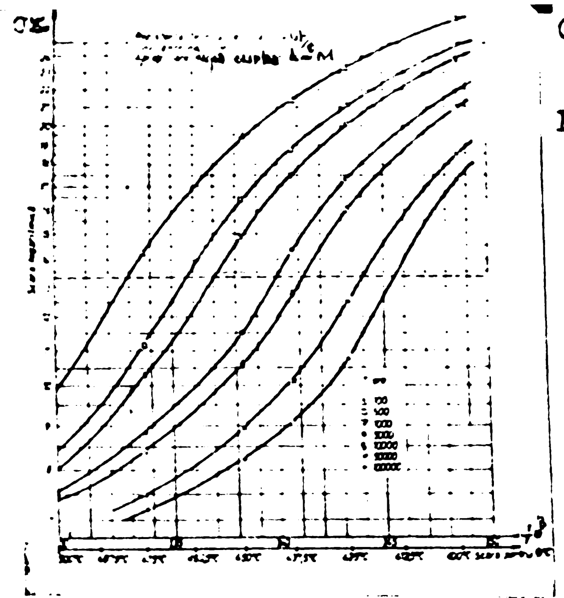
Temperatura °C	AB X	ABAT Y	R
425°	0,17382	0,44896	0,92202
437,5°	0,11555	0,36819	0,94948
450°	0,27271	0,47580	0,81944
475°	0,06811	0,31918	0,97697

3.2.4.6. Incercări la 2 nivele de temperatură

In cele de mai sus criteriul de comparaţie erau abaterile între valorile experimentale şi cele calculate cu funcţia de tensiune. Pentru a cerceta în ce măsură funcţia de tensiune f(σ) este potrivită la extrapolări pentru alte temperaturi decît cele de încercare, s-au luat doar datele experimentale de la 2 nivele de temperatură: θ_2 = 437,5° şi θ_3 = 450°C şi s-au calculat cu parametrul Larson-Miller duratele pentru toate 4 nivele de temperatură. Aceeaşi metodică s-a folosit şi în cazul metodelor parametrice în capitolele 3.2.1 şi 3.2.2. Funcţiile de tensiune sînt date în tabela 3.2.4.g numerotate cu 4,5 şi 6.

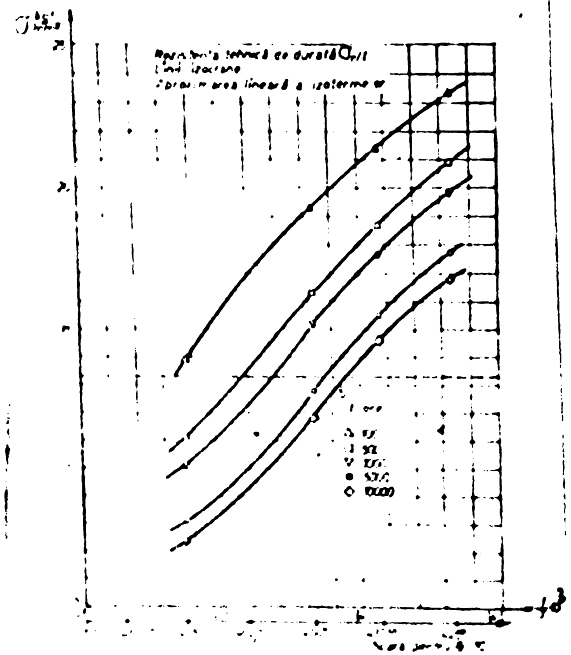
Tabela 3.2.4.g

Funcţiile de tensiune Larson-Miller stabilite pentru încercări la 2 nivele de temperaturi



Capitolul 3.2.4

Figura h

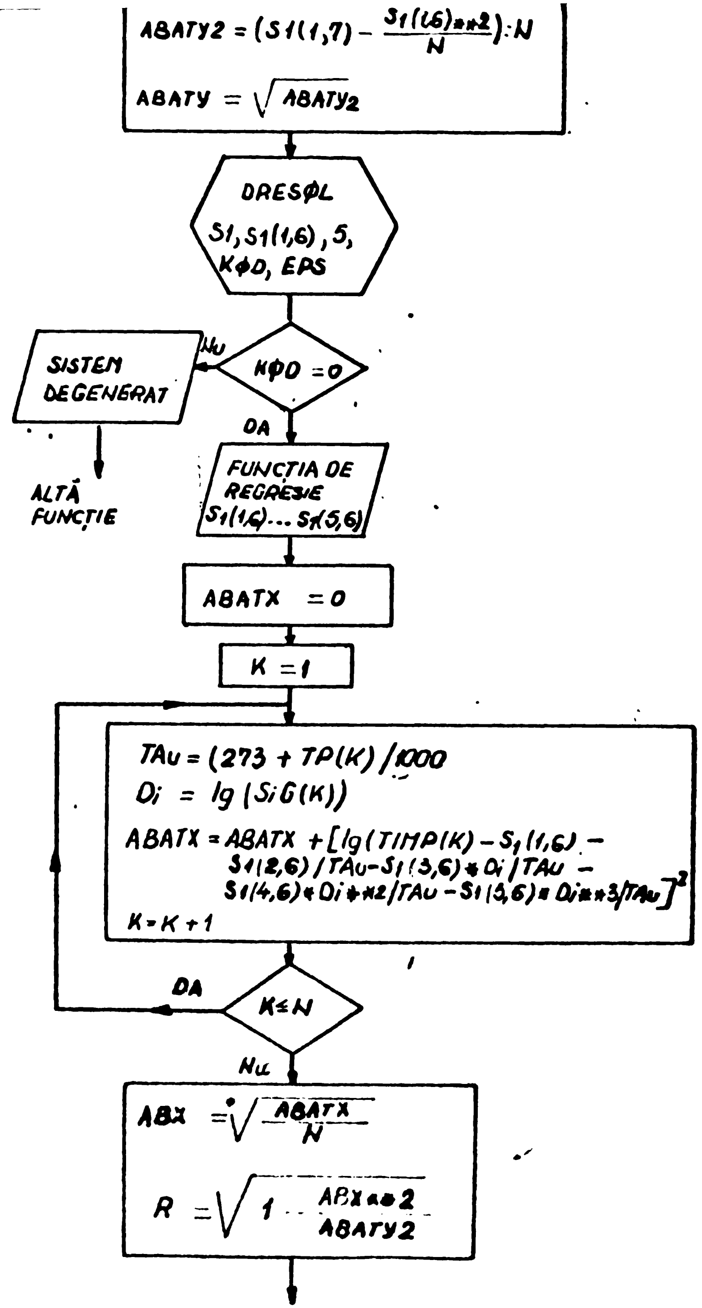


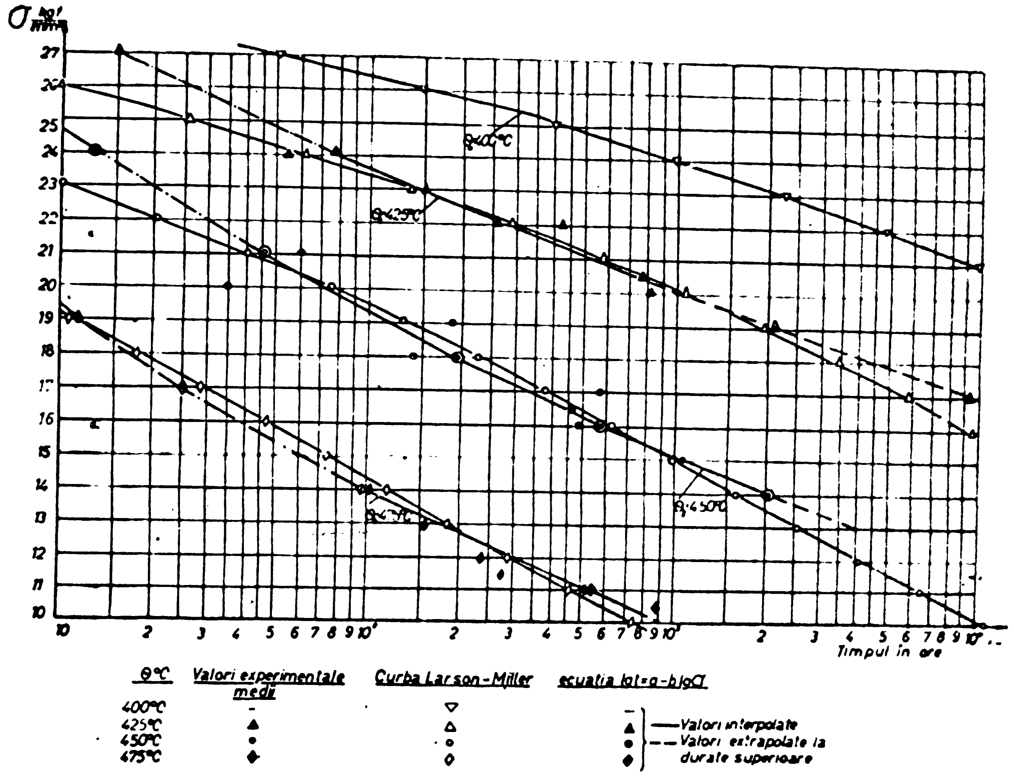
Capitolul 3.2.4

Figura i

Capitolul 3.2.4

Figura j





Capitolul 3.2.4 Figura k

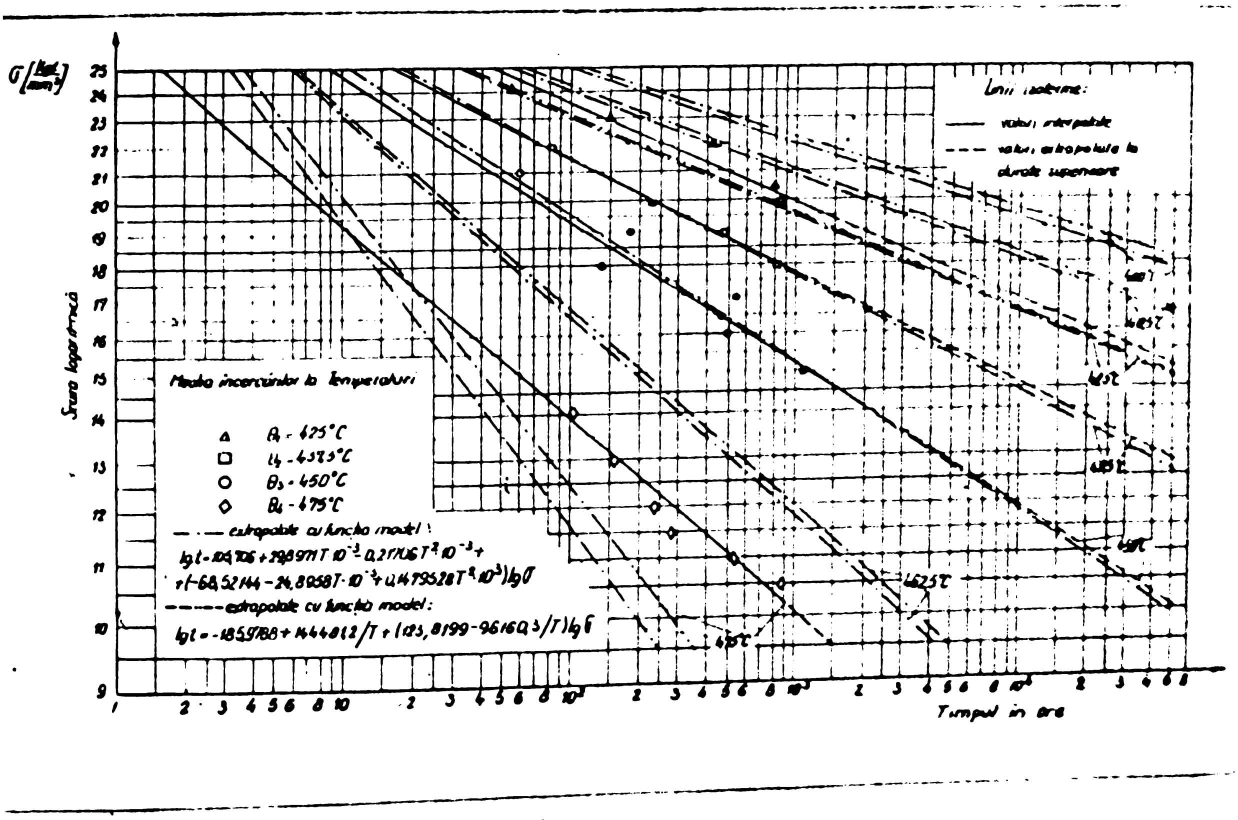


Figura 3.2.5

$$4. \quad P_{LM} \cdot 10^{-3} = (\lg t + 29,47785)\, T \cdot 10^{-3} = -494,70543 + 1230,53827 \lg\sigma - 968,00208 \lg^2\sigma + 251,96026 \lg^3\sigma$$

$$5. \quad P'_{LM} \cdot 10^{-3} = (\lg t - 29,34315)\, T \cdot 10^{-3} = -174,05774 + 139,68331\sqrt{\sigma} - 32,59585\sigma + 2,50226\sigma^{3/2}$$

$$6. \quad P''_{LM} \cdot 10^{-3} = (\lg t + 29,17869)\, T \cdot 10^{-3} = -2,81852 + 4,51349\sigma - 0,25242\sigma^2 + 0,0044889\sigma^3$$

iar parametrii statistici sînt calculaţi în Tabela 3.2.4.h

Tabela 3.2.4.h

Parametrii statistici ai funcţiilor de tensiune Larson-Miller din Tabela 3.2.4.g

Nr. funcţiei	Variabila	Abaterea medie pătratică AB X	Abaterea standard ABAT Y	Coeficientul de corelaţie R
4	$\lg\sigma$	0,22918	0,45888	0,86636
5	$\sqrt{\sigma}$	0,22887	0,45888	0,86474
6	σ	0,22863	0,45888	0,86304

Ca şi mai sus (vezi Tabela 3.2.4.g) se observă aceeaşi ordine în ce priveşte concordanţa parametrilor: optimă pentru variabila $\lg\sigma$ şi cea mai slabă pentru variabila σ. Evident coeficienţii R dau în acest caz o corelaţie mai puţin strînsă, decît la încercările făcute la 4 nivele de temperatură, dar diferenţa se situează în jur de ~ 0,01 - ceea ce dovedeşte aptitudinea corespunzătoare a funcţiilor de tensiune Larson-Miller şi pentru extrapolare.

