ა. დუმბაძე

კომპოზიტური ტანის მექანიკა

თბილისი
2015

საქართველოს საავიაციო უნივერსიტეტი

ა. დუმბაძე

კომპოზიტური ტანის მექანიკა

დამტკიცებულია სახელმძღვანელოდ
საქართველოს საავიაციო უნივერსიტეტის
სარედაქციო-საგამომცემლო საბჭოს მიერ

თბილისი

2015

უაკ 6-300

მონოგრაფიული ნაშრომი „კომპოზიტური ტანის მექანიკა“ შედგენილია იმ ექსპერიმენტული და თეორიული კვლევების საფუძველზე, რომელსაც ავტორი აწარმოებდა, საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის კირიაკ ზავრიევის სახელობის სამშენებლო მექანიკისა და სეისმომედეგობის ინსტიტუტის შესაბამისი პროფილის განყოფილებაში.

ნაშრომი განკუთვნილია: მეცნიერ მუშაკთათვის და დოქტორანტებისათვის, რომლებიც დაინტერესებულნი არიან კვლევებით კომპოზიტური ტანის მექანიკის მიმართულებით. ის გამოადგებათ ასევე მაგისტრატურისა და ბაკალავრიატის სტუდენტებსაც.

რეცენზენტები: 1. ტ.მ.დ. სრული პროფესორი
სერგო ტეფნაძე
2. ტ.მ.დ. სრული პროფესორი
გელა ყიფიანი

ISBN 978-9941-0-7806-4

გამომცემლობა „ “ 2015 წ.

წინასიტყვაობა

წინამდებარე მონოგრაფიული ნაშრომი „კომპოზიტური ტანის მექანიკა“ შედგენილია საინჟინრო დარგის ბაკალავ-რიატის (მცირე დოზით), მაგისტრატურისა და დოქტორან-ტურის პროგრამების შესაბამისად, ის გამოადგებათ ასევე იმ მეცნიერ მუშაკებს, რომლებიც დაინტერესებული არიან კომპოზიტური ტანის მექანიკის პრობლემების შესწავლით.

აღსანიშნავია, რომ აღნიშნული სახელწოდებით საქარ-თველოს არცერთ უმაღლეს სასწავლებელში ეს საგანი არ ისწავლება. გამონაკლისს მხოლოდ საქართველოს საავიაციო უნივერსიტეტი წარმოადგენს. კერძოდ მისი რექტორი **ბატონი სერგო ტეფნაძე** არის ის ხელმძღვანელი, რომელმაც იცოდა რა ამ დარგის პერსპექტიულობა დაგვთანხმდა წინადადებაზე, რათა საგანი „კომპოზიტური სხეულების მექანიკა“ შეტანილიყო უნივერსიტეტის ზოგად საინჟინრო დისციპლინათა ნუსხაში, რისთვისაც ბატონ სერგოს გულწრფელ მადლობას ვუხდით.

კომპოზიტური ტანის მექანიკა აღმოცენდა საბაზო დისციპლინათა (ზოგადი უმაღლესი მათემატიკა, მასალათა გამძლეობა, დრეკადობის თეორია, სამშენებლო მექანიკა, პლასტიკურობის თეორია) მდიდარ ნიადაგზე. სწორედ ამიტომ მეტი ყურადღებაა გამახვილებული საბაზო დისციპ-ლინათა ძირითადი საკითხების საფუძვლიან ცოდნაზე, სხეულის მთლიანობის ჰიპოთეზის ფარგლებში მოთხოვ-ნები პროპორციულად არის გადანაწილებული ბაკალავ-რიატის, მაგისტრატურისა და დოქტორანტურის პროგრა-მების შესაბამისად. ხოლო რაც შეეხება კომპოზიტების მექანიკის ძირითად ამოსავალ „ხაზს“ – მიმართულებას, ის რა თქმა უნდა ემყარება ნივთიერების შედგენილობის ატომურ-მოლეკულურ თეორიას. ნაშრომში ზოგადი ფორმით განხილულია საკითხები პოლიმერების ფიზიკიდან და პოლიმერების ქიმიიდან. მოდელების თეორიაზე დაყრდნობით

მიღებულია კომპოზიტური ტანის დროში დეფორმირების ძირითადი რეოლოგიური განტოლება. განხილულია წრფივი და არაწრფივი დეფორმირებისას ცოცვადობის აღმწერი ინტეგრალური განტოლებები. მდიდარ ექსპერიმენტულ მონაცემებზე დაყრდნობით აგებულია თეორიული და ექსპერიმენტული მოქნილობის ინტეგრალური მრუდები, უზრუნველყოფილია შეთავსების პრინციპი. ტემპერატურულ ველში დროში ხანგრძლივი დეფორმირების პროგნოზირებისათვის, განხილულია ტემპერატურისა და დროის, ძაბვისა და დროის სუპერპოზიციები (ანალოგიები). შესწავლილია, როგორც ჩვეულებრივი, ასევე მაღალი ტემპერატურის პირობებში კომპოზიტური ტანის სიმტკიცისა და ხანგრძლივი სიმტკიცის საკითხები, აგებულია გავლენის ფუნქციები, განსაზღვრულია მისი პარამეტრები.

ნაშრომში შეტანილია თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევისას მიღებული ორიგინალური შედეგები და მონაცემები, რომელიც შესრულდა საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის კირიაკ ზავრიევის სახელობის სამშენებლო მექანიკისა და სეისმომედეგობის ინსტიტუტის პოლიმერების მექანიკის განყოფილებაში. საავტორო უფლება დაცულია სხვადასხვა აკადემიურ გამოცემებში ავტორის მიერ გამოქვეყნებული შრომების საფუძველზე.

არ შეგვიძლია გვერდი აუაროთ პოლიმერების მექანიკის განყოფილების ყოფილი გამგის **პროფესორ გივი ზოდელავას** იმ დიდ დამსახურებას, რომელიც პირველად საქართველოში კომპოზიციური სხეულების მექანიკის კვლევასთან არის დაკავშირებული. ბატონი გივი გამოირჩეოდა არა მარტო თეორიული ცოდნით, არამედ იყო დაჯილდოებული შეუდარებელი ექსპერიმენტული ნიჭით. ის ცნობილი რუსი მეცნიერის იური ვლასოვის მოწაფე გახლდათ. ბატონი გივის ხელმძღვანელობით ხდებოდა მრავალმხრივი თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევა კომპოზიტური მასალების, რამეთუ მის მიერ დაარსებული კვლევითი

ლაბორატორია აღჭურვილი იყო იმ დროისათვის უახლესი ტექნიკით, სხვადასხვა დანიშნულების საზღვარგარეთული წარმოების საცდელი მანქანებით, მათ შორის ლაზერული დანადგარებით.

კომპოზიტური ტანის მექანიკაში ქართულ ენაზე მსგავსი სახელმძღვანელოს შედგენის ეს პირველი ცდაა, ამიტომ ის ვერ იქნება დაზღვეული ხარვეზებისგან. ამ მიმართულებით გამოთქმული ნებისმიერი შენიშვნა თუ წინადადება ავტორის მიერ გათვალისწინებული იქნება შემდგომ გამოცემაში.

დასასრულს რამდენიმე სიტყვით იმ თანამშრომლობისა და თანამშრომელთა შესახებ, რომელთა შრომა ხშირად ჩრდილში ექცევა ხოლმე. ხელნაწერთან დაკავშირებული ყველა ტექნიკური სამუშაო ქალბატონმა ელენე მჭედლიშვილმა შეასრულა, ასევე თანამშრომლობდნენ ჩვენთან და გვერდში გვედგნენ მალხაზ ნიკოლაძე, სერგო ბულაშვილი და თეიმურაზ პულუზაშვილი, რომლებმაც ნახაზების სრულყოფისა და სკანირების მეტად შრომატევადი საქმე შეასრულეს.

გაწეული შრომისა და თანადგომისათვის ყველას უღრმეს მადლობას მოვახსენებთ.

ავტორი:

ტექნიკურ მეცნიერებათა დოქტორი
სრული პროფესორი აკაკი დუმბაძე

შესავალი

კომპოზიტური (კომპოზიციური) სხეული თავისთავად გულისხმობს იმას, რომ ის სხვადასხვა თვისებების მქონე სხეულთა ნაერთს – კომპოზიციას წარმოადგენს, რომელსაც მთლიანობაში გააჩნია ისეთი ახალი თვისება, რომელიც განსხვავდება კომპოზიციაში შემავალი ცალ-ცალკე აღებული სხეულთა თვისებებისაგან. არ არის ახალი ის ფაქტი, რომ კომპოზიტური სხეულის შექმნის იდეა ადამიანს ბუნებისაგან აქვს ნაკარნახევი, მაგალითისათვის ბამბუკი და ძვალი კომპოზიტების ტიპიური წარმომადგენლებია. ბამბუკის სტრუქტურა ძალიან ახლოს არის მინის ბოჭკოსაგან არმირებული მინაპლასტის სტრუქტურასთან. ამ ორი სხეულის სიმტკიცე განპირობებულია უწყვეტი გრძელი ბოჭკოების სიმტკიცით, რომლებიც მოთავსებულნი არიან საკმაოდ დაბალი სიმტკიცის მატრიცაში (შემკვრელი). პრაქტიკულად ამა თუ იმ თვისების მქონე კომპოზიტური სხეულის შექმნის პრობლემა თითქმის ცხადია. ჯერ ერთი, შერჩეული უნდა იყოს სისტემა: ბოჭკო – მატრიცა, მატრიცა მტკიცე უნდა იყოს შესაბამის ტემპერატურაზე და ბოჭკოსთან მაღალი შეჭიდების უნარი უნდა გააჩნდეს. ყოველივე ეს უზრუნველყოფს კომპოზიტის თვისებას წინ აღუდგეს პლასტიკური დეფორმაციების განვითარებას და შეინარჩუნოს მაღალი სიმტკიცე ბოჭკოების ხარჯზე. იმისთვის, რომ შეიქმნას ისეთი კომპოზიტური სხეული, რომელსაც მუშაობის პირობების მიხედვით წინასწარ მოცემული თვისებების მქონე მექანიკური მახასიათებლები ექნება, ტექნიკურად რთული ამოცანაა და მისი გადაწყვეტა მრავალ ფაქტორთან არის დაკავშირებული. კერძოდ ნაკლებადაა შესწავლილი დეფორმაციული და სიმტკიცის თვისებები, დროის ფაქტორის გათვალისწინებით პროექტირებისა და გაანგარიშების სრულყოფილი მეთოდების არ არსებობა და სხვა ფაქტორები, რომლებიც ამუხრუჭებენ პრაქტიკაში კომპოზი-

ტური სხეულების ფართოდ დანერგვას და ამის მიუხედავად მაინც მიღწეულია უაღრესად მნიშვნელოვანი შედეგები, დღეის მდგომარეობით.

შევნიშნავთ, რომ სხეულები რომლებისთვისაც ძაბვებსა და დეფორმაციებს შორის კავშირი შეიცავს დროს ეწოდება დრეკად-ბლანტი ან კიდევ ბლანტ-დრეკადი. ამ ტერმინებში სიტყვათა გადანაცვლებას აქვს გარკვეული შინაარსობრივი დატვირთვა, რომელთა შესახებ (I)-თავში იქნება განმარტებული.

მცირე ძაბვების შემთხვევაში ბლანტი დრეკადობის თეორიის პრინციპების გამოყენებით, დამაკმაყოფილებელ შედეგს იძლევა წრფივი მიახლოება, მაგრამ ზოგიერთი კომპოზიტური სხეულებისათვის წრფივი დეფორმირების არე ძალზე ვიწროა და ასეთი სხეულების გამოყენება კონსტრუქციაში არა ეკონომიურია, რაც მიუთითებს იმის აუცილებლობაზე, რომ უნდა შემუშავდეს კომპოზიტური მასალებისთვის დეფორმირების არაწრფივი თეორია. სიტყვა „შემუშავდეს“-თან დაკავშირებით კითხვები, რომ არ გაჩნდეს განვმარტავთ, რომ პოლიმერულ-კომპოზიტურ მასალებს განსხვავებით ტრადიციული მასალებისაგან არ გააჩნიათ „მასალათა გამძლეობა“. ამიტომ ყოველი კონკრეტული კომპოზიტური მასალა (სხეული) ინდივიდუალური მიდგომით უნდა იქნას შესწავლილი. ეს გამოწვეულია სწორედ იმით, რომ კომპოზიტი დროის მიხედვით თვისებებს იცვლის, ემორჩილება ჩვეულებრივ ტემპერატურაზე ცოცვადობისა და რელაქსაციურ მოვლენებს, რაც კომპოზიტური მასალებისთვის ერთ-ერთი ძირითადი მნიშვნელოვანი უარყოფითი თვისებაა, რომლის გაუთვალისწინებლობა არის დაუშვებელი, ეს იქნება კატასტროფის ტოლფასი.

წინამდებარე სახელმძღვანელო „კომპოზიტური ტანის მექანიკა“, შეიცავს კომპოზიტური სხეულების წრფივი და არაწრფივი დეფორმირების უმარტივესი კანონების შესახებ,

დაინტერესებულ მკვლევართათვის საკმარის, როგორც თეორიულ ისე ექსპერიმენტულ მასალას, რომელიც გარკვეული ღირებულების მქონე საჭირო ინფორმაციის შემცველია, როგორც ბაკალავრიატის, ასევე მაგისტრატურისა და დოქტორანტურის სტუდენტებისათვის.

როგორც ნათქვამი იყო წინასიტყვაობაში, ნაშრომი აგებულია ატომურ მოლეკულური თეორიის ძირითად ამოსავალ პრინციპებზე და შენარჩუნებულია ასეთი მიდგომა ბოლომდე. ამიტომ მიზანშეწონილად ჩავთვალეთ ნაშრომის პირველ თავში გადმოგვეცა უმარტივესი საცნობარო მასალა პოლიმერების მექანიკიდან, ხოლო გამომდინარე აქედან მეორე თავი დაეთმო მოდელების თეორიას, რომელიც საფუძვლად დაედო ძაბვასა და დეფორმაციას შორის ფუნქციონალური დამოკიდებულების დიფერენციალურ ფორმას რეოლოგიური განტოლების სახით.

მესამე თავი ცოცვადობის თეორიულ და ექსპერიმენტულ ნაწილს მოიცავს. თეორიული ცოცვადობიდან მოყვანილია, მხოლოდ მემკვიდრეობის ტიპის ინტეგრალურ განტოლებასთან დაკავშირებული საკითხები (მ. კოლტუნოვის თეორია), რომელიც კარგად არის შეთავსებული ექსპერიმენტულ ცოცვადობასთან და ბოლო მეოთხე თავი ტემპერატურულ ველში ცოცვადობისა და პროგნოზირების საკითხებისადმია მიძღვნილი.

უნდა აღინიშნოს, რომ ცოცვადობის თეორიის ექპერიმენტული ნაწილი გულისხმობს გავლენის ფუნქციების პარამეტრების განსაზღვრას კონკრეტული მასალისათვის (ეს პარამეტრები ფიზიკური აზრის მქონეა) და მათ აგებას ცოცვადობის თეორიული და ექპერიმენტული მრუდების მსგავსებისა და შეთავსების პრინციპზე დაყრდნობით. გამომდინარე აქედან აუცილებელია, რომ გვქონდეს გავლენის ფუნქციები ცხრილებისა და გრაფიკების სახით, რომელიც მოცემულია ცნობილი რუსი მეცნიერის მიხეილ კოლტუნოვის მონოგრაფიაში „ცოცვადობა და რელაქსა-

ცია“ გამომცემლობა „უმაღლესი სკოლა“ 1976წ. (რუსულ ენაზე).

ხანდაზმულობის გამო აღნიშნული წიგნის მოძიება ვფიქრობ ძალიან გართულდება, ფაქტიურად შეუძლებელი იქნება, ამიტომ მე როგორც მ. კოლტუნოვის მოწაფემ მივეცი თავს უფლება (ვთხოვ მის სულს მაპატიოს, ერთგვარად ეს მისი გახსენებაც არის), რომ ამეღო აღნიშნული წიგნიდან ნიმუშად რამდენიმე ცხრილი და გრაფიკი ავტორის, მ. კოლტუნოვი მითითებით. მსგავს ცხრილებს ბრადისის ავტორობით ხშირად ვიყენებდით გამოთვლებში და მიმაჩნია, რომ არ დაგვირღვევია ავტორის უფლება ჩემგან მ. კოლტუნოვისადმი უაღრესად დიდი პატივისცემის მიუხედავად.

თავი I. პოლიმერების მექანიკის ელემენტები

§ 1.1. ატომისტურ-მოლეკულური თეორიის მოკლე მიმოხილვა

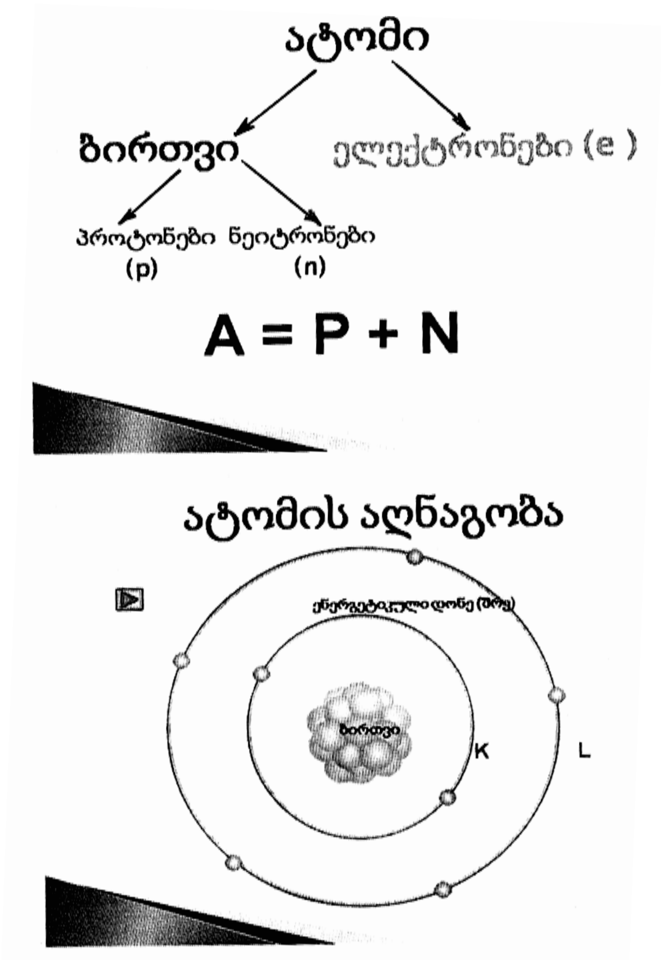
ატომი:

როგორც ცნობილია, მყარი ტანის მექანიკა (დრეკადობის თეორია, მასალათა გამძლეობა, სამშენებლო მექანიკა და ა.შ) ემყარება სხეულის მთლიანობის ჰიპოთეზას, რომლის თანახმადაც მყარი სხეული განიხილება, როგორც ერთი მეორესთან მჭიდროდ და უწყვეტად შეკავშირებული უნცირეს ნაწილაკთა ერთობლიობა. პოლიმერულ-კომპოზიციური ტანი კი აღნიშნულისაგან განსხვავებით ემყარება ატომისტურ თეორიას ე.ი. ტანი განიხილება, როგორც სისტემა შემდგარი ატომებისა და მოლეკულებისაგან.

ატომისტური თეორია პირველად ქიმიაში ჩაისახა. ქიმიური რეაქციების შესწავლის შედეგად ნათელი გახდა, რომ ბუნებაში ყველა სხეული ატომებისა და მოლეკულებისაგან შედგება. შემდგომში ეს იდეა ფიზიკაშიც გავრცელდა. მრავალი ნაწილაკისაგან შემდგარ სხეულს მაკროსხეული ეწოდება.

ატომები რთული აგებულებისაა. ისინი შედგებიან უფრო მარტივი ნაწილაკებისაგან: უარყოფითად დამუხტული ნაწილაკებისაგან-ელექტრონებისაგან, დადებითად დამუხტული ნაწილაკებისაგან-პროტონებისაგან და დაუმუხტავი ნაწილაკებისაგან-ნეიტრონებისაგან (ნახ. 1.1.1)

მოლეკულა: მოლეკულა არის მოცემული ნივთიერების უმცირესი ფორმა. მინიმუმ ორი ატომისგან შემდგარ ჯგუფს (სისტემას), რომლებიც ერთმანეთს უკავშირდებიან ქიმიურ კავშირებით მოლეკულა ქვია. ბუნებაში გავრცელებულია მაკრომოლეკულები, რომლებიც შეიცავენ ასეულ ათას და უფრო მეტს, თითქმის მილიონამდე ატომს. მოლეკულები არიან ნეიტრალური მუხტის მატარებლები. ასეთ შენაერ-



ნახ. 1.1.1. ატომის პლანეტარული მოდელის სქემა

თებს გააჩნიათ დიდი ფარდობითი მოლეკულური მასა, ამიტომ მათ მაღალმოლეკულურს ან რაც იგივეა პოლიმერებს უწოდებენ. ე.ი. ჩვეულებრივ პოლიმერს უწოდებენ დიდ მოლეკულებს, რომლებიც ქიმიური ბმებით ერთმანეთთან შეერთებული განმეორებადი კვანძებისაგან შედგება. პოლიმერებს შორის გვხვდება წრფივი მაკრომოლეკულები, რომლებიც წარმოადგენენ ატომურ ჯაჭვებს განმეორებადი

კვანძებით და წარმოიქმნენ პოლიმერიზაციის პროცესში დაბალმოლეკულური ნაერთისაგან – მონომერისაგან. პოლიმერს ორგანული ეწოდება თუ ის თავის შემადგენლობაში შეიცავს წყალბადსა და ნახშირბადს (1.1.2 სქემა). მაღალმოლეკულური ნაერთი, რომლის მოლეკულური მასა (M) აღემატება 5000-ს პოლიმერი ეწოდება, ხოლო ნაერთი რომლის მასა მერყეობს (M=5000:500) შორის ეწოდება ოლიგომერები. ხოლო დაბალმოლეკულურ ნაერთს გააჩნია მასა (M<500)-ზე.

განსხვავებით პოლიმერისაგან მყარი სხეულები ატომების გაცილებით ნაკლებ რაოდენობას შეიცავენ.

$$\begin{array}{ccccccccc} & H & & H & & H & & H & \\ & | & & | & & | & & | & \\ \cdots - & C & - & C & - & C & - & C & - \cdots \\ & | & & | & & | & & | & \\ & H & & H & & H & & H & \end{array}$$

ნახ. 1.1.2. ორგანული პოლიმერის სქემა

რეზერფორდის მიერ შემოთავაზებულია

ატომის პლანეტური მოდელი

რომლის თანახმად:

1. ატომი შედგება დადებითად დამუხტული გულისაგან. გულში თავმოყრილია ატომის თითქმის მთელი მასა.
2. გულის გარშემო მოძრაობენ ელექტრონები, რომლებიც ქმნიან ელექტრონულ ღრუბელს.

მთელი ატომის ზომა (დიამეტრი) 10^{-10} მილიმეტრამდეა, გულის ზომა 10^{-10} მმ-ის ტოლია, ე.ი. ზომით ატომგული (100000)-ჯერ მცირეა ატომზე. ე.ი. ატომი არის ელექტრონეიტრალური ნაწილაკი, რომელიც შედგება დადებითად დამუხტული ბირთვისაგან, რომლის გარშემო განუწყვეტლივ ნებისმიერად მოძრაობენ ელექტრონები.

ნილს ბორის დაზუსტებული მოდელის მიხედვით სახეზე გვაქვს ორი პოსტულატი:

1. ატომბირთვის გარშემო ელექტრონები არა ნებისმიერ, არამედ მხოლოდ განსაზღვრულ ორბიტებზე მოძრაობენ. ამ დროს ატომი არც შთანთქავს და არც გამოასხივებს ენერგიას. რაც უფრო ახლოა ელექტრონი ბირთვთან, მით უფრო ძლიერად იზიდავს მას პროტონები და მით უფრო მცირეა მისი ენერგია. ბირთვიდან დაშორებულ ორბიტებზე ელექტრონის ენერგია იზრდება.
2. ენერგიის შთანთქმა – გამოსხივება, მხოლოდ ელექტრონის ერთი ორბიტიდან მეორეზე გადასვლისას განსაზღვრული უფლებით – კვანტებით ხდება.

ამრიგად ელექტრონები მოძრაობენ ბირთვის გარშემო ენერგეტიკულ დონეებზე, ენერგეტიკული დონე შედგება ქვედონეებისაგან, ქვედონე კი ორბიტალებისაგან.

ენერგეტიკული დონე – ქვედონე – ორბიტალი.

რეოლოგია: პოლიმერული სითხეების თვისებების შესწავლა არის მცირედი ნაწილი იმ მეცნიერებიდან, რომელსაც რეოლოგია ჰქვია. რეოლოგია – არის მექანიკის ნაწილი, რომელიც დენადობას სწავლობს, მაგრამ რეოლოგიის ცნება დღეისათვის გაცილებით ფართო შინაარსის არის. ის მოიცავს თითქმის ყველა ასპექტს, რომელიც დატვირთვის ქვეშ მყოფი სხეულის დეფორმირებასთან არის დაკავშირებული. ე.ი. რეოლოგია – ეს არის მეცნიერება სხეულის შიგა რეაქციის შესახებ გარე დატვირთვის პასუხად.

სხეულის რეოლოგიური თვისებების შესწავლა წარმოადგენს უდიდეს ინტერსესს ორი ისეთი უკიდურესად განსხვავებული თვისებების მქონე სხეულებისათვის, როგორებიცაა: ნიუტონის სხეული-სითხე (ხსნარი) და ჰუკის სხეული-მყარი სხეული.

სხეულების რეაქცია დატვირთვებისადმი შეიძლება დაიყოს რამდენიმე კატეგორიად. თუ მცირე დატვირთვის

შემთხვევაში იწყება მყარი სხეულის დეფორმირება, მაშინ პროცესი გაგრძელდება მანამ, სანამ შიგა მოლეკულური ძაბვები არ გახდებიან მუდმივი ე.ი. სხვაგვარად რომ ვთქვათ, სანამ არ გაწონასწორდება შიგა და გარე ძალები (ძაბვები). თავის მხრივ სიტყვა „დეფორმაციის“ ქვეშ იგულისხმება სწორედ წონასწორული დეფორმაცია, რომელიც შეესაბამება დაბალანსირებულ მდგომარეობას. მყარი სხეულების უმეტესობას გარკვეულ ზღვრამდე გააჩნიათ დრეკადი თვისებები, რაც იმას ნიშნავს, რომ განტვირთვის შემთხვევაში დეფორმაცია მთლიანად აღსდგება. მარტივი სახე ასეთი სხეულებისა არის ჰუკის დრეკადი სხეული, რომელშიც ძაბვა დეფორმაციის პირდაპირ პროპორციულია. მაგრამ ასეთი ქცევა „წონასწორული დეფორმაცია“ დამახასიათებელი არაა ყველა სხეულისათვის.

სითხეებში, გარე დატვირთვის მოქმედებისას დეფორმაცია შემოუსაზღვრელად ვითარდება; შინაგანი ხახუნის ძალები ზღუდავენ დეფორმაციის სიჩქარეს, ამიტომ წონასწორობა შიგა და გარე ძაბვებს შორის შეიძლება დამყარდეს ისე, რომ დეფორმაციის სიჩქარე აღმოჩნდება მუდმივი და დამოკიდებული სითხის თვისებებზე, რომელშიც დეფორმაციის სიჩქარე პირდაპირ პროპორციულია მოდებული ძაბვის. მაგრამ უმეტესობა სითხეებისა, რომელთა საერთო სახელწოდებაა „არანიუტონისებური“, ამჟღავნებენ არაწრფივ დამოკიდებულებას დეფორმაციის სიჩქარისა ძაბვისაგან. მაგალითად სინთეტიკური პოლიმერის ხსნარი ისე იქცევა, როგორც არანიუტონისებური სითხე.

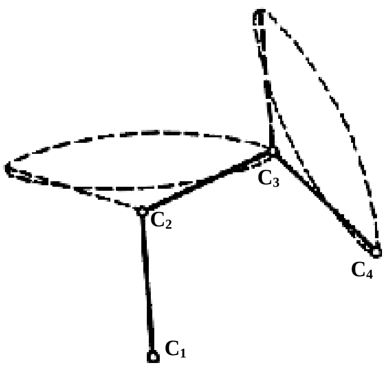
განხილული მყარი დრეკადი და თხევად სხეულებს შორის ძევს სპექტრი ამ ტიპის სხეულების კომბინაციისა, რომელსაც პლასტიკური ტანი ეწოდება. ასეთი სხეულები დეფორმირდებიან, როგორც დრეკადი მცირე ძაბვებისათვის, რომლებიც არ აღემატებიან გარკვეულ ზღვარს, რომელსაც დენადობის ზღვარი ეწოდება. თუ მოდებული ძაბვა აღემატება დენადობის ზღვარს, მაშინ ასეთი ტანი

ისე იქცევა, როგორც სითხე. ასეთია მაგალითად საღებავი. ფუნჯის მოძრაობისას წარმოიქმნება საკმარისად დიდი ძაბვა და საღებავი ისე იქცევა, როგორც სითხე. შემდეგ ვერტიკალურად შეღებილ ზედაპირზე დადებული თხელი ფენის საღებავის სიმძიმის ძალით გამოწვეული ძაბვა აღმოჩნდება დენადობის ზღვარს ქვევით, შედეგად, საღებავი გაშრება და დარჩება ზედაპირზე თანაბარი ფენის სახით.

მასალების შედეგი საჭირო კლასია – ბლანტდრეკადი სითხეები. ისინი შემოსაზღვრულად დეფორმირდებიან და ამავე დროს აღწევენ მაქსიმალურ დეფორმაციას სრული სიჩქარით. ე.ი. ასეთი სხეულები იქცევიან ისე, როგორც კომბინაცია მყარი დრეკადი სხეულისა და სითხის.

§ 1.2. ელექტრონული სპექტრი

მოლეკულების ერთი ენერგეტიკული დონიდან მეორეზე გადასვლის დროს ჩნდება სპექტრი. მოლეკულური სპექტრი გაცილებით რთულია, ვიდრე ატომური სპექტრი. ეს იმით არის გამოწვეული, რომ მოლეკულაში მოძრაობათა სახეები გაცილებით უფრო მრავალფეროვანია, ვიდრე ატომში.



ნახ. 1.2.1. მარტივი ქიმიური ბმის მიმართ, მოლეკულური რგოლის ბრუნვის სქემა.

მოლეკულაში ადგილი აქვს შემდეგი სახის მოძრაობებს: 1. ელექტრონების მოძრაობა ბირთვების გარშემო, 2. ბირთვების რხევა წონასწორობის მდგომარეობის მიმართ, და 3. მოლეკულის, როგორც ერთი მთლიანი სისტემის, ბრუნვა რაიმე ღერძის გარშემო ნახ. 1.2.1.

ყველა ამ მოძრაობასთან დაკავშირებულია ენერგეტი-კული გადასვლები ერთი დონიდან მეორეზე. მოლეკულის სრული ენერგია კი სამი ნაწილისაგან შედგება:

$$U = U_{\text{ელ}} + U_{\text{რხ}} + U_{\text{ბრ}}, \qquad (1.2.1)$$

სადაც $U_{\text{ელ}}$ – ელექტრონის მოძრაობის ენერგიაა, $U_{\text{რხ}}$ – არის ენერგია, დაკავშირებული ატომების რხევასთან და $U_{\text{ბრ}}$ – ბრუნვის ენერგია.

ამ უკანასკნელ ხანს, კაცობრიობის მზარდი ეკონო-მიკის მომარაგება ენერგიით გარკვეულ წინააღმდეგობას წააწყდა. ენერგიის საჭიროება ისეთი სწრაფი ტემპით იზრდება, რომ ენერგიის ძველი წყაროები (ქიმიური, სითბური) უახლოეს მომავალში უდავოდ არასაკმარისი იქნება. მომავალ ათწლეულებში დედამიწაზე არსებული ქვანახშირისა და ნავთობის რესურსები ენერგიაზე მზარდ მოთხოვნილებას ვერ დააკმაყოფილებს, ამიტომ აუცილე-ბელია ახალი სახის ბირთვული სათბობის ფართო გამო-ყენება.

არსებობს ორი, დიამეტრიალურად საწინააღმდეგო ბირთვული პროცესი, რომლის დროსაც ხდება ენერგიის გამოყოფა, ეს არის გაყოფისა და სინთეზის რეაქციები. პირველი მეთოდი უკვე ათვისებულია ენერგიის მისაღებად, აქ სათბობ მასალას მძიმე ბირთვები წარმოადგენენ ურანისა და თორიუმის იზოტოპები. ენერგიის მისაღებად უფრო პერსპექტიული და მიზანშეწონილია სინთეზის გამოყენება. ამ შემთხვევაში სათბობ მასალას დეიტერიუმი-წყალბადის მძიმე იზოტოპი D^2 წარმოადგენს. მიუხედავად იმისა, რომ ოკეანის წყალში დეიტერიუმის რაოდენობა მცირეა, ეს სრულიად საკმარისია იმისათვის, რომ კაცობრიობა (10^9) წლით დაკმაყოფილდეს ენერგიით. თვით სინთეზის რეაქციის განხორციელება რთული პრობლემაა. იმისათვის რომ ორი მსუბუქი ბირთვის შერწყმა მოხდეს,

ისინი ერთმანეთს ძალიან უნდა დაუახლოოთ, რასაც ხელს უშლის კულონური ჯებირი.

ატომები ნორმალურ მდგომარეობაში ნეიტრალური არიან. ატომი შედგება დადებითად დამუხტული ბირთვისაგან და მის ირგვლივ მოძრავი უარყოფითი ნიშნის ელექტრონული ღრუბლისაგან, რომლის საერთო მუხტი. აკომპენსირებს ბირთვის დადებით მუხტს. ცხადია, ატომების ერთმანეთთან მიახლოებისას მათ შორის ელექტრომაგნიტური ძალები უნდა მოქმედებდნენ. სხვა სახის ძალების მოქმედება კერძოდ გრავიტაციული ძალებისა გამორიცხულია. ეს იმიტომ, რომ ატომების მასების სიმცირის გამო მათ შორის გრავიტაციული ძალების მოქმედება იმდენად მცირეა, რომ მათი უგულებელყოფა შესაძლებელია. იმ შემთხვევაში, როდესაც ატომებს შორის მანძილი საგრძნობლად აღემა-ტება მათ დიამეტრს, ატომები ერთმანეთთან არ უნდა ურთიერთმოქმედებდნენ. მაგრამ სითბური მოძრაობის გამო ატომები შეიძლება დაუახლოვდნენ ერთმანეთს, ისე რომ მათ შორის გაჩნდეს ურთიერთმოქმედება. ურთიერთმოქმე-დება გამოწვეული უნდა იყოს მათი ელექტრონული ღრუბლების ურთიერთ გადაფარვით. თუ ატომებს შორის ურთიერთმოქმედებას მიზიდვის ხასიათი აქვს. მაშინ ატომები გარკვეულ პირობებში გადაებმებიან ერთმანეთს და შექმნიან მოლეკულას. მოლეკულის შექმნას ქიმიური ბმა ეწოდება, ხოლო ატომებს შორის მოქმედ ძალებს ქიმიურ ძალებს უწოდებენ. საზოგადოდ დადგენილია, რომ მოლეკულებში ორი სახის ძალა მოქმედებს, რომლებსაც ელექტრომაგნიტური ხასიათი აქვთ. ესენია მიზიდვისა და განზიდვის ძალები, რომელთაც მცირე ქმედების რადიუსი აქვთ და რამდენიმე ანგსტრემის (A^0) მანძილზე ეს ძალები უნდა ქრებოდნენ, მაგრამ აღმოჩნდა, რომ ამ ორი სახის ძალებს გარდა ატომებს შორის მოქმედებს აგრეთვე მესამე სახის ძალები, რომლებიც მანძილის გაზრდით გაცილებით ნელა მცირდებიან. ამიტომ დიდ მანძილზე ამ ძალების

მოქმედება სჭარბობს გაცვლითი ძალების მოქმედებას. ეს ძალები ჩნდებიან ატომების პოლარიზაციის შედეგად და მათ ვან-დერ-ვალსის ძალებს უწოდებენ და შედიან ვან-დერ-ვალსის განტოლებაში. ამ ძალების კვანტური თეორია ლონდონმა და სხვებმა შექმნეს.

ბირთვები, რომ ერთმანეთს დაუახლოვდნენ და შემდეგ შეერთდნენ, მათ დიდი კინეტიკური ენერგია უნდა მივანიჭოთ ე.ი. ნივთიერების ტემპერატურა ძალიან მაღალი უნდა იყოს. ასეთი ტემპერატურის პირობებში ყველა გაზი შიშველი ბირთვებისა და ელექტრონების ნარევს წარმო-ადგენს, ნივთიერება პლაზმურ მდგომარეობაში გადადის. ამიტომ ბირთვების სინთეზს თერმობირთვულ სინთეზს უწოდებენ.

§ 1.3. პოლიმერები

როგორც უკვე ითქვა ატომებისაგან შემდგარ ჯგუფს მოლეკულებს უწოდებენ, არსებობს ერთატომიანი, ორატო-მიანი, სამატომიანი და მრავალატომიანი მოლეკულები. გარკვეული ზომის მიღწევის შემდეგ მოლეკულებს უჩნდებათ უნარი შეიცვალონ ფორმა გარე ძალების ზემოქმედების შედეგად. ნივთიერაბას, რომელიც ასეთი მოლეკულებისაგან შედგება გააჩნია უნარი დიდი დეფორ-მაციებისადმი, რომელსაც მაღალელასტიური ეწოდება. მაღალმოლეკულურ შენაერთებს შორის ყოველთვის არსე-ბობს მოლეკულების დიდი რაოდენობა, რომლებიც შეიცა-ვენ ერთნაირ უბნენს დაბალი მოლეკულური წონით. ასეთ ნივთიერებას მაკრომოლეკულური ეწოდებათ. მაკრომოლე-კულები შედგებიან დიდი რაოდენობა განმეორებადი მცირე სტრუქტურული ელემენტებისაგან (მონომერული ერთეული), რომლებსაც პოლიმერები ეწოდებათ.