2.5. Extrapolarea rezultatelor cu "funcţii model"

Metoda se bazează pe relaţii între temperatură, tensiune şi timp de forma

(3.2.5.a) ... $$F(T, \sigma, t) = 0$$

care în literatură sînt denumite "funcţii model".

Relaţia (3.2.5.a) se explicitează în raport cu lgt:

(3.2.5.b) ... $$\lg t = \varphi(\lg\sigma, T)$$

Intrucît literatura de specialitate [3.11] [3.29] [3.30] [3.31] [3.32] [3.33] confirmă că lgt urmează o distribuţie normală (Gauss), relaţia (3.2.5.b) se diferenţiază şi se obţine:

BUPT

$$(3.2.5.c)\ \ldots \quad d\,\lg t = \left.\frac{\partial \varphi}{\partial \lg \sigma}\right|_T \cdot d\,\lg\sigma + \left.\frac{\partial \varphi}{\partial T}\right|_\sigma \cdot dT$$

în care $\left.\frac{\partial \varphi}{\partial \lg \sigma}\right|_T$ este panta isotermelor, iar

$\left.\frac{\partial \varphi}{\partial T}\right|_\sigma$ este distanţa – măsurată la scara timpului – a isotermelor pentru variaţia temperaturii cu o unitate. S-au ales funcţii Clauss [3.27] de forma generală:

$$(3.2.5.d)\ \ldots \quad \lg t = A(T) + B(T)\cdot \lg\sigma$$

în care $A(T)$ şi $B(T)$ sînt funcţii de temperatură şi în particular

$$(3.2.5.e)\ \ldots \quad \lg t = a_0' + \frac{a_1'}{T} + \left(b_0' + \frac{b_1'}{T}\right)\cdot \lg\sigma$$

$$(3.2.5.f)\ \ldots \quad \lg t = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + (b_0 + b_1 T + b_2 T^2)\cdot \lg\sigma$$

Relaţia (3.2.5.f) reprezintă o desvoltare în serie. Coeficienţii a_0', a_1', b_0', b_1' respectiv a_0 ..., b_0 ... s-au determinat folosind metoda celor mai mici pătrate schiţată mai sus (capitolul 3.2.4.2). Coeficienţii sînt daţi pentru amîndouă funcţii în tabela 3.2.5.a.

Tabela 3.2.5.a

Funcţii de tensiune "model" stabilite pentru toate încercările, respectiv pentru 2 nivele de temperaturi

1. $\lg t = -123{,}5553 + 99778{,}318 \cdot \frac{1}{T} + 73{,}8249\cdot\lg\sigma - 60350{,}7694 \cdot \frac{\lg\sigma}{T}$

2. $\lg t = 1177{,}5343 - 2{,}9987\cdot T + 0{,}0019219 \cdot T^2 + {} - 844{,}6611\cdot\lg\sigma + 2{,}1733\cdot T\cdot\lg\sigma - 0{,}001408\cdot T^2\cdot\lg\sigma$

3. $\lg t = -185{,}9788 + 144481{,}1621 \cdot \frac{1}{T} + 123{,}8199\cdot\lg\sigma - 96160{,}2741 \cdot \frac{\lg\sigma}{T}$

4. $\lg t = 105{,}7056 + 0{,}0299\, T - 0{,}000217\, T^2 + {} - 68{,}5214 \cdot \lg\sigma - 0{,}0249 \cdot T \cdot \lg\sigma + 0{,}000148\cdot T^2\cdot\lg\sigma$

S-au cercetat ambele variante studiate mai sus:

a) date experimentale pentru 4 nivele de temperaturi
(funcţiile nr.1 şi 2)

b) date experimentale pentru 2 nivele de temperaturi
$\theta_2 = 437,5^0$ şi $\theta_3 = 450^0C$ (funcţiile nr.3 şi 4)

De asemenea s-au determinat parametrii statistici în tabela 3.2.5.b. Se observă o corelaţie mai puţin strînsă (aproximativ cu 0,02), decît în cazul funcţiei de tensiune Larson-Miller. In schimb cele 2 funcţii model (nr.1 şi 2 din tabela 3.2.5.a se deosebesc doar cu 0,001 la coeficientul de corelaţie.

Tabela 3.2.5.b

Parametrii statistici ai funcţiilor "model" din tabela 3.25.a.

Nr. funcţiei	Abaterea medie pătratică AB X	Abaterea standard ABAT Y	Coeficientul de corelaţie R
1	0,22315	0,4437	0,86432
2	0,22226	0,4437	0,865498
3	0,2521938962	0,45888	0,835438875
4	0,2521938962	0,45888	0,835438875

Discrepanţa este mult mai mare la rezultatele calculate din date experimentale numai la 2 nivele de temperatură (funcţiile nr.3 şi 4); în acest caz coeficientul R se micşorează cu 0,03 faţă de acelaşi coeficient calculat din încercări la 4 trepte de temperatură.

In concordanţă cu cele de mai sus, dacă se reprezintă funcţiile model No.1 şi 2 din tabela 3.2.5.a în sistemul de coordonate lgt - lgσ nu se obţin drepte care diferă sensibil de izotermele stabilite cu ecuaţiile lgt = a - b.lgσ.

De aceea în figura 3.2.5 s-au reprezentat funcţiile model No 3 şi 4 din tabela 3.2.5.a, la care se observă abateri perceptibile faţă de aceste izoterme, trecute de asemenea în aceeaşi figură, împreună cu valorile medii ale datelor experimentale.

Abateri mari se produc mai ales la nivelul de temperatură $\theta_4 = 475^0C$ şi în special pentru funcţia No.4 (care din punctul de vedere practic nu prezintă importanţă, întrucît extrapolarea se face de la temperaturi mari la cele mai mici şi nu invers). In schimb la temperaturile de 450^0 şi $437,5^0C$ cele 3 drepte aproape coincid. (De aceea nu s-a mai trasat dreapta, care reprezintă funcţia No.3). In completare s-au trecut dreptele date de ecuaţiile 3 şi 4 şi pentru temperaturile de $462,5^0$, $412,5^0$ şi 400^0C, la care nu se dispune de date experimentale. Se observă că tensiunile pentru valori izocrone determinate cu dreptele - care reprezintă funcţiile model No.3 şi 4 - nu depăşesc 0,5 kgf/mm² în intervalul θ = 400° ... 462,5°C.

Tabela 3.2.5.c

Durata	$\lg t_1$	$\lg t_1^{I}$	$\lg t_1^{II}$	$\lg t_1^{III}$	$\lg t_1^{IV}$
Tensiunea de încercare $\sigma_{r/t}$ kgf/mm²			$\Delta = \lg t_1^i - \lg t_1$ (Δ %)		
17	3,97765 - -	3,82782 -0,14983 (-3,88%)	3,94132 -0,03633 (-0,914%)	3,85502 -0,12263 (-3,08%)	3,82128 -0,15647 (-3,92%)
20	2,99411 - -	2,93493 -0,05918 (-1,78%)	2,97617 -0,01794 (-0,534%)	2,87073 -0,12338 (-4,13%)	2,84617 -0,14794 (-4,95%)
22	2,41733 - -	2,41130 -0,00603 (-0,25%)	2,41016 -0,00717 (-0,298%)	2,29349 -0,12384 (-5,13%)	2,27431 -0,14302 (-5,95%)
24	1,89073 - -	1,93326 0,04253 (2,25%)	1,89342 0,00269 (0,143%)	1,76651 -0,12422 (-6,60%)	1,75224 -0,13849 (-7,35%)
Tabela No.	3.1.b	3.2.5.a	3.2.5.a	3.2.5.a	3.2.5.a
No.funcţiei	(3.1.d)	1	2	3	4

Intrucît coeficientul de corelaţie R din tabela 3.2.5.b caracterizează numai dispersiile globale şi nu ţine seama nici de sensul acestora, nici de corelaţia lor cu nivelul de tensiune, în final s-au analizat şi aceste aspecte. In fig.3.2.5a pag. 131 s-au reprezentat abaterile procentuale Δ % - calculate din tabela 3.2.5.c - pentru cele patru funcţii model din tabela 3.2.5.a în dependenţă de nivelul de solicitare. Se observă o corespondenţă destul de bună a funcţiilor model pentru extrapolare (la valori mici ale tensiunii) şi dispersii mari pentru σ = 24 kgf/mm². Marea majoritate a valorilor obţinute are abateri negative, ceea ce conferă o siguranţă ameliorată. Evident se observă şi aici comportarea optimă a funcţiei No.2 şi cea mai slabă a funcţiei No.4.

3.3. CONCLUZII

3.3.1. In partea experimentală a lucrării se analizează rezultatele [de]terminării rezistenţei tehnice de durată $\sigma_{r/10000}$ la temperatura de 425° a fontei cu grafit nodular feritice elaborate de U.C.M.Reşiţa, în baza [în]cercărilor la temperaturi superioare. Determinările se fac în prima fază [cu] metode parametrice de largă circulaţie mondială.

Studiul statistic efectuat a arătat că abaterea medie pătratică minimă [şi] intervalul de încredere a abaterilor procentuale cel mai mic sînt date [de] metodele Manson - Murry, Chitty - Duval, respectiv media valorilor date [de] 5 metode parametrice.

3.3.2. In faza următoare se stabilesc 2 metode de extrapolare (P_I şi [P_{II}]), care în cazul materialelor studiate dau parametrii statistici amelio[ra]ţi faţă de metodele clasice.

In fine se dau programele calculator pentru stabilirea funcţiei de tem[pera]ture Larson-Miller şi funcţiilor "model", se studiază influenţa variabi[lelor] utilizate $\lg\sigma$, σ şi $\sqrt{\sigma}$ asupra dispersiilor.

3.3.3. In ce priveşte posibilitatea utilizării metodei Larson-Miller [se] stabileşte că: constanta $\underline{C}$ din formula parametrică L-M este puternic [in]fluenţată de nivelul solicitării şi prezintă dispersii accentuate în ra[po]rt cu intervalul de temperatură. Metoda analitică propusă în lucrarea [1]28 a ameliorat rezultatele determinării grafice din STAS 8894-71, dar nu [a] putut înlătura folosirea constantei $C = f(\sigma)$ şi dispersiile date de tem[pe]ratură. De aceea în lucrarea de faţă:

a) s-a studiat influenţa treptei de temperatură $\underline{i}$ respectiv $\underline{j}$ asupra [va]lorii constantei în baza relaţiei $C_{i,j} = f(C_{i,j-1}, C_{j-1,j})$ - unde $j = i+n$ şi $n = 1;2...$ - care moderează dispersiile date de temperatură.

b) s-a trecut la eliminarea constantei $\underline{C}$, sugerînd un parametru optim[iza]t P_I, care a dat abateri medii pătratice cele mai mici din cele 10 metode [pa]rametrice de circulaţie largă,- în cazul materialului studiat.

S-a confirmat că distribuţiile empirice urmează legea Poisson cu verifi[că]rile după criteriul Kolmogorov şi χ^2. Quantilele pentru nivele de încre[de]re 5% şi 95% în cazul metodei preconizate au dat intervale de încredere [de] 0 ... 3,515% (la $\Delta T = 12,5°$), respectiv 0 ... 3,753 la $\Delta T = 25°$. Meto[de]le clasice au dat intervale mult mai mari.

3.3.4. S-a conceput o nouă funcţie model : $\lg t = (\frac{a}{T^2} - \frac{b}{T}) \lg \frac{\sigma}{\sigma_e} + \lg t_e$, [st]abilite în lucrare folosind reprezentarea parametrică $T.\lg t - \lg\sigma$.

S-au determinat pentru coeficienţii $\underline{a}$ şi $\underline{b}$ nivelul de încredere de 90% [în] baza testului $\underline{t}$ (Student) şi s-a calculat coeficientul de corelaţie R.

Acest coeficient a dat valori superioare lui 0,99 în cazul fontelor cu [gr]afit nodular, 0,98 pentru oţelul nealiat şi 0,96 ...0,97 pentru oţelurile [a]liate cercetate. Evident dispersia creşte şi cu intervalul de temperatură. [In] toate cazurile coeficientul $\underline{R}$ este superior valorilor obţinute la ecua[ţi]ile izotermelor.

3.3.5. S-a stabilit la calculator funcţia de tensiune $f(\sigma)$ Larson-Miller, care în STAS 8894-71 este construită prin aproximări grafice:

a) Atît curba de bază Larson-Miller, cît şi curbele izoterme în sistemul $\lg t - \lg \sigma$ - date prin tabelare tot de calculator - determinate cu funcţii de tensiune $f(\sigma)$, au o alură similară celor construite grafic şi prezintă abateri minime faţă de punctele experimentale.

b) Funcţia de tensiune $f(\sigma)$ stabilită de calculator dă un coeficient C riguros constant pentru orice nivel de tensiune şi o variaţie mult mai mică al acestui coeficient în raport cu temperatura.

c) Deşi posibilităţile laboratoarelor noastre nu permit să se efectueze încercări de durată de ordinul 10^5 ore, totuşi valorile extrapolate stabilite prin funcţii de tensiune dovedesc existenţa unui punct de inflexiune pentru curba rezistenţelor tehnice de durată, confirmat de cercetători la încercări de durată foarte mare [3.24].