პოლიმერი ბერძნული სიტყვაა და ნიშნავს (ბევრი-ნა-წილი) მრავალი ნაწილისაგან შემდგარ ნივთიერებას, რო-

მელთაც ერთნაირი ქიმიური შედგენილობა აქვთ, მაგრამ განსხვავდებიან მოლეკულაში ატომების სხვადასხვა რაოდენობით. პოლიმერი არის მაღალმოლეკულური ნაერთი, მონომერული რგოლების რაოდენობა პოლიმერში უნდა იყოს საკმარისად დიდი, სხვა შემთხვევაში ნაერთი ოლიგომერს წარმოადგენს. პოლიმერში რგოლები ერთმანეთთან დაკავშირებული არიან ქიმიური ან კოორდინაციული ბმებით და ქმნიან გრძელ მაკრომოლეკულას. არსებობს ორგანული და არაორგანული, კრისტალური და ამორფული პოლიმერები. არსებობს ასევე ბუნებრივი და ხელოვნური პოლიმერები. ბუნებრივია კაუჩუკი, სახამებელი და ცელულოზა და პოლიპროპილენი. ხელოვნურია-პოლიეთილენი.

პოლიმერები მასალების დამოუკიდებელი კლასია, რომელთა თავისებურება გამოიხატება ფიზიკურ-მექანიკური თვისებების მთელი რიგი სპეციფიკური კომპლექსებით: იშვიათად მდიდარი რელაქსაციური პროცესების მრავალგვარობით, მკვეთრი ტემპერატურული დამოკიდებულებით მექანიკურ თვისებებზე, სამი ფიზიკური მდგომარეობის არსებობით (მინისებური, მაღალელასტიური და ბლანტდენადი). პოლიმერული მასალების ყოველი დასახელებული თავისებურება წარმოადგენს დამოუკიდებელი კვლევის ობიექტს. პოლიმერული მასალების დეფორმაციული თვისებების მრავალგვარობა გვაიძულებს შეიქმნას დეფორმირების ამღწერი მათემატიკური მოდელი, რომლის საშუალებითაც შესაძლებელი იქნება გამოიყოს ცალკეული ფაქტორების გავლენა – დრო, ტემპერატურა, ტენიანობა, ძაბვა, ვიბრაცია, ჰიდროსტატიკური წნევა და სხვა.

ძირითადად პოლიმერული მასალების დეფორმაციული თვისებების კვლევის პრობლემა ორ მიმართულებას ეყრდნობა: 1. მოდელების თეორია, 2. ალბათური სტატისტიკის თეორია (დამყარებული შეჯამების პრინციპზე).

კვლევის ყველა აღნიშნული მოდელი (თეორია) არის მნიშვნელოვანი პოლიმერული ტანის დეფორმირების

კანონების დადგენის საქმეში. დღეისათვის არცერთი მიდგომა მოძველებული არ არის.

§ 1.4. ზოგიერთი ძირითადი საკითხი, პოლიმერების ფიზიკური ქიმიის თეორიიდან

ა) პოლიმერების მაღალელასტიური მდგომარეობა.

პოლიმერის მაღალელასტიური ან რაც იგივეა ელასტიური მდგომარეობა მთელი რიგი ნიშნებით მოგვაგონებს თხევად მდგომარეობას. ელასტიური პოლი-მერებისა და სითხეების კუმშვადობის მახასიათებლები ერთიმეორესთან ახლო არიან, ხოლო მოცულობითი გაფართოების კოეფიციენტის სიდიდის მიხედვით კაუჩუკს უჭირავს შუალედური ადგილი სითხეებსა და მყარ სხეულებს შორის.

ცხრილი 1.4.1

მოცულობითი გაფართოებისა და კუმშვადობის კოეფიციენტები

ნივთიერება	მოცულობითი გაფართოების კოეფიციენტი	უკუმშვადობა სმ²/დინი
გაზი	$4 \cdot 10^{-3}$	10^{-6}
ჰექსანი	$11 \cdot 10^{-4}$	$16 \cdot 10^{-11}$
კაუჩუკი	$6{,}6 \cdot 10^{-4}$	$5{,}1 \cdot 10^{-11}$
მყარი სხეული (რკინა)	$3 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-13}$

მაგრამ მიუხედავად მსგავსებისა თხევად მდგომარეობასთან, მაღალელასტიურ მდგომარეობას გააჩნია სპეციფიკური თავისაბურებანი. ამიტომ ის შეიძლება განხილული იქნას, როგორც განსაკუთრებული ფიზიკური მდგომარეობა დამახასიათებელი, მხოლოდ პოლიმერული შენაერთისათვის და სხეულის უნარით მნიშვნელოვანი ცვლილებით ფორმის შექცევადობისადმი, შედარებით მცირე

მოდებული ძაბვის გავლენით. მაგ. ნატურალურ კაუჩუკს გააჩნია უნარი 10–15-ჯერ მეტად შექცევადად გაიჭიმოს პირვანდელ სიგრძესთან შედარებით. ასეთმა შექცევადმა დეფორმაციებმა მიიღეს სახელწოდება მაღალელასტიური ან უბრალოდ ელასტიური დეფორმაცია. სხეულების უნარს დიდი შექცევადი დეფორმაციებიოსადმი ეწოდება მაღალ-ელასტიურობა, ელასტიურობა, კაუჩუკისებური, ხოლო თვით სხეულებს ეწოდება ელასტომერები, ელასტიკები, კაუჩუკისებური სხეულები და სხვა.

იმისათვის, რომ კარგად გავიგოთ მაღალელასტიური დეფორმაციების არსი საჭიროა განვიხილოთ კარგად ცნობილი დეფორმაციების სახეები.

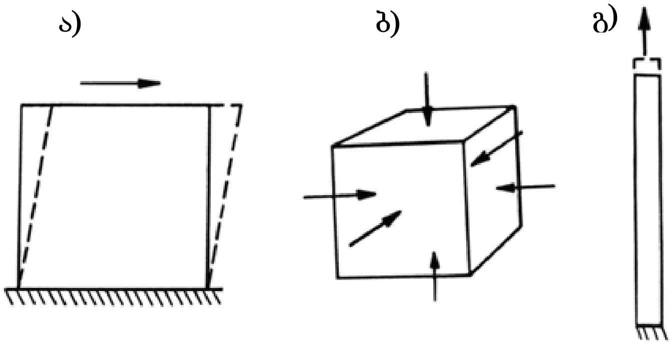
ბ) დრეკადი დეფორმაცია.

სხეულის უნარს ძალის მოქმედების შეწყვეტის შემდეგ აღიდგინოს თავისი პირვანდელო ფორმა ეწოდება დრეკა-დობა, ხოლო სხეულს დრეკადი ეწოდება.

დეფორმირების ძირითადი კანონი იდეალურად დრეკადი სხეულისათვის არის ჰუკის კანონი, რომლის თანახმად ფარდობითი ε დეფორმაცია, მოდებული ძაბვის პირდაპირ-პროპორციულია. განასხვავებენ ორი სახის ძაბვას: σ –ნორმალური ძაბვა; და მხები (ტანგეციალური) τ–ძაბვა. პირველი აღიძვრება გაჭიმვა-კუმშვის დროს, მეორე ძვრის დეფორმირების დროს. განვიხილოთ ეს უკანასკნელი დაწვრილებით. დეფორმაციის ყველაზე მარტივი სახე არის მარტივი ძვრა და ყოველმხრივი კუმშვა ან გაჭიმვა.

მარტივი ძვრა. საილუსტრაციოდ განვიხილოთ ნახ. 1.4.1 ა, როცა სწორკუთხა ბლოკი დეფორმირდება მხები τ -ძაბვით, ნიმუში მხოლოდ ფორმას შეიცვლის, ძვრის დეფორმაცია განისაზღვრება ძვრის γ -კუთხის ტანგესით, ეს კუთხე აღიძვრება ბლოკის ზედა სიბრტყის ძვრით ქვედა სიბრტყის მიმართ. როცა ძვრის კუთხე მცირეა, მაშინ ($tg\gamma$ $\sim\gamma$). ძვრის მოდული

$$G = \frac{\tau}{\gamma}. \qquad (1.4.1)$$



ნახ. 1.4.1. დეფორმირების სქემატური ფორმა:
ა – მარტივი ძვრა; ბ – ყოველმხრივი კუმშვა;
გ – მარტივი გაჭიმვა.

ყოველმხრივი კუმშვა. თუ კუბის ყველა წახნაგზე ნახ. 1.4.1,ბ მოქმედებს ნორმალური ძალა, მაშინ მკუმშავი ძაბვა არის წნევა *P*. ამ შემთხვევაში ხდება მოცულობის ცვლილება და არა ფორმის. მოცულობითი დეფორმაცია, მოცულობის $(-\Delta V/V)$ ფარდობით შემცირებას წარმოადგენს. ყოველმხრივი კუმშვის მოდული ტოლია:

$$K = -\frac{P}{\Delta V/V}. \qquad (1.4.2)$$

ყველა სხვა სახის დეფორმაცია წარმოადგენს უფრო რთულ მოვლენას, რომლის დროსაც ხდება, როგორც ფორმის ცვლილება, ასევე მოცულობის.

მარტივი გაჭიმვა. ნახ. 1.4.1, გ ვთქვათ *A* განივკვეთის მქონე ღერო მის ბოლოზე მოდებული ნორმალური ძალის გავლენით ერთდროულად მიიღებს გრძივ $\varepsilon_{გრძ}$ – დეფორმაციას და განივი კუმშვის $\varepsilon_{გან}$ – დეფორმაციას. ამ შემთხვევაში დრეკადობის მოდული ტოლი იქნება

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_{\text{gr Z}}}, \tag{1.4.3}$$

$\varepsilon_{\text{გრძ}} = \frac{l - l_0}{l_0} = \frac{\Delta l}{l_0}$, $(l_0, l -$ ნიმუშის სიგრძეა დეფორმაციამდე და დეფორმაციის შემდეგ)

$\varepsilon_{\text{კუმშ}} = \frac{h - h_0}{h_0} = \frac{-\Delta h}{h_0}$, $(h_0, h -$ ნიმუშის სიმაღლეა დეფორმა-ციამდე და დეფორმაციის შემდეგ)

$\mu = \left| \frac{\varepsilon_{\text{გან}}}{\varepsilon_{\text{გრძ}}} \right| -$ პუასონის კოეფიციენტია და წარმოადგენს განივი კუმშვის ზომას.

დრეკადობისა და ძვრის მოდულები დაკავშირებულია ტოლობით

$$1 + \mu = \frac{E}{2G}. \tag{1.4.4}$$

სხეულებისათვის როცა

$$\mu = 0{,}5, \quad E = 3G. \tag{1.4.5}$$

როცა სრულდება (1.4.1) და (1.4.3) პირობები, მაშინ დამოკიდებულება $\sigma = f(\varepsilon)$ ძაბვისა და დეფორმაციების მთელ დიაპაზონში წარმოადგენს სწორ ხაზს. ამ შემთხვევაში სიდიდეები G და E მუდმივებია და მთლიანად ახასიათებენ მასალის თვისებებს.

მოდულის შებრუნებულ სიდიდეს მოქნილობას უწოდებენ. ძვრის დროს მოქნილობა იქნება $D = 1/G$; ყოველმხრივი კუმშვისას მოცულობითი მოქნილობა $B = 1/K$. მარტივი გაჭიმვისას მოქნილობა $I = 1/E$. სხეულები, რომლებიც დრეკადი თვისებებით ხასიათდებიან შეიძლება ორ ჯგუფად გაიყოს. პირველ ჯგუფს მიეკუთვნება სხეულები,

რომლებიც ძლიერ წინაღობას უწევენ ფორმის ცვლილებას და შექცევადად დეფორმირდებიან უმნიშვნელო სიდიდეზე. ამ სხეულებს შეიძლება ჰქონდეთ, როგორც ამორფული ასევე კრისტალური აღნაგობა. მეორე ჯგუფს განეკუთნებათ სხეულები, რომლებიც თავიანთ ფორმას ადვილად იცვლიან და უნარი აქვთ დეფორმირდნენ შექცევადად მრავალი ასეული პროცენტით. ასეთი სხეულებია გაზები, ასევე კაუჩუკი და რეზინა.

ატომები, მოლეკულები და იონები განლაგებული არიან კრისტალურ მესერში ისეთ მანძილზე, რომლის დროსაც ურთიერთმიზიდულობის ძალები წონასწორდებიან განზიდვის ძალებით. გარე ძალების გავლენით წონასწორობა ირღვევა. თუ გარე ძალები ცდილობენ დააცილონ ერთი მეორეს ატომები ან მოლეკულები, მაშინ მათ შორის აღიძვრებიან გარე ძალების საპირისპიროდ მიზიდვის ძალები. როდესაც გარე ძალები ცდილობენ მათ დაახლოებას, მაშინ გაჩნდებიან განზიდვის ძალები. შესაბამისად გარე დეფორმადი ძალების მუშაობა დაიხარჯება შიგა ურთიერთქმედების ძალების დაძლევაზე ე.ი. კრისტალის დრეკადობა ატარებს ენერგეტიკულ ხასიათს.

რადგანაც ურთიერთქმედების ენერგია კრისტალებში ძალიან დიდია, ამიტომ კრისტალური სხეულები ამჟღავნებენ დიდ წინაღობას ფორმის ცვლილებაზე. როგორი დიდიც არ უნდა იყოს დატვირთვა ისინი მცირედ დეფორმირდებიან ე.ი გააჩნიათ მცირე დრეკადი დეფორმაციები.

მინისებურ, დაბალმოლეკულურ სხეულებში ატომებისა და მოლეკულების მცირე მოძრაობის გამო, ურთიერთმოქმედების ენერგია ასევე ძალიან დიდია, შესაბამისად ასეთი სხეულების დრეკადი დეფორმაცია ასევე მცირეა.

დრეკადი თვისებები გააჩნია არა მარტო მყარ სხეულებს. მაგალითად გაზები დახურულ ჭურჭელში კუმშვისას, მისი წნევა იზრდება ე.ი გაზი წინაღობას უწევს გარე მკუმშავ ძალებს. ამგვარად გაზი არის დრეკადი სხეულიფლობს მოცულობით დრეკადობას. გაზის დრეკადობა

განპირობებულია მოლეკულების სითბური მოძრაობით ე.ი. გააჩნია კინეტიკური ხასიათი.

გაზების დრეკადობის მოდულის ფიზიკური აზრი ვაჩვენოთ შემდეგნაირად. ცილინდრში მოთავსებულ იდეალურ გაზს, T ტემპერატურითა და P წნევით გააჩნია მოცულობა

$$V = Sl\,,$$

სადაც S ცილინდრის კვეთის ფართობია, l – სიმაღლე.

რადგან გაზი იდეალურია ($PV = RT$). R – გაზის უნივერსალური მუდმივაა, იზოთერმული კუმშვისას (დგუში გადაადგილდება dl სიგრძეზე) გაზის მოცულობისა და წნევის ცვლილება განისაზღვრება განტოლებით

$$PdV + VdP = 0, \tag{1.4.6}$$

საიდანაც

$$dP = -P\frac{dV}{V} = -P\frac{sdl}{S \cdot l} = -PZ\ . \tag{1.4.7}$$

(1.4.7)-ე შინაარსით შეესაბამება ჰუკის კანონს ე.ი წნევის ნაზარდი თამაშობს ურთიერთმოქმედ ძალას, ხოლო გაზის საწყისი წნევა P – დრეკადობის მოდულს.

დრეკადობის მოდულის სიდიდე განისაზღვრება დრეკადი ძალების ბუნებით. სხეულები, რომლებსაც ენერგეტიკული დრეკადობის ბუნება აქვთ (მეტალი, მინერალები) გააჩნიათ დიდი დრეკადობის მოდული. გაზებს, რომელთა დრეკადობის ბუნება კინეტიკურია, ასევე დრეკადობის მცირე მოდული გააჩნიათ. კრისტალებში ტემპერატურის აწევით იზრდება ატომებისა და იონების რხევის ინტენსიობა მათი წონასწორული მდგომარეობის მიმართ, მათ შორის მანძილები იზრდება და ურთიერთმოქმედების ძალები სუსტდებიან. შესაბამისად დეფორმაციის გარკვეული სიდიდის მისაღწევად საჭიროა მცირე ძალვა. ეს იმას ნიშნავს, რომ ტემპერატურის აწევით კრისტალებში დრეკადობის მოდული მცირდება. გაზებში ტემპერატურის აწევით იზრდება მოლეკულების სითბური მოძრაობის ინტენსიობა, შესაბამისად

წნევა მატულობს ე.ი. გაზებში ტემპერატურის აწევით დრეკადობის მოდული იზრდება.

კრისტალურ სხეულებში დეფორმაციები მიმდინარეობს ტემპერატურის დაწევით, მადეფორმირებადი ძალების შეწყვეტის შემდეგ სხეული იღებს თავის საწყის ფორმას და ნიმუში თბება. გაზებში კუმშვის დეფორმირებისას ხდება ტემპერატურის მომატება (აწევა), გარე ძალებისაგან განთავისუფლების შემდეგ გაზი გაფართოებას იწყებს და შესაბამისად იკლებს ტემპერატურაც (ცივდება).

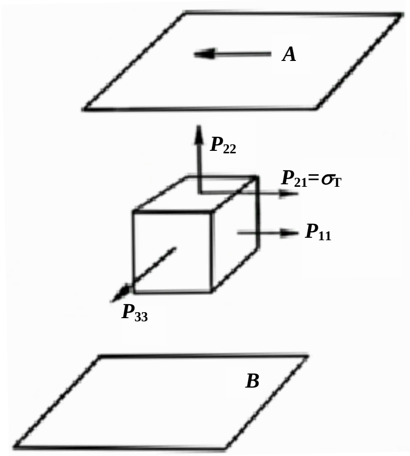
§ 1.5. დენადობის შეუქცევადი დეფორმაცია

გარდა შექცევადი (დრეკადი) დეფორმაციისა არსებობს კიდევ დენადობის შეუქცევადი დეფორმაციები.

დენადობა – ეს არის ნივთიერების მოლეკულების შეუქცევადი გადაადგილება ერთი მეორის მიმართ, გამოწვეული გარე ძალების ზემოქმედებით; ამ დროს ნივთიერებაში ჩნდებიან შიგა ხახუნის ძალები, რომლებიც ხელს უშლიან მოლეკულების გადაადგილებას. დენადობა აღინიშნება გაზებშიც, თხევად და კრისტალურ სხეულებში, მაგრამ შიგა ხახუნის ძალების ბუნება ნივთიერების სხვადასხვა ფიზიკურ და აგრეგატულ მდგომარეობებში არის სხვადასხვა.

გაზობრივ მდგომარეობაში მოლეკულებს შორის დიდი მანძილების გამო, ურთიერთმოქმედების ძალების სიმცირე, ნაკლებ გავლენას ახდენს მათ მოძრაობაზე. მოლეკულები ძირითადად იმყოფებიან თავისუფალ სწორხაზობრივ გადატანით მოძრაობაში და მხოლოდ შეჯახებისას იცვლიან სიჩქარესა და მოძრაობის მიმართულებას. მოლეკულების შეჯახებას თან სდევს ფენებს შორის მოძრაობის რაოდენობის გადაცემა, რომლებიც გადაადგილდებიან სხვადასხვა სიჩქარით, რაც არის შინაგანი ხახუნის მიზეზი. შესაბამისად გაზების შინაგანი ხახუნი მათი მოლეკულების

სითბური მოძრაობით აიხსნება, რადგან მათ კინეტიკური ბუნება გააჩნიათ. ტემპერატურის გაზრდით მოლეკულებს შორის შეჯახებათა რიცხვი იზრდება, რის გამოც იზრდება შინაგანი ხახუნის ძალა.



ნახ. 1.5.1. სითხის მოცულობის ელემენტზე, ძვრისას მოქმედი ძალები.

კრისტალებში ატომებისა და მოლეკულების გადატანითი მოძრაობა გაძნელებულია. დენადობა შეიძლება განხორციელდეს მხოლოდ კრისტალური მესერის სიბრტყეების გადაადგილებით ერთიმეორის მიმართ, რის შედაგადაც ხდება გადასვლა სიბრტყეებს შორის ურთიერთმოქმედების ძალების, რომლებიც დენადობას ეწინააღმდეგებიან. შესაბამისად კრისტალურ სხეულებში დენადობას გააჩნია ენერგეტიკული ბუნება. დენადობის მდგომარეობაში პოლიმერებისათვის მნიშვნელოვანია მათი ყოფაქცევა ძვრის დეფორმირებისას. მაგალითისათვის პირობითად პოლიმერში წარმოვიდგინოთ ორი პარალელური სიბრტყე (ნახ. 1.5.1), რომლებიც მათ შორის მანძილის შეუცვლელად აწარმოებენ ძვრით მოძრაობას ერთი მეორის მიმართ. (იგულისხმება, რომ დეფორმირებისას სხეულის მოცულობა არ იცვლება). ამ დროს წარმოებს მაკრომოლეკულების ერთი მეორის მიმართ გადაადგილება, რომლებიც იმყოფებიან სხვადასხვა მანძილზე აღნიშნული სიბრტყეებიდან. ეს გადაადგილება მით მეტია, რაც მეტია მათ შორის მანძილი. ძვრის დეფორმაციის (γ) ზომად მიღებულია იმ სწორის მობრუნების კუთხის ტანგენსი, რომელიც დეფორმაციამდე სიბრტყეებს

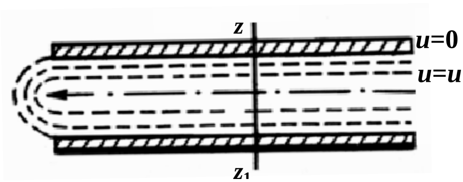
შორის მანძილს განსაზღვრავდა. დეფორმაციის სიჩქარე $(\gamma^{\bullet} = {d\gamma}/{dt})$ განსაზღვრავს დეფორმაციის ცვლილებას დროის მიხედვით, რომლის განზომილებაა 1/წმ. ძვრის დეფორმაციის სიჩქარე ტოლი არის წრფივი სიჩქარის გრადიენტის ე.ი. სიჩქარის გადანაწილებისა ერთი ფენიდან მეორეზე გადასვლის დროს, უდიდესი ინტენსიური ცვლილების მიმართულებით.

პოლიმერი გაუწევს დეფორმირებას წინააღმდეგობას მოლეკულათა შორის ურთიერთმოქმედებისა და ამასთანავე მაკრომოლეკულის ფორმის ცვლილების ხარჯზე. ელემენტარულ მოცულობაზე ყველა მოქმედი ძალა ამ დროს შეიძლება დაყვანილ იქნას ძალთა სისტემაზე, ისე როგორც ეს ნაჩვენებია ნახ. 1.5.1-ზე.

თუ A სიბრტყე მოძრაობს B-ს მიმართ ისე როგორც ისარი მიუთითებს, მაშინ ელემენტარული კუბის წახნაგზე აღიძვრება მხები ძაბვები $\tau \equiv \sigma_{\text{მხ.}}$, რომლებიც იწვევენ მათ დაცერებას. პოლიმერებში, რომლებიც გამოირჩევიან მაღალ-ელასტიურობით, ძვრისას გარდა მხები ძაბვებისა წარმოიქმნებიან ნორმალური ძაბვებიც, მიმართული წახნაგე-ბისადმი მართობულად. კოორდინატთა ღერძებისათვის გამოყენებულია ციფრული აღნიშვნები წყვილი ინდექსების სახით, რომელთაგან პირველი ინდექსი მიუთითებს, იმაზე თუ კუბის რომელ წახნაგზე მოქმედებს ძაბვა, ხოლო მეორე ინდექსი აღნიშნავს ძაბვის მოქმედების მიმართულე-ბას. ამიტომ მხები ძაბვა აღინიშნება P_{21}, ხოლო ნორმა-ლური კუბის გამჭიმავი ან მკუმშავი, – P_{11}, P_{22} და P_{33}. ექსპერიმენტის გზით მარტივად განისაზღვრება სიდიდე $\sigma = P_{11} - P_{22}$. ნორმალური ძაბვები წარმოადგენენ პოლიმე-რის რეაქციებს ფორმის იძულებით ცვლილებაზე მაკრო-მოლეკულის ძვრისას.

თხევად აგრეგატულ მდგომარეობაში ნივთიერების მოლეკულების მოძრაობა დაახლოებით ისეთივეა, როგორც

გაზებში, მაგრამ მოლეკულების უფრო ძლიერიშეჭიდუ-ლობის გამო ისინი ურთიერთმოქმედებენ და მათი გადაად-გილებისათვის აუცილებელია გადაილახოს მათ შორის ურთიერთმოქმედების ძალები. ამგვარად შინაგანი ხახუნი სითხეებში, ისევე როგორც მყარ სხეულებში ენერგე-ტიკული ბუნებისაა. რაც მეტია მოლეკულებს შორის ურთიერთმოქმედების ენერგია, მით მეტია სითხეების შინაგანი ხახუნის ძალა. განვიხილოთ მაგალითი. თუ მცირე დიამეტრის ცი-ლინდრულ მილში გამ-დინარე სითხეს პირობი-თად დავყოფთ კონკრე-ტულ ფენებად, აღმო-ჩნდება, რომ ეს ფენები სხვადასხვა სიჩქარით მოძრაობენ (ნახ. 1.5.2) კერძოდ იმ ფენის სიჩქარე, რომელიც მილის კედელს ეხება ნულის ტოლია ე.ი. ფენა უძრავ მდგომარეობაშია. მაშინ, როდესაც შუა ნაწილში მყოფი ფენა მოძრაობს მაქსიმალური სიჩქარით. ამგვარად სითხის მოძ-რაობის მართობული (zz_1) მიმართულებით არსებობს სიჩქარის რაიმე გრადიენტი $\left(\dfrac{du}{dz}\right)$.



ნახ. 1.5.2. სითხის დენადობის სქემა

ზოგად შემთხვევაში სიჩქარის გრადიენტი ცვლადი სიდიდეა. იმისათვის, რომ შენარჩუნებულ იქნას სიჩქარის განაწილების მუდმივობა, აუცილებელია გარედან მოდებულ იქნას შინაგანი ხახუნის f ძალის სიდიდით ტოლი და საწინააღმდეგო მიმარ-თულების ძალა. ეს მოდებული ძალა დაკავშირებულია სიჩქარის გრადიენტთან $\left(\dfrac{du}{dz}\right)$ ნიუტონის განტოლებით

$$-f = F = \eta s \frac{du}{dz}, \qquad (1.5.1)$$

სადაც s – სითხის ფენების შეხების ზედაპირის ფართია, η – სიბლანტის კოეფიციენტი.

დენადობის სიჩქარე ეს არის სიჩქარე განვითარებული ძვრის შეუქცევადი დეფორმაციის (D) წარმოებული დროით ე.ი.

$$u = \frac{dD}{dt}, \tag{1.5.2}$$

საიდანაც

$$\frac{du}{dz} = \frac{d^2D}{dzdt}, \tag{1.5.3}$$

სიდიდე $\frac{dD}{dz}$ –წარმოადგენს თავის მხრივ ფარდობით ძვრას γ –ს, ე.ი.

$$\frac{du}{dz} = \frac{d\gamma}{dt}, \tag{1.5.4}$$

განტოლებების (1.5.4), (1.5.1) კომბინირებით და თანაფარდობით $\tau = \frac{F}{S}$ ნიუტონის კანონი ასე შეიძლება ჩავწეროთ

$$\tau = \eta \frac{d\gamma}{dt}. \tag{1.5.5}$$

ე.ი. ძვრისას ძაბვა პირდაპირპროპორციულია ძვრის დეფორმაციის სიჩქარის.

§ 1.6. დრეკად-ბლანტი და ბლანტ-დრეკადი სხეულები

წინა პარაგრაფებში განხილული იყო დეფორმირების იდეალური შემთხვევები: 1) მყარი სხეულის დრეკადი დეფორმაცია, რომელიც ჰუკის კანონს, ემორჩილება და 2) სითხის დენადობა, რომელიც ნიუტონის კანონს ემორჩილება. არსებობს რეალურ სხეულებში დეფორმაციის იდეალური განვითარებისაგან გადახრის ორი შემთხვევა:

1. პირდაპირპროპროციული დამოკიდებულების არ არსებობა, დეფორმაციასა (მყარ სხეულებში), დეფორმაციის სიჩქარესა (სითხეებში) და ძაბვას შორის, ე.ი. ჰუკისა და ნიუტონის კანონების შეუსრულებლობა.
2. ერთდროული დამოკიდებულება ძაბვის დეფორმაციისაგან, დეფორმაციის სიჩქარისაგან, ასევე დეფორმაციის დროით მაღალი რიგის წარმოებულებისაგან. ასეთი ანომალიები დამახასიათებელია ისეთი სისტემისათვის, რომელშიც თავმოყრილია მყარი სხეულისა და სითხის თვისებები. სხეულებს რომლებსაც ასეთი თვისებები გააჩნიათ ეწოდებათ ბლანტ-დრეკადი ან დრეკად-ბლანტი. ვნახოთ დაწვრილებით თუ როდის რომელი სახელწოდება გამოიყენება.

ლიტერატურაში **დრეკად-ბლანტი** სხეულების ქვეშ განიხილება დენადი სხეულები, რომლებსაც დრეკადობა გააჩნიათ (მაგ. მაღალელასტიური თხევადი პოლიმერები და მათი ხსნარები).

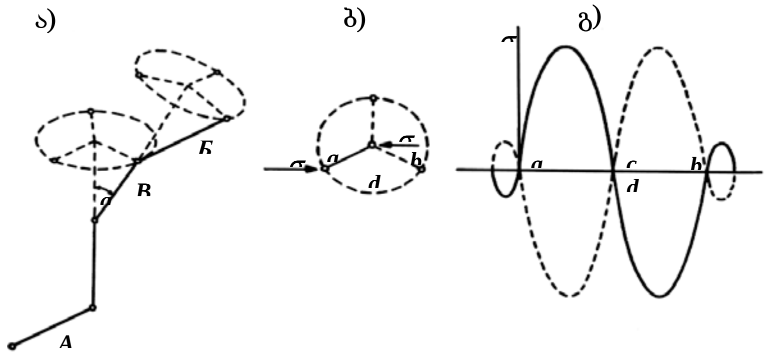
ბლანტ-დრეკად სხეულებს მიეკუთნებიან დრეკადი სხეულები, რომლებსაც დენადობა არ გააჩნიათ, მაგრამ გააჩნიათ შინაგანი ხახუნი, (მაგ. სივრცული-სტრუქტურირებული პოლიმერები და სხვა).

მთელ რიგ შემთხვევაში ექსპერიმენტულად მიღებული მნიშვნელობა შეფარდებისა დეფორმაციის ძაბვაზე $\frac{\varepsilon}{\sigma} = f(t)$ არის დროის ფუნქცია, და არა თვით ძაბვა ან დეფორმაციები. ასეთ შემთხვევაში ამბობენ, რომ სრულდება თანაფარდობა წრფივი ბლანტდრეკადი თეორიის. პირველად დრეკად-ბლანტი სხეულის მოდელირება მაქსველმა მოახდინა სისტემით შემდგარი მიმდევრობით შეერთებული ზამბარა (დრეკადი დეფორმაცია) და ცილინდრისაგან რომელიც შევსებულია ბლანტი სითხით და მასში მოძრაობს დგუში (დენადობის შეუქცევადი დეფორმაცია).

კელვინმა და მოგვიანებით ფოიხტმა შექმნეს ბლანტ-დრეკადი სხეულის მოდელი, სისტემისაგან შემდგარი,

პარალელურად შეერთებული დრეკადი და ბლანტი ელემენტებისაგან. აღნიშნული მოდელების მუშაობის პრინციპს სხვა პარაგრაფებში შევეხებით, აქ მხოლოდ აღვნიშნავთ, რომ მაქსველის მოდელი აღწერს დრეკად-ბლანტი სხეულების დეფორმირების კანონს, ხოლო კლევინი-ფოიხტის მოდელი ბლანტ-დრეკადი სხეულების დეფორმირების კანონს.

ა.მალმეისტერის მიხედვით ბლანტ-დრეკადი დეფორმაციების განვითარების მიზეზი შესაძლებელია იყოს პოლიმერული ჯაჭვის ღუნვის მექანიზმი, შინაგანი არათავისუფალი ბრუნვის შემთხვევაში ნახ. 1.6.1



ნახ. 1.6.1. პოლიმერული მოლეკულის დეფორმირების სქემა: ა _ (A-Г) რგოლის მობრუნების სქემა; ბ – B რგოლის სიბრტყეზე გეგმილი, რომელიც მართობულია Б – ღერძის; გ – რგოლის ერთი ბოლოთი ძაბვასა და გადაადგილებას შორის დამოკიდებულება.

ა) ნახაზზე მაჩვენებია B ჯაჭვის ერთი რგოლი, რომელსაც შეუძლია ბრუნვა Б რგოლის, როგორც ღერძის გარშემო, რომელიც გადახრილია მისგან (ღერძისაგან) α კუთხეზე. ბ) ნახაზზე მოცემულია B რგოლის პროექცია (გეგმილი) სიბრტყეზე, რომელიც Б ღერძის მართობია. B რგოლის ბოლო შეიძლება იმყოფებოდეს წონასწორობის სამ მდგომარეობაში (a,b,c)

ე.ი. Б-ღერძი არის მესამე რიგის სიმეტრიის ღერძი. ბრუნვის პოტენციალური ენერგია ასეთი რგოლის, გამოითვლება ე.წ. პიტცერის ფორმულით

$$U(\alpha)=\frac{U_0}{2}(1-\cos 3\alpha)\ . \tag{1.6.1}$$

(ბ) რგოლის ბოლო მასზე (σ) ძალის გავლენით შეიძლება ნახტომისებურად გადავიდეს (a) მდგომარეობიდან (b) მდგომარეობაში უმოკლესი გზით, გაივლის ასევე (c) მდგომარეობას. ამ შემთხვევაში მრუდს (ძაბვა-გადაადგილება) ექნება ორი ტალღა ნახ. 1.6.3 გ).

ამრიგად ელემენტი, რომელიც B რგოლის მუშაობის სქემატური სურათია, საშუალებას იძლევა განისაზღვროს ელემენტის მარჯვენა და მარცხენა მდგომარეობა. ჯაჭვის ყოველ ბოლოზე მოდებული (σ) ძალა, მიმართული მარცხნიდან მარჯვნივ შეიძლება განვიხილოთ ისე, რომ მარცხენა ელემენტზე მოდებული ძალა ხელსუწყობს ამ ელემენტს გადახტეს მარცხენა მდგომარეობიდან მარჯვენაში და პირიქით, ძალები რომლებიც მარცხენა ელემენტზე მოქმედებენ, ეწინააღმდეგებიან მათ საწინააღმდეგო მიმართულებით გადახტომას-მარჯვენა მდგომარეობიდან მარცხენაში, და ა.შ პროცესი შეიძლება გაგრძელდეს. თუ ჯაჭვის რგოლის ერთი მდგომარეობა დახასიათდება U_1 პოტენციალური ენერგიით, მეორის მდგომარეობა U_2-ით, რომელსაც რგოლი ღებულობს სითბური მოძრაობის ხარჯზე, მაშინ სხვაობა $\Delta U=U_2-U_1$ განსაზღვრავს პოლიმერის ჯაჭვის მოქნილობას, რომელსაც თერმოდინამიკური მოქნილობა ეწოდება.

§ 1.7. პოლიმერის ფიზიკური მდგომარეობა

არსებობს ნივთიერების ოთხი აგრეგატული მდგომარეობა 1. მყარი, 2. თხევადი, 3. გაზობრივი და 4. პლაზმური. ნივთიერების ასეთ კლასიფიკაციაში ჩადებულია სხეულების თვისება შეინარჩუნონ თავიანთი ფორმა და მოცულობა, ამასთანავე უნარი, გაუწიონ წინააღმდეგობა გარე ძალების ზემოქმედებას.

მაგალითად, მყარი სხეული ხასიათდება საკუთარი ფორმით და უკავია გარკვეული მოცულობა და რაც მთავარია გააჩნია უნარი გაუწიოს ძლიერი წინააღმდეგობა ფორმისა და მოცულობის ცვლილებას გარე ძალების ზემოქმედების დროს.

გაზობრივ სხეულებს, განსხვავებით მყარისაგან არ გააჩნიათ საკუთარი ფორმა. გარე ძალების ან ტემპერატურის ზემოქმედებისას ისინი იცვლიან თავიანთ მოცულობას.

თხევადი სხეულები: თუ დავეყრდნობით სხეულის მთლიანობის ჰიპოთეზას, მაშინ თხევადი სხეულის შემადგენელი ნაწილაკები ერთიმეორესთან სუსტად არიან დაკავშირებული და მათ ფორმა არ გააჩნიათ. ატომურ-მოლეკულური თეორიის თვალსაზრისით კი თხევად სხეულებს ფორმა გააჩნიათ, ისინი ნაკლებად კუმშვადი არიან, და დიდ წინაღობას უწევენ გარე ძალებს შეცვალონ მათი მოცულობა. ცნობილია ე.წ. პლატოს ექსპერიმენტი, რომლის თანახმადაც სიმძიმის ძალის, ჰიდროსტატიკურ ამწევ (ამომგდებ) ძალასთან გაწონასწორების მომენტში, სითხე ღებულობს დიდი წვეთის ფორმას. საკმარისად მცირე მოცულობის შემთხვევაში მშრალ ზედაპირზე სითხე დაახლოებით ბირთვის ფორმას ღებულობს. მიუხედავად იმისა, რომ თხევადი სხეულები საკუთარი ფორმით ხასიათდებიან, მაგრამ მათი შეცვლა მაინც ადვილად ხერხდება გარე ძალების გავლენით. ამიტომ რეალურ პირობებში სიმძიმის ძალის გავლენით სითხე განიცდის

დენადობას ან ღებულობს ჭურჭლის ფორმას, რომელშიც ის ასხია.

ნივთიერების მე-4 მდგომარეობა არის პლაზმური, რომელმაც უკანასკნელ ხანს განსაკუთრებული ყურადღება მიიპყრო და ფართო გამოყენება მოიპოვა. პლაზმურ მდგომარეობაში მყოფ ნივთიერებას პლაზმას უწოდებენ. პლაზმა წარმოადგენს კვაზინეიტრალურ იონიზირებულ გაზს. ეს ნიშნავს, რომ დადებითი და უარყოფითი ნაწილაკების რაოდენობა მოცულობის ერთეულში თითქმის ერთი და იგივეა. თუ პლაზმის ტემპერატურა ძალიან მაღალი არ არის, მაშინ მასში ნეიტრალური ნაწილაკებიც შედიან.

პოლიმერები შეიძლება იმყოფებოდნენ, მხოლოდ თხევად და მყარ მდგომარეობაში, გაზობრივი მდგომარეობა პოლიმერებისათვის უცნობია. თერმოდინამიკური თეორიის მიხედვით განასხვავებენ ნივთიერების ფაზურ მდგომარეობას. ფაზა ეწოდება წონასწორულ მდგომარეობაში მყოფ ერთგვაროვან სისტემას. ფაზები ერთი მეორისაგან განსხვავდებიან თერმოდინამიკური თვისებებით. მყარი აგრეგატული მდგომარეობის მიხედვით პოლიმერებს შეესაბამება ორი ფაზური მდგომარეობა: კრისტალური და ამორფული (მინისებური). პოლიმერის თხევად ფაზურ მდგომარეობას შეესაბამება ორი აგრეგატული მდგომარეობა: მყარი (მინისებური) და თხევადი (გამდნარი). ტემპერატურაზე დამოკიდებულებით პოლიმერული მასალა გადადის ერთი ფიზიკური მდგომარეობიდან მეორეში. ამიტომ ტემპერატურის გავლენას პოლიმერის მექანიკურ თვისებებზე დიდი პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს. ტემპერატურის გავლენით იცვლება: მექანიკური სიმტკიცე, დეფორმაციულობა, შექცევადი და შეუქცევადი დეფორმაციების განვითარების უნარი, დაღლილობაზე წინაღობა, ცვეთა და სხვა. შესაბამისი მექანიკური მახასიათებლების ცვლილებაზე დაკვირვებით

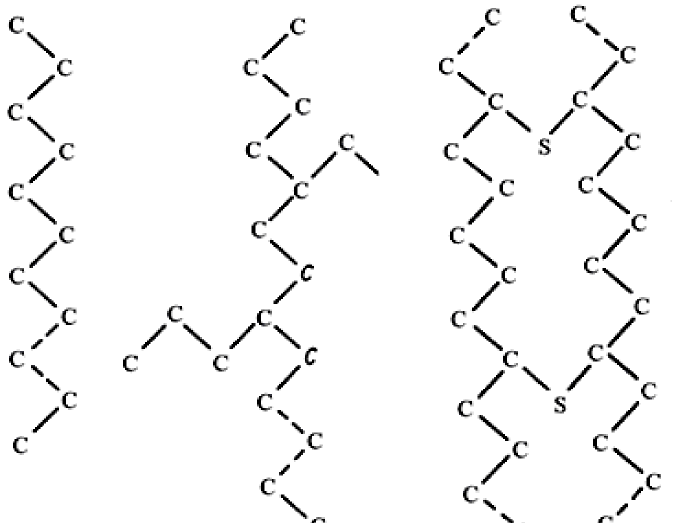
შეიძლება გავიგოთ ის მდგომარეობა, რომელშიც იმყოფება პოლიმერი გარკვეულ ტემპერატურულ საზღვრებში.

მექანიკური მახასიათებლების ქვეშ იგულისხმება მოდულის ან დეფორმაციის მნიშვნელობა, რომელიც განვითარდება განსაზღვრული ძაბვის გავლენით დროის გარკვეულ მონაკვეთში. შემდგომში მოდულის ქვეშ იგულისხმება ძაბვის დეფორმაციით წარმოებულის მნიშვნელობა.

§ 1.8. პოლიმერული ტანის დეფორმირების ფიზიკური თავისებურებანი

პოლიმერები შეიცავენ საკმარისად გრძელ ან განშტოებულ მოლეკულებს, რომლებსაც ჯაჭვური მაკრომოლეკულები ეწოდებათ. პოლიმერული მოლეკულის მთლიანი „ჩონჩხი" წარმოადგენს ნახშირბადის ატომებისაგან შემდგარ ჯაჭვს ნახ. 1.8.1.

ა) ბ) გ)



ნახ. 1.8.1. პოლიმერული მოლეკულის „ჩონჩხი“. ა – წრფივი პოლიმერი; ბ – განშტოებული; გ – ბადისებური.

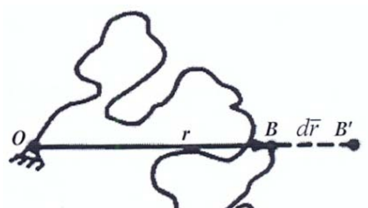
მაკრომოლეკულის ბოლოებს შორის *r* – მანძილი შეიძლება შეესაბამებოდეს სხვადასხვა კონფიგურაციას (ნახ. 1.8.2).

გაშლილ წრფივ მაკრომოლეკულებს გლობულები ჰქვია. ერთი ან რამდენიმე გლობულისაგან შემდგარ მაკრომოლეკულას შეკრულა ჰქვია (ნახ. 1.8.3).

ნახ. 1.8.2. ჯაჭვის სხვადასხვა კონფიგურაცია

ნახ. 1.8.3. მაკრომოლეკულის „შეკრულა“-ს სქემატური გამოსახულება

გრძელი პოლიმერული ჯაჭვის შემთხვევაში ერთი მეორისაგან დაშორებული რგოლები შეიძლება შეერთდეს სწორი ხაზით, რის შედეგადაც მიიღება სეგმენტები ნახ. 1.8.4. მაკრომოლეკულის ბოლოების შემაერთებელ მოგეზულ მონაკვეთს რადიუს ვექტორი ქვია. 2z-რადიუს ვექტორი ახასიათებს სივრცეში მაკრომოლეკულის მდებარეობას ნახ. 1.8.5.



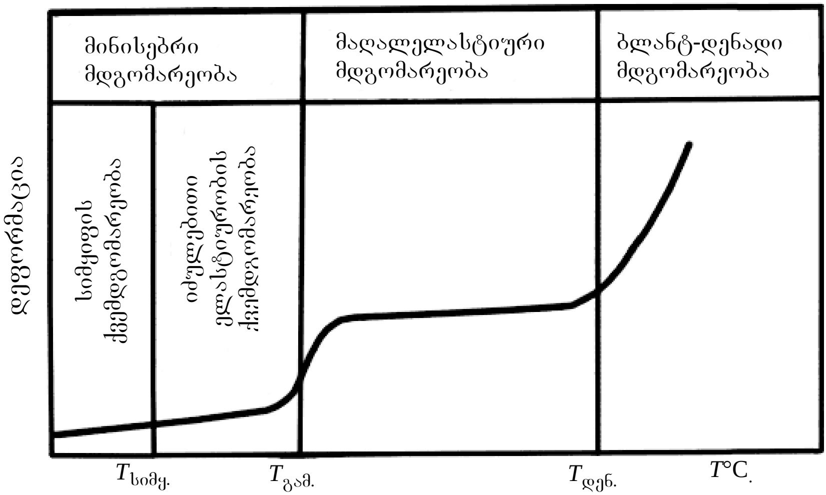
ნახ. 1.8.4. ჯაჭვის დამოუკიდე- **ნახ. 1.8.5. სივრცეში მაკრომოლე-**

ბელი სეგმენტების გამოყოფის სქემა **კულის მდებარეობის განმსაზღვრელი r - რადიუს ვექტორი**

ფიზიკურად პოლიმერების მოლეკულურ მახასიათებელს წარმოადგენს მოლეკულური წონა, რომელიც განსაზღვრავს ჯაჭვის ზომებს, და მაკრომოლეკულის მოქნილობას, დამოკიდებულს შიგამოლეკულური კავშირების შედგენილობისა და აღნაგობისაგან. მაკრომოლეკულის მოქნილობა განსაზღვრავს პოლიმერის მნიშვნელოვან ფიზიკურ-მექანიკურ თვისებებს, პირველ რიგში დამოკიდებულებას მისი მექანიკური ქცევისა დროსაგან.

მოლეკულური წონა, ახასიათებს პოლიმერიზაციის ხარისხს, გავლენას ახდენს პოლიმერული ხსნარის დენადობაზე და აგრეთვე მყარი პოლიმერული სხეულის დეფორმაციულობასა და სიმტკიცეზე. ექსპერიმენტულად დადგენილია, რომ მოლეკულური წონის გაზრდით მკვეთრად იზრდება პოლიმერული მასალის სიბლანტე, რადგან ჯაჭვური მოლეკულის სიგრძის გაზრდით მკვეთრად მცირდება მათი მოძრაობა. სისტემის სიბლანტესთან დაკავშირებულია რელაქსაციური პროცესები, რომლებიც მიმდინარეობენ სხვადასხვა მექანიკური ზემოქმედების შედეგად. ცხადია, რაც მაღალია პოლიმერის მოლეკულური წონა, მით მეტი დროა საჭირო მექანიკური ზემოქმედების წონასწორული მდგომარეობის დამყარებისათვის. მოლეკულურ წონაზე დამოკიდებულია აგრეთვე ისეთი მნიშვნელოვანი მახასიათებლები როგორიცაა, ტემპერატურები-დენადობის, გამყარებისა და სიმყიფის, პოლიმერის ნაკეთობის ექსპლუატაციის პირობებიდან გამომდინარე განმსაზღვრელი სამუშაო ტემპერატურული ინტერვალი და სხვა. გარემოს პირობებისაგან (ტემპერატურა, დატვირათვის მოდების სიდიდე და სიჩქარე, ჰიდროსტატიკური დაწნევა და სხვა) დამოკიდებულებით ერთი და იგივე პოლიმერი შეიძლება იყოს მინისებურ, მაღალელასტიურ და ბლანტდენად მდგომარეობაში (ნახ. 1.8.6).

ვ. კარგინისა და გ. სლომინსკის მიერ თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევის შედეგად მიღებულია დამოკიდებულება, რომელიც ამყარებს კავშირს პოლიმერის მოლეკულურ წონასა და ტემპერატურას შორის მაღალელასტიურ მდგომარეობაში:



ნახ. 1.8.6. თერმომექანიკური მრუდი

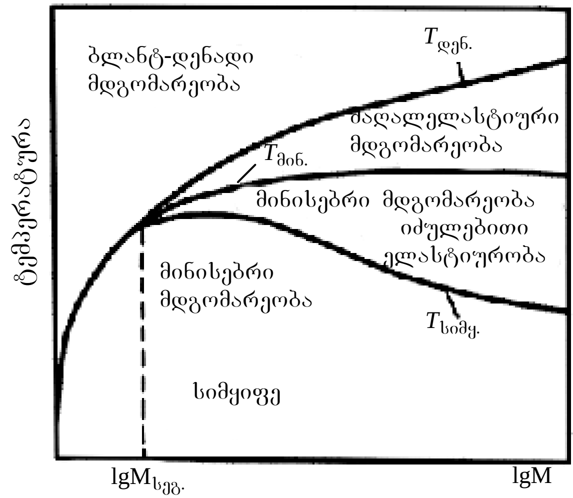
$$\lg M = \lg M_{\text{სეგ}} + \frac{\mathrm{B}_1(T_{\text{დ}} - T_{\text{მ}})}{\mathrm{B}_2 + (T_{\text{დ}} - T_{\text{გ}})}, \tag{1.8.1}$$

სადაც, $M_{\text{სეგ}}$ – სეგმენტის მოლეკულური წონაა, $T_{\text{გ}}$ – გამინების ტემპერატურა;

$T_{\text{დ}}$ – დენადობის ტემპერატურა; B_1 და B_2 – ემპირიული კოეფიციენტები.

გამინებასთან დაკავშირებულია მოლეკულის სეგმენტალური მოძრაობის შეჩერება. გამინების ტემპერატურაზე მიღწევისას წარმოებს მოლეკულის მოძრაობის მექანიზმის შეცვლა, რომლის დროსაც მკვეთრად იცვლება მექანიკური თვისებები.

ეს ტემპერატურა ახასიათებს ამორფული პოლიმერების სითბომედეგობას, რომელიც მუშაობს გამინებულ მდგომარეობაში, ან ყინვამედეგობის მაღალელასტიურ მდგომარეობაში. გამინების ტემპერატურა (ნახ. 1.8.7) იზრდება მოლეკულური წონის გაზრდასთან ერთად $M_{სეგ}$-მდე, ამ მნიშვნელობის ზევით პრაქტიკულად მუდმივი რჩება. გამინების ტემპერატურისაგან განსხვავებით დენადობის ტემპერატურა პოლიმერიზაციის ხარისხის გაზრდასთან ერთად მონოტონურად იზრდება პოლიმერის ქიმიური დაშლის ტემპერატურამდე (ჩათვლით).



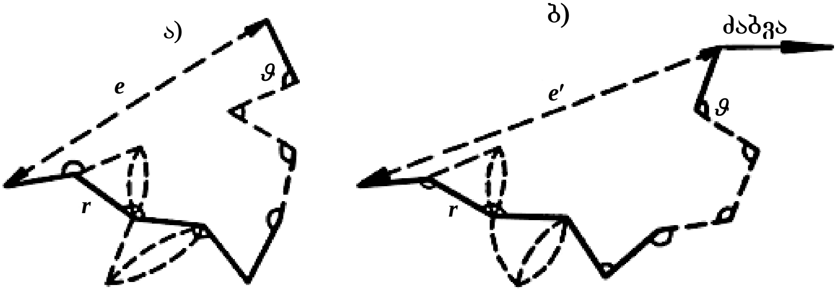
ნახ. 1.8.7. ტემპერატურების დამოკიდებულება მოლეკულური წონის ლოგარითმისაგან.

მიზანშეწონილია აღინიშნოს, რომ პოლიმერის გადასვლას ერთი ფიზიკური მდგომარეობიდან მეორეში აქვს რელაქსაციური ბუნება, ამიტომ მახასიათებელი ტემპერატურები $T_{დენ}$, $T_{გამ}$ და $T_{სიმყ}$. არის პირობითი და დამოკიდებულია გაზომვის მეთოდზე, ტემპერატურის აწევის (ან

დაწევის) სიჩქარეზე, დატვირთვის მოდების სიჩქარეზე, მოლეკულური სტრუქტურის თავისებურებაზე და სხვა. ფაქტიურად ეს წერტილები კი არაა ტემპერატურულ სკალაზე, არამედ გადასვლის რაიმე ტემპერატორული ინტერვალია.

ამრიგად, საშუალო მოლეკულური წონისა და მოლეკულური ჯაჭვის ცვლილებით, ერთი და იგივე პოლიმერიდან შეიძლება მიღებული იქნას რიგი ნივთიერებებისა სხვადასხვა მოლეკულური სტრუქტურით, რომლებიც განსხვავდებიან ფიზიკურ-მექანიკური თვისებებით. პოლიმერებისათვის დამახასიათებელია კიდევ ურთიერთმოქმედების ძალების მკვეთრი განსხვავება ჯაჭვის გასწვრივ (ვალენტური ბმა) და ჯაჭვებს შორის (მოლეკულათა შორის) ბმა.

წრფივი მაკრომოლეკულის კონფიგურაცია ხასიათდება აგრეთვე კვანძის ბოლოებს შორის მანძილის სიდიდით. ამ სიდიდის მნიშვნელობა დამოკიდებულია მაკრომოლეკულის სხვადასხვა კონფიგურაციის სიმრავლესთან (ნახ. 1.8.8).



ნახ. 1.8.8. ჯაჭვური მოლეკულის კონფორმაცია ა – დაუძაბავი; ბ – დაძაბული პოლიმერული ჯაჭვი.

მრავალმხრივი თეორიული და ექსპერიმენტული კვლევების შედეგად დამტკიცებულია, რომ პოლიმერული ტანის სრული დეფორმაცია შეიცავს ზოგად შემთხვევაში სამ

შესაკრებს (მდგენელს): 1. მყისი დრეკადი (ε^0), 2. მყისი პლასტიკური ($\varepsilon^{\text{პლ}}$); და 3. დროში განვითარებადი მდგენელი. ეს უკანასკნელი თავის მხრივ შეიცავს დრეკად ბლანტ ე.ი. ცოცვადობის ან მაღალელასტიურ დეფორმაციას ($\varepsilon^{\text{ც}}$) – (შექცევადი ცოცვადობა), და ბლანტი დენადობის ე.ი. შეუქცევადი ცოცვადობის დეფორმაციას ($\varepsilon^{\text{დენ}}$).

$$\varepsilon = \varepsilon^0 + \varepsilon^{\text{პლ}} + \varepsilon^{\text{ც}} + \varepsilon^{\text{დენ}}. \tag{1.8.2}$$

იდეალურად მყარი სხეულებისათვის დრეკადი დეფორმაცია ε^0 წარმოადგენს წონასწორულ მდგომარეობას, რომელიც სხვა პარამეტრებთან ერთად განისაზღვრება დეფორმირების გამომწვევი ძალის მნიშვნელობით. მოლეკულათა შორის მანძილის ცვლილება არ არის დამოკიდებული გარე ძალის მოქმედების დროზე. დეფორმაცია პრაქტიკულად მყისიერად წარმოიქმნება ძალის მოდებისას და ასევე მყისიერად გაქრება ძალის შეწყვეტის შემდეგ.

დრეკადი დეფორმაცია დაკავშირებულია ძაბვასთან ჰუკის კანონით:

$$\varepsilon = \frac{l - l_0}{l_0} = \frac{\sigma}{E}, \tag{1.8.3}$$

სადაც l_0 და l ნიმუშის სიგრძეა დეფორმაციამდე და დეფორმაციის შემდეგ. დრეკადობის მოდული E იმყოფება გარკვეულ დამოკიდებულებაში მოლეკულათა შორის მიზიდულობის ძალის სიდიდესთან. დრეკადი (ε^0) დეფორმაცია მიმდინარეობს მოლეკულებს შორის მანძილისა და სავალენტო კუთხეების ცვლილებით. გამომდინარე აქედან გაჭიმვისას სხეულის მოცულობა იზრდება, ხოლო კუმშვისას – მცირდება. სწორედ ამიტომ დრეკადი გაჭიმვა მიმდინარეობს სხეულის გაციებით (ტემპერატურის დაცემა), ხოლო კუმშვისას ტემპერატურის აწევით (გაცხელებით).

უნდა აღინიშნოს, რომ პოლიმერული ტანის დეფორმირების სურათი რამდენადმე განსხვავდება ზემოთ აღწერილისაგან. მათთვის დამახასიათებელია დეფორმაციის ცვლილება დროის მიხედვით, მცირე დატვირთვების შემთხვევაშიც კი. დატვირთვის, დროის გაზრდასთან ერთად მცირდება დრეკადობის ზღვარი და ნაწილაკების შეუქცევადი გადაჯგუფება თავდება ძაბვის საკმარისად მცირე მნიშვნელობისათვის.

შეუქცევადი დეფორმაცია ორი სახისაა: ბლანტი დენადობა და პლასტიკური დეფორმაცია. პირველი იმით ხასიათდება, რომ დგინდება დეფორმაციის განსაზღვრული სიჩქარე მცირე ძაბვების შემთხვევაში. პლასტიკური დეფორმაცია ვითარდება, მხოლოდ მაშინ როცა ძაბვა აღემატება $(\sigma^{პლ})$ ის ზღვარს. მაგრამ პოლიმერებთან მიმართებაში ხშირად გაურკვეველი რჩებათ ეს ცნება და ნებისმიერ დეფორმაციას პოლიმერისას უწოდებენ პლასტიკურს რაც არ არის სწორი.

მყარი სხეულის შემთხვევაში შეუქცევადი დეფორმაცია განისაზღვრება ნაწილაკების გადაჯგუფებით, მათი რიგის ცვლილებით, ისე რომ ნაწილაკთა შორის მანძილები უცვლელი რჩება. სხეულის ფორმის ცვლილება ამ შემთხვევაში არ მიმდინარეობს შინაგანი ენერგიის ცვლილების ხარჯზე. ასეთი სახის დეფორმირებისას არ არსებობენ ძალები, რომლებიც შეძლებენ დააბრუნონ ნაწილაკები პირვანდელ მდგომარეობაში. შეუქცევადი დეფორმაცია ვითარდება დროში. შეუქცევადი დეფორმაციის სიჩქარე განისაზღვრება შინაგანი ხახუნის სიდიდით. სითბური ეფექტი შეუქცევადი დეფორმაციისა განპირობებულია მექანიკური ენერგიის გარდაქმნით სითბოში.

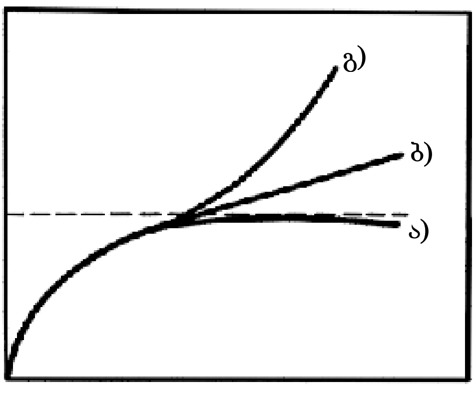
პოლიმერის ფიზიკური მდგომარეობის მიხედვით სრული დეფორმაციის მდგენელები სხვადასხვა ხარისხით ვლინდებიან:

სიმყიფის ქვემდგომარეობაში (ნახ. 1.8.7) პოლიმერული ჯაჭვი მთლიანად კარგავს მოქნილობას, მაკრომოლეკულის კონფიგურაცია აღმოჩნდება ფიქსირებული, მაგრამ ამ მდგომარეობაშიც შესაძლებელია ცალკეული რგოლების დამოუკიდებელი რხევები. ამიტომ $(\varepsilon^{\text{პლ}}),(\varepsilon^{\upsilon})$, და $(\varepsilon^{\text{დენ}})$ – დეფორმაციების წილი ამ ქვემდგომარეობაში საკმაოდ მცირეა.

ბლანტდენად მდგომარეობაში წარმართველ როლს ასრულებს ბლანტი დენადობის დეფორმაცია; დრეკადი და განსაკუთრებით სკლერონომული (დეფორმაცია, რომელიც დროზე არაა დამოკიდებული) დეფორმაციები უმნიშვნელონი არიან. დრეკადბლანტი (მაღალელასტიური) დეფორმაცია ტემპერატურის განსაზღვრულ ინტერვალში და ხსნარის მაღალი სიბლანტის პირობებში საკმარისად შესამჩნევია.

მაღალელასტიურ მდგომარეობაში წარმმართველი როლი აქვთ მაღალელასტიურ დრეკადბლანტ დეფორმაციებს, რომლებიც განსაზღვრავენ სწორედ ამ ფიზიკური ქვემდგომარეობის სახელწოდებასაც. მაღალი სტატიკური დატვირთვების დროს ეს დეფორმაციები შეიძლება გადავიდნენ დენადობის დეფორმაციებში.

მყისდრეკადი და სკლერონომული დეფორმაციები პოლიმერის ამ ქვემდგომარეობაში შედარებით მცირე მნიშვნელობის არიან.



ნახ. 1.8.9. არადრეკადი დეფორმირების სახეები:
ა – მდგრადი; ბ – განუსაზღვრელი;
გ – არამდგრადი

ტემპერატურულ ინტერვალში, რომელიც შეესაბამება იძულებითი ელასტიურობის მინისებრ ქვემდგომარეობას, მუშაობენ პოლიმერისაგან დამზადებული მანქანათა ნაწილები, კონსტრუქციისა და ნაგებობის ელემენტები. ამ ქვემდგომარეობაში პოლიმერული მასალები გამოირჩევიან მაღალი კუთრი სიმტკიცით და დრეკადობით. მცირე როლს ამ ქვემდგომარეობაში თამაშობს სკლერონომული და უფრო მცირეს შეუქცევადი დეფორმაცია დენადობის ტიპის (სახის).

ამრიგად, პოლიმერებში მათი სტრუქტურისაგან და სამუშაო ტემპერატურული ინტერვალისაგან დამოკიდებულებით, სტატიკური დატვირთის დროს შეიძლება გამოვლინდეს არადრეკადი დეფორმირების პროცესის სამი სახე (ნახ. 1.8.9):

1. მდგრადი, როცა დეფორმირების დრო $t \to \infty -$კენ, დეფორმაციები $\varepsilon \to \varepsilon(\infty) = const$, ხოლო დეფორმირების სიჩქარე $\varepsilon^{\bullet} \to 0$; 2°. გაურკვეველი მდგომარეობა, ($\varepsilon^{\bullet} = const$); 3°. არამდგრადი მდგომარეობა, (ε და $\varepsilon^{\bullet} -$ მონოტონურად იზრდებიან).

§ 1.9. პოლიმერული მასალები

ტექნიკაში პოლიმერული მასალების ფართოდ გამოყენება ნაკარნახევია იმით, რომ მათ გააჩნიათ კარგი მექანიკური თვისებები. მასალის სიმტკიცის გაზრდის მიზნით ქიმიური წარმოება ამზადებს მოლეკულური სტრუქტურის მქონე

პოლიმერებს, კერძოდ კრისტალურ პოლიმერებს. უშვებს კომპოზიტებს პოლიმერების ფუძეზე და ა.შ.

პოლიმერული მასალებიდან განასხვავებენ ჰომოგენურ და გეტეროგენურს (ბოჭკოვანს).

ჰომოგენური – ისეთი მასალებია, რომელიც შეიცავს მხოლოდ ერთ კომპონენტს.

ჰეტეროგენული (ბოჭკოვანი) – ისეთი მასალებია, რომელიც შეიცავს ორ და ორზე მეტ კომპონენტს, რომელთაგან თითოეული კომპონენტი განსხვავდება ერთი მეორისაგან ქიმიური შემადგენლობით, აგებულებით, ზემო-ლეკულური სტრუქტურით და ა.შ.

ჰომოგენურ მასალებს მიეკუთვნებიან ამორფული პოლიმერები, პლასტიფიცირებული პოლიმერები და სხვა. შედგენილობა, მოლეკულური სტრუქტურა და თვისებები ასეთი მასალების ერთნაირია მთელ სხეულში (ერთგვა-როვნება). თვისებები შეიძლება იყოს ერთნაირი ყველა მიმართულებით (იზოტროპია), ან არაერთნაირი სხვადასხვა მიმართულებით (ანოზოტროპია).

ჰეტეროგენულ მასალებს მიეკუთვნებიან კრისტალური პოლიმერები და პოლიმერული მასალები შემავსებლებით, კერძოდ არმირებული ბოჭკოებით. როცა მასალა შევსე-ბულია მხოლოდ ბოჭკოებით ასეთ მასალას კომპოზიტი ქვია, როცა შემავსებელი ქსოვილია, მაშინ მასალას ტექსტოლიტი ქვია. როცა შემავსებელი ქაღალდია, მაშინ მასალას გეტინაქსი ქვია, შემავსებელი არის მინის ბოჭკო მასალას ქვია მინაპლასტიკი და როდესაც შემავსებელი მინის ქსოვილია მაშინ მასალას მინატექსტოლიტი ქვია და ა.შ.

კომპოზოციური (ჰეტეროგენული) სხეულების მიღების ტექნოლოგიაში ფართოდ არის დანერგილი მაღალი სიმტ-კიცის ბოჭკოები: ნახშირბადის, ბორის, მაღალმოდულიანი ორგანული ბოჭკო, ფოლადის და სხვა. შესაბამისად

ბოჭკოს გვარობის მიხედვით მოიხსენება კომპოზიციური მასალა კერძოდ ბოროპლასტიკი, ორგანოპლასტიკი და ა.შ.

არმირებული პოლიმერული მასალები კლასიფიცირდებიან შემდეგი ზოგადი პრინციპების მიხედვით:

ა) მასალათმცოდნეობის მიხედვით – არმატურის მასალის მიხედვით (აზსოპლასტიკი, ხეპლასტიკი, მეტალოპლასტიკი, მინაპლასტიკი, ნახშირპლასტიკი, ბოროპლასტიკი, ორგანოპლასტიკი და ა.შ) ან მარტიცის მიხედვით (პოლიეფირის, ეპოქსიდური, ფენოლის, ეპოქსოფენოლის, პოლიამიდური, კრემიორგანული და ა.შ).

ბ) ტექნოლოგიური კუთხით – ნაკეთობის მიღებისა და გადამუშავების კუთხით. ამ პრინციპის მიხედვით განასხვავებენ პლასტიკებს: ჩამოსხმული, დაპრესილი, სახვევი და ა.შ. დამუშავების ხერხები გავლენას ახდენენ პოლიმერული მასალის ფიზიკურ-მექანიკურ თვისებებზე და ამიტომ წინასწარ შეარჩევენ და განსაზღვრავენ მასალის გამოცდის მეთოდებს.

გ) კონსტრუქციული – არმატურის ტიპისა და მისი მატრიცაში ჩალაგების მიხედვით. ამ პრინციპის მიხედვით გამოყოფენ მასალების სამ ძირითად ჯგუფს: ერთმიმართულებიანი (ერთგანზომილებით არმირებული), ფენოვანი (ორი განზომილებით არმირებული) და სივრცული (სამი განზომილებით არმირებული).

თუ ერთმიმართულებიან მასალაში ბოჭკოები კვეთის მიმართ თანაბრად არიან განლაგებულნი, მაშინ სიმეტრიის კლასის მიხედვით მას მიაკუთვნებენ მონოტროპულ ან ტრანსვერსალურ იზოტროპულ მასალებს. ფენოვანი მასალები თუ ისინი მიღებული არიან პლიონკის არმირების გზით, ასევე მიეკუთვნებიან მონოტროპულ მასალებს. თუ მასალა არმირებულია ლენტით, ან ქსოვილით ერთი ან ორმიმართულებიანი მასალები არიან ორთოტროპულები ღერძების მიმართ, რომლებიც არმირების მიმართულებას ემთხვევიან. არმირების სხვა სახეები (ვარსკვლავისებური

ან დიაგონალური სტრუქტურის და ა.შ.) ქმნიან კომპოზიციურ მასალებს, რომლებიც მიეკუთვნებიან სიმეტრიის უფრო რთულ კლასს. მაარმირებული ელემენტების დიდი რაოდენობის შემთხვევაში პოლიმერულ მასალებს განიხილავენ როგორც ერთგვაროვანს და ანიზოტროპულს. მაგრამ აუცილებლად უნდა გვახსოვდეს, რომ არმირებული პლასტიკები ზოგადად სტრუქტურის მიხედვით არიან არაერთგვაროვანი, და ნიმუშების გამოცდის დროს წინასწარ უნდა შეფასდეს ცდომილება, რომელსაც ადგილი ექნება ფენოვანი „კონსტრუქციიდან“ მთლიან ტანზე გადასვლისას. არმირებისათვის გამოყენებულ ქსოვილებს ორ ჯგუფად ყოფენ: ბრტყელი და მოცულობითი. ბრტყელ ქსოვილში ბოჭკო ან ძაფი ფუძისა და „უტოკის“ მიმართულებით გადაიკვანძებიან ერთ ფენად. ბოჭკოების გამრუდების ხარისხი სხვადასხვა ტიპის ქსოვილებში სხვადასხვაა და დამოკიდებულია ქსოვილის მასალაზე (პოლოტნო, სატინა, კარდონი). ასეთივე თანმიმდევრობით იზრდება ქსოვილებიანი მასალის სიმტკიცე. მოცულობით ქსოვილებში „ფუძის“ ძაფები გადაიკვანძებიან „უტოკის“ ძაფებთან რამდენიმე ფენის საზღვრებში.

§ 1.10. კონსტრუქციული მასალები

კონსტრუქციის ძალური ელემენტებისათვის მასალის შერჩევისას გათვალისწინებული უნდა იყოს შემდეგი მოთხოვნები: კონსტრუქციის მინიმალური მასა, ტექნოლოგიური და ეკონომიკური ფაქტორები, სტატიკური სიმტკიცე, მედეგობა დაღლილობით გამოწვეული რღვევისადმი, ფორმა და ზომები, გარემოს პირობები, რომელშიდაც მუშაობს კონსტრუქცია. ყველა ჩამოთვლილი პირობები ხასიათდება შემდეგი პარამეტრებით:

დატვირთვის სიდიდით, მიმართულებით და ხანგრძლივობით; დატვირთვის სახეობა (მუდმივი, მდორედ ცვლადი,

დარტყმითი, ციკლური); მაქსიმალური ტემპერატურა; ძაბვათა კონცენტრაცია.

კონსტრუქციის მინიმალური მასის უზრუნველყოფისათვის ისეთ მასალას ირჩევენ, რომელსაც უმცირესი სიმკვრივე და უდიდესი სიმტკიცე გააჩნია. ამისათვის გამოყენებულია ეგრეთწოდებული მასალის ეფექტურობის კრიტერიუმები (კუთრი სიმტკიცე და კუთრი სიხისტე).

კუთრი სიმტკიცე (σ_i/γ) – ეს შეფარდებაა მასალის სიმტკიცისა მის კუთრ წონაზე $\gamma = g\rho$, სადაც ρ –მასალის სიმკვრივეა, g–სიმძიმის ძალის აჩქარება. დეფორმაციის სახეობისაგან (გაჭიმვა, კუმშვა, ძვრა, ღუნვა, გრეხა, გრძივი ღუნვა და სხვა) დამოკიდებულებით σ_i-ს ქვეშ იგულისხმება მასალის სიმტკიცის ზღვარი გაჭიმვისას σ დრ, მრღვევი ძაბვა კუმშვისას $\sigma_კ$, მრღვევი მხები ძაბვა τ დრ. შეფარდებას (σ_i/γ)–აქვს სიგრძის განზომილება. (σ დრ/ γ)-ის ფიზიკური აზრი იმაში მდგომარეობს, რომ ის არის იმ ვერტიკალური მუდმივ განიკვეთიანი ელემენტის სიგრძე, რომელიც განიცდის რღვევას საკუთარი წონით.

კუთრი სიმტკიცის მახასიათებლები ღუნვისა და გრეხისას შესაბამისად იქნება $(\sigma_e^{2/3}/\gamma)$ და $(\sqrt[3]{\tau^2}/\gamma)$, გრძივი ღუნვისას $(\sqrt{E}/\gamma)$ თხელი ფირფიტის ძვრაზე მუშაობისას ($\sqrt[3]{E}/\gamma$) სადაც E – მასალის მყისი დრეკადობის მოდულია (დეფორმაციის მოდული).

კუთრი სიმტკიცე (E/γ) – ეს არის მასალის დეფორმაციის მოდულის შეფარდება მის კუთრ წონაზე. რაც მეტია სიდიდეები (σ დრ/γ) და (E/γ), მით ნაკლებია საფრენი აპარატის მასა თანაბარ პირობებში. გახურებული (ტემპერატურული) კონსტრუქციისათვის σ დრ, $E, \alpha, \lambda -$ სიდიდეებს იღებენ მოცემული ΔT ტემპერატურული გრადიენტის მიხედვით. კონსტრუქციის მასალის მაღალტემპერატორულ

რეჟიმში კუთრი სიმტკიცის კრიტერიუმი ასე ჩაიწერება (σ $_{დრ}/E\alpha\lambda.$).
სადაც α – წრფივი გაფართოების კოეფიციენტია; λ – სით-ბოგამტარობის.

მასალის სიმტკიცის მახასიათებლები დამოკიდებულია არა მარტო ტემპერატურის სიდიდეზე, არამედ მისი კონსტრუქციაზე მოქმედების ხანგრძლივობაზე. ეს პირობა აუცილებლად უნდა შემოწმდეს ექსპერიმენტულად და გათვალისწინებული უნდა იყოს სიმტკიცეზე გაანგარიშე-ბის დროს. ამ პირობებში მნიშვნელოვანი როლი აკისრია აღდგენილი სიმტკიცის ცნებას, რომლის ქვეშ იგულის-ხმება მასალის დროებითი წინაღობა ($\sigma_{დრ}$) ჩვეულებრივ ოთახის ტემპერატურაზე, როცა მანამდე გარკვეული დროის განმავლობაში იმყოფებოდა მაღალი ტემპერატურის ზემოქმედების ქვეშ. ე.ი. აღდგენილი სიმტკიცე, ეს არის წინასწარ ნაწრთობი მასალის სიმტკიცე ჩვეულებრივ ტემპერატურაზე. ამ მახასიათებელს ძალიან დიდი მნიშვ-ნელობა აქვს გაანგარიშებისას, რამეთუ მრავალი ზებგე-რითი სიჩქარის საფრენი აპარატის დატვირთვის საანგა-რიშო რეჟიმი, შეესაბამება რეჟიმს, ბგერამდელი და ბგერის ტოლი სიჩქარეების შემთხვევაში დაბალი ტემპერატურის დროს.

ბგერითი მოძრაობის შემთხვევაში მნიშვნელოვანი როლი აკისრია მასალის ისეთი თვისებების გათვალისწი-ნებას, როგორიცაა პლასტიკურობა და ცოცვადობა.

პლასტიკურობა მასალის უნარია, შთანთქას ენერგია და შეამციროს ტემპერატურული ძაბვები რღვევის წინ. ამიტომ პლასტიკურობა მნიშვნელოვანწილად განსაზღვრავს მასა-ლის შრომისუნარიანობას კონსტრუქციაში.

ცოცვადობა – ასევე მნიშვნელოვანია აპარატებისათვის ხანგრძლივი ტემპერატურული ზემოქმედებისას, როცა შედარებით მცირე ძაბვებისას მასალა იწყებს დენადობას დატვირთვის გაუზრდელად. დეფორმაციები ამ შემთხვევაში

შეიძლება აღმოჩნდეს იმდენად მნიშვნელოვანი, რომ შესაძლებელი გახდება საფრენი აპარატების აეროდინამიკური ფორმის ცვლილება.