3.3.6. S-a făcut o analiză a parametrilor statistici, în ce priveşte influenţa variabilelor folosite în calcule: $\lg \sigma$, $\sqrt{\sigma}$ respectiv σ.

Se observă că tot aceşti parametrii au valori optime, dacă se introduce variabila $\lg \sigma$ în funcţie de tensiune $f(\sigma)$; variabila $\sqrt{\sigma}$ dă rezultate foarte puţin diferită de prima, dar cu dispersii mai mari. Parametrii cu discrepanţe maxime sînt daţi de variabila σ linear, în cazul materialului studiat.

3.3.7. S-au stabilit tot la calculator coeficienţii funcţiilor model Clauss [3.27] de forma :

$$\lg t = A(T) + B(T) \cdot \lg \sigma$$

în care $A(T)$ şi $B(T)$ sînt funcţii de gradul 1 în $(\frac{1}{T})$ (forma 1) respectiv de grad 2 în T (forma 2).

Analiza statistică a arătat o corelaţie mai puţin strînsă (aproximativ cu 0,01) în cazul ambelor funcţii faţă de funcţia de tensiune Larson-Miller în cazul fontei cu grafit nodular feritice.

Se pare că funcţia de forma 1 aproximează mai bine fenomenul, decît funcţia de forma 2, cu o corelaţie cu 0,001 mai bună.

BIBLIOGRAFIE

3.1. KOVATS, L.: Considerații asupra comportării la temperaturi ridicate a unor fonte nodulare feritice.
Bul. științ. și tehn. al Inst. politehnic Timișoara
Tom 15(30) Fasc.2/1971, p.189-201

3.2. WORTHING, A.G., GEFFNER, J.: Prelucrarea datelor experimentale.
Edit. Tehnică București (1959)

3.3. ARRHENIUS, SVANTE: Zeitschrift phys. Chemie (1889), p.226-48

3.4. LARSON, F.R., MILLER, J.: A Time-Temperature Relationship for Rupture and Creep Stresses.
Transactions ASME 74(1952), p.765-775

3.5. MONKMAN, F.C., GRANT, N.J.: An empirical Relationship between Rupture Life and Minimum Creep Rate in Creep-Rupture Tests.
Proc. ASTM(1956), p.539-620

3.6. GRANACHER, J.: Zur Extrapolation der Zeitstandfestigkeit warmfester Stähle.
Dissert. Darmstadt 1970

3.7. SCHINN, R., RUTTMANN, W.: Verhalten warmfester Stähle im Zeitstandversuch bei 500° bis 700°C (Teil VIII).
Arch. f. Eisenhüttenwesen (1957), pp.317-323

3.8. LARKE, E.C., INGLIS, N.P.: A Critical Examination of some Methods of Analysing and Extrapoling Stress-Rupture Data.
Joint Internat. Conf. on Creep, London IME 1963 Paper 50

3.9. GOLDHOFF, R.M.: Comparison of parameter methods for extrapolating high temperature data.
Journ. Basic Engineering 1959, 81, p.629

3.10. BUNGARDT, K., SCHMIDT, W.: Comparison of various methods of extrapolating rupture data.
Brit. I.S. Inst. Translation Service, 1961, No.2169

3.11. BANDEL, G., GRAVENHORST, H.: Verhalten warmfestor Stähle im Zeitstandversuch bei 500° bis 700°C Teil II. Auswertungsverfahren.
Archiv f. Eisenhüttenwesen, 28(1957), p.253-258

3.12. KRISCH, A., WERNER, W.: Zur Umrechnung von Zeitstandwerten aus andere Temperaturen.
Arch. f. Eisenhüttenwesen 28(1957), p.339-344

3.13. HOZNEK, J.: Ein neues Verfahren zur Extrapolation der Zeitstandwerte durch genauere Bestimmung des Parameters von Larson-Miller.
Neue Hütte (1968), p.493-496

3.14. ORR, L.R., SHERBY, O.D., DORN, J.E.: Correlation of Rupture Date for Metals at Elevated Temperatures.
Transactions ASM (1954), p.113-128

3.15. MANSON, S.S.: Design Considerations for Long Life at Elevated Temperatures
Joint Internat. Conf. on Creep, James Clayton
Lecture, NASA Lewis Techn. Preprint, 1-63 (1963)

3.16. MURRY, G.: Discussion de quelques formules paramétriques utilisées pour l'extrapolations des résultats d'essais de fluage. Nouvelle formule proposée.
Revue de Métallurgie (1963), p.775-795

3.17. MANSON,S.S.,SUCCOP,G.: Stress-Rupture Properties of Inconel 700 and Correlation on the Basis of Several Time-Temperature Parameters.
ASTM STP 174 (1956),p.40-46

3.18. CHITTY,A.,DUVAL,D.: The Creep-Rupture Properties of Tubes for High-Temperature Steam Power Plant.
Joint Internat.Conf.on Creep, London, IME,1963, Paper 2

3.19. MURRY,G.: Extrapolation of the Results of Creep Tests by means of Parametric Formulas.
Joint Internat.Conf.on Creep., London IME,1963, Paper 73

3.20. MENDELSON,A.,ROBERTS,E.,MANSON,S.S.: Optimization of Time-Temperature Parameters for Creep and Stress-Rupture with Application to Data from German Cooperative Long-Time Creep Programm.
NASA TN D-2975 (1965)

3.21. MANSON,S.S.,HAFERD,A.M.: A Linear Time-Temperature Relation for Extrapolation of Creep and Stress-Rupture Data.
NASA TN 2890 (1953)

3.22. NIKITIN,V.I.: Metod obrabotki rezultatov ispîtanii na dlitelinuiu procinosti.
Zavodskaia Laboratoria Tom XXV, p.1492-1496, Moscva (1959)

3.23. x x x : Program DRESOL. Calculator FELIX-C 256

3.24. BENNEWITZ,I.H.: On the Shape of the Log.Stress-Log Time Curve of Long Time Creep-Rupture Tests.
Joint Internat.Conf.on Creep, London IME,1963, Paper 69

3.25. STUTZMAN,M.F.,FABER,S.W.: Expression of Stress-Rupture Data with.
Functions Derived by the Least-Squares Method.
Materials Research and Standards iunie (1961), p.460-464

3.26. RANCU,N.,TÖVISSI,L.: Statistica matematică cu aplicaţii în producţie.
Edit.Academiei RSR Bucureşti (1963)

3.27. CLAUSS,F.J.: An Examination of High-Temperature Stress-Rupture Correlating Parameters.
Proceeding ASTM (1960),p.905-927

3.28. HAJDU,I.,KOVATS,L.,CRISTUINEA,C.,IEREMICIU,T. : Analiza metodelor actuale de extrapolare folosite la determinarea rezistenţei tehnice de durată a unor metale termorezistente depuse prin sudare.
Bul.ştiinţ. şi tehn. al Inst.politehnic Timişoara Tom 18 (32) fasc.2/1973,p.139-149

3.29. LOMBARDO,J.J.,PARRISH,M.L. : Statistical Study of Properties Proves Aid in Parte Design.
The Iron Age (1954) 174, No.25,p.120-122

3.30. HARRIS,G.T.,CHILD,H.E.: A Statistical Study of the Creep and Fatigue Properties of a Precision-Cast High-Temperature Alloy
Journ. Iron and Steel Inst. (1954),p.284-290

3.31. PHILIPS,C.W.,SINNOT,M.J.: A Statistical Study of the Stress-Rupture Test.
Transactions ASM (1954),p.63-86

3.32. ZSCHOKKE,H.: Statistische Auswertung der Ergebnisse von Zeitstandversuchen als Grundlage zur Festlegung von Mindestwerten.
Archiv f. das Eisenhüttenwesen (1957), p.726-730

3.33. PRNKA,T.,FOLDYNA,V.: The Creep Properties of Low-Alloy Cr-Mo-V Steels with Low Carbon Content.
High-Temperature Properties of Steels, Eastbourne,1966, ISI Publ.97(1967),p.115-130

3.34. KOVATS,L. în colaborare cu: HAJDU,I.*, NICOLA,P. : Incercări comparative de fluaj de scurtă şi medie durată la un oţel cu conţinut redus de carbon (partea I-a)
Studii şi cercetări tehnice Nr.3-4,1962
Acad.RSR Bucureşti, pp.243-260

3.35. KOVATS,L. în colaborare cu: HAJDU,I.*, NICOLA,P., DOBRE,I. :
O nouă formulă pentru determinarea alungirii la fluaj.
Construcţii de maşini,17(1965) Nr.9 Bucureşti pp 510-516

3.36. KOVATS,L. în colaborare cu: HAJDU,I.*, NICOLA,P., DOBRE,I. :
Incercări comparative de fluaj de scurtă şi medie durată (partea II-a)
Buletin IPT,1965,tom.10(24),fasc.1,pp.113-127

3.37. KOVATS,L. în colaborare cu: HAJDU,I.*,NICOLA,P., DOBRE,I. :
Eine neue Formel zur Ermittlung der Kriechdehnung, die einer Dauer von 500 Stunden entspricht, auf Grund der 50 Stunden Versuche.V-te Konf.Metallprüfung.Tag.1965.Ac.RSR-ME.p.599-611

3.38. KOVATS,L. în colaborare cu: HAJDU,I.*,NICOLA,P., DOBRE,I. :
Nouvelle formule proposée pour déterminer les allongements à fluage qui correspondent à unde durée de 500 heures, en vertu des résultats des essais de 50 heures
Commission X Paris Inst.Internat.Soudure 1965,pp.1-8

3.39. KOVATS,L. în colaborare cu: HAJDU,I.,CRISTUINEA,C.,I [illegible], T. : Consideraţii asupra evaluării durabilităţii la temperaturi ridicate a două metale depuse prin sudare cu electrozi termorezistenţi.
Lucrarile simpozionului Rezistenţa îmbinărilor sudate 1973
Iaşi, pp.242-255

3.40. MARGINEANU, [illegible], LUPESCU,L.,STANESCU,F.,SCHMIDT,R. :
Studiu pentru organizarea urmăririi în timp a comportării conductelor de înaltă presiune din [illegible] de la proiectare pînă la scoatere din funcţiune. MEE - ISPE Bucureşti (197?).

3.41. GRANACHER J., KLEIN F.J :
Programm TEXPO 5 zur Extrapolation der Zeitstandfestigkeit. Programmbeschreibung des Institutes für Werkstoffkunde T.H. Darmstadt (1970)

3.42. GRANACHER J., WIEGAND H. :
Zur Extrapolation der Zeitstandfestigkeit warmfester Stähle. Symposion: Eigenschaften warmfester Stähle, - Düsseldorf, 3-5 Mai (1972)

3.43. SCHMIDT,W., GRANACHER,J. :
Grafisch - numerische Extrapolation der Zeitstandfestigkeit mit dem Zeit - Temperaturparameter von Manson und Brown.
DEW Technik Berlin (1973)

3.44. FERRY BORGES :
Siguranţa structurilor. Ed.tehn.Bucureşti 1974

---

* coordonatorul colectivului

3.45. KOVATS,L. : Extrapolarea încercărilor de fluaj cu funcții de tensiune Larson - Miller optimizate.
Comunicările sesiunii tehnico-științifice a comisiei inginerilor și tehnicienilor Brașov, 1974.

Tabela 3.1 *

Resultatele încercărilor de rupere la fluaj
(fontă cu grafit nodular calitatea F)

Nr. crt.	Temperatura θ °C	Tensiunea de încerc. $\sigma_{r/t}$ kgf/mm²	Durata până la rupere t_r ore	Nr. crt.	Temperatura θ °C	Tensiunea de încerc. $\sigma_{r/t}$ kgf/mm²	Durata până la rupere t_r ore
1	425	20,0	1272	28	450	16,5	783
2	425	20,0	841	29	450	17,0	312
3	425	20,0	508	30	450	17,0	334
4	425	20,5	773	31	450	17,0	499
5	425	22,0	293	32	450	17,0	572
6	425	22,0	606	33	450	17,0	597
7	425	23,0	118	34	450	17,0	767
8	425	23,0	129	35	450	17,0	811
9	425	23,0	152	36	450	17,0	1148
10	425	23,0	213	37	450	18,0	96
11	425	24,0	40	38	450	18,0	119,5
12	425	24,0	73	39	450	18,0	228
13	437,5	18,0	1210	40	450	19,0	162
14	437,5	18,0	529	41	450	19,0	193
15	437,5	19,0	480	42	450	19,0	210,5
16	437,5	20,0	278	43	450	19,0	236
17	437,5	20,0	192	44	450	20,0	42
18	437,5	22,0	82	45	450	20,0	40
19	437,5	22,0	64,5	46	450	20,0	28
20	450	14,0	804	47	450	21,0	60,5
21	450	15,0	535	48	475	10,5	880
22	450	15,0	1152	49	475	11,0	534
23	450	15,0	1920	50	475	11,5	280
24	450	16,0	250	51	475	12,0	237
25	450	16,0	960	52	475	13,0	153,5
26	450	16,5	192	53	475	14,0	97
27	450	16,5	659				

Calculul constantei Larson-Miller pentru diferite nivele de temperaturi şi tensiune

Tabela 3.2.a*

$\sigma_{r/t}$ $\frac{kgf}{mm^2}$	698. lg t_1	710,5. lg t_2	723. lg t_3	748. lg t_4	C_{12}	C_{24}	C_{14}	C_{13}	C_{23}	C_{34}
24	1319,73	1019,43	800,51	266,27	23,0909	20,3558	21,0692	20,7688	18,2433	21,3699
22	1687,30	1341,86	1058,83	463,16	26,5723	23,7485	24,4827	25,1388	23,5855	23,8266
20	2089,89	1695,0	1341,77	678,81	30,3761	27,4645	28,2216	29,9244	29,4355	26,5188
17	2776,40	2297,18	1824,25	1046,54	36,8630	33,8012	34,5970	38,0862	39,4116	31,1078
Valoarea medie									28,82797	

Calculul duratelor t_1 în baza încercărilor la temperaturi superioare cu parametrul Larson-Miller P_{LM} (STAS 8894-71) folosind C=20 (resp. C_{med} = 28,83)

Tabela 3.2.b*

$\sigma_{r/t}$ $\frac{kgf}{mm^2}$	lgt_2 + 20 (lgt_2+28,83)	P_2 (P_2')	lgt_3+ 20 (lgt_3+28,83)	P_3 (P_3')	lgt_1': P_2/T_1-20 (P_2'/T_1-28,83)	lgt_1': P_3/T_1-20 (P_3'/T_1-28,83)
24	21,43380 (30,26380)	15239,43 (21517,56)	21,10721 (29,93521)	15260,51 (21643,13)	1,83298 (1,99974)	1,86318 (2,17940)
22	21,88728 (30,71728)	15561,86 (21840,70)	21,46450 (30,29248)	15518,83 (21901,46)	2,29492 (2,46040)	2,23327 (2,54948)
20	22,38396 (31,21396)	15915,0 (22193,12)	21,85584 (30,68384)	15801,77 (22141,39)	2,80085 (2,96530)	2,63863 (2,95482)
17	23,23092 (32,06092)	16517,18 (22795,31)	22,52316 (31,35416)	16284,24 (22666,95)	3,66357 (3,8380)	3,32984 (3,64605)
Valoarea medie -		22086340	-	22100,50		

Determinarea scării timpului în diagramele [illegible] din fig. pentru temperaturile 425^0, $437,5^0$, 450^0 şi 475^0C

Tabela 3.2.d*

t în ore	1	10	50	100	500	1000	5000	10000	50000	100000
(lgt + 20)	20	21	21,699	22	22,699	23	23,699	24	24,699	25
P_1	13960	14650	15146	15356	15844	16054	16542	16752	17240	17450
P_2	14210	14921	15417	15631	16128	16342	16838	17052	17549	17763
P_3	14460	15183	15688	15906	16411	16629	17134	17352	17857	18075
P_4	14960	15708	16231	16456	16979	17204	17727	17952	18475	18700
(lgt+28,83)	28,83	29,83	30,529	30,83	31,529	31,83	32,529	32,83	33,529	33,83
P'_1	20123	20821	21309	21519	22007	22217	22705	22915	23403	23613
P'_2	20484	21194	21691	21905	22401	22615	23112	23326	23822	24036
P'_3	20844	21567	22072	22290	22795	23013	23518	23736	24241	24459
P'_4	21565	22313	22836	23061	23584	23809	24332	24557	25080	25305

Calculul duratelor t_1 în baza încercărilor la temperaturi superioare cu parametrul Manson - Murry I $(P_{MM})_I$.

Tabela 3.2.1*

$\sigma_{r/t}$ kgf/mm²	$A(\sigma)=C_{23}$	$B(\sigma)=$	$\frac{A}{\sigma}$	$\frac{B}{\sigma}$	$P_2=\frac{\frac{lgt}{\sigma}}{\frac{1}{710,5}-\frac{1,3}{1000}}$	$P_3=\frac{\frac{lgt}{\sigma}}{\frac{1}{723}-\frac{1,3}{1000}}$	lgt': $P_2(\frac{1}{698}-\frac{1,3}{1000})$	lgt': $P_3(\frac{1}{698}-\frac{1,3}{1000})$
24	18,2433	13990	0,76018	582,90	561,66	554,99	1,7832	1,7670
22	23,5855	18111	1,07207	823,23	805,72	800,82	2,3515	2,3372
20	29,4355	22624	1,47178	1131,2	1119,5	1119,5	2,9703	2,9615
17	39,4116	30319	2,31833	1783,5	1785,5	1785,0	4,0257	4,0267

Construirea curbei de bază Orr-Sherby-Dorn pentru încercări la 3 nivele de temperatură

$\sigma_{r/t}$ kgf/mm^2	Δ_{12} = = $\lg t_1 - \lg t_2$	Δ_{13} = = $\lg t_1 - \lg t_3$	P_{SD1} valori interpolate	P_{SD1} puncte experimentale	P_{SD2} valori interpolate	P_{SD2} puncte experimentale	P_{SD3} valori interpolate	P_{SD3} puncte experimentale
24	0,45693	-	-28,3846	-28,543	-28,2880	-	-	-
23	-	-	-	-28,102	-	-	-	-
22	0,53005	0,95283	-27,8580	-27,651	-27,8345	-27,860	-27,7640	-
21	-	-	-	-	-	-	-	-27,447
20,5	-	-	-	-27,387	-	-	-	-
20	0,61015	1,13827	-27,2813	-27,364	-27,3378	-27,358	-27,3727	-27,688
19						-27,041	-	-26,956
18						-26,812	-	-27,089
17							-26,7053	-26,466
16,5								-26,563
16								-26,538
15								-26,204
14								-26,323
valoarea medie	0,53238	1,0456	-	-	-			
$D_{1j} = \frac{\Delta_{1j\,med}}{\frac{1}{T_j} - \frac{1}{T_1}}$	20323,7	21110,0	-	-	-			
D_{med}/T_1	-	-	30,27536		29,72180		29,22849	

Tabela 3.2.2.b[x]

Calculul duratelor t_1' în baza încercărilor la temperaturi superioare cu parametrul Manson-Murry II (P_{M-MII})

$\sigma_{r/t}$ kgf/mm^2	$\lg t_2$	$b(\sigma) = \frac{\Delta_{23}}{T_3 - T_2}$ / $10^2 \cdot b(\sigma)$	$710,5 \cdot b(\sigma)$	$a(\sigma)_2 = \lg t_2 + T_2 b(\sigma) = a(\sigma)_3$	$\frac{a}{\sigma}$	$\frac{b}{\sigma} \cdot 10^3$	$\sigma \cdot (762 - T_2)$	$\sigma \cdot (762 - T_3)$	$10^3 P_2$	$10^3 P_3$	$\lg t_1'$: $64 \cdot \sigma \cdot P_2$	$\lg t_1'$: $64 \cdot \sigma \cdot P_3$
24	1,43380	2,7216	19,3506	20,7844	0,8660	1,1340	1224	936	1,1714	1,1829	1,7992	1,8170
22	1,88728	3,5232	25,050	26,9372	1,2244	1,6015	1122	858	1,6821	1,7069	2,3683	2,4033
20	2,38396	4,4010	31,2911	33,6751	1,6838	2,2005	1020	780	2,3372	2,3793	2,9916	3,0455
17	3,23092	5,8980	41,9348	45,1657	2,6568	3,4694	867	663	3,7265	3,8057	4,0545	4,1406

Calculul duratelor t_1 în ...
cu parametrul Manson-Haferd (P_{MH})

σ kgf/mm^2	$\delta \cdot 10^2$	$\gamma = lgt_2 + T_2$	$\gamma' = lgt_a + T_a$ ($\gamma - \gamma'$) %	$P_2 = \frac{lgt_2 - lgt_a}{T_2 - T_a}$ $10^2 P_2$	$P_3 = \frac{lgt_3 - lgt_a}{T_3 - T_a}$ $10^2 P_3$	lgt_1' $P_2(T_1 - T_a) + lgt_a$	lgt_1' $P_3(T_1 - T_a) + lgt_a$
24	2,7216	20,7840	20,8028 (0,8)	-2,66327	-2,67814	1,76170	1,77674
22	3,5232	26,9372	26,9391 (0,01)	-3,48778	-3,51882	2,32325	2,34420
20	4,4010	33,0757	33,6587 (0,6)	-4,39083	-4,43962	2,93281	2,96574
17	5,8980	45,1657	45,1382 (0,7)	-5,93076	-6,00979	3,97226	4,02560

Tabela 3.2.2.e*

Calculul abaterilor față de datele experimentale (lgt_1) pentru metodele parametrice, care se bazează pe colinearitatea punctelor în diagrama $lgt - T$:

lgt_1' (Δ%)

σr/t kgf/mm^2	Datele experimentale lgt_1	M - S 437,5	M - S 450	M - H 437,5	M - H 450	M - M II 437,5	M - M II 450	S - A 437,5	S - A 450	Media valorilor 437,5	Media valorilor 450	Ch - D
24	1,89073	1,9839 (4,6)	2,1650 (13,2)	1,76170 (-7,0)	1,77674 (-6,2)	1,79917 (-4,7)	1,81698 (-3,8)	1,9933 (5,2)	2,1745 (14,8)	1,88452 (-0,37)	1,98322 (4,9)	1,78735 (-5,4)
22	2,41733	2,4374 (0,83)	2,52226 (4,56)	2,32325 (-3,9)	2,34420 (-3,02)	2,36834 (-2,07)	2,40327 (-0,58)	2,4468 (1,24)	2,5318 (4,76)	2,39370 (-0,95)	2,45038 (1,37)	2,34531 (-2,98)
20	2,99411	2,9341 (-2,0)	2,9138 (-2,68)	2,93281 (-2,04)	2,96574 (-0,94)	2,99160 (-0,1)	3,04550 (1,74)	2,9435 (-1,7)	2,9229 (-2,38)	2,95050 (-1,47)	2,96199 (-0,74)	2,95579 (-1,27)
17	3,97765	3,7811 (-4,9)	3,5811 (-10,1)	3,97226 (-0,12)	4,02560 (1,18)	4,05450 (1,94)	4,14060 (4,1)	3,7904 (-4,7)	3,5902 (-9,6)	3,89957 (-1,93)	3,84957 (-3,2)	3,99795 (0,5)
$10^{-2} \cdot s'$	-	11,18	24,46	8,59	7,34	6,43	9,33	11,01	20,16	4,60	8,12	6,64

BUPT

Tabela 3.2.4.d*

Tensiunea de încerc. σ kgf/mm^2	17			20			22			24		
	P_{LM} = 24083,344			= 23471,302			= 23160,896			= 22693,742		
Temperatura θ_C	$\frac{P}{T}$	lgt (lgt$_1$)	%	$\frac{P}{T}$	lgt (lgt$_1$)	%	$\frac{P}{T}$	lgt (lgt$_1$)	%	$\frac{P}{T}$	lgt (lgt$_1$)	%
θ_1=425	34,503345	3,77470 (3,97765)	-5,0	33,753974	3,04712 (2,99411)	1,0	33,18194	2,45315 (2,41733)	1,5	32,59980	1,78387 (1,89073)	- 2,0
θ_2=437,5	33,87245	3,14380 (3,23092)	-2,7	33,13681	2,42816 (2,38396)	1,0	32,57324	1,84658 (1,88728)	-2,1	31,918064	1,18941 (1,43380)	- 16,0
θ_3=450	33,310346	2,58264 (2,52316)	2,3	32,58682	1,87342 (1,85584)	0,1	32,043466	1,30578 (1,46450)	-12,0	31,472562	0,65965 (1,10721)	- 36,0
θ_4=475	32,196974	1,46833 (1,39912)	4,9	31,49767	0,78378 (0,90750)	-15,7	30,96388	0,23511 (0,61920)	-	30,420659	-0,38943 (0,35594)	-

4. CONTRIBUTII ASUPRA STUDIUL COMPORTARII LA TEMPERATURI RIDICATE A FONTELOR NODULARE FERITICE ELABORATE IN TARA

4.1. Introducere

4.1.1. Forma quasi-sferică a grafitului produce un efect minim de încrestare în secțiunile pieselor din fonta nodulară. Astfel starea triaxială de solicitare provocată de aceste incluziuni are un efect mult mai redus de fragilizare, decît în cazul fontelor cu grafit lamelar [4.1.] Aceasta explică caracteristicile de rezistență și plasticitate mult superioare ale fontelor cu grafit nodular - față de cele cu grafit lamelar - care sînt comparabile cu cele ale oțelului. Forma sferică a grafitului micșorează de asemenea suprafețele de contact expuse oxidării și astfel diminuează substanțial și "creșterea" fontelor nodulare - față de cele lamelare - la temperaturi ridicate [4.2] .

4.1.2. Caracteristicile de rezistență foarte bune împreună cu proprietățile tehnologice și fizice favorabile, precum și indicii economici ridicați, fac ca în țările avansate industrial producția de fontă nodulară să crească mai pronunțat decît la celelalte produse feroase. Datorită acestor considerente, în ultimul timp s-au întreprins numeroase cercetări în țările cu industrie avansată pentru determinarea caracteristicilor de rezistență ale fontelor nodulare și ale factorilor care le influențează [4.1] [4.6] [4.8] [4.10] [4.15] .

4.1.3. Deși la noi în țară se elaborează de mai mulți ani fonta nodulară la mai multe uzine("1 Mai" Ploiești, "Electroputere" Craiova, U.C.M. Reșița, "Steagul Roșu" și "Tractorul" Brașov, "Șantierele Navale" Galați, "Oțelul Roșu" etc.), încă nu s-au făcut studii sistematice în ceea ce privește capacitatea ei de rezistență la temperaturi ridicate. Puținele studii se referă doar la analiza unor factori tehnologici [4.2] [4.9] .

4.1.4. Acest capitol cuprinde în esență determinarea următoarelor caracteristici de rezistență la temperatura $\theta = 400^{o}C$: limita de curgere tehnică $\sigma_{0,2}$ și a tensiunilor limită $\sigma_{0,1}$ și $\sigma_{0,5}$ pentru 3 viteze de solicitare diferite, precum și limitele tehnice de fluaj σ_{DVM} $\sigma_{0,2/t}$ $\sigma_{0,5/t}$ $\sigma_{1/t}$. etc. și rezistența tehnică de durată $\sigma_{r/t}$ pentru o serie de probe de fonte cu grafit nodular feritice - F.g.n.40-10 - elaborate de U.C.M.Reșița.