კონსტრუქციის ელემენტები, რომლებიც გრძივი-განივი ღუნვის ზემოქმედებას ექვემდებარებიან, ცოცვადობის შემთხვევაში განსაკუთრებულად მძიმე პირობებში მუშაობენ. ცოცვადობის დეფორმაციები, გაზრდიან რა განივ ჩაღუნვებს, მიდის მღუნავი მომენტის გაზრდამდე ღერძული ძალების მოქმედებისაგან. ამიტომ აუცილებელი გახდა ისეთი ახალი მასალების შექმნა, რომლებსაც მცირე სიმკვრივე და ამავე დროს ინარჩუნებს მაღალ მექანიკურ თვისებებს მაღალი ტემპერატურის ზემოქმედებისას. ასეთ მასალებს პოლიმერული კომპოზიციური მასალები მიეკუთვნებიან, რომელთა სიმტკიცის მართვა დანიშნულების მიხედვით არის შესაძლებელი, შემავსებელი ბოჭკოს მიმართულების (ორიენტირების) ცვლილების ხარჯზე დატვირთვის გათვალისწინებით.

რეალური კონსტრუქციის სიმტკიცის საკითხის გადასაწყვეტად, საჭიროა შემუშავდეს საანგარიში სქემა, რომელიც მაქსიმალურად შესაძლებელ პირობებში უზრუნველყოფს კონსტრუქციის სრულყოფილ უავარიო მუშაობას.

§ 1.11. პოლიმერების მექანიკური თვისებების დახასიათება ტემპერატურული ფაქტორის გათვალისწინებით

დღეისათვის ქიმიკოსების, ფიზიკა-ქიმიკოსების და მექანიკოსი მეცნიერებისათვის არსებობს უახლოესი ექსპერიმენტული თუ თეორიული გამოკვლევები, რომელზე დაყრდნობითაც შეიძლება შეიქმნას ისეთი ახალი პოლიმერული მასალები, რომლებსაც დანიშნულების მიხედვით წინასწარ განსაზღვრული თვისებები ექნება. სხვადსახვა კლასის პოლიმერულ მასალებს გააჩნიათ სხვადასხვა მექა-

ნიკური თვისებები. ერთიანი კლასიფიკაცია პლასტმასებისა და პოლიმერების არ არსებობს. მაგრამ სტრუქტურისა და თვისებების მიხედვით აუცილებელია განსხვავდეს ერთი მეორისაგან პოლიმერები და პოლიმერული მასალები.

პოლიმერის სრული დეფორმაციის სამი შესაკრების სახით წარმოდგენის შესახებ დებულების თანაავტორებად ცნობილი მეცნიერები კობეკო, კუვშინსკი და გურევიჩი ითვლებიან, რომლებიც სხეულის ატომურ-მოლეკულური შედგენილობის ჰიპოთეზაზე დაყრდნობით თვლიან, რომ:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_{\text{დ}} + \varepsilon_{\text{ვ}} + \varepsilon_{\text{დბ}} . \qquad (1.11.1)$$

$\varepsilon_{\text{დ}}$ ეწოდება მყისი დრეკადი დეფორმაცია, გამოწვეულია პოლიმერის ატომებს შორის მანძილებისა და მოლეკულური ჯაჭვის სავალენტო კუთხეების ცვლილებით. $\varepsilon_{\text{ვ}}$ ეწოდება ბლანტი დენადობის ანუ პლასტიკური დეფორმაცია, გამოწვეულია დაგრეხილი მოლეკულური ჯაჭვების თანდათანობითი მოსრიალებით (მოშვებით) – შინაგანი ხახუნის გათვალისწინებით. $\varepsilon_{\text{დბ}}$ ეწოდება მაღალელასტიური, დრეკადბლანტი ანუ ცოცვადობის დეფორმაცია გამოწვეულია პოლიმერული ჯაჭვების თანდათანობითი დაგრეხით.

არსებითი განსხვავება პოლიმერის ფიზიკური თვისებებისა დაბალმოლეკულური შენაერთის თვისებებისაგან იმაში მდგომარეობს, რომ მაღალელასტიური დეფორმაციები უჩნდებათ ზოგიერთ პოლიმერს განსაზღვრულ ტემპერატურულ ველში და მექანიკური ზემოქმედების სიჩქარის პირობებში. ორგანული პოლიმერების მოლეკულურ ჯაჭვს საფუძვლად უდევს ჩვეულებრივი სახის ბმა.

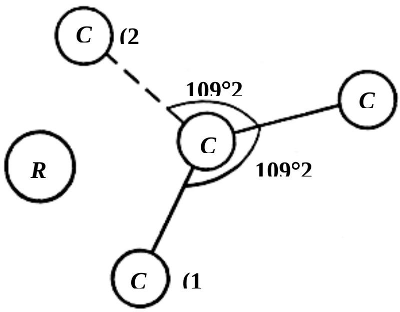
$$\begin{array}{ccccccc} & R_1' & & R_2' & & R_3' & \\ & | & & | & & | & \\ - & C & - & C & - & C & -, \\ & | & & | & & | & \\ & R_1 & & R_2 & & R_3 & \end{array} \qquad (1.11.2)$$

სადაც R_1, R_1' – რადიკალებია.

ამრიგად, წრფივი პოლიმერის ჯაჭვი წარმოადგენს ტეხილ ხაზებს, რომელთა კვანძებში მოთავსებულია ნახ-შირბადის ატომები. ცალკეული ტეხილის სიგრძე ასევე მოსაზღვრე რგოლებს შორის კუთხე (სავალენტო კუთხე) განისაზღვრებიან მთავარი ქიმიური ძალებით (ვალენტო-ბით), რომლებიც მოქმედებენ ატომებს შორის და გარე ძალების გავლენით მცირედ იცვლებიან. მაგრამ ყოველი რგოლი $-R_1C-CR_2-$ შეიძლება განსაზღვრულ ტემპერატუ-რულ ინტერვალში თავისუფლად მობრუნდეს მეზობელი რგოლის $-R_2C-CR_3-$ირგვლივ სავალენტო კუთხის შეუც-ვლელად. წარმოვიდგინოთ, რომ საწყის მომენტში ჯგუფი

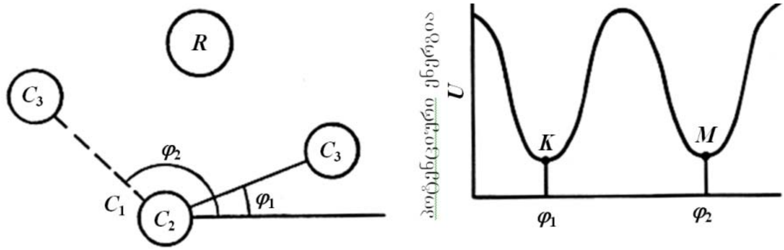
$$-\overset{|}{\underset{|}{C_1}}-\overset{|}{\underset{|}{C_2}}-\overset{|}{\underset{|}{C_3}}-$$

განლაგებულია ისე, როგორც ეს არის ნახ. 1.11.1-ის შემთხვევაში.



ნახ. 1.11.1. რგოლის დეფორმირების სქემა.

ჯაჭვზე მოდებული ძალის გავლენით (C_3) ატომი იძულებულია გადაადგილდეს საწყისი „წონასწორული" (1) მდგომარეობიდან (2) მდგომარეობაში. გადასვლისას (1)-დან (2)-ში (C_3) ატომმა უნდა გადალახოს განზიდვის ძალები განპირობებული რაიმე (R) რადიკალით და ხასიათდება ენერგეტიკული ბარიერით ნახ. 1.11.2 ა) და ბ).



ნახ. 1.11.2. ა) და ბ) პოლიმერული მოლეკულის დეფორმირების სქემა.

ეს ბარიერი ნაწილობრივ გადაილახება ჯგუფის სითბური მოძრაობის კინეტიკური ენერგიის ხარჯზე, რომელიც დაკავშირებულია (C_3) ატომთან, ნაწილი კი გარე ძალების მუშაობის ხარჯზე, რომელიც მოდებულია განსახილავ ჯაჭვზე.

თერმოდინამიკის პირველი კანონის (მაკროსხეულის ენერგიის ნაზრდი უდრის მასზე შესრულებული მუშაობისა და მინიჭებული სითბოს რაოდენობის ჯამს $\Delta U = \Delta A + T\Delta S$) მიხედვით ელემენტარული მუშაობა ΔA, რომელიც იხარჯება პოლიმერის თუნდაც ერთი მოლეკულის დეფორმირებაზე გამოითვლება ფორმულით:

$$\Delta A(L,T) = \Delta U(L,T) - T\Delta S(L,T), \qquad (1.11.2)$$

სადაც T – აბსოლიტური ტემპერატურაა, T – მოლეკულის ჯაჭვის დაგრძელება, რომელიც მთლიანი ჯაჭვისთვის $L = r$; ΔU – შინაგანი ენერგიის ნაზრდია, ხოლო ΔS – ენტროპიის ნაზრდი.

თუ პროცესი ადიაბატურია სითბო $\vartheta = T\Delta S = 0$, ე.ი. სხეული გარეშე მყოფ სხეულებს სითბოს არ გადასცემს და არც იღებს. (1.11.2) განტოლების მიხედვით მოლეკულის ჯაჭვის დეფორმირებისას უნდა გაიზარდოს შინაგანი ენერგია $U = \Pi + K$ – პოტენციალური და კინეტიკური ენერგიის ჯამი. მაგრამ რადგან პოტენციური ენერგია $\Pi = const$ მუდმივია, ამიტომ უნდა გაიზარდოს მოლეკულური ჯაჭვის სითბური მოძრაობის კინეტიკური ენერგია. ამრიგად სხეულის ადიაბატური დეფორმირებისას მისი ტემპერატურა იზრდება,

ხოლო შემდეგ თანდათანობით ცივდება (ჯოულის ეფექტი). ე.ი. $\Delta A = \Delta U = 0$. როცა პროცესი იზოთერმულია მაშინ $T = const$ და $U = const$ ე.ი. არ იცვლება კინეტიკური ენერგია, რომელიც ტემპერატურას განსაზღვრავს და არც მოლეკულური ჯაჭვის პოტენციალური ენერგია. ამრიგად სხეულის დეფორმირებაზე დახარჯული მთლიანი მუშაობა, რომელიც დაკავშირებულია ენტროპიის შემცირებასთან გარდაიქმნება სითბოში და გადაეცემა გარემოს. მოლეკულის ჯაჭვზე მოქმედი ძაბვა ამ შემთხვევაში განისაზღვრება (1.11.2)-დან შემდეგი თანაფარდობით.

$$\sigma = \frac{dA}{dL} = -T\frac{dS}{dL};$$

რადგან

$$\left(\frac{dU}{dL} = 0, U = const\right). \tag{1.11.3}$$

*) ორიოდე სიტყვით მუშაობის შესახებ. სხეულს შეიძლება ჰქონდეს მხოლოდ ამა თუ იმ სახის ენერგია, მაგრამ არ შეიძლება ჰქონდეს მუშაობა. პროცესის დაწყებამდე და პროცესის დამთავრების შემდეგ სხეულს არ აქვს მუშაობა, მას აქვს მხოლოდ ენერგია. მუშაობა არ არის თვისება, იგი სხეულის მიერ შესრულებული პროცესის თვისებაა. ვინაიდან მუშაობა არ არის სხეულის თვისება, არ შეიძლება ლაპარაკი მუშაობის სასრულო ან უსასრულო მცირე ნაზრდის შესახებ. შეიძლება ლაპარაკი მხოლოდ მუშაობის სასრულო ან უსასრულოდ მცირე რაოდენობაზე.

§ 1.12. ენტროპიის გამოთვლა

შემოვიღოთ ზოგიერთი საჭირო განმარტება:

*) მაკროსიდიდეებია: მოცულობა, წნევა, ტემპერატურა, ენერგია. მდგომარეობას, რომელიც ხასიათდება მაკროსიდიდეებით ეწოდება მაკრომდგომარეობა.

*) მდგომარეობას, რომელიც განსაზღვრულია იმით, რომ გარკვეულ უჯრედში იმყოფება მოლეკულების გარკვეული რაოდენობა, ეწოდება სხეულის მიკრომდგომარეობა.
*) მაქსიმალური ალბათობის მდგომარეობა არის სტატისტიკური წონასწორობის მდგომარეობა.
*) მეტი ალბათობის მდგომარეობიდან ნაკლები ალბათობის მდგომარეობაში გადასვლის პროცესს ფლუქტუაცია ეწოდება.
*) თუ განმხოლოებული სისტემა არ იმყოფება სტატისტიკური წონასწორობის მდგომარეობაში, მაშინ მასში მიმდინარე პროცესების მიმართულება უმეტეს შემთხვევაში იქნება ალბათობის ზრდის მიმართულება (თერმოდინამიკის II კანონი).
*) ენტროპია არის ალბათობის ლოგარითმი გამრავლებული ბოლცმანის მუდმივაზე.
*) ყოველ მაკრომდგომარეობას ეთანადება გარკვეული ენტროპია, რომელიც გამოითვლება ფორმულით $S = K\ln W$.

პოლიმერული ჯაჭვის შემადგენელი მონაკვეთების ბოლოებიდან მანძილების განაწილების მიხედვით, არადეფორმირებულ მდგომარეობაში გამოითვლება ენტროპია, არადეფორმირებული მდგომარეობის უშუალოდ ცალკეული ჯაჭვების ენტროპიების შეჯამებით. თუ ვისარგებლებთ იმ დაშვებებით, რომ დეფორმირების დროს ნიმუშის მოცულობა არ იცვლება და მეორე, რომ დეფორმირება იწვევს ჯაჭვის ყოველი მონაკვეთის ბოლოებს შორის მანძილების გეგმილების ცვლილებას. მაშინ ამ ორი დაშვების გათვალისწინებით განისაზღვრება დეფორმირებული მდგომარეობის ენტროპია. დეფორმაციის მუშაობა განისაზღვრება ენტროპიების სხვაობის მიხედვით ამ ორ მდგომარეობებში. დეფორმაციის მუშაობის ფუნქციის, წაგრძელებით წარმოებულის მიხედვით მოიძებნება დამოკიდებულება ძაბვებსა და დეფორმაციებს შორის.

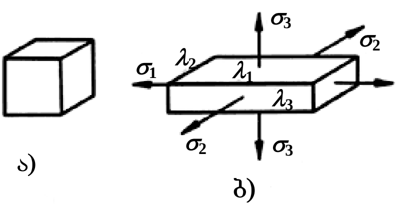
თუ ნიმუში განიცდის დეფორმირებას, რომელიც ხასიათდება გაჭიმვის სამი მთავარი ხარისხით, სამი მთავარი ურთიერთმართობი მიმართულებით, მაშინ ჩვენ საქმე გვაქვს, ცხადია ერთგაროვანი დეფორმირების ზოგად შემთხვევასთან.

ნახ. 1.12.1-დან ჩანს, რომ კუბი, რომლის წიბო ერთეულის ტოლია, დეფორმირების შემდეგ გახდება პარალელეპიპედი წიბოების სიგრძით λ_1, λ_2 და λ_3. ($\lambda_i -$ ეგრეთწოდებული ფარდობითი სიგრძეა, რომელიც უდრის l/l_0, როცა $l_0 = 1$, მაშინ $l = \lambda$). ცხადია როცა $\lambda > 1$ გაჭიმვის შემთხვევაა და როცა $\lambda < 1 -$ არის კუმშვა. თუ კუბის შიგნით გამოვყოფთ ჯაჭვის მონაკვეთს, მის ბოლოებს შორის $\bar{r}$ მანძილით, მაშინ დეფორმაციის შემდეგ, მანძილი ბოლოებს შორის გახდება $\bar{r}'$ თუ A წერტილის კოორდინატებია (x, y, z), ხოლო $A' -$ ის შესაბამისად (x', y', z') (ნახ. 1.12.2) მაშინ ჯაჭვის აფინური დეფორმაციის შესახებ დაშვებიდან მივიღებთ:

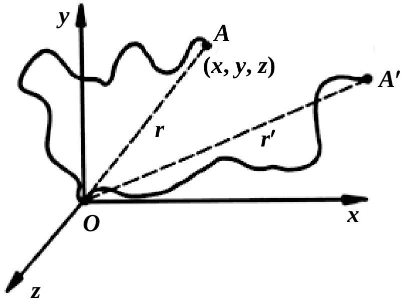
$$x' = \lambda_1 x; \quad y' = \lambda_2 y; \quad z' = \lambda_3 z . \tag{1.12.1}$$

იმ პირობით, რომ კოორდინატთა ღერძები მიმართულებით ემთხვევა დეფორმაციის მიმართულებებს ერთი მოლეკულისათვის გაუსის განაწილების ფუნქციას, როცა მხოლოდ x კოორდინატი იცვლება აქვს შემდეგი სახე:

$$y = f(x^2) = \frac{k}{\sqrt{\pi}} e^{-k^2 x^2} . \tag{1.12.2}$$



ნახ. 1.12.1. ერთგვაროვანი დეფორმაციის ფორმა:
ა – ნიმუში დეფორმაციამდე;
ბ – ნიმუში დეფორმაციის შემდეგ.



ნახ. 1.12.3. მარკომოლეკულის აფინური დეფორმაცია

თუ ჩვენ გვაქვს მხოლოდ ჯაჭვის N მონაკვეთი, რომლის ერთი ბოლო იმყოფება კოორდინატთა სათავეში, მაშინ ჯაჭვთა რიცხვი dN, რომელთა მეორე ბოლოები იმყოფებიან $-dxdydz$ მოცულობაში (ნახ. 1.12.2) განისაზღვრება განტოლებით.

$$dN = N\left(\frac{b^3}{\pi^{3/2}}\right)e^{-b^2(x^2+y^2+z^2)}. \qquad (1.12.3)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, ენტროპია $S = K\ln w(\bar{r})$, ალბათობის ცვლილება $w(\bar{r})dr = \frac{4b^3}{\sqrt{\pi}}r^2 e^{-b^2r^2}dr$ და $S_{ჯაჭ} = C - Kb^{2-2}$, მაშინ მივიღებთ ჯაჭვის მონაკვეთის ენტროპის მნიშვნელობას დეფორმაციამდე.

$$s_0 = C - Kb^2(x^2 + y^2 + z^2). \qquad (1.12.4)$$

ჯაჭვის ყველა მონაკვეთის ზოგადი ენტროპია დეფორმაციამდე ტოლი იქნება:

$$\mathrm{S}_0 = \int S_0 dN = \frac{Nb^3}{\pi^{3/2}}\iiint_{-\infty}^{-\infty}\left[C - Kb^2(x^2 + y^2 + z^2)\ \right]e^{-b^2(x^2+y^2+z)}dxdydz. \quad (1.12.5)$$

ინტეგრების შემდეგ

$$S_0 = N\left(C - \frac{3K}{2}\right). \qquad (1.12.6)$$

დეფორმაციის შემდეგ შეიძლება ანალოგიურად ჩავწეროთ გამოსახულება s და S სიდიდეებისათვის თუ მხედველობაში მივიღებთ (1.12.1)

$$s = C - Kb^2(\lambda_1^2 x^2 + \lambda_2^2 y^2 + \lambda_3^2 z^2); \qquad (1.12.7)$$

$$S=\int s dN = N\left[C-\frac{1}{2}K(\lambda_1^2+\lambda_2^2+\lambda_3^2)\right]. \qquad (1.12.8)$$

ენტროპიის საძებნი ცვლილება დეფორმაციისათვის განისაზღვრება (1.12.8) და (1.12.6) განტოლებების სხვაობის მიხედვით

$$\Delta s = S - s_0 = -\frac{1}{2}NK(\lambda_1^2+\lambda_2^2+\lambda_3^2-3)\,. \qquad (1.12.9)$$

თუ გავიხსენებთ, რომ ჩვენი (2) დაშვების თანახმად ნიმუშის შინაგანი ენერგია დეფორმირების დროს არ იცვლება ე.ი. $\Delta U = 0,$ ამასთან თერმოდინამიკის მეორე კანონის მიხედვით, თავისუფალი ენერგიის ნაზრდი

$$\Delta F = -T\Delta s, \qquad (1.12.10)$$

და დეფორმაციის მუშაობა, ტოლია თავისუფალი ΔF ენერგიის ცვლილებისა ნიმუშის მოცულობის ერთეულში და განისაზღვრება ტოლობიდან

$$\Delta F = A = \frac{1}{2}NKT(\lambda_1^2+\lambda_2^2+\lambda_3^2-3) = \frac{1}{2}E(\lambda_1^2+\lambda_2^2+\lambda_3^2-3). \quad (1.12.11)$$

განტოლებაში (1.12.11) არის მხოლოდ ერთი მუდმივი (E), რომელიც დამოკიდებულია ტემპერატურაზე და ჯაჭვში მონაკვეთების N რაოდენობაზე მოცულობის ერთეულში. როგორც ვხედავთ სხეულის ფიზიკური თვისებები დამოკიდებული არ არის მოლეკულების ბუნებაზე, არამედ განისაზღვრება მხოლოდ ჯაჭვის მონაკვეთების რაოდენობით ან კვანძების რიცხვით ბადეში.

თუ ნიმუშის დეფორმაციები $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ გამოწვეულია შესაბამისად ძაბვებით $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ მაშინ შეიძლება ვაჩვენოთ, რომ (5.11.13) ტოლობის საფუძველზე შეიძლება მივიღოთ გამოსახულებები:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = E(\lambda_1^2 - \lambda_2^2); \qquad (1.12.12,ა)$$

$$\sigma_2 - \sigma_3 = E(\lambda_2^2 - \lambda_3^2)\,. \qquad (1.12.12,ბ)$$

თუ ცნობილია დეფორმაციის მნიშვნელობები, მაშინ (1.12.12) ტოლობებიდან საშუალება გვეძლევა ვიპოვოთ სხვაობები შესაბამისი მთავარ ძაბვებს შორის. (1.12.12)-ე ფორმულები შეიძლება სხვა ფორმით ჩაიწეროს.

$$\sigma_1 = E\lambda_1^2 + P;$$
$$\sigma_2 = E\lambda_2^2 + P; \qquad (1.12.13)$$
$$\sigma_3 = E\lambda_3^2 + P.$$

სადაც P – ნებისმიერი ძაბვაა, სითხეებში ჰიდროსტატიკური წნევის ანალოგიური. იმის გამო, რომ ელასტომერები პრაქტიკულად უკუმშადი მასალებია, P-ს დამატება λ-ს მნიშვნელობაზე არსებითად არ ცვლის მდგომარეობას და აქედან გამომდინარე ძაბვები აუცილებლად განუსაზღვრელები დარჩებიან. კერძო შემთხვევაში, როცა ცნობილია თუნდაც მთავარი ძაბვის მნიშვნელობა, მაშინ განტოლებათა სისტემას (1.12.13) გააჩნია ერთადერთი ამონახსნი.

თავი II. მოდელების თეორია

§ 2.1. წრფივი დეფორმირების უმარტივესი კანონები

ცდა გვაჩვენებს, რომ ძაბვებისა და დეფორმაციების მცირე მნიშვნელობებისათვის სხეულების უმრავლესობის დეფორმირების კანონი შეიძლება აღწერილ იქნას წრფივი განტოლებებით. ამ განტოლებებში ჰუკის კანონისაგან განსხვავებით უნდა შედიოდეს t დრო, ამასთანავე კავშირი ძაბვას, დეფორმაციასა და t დროს შორის არ არის ფუნქციონალური, არამედ მოცემულია დიფერენციალური ან ინტეგრალური ფორმით.

ფუნქციონალური $\varepsilon = \varepsilon(\sigma, t)$ დამოკიდებულების შემთხვევაში დეფორმაციის მნიშვნელობა დროის t მომენტში არ იქნებოდა დამოკიდებული დატვირთვის პროცესისაგან, ე.ი. ძაბვის იმ მნიშვნელობისაგან τ მომენტში, რომელიც წინ უსწრებდა t–დროს ე.ი. ($\tau < t$). სინამდვილეში კი τ – მომენტიდან დაძაბული მდგომარეობის განვითარების მთელი შემდგომი პროცესი ძლიერ კავშირში იმყოფება სხეულში დაძაბულობის სურათთან დროის ნებისმიერი (t) მომენტისათვის. ამიტომ ნებისმიერი ფუნქციონალური $\varepsilon(\sigma, t)$ დამოკიდებულება ვერ დაახასიათებს დეფორმირების სურათს დროის მიხედვით.

დროის მიხედვით სხეულის დეფორმირების კანონი შეიძლება განხორციებული იქნას იდეალურად ბლანტი სითხის მაგალითზე, რომელშიდაც ძაბვები პროპორციულია დეფორმაციის სიჩქარისა (ნიუტონის კანონი),

$$\sigma = \eta \varepsilon' = \eta \frac{d\varepsilon}{dt}, \qquad (2.1.1)$$

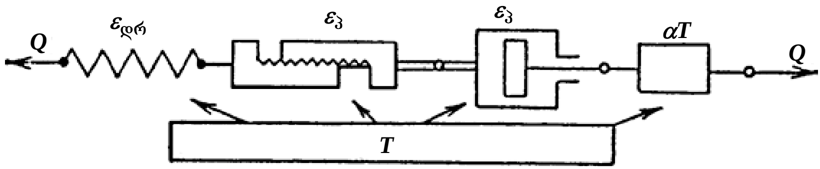
სადაც η – სიბლანტის კოეფიციენტია.

პოლიმერული და კომპოზიციური სხეულები ხასიათდებიან, როგორც ბლანტი ისე დრეკადი თვისებებით (დრეკად – ბლანტი სხეულები). დრეკადი თვისება დახასიათებულია ჰუკის კანონით

$$\sigma = E\varepsilon \,. \tag{2.1.2}$$

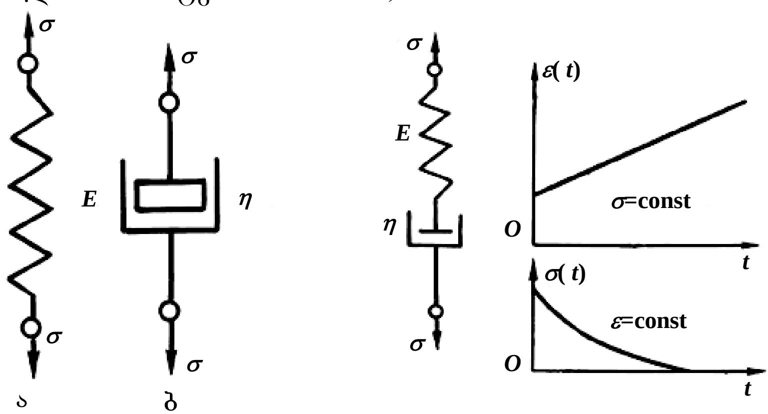
სადაც E – დრეკადობის კოეფიციენტია, ხოლო ბლანტი თვისება კი (2.1.1) დამოკიდებულებით განისაზღვრება.

კავშირი დრეკადი და ბლანტი თვისებისა სხეულში შეიძლება წარმოვიდგინოთ მექანიკური მოდელების-სქემების საშუალებით, რომელიც შედგენილია სასრული ან უსასრულო რაოდენობა ბლანტი და დრეკადი ელემენტებისაგან, შეერთებულს ერთმანეთთან მიმდევრობით ან პარალელურად (ნახ. 2.1.1).



ნახ. 5.12.1 მასალის სქემატური მოდელი

დრეკადი ელემენტი წარმოდგენილია ზამბარის სახით, რომლის სიხისტეა E ნახ. 2.1.1, ა.



ნახ. 2.1.1. დრეკადი და ბლანტი ელემენტები ნახ. 2.1.2. მაქსველის მოდელი

ბლანტი ელემენტი წარმოდგენილია ცილინდრისა და დგუშის სახით და შევსებულია ბლანტი სითხით ნახ. 1.1.1, ბ. ცილინდრის კედლებსა და დგუშს შორის არის თავისუფალი ადგილი სადაც მოძრაობს სითხე ცილინდრში დგუშის გადაადგილების დროს (ჰიდროდინამიკური წინაღობა).

სხეულის სრული დეფორმაცია წარმოიდგინება როგორც ჯამი (ნახ. 2.1.1).

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{დ}} + \varepsilon_{\text{ვ}} + \varepsilon_{\text{ც}} + \alpha T\,, \qquad (2.1.3)$$

სადაც α – წრფივი გაფართოების კოეფიციენტია, T – ტემპერატურა.

I მაქსველის მოდელი. როდესაც დრეკადი და ბლანტი ელემენტები შეერთებულია მიმდევრობით (ნახ. 2.1.2), მაშინ ასეთ მოდელს ჰქვია მაქსველის მოდელი, ხოლო სხეულს მაქსველის სხეული.

მაქსველმა ყურადღება მიაპყრო იმ ფაქტს, რომ ბუნებაში არსებობენ სხეულები, რომლებსაც გააჩნიათ, როგორც დრეკადი ასევე ბლანტი თვისებები. ასეთი სხეულები სწრაფი დატვირთვისას აღმოჩნდებიან ნაკლებად დეფორმირებადი და ცდილობენ დრეკადად აღიდგინონ თავიანთი ფორმა, დატვირთვის მოხსნისას. მათი მექანიკური ურთიერთმოქმედება დეფორმაციის პროპორციულია (ჰუკის კანონი). ნელი დატვირთვისას ეს სხეულები ემორჩილებიან დენადობას, ამასთან დეფორმაციის სიჩქარე ძაბვის პროპორციულია (ნიუტონის კანონი). მაგალითისათვის განვიხილოთ წყლის ყოფაქცევა, როცა მასზე მადეფორმირებელი ძალა მოქმედებს. ჩვეულებრივ სიჩქარეზე დატვირთვისას წყალი დენადობას ემორჩილება, და შედარებით მარტივი ცდით განისაზღვრება სიბლანტის კოეფიციენტი. მაგრამ თუ მაგალითად წყალს დიდი

სიჩქარით ქვას ვესვრით, ის აიტყორცნება წყლის ზედაპირიდან, როგორც მყარი სხეულის ზედაპირიდან. ე.ი. ნელი დატვირთვისას წყალი თხევად სხეულს წარმოადგენს, ხოლო სწრაფი დატვირთვისას ისე იქცევა როგორც დრეკადი მყარი სხეული. მაქსველის მიერ შექმნილი მოდელი იძლევა დრეკადბლანტი სხეულების ყოფაქცევას დეფორმირებისას. როდესაც მოდელზე მოედება ძალა, მაშინვე ეს ძალა იწვევს დრეკადი ელემენტის დეფორმირებას, ხოლო შემდგომ ძალის მოქმედების მთელი დროის განმავლობაში განვითარდება ბლანტი დენადობა, რომლის შედეგია ზოგადი დეფორმაცინს შეუქცევადი ნაწილი ე.ი. ის ნაწილი, რომელიც არ ქრება დატვირთვის მოხსნის შემდეგ. ასე, რომ დროის ყოველი მომენტისათვის ადგილი აქვს ტოლობას:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \equiv \varepsilon = \varepsilon_{\text{დ}} + \varepsilon_{\text{ბ}}\,, \tag{2.1.4}$$

სადაც ε_1 – ზამბარის დრეკადი დეფორმაციაა, ხოლო ε_2 – ბლანტი ელემენტის შეუქცევადი დეფორმაცია.

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E}\sigma\,. \tag{2.1.5}$$

დრეკადი დეფორმაცია ვითარდება მყისიერად და დეფორმაციის ცვლილების სიჩქარე, ამიტომ განისაზღვრება ძაბვის ცვლილების სიჩქარით.

$$\frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{1}{E}\cdot\frac{d\sigma}{dt}\,, \tag{2.1.6}$$

სადაც $\dfrac{1}{E}$ – ზამბარის მოქნილობაა.

იმის გამო, რომ დრეკადი და ბლანტი ელემენტები მიმდევრობით არის შეერთებული, ამიტომ ორივე ელემენტში ძაბვა ერთიდაიგივე იქნება ე.ი.

$$\sigma = \sigma_{\text{დ}} = \sigma_{\text{ბ}}; \quad \sigma = \eta\varepsilon_{\text{ბ}}^{\bullet} \quad \text{და} \quad \sigma = E\varepsilon_{\text{დ}}; \quad \varepsilon^{\bullet} = \frac{d\varepsilon}{dt}\,.$$

ნიუტონის კანონის მიხედვით სითხეზე მოდებული σ ძაბვის გაზრდით, პროპორციულად იზრდება ამ უკანასკნელის დენადობის სიჩქარე v. ე.ი.

$$\sigma = \eta \overset{\bullet}{\varepsilon}_2 \equiv \eta v \Rightarrow \frac{d\varepsilon_ბ}{dt} = \frac{\sigma}{\eta}, \tag{2.1.7}$$

მაშინ (2.1.4)-ის გათვალისწინებით გვექნება:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta}. \tag{2.1.8}$$

(2.1.8) განტოლება მარტივად მიიღება თუ (2.1.9) სისტემიდან გამოირიცხება ინდექსიანი წევრები

$$\begin{cases} \sigma = \eta \overset{\bullet}{\varepsilon}_b, \\ \sigma = E\varepsilon_დ, \end{cases} \quad \varepsilon = \varepsilon_დ + \varepsilon_ბ. \tag{2.1.9}$$

(2.1.8) განტოლება მაქსველის მოდელის დეფორმირების დიფერენციალურ განტოლებას წარმოადგენს. განვიხილოთ (2.1.8) განტოლების ამოხსნის ორი შემთხვევა:

1°. $v_0 = \frac{d\varepsilon}{dt} = 0, (\varepsilon = const)$ ე.ი. ეს შემთხვევა არის დროში $\sigma -$ ძაბვის განვითარების პროცესი, რომელიც მიმდინარეობს მუდმივი დეფორმაციის პირობებში, რომელსაც ძაბვის რელაქსაცია ჰქვია. ე.ი. (2.1.8)-დან მივიღებთ, როცა $v_0 = 0$;

$\frac{d\sigma}{\sigma} = -\frac{E}{\eta} dt \Rightarrow$ (0-დან t-მდე და σ_0-დან σ-მდე ინტეგრების შემდეგ) მივიღებთ

$$\Rightarrow \int_{\sigma_0}^{\sigma} \frac{d\sigma}{\sigma} = -\frac{E}{\eta} \int_0^t dt \Rightarrow \ln\sigma \Big|_{\sigma_0}^{\sigma} = -\frac{E}{\eta} t \Big|_0^t = -\frac{E}{\eta} t \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \ln\frac{\sigma}{\sigma_0} = -\frac{E}{\eta} t \Rightarrow \sigma = \sigma_0 e^{-\left(\frac{E}{\eta}\right)t}. \tag{2.1.10}$$

აღვნიშნოთ $\frac{\eta}{E}=t_r$ – მას რელაქსაციის დრო ეწოდება. მაშინ (2.1.10) ასე ჩაიწერება.

$$\sigma=\sigma_0 e^{-t/t_r}. \tag{2.1.11}$$

(2.1.11) გრაფიკულად (2.1.2, ა) ნახაზზეა მოცემული. (2.1.11)-დან, როცა $t_r=t$, მივიღებთ

$$\sigma=\frac{\sigma_0}{e}. \tag{2.1.12}$$

ე.ი. t_r ის დროა, რომლის განმავლობაშიც ძაბვა σ_0 შემცირდება e-ჯერ. (2.1.12)-დან, როცა ცდის დრო $t \gg t_r$ გაცილებით აღემატება რელაქსაციის დროს მივიღებთ

$$\sigma \to \sigma_0 \frac{1}{e^{\infty}} \to 0. \tag{2.1.13}$$

(2.1.13)-ე ექსპერიმენტულად დასტურდება. ასევე შეიძლება ჩვენება, რომ როცა $t \ll t_r$, ე.ი. $\frac{t}{r_r} \to 0$, მაშინ $\sigma \to \sigma_0$, ე.ი. რელაქსაცია ვერ ასწრებს მოხდენას და საწყისი ძაბვა შენარჩუნდება მთელი ცდის განმავლობაში, მოცემულ შემთხვევაში საკმარისად ხანმოკლედ.

2°. შემთხვევა (2.1.8) განტოლების ინტეგრირებისა არის ის პროცესი რომელიც მიმდინარეობს $\sigma=\sigma_0=const$ მუდმივი ძაბვის ქვეშ. ამ პროცესს ცოცვადობა ჰქვია. ე.ი. (2.1.8)-დან მივიღებთ, როცა $d\sigma/dt=0$

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=\frac{\sigma}{\eta}. \tag{2.1.14}$$

(2.1.14)-ე ნიუტონის კანონის ერთ-ერთი ფორმაა. ე.ი. პოლიმერულ-კომპოზიტურ სხეულში მუდმივი ძაბვის გავლენით მიმდინარეობს ბლანტი დენადობა, ძალის მოქმედების მთლიანი დროის განმავლობაში. ე.ი. დეფორმაცია

დროის პროპორციულია, საწყის პირობებში, როცა $(t = t_0 = 0, \varepsilon = \varepsilon_0)$.

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{\eta} t + \varepsilon_0 . \qquad (2.1.15)$$

(2.1.15)-ე გრაფიკულად მოცემულია (2.1.2, ბ) ნახაზზე.

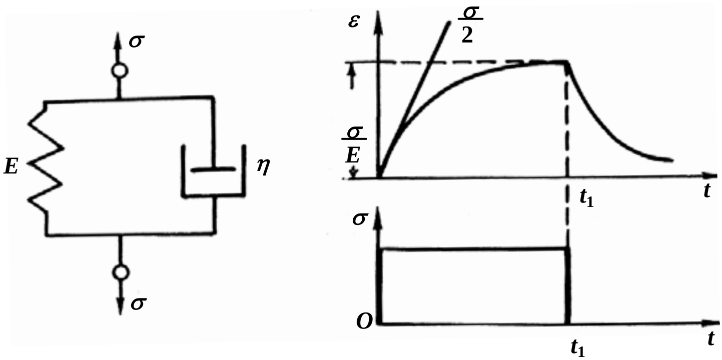
როგორც ვხედავთ მაქსველის მოდელი კარგად აღწერს რელაქსაციურ პროცესს პოლიმერულ ტანში, ხოლო ცოცვადობის პროცესს ვერ აღწერს, ეს იმას ნიშნავს, რომ ეს მოდელი ვერ დაახასიათებს დაძაბულ მდგომარეობას დრეკადბლანტ სხეულში.