Rezultatele au fost comparate cu cele determinate de alţi cercetători pe fonte cu compoziţia chimică şi structură asemănătoare.

4.2. Materialul încercat

4.2.1. In tabelul 4.1 s-a trecut compoziţia chimică a fontelor examinate şi a unor fonte de compoziţie similară studiate în străinătate, care au servit pentru comparaţie.

In figura 4.1 s-au marcat valorile caracteristicilor la tracţiune - rezistenţa la rupere σ_r şi alungirea procentuală la rupere δ_5 % - la temperatura ambiantă - ale fontelor considerate, inclusiv caracteristicile prevăzute în STAS 6071-64, 6071-72, DIN 1693 şi ASTM A-339 pentru fonta cu grafit nodular turnată în piese.

Rezultatele încercărilor proprii au fost marcate cu A, B, C, D, E, F, funcţie de şarjă şi reprezintă media a 3 determinări. In aceeaşi figură s-au trecut şi caracteristicile fontelor cu grafit nodular investigate pe plan mondial: Anglia (J.A.Towers [4.13], P.Aftenborough [4.1], J.Glen [4.3], Uniunea sovietică (V.S.Ivanova, I.A.Oding [4.6], Cehoslovacia (A.Plesinger [4.8]), R.S.România [4.2], etc.

4.2.2. Pentru aprecierea şi compararea diferitelor calităţi de fontă nodulare literatura indică mai multe criterii. Unul din acestea - uzitat şi la fontele obişnuite - recomandă asigurarea unei anumite valori a indicelui complex de rezistenţă şi plasticitate [4.7] definit prin relaţia

$$(4.1) \quad \ldots \qquad f = \frac{\sigma_r \cdot \delta_5 \%}{100} \left[\frac{\text{kgf} \cdot \text{mm}}{\text{mm}^3}\right]$$

După unele standarde, pentru fonte cu grafit nodular - având 70 ... 85 % grafit nodular - se prescriu următoarele valori pentru constanta f:

fonta feritică	5,5 ... 7,0
fonta ferito-perlitică	3,5 ... 5,5
fonta perlitică	1,5 ... 3,0

După altă metodă [4.7] - pentru fontele nodulare cu acelaşi procentaj de nodularizare - valoarea minimă a rezistenţei de rupere σ_r în funcţie de alungirea a rupere δ_5 este dată de ecuaţia exponenţială:

$$(4.2) \quad \ldots \qquad \sigma_r = 36 + e^{\frac{24-\delta_5\,\%}{7}}$$

Curba reprezentativă a ecuației (4.2) s-a trasat în figura 4.1. Toate orile obținute la fontele specificate în tabelul 4.1 - cu excepția i singur rezultat - se situează deasupra sau cel mult pe linia curboi ației (4.2). In schimb majoritatea valorilor minime prevăzute de STAS 1 - 64 se află dedesubtul acestei curbe. Aceasta dovedește că în pre- t[x] în țara noastră cerințele față de calitatea fontelor nodulare se ează sub valorile normelor străine și sub posibilitățile actuale ale nelor noastre constructoare de mașini. In consecință se recomandă ificarea caracteristicilor de rezistență și de plasticitate ale fon- or nodulare în sensul majorării valorilor acestora.

4.3. Incercarea fontelor nodulare la temperatura $\Theta = 400^{0}C$

4.3.1. Utilajul de încercare și epruvetele folosite

Determinarea limitei de curgere tehnică $\sigma_{0,2}$ și a tensiunilor ită $\sigma_{0,1}$ și $\sigma_{0,5}$ la $\Theta = 400^{0}C$ s-a executat la o instalație de încerca- specială realizată la catedra de Rezistența materialelor de la I.P. ișoara [4.5]. La această instalație folosind epruvete cu $d_0 = 10$ mm $l_0 = 100$ mm se pot realiza viteze de solicitare constante cuprinse în itele $v_\sigma = 10^{-5} \ldots 1$ kgf/mm^2 . s, iar diagrama $\sigma - \varepsilon$ se înregistrea- automat pe cale fotografică la scările:

$$\varepsilon = 0{,}1\% \;\hat{=}\; 20 \text{ mm și } \quad \sigma = 1 \text{ kgf/mm}^2 \;\hat{=}\; 10 \text{ mm.}$$

Incercările de fluaj la $\Theta = 400^{0}C$ s-au executat la o instalație fluaj cu trei posturi fabricată de "VEB Thüringer Industriewerk enstein", din R.D.G.

La această instalație s-a asigurat menținerea constantă a tempe- urii nominale în limitele $\pm 2^{0}C$ și realizarea încărcării epruvetelor precizia de + 0,1% ... + 0,4%. Deformațiile epruvetelor în cursul flu- lui s-au măsurat intermitent cu un microscop spiral cu precizia de ,001 mm. Epruvetele folosite la determinarea limitei tehnice de fluaj

---

Aceste considerații au fost comunicate în sesiunea științifică a cadrelor didactice din I.P.Timișoara la data de 24.05.1971. Standardul revizuit 6071-72, ține seamă de aceste recomandări. In STAS 6071-64 67% din calitățile standardizate erau situate dedesubtul curbei limite (4.1) și doar 33% deasupra. In standardul revizuit 6071-72 se schimbă situația, 67% din calități situîndu-se în zona calităților conferite pe plan mondial.

Tabela 4.1

Nr. crt.	Indicativul şarjelor sau grupelor de şarjă	C	Si	Mn	P	S	Mg	Ni	alte elemente	Structura	Sursa bibliografică resp. proveniența
1	T	2,95	1,52	0,44	0,05	0,024	0,049	1,11	0,005Ce	perlitică	J.A. Towers [4.13]
2	A.F	3,58	2,52	0,39	0,05	0,005[x]	-	-		feritică[x]	P.Aftemborough [4.1]
3	A P	3,58	2,57	0,98	0,07	0,004[x]	-	-		perlitică[x]	P.Aftemborough [4.1]
4	APMO	3,61	2,24	0,86	0,11	0,004[x]	-	-	0,82 Mo	perlitică[x]	P.Aftemborough [4.1]
5	POO	3,02	2,48	0,68	0,088	0,008	-	-	-	feritică	A.Plesinger [4.8]
6	P 20	2,70	2,20	1,00	0,061	0,012	-	19,32	-	feritică	A.Plesinger [4.8]
7	I	3,33	2,50	0,67	0,21	0,021	-	0,12	-	perlitică	V.S. Ivanova şi I.S. Oding [4.6]
8	D E	3,36	2,00	0,56	0,112	0,024	0,12	-	-	perlitică	T.Dumitrescu ş.a [4.2]
9	A	3,47	2,87	0,52	0,140	0,04	-	-	-	feritică	UCM Reşiţa
10	B	3,60	3,30	0,78	0,102	0,026	-	-	-	feritică	UCM Reşiţa
11	C	3,30	3,22	0,51	0,140	0,022	-	-	-	feritică	UCM Reşiţa
12	D	3,25	3,04	0,62	0,121	0,044	-	-	-	feritică	UCM Reşiţa
13	E	3,31	2,92	0,65	0,118	0,04	-	-	-	feritică	UCM Reşiţa
14	F	3,34	3,11	0,50	0,124	0,088	-	-	-	feritică	UCM Reşiţa

x) Procedeu mechanite pentru desulfurizare şi nodularizare

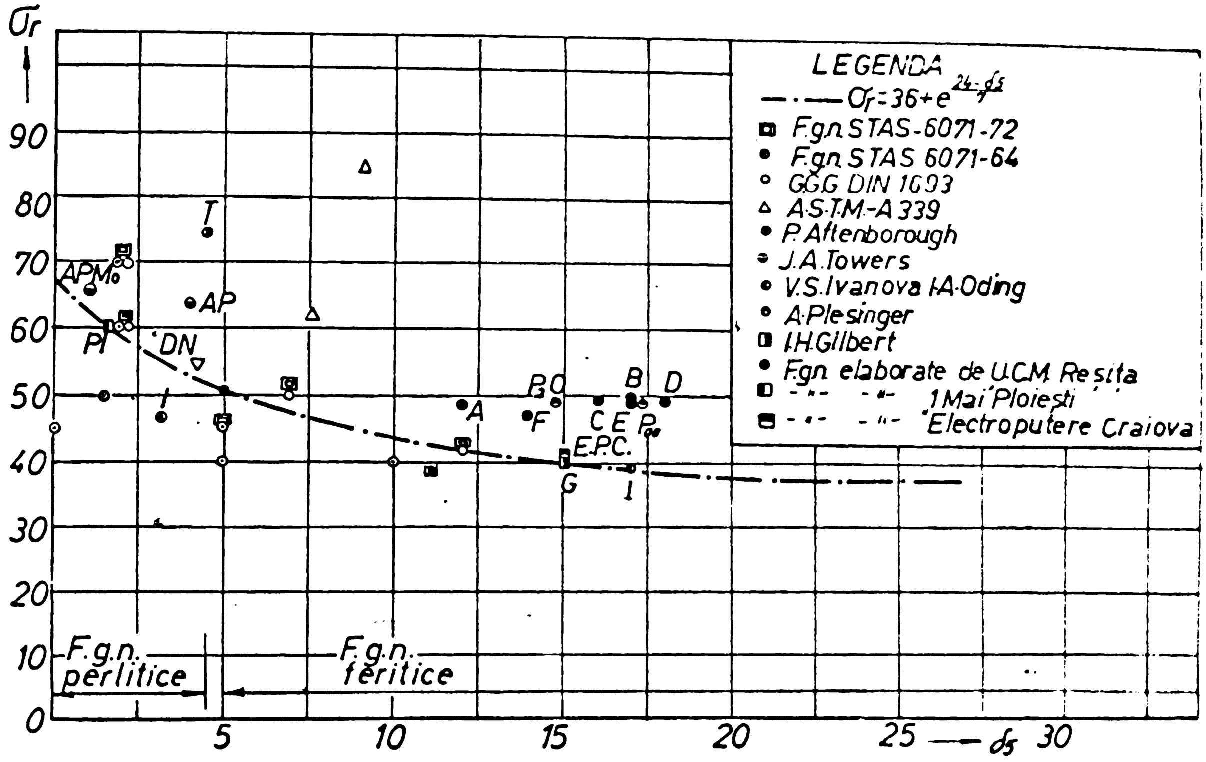


Fig.4.1. Rezistenţa la rupere σ_r kgf/mm^2 în funcţiune de alungirea procentuală la rupere δ_5.

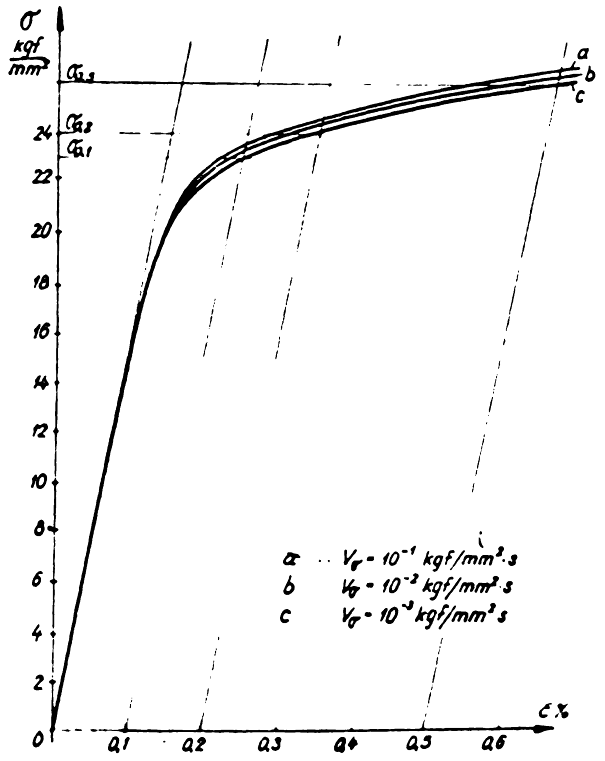


Fig.4.2. Curbe caracteristice la viteze de încărcare diferite

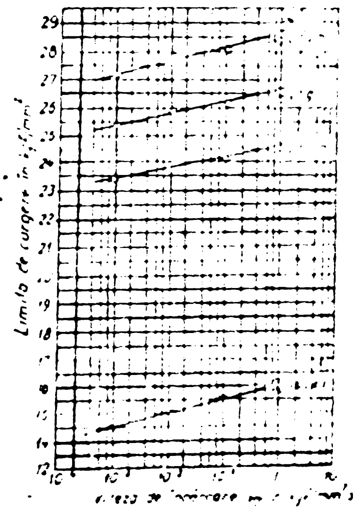


Fig.4.4. Variaţia limitei de curgere în funcţie de viteza de încărcare (F.g.n.40-10 şi OL K1)

au avut d_o = 8 mm şi l_o = 100 mm, iar cele pentru determinarea rezistenţei tehnice de durată au avut d_o = 8 mm şi lungimea calibrată l_o = 24 mm.

4.3.2. Determinarea limitei tehnice de curgere $\sigma_{0,2}$ şi a tensiunilor limită $\sigma_{0,1}$ şi $\sigma_{0,5}$ pentru diferite viteze de solicitare

Incercările de tracţiune cu sarcina progresivă s-au executat cu următoarele viteze de încărcare: v_σ = 10^{-1}; 10^{-2} şi 10^{-3} kgf/mm^2.s. In figura 4.2 sînt reproduse 3 curbe caracteristice $\sigma - \varepsilon$ obţinute cu viteze de încărcare diferite la instalaţia menţionată. In diagramă se indică şi modul de determinare a caracteristicilor $\sigma_{0,1}$, $\sigma_{0,2}$ şi $\sigma_{0,5}$. In figura 4.3 pe baza valorilor determinate s-au trasat curbele de variaţie ale caracteristicilor menţionate în funcţie de viteza de încărcare. In figura 4.4 s-a trasat şi curba de variaţie a limitei de curgere $\sigma_{0,2}$ pentru un oţel OLK 1 [4.5]. Intrucît panta curbei pentru oţel este mai mare, decît cea a fontei încercate, rezultă că limita de curgere $\sigma_{0,2}$, inclusiv caracteristicile $\sigma_{0,1}$ şi $\sigma_{0,5}$ ale fontelor, sînt mai puţin influenţate de viteza de solicitare, decît la oţelul OLK 1.

4.3.3. Determinarea limitei tehnice de fluaj

In fig.4.5 sînt redate curbele izoterme de fluaj la θ = 400°C pentru trei încărcări diferite: σ = 17 kgf/mm^2; σ=22; σ = 24 kgf/mm^2. Punctele prin care s-au trasat curbele reprezintă mediile a trei încercări.

In diagrama respectivă s-au trecut pentru comparaţie şi curba de fluaj obţinută la aceeaşi temperatură de P. Aftenborough [4.1] la fonta nodulară feritică "meehanite" precum şi curba de fluaj a unui oţel OLK 1 - încercat tot la laboratorul de Rezistenţa materialelor de la IPT [4.4]. Se observă că pentru σ = 14 kgf/mm^2 la fonta "meehanite" se obţin deformaţii plastice mult mai mari, decît pentru σ = 17 kgf/mm^2 la fontele indigene examinate. Pentru σ = 17 kgf/mm^2 deformaţiile permanente ale oţelului OLK 1 depăşesc cu de peste 15 ori pe cele ale fontei nodulare încercate.

Prin derivarea grafică a curbelor din fig.4.5 s-au obţinut curbele de variaţie a vitezei de fluaj - v_f = f(t) - pînă la durata de 800 de ore (fig.4.6).

In comparaţie cu curba oţelului OLK 1 - la care după un anumit număr de ore viteza de fluaj se stabilizează - la fontele nodulare se remarcă o descreştere continuă a vitezei de fluaj pe toată durata considerată.

Pe baza curbelor de fluaj din fig.4.5 corespunzătoare solicitărilor σ = 17 kgf/mm^2, σ = 22 kgf/mm^2 şi σ = 24 kgf/mm^2 precum şi a curbei de fluaj σ = 26 kgf/mm^2 din fig.4.11 s-a trasat familia de curbe

$\sigma_{0,1/t}$, $\sigma_{0,2/t}$, $\sigma_{0,5/t}$, $\sigma_{1/t}$ şi $\sigma_{2/t}$ în funcţiune de log.t. (fig.4.7).

Ordonatele punctelor de intersecţie a curbelor, cu verticala dusă în dreptul abscisei t = 1.000 ore, determină limitele tehnice de fluaj $\sigma_{0,1/1000}$ ... $\sigma_{2/1000}$, iar prin extrapolarea acestor curbe pînă în dreptul abscisei t = 10.000 ore s-au obţinut limitele tehnice de fluaj $\sigma_{0,1/10000}$ ... $\sigma_{2/10000}$. Astfel pentru $\sigma_{1/10000}$ s-a obţinut σ = 17,9 kgf/mm^2 o valoare apropiată de cea obţinută de A.Plesinger $\sigma_{1/10000}$ = 18 kgf/mm^2 [4.8] pentru fonta nodulară P00 din tabelul 4.1 şi fig.4.1.

Tot în baza rezultatelor obţinute, din curbele de fluaj din fig.4.5 şi 4.11, în figura 4.6 s-au reprezentat curbele de variaţie log σ = f(log ε_p) corespunzătoare diverselor durate de încercare. Diagrama permite determinarea limitei tehnice de fluaj corespunzătoare unei anumite durate. Astfel pentru t = 45 ore se găseşte $\sigma_{0,2/45}$ = = 25 kgf/mm^2.

Pentru compararea comportării la fluaj a metalelor STAS 6596-62 prevede şi încercări de scurtă durată pentru determinarea limitei tehnice de fluaj σ_{DVM}, adică a solicitării pentru care viteza de fluaj medie v_f între a 25-a şi 35-a oră de încercare să fie egală cu 10.10^{-4}% /oră sau deformaţia plastică să fie de 0,2% după 45 de ore. Pentru determinarea acestei caracteristici în fig.4.9 s-a trasat curba σ = = f($v\frac{25}{35}$), atît pentru fonta nodulară studiată, cît şi pentru oţelul OLK 1. Rezultă pentru fontă nodulară: σ_{10-30} = 20,5 kgf/mm^2 iar pentru OLK 1: σ_{10-30} = 11,6 kgf/mm^2 şi aceasta arată superioritatea fontei nodulare, faţă de oţelul OLK 1 considerat.

Dacă se compară această valoare cu $\sigma_{0,2/45}$ stabilit mai sus, rezultă σ_{DVM} = σ_{10-30} = 20,5 kgf/mm^2.

Dispersia rezultatelor a fost examinată la două curbe de fluaj. Fig.4.10 reprezintă zonele de dispersie ale rezultatelor pentru şarjele de fontă A, C, E, F - pentru 2 solicitări diferite. Faţă de valoarea medie au rezultat următoarele valori ale dispersiei: ε_p = ± 0,08% pentru σ = 24 kgf/mm^2 şi ε_p = ± 0,04% pentru σ = 17 kgf/mm^2.

In figura 4.11 pentru cele 2 curbe de fluaj obţinute cu solicitări relativ mari se constată o variaţie pe intervale a vitezei de fluaj. Acest fenomen a fost evidenţiat pînă în prezent numai la curbele de fluaj ale oţelurilor austenitice [4.14] [4.3] şi explicate prin alternarea fenomenelor de precipitare şi durificare, datorită îmbătrînirii mecanice prin deformaţie şi regenerarea ca o urmare a efectului temperaturii ridicate.

-

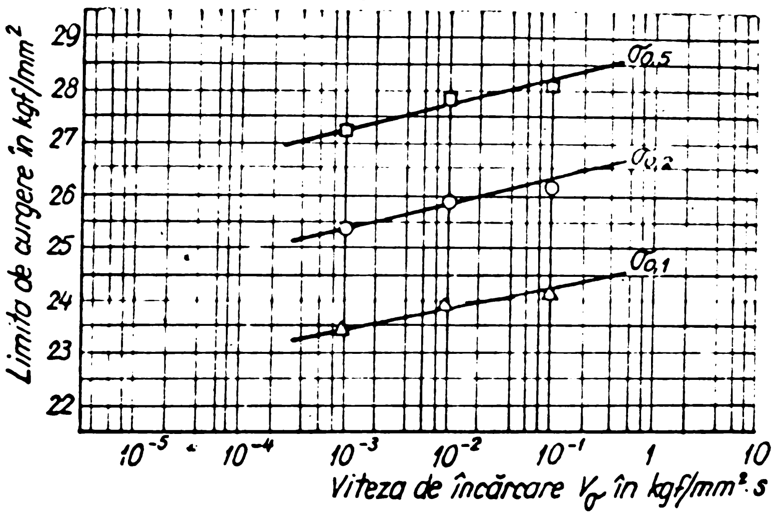


Fig.4.3. Variația limitei de curgere în funcție de viteza de încărcare (F.g. n.40-10)

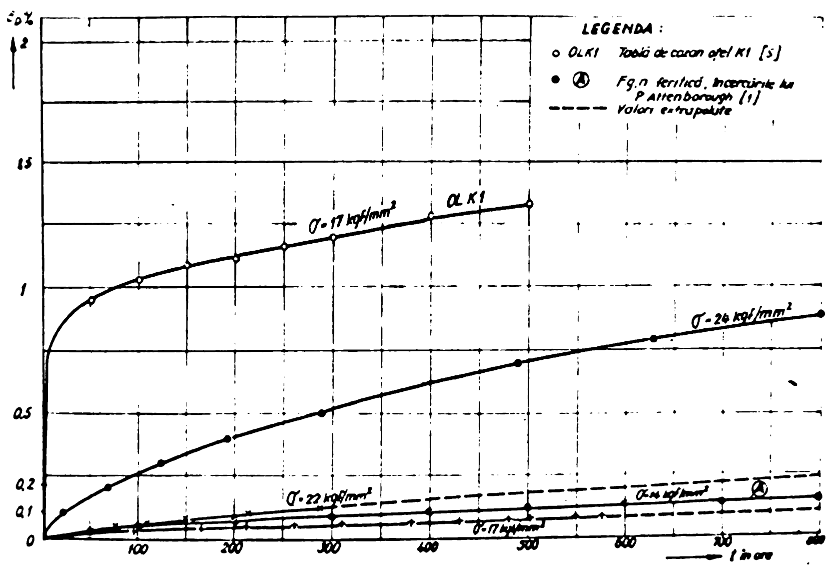


Fig.4.5. Curbe izoterme de fluaj $\mathcal{E}_p = f(t)$ la $\Theta = 400^oC$

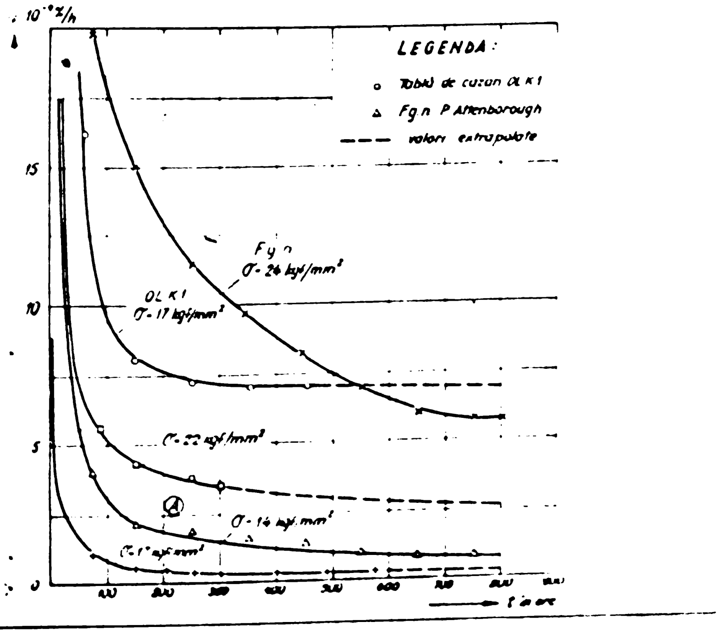


Fig.4.6. Curbe de variație a vitezei de fluaj $v_f = f(t)$

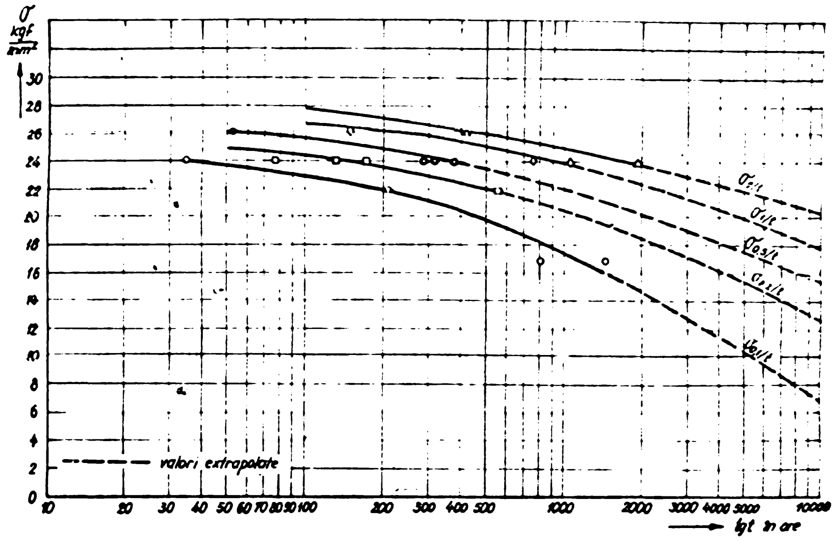


Fig.4.7. Diagrama $\sigma_{\varepsilon/t}$ în funcţiune de log t.

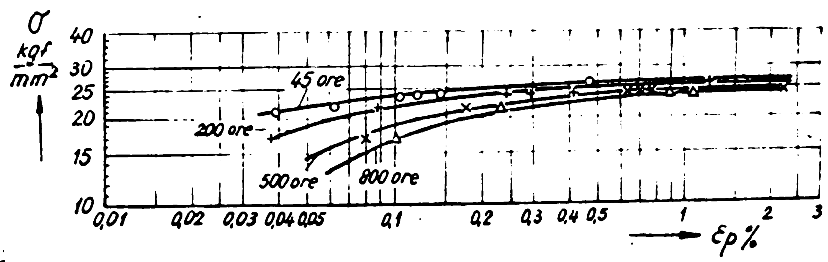
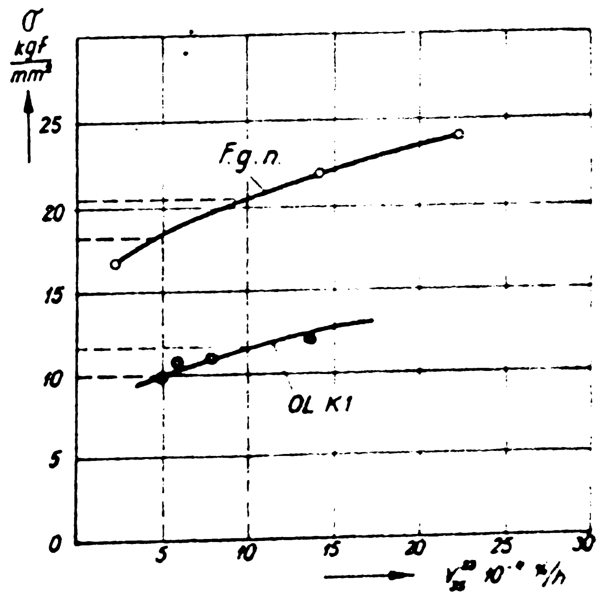


Fig.4.8. Diagrama log $\sigma = f(\log \varepsilon_p)$

Fig.4.9. Diagrama $\sigma = f(v_{35}^{25})$.