§ 2.2. კელვინი-ფოიხტის მოდელი

მაქსველის მოდელის მუშაობის შეფასებიდან ნათელი გახდა, რომ ეს მოდელი პოლიმერულ მასალებში ვერ აფიქსირებს დრეკადობის თვისების არსებობას, ჰუკისაგან განსხვავებით იმ დრეკადი თვისებების არსებობას, რომლებიც წარმოიქმნებიან მაკრომოლეკულების დაგრეხის ხარჯზე. აღნიშნული სახის დრეკადობის განვითარების ძირითადი თავისებურება დროის იმ მონაკვეთის არსებობის აუცილებლობაში მდგომარეობს, რომელშიდაც ის უნდა განვითარდეს. გარეგნულად იხატება ისეთი სურათი დეფორმირებისა, რომ თითქოსდა ადგილი აქვს (დრეკადი სხეულის) ზამბარის დეფორმირებას ბლანტ სხეულში. ასეთი მსგავსება ბლანტ სითხეში ჯაჭვური მოლეკულების დაგრეხის პროცესსაც გააჩნია. როგორც ვხედავთ საქმე ეხება ბლანტ დრეკადი სხეულის დეფორმირებისას „დაგვიანებულ“ დრეკად რეაქციას, რომლის აღწერა განხორციელებული იქნა მოდელის საშუალებით, რომელიც შემუშავებულია კელვინის, ხოლო მოგვიანებით მისგან დამოუკიდებლად ფოიხტის მიერ.

ეს მოდელი წარმოადგენს პარალელურად ხისტად შეერთებულ დრეკად და ბლანტ ელემენტებს (ნახ. 2.2.1).

თუ ჩავთვლით, რომ სითხე უკუმშადია, მაშინ მყისიერი დატვირთვა ბლანტ ელემენტში არავითარ დეფორმაციას არ გამოიწვევს. დრეკადი დეფორმაცია განვითარებას იწყებს დატვირთვიდან მხოლოდ გარკვეული დროის გასვლის შემდეგ, იმ დროისა, რომელიც სჭირდება დატვირთვის მოდების მომენტიდან ცილინდრში დგუშის გადაადგილების დაწყებას.



ნახ. 2.2.1. კელვინი-ფოიხტის ორელემენტიანი მოდელი.

მაქსველის მოდელისაგან განსხვავებით აქ დეფორმაციები $\varepsilon_{დ} = \varepsilon_{ბ} = \varepsilon$ დრეკად და ბლანტ ელემენტებში ტოლია, მხოლოდ განსხვავებულია ძაბვები. საერთო σ ძაბვა კი ტოლია ჯამისა:

$$\sigma = \sigma_{დ} + \sigma_{ბ}. \qquad (2.2.1)$$

კელვინი – ფოიხტის სხეული დეფორმირდება შემდეგი დიფერენციალური განტოლების მიხედვით

$$\sigma = E\varepsilon + \eta\varepsilon^{\bullet} \equiv \frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{E}{\eta}\varepsilon - \frac{\sigma}{\eta} = 0, \qquad (2.2.2)$$

რომელიც მიიღება სისტემიდან

$$\begin{cases} \sigma_{ბ} = \eta\varepsilon^{\bullet}, \\ \sigma_{დ} = E\varepsilon, \end{cases} \quad \sigma = \sigma_{ბ} + \sigma_{დ}. \qquad (2.2.3)$$

დრეკადი – $\sigma_{დ}$ და ბლანტი $\sigma_{ბ}$ – ძაბვების გამო-რიცხვით.

(2.2.2) განტოლება $\varepsilon(t)$ მიმართ წარმოადგენს შემდეგი ტიპის წრფივ დიფერენციალურ განტოლებას:

$$y' + P(t)y + Q(t) = 0 \Rightarrow y = e^{-\int p(t)dt}\left[C - \int Q(t)e^{\int P(t)dt}dt\right].$$

ჩავთვალოთ ძაბვის დროში განვითარების კანონი მოცემულად და (2.2.2)-ის ამოხსნას $\varepsilon(t)$-ს მიმართ ექნება სახე:

$$\varepsilon(t) = e^{-\int \frac{E}{\eta}dt}\left[C + \frac{1}{\eta}\int \sigma(t)e^{\int \frac{E}{\eta}dt}dt\ \right] \Rightarrow e^{-\frac{E}{\eta}t}[C + \frac{1}{\eta}\int \sigma(t)e^{\frac{E}{\eta}t}dt]. \quad (2.2.4)$$

განვიხილოთ შემთხვევა $\sigma = \sigma_0 = const -$ ცოცვადობა.

(2.2.4)-დან გვექნება:

$$\varepsilon(t) = Ce^{-\frac{E}{\eta}t} + \frac{\sigma}{E}, \quad (2.2.5)$$

საწყისი პირობიდან, როცა $t = 0,\ \ \varepsilon = \varepsilon_0$, მივიღებთ, რომ

$$C = \varepsilon_0 - \frac{\sigma}{E}. \quad (2.2.6)$$

შევიტანოთ (2.2.6)-ე (2.2.5)-ში მივიღებთ

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma}{E} + (\varepsilon_0 - \frac{\sigma}{E}) + e^{-\frac{E}{\eta}t} \Rightarrow \varepsilon_0 e^{-\frac{E}{\eta}t} + \frac{\sigma}{E}\left(1 - e^{-\frac{E}{\eta}t}\right) \quad (2.2.7)$$

სიდიდეს $\dfrac{\eta}{E} = t_n -$ ცოცვადობის დრო ეწოდება. (2.2.7)-ე მიიღებს სახეს:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 e^{-\frac{t}{t_n}} + \frac{\sigma}{E}\left(1 - e^{-t/t_n}\right) \Rightarrow \varepsilon = \frac{\sigma}{E}\left(1 - e^{-\frac{t}{t_n}}\right). \quad (2.2.8)$$

თუ $\varepsilon_0 = 0,$ მაშინ ε განისაზღვრება (2.2.8)-ის მეორე შესაკრებით, მოდული E განისაზღვრება ცდიდან ცოცვა-დობაზე ძაბვისა და დეფორმაციის სიდიდით, როცა $t \to \infty$,

სიბლანტის კოეფიციენტი $\eta = \sigma / \dot{\varepsilon}$, როცა $t \to 0$ და $\varepsilon_0 \to 0$ (ნახ. 2.2.1). როცა $\sigma = 0$, მაშინ (2.2.7)-დან

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 e^{-\frac{E}{\eta}t}. \tag{2.2.9}$$

ამ შემთხვევის დეფორმაციის რელაქსაციის შემთხვევას უწოდებენ (2.2.9)-დან განისაზღვრება დრეკადი ცოცვადობის დრო, რომლის განმავლობაშიც დეფორმაცია მცირდება e-ჯერ. როცა $t \to \infty$ (2.2.8)-დან $\varepsilon \to \dfrac{\sigma}{E}$-სკენ.

ძირითადი ნაკლი კელვინ-ფოიხტის მოდელისა მდგომარეობს შემდეგში:

ა) ცოცვადობის კანონი წარმოადგენს უბრალო ექსპონენციალურ დამოკიდებულებას და თანხმობაში არ მოდის ექსპერიმენტთან.

ბ) მოდელი რელაქსაციის პროცესს საერთოდ ვერ აღწერს.

ხშირად განიხილება მოდელი შემდგარი N რაოდენობა კელვინ-ფოიხტის მოდელისაგან სხვადასხვა რელაქსაციის დროით თითოეული.

ამ მოდელის ყოველ ქვემოდელში ძაბვის სიდიდე არის ერთნაირი. სრული დეფორმაციის სიდიდე მუდმივი ძაბვის შემთხვევაში, შეიკრიბება ცალკეული ელემენტების დეფორმაციებისაგან:

$$\varepsilon = \sigma \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{E_i}\left(1 - e^{-\frac{E_i}{\eta_i}t}\right). \tag{2.2.10}$$

სადაც $\dfrac{1}{E_i}$ – მოქნილობებია ზამბარების.

რელაქსაციის დროის უწყვეტი განაწილების შემთხვევაში, როცა $(N \to \infty)$ გვექნება:

$$\varepsilon = \sigma \int_0^\infty I(n)\left(1 - e^{-\frac{t}{n}}\right)dn, \tag{2.2.11}$$

სადაც $I(n)$ –მოქნილობის განაწილების ფუნქციაა. რადგან რელაქსაციის დროის სპექტრის განსაზღვრა, მოლეკულური მექანიზმის საფუძველზე სირთულესთან არის დაკავშირებული, ამიტომ წინასწარ აპრიორულად სახელდება $E(n)$ და $I(n)$ განაწილების ფუნქციები. ალფრეის მიერ დადგენილია, რომ რელაქსაციის დრო (n), მაკრომოლეკულის თითოეული სეგმენტისათვის დაკავშირებულია ასევე მოლეკულური ჯაჭვის სიგრძესთან:

$$n = Ae^{b\sqrt{N}} \cdot e^{\Delta U / \eta T}, \tag{2.2.12}$$

სადაც b – მუდმივია, ΔU – ენერგიის ნაზრდი, T – აბსოლუტური ტემპერატურა. ცოცვადობის დეფორმაცია ასეთი მოდელისათვის აღიწერება შემდეგი განტოლების მიხედვით:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{H} + \frac{\sigma}{\eta}t + \sigma\int_0^\infty I(n)[1 - e^{-\frac{t}{n}}]dn. \tag{2.2.13}$$

საბოლოოდ მივდივართ იმ დასკვნამდე, რომ დეფორმაცია კელ-ვინი–ფოიხტის მოდელის, დროის მცირე მონაკვეთის განმავლობაში განისაზღვრება მხოლოდ ბლანტ ელემენტში დგუშის გადაადგილების სიდიდით. მართლაც, როგორი დიდი დატვირთვაც არ უნდა მოედოს მოდელს, დრეკადი დეფორმაცია არ განვითარდება იმაზე ადრე, სანამ არ დაიწყებს განვითარებას პლასტიკური დეფორმაცია, ხოლო ზოგადი დეფორმაცია განისაზღვრება ბლანტი დენადობის სიჩქარით. სწორედ ამ ფაქტის გამო კლევინი-ფოიხტის მოდელი შეესაბამება ბლანტ-დრეკადი სხეულების დეფორმირების კანონს.

ა.ალექსანდროვმა და ი. ლაზურკინმა ყურადღება მიაპყრეს იმ ფაქტს, რომ პოლიმერზე გარე ძალების მოქმედების შედაგად, მათში განვითარდება ორი ტიპის შექცევადი დეფორმაცია: დრეკადი და მაღალელასტიური (ცოცვადობის). თითოეული შესაკრების წილი მათი მოდულების მიხედვით განისაზღვრება ფორმულით:

$$\varepsilon = \varepsilon_{დრ} + \varepsilon_{ც} = \left(\frac{1}{E_{ც}} + \frac{1}{E_{დრ}}\right)\sigma. \qquad (2.2.14)$$

დეფორმაციის მაღალელასტიური მდგენელი დამოკიდებულია დროზე. მათ მიერვე დადგენილი იქნა ასევე, რომ რელაქსაციური პროცესი მაღალელასტიური დეფორმაციის დადგენისას მუდმივი ძალის გავლენით, ემორჩილება ექსპონენციალურ კანონზომიერებას. სრული დეფორმაციისათვის მათ მიერ შემოთავაზებული იქნა დამოკიდებულება, რომელიც სამართლიანია იმ არეში, რომელიც შეესაბამება მინისებური მდგომარეობიდან მაღალელასტიურ მდგომარეობაში გადასვლას.

$$\varepsilon(t,T) = \varepsilon_{დრ} + \varepsilon_{\infty}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}), \qquad (2.2.15)$$

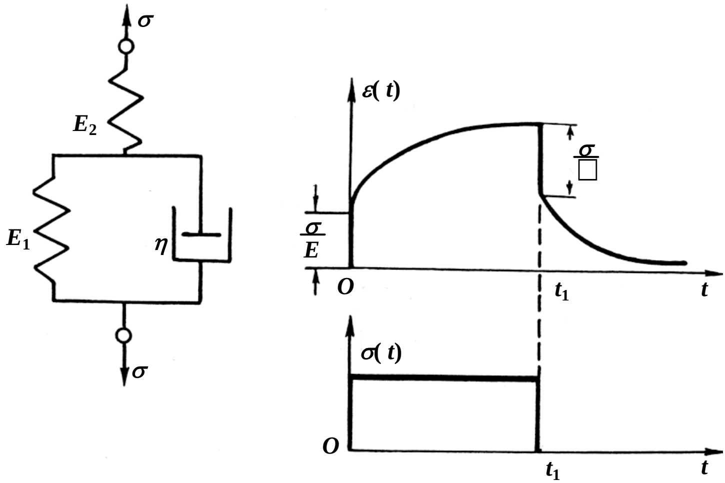
სადაც ε_{∞} – წონასწორული მაღალელასტიური დეფორმაციაა. (2.2.15)-ე შეესაბამება მოდელს, რომელშიდაც დრეკადი ელემენტი მიმდევრობით არის შეერთებული კელვინი-ფოიხტის მოდელთან. ე.ი. განიხილება სხეულის სამელემენტიანი მოდელი.

§ 2.3. ა. იშლინსკის „ტიპიური სხეული“-ს, სამელემენტიანი რეოლოგიური (მექანიკური) მოდელი

კელვინი-ფოიხტის მოდელთან მიმდევრობით შევაერთოდ დრეკადი ელემენტი (ნახ. 2.3.1).

მივიღებთ სხეულის სამელემენტიან მოდელს, რომელსაც სტანდარტული წრფივი სხეული ან იშლინსკის „ტიპიური სხეული“ ეწოდება. მოდელის მუშაობის პრინციპის მიხედვით მიიღება შემდეგი სისტემა:

$$
\begin{cases}
\varepsilon_{ბ} = \varepsilon_{დ1}; \eta\dot{\varepsilon}_{ბ} = \sigma_{ბ} \\
\sigma_{ბ} + \sigma_{დ1} = \sigma_{დ2} = \sigma; E_1\varepsilon_{დ1} = \sigma_{დ1}; \\
\varepsilon_{დ1} + \varepsilon_{დ2} = \varepsilon; E_2\varepsilon_{დ2} = \sigma_{დ2}.
\end{cases}
\tag{2.3.1}
$$



ნახ. 2.3.1. სამელემენტიანი მოდელი

თუ გამოვრიცხავთ ცალკეულ ელემენტებში ძაბვებსა და დეფორმაციებს, მივიღებთ სამელემენტიანი მოდელის დეფორმირების კანონს:

$$
\frac{E_2\eta}{E_1+E_2}\varepsilon^* + \frac{E_1E_2}{E_1+E_2}\varepsilon = \sigma + \frac{\eta}{E_1+E_2}\sigma^*
$$

საიდანაც აღნიშვნის

$$
H = E_2, \qquad E = \frac{E_1E_2}{E_1+E_2}, \qquad n = \frac{\eta}{E_1+E_2}.
$$

შემდეგ, მივიღებთ საბოლოო სახით სამელემენტიანი მოდელის მუშაობის დიფერენციალურ განტოლებას

$$nH\varepsilon^{\bullet} + E\varepsilon = \sigma + n\sigma^{\bullet}, \tag{2.3.2}$$

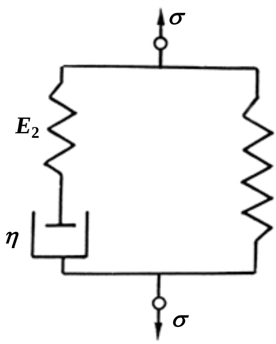
რომელსაც რეოლოგიური განტოლება ჰქვია.

ანალოგიურად თუ მაქსველის მოდელს პარალელურად მიუერთებთ დრეკად ელემენტს (ნახ. 2.3.2).

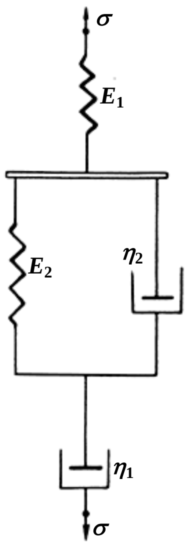
მივიღებთ განტოლებათა (2.3.3) სისტემას, საიდანაც ინდექსების გამორიცხვით, (2.3.2) განტოლების მსგავსად მიიღება ასევე პირველი რიგის (2.3.4) დიფერენციალური განტოლება.

$$\begin{cases} \sigma_{ბ} = \sigma_{დ2}, & \eta\varepsilon_{ბ}^{*} = \sigma_{ბ}, \\ \sigma = \sigma_{ბ} + \sigma_{დ1}, & E_1\varepsilon_{დ1} = \sigma_{დ1}, \\ \varepsilon = \varepsilon_{დ1} + \varepsilon_{დ2}, & E_2\varepsilon_{დ2} = \sigma_{დ2}; \end{cases} \tag{2.3.3}$$

$$\frac{\eta(E_1 + E_2)}{E_2}\varepsilon^{\bullet} + E\varepsilon = \sigma + \frac{\eta}{E_2}\sigma^{\bullet}. \tag{2.3.4}$$



ნახ. 2.3.2. სამელემენტიანი მოდელი



ნახ. 2.3.3. ოთხელემენტიანი მოდელი

ხოლო მოდელისთვის (ნახ. 2.3.3), რომელიც შეიცავს ორ ბლანტ და ორ დრეკად ელემენტს, მიიღება (გამოყვანას არ მოვიყვანთ) მეორე რიგის დიფერენციალური განტოლება (2.3.5). როგორც ვხედავთ მოდელში (ნახ. 2.3.3) ბლანტი ელემენტის გაზრდამ გამოიწვია დიფერენციალური განტოლების რიგის აწევა.

$$A\varepsilon'' + B\varepsilon' = \sigma + n\sigma' . \qquad (2.3.5)$$

ე.ი. დიფერენციალური განტოლების რიგი, ტოლი არის მოდელში ბლანტი ელემენტების რიცხვის. ამასთანავე, (2.3.2), (2.3.4) და (2.3.5) განტოლებებიდან ჩანს, რომ მოდელში ელემენტების რიცხვის გაზრდა ან მათი სხვადასხვანაირად შეერთება არ იძლევა დეფორმირების არსებითი ხასიათის ცვლილებას. პრაქტიკული თვალსაზრისით, ყველაზე მეტად ამოცანების ამოხსნისას იყენებენ (2.3.2) განტოლებას.

როცა დეფორმირების პროცესი ნელა მიმდინარეობს მაშინ (2.3.2)-ში $\varepsilon^{\bullet}$ და $\sigma^{\bullet}$ სიდიდეები შეიძლება უკუვაგდოთ ε და σ სიდიდეებთან შედარებით, მაშინ (2.3.2)-დან მივიღებთ ჩვეულებრივ

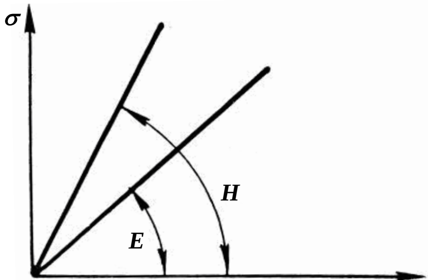
$$E\varepsilon = \sigma .$$

ჰუკის კანონს ხანგრძლივი დრეკადობის $E \equiv E_{\infty}$ მოდულით.

თუ პროცესი ძალზე სწრაფად მიმდინარეობს მაშინ (2.3.2)-ში უკუვაგდებთ σ, ε-ს და გვექნება გაწარმოებული სახით

$$H\dot{\varepsilon} = \dot{\sigma} .$$

ჰუკის კანონი, მხოლოდ დრეკადობის მყისი H მოდულით. ცნობილია, რომ $H > E$ ე.ი. მყისი დრეკადობის მოდული ყოველთვის მეტია ხანგრძლივ დრეკადობის მოდულზე (ნახ. 2.3.4).



ნახ. 2.3.4. მყისი და ხანგრძლივი დრეკადობის მოდულები

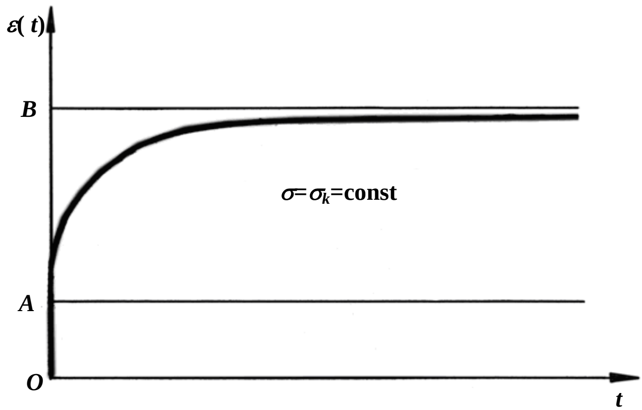
ნათქვამი მარტივად გამომდინარეობს ცოცვადობის დიაგრამიდან (ნახ. 2.3.5).

$$\left(\frac{\sigma_k}{OA}=H,\frac{\sigma_k}{OB}=E_\infty\right),\ \text{რადგან}\ OA<OB,\ \text{ამიტომ}\ H>E_\infty.$$

განვიხილოთ ეხლა (2.3.2) განტოლების ამოხსნის შემთხვევები:

ა) მუდმივი დატვირთვა $\sigma=const$ (ცოცვადობა) (2.3.2)-დან მივიღებთ:

$$\varepsilon(t)=e^{-\frac{E}{nH}t}\left(C+\frac{\sigma}{nH}\cdot\frac{nH}{E}e^{\frac{Et}{nH}}\right)=\frac{\sigma}{E}+ce^{-\frac{Et}{nH}}. \qquad (2.3.6)$$



ნახ. 2.3.5. ცოცვადობის სქემატური მრუდი.

$C-$ მუდმივის განსაზღვრისათვის ავიღოთ ბუნებრივი საწყისი პირობები, როცა $t=0;\ \varepsilon(0)=\dfrac{\sigma}{H}.$ გვექნება:

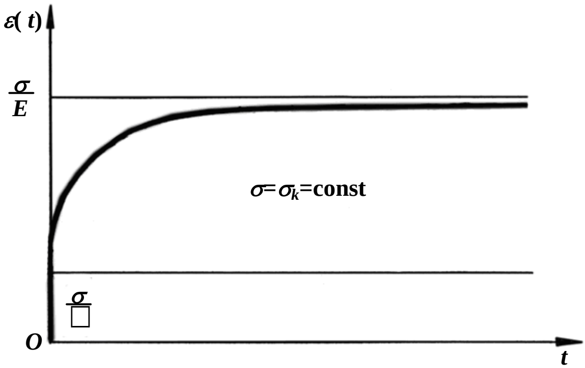
$$C=\varepsilon(0)-\frac{\sigma}{E}=\sigma\left(\frac{1}{H}-\frac{1}{E}\right); \qquad (2.3.6)$$

ამოხსნას ექნება სახე:

$$\varepsilon(t)=\frac{\sigma}{E}+\sigma\left(\frac{1}{H}-\frac{1}{E}\right)e^{-\frac{Et}{nH}}. \qquad (2.3.7)$$

რადგან $H>E$ ამიტომ $\left(\frac{1}{H}-\frac{1}{E}\right)<0$ ყოველთვის, როცა $t=0,\ \varepsilon(0)=\frac{\sigma}{H};\, t=\infty,\ \varepsilon(\infty)=\frac{\sigma}{E}$.

გრაფიკი მოცემულია ნახ. 2.3.6-ზე.



ნახ. 2.3.6. ცოცვადობის მრუდი

ბ) განტვირთვა

მყისი განტვირთვისას, როცა $\sigma=0$, მაშინ (2.3.6)-დან მივიღებთ:

$$\varepsilon(t)=Ce^{-\frac{Et}{nH}}. \qquad (2.3.8)$$

თუ განტვირთვის მომენტში, როცა $t=t_1$ დეფორმაციას ჰქონდა მნიშვნელობა ε_0, მაშინ (2.3.8)-დან

$$\varepsilon_0 = C\frac{1}{e^{\frac{Et}{nH}}} \Rightarrow C = \varepsilon_0 e^{\frac{Et}{nH}}$$

მივიღებთ:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 e^{\frac{E}{nH}(t_1 - t)} = \varepsilon_0 e^{\frac{ET}{nH}}, \qquad (2.3.9)$$

სადაც $T = (t_1 - t)$ დროა განტვირთვიდან გასული. განტვირთვიდან დროის განმავლობაში დეფორმაცია მიისწრაფვის ნულისაკენ ე.ი. დრეკადბლანტი ელემენტი მიისწრაფვის ბუნებრივი მდგომარეობისაკენ. ნარჩენი დეფორმაციები თანდათანობით გაქრებიან და დეფორმირების პროცესი გახდება შექცევადი (ნახ. 2.3.1).

გ) ვთქვათ დეფორმაცია $\varepsilon = \varepsilon_0 = const$ (რელაქსაცია).

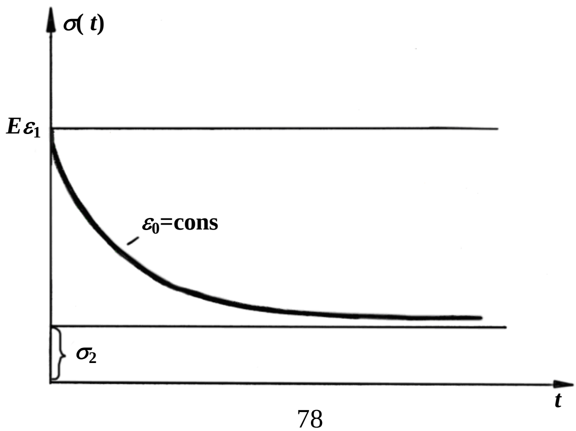
(2.3.2)-დან მივიღებთ:

$$\sigma + n\sigma^{\bullet} = E\varepsilon_0 \Rightarrow \sigma = e^{-\frac{t}{n}}\left(C + \frac{E\varepsilon_0}{n}\cdot ne^{\frac{t}{n}}\right) = E\varepsilon_0 + Ce^{-\frac{t}{n}}. \qquad (2.3.10)$$

როცა $t = o; \sigma = \sigma_0$ პირობიდან მივიღებთ $C = \sigma_0 - E\varepsilon_0$; (2.3.10) მიიღებს სახეს:

$$\sigma(t) = E\varepsilon_0 + (\sigma_0 - E\varepsilon_0)e^{-\frac{t}{n}}. \qquad (2.3.11)$$

(2.3.11)-ის გრაფიკს ექნება ნახ. 2.3.7-ზე მოცემული სახე. ე.ი. როცა $t = 0, \sigma(0) = \sigma_0; t = \infty, \sigma(\infty) = E\varepsilon_0$.



ნახ. 2.3.7. რელაქსაციის მრუდი

როგორც ვხედავთ, ნახ. 2.3.1; 2.3.7 მივდივართ იმ დასკვნამდე, რომ სამელემენტიანი რეოლოგიური მოდელი ცოცვადობისა და რელაქსაციურ პროცესებს კარგად აღწერს, რაც ექსპერიმენტულადაც დასტურდება, ამიტომ (2.3.2) დიფერენციალური განტოლება წარმოადგენს დრეკად ბლანტი (ბლანტ დრეკადი) სხეულების დეფორმირების რეოლოგიურ განტოლებას. ამ განტოლების გამოყენების სპექტრი ძალიან დიდია, განსაკუთრებით კომპოზიციური მასალებისაგან დამზადებული კონსტრუქციის ან მისი ელემენტების გაანგარიშების დროს.

II. რეოლოგიური (2.3.2) დიფერენციალური განტოლების გამოყვანა. სამელემენტიანი (ნახ. 2.3.1) მოდელის საერთო დეფორმაცია (ε) წარმოიდგინება, როგორც ჯამი დრეკადი (E_2) ელემენტის დეფორმაციისა ($\varepsilon_{დ2}$) და კელვინის მოდელის ($\varepsilon_{კ} = \varepsilon_{დ1} = \varepsilon_{ბ}$) დეფორმაციის, (2.3.1) სისტემის მესამე განტოლება. ე.ი.

$$\varepsilon = \varepsilon_{დ2} + \varepsilon_{კ}. \tag{2.3.12}$$

გავაწარმოოთ (2.3.12), წინასწარ მივიღოთ: $\varepsilon_{დ1} \equiv \varepsilon_1$; $\varepsilon_{დ2} \equiv \varepsilon_2$; $\sigma_{დ1} \equiv \sigma_1$; $\sigma_{დ2} \equiv \sigma_2$;

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon_2}{dt} + \frac{d\varepsilon_{კ}}{dt}, \tag{2.3.13}$$

რადგან

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{E_2}\sigma, \tag{2.3.14}$$

ამიტომ

$$\frac{d\varepsilon_2}{dt} = \frac{1}{E_2}\frac{d\sigma}{dt}. \tag{2.3.15}$$

კელვინის მოდელში ჯამური ძაბვა $(\sigma_{კ} = \sigma_{დ1} + \sigma_{ბ} = \sigma)$ ტოლია მთლიან მოდელში საერთო (σ) ძაბვის (2.3.1) სისტემის მეორე განტოლება, ე.ი.

$$\sigma = \sigma_{დ1} + \sigma_{ბ} = E_1 \varepsilon_{კ} + \eta \frac{d\varepsilon_{კ}}{dt}. \tag{2.3.16}$$

(2.3.16)-დან

$$\frac{d\varepsilon_{კ}}{dt} = \frac{1}{\eta}(\sigma - E_1 \varepsilon_{კ}) = \frac{\sigma}{\eta} - \frac{E_1}{\eta}\varepsilon_{კ}. \tag{2.3.17}$$

შევიტანოთ (2.3.17), (2.3.13)-ში და გავითვალისწინოთ (2.3.15) და (2.3.12) მივიღებთ:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon_2}{dt} + \frac{\sigma}{\eta} - \frac{E_1}{\eta}\varepsilon_{კ} = \frac{1}{E_2}\frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta} - \frac{E_1}{\eta}\varepsilon_{კ} =$$

$$= \frac{1}{E_2}\frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta} - \frac{E_1}{\eta}(\varepsilon - \varepsilon_2) = \frac{1}{E_2}\frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta} - \frac{E_1}{\eta}\varepsilon + \frac{E_1}{\eta}\varepsilon_2 =$$

$$= \frac{1}{E_2}\frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta} - \frac{E_1}{\eta}\varepsilon + \frac{E_1}{\eta E_2}\sigma;$$

წევრთა დაჯგუფების შემდეგ გვექნება:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{E_1}{\eta}\varepsilon = \frac{1}{\eta}(1 + \frac{E_1}{E_2})\sigma + \frac{1}{E_2}\frac{d\sigma}{dt} dt = \frac{1}{\eta}\frac{E_1 + E_2}{E_2}\sigma + \frac{1}{E_2}\frac{d\sigma}{dt}. \tag{2.3.18}$$

(2.3.18) განტოლების ორივე მხარე გავამრავლოთ $\frac{E_2 \eta}{E_1 + E_2}$-ზე მივიღებთ:

$$\frac{E_2 \eta}{E_1 + E_2}\frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{E_1 E_2}{E_1 + E_2}\varepsilon = \sigma + \frac{\eta}{E_1 + E_2}\frac{d\sigma}{dt}.$$

საიდანაც აღნიშვნების შემდეგ გვექნება (2.3.2) განტოლება.

§ 2.4. სუფთა ღუნვა კომპოზიციური ტანის შემთხვევაში

ა) მასათა გეომეტრია. აბსოლიტურად მყარი ტანის მექანიკაში (თეორიული მექანიკა) მასის ინერციის მომენტი ეწოდება, მასის წინაღობას მობრუნებისადმი ნებისმიერი ღერძის მიმართ, რომელიც სხეულთან არის დაკავშირე-ბული.

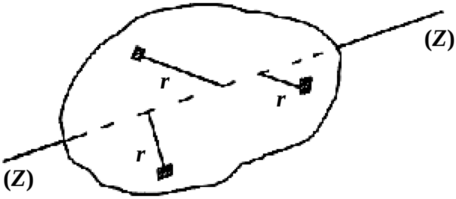
ნებისმიერი ფორმის (მოხაზულობის) სხეულის ინერციის მომენტი, სხეულზე გამავალი რომელიმე z ღერძის მიმართ, ტოლი არის მასის ელემენტების ღერძებამდე მანძილების კვადრატების ნამრავლთა ჯამის ე.ი.

$$I_z^{(m)} = \int r_z^2 dm = \int (x^2 + y^2) dm = \rho \int (x^2 + y^2) dV,$$

$$I_x^{(m)} = \int r_x^2 dm = \int (y^2 + z^2) dm = \rho \int (y^2 + z^2) dV,$$

$$I_y^{(m)} = \int r_y^2 dm = \int (x^2 + z^2) dm = \rho \int (x^2 + z^2) dV,$$

სადაც $\rho = dm / dV -$ ხვედრითი სიმკვრივეა. $dV = dxdydz -$ ელემენტის მოცულობაა. ფორმულებიდან ჩანს, რომ მასის მომენტი პროპორციული არის სუფთა გეომეტრიული ფაქტორის – სიგრძე მეხუთე ხარისხში.



ნახ. 2.4, ა. ინერციის პოლარული მომენტი

ვიგულისხმოთ, რომ V მოცულობის მქონე სხეული წარმოადგენს ბრტყელ ფიგურას, რომ-ლის სისქეა (δ), ფართი (F) და ჩამოცმულია (Z) ღერძზე. მაშინ:

$$dm = \rho \delta dz \cdot dF,$$

სადაც $\delta dz = const$.

ფიგურის სისქეა და $\rho = const -$ ფიგურა ერთგვაროვანია. ინერციის მომენტი ღერძების მიმართ იქნება:

$$I_z^{(m)} = \int r_z^2 dm = \int \rho r_z^2 dz \cdot dF = \rho\delta dz \int r_z^2 dF = \rho\delta dz \int (x^2 + y^2) dF.$$

ამ სიდიდის ინერციის მომენტი ეწინააღმდეგება (M_z) მღუნავ მომენტს, იმისათვის, რომ ფიგურა არ მობრუნდეს (z) ღერძის გარშემო. ე.ი. ინტეგრალი $\int (x^2 + y^2) dF$ მახასიათებელია კვეთის ინერციის მომენტის.

მღუნავი მომენტი (M_x) ცდილობს მოაბრუნოს ფიგურა $x-$ღერძის გარშემო ამასთან მასის წინაღობა აღნიშნული მობრუნებისათვის იქნება:

$$I_x^{(m)} = \int r_x^2 dm = (\rho\delta dz) \int r_x^2 dF = (\rho\delta dz) \int (y^2 + z^2) dF = (\rho\delta dz) \int y^2 dF \ .$$

სადაც $r_x^2 = y^2 + z^2$, მაგრამ, რადგან ფიგურა თხელია ამიტომ $(r \approx 0)$ ე.ი.

$$I_x^{(m)} = (\rho\delta dz) \int y^2 dF \ .$$

ასევე მღუნავი (M_y) მომენტის მოქმედებით ანალოგიური მსჯელობიდან მივიღებთ, რომ

$$I_y^{(m)} = (\rho\delta dz) \int r_y^2 dF = \rho\delta dz \int (x^2 + z^2) dF = \rho\delta dz \int x^2 dF \ .$$

მომენტებს I_x, I_{y-} ეწოდებათ ეკვატორული ინერციის, ხოლო I_z-ს პოლარული ინერციის მომენტი.

ბ) ბრტყელი კვეთის გეომეტრიული მახასიათებლები.

ცნობილია, რომ ღეროს გაჭიმვა-კუმშვის დეფორმირებისას, სიმტკიცე, სიხისტე, განიკვეთებში აღძრული ძაბვები, დეფორმაციის პოტენციალური ენერგიის სიდიდე და სხვა დამოკიდებულია ღეროს განიკვეთზე.

ფართობი – ეს არის ღეროს განიკვეთის უმარტივესი გეომეტრიული მახასიათებელი. ფართობი არის ელემენტარული ფართით dF ელემენტების ინტეგრალური ჯამი.

$$F = \int_F dF \ .$$

ღუნვის ამოცანის შესწავლისას აუცილებელი ხდება დავეყრდნოთ ღეროს განიკვეთის ზოგიერთ გეომეტრიულ

მახასიათებელს. მაგალითად კვეთი მდებარეობს (yz) სიბრტყეზე, x-ის მართობულად (ნახ. 2.4.1).

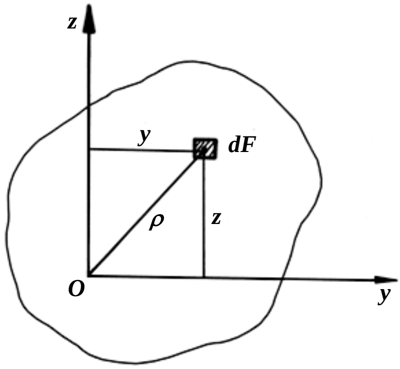
1°. კვეთის სტატიკური მომენტი, რომელიმე ღერძის მიმართ ეწოდება შემდეგ გამოსახულებებს:

$$S_y = \int_F z dF; \quad S_z = \int_F y dF \; . \tag{2.4.1}$$

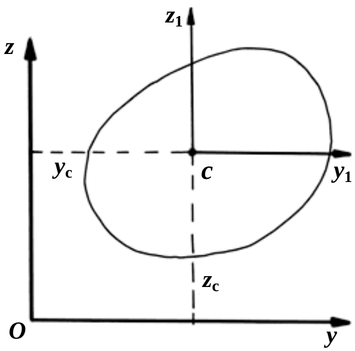
ღერძების მიმართულების შეცვლა იწვევს შესაბამისად სტატიკური მომენტების ნიშნის შეცვლას.

თუ ღერძი, რომლის მიმართაც განისაზღვრება სტატიკური მომენტი, გადის კვეთის სიმძიმის ცენტრზე (ნახ. 2.4.2), მაშინ ამ ღერძის მიმართ სტატიკური მომენტები უდრის ნულს.

$$S_z = y_c \cdot F = 0 \cdot F = 0; \quad S_y = z_c \cdot F = 0 \cdot F = 0.$$



ნახ. 2.4.1. კვეთის სტატიკური მომენტი



ნახ. 2.4.2. ცენტრალური ღერძები

სიმძიმის ცენტრზე გამავალ ღერძებს ცენტრალური ღერძები ეწოდება (ნახ. 2.4.2).

როგორც აღნიშნული იყო ღერძების მიმართ კვეთის ინერციის მომენტები ეწოდება შემდეგ გამოსახულებებს:

$$I_y = \int_F z^2 dF; \quad I_Z = \int_F y^2 dF \; . \tag{2.4.2}$$

ინერციის პოლარული მომენტი

$$I_x = I_P = \rho^2 dF = \int (y^2 + z^2) dF \, . \qquad (2.4.3)$$

ინერციის ცენტრიდანული მომენტი

$$I_{yz} = \int_F yzdF, \qquad (2.4.4)$$

რომელიც წარმოადგენს ღერძების ასიმეტრიულობის ხარისხს. ე.ი. ინტეგრალი კვეთის ელემენტარული ფართობებისა და მათი ღერძებამდე შესაბამისი მანძილების ნამრავლიდან. ღერძები რომელთა მიმართ ინერციის მომენტებს აქვს ექსტრემალური მნიშვნელობები ეწოდება ინერციის მთავარი ღერძები.

მთავარი ღერძების მიმართ ინერციის ცენტრიდანული მომენტი უდრის ნულს $I_{yz} = 0$.

ურთიერთმართობი ღერძებიდან, რომელთაგან ერთი ან ორივე ემთხვევა კვეთის სიმეტრიის ღერძებს, ყოველთვის არის ინერციის მთავარი ღერძები.

1°. **ღუნვა დრეკადი ტანის შემთხვევაში.** დრეკადი იზოტროპული სხეულების ღუნვის ამოცანები შესაბამის ლიტერატურაში ამომწურავად არის გაშუქებული, სახელოვანი მეცნიერების მიერ. განსახილავ პარაგრაფში (2.4), ჩვენ შეგნებულად მოვიყვანეთ დრეკადი იზოტროპული ძელის სუფთა ღუნვის ამოცანა, იმიტომ, რომ მკითხველს გაუადვილდეს შედარების გაკეთება, როცა ის კომპოზიციური ტანის ღუნვის ამოცანის განხილვას დაიწყებს.

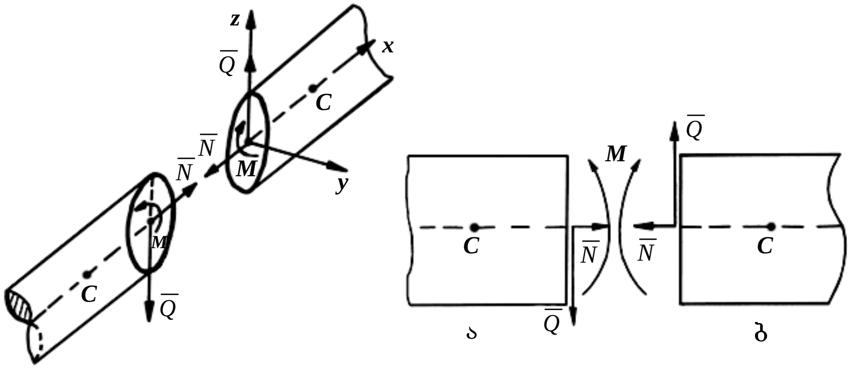
ღუნვის ქვეშ იგულისხმება დატვირთვის ისეთი სახე, რომლის დროსაც ღეროს განიკვეთებში აღიძვრება მღუნავი მომენტები. თუ მღუნავი მომენტი კვეთში არის ერთადერთი ძალური ფაქტორი, ხოლო განივი და ნორმალური ძალები არ მონაწილეობენ მაშინ ღუნვას **სუფთა ეწოდება.** უმეტეს შემთხვევაში ღეროს განიკვეთებში გარდა მომენტებისა აღიძვრებიან კიდევ განივი ძალები ასეთ შემთხვევაში

ღუნვას **განივი** ეწოდება. ღერო რომელიც ძირითადად ღუნვაზე მუშაობს ეწოდება ძელი.

ძელზე ერთ სიბრტყეში გარე ძალების მოქმედების შედეგად, რომელიც გადის ძელის ღერძზე (ძალების ბრტყელი მოქმედება), მაშინ ღეროს განიკვეთებში აღიძვრებიან შიგა ძალური ფაქტორები (ძალვები) კერძოდ.

1. განივი ძალა $\overline{Q}$, რომელიც მოქმედებს განივი კვეთის სიბრტყეში და გადის მის სიმძიმის ცენტრზე.
2. გრძივი ძალა $\overline{N}$, რომელიც მოდებულია კვეთის სიმძიმის ცენტრზე კვეთისადმი მართობულად.
3. მღუნავი მომენტი $\overline{M}$, მოქმედებს განიკვეთის მართობულ სიბრტყეში. მღუნავ მომენტებს აღნიშნავენ ასევე M_y და M_z-ით. ღერძები y და z მოთავსებული არიან ძელის განივ კვეთში, რომელთა მიმართ მოქმედებს მომენტი.

მღუნავი მომენტი განივ კვეთში მოქმედებს zx სიბრტყეში დადებითია თუ ის ძელის მარჯვენა (ა) ნაწილის მარცხენა ფუძეზე მოქმედებს საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებით, ხოლო მარცხენა (ბ) ნაწილის მარჯვენა ფუძეზე საათის ისრის საწინააღმდეგოდ. გრძივი $\overline{N}$ ძალა დადებითია თუ ის გამჭიმავია. განივი ძალა დადებითია თუ ის ა) ნაწილის მარცხენა ფუძეზე მიმართულია ზევით, ხოლო ბ) ნაწილის მარჯვენა ფუძეზე მიმართულია ქვევით. (ნახ. 2.4.3 და ნახ. 2.4.4).



ნახ. 2.4.3. განივკვეთში მოქმედი ძალები

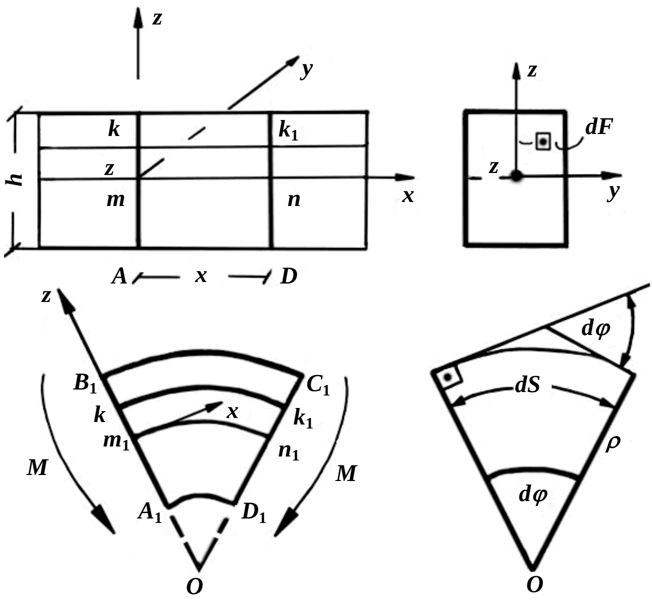
ნახ. 2.4.4. კვეთში მოქმედი ძალები

მღუნავი მომენტი, გრძივი და განივი ძალები ყოველ განივ კვეთში დაკავშირებულია ძაბვებთან აღძრულს იმავე კვეთებში შემდეგი ფორმულებით.

$$M_z = \int_F \sigma y dF, \quad Q = \int_F \tau y dF; \quad N = \int_F \sigma dF; \quad Q = \frac{dM}{dx}; \; q = \frac{d^2 M}{dx^2}. \qquad (2.4.5)$$

სუფთა ღუნვის დროს $N = 0$.

ღერო მღუნავი მომენტის მოქმედების დროს გაიღუნება, ხოლო *AB* და *CD* სწორები დარჩებიან სწორებად და მართობულად ღეროს გაღუნული ღერძისადმი *mn*. აქედან გამოდის, რომ ძელის შიგნით ისევე ხდება, როგორც წახნაგებზე, რომ ბრტყელი განივი კვეთები დეფორმაციამდე, დეფორმაციის შემდეგაც რჩებიან ბრტყელებად. მხოლოდ ბოჭკოების გაჭიმვის, ხოლო მეორის შეკუმშვის ხარჯზე.



ნახ. 2.4.5. ღეროს ღუნვის სქემა.

აქედან ჩანს, რომ ძელს გააჩნია ფენა (ბოჭკო), რომელიც არც იჭიმება და არც იკუმშება და ასეთ ფენას ეწოდება ნეიტრალური (ნახაზზე mn). ძელის სიმეტრიის სიბრტყის, კვეთის სიბრტყესთან თანკვეთის ხაზს z – ღერძი დავამთხვიოთ, ნეიტრალური yx ფენის zy სიბრტყესთან გადაკვეთის ხაზს ნეიტრალური ღერძი ჰქვია ($y-$ღერძი). ვაჩვენოთ, რომ ნეიტრალური ღერძიდან z მანძილით დაშორებული ფენის გრძივი დეფორმაცია სუფთა ღუნვის დროს ტოლი არის

$$\varepsilon = \text{æ}, \;\; Z = \frac{1}{\rho} z . \qquad (2.4.6)$$

$\rho -$ სიმრუდის რადიუსია $-om_1$.

$$mk = z \,; \;\; m_1n_1 = ds = mn; \qquad ds = \rho d\varphi \,;$$

$$\Delta = KK_1 - mn = (\rho + z)d\varphi - ds = \rho d\varphi + zd\varphi - ds = zd\varphi$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{mn} = \frac{zd\varphi}{ds} = \frac{zd\varphi}{\rho d\varphi} = \frac{z}{\rho} = \text{æ}z \,. \text{ რ.დ.გ.}$$

ასევე მტკიცდება, რომ ნეიტრალური ფენა არ დეფორმირდება, მართლაც $\varepsilon_\sigma = \dfrac{mn - m_1n_1}{mn} = 0$ ღუნვის თეორიის თანახმად დამოკიდებულებას ე.ი. ნორმალური ძაბვის გამოსათვლელ ფორმულას (ე.ი. ნეიტრალური შრიდან z მანძილზე ფენებში) მივიღებთ (2.4.6)-ის გათვალისწინებით ჰუკის კანონიდან:

$$\sigma = H\varepsilon = \frac{H}{\rho} z = H\text{æ}z \,. \qquad (2.4.7)$$

ე.ი. ძაბვა პროპორციულია ფართითი dF ელემენტიდან მანძილისა ნეიტრალურ ღერძამდე y და არ არის დამო-

კიდებული მეორე y კოორდინატზე. ჯერჯერობით უცნობია სიდიდე ρ ან $(\frac{1}{\rho} = æ)$ სიმრუდე. გარდავქმნათ (2.4.7)-ე იმისათვის, რომ მივიღოთ ღუნვის ძირითადი განტოლება. საჭიროა დავაგეგმილოთ ელემენტარული ძალა σdF (ინტენსივობა) კოორდინატთა ღერძებზე და შევადგინოთ წონასწორობის განტოლებები:

$$\sum X = 0, \sum Y = 0; \sum Z = 0; \sum M_x = 0; \sum M_y = 0; \sum M_z = 0, \quad (2.4.8)$$

საიდანაც სამი $\sum X = 0; \sum M_y = 0; \sum M_z = 0$ განტოლებიდან მივიღებთ

$$\sum X = -\int_F \sigma dF = 0 \Rightarrow \int_F \sigma dF = 0.$$

ელემენტარული ძალვის σdF მომენტები y და z ღერძების მიმართ იქნება $\sigma dF \cdot z$ და $-\sigma dF \cdot y$ ხოლო ელემენტარული ყველა ძალვების მომენტების ჯამი y და z ღერძების მიმართ იქნება

$$\int_F \sigma dF \cdot z \quad \text{და} \quad -\int_F \sigma y dF.$$

ეკვივალენტობის პირობიდან გვექნება

$$\int_F \sigma dF = 0; \quad \int_F \sigma z dF = -M; \quad \int_F \sigma y dF = 0. \quad (2.4.9)$$

მიღებული სამი განტოლება საკმარისია ნორმალური ძაბვის განსაზღვრისათვის dF კვეთში კოორდინატებით ($y; z$) ე.ი.

$$\sigma = \varphi(y, z). \quad (2.4.10)$$

შევიტანოთ (2.4.7), $(2.4.9)_1$-ში გვექნება:

$$\int_F \sigma dF = \frac{E}{\rho} \int_F z dF = 0 \Rightarrow \frac{E}{\rho} \neq 0; \quad \int_F z dF = 0.$$

ე.ი. ფიგურის სტატიკური მომენტი ნეიტრალური $y-$ ღერძის მიმართ უდრის ნულს. რაც იმას ნიშნავს, რომ

ნეიტრალური ღერძი გადადის კვეთის სიმძიმის ცენტრში. ეხლა შევიტანოთ (2.4.7)-ე (2.4.9)-ში გვექნება:

$$\int_F \sigma z dF = -\frac{H}{\rho}\int_F z^2 dF = -M \Rightarrow -\frac{H}{\rho} I_y = -M \Rightarrow \frac{1}{\rho} = \frac{M}{HI_y} ,$$

$$\text{ე.ი.} \quad æ = \frac{M}{HI_y} , \tag{2.4.11}$$

სადაც HI_y ძელის სიხისტეა ღუნვისას, $I_y = I$ ინერციის მომენტი ნეიტრალური ღერძის მიმართ. მე-(2.4.11) ფორმულა სინთეზია სამი ამოცანის: გეომეტრიული მხარე წარმოდგე-ნილია სიმრუდით $\frac{1}{\rho}$ და კვეთის ინერციის I მომენტით, ფიზიკური – მასალის დრეკადობის H მოდულით, და სტატიკური მხარე წარმოდგენილი გარე ძალების M მომენტით. მე-(2.4.11) არის ღუნვის ძირითადი განტოლება. რაც შეეხება (2.4.9)-ს ე.ი.

$$\int_F \sigma y dF = 0 \Rightarrow \int_F zy dF = 0 ,$$

ის წარმოადგენს კვეთის ინერციის ცენტრიდანულ მომენტს, რომლის ნულთან ტოლობა თავსებადობის მესამე პირობას წარმოადგენს.

მოცემული სისტემა სუფთა ღუნვის ძირითადი განტო-ლებებია იზოტროპული სხეულისათვის:

$$\varepsilon = æz ,$$

$$æ = \frac{M}{HI} , \tag{2.4.12}$$

$$\sigma = H\varepsilon = H\frac{M}{HI}z = \frac{M}{I}z .$$

როგორც ვხედავთ (2.4.12)-დან მაქსიმალური ძაბვები ღუნვისას აღიძვრება ნეიტრალური y ღერძიდან მაქსიმალუ-რად დაშორებულ წერტილებში. ე.ი.

$$\sigma_{\text{მაქ.}} = \frac{M}{I_y} z_{\text{მაქ.}} \,. \tag{2.4.13}$$

აღვნიშნოთ $\dfrac{I_y}{z_{\text{მაქ}}} = W_y$ და მას კვეთის წინაღობის მომენტი ვუწოდოთ ღუნვისას. ე.ი.

$$\sigma_{\text{მაქ}} = \frac{M}{W_y} \,. \tag{2.4.14}$$

ეს ფორმულა ძირითადად წარმოადგენს ძელის სიმტკიცეზე გაანგარიშების დროს ღუნვისას.

მართკუთხა კვეთისათვის ზომებით b და h გვექნება:

$$I_y = \frac{bh^3}{12}, \quad z_{\text{მაქ}} = \frac{h}{2}; \quad W_y = \frac{bh^2}{6} \,. \tag{2.4.15}$$

ღუნვისას ძელის დრეკადი დეფორმაციის ენერგია განისაზღვრება M მომენტის მუშაობით ორი კვეთის კუთხურ $d\varphi$ გადაადგილებაზე.

$$dU = \frac{1}{2} d\varphi \,, \tag{2.4.16}$$

მაგრამ $d\varphi = \dfrac{dy}{\rho} = \dfrac{M}{HI_y} dy,$ მივიღებთ:

$$U = \int_{\ell} \frac{M^2 dy}{2EI_y} \,. \tag{2.4.17}$$

2°. ღუნვა კომპოზიციური ტანის შემთხვევაში.

განვიხილოთ დრეკადბლანტი ღეროს სუფთა ღუნვის ამოცანა, რომლის დეფორმირების დიფერენციალურ განტოლებას აქვს შემდეგი სახე:

$$nH\varepsilon^{\bullet} + E\varepsilon = \sigma + n\sigma^{\bullet} \,. \tag{2.4.18}$$

შევიტანოთ (2.4.18)-ში, (2.2.12) გვექნება:

$$nHzæ^{*} + Ezæ = \frac{M}{I} z + \frac{n}{I} zM^{\bullet} \Rightarrow nHIæ^{*} + EIæ = M + nM^{\bullet}; \tag{2.4.19}$$

(2.4.19)-ე წარმოადგენს დრეკად ბლანტი ღეროს ღუნვის დიფერენციალურ განტოლებას.

განვიხილოთ ცოცვადობა ღუნვისას ე.ი. როცა $M = const$. მივიღებთ (2.4.19)-დან.

$$æ^* + \frac{E}{nH} æ = \frac{M}{nHI} \Rightarrow æ^* + \frac{E}{nH} æ - \frac{M}{nHI} = 0 . \qquad (2.4.20)$$

(2.4.20)-ე არის ღუნვის დროს ცოცვადობის დიფერენციალური განტოლება. ვაინტეგროთ (2.3.20)-ე, t ცვლადით გვექნება:

$$æ = e^{-\frac{E}{nH}t}(C + \frac{M}{nHI} \cdot \frac{nH}{E} e^{\frac{E}{nH}t}) = \frac{M}{EI} + Ce^{-\frac{E}{nH}t} .$$

როცა $t = 0$, $æ(0) = \frac{M}{HI}$ მივიღებთ: $C = \frac{M}{HI} - \frac{M}{EI} = \frac{M}{I}\left(\frac{1}{H} - \frac{1}{E}\right)$,

ე.ი.

$$æ = \frac{M}{EI} - \frac{M}{EI}\left((1 - \frac{E}{H}\right)e^{-\frac{E}{nH}t} = \frac{M}{EI}\left(1 - \frac{H - E}{H} e^{-\frac{E}{nH}t}\right). \qquad (2.4.21)$$

როგორც ვხედავთ (2.4.21) განსხვავდება დრეკადი (2.4.21) ამოხსნისაგან.

ძელის ჩაღუნვები მის სიგრძესთან შედარებით მივიღოთ მცირე სიდიდეთ, ამიტომ სიმრუდე æ შეიძლება შეიცვალოს ჩაღუნვის მეორე წარმოებულით სიგრძით $\left(y'' = \frac{d^2 y}{dx^2}\right)$.

ჩაღუნვა y ისე, როგორც M – მომენტი მოიაზრება t დროისა და კვეთის სიგრძეზე მდებარეობის x-ის ფუნქცია. ე.ი. $y = y(x,t)$; $M = M(x,t)$. და

$$y'' \approx æ = \frac{y''}{\sqrt{(1 + y'^2)^3}} . \qquad (2.4.22)$$

განვიხილოთ ეხლა სუფთა ღუნვის დროს რელაქსაციის პროცესი $æ = æ_0 = const$, ე.ი. როგორ განვითარდება ღეროში ძაბვები როცა $\varepsilon = æ\ z = const$, მივიღებთ (2.4.18)-დან;

$$n\sigma^{\bullet}+\sigma=E\varepsilon+nH\varepsilon^{\bullet}\Rightarrow\sigma^{\bullet}+\frac{1}{n}\sigma=\frac{Ez}{n}æ_0+Hzæ^{*}\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\sigma^{\bullet}+\frac{1}{n}\sigma-\frac{Ez}{n}æ_0=0\,. \qquad (2.4.23)$$

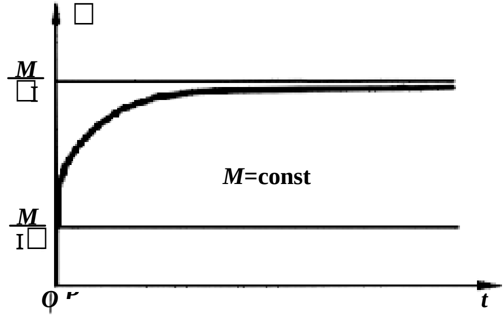
$$(2.4.13)\Rightarrow\sigma=e^{-\frac{t}{n}}\left(C+\frac{Ez}{n}æ_0\cdot ne^{\frac{t}{n}}\right)=Ce^{-\frac{t}{n}}+Ezæ_0\,,$$

როცა $t=0$, $\sigma=\sigma_0=\dfrac{Mz}{I}$, მაშინ $C=0$.

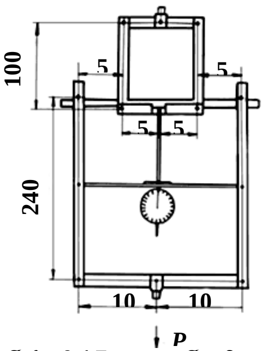
გვექნება:

$$\sigma=\frac{Mz}{I}=Hæz\,. \qquad (2.4.24)$$

ე.ი. ძაბვა დრეკადბლანტ ღეროში იცვლება სიმაღლეში წრფივი კანონით და ეს ძაბვა დროზე არ არის დამოკი-დებული. ძაბვა ისეთივე დარჩა, როგორც დრეკადი ღეროს ღუნვის დროს (2.4.12) ტოლობა. თუ (2.4.24)-ში დავუშვებთ, რომ $z=0$, მაშინ ვღებულობთ, რომ ნეიტრალურ ღერძზე (ფენაზე) ძაბვები არ მოქმედებენ.



ნახ. 2.4.6. სიმრუდის განვითარება დროში



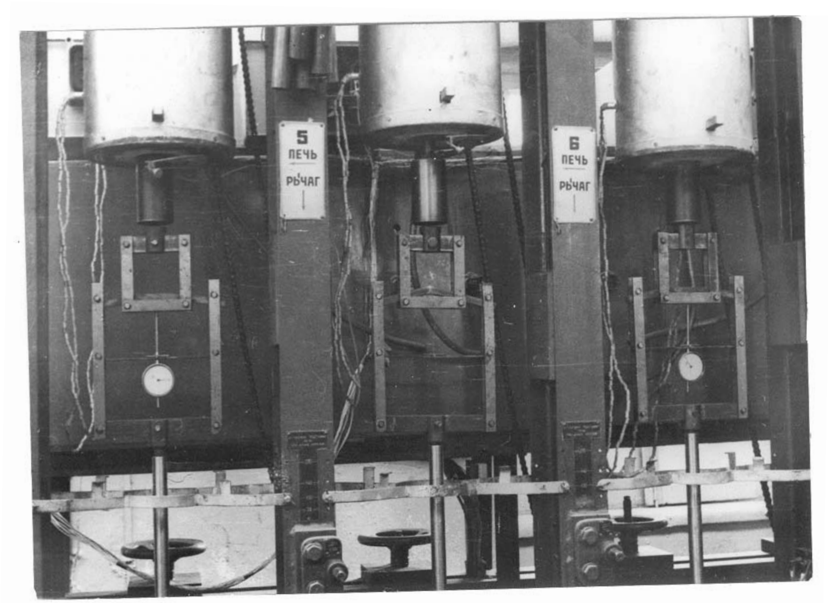
ნახ. 2.4.7. ა. ღუნვაზე გამოცდის ცალკე ელემენტი

როცა $x=0$ და $x=l$ ვღებულობთ ჩაღუნვის მნიშვნელო-ბებს შესაბამისად $y(0,t)=0$, $y(l,t)=0$. ღეროს ჩამაგრების წერტილებში.

ექსპერიმენტი ჩატარებულ იქნა სპეციალურ დანადგარზე (ნახ. 2.4.7), ხოლო ცდისეული მონაცემები მინა-ტექსტოლიტ $(TC-8/3-250)$ -თვის არ-მირების მიმართულებით $(\alpha=0^{0})$ მო-ცემულია ცხრილში (2.4.1). ნახაზზე 2.4.8, მოცემულია ღუნვისას ცოცვა-დობის მრუდები მინა-ტექსტოლიტ $(T-10-\square DT)$ -თვის.

ფორმულა (2.4.21) თუ გავითვალის-წინებთ (2.4.22)-ს ასე ჩაიწერება:

$$y''\equiv\frac{d}{dx}\left(\frac{dy}{dx}\right)=\frac{M}{EI}\left(1-\frac{H-E}{H}e^{-\frac{E}{nH}t}\right). \qquad (*)$$



ნახ. 2.4.7. ღუნვაზე სერიული გამოცდის პროცესი

(∗) წარმოადგენს გაღუნული ძელის ღერძის დიფე-რენციალურ განტოლებას. სიმრუდის ცვლილება დროის მიხედვით მოცემულია (ნახ. 2.4.6)-ზე. ორჯერ x-ით ინტეგ-რების შემდეგ (∗) ასეთ სახეს მიიღებს:

$$Y(x,t)=\frac{\int_0^l\int_0^l Mdxdx}{EI}\left(1-\frac{H-E}{H}e^{-\frac{E}{nH}t}\right). \qquad (2.4.25)$$

ცხრილი 2.4.1

მინატექსტოლიტი ($TC-8/3-250$), ღუნვისას მიღებული მონაცემები. არმირების მიმართულება $\alpha=0°$, $T=20^0C$, ტენიანობა $W=70\%$

ძაბვა კგძ/სმ²	დეფორმა-ცია	დრო, დატვირთვის შემდეგ, საათებში						
		$\tau_1=0{,}001$	$\tau_2=0{,}01$	$\tau_3=0{,}1$	$\tau_4=1$	$\tau_5=10$	$\tau_6=100$	$\tau_7=1000$
$\sigma_1=0{,}4\sigma_რ=$ $=775$	Y მმ	0,414	0,421	0,426	0,432	0,447	0,468	0,492
	$\varepsilon_თ$	0,388	0,393	0,398	0,406	0,418	0,435	0,461
	$\varepsilon_ე$	0,388	0,394	0,399	0,405	0,419	0,439	0,460
$\sigma_2=0{,}5\sigma_რ=$ $=1550$	Y მმ	0,895	0,907	0,934	0,939	0,995	1,031	1,088
	$\varepsilon_თ$	0,801	0,805	0,817	0,833	0,860	0,904	0,976
	$\varepsilon_ე$	0,790	0,802	0,825	0,855	0,879	0,911	0,960
$\sigma_3=0{,}6\sigma_რ=$ $=2325$	Y მმ	1,303	1,320	1,352	1,393	1,460	ნიმუში	ნიმუში
	$\varepsilon_თ$	1,212	1,225	1,247	1,288	1,369	–	
	$\varepsilon_ე$	1,210	1,225	1,254	1,293	1,356	გაწყდა	გაწყდა

თუ ჩავთვლით, რომ დრო ($t = const$) მუდმივია, მაშინ (2.4.22)-ის x-ით ინტეგრებით მივიღებთ:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{M}{EI}\left(1 - \frac{H-E}{H} e^{-\frac{E}{nH}t}\right)x + C_1 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow y(x,t) = \frac{M}{2EI}\left(1 - \frac{h-E}{H} e^{-\frac{E}{nH}y}\right)x^2 + C_1 x + C_2 .$$

C_1 და C_2 მუდმივები განისაზღვრება შემდეგი პირობიდან, როცა ($x = 0$ მაშინ $y = 0$) და ($x = \frac{b}{2}, \frac{dy}{dx} = 0$).

მივიღებთ, რომ $C_2 = 0$, ხოლო

$$C_1 = -\frac{M}{EI}\left(1 - \frac{H-E}{H} e^{-Et/nH}\right)\frac{l}{2} ,$$

საბოლოოდ გვექნება:

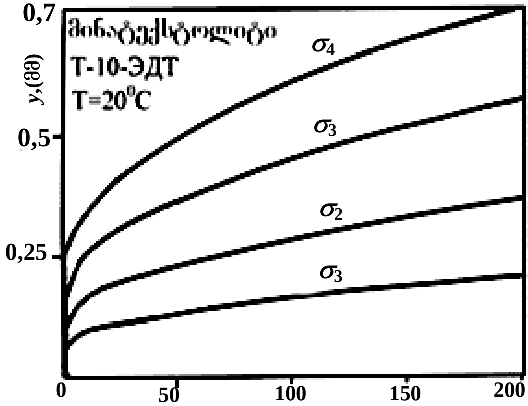
ა) კვეთის მობრუნების კუთხისათვის

$$\vartheta = \frac{dy}{dx} = \frac{M}{EI}\left(1 - \frac{H-E}{H} e^{-\frac{Et}{nH}}\right)x^2 - \frac{M}{2EI}\left(1 - \frac{H-I}{H} e^{-\frac{Et}{nH}}\right)l . \qquad (2.4.26)$$

ბ) გაღუნული ღეროს ღერძის განტოლებისათვის ნებისმიერი x და t-სათვის.

$$y(x,t) = \frac{M}{2EI}\left(1 - \frac{H-E}{H} e^{-\frac{Et}{nH}}\right)x^2 - \frac{M}{2EI}\left(1 - \frac{H-E}{H} e^{-\frac{Et}{nH}}\right)lx =$$

$$= \frac{M}{2EI}\left(1 - \frac{H-E}{H} e^{-\frac{Et}{nH}}\right)(x^2 - lx). \qquad (2.4.27)$$



ნახ. 2.4.8. ცოცვადობის მრუდები

სადაც $\sigma_1 = 0{,}2\sigma_{დრ} = 9{,}73\dfrac{კგ}{მმ^2}$, $\sigma_2 = 0{,}3\sigma_{დრ} = 14{,}59\dfrac{კგ}{მმ^2}$,

$\left(\sigma_{დრ} = 48{,}65\dfrac{კგ}{მმ^2}\right)$; $\sigma_3 = 0{,}4\sigma_{დრ} = 19{,}46\dfrac{კგ}{მმ^2}$,

$\sigma_4 = 052\sigma_{დრ} = 24\dfrac{კგ}{მმ^2}$, $y_{დრეკ.}$=2,8მმ, $y_{დრეკ.}$=4,2მმ,

$y_{დრეკ.}$=5,7მმ, $y_{დრეკ.}$=7,0მმ.

თავი III. თეორიული და ექსპერიმენტული ცოცვადობა

ნაწილი I. ცოცვადობის წრფივი თეორია

§ 3.1. მემკვიდრეობის ანუ ბოლცმანის თეორია

დეფორმაციის განვითარების პროცესს დროის მიხედვით მუდმივი ძაბვის გავლენით ცოცვადობა ეწოდება.

ცოცვადობა, როგორც პროცესი ვლინდება შედარებით ხანგრძლივი დროის განმავლობაში, მანქანათა ნაწილებში, კონსტრუქციის ელემენტებში, ძალურ დანადგარებში და იზომება ათეული, ასეული თუ ათასეული საათებით. მის შესწავლაზე მიძღვნილია უამრავი გამოკვლევა შრომებისა და მონოგრაფიების სახით. კომპოზიციურ სხეულებში ცოცვადობის პროცესის შესწავლა მოდელების თეორიაზე დაყრდნობით ვერ იძლევა დეფორმირების რეალურ სურათს, როგორადაც არ უნდა გაიზარდოს მოდელში ელემენტების რიცხვი. პირიქით მრავალელემენტიანი მოდელით სარგებლობა დაკავშირებულია რთული მათემატიკური ხასიათის გამოთვლებთან.

თავდაპირველად ცოცვადობა აღწერილი იყო ბოლცმანის შრომებში და მოიხსენიებოდა მემკვიდრეობის თეორიის სახელწოდებით, რომელსაც საფუძვლად ედო შეჯამების ანუ სუპერპოზიციის პრინციპი და ემყარებოდა ორ ჰიპოთეზას:

1. დრეკადი ძალები დამოკიდებულია არა მარტო მყისიერად მიღებულ გადაადგილებაზე, არამედ მის შემდგომ განვითარებულ დეფორმაციებზეც, რომლებიც დატვირთვის დროის ზრდასთან ერთად თანდათანობით მცირდებიან.

2. დროის სხვადასხვა მომენტისათვის მიღებული დეფორმაციების გავლენა შეჯამდება ე.ი. გაერთიანდებიან უშუალო შეკრების გზით.

ჩავთვალოთ, რომ კომპოზიციურ სხეულზე გარკვეული დროის τ მომენტში მოდებული იყო ძაბვა (დატვირთვა) $\sigma_{ij}(\tau)$, რომლის გავლენით $\Delta\tau$ დროის განმავლობაში სხეულმა მიიღო დეფორმაცია. თუ სხეულს დატვირთვას მოვხსნით მაშინ უკვე მიღებული დეფორმაცია რომელიღაც t მომენტისათვის, რომელიც τ-ს აღემატება $(t>\tau)$ დეფორმაცია პროპორციული იქნება ძაბვის მოქმედების ხანგრძლივობის $\Delta\tau$-სი. ძაბვის $\sigma_{ij}(\tau)$ მნიშვნელობისა და რაიმე $K(t-\tau)$ ფუნქციისა რომელიც დამახასიათებელია მოცემული სხეულისათვის და წარმოადგენს მონოტონურად კლებად ფუნქციას. ამ ფუნქციას მემკვიდრეობის კოეფიციენტი ანუ გავლენის ფუნქცია ეწოდება და ასახავს t მომენტში დეფორმაციაზე იმ ძაბვის გავლენას, რომელიც მოდებული იყო სხეულზე τ მომენტში.

ე.ი.

$$\varepsilon(t)=\frac{\sigma(t)}{E}+\Delta\varepsilon\,. \tag{3.1.1}$$

სადაც $\Delta\varepsilon$ დამოკიდებულია $\sigma(\tau)\Delta\tau$ და $K(t-\tau)$-ზე ამასთანავე $\sigma(\tau)$-ს მოქმედება სხვადასხვა $\tau<t$ დროისათვის იკრიბება.

$$\Delta\varepsilon=\sum\frac{\sigma(\tau)}{E}\Delta\tau K(t-\tau), \tag{3.1.2}$$

ე.ი.

$$\varepsilon(t)=\frac{\sigma(t)}{E}+\sum\frac{\sigma(\tau)}{E}\Delta\tau K(t-\tau)\,. \tag{3.1.3}$$

გადავიდეთ ზღვარზე (3.1.3)-ში, როცა $\Delta\tau\to 0$ მივიღებთ.

$$\varepsilon(t)=\frac{\sigma(t)}{E}+\frac{1}{E}\int_0^t K(t-\tau)\sigma(\tau)d\tau\,. \tag{3.1.4}$$

(3.1.4)-ე წარმოადგენს ვოლტერას ტიპის მე–2 გვარის ინტეგრალურ განტოლებას, რომლის ამოხსნას ექნება შემდეგი სახე:

$$\sigma(t) = E\varepsilon(t) - E\int_0^t T(t-\tau)\varepsilon(\tau)d\tau \, , \tag{3.1.5}$$

სადაც $T(t)$ რელაქსაციის სიჩქარის ფუნქციაა.

ამბობენ, რომ დეფორმაციებს წრფივი თვისება აქვთ თუ ძაბვების წრფივ კომბინაციას, შეესაბამება დეფორმაციების წრფივი კომბინაცია:

$$\sigma_1 + K\sigma_2 = \varepsilon_1 + K\varepsilon_2 \, .$$

(3.1.4) და (3.1.5) განტოლებები გამოიყენებიან წრფივ შემთხვევაში ისინი სხვა ფორმით შეიძლება ასე ჩაიწეროს:

$$\varepsilon(t) = \int_0^t \Pi(t-\tau)d\sigma(\tau), \tag{3.1.6}$$

$$\sigma(t) = \int_0^t R(t-\tau)d\varepsilon(t). \tag{3.1.7}$$

(3.1.6) და (3.1.7) განტოლებები წარმოადგენენ ვოლტერას ტიპის I გვარის ინტეგრალურ განტოლებებს. სადაც $\Pi(t-\tau)-$ ფუნქცია არის მონოტონურად კლებადი დროთა სხვაობის ფუნქცია, ან ერთგანზომილებიანი დრეკადი სისტემის მოქნილობის ანუ ცოცვადობის ფუნქცია. როცა $t=0$, მოქნილობის ფუნქცია

$$\square(0) = \frac{\varepsilon(0)}{\sigma_K} = \frac{1}{E}$$

დრეკადობის შებრუნებული მოდულის სიდიდის ტოლია.

თუ (3.1.6) და (3.1.7) განტოლებების მარჯვენა მხარეში მოვახდენთ ნაწილობით ინტეგრირებას მივიღებთ (3.1.4) და (3.1.5) განტოლებებს.

მართლაც (3.1.6)-დან ნაწილობითი ინტეგრებით მივიღებთ:

$$\varepsilon(t) = \square(0)\sigma(t) - \square(t)\sigma(0) + \int_0^t \square'(t-\tau)\sigma(\tau)d\tau \, .$$

აღვნიშნოთ

$$\square(0) = \frac{1}{E}, \quad \square'(t-\tau) = \frac{1}{E}K(t-\tau) \, . \tag{3.1.8}$$

გვექნება

$$\varepsilon(t)=\frac{\sigma(t)}{E}+\frac{1}{E}\int_0^t K(t-\tau)\sigma(\tau)d\tau . \tag{3.1.9}$$

(3.1.9)-ე წარმოადგენს ვოლტერას ტიპის II–გვარის ინტეგრალურ განტოლებას $\sigma(t)$-ს მიმართ, რომელიც ბლანტი დრეკადობის მემკვიდრეობის თეორიის ძირითად თანაფარდობას წარმოადგენს.