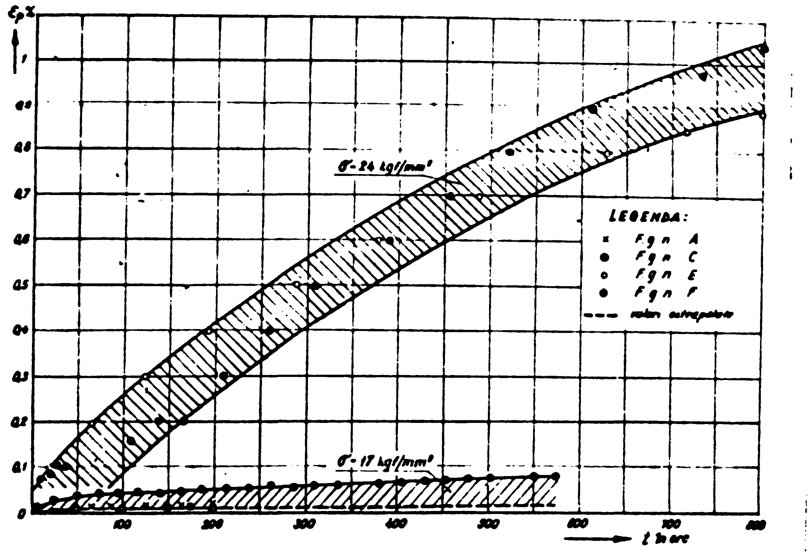


Fig.4.10. Zonele de dispersie în diagrama $\varepsilon_p = f(t)$.

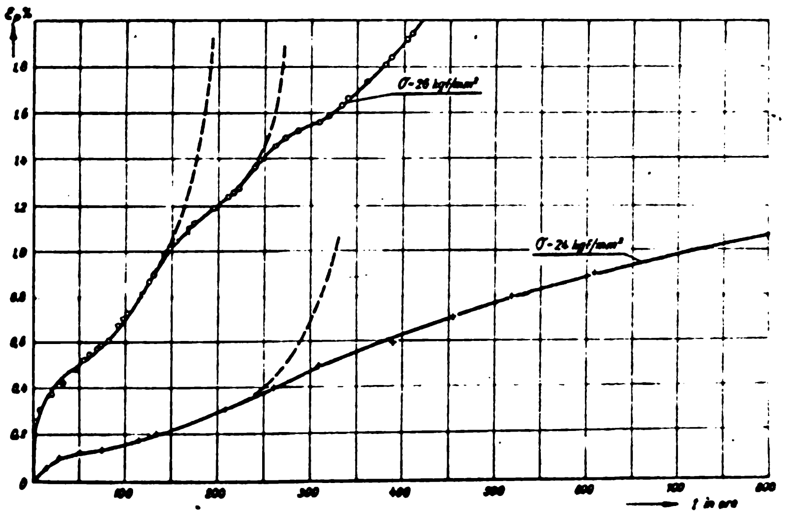
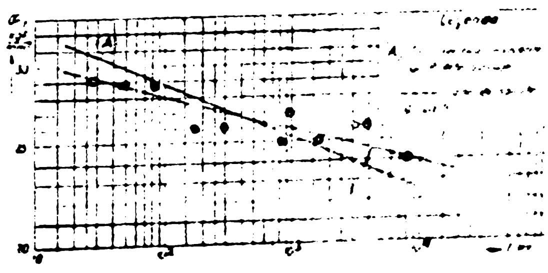


Fig.4.11. Curbele de fluaj $\varepsilon_p = f(t)$ care prezintă variații ale vitezei de fluaj

Fig.4.12. Diagrama rezistenței tehnice de durată $\log \sigma_{r/t} = f(\log t)$



Liniile trasate întrerupt reprezintă curbele care ar corespunde pentru un metal pur. Se observă că fenomenul menţionat este mai pronunţat la solicitări mai ridicate.

4.3.4. Determinarea rezistenţei tehnice de durată

In funcţie de valorile obţinute, pentru $\sigma_{0,2}$ la încercare de tracţiune cu sarcina progresivă şi la determinarea limitei tehnice de fluaj, încercările cu sarcina constantă pînă la rupere s-au executat cu următoarele valori ale tensiunilor iniţiale: σ = 24; 25; 26; 27; 28,5 şi 29 kgf/mm^2. In figura 4.12 - pe baza timpului de rupere determinat la fiecare încărcare şi aplicînd metoda celor mai mici patrate - s-a trasat curba 1 a rezistenţei tehnice de durată pentru fontele nodulare examinate. Pentru comparaţie s-a trasat şi curba similară obţinută de P.Aftenborough (curba A) pentru fontele nodulare feritice "meehanite" [4.1].

Se observă că fontele indigene au o comportare asemănătoare cu cele examinate de P.Aftenborough, iar la durate mai lungi se remarcă chiar o comportare mai bună. Din diagrama trasată s-a obţinut $\sigma_{r/1000}$ = = 25,8 kgf/mm^2 iar prin extrapolare a rezultat $\sigma_{r/10000}$ = 23,9 kgf/mm^2.

4.4. Cercetări microfractografice.

Epruvetele pentru determinarea rezistenţei tehnice de durată din fontă cu grafit nodular F.g.n.40-10, cu matrice feritică, încercate la diferite condiţii de solicitare, au fost supuse examinărilor microfractografice pentru analiza caracterelor suprafeţelor de rupere. Cercetările au fost efectuate cu ajutorul unui microscop electronic prin transmisie B.S-613 folosind replici duble acetat de celuloză - carbon. Cîteva microfractografii reprezentative sînt prezentate în figurile 4.13 ... 4.20 la o mărire M.E x 2700. Se observă clar smulgerea nodulelor de grafit din matricea structurală şi aspectul ductil al rupturii grăunţilor feritici. Deformările diferite suferite de structura feritică sînt o consecinţă a condiţiilor efective de încercare, care provoacă modificări submicrostructurale (densitate de dislocaţii, distorsiuni de reţea şi tensiuni interne) - modificări evidenţiate macroscopic prin încercările mecanice de durată.

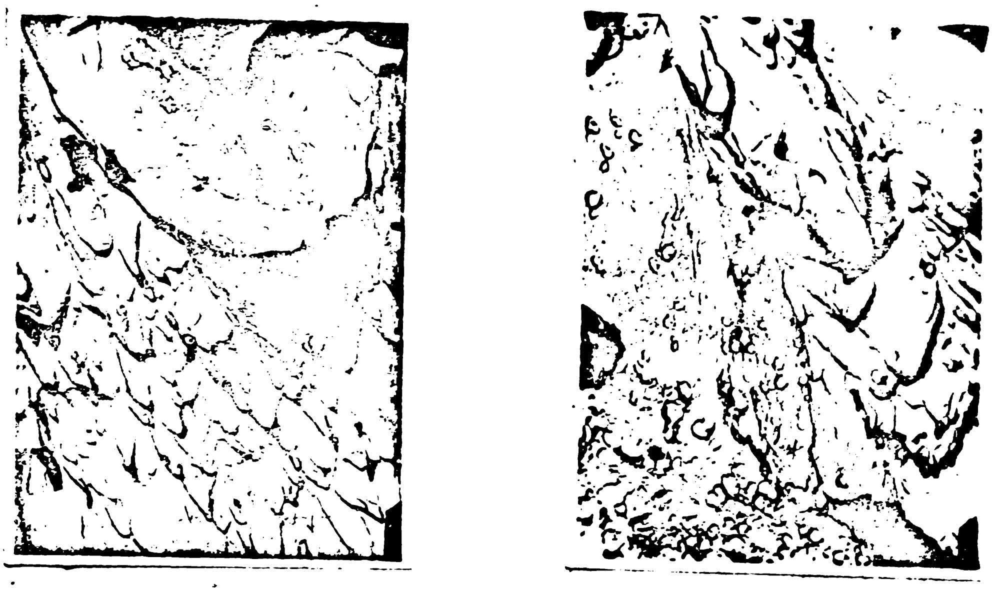


Fig.4.13. Fractografiile probelor F.g.n.40-10. Temperatura: 400°C, $\sigma_{r/t}$ = 40 kgf/mm². Durata pînă la rupere: 0,5 oră

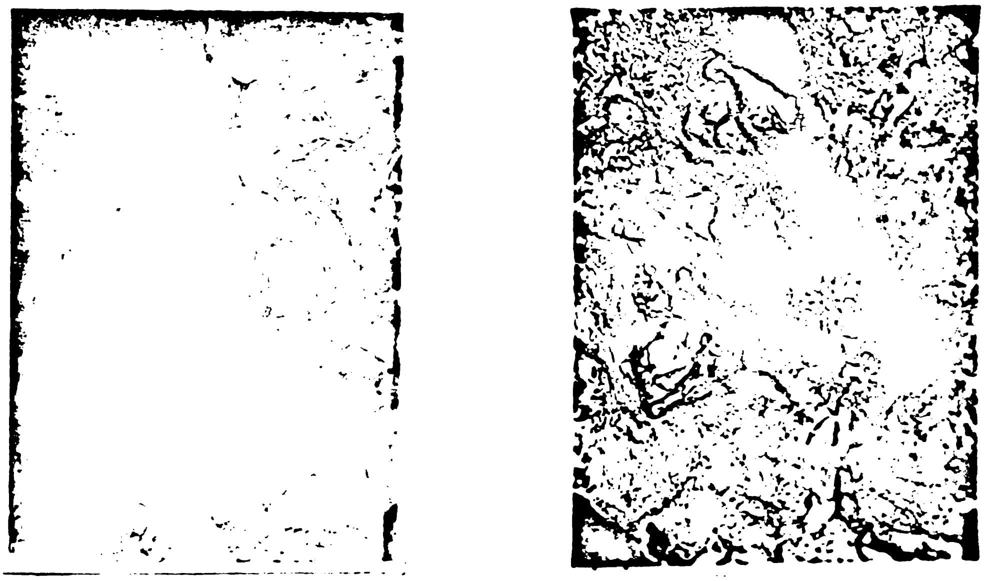


Fig.4.14. Fractografiile probelor F.g.n.40-10. Temperatura: 400°C, $\sigma_{r/t}$ =24 kgf/mm². Durata pînă la rupere: 1620 ore

Fig.4.15. Fractografiile probelor F.g.n.40-10.
Temperatura: 425°C, $\sigma_{r/t}$ = 24 kgf/mm²
Durata pînă la rupere: 31,5 ore

Fig.4.16. Fractografia probei F.g.n.40-10.
Temperatura: 425°C, $\sigma_{r/t}$= 20 kgf/mm². Durata pînă la rupere: 1272 ore

Fig.4.17. Fractografia probei F.g.n.40-10.
Temperatura: 437,5°C, $\sigma_{r/t}$ = 20 kgf/mm². Durata pînă la rupere: 139 ore

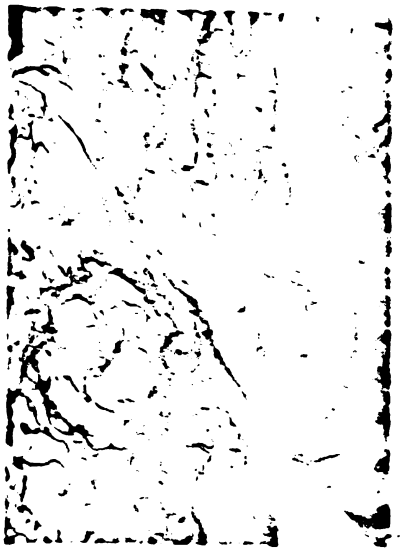


Fig.4.18. Fractografiile probelor F.g.n.40-10.
Temperatura: 450°C, $\sigma_{r/t}$ = 19 kgf/mm^2.
Durata pînă la rupere: 210 ore

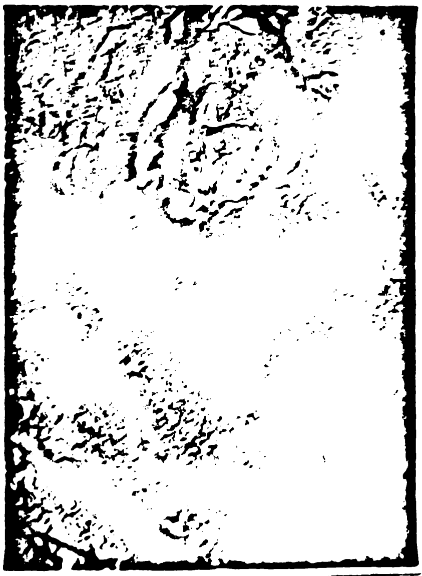


Fig.4.19. Fractografia probei F.g.n.40-10.
Temperatura: 437,5°C, $\sigma_{r/t}$ = 18 kgf/mm^2. Durata pînă la rupere: 2362 ore

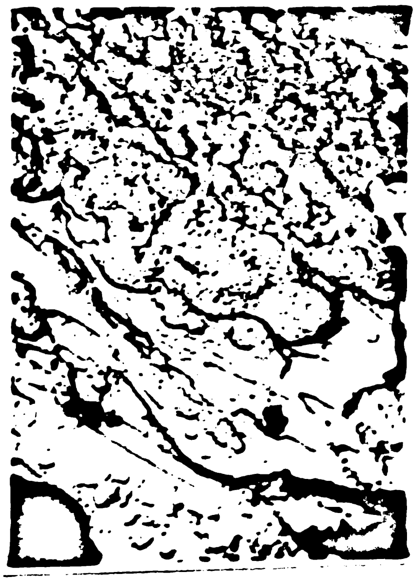


Fig.4.20. Fractografia probei F.g.n.40-10.
Temperatura: 450°C; $\sigma_{r/t}$ = 16,5 kgf/mm^2. Durata pînă la rupere: 659 ore.

4.5. CONCLUZII

4.5.1. Caracteristicile de rezistență și plasticitate date de STAS 6071-64 în vigoare la data publicației [3.1], pentru fontele cu grafit nodular indigene, se situau mult dedesubt valorilor stipulate în standardele din alte țări, cît și celor obținute de uzinele producătoare din țara noastră. De aceea s-a recomandat modificarea standardului conform posibilităților actuale și cerințelor pe plan mondial.

In standardul STAS 6071-72, apărut ulterior lucrării [3.1] s-a ținut seama de aceste recomandări: 67% din calitățile standardizate situîndu-se în zona calităților confirmate pe plan mondial.

4.5.2. Limita tehnică de fluaj $\sigma_{\varepsilon p/t}$ a fontelor nodulare examinate F.g.n.40 - 10, la temperatura de 400°C - atît la încercări de scurtă durată, cît și de lungă durată - sînt superioare unor fonte cu grafit nodular feritice străine și depășesc cu mult valorile corespunzătoare oțelurilor de tip OLK 1. [3.34] [3.35] [3.36] [3.37] [3.38].

4.5.3. In lucrare s-a evidențiat "rezistența latentă de fluaj" pentru fontele cu grafit nodular. In literatura de specialitate acest fenomen a fost studiat numai la curbele de fluaj ale oțelurilor austenitice [4.3]. [4.14]

4.5.4. Rezistența tehnică de durată $\sigma_{r/t}$ a fontelor feritice F.g.n. 40 - 10 la durate de ordinul t = 1000 ... 10000 ore și temperatura de 400°C este foarte apropiată de cea a fontelor nodulare cu o compoziție similară din străinătate [4.1].

4.5.5. Instalația de încercare specială realizată la catedra de Mecanică și Rezistența materialelor [4.5] a permis să se studieze variația limitei de curgere a materialelor în funcție de viteze de solicitare constante cuprinse în limite foarte largi: $v_\sigma = 10^{-5}$ ... ... 1 Kgf/mm^2.s [3.39] [4.17] [4.18] [4.19].

Investigațiile întreprinse în cadrul lucrării au arătat că viteza de solicitare influențează într-o măsură mai mică limita de curgere a fontelor cu grafit nodular la temperatura de 400°C, decît în cazul oțelurilor.

BIBLIOGRAFIE

4.1. ATTENBOROUGH,P. - Creep Properties of Meehanite Nodular at 400° - 500°C, Report E.1099, University of New- castle-upon-Tyne, Anglia, sept.1966,pp.1-31.

4.2. DUMITRESCU,Tr.,NICOLAID,M.,ILIESCU,P., - Comportarea fontelor cu grafit nodulat la temperaturi înalte. Studii şi cercetări de mecanică aplicată, Bucureşti, 1955, Tom VI, Nr.1-2,p.127-161.

4.3. GLEN,J.: - Journ. Iron Steel Inst., London, 1958, nr.8, pp. 328-335.

4.4. KOVATS,L. în colaborare cu HAJDU,I.* - Incercări asupra tablelor de cazan de locomotivă, Bul.ştiinţific şi tehnic al Inst. Politehnic Timişoara, Tom 5(19), 1960, Fasc. 1-2, pp. 105-114.

4.5. HAJDU,I. - Contribuţii la studiul influenţei temperaturii şi vitezei de încărcare asupra limitei de curgere a unui oţel moale, (Teză de doctorat), Lit.I.P.T. Timişoara, 1964.

4.6. IVANOVA,V.S., ODING,I.A. - Polzucest ciuguna s globularnim grafitom. Izvestia Akad. Nauk.SSSR Otd. tehn. nauk, Moskva, 1955, nr.7, pp 89-93

4.7. NEMETH,L. - Einige neue Gesichtspunkte in der Verwendung von spherolitischem Gusseisen, Öntöde, Budapest, 1966, nr.2, pp. 25-30

4.8. PLESINGER,A.,-Propriétés de la fonte à graphite sphéroidal aux températures élevées Fonderie, Paris, 1960, ianuarie, nr. 168, pp.18-24

4.9. RASEEV,D. - Contribuţii la stabilirea proceselor elementare ce controlează transformările izoterme la încălzirea fontelor cu grafit nodular, Studii şi cercetări de Metalurgie Bucureşti, 1968, Tom 13, nr.2, pp.31 - 57.

4.10. RENTER,H. - Fachausschuss GGG, Giesserei, Düsseldorf, 1965, nr.20.

4.11. Dr.ROLL - Entwicklungsstand und Zukunft des Gusseisens, Verlag Technik, Berlin 1951.

4.12. STELZENMÜLLER H., Langzeit Warmfestigkeitseigenschaften von GGG, Stahl und Eisen, Düsseldorf, 1958, 78, nr.5, pp.304-307.

4.13. TOWERS,J.A. - The Creep Properties of an As-Cast Pearlitic Nodular Graphite Cast Iron at 400°C, British Cast Iron Research Association, London, 1960, nr.3, pp. 422-425.

4.14. WIDMER,R. - Untersuchungen über den Kriechmechanismus von grobkörniger 15/15 Cr-Ni-Stahl, Teză de doctorat, Zürich 1957.

4.15. x x x Research in Progress ... Gray Iron, Modern Castings Illinois, USA, 1966, nr.2, pp 118-120.

4.16. KOVATS,L., în colaborare cu acad.St.Nădăşan - Cercetări statistice asupra unui aspect al corelaţiei între viteza de topire şi procentul de cocs la un cubilou. Bul.ştiinţific şi tehnic al Inst.Politehnic Timişoara, Tom 2(16) - 1957, Fasc.2, pp. 98 - 105.

---

* coordonatorul colectivului

4.17. KOVATS, L. în colaborare cu: HAJDU, I.*, CRISTUINEA, C.: Determinarea limitei de curgere la cald a tabelelor groase din oţel carbon de calitate OLK 2 (STAS 2883- 62) pentru temperaturi cuprinse între 200 ... 450°C şi viteza de încărcare $v = 10^{-1}$ kgf/mm²·s: C.select.F.Mec.1968 p.3-9.

4.18. KOVATS, L. în colaborare cu: HAJDU, I.*, CRISTUINEA, C.: Influenţa temperaturii şi a vitezei de solicitare asupra rezistenţei de rupere la forfecare pură a trei oţeluri cu conţinut redus de carbon.
Comunicările celei de a VI-a Conferinţă de sudură şi încercări de metale Timişoara, 1969 Acad.RSR-M.I., p.813-834

4.19. KOVATS, L. în colaborare cu: HAJDU, I.*, CRISTUINEA, C.; IORDACIU, T. : Analiza stării de tensiune din peretele unei conducte de abur viu dintr-o centrală termoelectrică de mare putere.
Energetica, vol.XXIII, mart.-apr.1975, Bucureşti, pp.111-120.

* coordonatorul colectivului

5. PRINCIPALELE CONTRIBUTII ALE TEZEI

5.1. Studiul efectuat în cadrul tezei se axează pe o tematică de actualitate pregnantă din tehnica mondială particularizată pentru condițiile concrete din Republica Socialistă România:

A. Comportarea la temperaturi ridicate a fontei cu grafit nodular.

B. Extrapolarea rezultatelor încercărilor de fluaj

5.2. Caracteristicile de rezistență foarte bune îmbinate cu proprietăți tehnologice favorabile, precum și indici economici ridicați, fac ca în țările avansate industrial producția de fontă nodulară să crească mai pronunțat în detrimentul celorlalte produse feroase. Deși studiul comportării la temperaturi ridicate ale fontelor cu grafit nodular stă în centrul preocupărilor al mai multor institute de cercetare din străinătate, lucrarea de față constitue un pionerat, abordînd prima dată la noi în țară o astfel de investigație.

5.3. In lucrarea [3.1] s-a recomandat modificarea caracteristicilor de rezistență și de plasticitate ale fontelor cu grafit nodular prevăzute în standardul 6071-64. In standardul apărut ulterior s-a ținut seama de aceste recomandări.

5.4. Lucrarea de față precum și articolele publicate axate pe tematica tezei pun la dispoziția institutelor de proiectare caracteristicile la temperaturi ridicate ale fontelor cu grafit nodular elaborate în țară: limita tehnică de fluaj $\sigma_{i/t}$ și rezistența tehnică de durată $\sigma_{r/10000}$.

5.5. Aceste caracteristici sînt superioare unor fonte străine și depășesc cu mult valorile corespunzătoare pentru oțelurile nealiate. Printr-un control mai riguros al tehnologiei turnării se vor putea micșora și dispersiile semnalate în lucrare și vor spori încrederea beneficiarilor în acest material elaborat la noi în țară doar de două decenii.

5.6. In ce privește contribuțiile teoretice ale lucrării la subtema A, se amintesc:

a) Evidențierea "rezistenței latente de fluaj" pentru fonte cu grafit nodular feritice. In literatura de specialitate acest fenomen a fost studiat numai la curbele de fluaj ale oțelurilor.

b) Stabilirea aspectului de sensibilitate mai redusă a fontei cu grafit nodular - comparat cu oțelul - pentru variația limitei de curgere la 400°C în funcție de viteza de solicitare.

5.7. Subtema B - extrapolarea rezultatelor încercărilor de fluaj - constituie o problemă cheie pentru utilizarea materialelor la durate mai mari, întrucît încercarea materialelor la durate necesare din serviciu nu se pot efectua fără uzura morală a lor. Astfel singura posibilitate ca proiectanţii să poată folosi eficient rezultatele investigaţiilor este stabilirea de metode adecvate de extrapolare, ca din încercări de durată redusă să se poată trage concluzii cu nivel de semnificaţie corespunzător pentru durate lungi.

Cele 2 metode parametrice P_I şi P_{II} stabilite în cadrul tezei (în accepţiunea rectilinearităţii a izotermelor) - pentru cari calculele se pot efectua la calculatorul digital - precum şi funcţia de tensiune - pentru care a fost necesară întocmirea unui program de calculator - dau nivele de încredere ameliorate la o durată mai redusă a încercărilor.

Acesta are implicaţii economice importante pentru reducerea costului încercărilor, cît şi uzurii morale a materialului încercat.

5.8. Standardul de stat în vigoare pentru extrapolarea rezultatelor încercărilor de fluaj prezintă doar o metodă de aproximare grafică a curbei Larson-Miller. Programul pentru calculator stabilit în cadrul tezei determină analitic funcţia de gradul 3, care modelează mai riguros fenomenul, dînd concomitent şi curbele izoterme. Evident dispersiile faţă de punctele experimentale în acest caz sînt mult mai mici.

5.9. In urma incoerenţei rezultatelor încercărilor obţinute prin folosirea relaţiei Larson-Miller - întrucît constanta universală din această relaţie este puternic influenţată de nivelul solicitării şi prezintă dispersii accentuate în raport cu intervalul de temperatură - s-a trecut la eliminarea acestei constante, sugerînd un parametru optimizat (P_I).S - a confirmat că distribuţiile empirice la această metodă urmează legea Poisson (verificate după criteriul Kolmogorov şi χ^2. Intervalele de încredere obţinute cu metoda P_I sînt mai bune, decît cele obţinute cu metodele clasice în cazul materialelor studiate.

5.10. S-a conceput o nouă funcţie model (metoda P_{II}) - care permite determinarea rezistenţei tehnice de durată, în baza încercărilor la temperaturi superioare, completate cu o singură încercare de durată redusă la temperatura de serviciu (cu epruvete multiple). Coeficienţii de corelaţie calculaţi în baza statisticei matematice - în toate cazurile - sînt superioare chiar celor obţinute la ecuaţiile de regresie ale izotermelor. Dispersiile între rezultatele experimentale la temperatura de serviciu şi cele calculate cu formula nouă şi în acest caz sînt mult mai mici decît la cele clasice.

5.11. Contribuţia tezei în ce priveşte metodica calculelor pentru extrapolarea rezultatelor încercărilor de fluaj la fonte cu grafit nodular se aplică cu succes şi la alte metale feroase.

Astfel metodica s-a aplicat între anii 1972 - 76 la rezolvarea contractelor între Catedra de Mecanică şi Rezistenţa Materialelor şi întreprinderea "Industria Sîrmei" Cîmpia Turzii pentru încercările de fluaj al metalului depus prin sudare din electrozi termorezistenţi. La fel s-a aplicat la contractele încheiate între anii 1972 - 76 şi în perspectivă cu CIEET Bucureşti pentru comportarea la fluaj al materialului ţevilor supraîncălzitoare de la centralele termoelectrice de la Borzeşti, Paroşeni, Iernut, etc. Colaborarea cu "Industria Sîrmei" permite întreprinderii să reducă substanţial importul de electrozi, iar rezultatele investigaţiei pentru centralele termoelectrice se valorifică prin prelungirea menţinerii în funcţiune a acestor centrale (cu piese importate), în ambele cazuri economisindu-se lei - valută.

Programul stabilit la calculator poate fi folosit - cu mici modificări - la contractele de colaborare în perspectivă.

5.12. In ce priveşte contribuţiile teoretice ale lucrării la subtema B se amintesc:

a.) studiul critic comparativ al metodelor de extrapolare folosite pe plan mondial

b.) stabilirea existenţei unui punct de inflexiune pentru funcţiile de tensiune obţinute la materialele studiate. Această afirmare este confirmată de cercetători din străinătate la încercări de fluaj de durată foarte mare.

c.) stabilirea - prin program de calculator - a coeficienţilor funcţiilor model Clauss, precum şi o analiză statistică a dispersiilor acestor funcţii.

d.) studiul - efectuat la calculator - al variabilelor $\lg \sigma$, $\sqrt{\sigma}$ şi σ pentru a obţine dispersii minime în accepţiunea rectilinearităţii izotermelor.