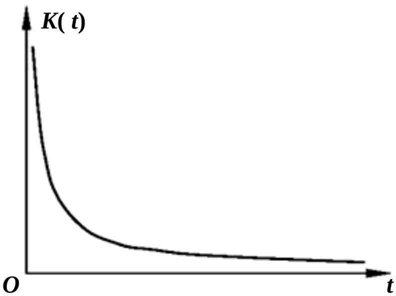
დავუშვათ, რომ $\sigma(t)=\sigma_K=const$ მაშინ (3.1.9)-დან მივიღებთ ცოცვადობის განტოლებას.

$$\varepsilon(t)=\frac{\sigma_K}{E}\left[1+\int_0^t K(\tau)d\tau\right]. \tag{3.1.10}$$

გავაწარმოოთ (3.1.10)-ე გვექნება

$$K(t)=\frac{E}{\sigma_K}\frac{d\varepsilon(t)}{dt}. \tag{3.1.11}$$

როგორც ვხედავთ $K(t)$ ფუნქცია, რომელიც (3.1.9)-ე ინტეგრალური განტოლების გულს წარმოადგენს არის დეფორმაციის სიჩქარის ფუნქცია, როცა $t=0,\frac{d\varepsilon}{dt}\to\infty$, მაშინ $K(t)$ ფუნქციას უნდა ახასიათებდეს სინგულარობის თვისება ე.ი. $K(0)=\infty$, ამასთან (3.1.9)-დან ჩანს, რომ ინტეგრალი უნდა იყოს სასრული სიდიდე. ასეთი თვისების ფუნქციებს სუსტი სინგულარობის მქონე ფუნქციებს უწოდებენ. მოხერხებულობისათვის შემდეგში $K(t)$ ფუნქციას ცოცვის სიჩქარის ფუნქციას ვუწოდებთ. როგორც (3.1.11)-დან ჩანს $K(t)$-ს გრაფიკს ექნება შემდეგი სახე (ნახ. 3.1.1).



ნახ. 3.1.1. ცოცვადობის სიჩქარის ფუნქციის დამოკიდებულება დროსაგან

საფეხურებიანი დატვირთვისას, როცა $\sigma(t)=\sigma_K h(t)$ სადაც

$$h(t)=\begin{cases}0, t<0,\\ 1, t\geq 0.\end{cases}$$

ხევისაიდის ფუნქციაა. (3.1.11)-დან გვექნება

$$\varepsilon(t)=\int_0^t \Pi(t-\tau)\sigma_K \frac{dh(\tau)}{d\tau}=\sigma_K\int_0^t \Pi(t-\tau)\delta(\tau)d\tau\,. \qquad (3.1.12)$$

აღვნიშნოთ $\dfrac{dh(t)}{dt}=\delta(t)$ – მას დირაკის ფუნქცია ჰქვია. დირაკის $\delta(t)$ ფუნქციის თვისებების თანახმად:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t-\tau)\delta(\tau)d\tau = f(t)\,.$$

მივიღებთ (3.1.12)-დან

$$\varepsilon(t)=\sigma_K\Pi(t)\Rightarrow \Pi(t)=\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_K}\,. \qquad (3.1.13)$$

(3.1.11) ასე გარდავქმნათ

$$K(t)=\frac{E}{\sigma_K}\frac{d\varepsilon(t)}{dt}=E\frac{d}{dt}\left(\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_K}\right)=E\frac{d\pi}{dt}=E\Pi^{\bullet}(t)\,. \qquad (3.1.14)$$

$\Pi(t)-$ფუნქციას ცოცვის ფუნქცია ეწოდება. (3.1.14)-დან გამომდინარეობს, რომ გავლენის ფუნქცია ცოცვის ფუნქციის სიჩქარის პროპორციულია.

შევნიშნოთ, რომ წრფივი დეფორმირებისას ცოცვის ფუნქციები ერთმანეთს ემთხვევა, ყველა σ_K და t-სათვის. σ_K-ს უდიდეს მნიშვნელობას როცა მოქნილობის მრუდები ერთმანეთს ემთხვევა ეწოდება წრფივი დეფორმირების არის საზღვარი. (3.1.1)-ე და (3.1.5) განტოლებები მხოლოდ ამ შემთხვევისათვის გამოიყენებიან. როცა ძაბვა აღემატება სასაზღვრო მნიშვნელობას და შესაბამისად მრუდები არ ქმნიან ვიწრო კონას, მაშინ წრფივი განტოლებით

სარგებლობა არ შეიძლება, ასეთ შემთხვევაში მიმართავენ არაწრფივ თეორიას.

განვიხილოთ შემთხვევა როდესაც სხეული მუშაობს რთული დაძაბული მდგომარეობის პირობებში, მაშინ წრფივი დეფორმირების კანონი შეიძლება ასე წარმოვადგინოთ:

ძვრისათვის

$$e_{ij}(t) = \frac{S_{ij}(t)}{2G} + \frac{1}{2G}\int_0^t K_C(t-\tau)S_{ij}(\tau)d\tau, \qquad (3.1.15)$$

რომელიც ასე შეიძლება ჩავწეროთ

$$e_{ij}(t) = \int_0^t \Pi_C(t-\tau)dS_{ij}(\tau)\,, \qquad (3.1.16)$$

სადაც

$$\begin{cases} S_{ij}(t) \sim \text{ძაბვის ტენზორის დევიატორის კომპონენტებია,} \\ e_{ij}(t) - \text{დეფორმაციის ტენზორის დევიატორის კომპონენტები.} \end{cases}$$

$$e_{ij}(t) = \varepsilon_{ij} - \delta_{ij}\tilde{e} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} - \tilde{e}, & \varepsilon_{12,} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21,} & \varepsilon_{22} - \tilde{e}, & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31,} & \varepsilon_{32}, & \varepsilon_{33} - \tilde{e} \end{pmatrix}, \qquad (3.1.17)$$

სადაც $G = \dfrac{E}{2(1+\mu_0)}$ ძვრის მოდული;

μ_0 – პუასონის კოეფიციენტი;

ε_{ij} – დეფორმაციის ტენზორის კომპონენტები;

$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}$ – კრონეკერის სიმბოლო;

$\tilde{e} = \dfrac{1}{3}(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) = \dfrac{1}{3}\vartheta$ – მოცულობითი დეფორმაცია,

ϑ – დილატაცია;

$K_C(t-\tau)$ – ძვრის ცოცვადობის სიჩქარის ფუნქცია;

$\Pi_C(t)$ – ძვრის ცოცვადობის ფუნქცია.

$$\Pi_C(t)=\frac{1}{2G}K_C(t)\,.$$

მოცულობითი დეფორმაციის კანონი ასე წარმოვიდგინოთ

$$\vartheta(t)=\frac{\tilde{\sigma}(t)}{B}+\frac{1}{B}\int_0^t K_\upsilon(t-\tau)\tilde{\sigma}(\tau)d\tau\,, \qquad (3.1.18)$$

ან

$$\vartheta(t)=\int_0^t \Pi_\upsilon(t-\tau)d\tilde{\sigma}(\tau)\,. \qquad (3.1.19)$$

სადაც B – მოცულობითი დრეკადობის მოდულია და

$$B=\frac{E}{3(1-2\mu_0)}\,,$$

$$\tilde{\sigma}(t)=\frac{1}{3}(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})-\text{ბირთვული ტენზორი.}$$

$K_\upsilon(t)-$მოცულობითი ცოცვადობის სიჩქარის ფუნქციაა და

$$\Pi_\upsilon(t)=\frac{1}{B}K_\upsilon(t)\,. \qquad (3.1.20)$$

წრფივი ცოცვადობის განტოლებები, რთული დაძაბული მდგომარეობისას როცა დატვირთვები მუდმივია, ე.ი.

$$S_{ij}=S_{ij}^0, \qquad \tilde{\sigma}(t)=\tilde{\sigma}_K\,.$$

(3.1.15)-დან და (3.1.18)-დან მიიღება:

$$\left.\begin{aligned} e_{ij}(t)&=\frac{S_{ij}^0}{2G}\left[1+\int_0^t K_C(\tau)d\tau\right],\\ \vartheta(t)&=\frac{\tilde{\sigma}_K}{B}\left[1+\int_0^t K_\upsilon(\tau)d\tau\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (3.1.21)$$

(3.1.21)-დან მივიღებთ ცოცვის სიჩქარის ფუნქციებს

$$K_C(t)=\frac{2G}{S_{ij}^0}\frac{de_{ij}}{dt}, \qquad K_\upsilon(t)=\frac{B}{\tilde{\sigma}_K}\frac{d\vartheta}{dt}\,.$$

საფეხურებიანი დატვირთვისას როცა

$$S_{ij}(t)=S_{ij}h(t), \quad \widetilde{\sigma}(t)=\widetilde{\sigma}_K h(t).$$

სადაც

$$S_{ij}(t)=\sigma_{ij}-\delta_{ij}\widetilde{\sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_{11}-\widetilde{\sigma} & \sigma_{12} & \sigma_{13}\\ \sigma_{21} & \sigma_{22}-\widetilde{\sigma} & \sigma_{23}\\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33}-\widetilde{\sigma}\end{pmatrix}, \qquad (3.1.22)$$

$\widetilde{\sigma}=\frac{1}{3}(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})$ – ბირთვული ტენზორი.

(3.1.16) და (3.1.19)-დან გვექნება:

$$e_{ij}(t)-S_{ij}^{0}\Pi_C(t), \text{ და } \vartheta(t)=\widetilde{\sigma}_K\Pi_\upsilon(t).$$

საიდანაც მივიღებთ ძვრისა და მოცულობითი ცოცვადობის ფუნქციებს (მოქნილობას)

$$\Pi_C(t)=\frac{e_{ij}(t)}{S_{ij}^0}; \qquad \Pi_v(t)=\frac{\vartheta(t)}{\bar{\sigma}_k}.$$

შემავალი განტოლებებში (3.1.6), (3.1.8), (3.1.15) და (3.1.16) სიდიდეები $\varepsilon, e_{ij}, \vartheta, \sigma, S_{ij}$, და $\widetilde{\sigma}$ გაიზომებიან ცოცვადობაზე ექსპერიმენტიდან, ხოლო სიდიდეები $E, G, B, K(t), K_C(t)$ და $\mathrm{K}_\upsilon(t)$ განისაზღვრებიან მოკლევადიანი ექსპერიმენტიდან.

აღნიშნული სიდიდეების განსაზღვრა წარმოადგენს დრეკადბლანტი სხეულების მექანიკის მთავარ ამოცანას.

უნდა აღინიშნოს, რომ ბლანტი დრეკადობის თეორიის ამოცანების გადაწყვეტის საქმეში დიდი წვლილი აქვთ შეტანილი ცნობილ რუს მეცნიერებს: ი. რობოტნოვს, ა.რჟანიცინს, ა. იშლინსკის და მ. კოლტუნოვს.

რელაქსაციური პროცესების აღწერის მიზნით ი.რობოტნოვის მიერ შემოტანილია ინტეგრალური განტოლების გულის სახე:

$$R(t-S)=\frac{(t-S)^{\alpha}}{\Gamma(1+\alpha),}.$$

რომლის რეზოლვენტაა:

$$э_{\alpha} \equiv K(t-S) = (t-S)\sum_{n=0}^{n=S} \frac{\beta^{n}(t-S)^{n(1+\alpha)}}{\Gamma[(n+1)(1+\alpha)]}, \qquad (3.1.23)$$

სადაც $\alpha, \beta-$ მასალის პარამეტრებია, $(1+\alpha)>0$, $\Gamma(1+\alpha)-$ გამა ფუნქციაა $(1+\alpha)$ არგუმენტის. $э_{\alpha}-$ ფუნქციას რობოტნოვის ფუნქციას უწოდებენ, ის დატაბულირებულია და არსებობს ცხრილების სახით.

ა. რჟანიცინის მიერ შემოთავაზებულ რელაქსაციის გულს აქვს შემდეგი სახე:

$$R(t-S) = \frac{Ae^{-\beta(t-S)}}{(t-S)^{1-\alpha}}, \qquad (3.1.24)$$

რომლის რეზოლვენტა მ. კოლტუნოვის, მიერაა მიღებული შემდეგი სახით:

$$K(t-s) = \frac{e^{-\beta(t-s)}}{(t-s)} \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{[A\cdot\Gamma(\alpha)]^{n}(t-s)^{n\alpha}}{\Gamma(\alpha n)}, \qquad (3.1.25)$$

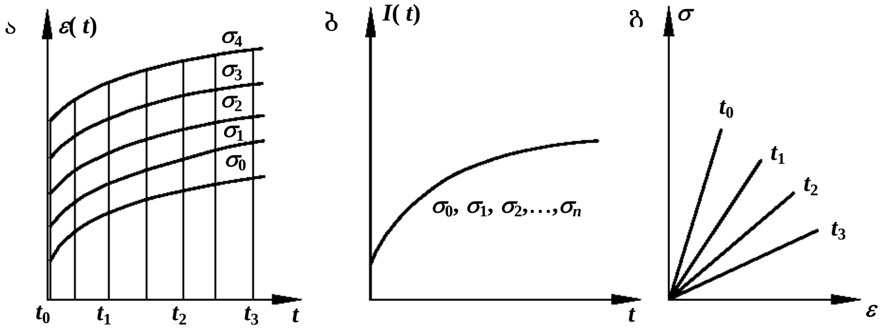
სადაც $A, \alpha, \beta-$ მასალის პარამეტრებია.

პარამეტრების $A, \alpha, \beta-$ განსაზღვრისათვის ცოცვადობის ექსპერიმენტული მრუდების ბაზაზე დამუშავებულია ალგორითმი, ხოლო მიახლოებითი საინჟინრო შეფასებებისათვის პრაქტიკული ღირებულება გრაფიკულმა აგებებმა მიიღო (ნახ. 3.1.2).

მოყვანილი მრუდები (ნახ. 3.1..2) აღწერენ წრფივ დეფორმაციებს σ-ს მიმართ. ამ შემთხვევაში $I(t)-$ მოქნილობის ფუნქციის დროსაგან დამოკიდებულება არ იზრდება ძაბვის σ-ს გაზრდასთან მიმართებაში. ხოლო იზოქრონები $(\sigma_{i} \sim \varepsilon_{i})$, ამყარებს კავშირს ძაბვასა და დეფორმაციას შორის დროის ფიქსირებული მნიშვნელობებისათვის.

ვაჩვენოთ ეხლა თუ რა ფორმალური კავშირი არსებობს დრეკადობის კლასიკურ თეორიასა და ბლანტი დრეკადობის თეორიას შორის. თუ ვისარგებლებთ სუპერპოზიციის პრინციპით შეგვიძლია მივიღოთ (3.1.6) და (3.1.7) ტოლობები.

მართლაც: t მომენტში დეფორმაციის ნაზრდი $\Delta\varepsilon(t)$, რომელიც გამოწვეულია დროის τ მომენტში $\sigma(\tau)$ ძაბვის $\Delta\sigma(\tau)$ ნაზრდით $(\tau < t)$, პროპორციულია ძაბვის ნაზრდის ე.ი.



ნახ. 3.1.2. წრფივი ბლანტიდრეკადობა; ა) დეფორმირების (ცოცვადობის) მრუდები სხვადასხვა დონის დატვირთვისათვის $(\sigma_n > \cdots > \sigma_2 > \sigma_1 > \sigma_0)$; ბ) მოქნილობის მრუდი, რომელიც ძაბვაზე დამოკიდებული არაა; გ) იზოქრონები $(\sigma_i \cdot \varepsilon_i)$, $(t_n > ...t_2 > t_1 > t_0)$.

$$\Delta\varepsilon(t) = \Pi(t-\tau)\Delta\sigma(\tau),$$

ან

$$\Delta\sigma(t) = R(t-\tau)\Delta\varepsilon(\tau) .$$

თუ ამ ტოლობებს ჯერ შევაჯამებთ და შემდეგ ზღვარზე გადავალთ მივიღებთ (3.1.6) და (3.1.7) ტოლობებს. აქედან ისიც მტკიცდება, რომ (3.1.6) და (3.1.7) ტოლობები გარკვეული კანონზომიერების დაცვით არის მიღებული. (3.1.26) ტოლობა გამოსახავს ისეთ თვისებას, რომელიც წააგავს დრეკადობის კლასიკური თეორიის ამოსავალ კანონს, რომ დეფორმაციის ნაზრდი პროპორციულია ძაბვის ნაზრდის, მაგრამ (3.1.26) შეიცავს $\Pi(t-\tau)$ ფუნქციას, რომელიც დროთა $(t-\tau=\Delta\tau)$ სხვაობაზეა დამოკიდებული, სწორედ ამიტომ გვაქვს საქმე ბლანტიდრეკადობის თეორიასთან.

§ 3.2. ძაბვის რელაქსაცია

სხეულში დროის მიხედვით ძაბვის ცვლილებას მუდმივი დეფორმაციის დროს რელაქსაცია ეწოდება.

რელაქსირებადი ძაბვის გამოსახულება შეიძლება მივიღოთ შემდეგი განტოლებიდან.

$$\sigma(t) = E\varepsilon(t) - E\int_0^\infty T(t-\tau)\varepsilon(\tau)d\tau . \qquad (3.2.1)$$

როცა $\varepsilon(t) = \varepsilon_K = const,$ (3.2.1)-დან მივიღებთ

$$\sigma(t) = E\varepsilon_K(1 - \int_0^t T(t-\tau)d\tau), \qquad (3.2.2)$$

სადაც $T(t)$-ს რელაქსაციის სიჩქარის ფუნქცია ჰქვია.

$$T(t) = -\frac{1}{E\varepsilon_K}\frac{d\sigma(t)}{dt} . \qquad (3.2.3)$$

როგორც ითქვა (3.2.1) განტოლება წარმოადგენს შემდეგი

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma(t)}{E} + \frac{1}{E}\int_0^t K(t-\tau)\sigma(\tau)dt . \qquad (3.2.4)$$

ინტეგრალური განტოლების ამოხსნას, ამასთანავე როგორც ცნობილია ინტეგრალურ განტოლებათა თეორიიდან $K(t)$ და $T(t)$ ფუნქციებს შორის არსებობს კავშირი.

$$T(t) - K(t) = \int_0^t K(t-\tau)T(\tau)d\tau . \qquad (3.2.5)$$

(3.2.5) საშუალებით შეიძლება ორი K და T ფუნქციებიდან განისაზღვროს ერთერთი, თუ ცნობილია მათ შორის რომელიმე ერთი.

(3.2.1) განტოლება ჩავწეროთ შემოკლებული მეორე სახით.

$$\sigma(t) = \int_0^t R(t-\tau)d\varepsilon(\tau) . \qquad (3.2.6)$$

რომლის ნაწილობითი ინტეგრებით და აღნიშვნით

$$R(0)=E, \quad R'(t)=ET \ . \tag{3.2.7}$$

გამოყენებით მიიღება (3.2.1) განტოლება.

საფეხურებიანი დეფორმირებისას $\varepsilon(t)=\varepsilon_K h(t)$, (3.2.6)-დან მივიღებთ:

$$\sigma(t)=\int_0^t R(t-\tau)\varepsilon_K \frac{dh(t)}{dt}dt=\varepsilon_k\int_0^t R(t-\tau)\delta(t)dt=\varepsilon_K R(t) \ .$$

საიდანაც

$$R(t)=\frac{\sigma(t)}{\varepsilon_K} \ . \tag{3.2.8}$$

(3.2.8)-ს რელაქსაციის მოდული, ან კიდევ რელაქსაციის ფუნქცია ჰქვია, და როცა $t=0$ გვექნება

$$R(0)=\frac{\sigma(0)}{\varepsilon_K}=E \ .$$

$\Pi(t)$ და $R(t)$ ფუნქციებს შორის არსებობს კავშირი

$$\Pi^* R^* = 1 \ ,$$

სადაც (*)-ით აღნიშნულია ლაპლასი-კარსონის გარდაქმნა.

$$\Pi^* = p\int_0^\infty e^{-pt}\pi(t)dt, \qquad R^* = p\int_0^\infty e^{-pt}R(t)dt \ .$$

რადგან $K(t)$ ფუნქციას აქვს განსაკუთრებულობა როცა $t=0$, $K(t)\to\infty$, ამიტომ (3.2.5) ტოლობის ძალით დავასკვნით, რომ $T(t)$ ფუნქციაც როცა $t=0$ არის სინგულარული ე.ი. $T(t)\to\infty$. (3.2.3)-ე ფორმულიდან როცა $t=0$ ვღებულობთ, რომ

$$\frac{d\sigma(t)}{dt}=-\infty \ .$$

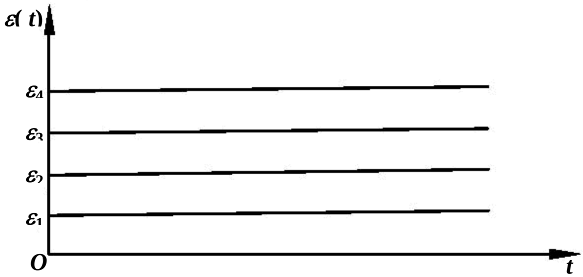
თუ გავითვალისწინებთ, რომ $E\varepsilon_K=\sigma_0=\sigma(0)$, მაშინ (3.2.2) ასე ჩავწეროთ

$$\frac{\sigma_0 - \sigma(t)}{\sigma_0} = \int_0^t T(t) d\tau \, . \tag{3.2.9}$$

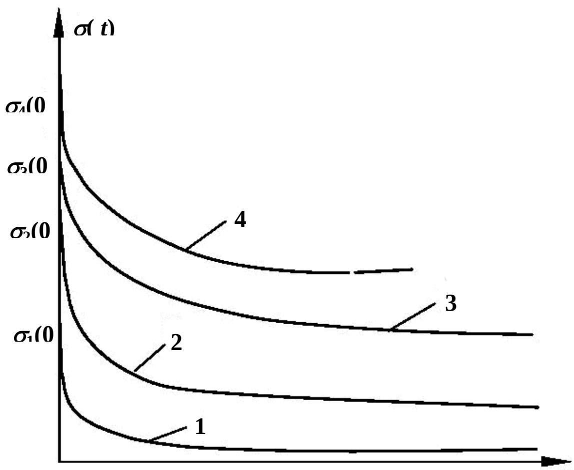
საიდანაც ვღებულობთ, რომ

$$\int_0^t T(t) d\tau \le 1 \, . \tag{3.2.10}$$

საფეხურებიანი დეფორმირებისას რელაქსაციის მრუდებს ექნება შემდეგი სახე:



ნახ. 3.2.1. მუდმივი დეფორმაციები.



ნახ. 3.2.2. რელაქსაციის მრუდები.

მცირე დეფორმირებისას რელაქსირებადი ძაბვა თანდათან მცირდება და შეიძლება მიიღოს ნულოვანი მნიშვნელობა (3.2.1), ან კიდევ მუდმივი (3.2.2) . ორივე შემთხვევაში $\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{t\to\infty}^{\to 0}$. დეფორმაციის დიდი მნიშვნელობებისათვის ძაბვის ვარდნის სიჩქარე გახდება მუდმივი, მაგრამ ნიმუშზე გაჩნდება ყელი მრუდები (3) და (4), (ნახ 3.2.2).

წრფივი დეფორმირებისას, რელაქსაციის მოდულების შესაბამისი მრუდები $R(t) \sim t$ ერთმანეთს ემთხვევიან.

როდესაც სხეული მუშაობს რთული დაძაბული მდგომარეობის პირობებში მაშინ წრფივ განტოლებებს ექნება შემდეგი სახე (ძვრისათვის):

$$S_{ij}(t) = 2Ge_{ij}(t) - 2G\int_0^t T_C(t-\tau)e_{ij}(\tau)d\tau\,, \tag{3.2.11}$$

ხოლო მოცულობითი დეფორმირებისას გვექნება,

$$\tilde{\sigma}(t) = B\vartheta(t) - B\int_o^t T_\upsilon\,(t-\tau)\vartheta(\tau)d\tau\,. \tag{3.2.12}$$

ან კიდევ

$$S_{ij}(t) = \int_0^t R_C(t-\tau)de_{ij}(\tau)\,, \tag{3.2.13}$$

$$\tilde{\sigma}(t) = \int_0^t R_\upsilon(t-\tau)d\vartheta(\tau)\,. \tag{3.2.14}$$

სადაც T_C და T_υ ძვრისა და მოცულობითი რელაქსაციის სიჩქარის ფუნქციებია. ხოლო R_C და R_υ ძვრისა და მოცულობითი რელაქსაციის მოდულები.

საფეხურებიანი დეფორმირებისას

$$e_{ij}(t) = e_{ij}^0 h(t), \qquad \vartheta(t) = \vartheta_0 h(t)\,.$$

(3.2.11) და (3.2.12) განტოლებებიდან მივიღებთ ძვრისა და მოცულობითი რელაქსაციის განტოლებებს.

$$S_{ij}(t) = 2Ge_{ij}^0(1 - \int_0^t T_C(\tau)d\tau)\,, \tag{3.2.15}$$

$$\tilde{\sigma}(t) = B\vartheta_0(1 - \int_0^t T_\upsilon(\tau)d\tau)\,. \qquad (3.2.16)$$

იგივე პირობებში (3.2.13) და (3.2.14)-დან გვექნება:

$$S_{ij}(t) - e_{ij}^0 R_C(t), \quad \tilde{\sigma}(t) = \vartheta^0 R_\upsilon(t)\,.$$

საიდანაც მივიღებთ ძვრისა და მოცულობითი რელაქსაციის ფუნქციებს,

$$R_C(t) = \frac{S_{ij}(t)}{e_{ij}^0}, \quad R_\upsilon(t) = \frac{\tilde{\sigma}(t)}{\vartheta_o}\,,$$

$$R_C(0) = 2G; \qquad R_\upsilon(0) = B\,.$$

§ 3.3. კომპოზიციური სხეულების რელაქსაციაზე გამოცდის მეთოდი

ექსპერიმენტული კვლევა

რელაქსაციაზე გამოცდის სტანდარტული გზით, განისაზღვრება შემდეგი მახასიათებლები:

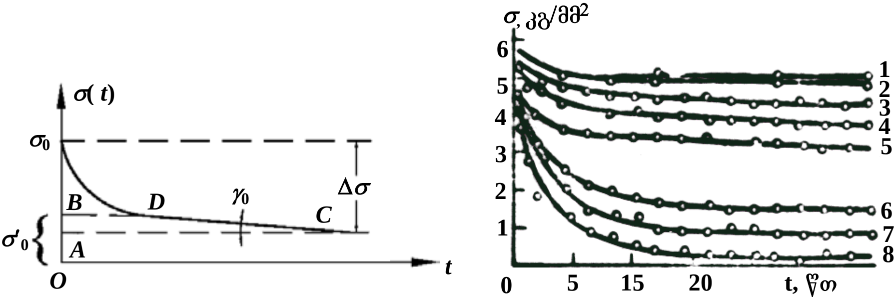
ძაბვის რელაქსაცია (ვარდნა) – უნდა დაფიქსირდეს ძაბვის ვარდნის სიდიდე დროის მიხედვით და აიგოს გრაფიკი $(\sigma(t) \sim t)$ (ნახ. 3.3.1), ცხრილური მონაცემების მიხედვით (ცხრ. 3.3.1).

რელაქსაციის პროცესი ორი სტადიისაგან ესდგება.

I. რელაქსაციური მედეგობა I სტადია (S_0) – აღნიშნავს ძაბვის შემცირების სიდიდეს რელაქსაციის პროცესის პირველ სტადიაში და განისაზღვრება DC სწორის ექსტრაპოლირების გზით ორდინატთა ღერძამდე (ნახ. 3.3.1) და ტოლია სიდიდის

$$S_0 = \frac{\sigma_0'}{\sigma_0}$$

σ_0 – საწყისი ძაბვაა.



ნახ. 3.3.1. რელაქსაციის მრუდი.

ცხრილი 3.3.1.

სხეული $\Pi - 200$, $T = 20^0 C$, $W = 70\%$, კვეთის ფართობი $F = 970$ მმ^2,

$\sigma_{რ} = 0{,}11 \ \frac{კგძ}{მმ^2}$, $\varepsilon_K = 0{,}55\%$, $\sigma_0 = 0{,}44\sigma_{რ} = 0{,}048 \ \frac{კგძ}{მმ^2}$

t წთ	P კგძ	$\sigma(t)$ $\frac{კგძ}{მმ^2}$	$\frac{\sigma(t)}{\sigma_0}$	$\frac{\sigma(t)}{\varepsilon_K}$
0	47	0,048	1,0	8,72
2	46,5	0,0479	0,998	8,71
4	46,0	0,0474	0,988	8,62
6	46,0	0,0474	0,988	8,62
8	46,0	0,0474	0,988	8,62
10	“-“	“-“	“-“	“-“
20	45,5	0,0469	0,977	8,53
30	45,0	0,0463	0,977	8,42
40	“-“	“-“	“-“	“-“
60	44,3	0,0457	0,952	8,31
90	44,0	0,0454	0,946	8,25
120	“-“	“-“	“-“	“-“
180	44,0	0,0454	0,946	8,25
240	“-“	“-“	“-“	“-“
300	“-“	“-“	“-“	“-“
4320	42,0	0,0433	0,902	7,87

II. <u>რელაქსაციური მედეგობა II სტადია</u> (γ_0) – ახასია-თებს BC სწორის აბსცისთა ღერძთან დახრის კუთხეს და ტოლია

$$\gamma_0 = \frac{1}{tg\alpha} = \frac{AC}{AB}.$$

ამ ორივე მახასიათებლის მნიშვნელობა იმაში მდგომა-რეობს, რომ ისინი დამოკიდებული არ არიან საწყის σ_0 ძაბვისაგან როცა $\sigma_0 \le \sigma_{p=i}$ სადაც σ_p აღნიშნულია სიმტკი-ცის ზღვარი მოცემული სხეულისათვის.

III. <u>მუშაობის დრო (t დასაშვები)</u> – რომლის განმავლო-ბაში საწყისი ძაბვა მცირდება მინიმალურ დასაშვებამდე ($\underline{t}_{\text{დასაშ.}}$) და ტოლია

$$t_{\text{დასაშ}} = \gamma_0(\ln\sigma_0' - \ln\sigma_{\text{დას.}})$$

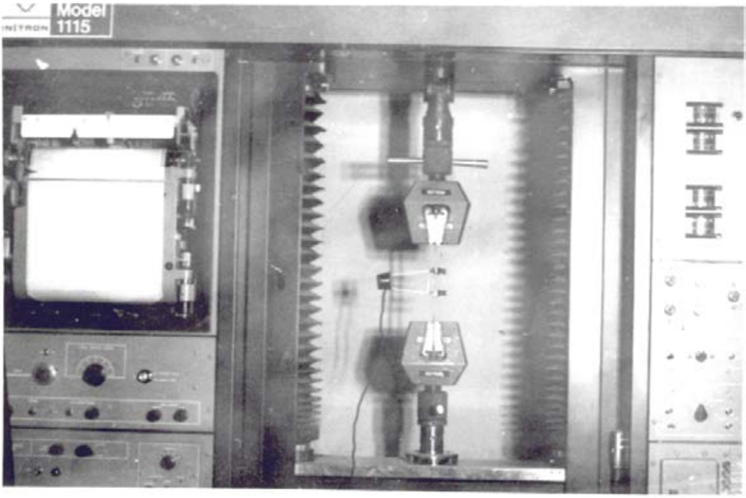
ნიმუშის ფორმა, ზომები და მოთხოვნები ისეთივეა, რაც ცოცვადობაზე გამოცდის დროს.

1) ძაბვის რელაქსაციაზე გამოცდას აწარმოებენ გამო-საცდელ დანადგარზე, რომელიც შესდგება ნიმუშის დამჭე-რისაგან, ძალური სისტემისა, ავტომატური სისტემისაგან, რომელიც განაპირობებს საწყისი დეფორმაციის უცვლე-ლობას და გამზომი თვითჩამწერი მოწყობილობისაგან, რომელიც აფიქსირებს ძაბვის ვარდნას დროის მიხედვით.

ამ მიზნით რეკომენდებული იყო გამოსაცდელი უნი-ვერსალური მანქანა ფირმა „ინსტრონი“ (ინგლისი).

2) ძალურმა და ავტომატურმა სისტემებმა უნდა უზრუნველყოს ნიმუშზე საწყისი დატვირთვის მოდება და თავის დროზე ძალვის მდორედ ვარდნა, უნდა უზრუნ-

ველყოს საწყისი დეფორმაციის მუდმივობა სიზუსტით არა უმეტეს 0,5% და დატვირთვის გაზომვის სიზუსტე არაუმეტეს 1%.



სურ. 3.3.2. უნივერსალური საცდელი მანქანა „ინსტრონი“-1115.

3) ნიმუშზე დატვირთვის მოდება და ძაბვის ვარდნა დაფიქსირდება მაშინვე ამ უკანასკნელის დავარდნისთანავე.

4) გამოცდის დამთავრების შემდეგ აიგება მრუდები ($\sigma(t) \sim t$) რომლითაც განისაზღვრებიან (I – III) კრიტერიუმები (ცხრილი 3.3.2).

ცხრილი 3.3.2

ძაბვის რელაქსაციის კრიტერიუმები სხვადასხვა მასალისათვის

$h = 10$ მმ, $T = 20^0 C$, $W = 70\%$

	სიგრძე მმ	სისქე მმ	რელაქსაციის კოეფიციენტი		γ_0-ის ცვლილება სისქის მიხედვით %-ში
			I სტადია	II სტადია	
ორგანული მინა	2 60	2	0,960	150	8,0
		6	0,940	155	4,3
		10	0,920	160	0
მინატექსტოლიტი $T-10-$ э D	30	2	0,985	355	7,8
		6	0,975	370	3,9
		10	0,970	385	0
	100	2	0,985	415	5,7
		6	0,970	480	2,3
		10	0,960	440	0
მინატექსტოლიტი $TC-8/3-250$	30	2	0,990	525	8,7
		6	0,980	550	4,3
		10	0,970	575	0
	180	2	0,985	505	12,0
		6	0,975	540	6,0
		10	0,965	575	0

შენიშვნა: პროცენტული ცვლილებების განსაზღვრისას ნიმუშის საწყისი სისქეა $h = 10$ მმ.

§ 3.4. კომპოზიციური სხეულების ცოცვადობაზე გამოცდის მეთოდი

ექსპერიმენტული კვლევა

გამოცდის სტანდარტული მეთოდი შედგენილია კონსტრუქციული პლასტმასებისათვის (ჰომოგენური და კომპოზი-

ციური), რომლითაც განისაზღვრება შემდეგი მახასიათებ-ლები (ავტორი გ. ზოდელავა):

1) ცოცვადობის პირობითი ზღვარი – ძაბვაა, რომელიც მოცემული ტემპერატურისა და დადგენილ გამოცდის დროში იძლევა ნიმუშის მოცემულ დეფორმაციას ან ჩამდგარი ცოცვადობის მოცემულ სიჩქარეს.

2) ცოცვადობის მახასიათებელი – ეწოდება მოცემულ (t) დროში და მოცემულ ტემპერატურაზე (T) ფარდობითი დეფორმაციის (ε_t^T) შეფარდებას საწყის მყის დრეკად დეფორმაციასთან და აღინიშნება

$$\varphi_t^T = \frac{\varepsilon_t^T}{\varepsilon_0^T}. \tag{3.4.1}$$

3) ცოცვადობის ზომა – ეწოდება ცოცვადობის ფარდო-ბით დეფორმაციას მოცემულ დროში და ტემპერატურაზე და გამოწვეულია 1 კგძ/მმ^2 ძაბვით. მისი განზომილებაა მმ^2/კგძ

$$\beta_t^T = \frac{1}{\sigma}\varepsilon_t^T. \tag{3.4.2}$$

ცოცვადობის მახასიათებელსა (φ_t^T) და (β_t^T)-ს შორის არსებობს კავშირი:

$$\varphi_t^T = H^T \cdot \beta_t^T, \qquad \beta_t^T = \frac{\varphi_t^T}{H^T}. \tag{3.4.3}$$

მართლაც (3.4.1)-დან გვექნება

$$\varphi_t^T = \frac{\varepsilon_t^T / \sigma}{\varepsilon_0^T / \sigma}.$$

როცა $\sigma = 1$ კგ/მმ^2 სიდიდე ε_t^T / σ იქნება ცოცვადობის ზომა (β_t^T), ხოლო სიდიდე $\frac{\varepsilon_t^T}{\sigma} = \frac{1}{H^T}$ არის მყისი დრეკადობის მოდულის შებრუნებული სიდიდე, საიდანაც (3.4.3) ცხადია.

4) ცოცვადობის საშუალო სიჩქარე (K_t) პროცენტებში

$$K_t = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{t_2 - t_1} \cdot 100\%,$$

სადაც ε_1 – დეფორმაციაა %-ში, t_1 დროის შესაბამისი;

ε_2 – დეფორმაციაა %-ში, t_2 დროის შესაბამისი.

5) ცოცვადობის მოდული (E_t) კგძ/სმ^2 გამოითვლება ფორმულით

$$E_t = \frac{\sigma}{\varepsilon_t} \cdot 100.$$

6) ცოცვადობის დრო (ϑ) საათებში–დროა ნიმუშზე სრული დატვირთვის მოდებიდან დეფორმაციის (%-ში) მოცემული სიდიდის მიღებამდე.

7) ხანგრძლივობა – დროა საათებში ნიმუშზე დატვირთვის მოდებიდან მის გაწყვეტამდე.

ცოცვადობაზე გამოცდისას გამოიყენება:

1) ნიმუშები 2–ტიპის 11262–68 სტანდარტის მიხედვით, ზომების ვარირებით (სიგრძე, სისქე, სიგანე) საკმარისად ფართე საზღვრებში (სურ. 3.4.3).

2) ნიმუშები კონსტრუქციული პლასტმასისაგან (კომპოზიციური) მზადდება მექანიკური დამუშავებით. სხეულის ფურცლები სათანადო მიმართულების (0°, 90°, 45°, 30°,…) ჩვენებით იჭრება ალმასის წრეებით. გაციება ხდება წყალემულსიის საშუალებით.

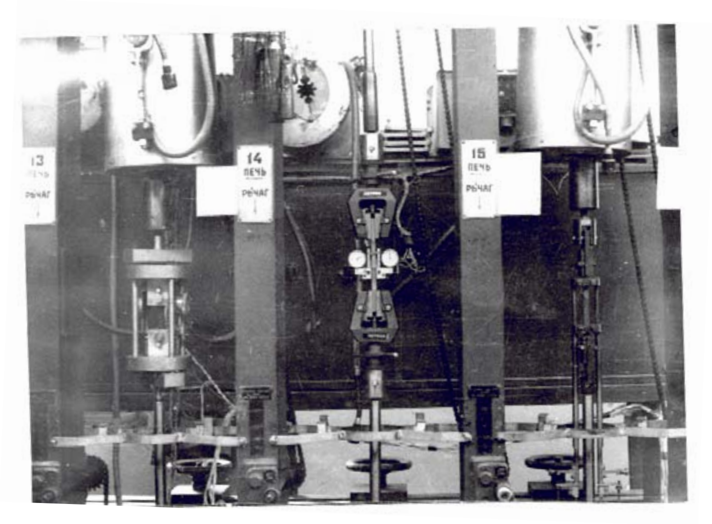
3) ამოჭრის რადიუსი $r = 60$ მმ ყველა ნიმუშისათვის ერთნაირია.

4) ცოცვადობაზე გამოცდა წარმოებს სპეციალურ მოწყობილობაზე, (□□-4□), რომელიც შესდგება: ნიმუშის დამჭერებისა, ძალური სისტემისა და დეფორმაციის გამზომი ხელსაწყოებისაგან (სურ. 3.4.1–3.4.4).

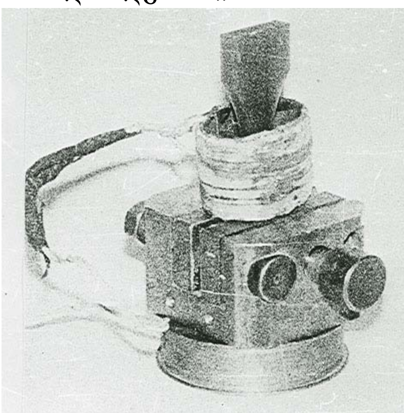
4ა) ძალური სისტემით ნიმუშზე მდორედ მოედება წინასწარ განსაზღვრული მუდმივი დატვირთვა და შენარ-

ჩუნებული იქნება ექსპერიმენტის დამთავრებამდე, ცდომილება არ აღემატება 1%-ს.

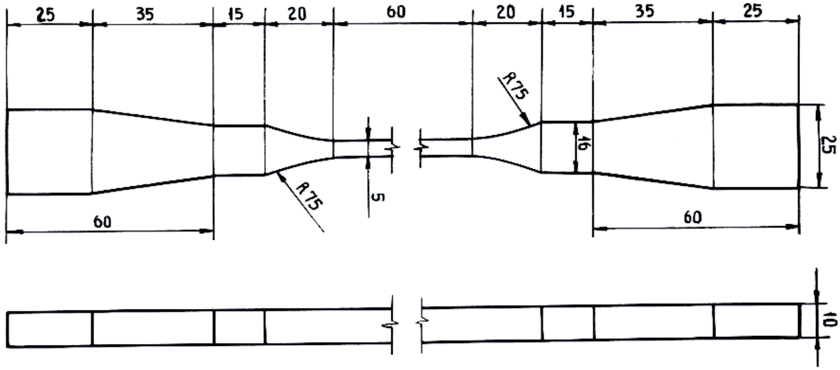
4ბ) დეფორმაციის გასაზომად გამოიყენებიან ხელსაწყოები, რომლებიც უზრუნველყოფენ გაზომვას ცდომილებით ±0,01 მმ.



სურ. 3.4.1. ცოცვადობაზე გამოცდის უნივერსალური დანადგარი „□□-4□“.



სურ. 3.4.2. ნიმუში კუმშვაზე გამახურებელი მოწყობილობით (ავტორი გ. სოსელია)



სურ. 3.4.3. ცოცვადობაზე გამოსაცდელი ნიმუში.

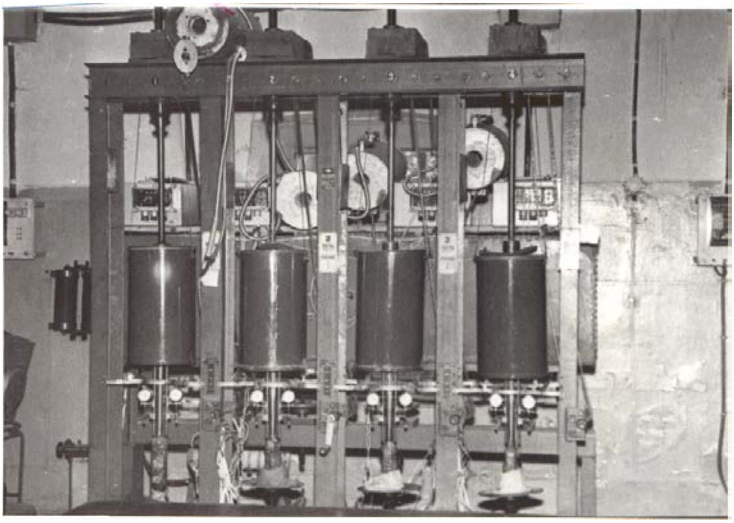
4ბ) დეფორმაციები იზომება აგრეთვე მექანიკური ტენზომეტრებით (МК-3), რომელიც უშუალოდ ნიმუშზე არიან დამაგრებული, ამ შემთხვევაში ნიმუშის ბაზის სიგრძე მიიღება $l_0 = 10$ მმ-ის ტოლად. დეფორმაციის გაზომვა წინაღობის ტენზოგადამწოდებით რომლებიც დაწებებულია ნიმუშზე, გარკვეული მოსაზრების გამო რეკომენდებული არ არის.

5) დანადგარზე ИП-4М, (სურ. 3.4.4) დამონტაჟებულია მოწყობილობა ტემპერატორული გამოცდისათვის, რომელსაც ±2°C ცდომილებით შეუძლია ნიმუშზე მოგვცეს 300°C ტემპერატურა.

6) გამოცდის წინ ნიმუშისათვის შექმნილია შემდეგი პირობები: მუდმივი ტემპერატურის 20°C±2°C ფარდობითი ტენიანობის $W = 65 \pm 5\%$, 80–90 საათის განმავლობაში.

7) გამოცდის წინ უნდა გაიზომოს ნიმუშის ზომები 0,01მმ სიზუსტით არანაკლებ სამ წერტილში, ხოლო სიგრძე სიზუსტით 0,1 მმ.

8) გამოცდა წარმოებს ლაბორატორიაში სადაც დაცულია მუდმივი (20°C±1°C) ტემპერატურა და ტენიანობა ($65 \pm 5\%$).



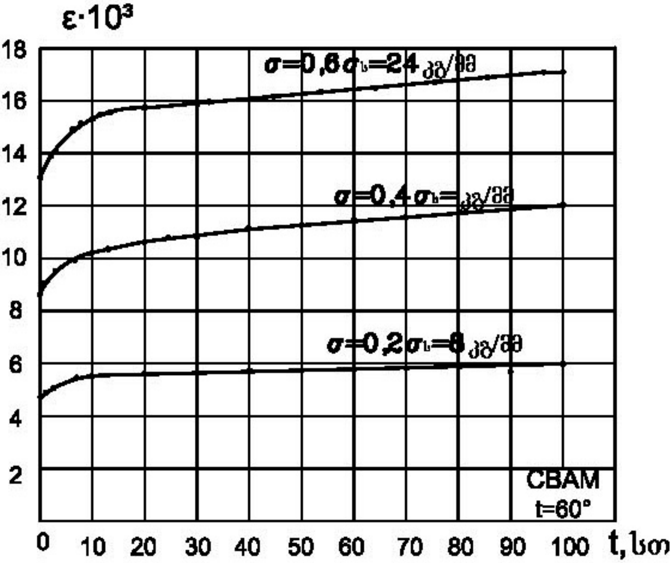
სურ. 3.4.4. ცოცვადობაზე ტემპერატურული გამოცდის პროცესი (გაჭიმვა).

9) მანქანაზე ჩამაგრებულ ნიმუშზე მოდებენ წინასწარ დატვირთვას არა ნაკლებ 10% მუშა დატვირთვისა და აიღება ნულოვანი ანათვლები ტენზომეტრებზე. შემდეგში წინასწარი დატვირთვა ჩაერთვება მუშა (ექსპერიმენტულ) დატვირთვაში.

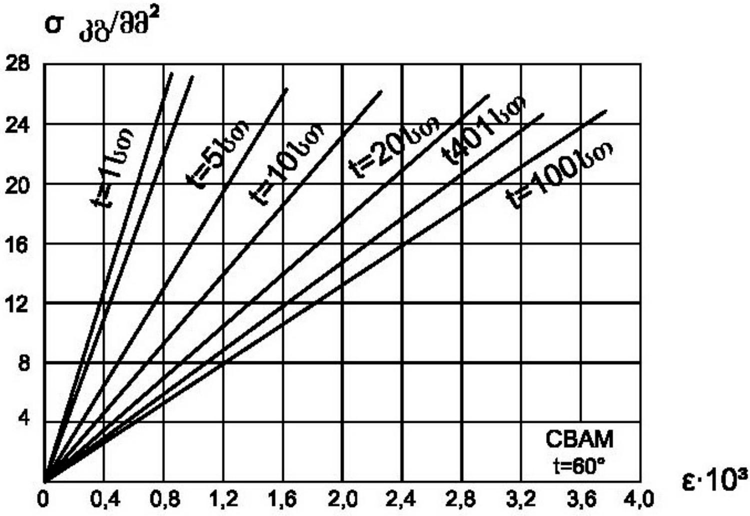
10) ანათვლები გამოცდის პროცესში აიღება საწყის პერიოდში (1, 2, 5 წუთი) შემდეგში (1/4, 1/2, 1/3, 10, 20 საათი) და ა.შ.

11) შედეგების დამუშავება ხდება 18197)72 სდანდარტის მიხედვით.

12) გამოცდის პროცესშივე ან დამთავრების შემდეგ ყოველი კონკრეტული ტემპერატურისათვის აიგება ცოცვადობისა $(\varepsilon(t) \sim t)$ (ნახ. 3.4.1) და იზოქრონული მრუდები $(\sigma(t) \sim \varepsilon(t))$ (ნახ. 3.4.2) და განისაზღვრება ცოცვადობის მახასიათებლები (იხილეთ ცხრილები (3.4.1)–(3.4.4).



ნახ. 3.4.1. ცოცვადობის მრუდები.



ნახ. 3.4.2. იზოქრონული მრუდები.

ცხრილი 3.4.1

ნიმუში – სხეულის გეომეტრიული მახასიათებლები, $\alpha = 0°$.

სიგანე b მმ	სისქე h მმ	კვეთის ფართობი F მმ^2	მუშა მოცულობა მმ^3			
			$l = 30$ მმ	$l = 60$ მმ	$l = 120$ მმ	$l = 180$ მმ
3	2	6	180	360	720	1080
	4	12	360	720	1440	2160
	6	18	540	1080	2160	3240
	8	24	720	1440	2880	4320
	10	30	900	1800	3600	5400
5	2	10	300	600	1200	1800
	4	20	600	1200	2400	3600
	6	30	300	1800	3600	5400
	8	40	1200	2400	4800	7200
	10	50	1500	3000	6000	9000
7	2	14	420	840	1680	2520
	4	28	840	1680	3360	5040
	6	42	1260	2520	5040	7560
	8	56	1680	3360	6720	10080
	10	70	2100	4200	8400	12600
10	2	20	600	1200	2400	3600
	4	40	1200	2400	4800	5400
	6	60	1800	3600	7200	10400
	8	80	2400	4800	9600	14400
	10	100	3000	6000	12000	18000

ცხრილი 3.4.2

კომპოზიციური სხეულების ძირითადი მექანიკური მახასიათებლები სხვადასხვა ტემპერატურაზე, (გაჭიმვა α =0°)

დეფორმირების სიჩქარე $V = 0{,}9$ მმ/წთ, $T = 20^{0} C$, $W = 70\%$

სხეულის მარკა	მრღვევი ძაბვა $\frac{კგძ}{მმ^2}$, დრეკადობის მოდული $\frac{კგძ}{სმ^2}$			
	20°C	60°C	120°C	180°C
მინატექსტოლიტი $TC-8/3-250$	$\frac{52}{225000}$	$\frac{42}{200000}$	$\frac{14}{100000}$	$\frac{14}{100000}$
მინატექსტოლიტი $T_1-э\,D$	$\frac{45}{205000}$	$\frac{41}{182000}$	$\frac{28}{72700}$	$\frac{15}{40500}$
მინა ბოჭკო $CBAM-э\,R$ (1:1)	$\frac{57}{242000}$	$\frac{40}{183000}$	$\frac{34}{152000}$	$\frac{28{,}5}{12000}$

შენიშვნა: მრიცხველში მოთავსებულია მრღვევი ძაბვა, მნიშვნელში დრეკადობის მოდული.

ცხრილი 3.4.3

ცოცვადობის კრიტერიუმები ($l = 60$ მმ, $b = 10$ მმ, $T = 20^0 C$,
$W = 70\%$, $\alpha = 0°$)

სხეული	სისქე მმ h	ცოცვადობის სიჩქარე, $\frac{\%}{სთ}$								
		დრო $t = 1$ სთ-მდე			$t = 4$ სთ-მდე			$t > 8$ სთ		
		0,3	0,5	0,7	0,3	00,5	0,7	0,3	0,5	0,7
$T_1 -$ э D	2	0,02	0,045	0,060	0,0066	0,010	0,066	0	0	0
	6	0,02	0,060	0,110	0,0066	0,013	0,0100	0	0	0
	10	0,02	0,100	0,165	0,0066	0,016	0,0150	0	0	0
$TC - 8/3 - 250$	2	0,33	0,052	0,095	0,012	0,0093	0,0130	0	0	0
	6	0,33	0,085	0,145	0,012	0,0110	0,0150	0	0	0
	10	0,33	0,13	0,210	0,012	0,0130	0,0170	0	0	0

ცხრილი 3.4.4

ცოცვადობის კრიტერიუმები ($l=60$ მმ, $b=10$ მმ, $T=20^0C$, $W=70\%$, $\alpha=0°$)

სხეული	სისქე მმ h	ცოცვადობის მოდული $\frac{\text{კგძ}}{\text{სმ}^2}$			ცოცვადობის ზომა $\frac{\text{სმ}^2}{\text{კგძ}}$			ცოცვადობის მახასიათებელი		
		$0{,}3\sigma_{რ}$	$0{,}5\sigma_{რ}$	$0{,}7\sigma_{რ}$	$0{,}3\sigma_{რ}$	$0{,}5\sigma_{რ}$	$0{,}7\sigma_{რ}$	$0{,}3\sigma_{რ}$	$0{,}5\sigma_{რ}$	$0{,}7\sigma_{რ}$
$T_1 - э\,D$	2	269000	276000	262000	$3{,}7\cdot10^{-6}$	$3{,}6\cdot10^{-6}$	$3{,}7\cdot10^{-6}$	1,07	1,08	1,25
	6	269000	268000	254000	$3{,}7\cdot10^{-6}$	$3{,}7\cdot10^{-6}$	$3{,}7\cdot10^{-6}$	1,22	1,00	1,28
	10	269000	260000	243000	$3{,}8\cdot10^{-6}$	$3{,}8\cdot10^{-6}$	$3{,}7\cdot10^{-6}$	1,24	1,25	1,35
$-8/3-250$	2	263577	257000	235240	$3{,}7\cdot10^{-6}$	$3{,}8\cdot10^{-6}$	$4{,}2\cdot10^{-6}$	1,06	1,15	1,24
	6	263577	250800	227700	$2{,}7\cdot10^{-6}$	$2{,}9\cdot10^{-6}$	$4{,}3\cdot10^{-6}$	1,09	1,18	1,27
	10	263577	242900	220700	$3{,}7\cdot10^{-6}$	$4{,}1\cdot10^{-6}$	$4{,}5\cdot10^{-6}$	1,12	1,24	1,33

შენიშვნა: კრიტერიუმები აღებული ჩამდგარი ცოცვადობის სტადიაში.

§ 3.5. ცოცვადობის წრფივი თეორია

როგორც უკვე ითქვა სხეულში მუდმივი ძაბვით გამოწვეული დეფორმაციის განვითარება დროის მიხედვით არის ცოცვადობა.

ფიზიკურ-მექანიკური მახასიათებლები სხეულისა, რომელსაც ცოცვადობის თვისება გააჩნია აღიწერება პარამეტრებით, რომლებიც ინვარიანრული არიან ნებისმიერი დაძაბული მდგომარეობის მიმართ სტაციონალურ ტემპერატურულ ველში. ასეთ პარამეტრებად მემკვიდრეობის თეორიაში მიღებულია დრეკადი მუდმივები და გავლენის $K(t)$ და $T(t)$ ფუნქციების α, β, A პარამეტრები. ეს პარამეტრები განისაზღვრებიან ცოცვადობაზე ექსპერიმენტიდან.

ჩვეულებრივ ცოცვადობა პროცესია, რომელიც მიმდინარეობს სხეულში მუდმივი დატვირთვის გავლენით ძალზე მცირე დროის მონაკვეთში. ე.ი. ეგრეთწოდებული საფეხურებიანი დატვირთვის გავლენით შემდეგი კანონის მიხედვით

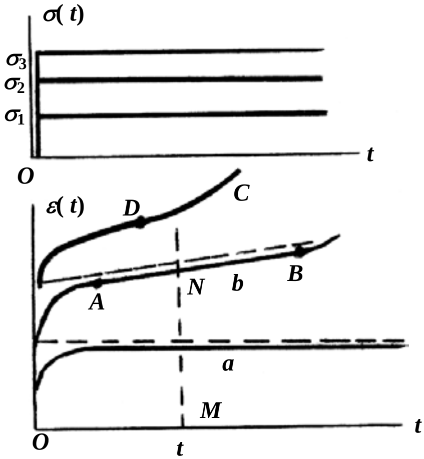
$$\sigma(t) = \sigma_K h(t)\,, \tag{3.5.1}$$

სადაც $\sigma_K = const,$ $h(t) = \begin{cases} 1, t \geq 0 \\ 0, t < 0 \end{cases}$ – ხევისაიდის ფუნქციაა.

საწყის მომენტში საფეხურებიანი დატვირთვისას როცა $(t = 0^+)$ სხეულში აღიძვრება დრეკადი დეფორმაციები ან დრეკად პლასტიკური (დიდი σ_K-ძაბვების დროს), ხოლო შემდეგ დროის მიხედვით განვითარდება ცოცვადობის დეფორმაცია. ამასთანავე მრუდი $\varepsilon(t) \sim t$ როცა $t = 0^+$ გადადის დრეკადი ან დრეკად პლასტიკური მდგომარეობიდან მის შემდგომ დრეკად ბლანტ მდგომარეობაში მდორედ, გარდატეხის გარეშე. ნათქვამი მათემატიკურად ასე ჩამოყალიბდება: როცა $t = 0$ მაშინ $\dfrac{d\varepsilon}{dt} \to \infty$ (ნახ. 3.5.1).

როგორც ვხედავთ (ნახ. 3.5.1) ცოცვადობის სიჩქარე მცირდება თანდათან და გარკვეული დროის შემდეგ იღებს

ნულოვან ან მუდმივ მნიშვნელობას. მრუდი a, $(\varepsilon' = 0)$,



ნახ. 3.5.1

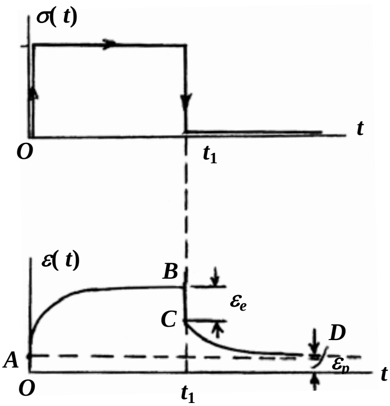
მრუდი b $(\varepsilon' = const)$. ნულოვანი სიჩქარის დროს ცოცვადობას შემოსაზღვრული ეწოდება. ხოლო მეორე შემთხვევაში ცოცვადობას ჩამდგარი ეწოდება. მაღალი ძაბვების დროს b მრუდზე AB უბანი შემცირდება და გადავა გადაღუნვის D წერტილში (მრუდი C) ე.ი. ცოცვადობის სიჩქარე მუდმივი მნიშვნელობიდან დაიწყებს გაზრდას. ასეთ ცოცვადობას შემოუსაზღვრელი ჰქვია. როგორც ჩამდგარი ისე შემოსაზღვრული ცოცვადობის დროს ნიმუში-სხეული განიცდის რღვევას. გამოყენებისათვის მნიშვნელოვანია შემთხვევა როცა საძებნია ძაბვების ისეთი მაქსიმალური მნიშვნელობები, რომლის დროსაც ცოცვადობა შემოსაზღვრულია.

ცოცვადობის მრუდის MN ორდინატი (ნახ. 3.5.1) შეიცავს დეფორმაციის სამ შესაკრებს (მდგენელს)

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_{დ} + \varepsilon_{დბ} + \varepsilon_{პ}\,, \qquad (3.5.2)$$

სადაც $\varepsilon_{დ}$ – დრეკადი დეფორმაციაა, $\varepsilon_{დბ}$ – დრეკადბლანტი, $\varepsilon_{პ}$ – პლასტიკური. დეფორმაციის ეს მდგენელები განისაზღვრებიან ცოცვადობაზე ექსპერიმენტიდან საფეხურებიანი დატვირთვა განტვირთვის დროს (ნახ. 3.5.2). მაგრამ საფეხურებიანი დატვირთვის (მყისიერად) განხორციელდება, A და C წერტილების დაფიქსირება ტექნიკურად განუხორციელებელი ამოცანაა (ნახ. 3.5.2). რის გამოც შესაბამისად ძნელია დეფორმაციის მდგენელების ზუსტი მნიშვნელობე-

ბის გაგება. OA მონაკვეთი (ნახ. 3.5.2) შეიცავს დრეკად დეფორმაციას და შეიძლება დრეკად პლასტიკურსაც, ხოლო BC მონაკვეთი შეიცავს მხოლოდ დრეკად დეფორმაციას. დრეკადი დეფორმაციის განსაზღვრა წარმოადგენს მნიშვნელოვან ამოცანას, რადგან თუ ცნობილი იქნება $\varepsilon_{\text{დ}}$ – დეფორმაცია, მაშინ ფორმულიდან $E=\dfrac{\sigma_K}{\varepsilon_{\text{დ}}}$ განისაზღვრება დრეკადობის მოდული.



ნახ. 3.5.2

მართლაც ცოცვადობის (3.1.10) განტოლებიდან მივიღებთ

$$E\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_K}=1+\int_0^t K(t)dt,$$

საიდანაც

$$E=\frac{1+\int_0^t K(t)dt}{\dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma_K}}=\frac{\varepsilon_{\text{თ}}(t)}{\varepsilon_{\text{ე}}(t)}. \qquad (3.5.3)$$

სადაც $\varepsilon_{\text{ე}}$, $\varepsilon_{\text{თ}}$ – შესაბამისად ექსპერიმენტალური და თეორიული მრუდებია. ხოლო გავლენის ფუნქციებს აქვს შემდეგი სახე:

$$T=Ae^{-\beta t}t^{\alpha-1},\qquad K(t)=\frac{e^{-\beta t}}{t}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{[A\Gamma(\alpha)]^n t^{\alpha n}}{\Gamma(\alpha n)}. \qquad (3.5.4)$$

$$(0<\alpha<1)$$

თეორიული $\varepsilon_{\text{თ}}$ მრუდი α,β,A პარამეტრების სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის დატაბულირებულია და არსებობს ცხრილების სახით (იხილეთ დამატება K ცხრილები), ხოლო

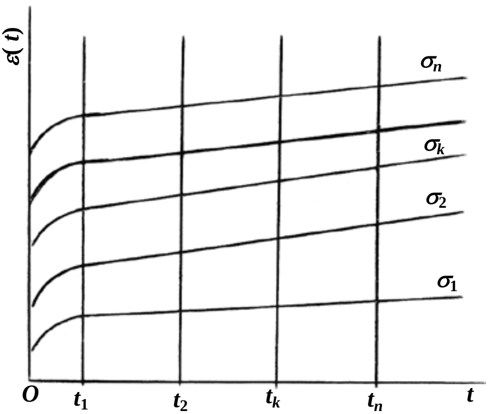
ცხრილი 3.5.1

გაჭიმვისას ცოცვადობის დეფორმაციები. ПВП – (3 წლის), $\sigma_{დ} = 220$ კგძ/სმ^2, $T = 20^0 C$

t დღე	$\alpha = 0{,}075; A = 0{,}035; \beta = 0{,}05$ $\sigma = 22$ კგძ/სმ^2			$\alpha = 0{,}1; A = 0{,}0787; \beta = 0{,}05$ $\sigma = 33$ კგძ/სმ^2			$\alpha = 0{,}01; A = 0{,}0536; \beta = 0{,}05$ $\sigma = 44$ კგძ/სმ^2		
	$\varepsilon(t)$	$\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}$	$\int K dt$	$\varepsilon(t)$	$\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}$	$\int K dt$	$\varepsilon(t)$	$\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}$	$\int K dt$
0	0,00385	0		0,00577	0		0,0077	0	
0,25	0,00617	0,6025	0,6192	0,00960	0,6637	0,6961	0,0134	0,7415	0,7579
0,5	0,00639	0,6597	0,6852	0,01014	0,7574	0,7828	0,01408	0,8285	0,8309
1,0	0,00701	0,8207	0,83608	0,01072	0,8578	0,9206	0,01484	0,9273	0,9312
1,5	0,00752	0,6532	0,96162	0,01103	0,9116	0,9516	0,01497	0,9442	0,9553
2,0	0,00763	0,9818	0,9937	0,01166	1,0208	1,0353	0,01550	1,01289	1,02156
3,0	0,00777	1,0182	1,0355	0,01202	1,0831	1,1068	0,01600	1,0779	1,1887
5,0	0,00789	1,0493	1,0626	0,01229	1,1282	1,14772	0,01640	1,1298	1,1429
20,0	0,00797	1,0701	1,1157	0,01335	1,3136	1,4228	0,01764	1,2857	1,2910
30,0	0,00874	1,1662	1,1958	0,01372	1,4228	1,4455	0,01830	1,4285	1,4586
45,0	0,00842	1,1870	1,2101	0,01395	1,4255	1,4432	0,01909	1,4792	1,4819
50,0	0,00844	1,1922	1,2173	0,01461	1,4547	1,4846	0,01939	1,5182	1,6136

ექსპერიმენტული მრუდი $\varepsilon_{ე}$ – აიგება ცოცვადობაზე ცდისეული მონაცემებიდან ცხრილი 3.5.1, (ნახ. 3.5.3) დრეკადი მუდმივებისა და პარამეტრების განსაზღვრის მეთოდი რომელსაც შეთავსების მეთოდი ჰქვია, ეკუთვნის ცნობილ რუს მექანიკოსს მ. ა. კოლტუნოვს.

აღვნიშნოთ $I(t) \equiv \dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma_K}$ და ავაგოთ მრუდები $I(t) \sim t$



ნახ. 3.5.3

ცხრილი 3.5.2. ან ხშირად მიმართავენ ნახევარ ლოგარითმულ კოორდინატებს ($I(t) \sim \lg t$). (ნახ. 3.5.4)-ზე მოცემულია ასეთ მრუდთა გასაშუალებული ოჯახი (მინატექსტოლიტი $TC-8/3$) აგებული სხვადასხვა ტემპერატურის (20°, 60°, 120°, 180°C) დროს. როგორც ნახაზიდან ჩანს ყოველ კონკრეტულ ტემპერატურაზე წრფივი სხეულისათვის მოქნილობა $I(t)$ არ არის დამოკიდებული σ_K ძაბვაზე. ე.ი. ძაბვების მცირე მნიშვნელობებისათვის და დროის მოკლე შუალედში მოქნილობის ($I(t) \sim \lg t$) მრუდები ჩალაგდებიან ვიწრო ზოლში (მრუდთა კონა) (ნახ. 3.5.4), ხოლო ძაბვის გარკვეული მნიშვნელობიდან (წრფივი დეფორმირების საზღვარი) მრუდთა კონა თანდათანობით გაიშლება, რაც მათ არაწრფივობაზე მიუთითებს (ნახ. 3.5.4). აღსანიშნავია, რომ ძაბვა σ_K და დრო t, რომლებიც გამიჯნავენ წრფივ და არაწრფივ არეებს ერთიმეორესთან მჭიდრო კავშირში იმყოფებიან ე.ი. რაც უფრო მაღალია ძაბვა მით უფრო ადრე დაიწყება გადახრა წრფივი არიდან

და პირიქით დაბალი ძაბვების არეშიც თუ დრო საკმარისად დიდია შეიმჩნევა არაწრფივი დამოკიდებულება.

ცხრილი 3.5.2

მოქნილობის $I(t)=\dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma_K}$ ფუნქციის საშუალო მნიშვნელობები

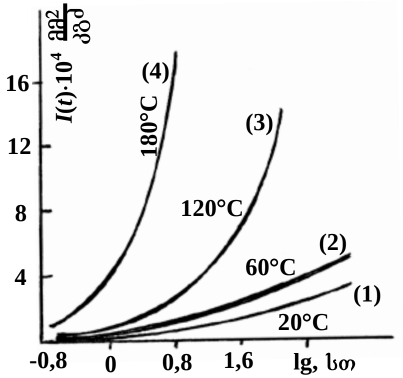
(გაჭიმვა – ПВП) $T=20^0 C$

დრო t სთ	$\dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma=22}$	$\dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma=33}$	$\dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma=44}$	$I_{საშ}=\dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma_K}$
0	0,0000568	0,0000648	0,0000729	0,0000648
0,25	0,0001055	0,0001161	0,000129	0,0001168
0,5	0,00011545	0,000132	0,000145	0,000131
1,0	0,0001436	0,000150	0,000162	0,000150
2,0	0,000154	0,000175	0,000177	0,000175
3,0	0,0001782	0,000189	0,000188	0,000188
4,0	0,0002595	0,00019	0,000193	0,00019
5,0	0,000168	0,000197	0,000197	0,000197
22,0	0,0001826	0,000229	0,000225	0,000299
30,0	0,0002068	0,000248	0,000250	0,000248
50,0	0,0002086	0,000254	0,000254	0,000254

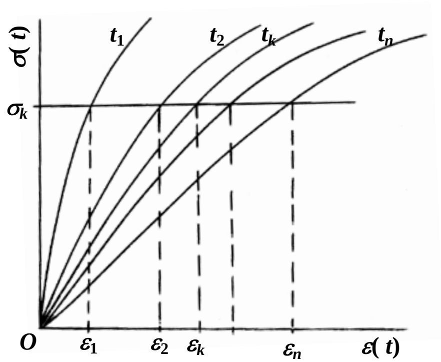
წრფივი კანონით სხეულის დეფორმირების მეორე კრიტერიუმია ცოცვადობის იზოქრონული ($\sigma \sim \varepsilon$) მრუდე-ბის აგება (ნახ. 3.5.5). ყოველი კონკრეტული სხეულისათვის სხვადასხვა ძაბვაზე და მუდმივ ტემპერატურაზე ავაგებთ ცოცვადობის $\varepsilon(t) \sim t$ მრუდთა ოჯახს (ნახ. 3.5.3) და ერთიდაიგივე კონკრეტული დროის $t_1, t_2, \ldots t_n$ მნიშვნელობე-ბისათვის (დრო ამ შემთხვევაში პარამეტრის როლს ასრულებს) და ძაბვისათვის ვეძებთ დეფორმაციის მნიშვ-ნელობებს ე.ი. გვექნება წერტილთა სიმრავლე

$$\{(\sigma_1,\varepsilon_1),(\sigma_2,\varepsilon_2),\ldots,(\sigma_n,\varepsilon_n)\}_{t=t_1},\ldots.,\{(\sigma_1,\varepsilon_1'),(\sigma_2,\varepsilon_2'),\ldots.,(\sigma_n,\varepsilon_n')\}_{t=t_n}.$$

წრფივი დრეკად-ბლანტი სხეულისათვის იზოქრონები ($\sigma \sim \varepsilon$) სწორი ხაზებია, ხოლო არაწრფივისათვის იზოხრონები მრუდი ხაზებია (ნახ. 3.5.5), მაგრამ მასზე მაინც შეიძლება გამოვყოთ რაღაც სწორხაზოვანი უბანი $\sigma < \sigma_K$, რომელშიც დეფორმირება წრფივი კანონით მიმდინარეობს.



ნახ. 3.5.4



ნახ. 3.5.5

იზოქრონების ($\sigma \sim \varepsilon$) წრფივობა წარმოადგენს აუცილებელ პირობას წრფივი დეფორმირების, ხოლო საკმარისი პირობაა წრფივი სუპერპოზიციის პრინციპი.

გაანგარიშების მიახლოებითი მეთოდების გამოყენებით დეფორმირების არაწრფივი თეორია უბან-უბან გაწრფივების გზით, შეიძლება მიყვანილ იქნეს დეფორმირების წრფივ თეორიაზე, (ა. იშლინსკის თეორია).

§ 3.6. გავლენის ფუნქციების შერჩევა

როგორც უკვე აღვნიშნეთ ცოცვადობისა და რელაქსაციის სიჩქარის $K(t)$ და $T(t)$ ფუნქციების მრუდები შეიძლება აგებული იქნას ცოცვადობისა და რელაქსაციის მრუდების გაწარმოებით:

$$K(t) = \frac{E}{\sigma_K}\frac{d\varepsilon}{dt}, \tag{3.6.1}$$

და

$$T(t) = -\frac{1}{E\varepsilon_K}\frac{d\sigma(t)}{dt}. \tag{3.6.2}$$

მაგრამ სუბიექტური ხასიათის შეცდომებმა შეიძლება მიგვიყვანოს არასწორ შედეგებამდე. ამიტომ პრაქტიკაში მიმართავენ გავლენის ფუნქციების ჩაწერას ანალიზურად, რომლებიც პარამეტრების გარკვეულ რაოდენობას. შეიცავენ ლიტერატურაში ხშირად გვხვდება გავლენის ფუნქციები ჩაწერილი ექსპონენტის $Ae^{-\beta t}$ ან ექსპონენტთა ჯამის $\sum A_n^{-\beta_n t}$ სახით. მაგრამ ასეთი ფუნქციები ვერ ახასიათებენ ცოცვადობის მრუდებს საწყის მომენტში ე.ი. როცა $t=0$ მათ აქვთ სასრული სახე, რაც არ შეესაბამება ფიზიკურად მოვლენის სრულ სურათს.

ჩამოვთვალოთ პირობები, რომლებსაც უნდა აკმაყოფილებდეს გავლენის ფუნქციები:

1. $\lim\limits_{t\to 0} K(t) = \infty$ ე.ი. როცა $t = 0, \dfrac{d\varepsilon}{dt} \to \infty$ ამიტომ განტოლებიდან $T(t) = K(t) + \int\limits_0^t K(t-\tau)T(\tau)d\tau$ გამომდინარეობს, რომ $T(t) \Rightarrow \infty$, როცა $t=0$.

2. ინტეგრალი $\int\limits_0^t K(\tau)d\tau -$ კრებადი უნდა იყოს.

3. $\int\limits_0^t T(t)dt \le 1$, ერთს არ უნდა აღემატებოდეს ე.ი. განტოლებიდან

$$\sigma(t) = \varepsilon_K E(1 - \int\limits_0^t T(t)dt) \Rightarrow \frac{\sigma_0 - \sigma(t)}{\sigma_0} = \int\limits_0^t T(\tau)d\tau, \qquad (E\varepsilon_K = \sigma_0).$$

ასეთი სუსტი სინგულარობის მქონე ფუნქციები კარგად აღწერენ დეფორმირებულ პროცესებს.

განვსაზღვროთ ეხლა ინტეგრალური განტოლების რეზოლვენტა მისი მოცემული გულის მიხედვით.

ა. რჟანიცინის მიერ მოცემულია გული შემდეგი სახით

$$T(t)=Ae^{-\beta t}t^{\alpha-1}=\frac{Ae^{-\beta t}}{t^{1-\alpha}};\quad (0<\alpha<1). \tag{3.6.3}$$

ლაპლასის $f^*(p)=\int_0^\infty e^{-pt}f(t)dt$ გარდაქმნის მიხედვით განტოლებები

$$\varepsilon(t)=\frac{\sigma(t)}{E}+\frac{1}{E}\int_0^t K(t-\tau)\sigma(\tau)d\tau\,, \tag{3.6.4}$$

$$\sigma(t)=E\varepsilon(t)=E\int_0^t T(t-\tau)\varepsilon(\tau)d\tau\,, \tag{3.6.5}$$

გვაძლევს

$$E\varepsilon^*=\sigma^*(1+K^*),\qquad \frac{1}{E}\sigma^*=\varepsilon^*(1-T^*)\,,$$

საიდანაც

$$K^*(p)=\frac{T^*(p)}{1-T^*(p)}\,. \tag{3.6.6}$$

(3.6.3) განტოლების ლაპლასის გარდაქმნა იქნება

$$T^*(p)=A\int_0^\infty e^{-pt}e^{-\beta t}t^{\alpha-1}dt=A\int_0^\infty e^{-(p+\beta)t}t^{\alpha-1}dt=\frac{A\Gamma(\alpha)}{(p+\beta)^\alpha}\,. \tag{3.6.7}$$

$\Gamma(\alpha)-$ ფუნქციაა ეილერის. შევიტანოთ (3.6.7), (3.6.6)-ში მივიღებთ

$$K^*(p)=\frac{A\Gamma(\alpha)}{(p+\beta)^\alpha-A\Gamma(\alpha)}\,. \tag{3.6.8}$$

(3.6.8)-ს მიმართ გამოვიყენოთ გადაადგილების თეორემა

$$(f(t-\tau)\div e^{-s\tau}f^*(s)),$$

რომლის თანახმად (3.6.8)-ის ორიგინალი იქნება

$$K(t) = e^{-\beta t}\widetilde{K}(t)\,. \tag{3.6.9}$$

სადაც $\widetilde{K}(t)$ ორიგინალია ფუნქციის

$$\widetilde{K}^*(p) = \frac{A\Gamma(\alpha)}{p^{\alpha} - A\Gamma(\alpha)}\,. \tag{3.6.10}$$

(3.6.10)-ის მარჯვენა მხარე წარმოვიდგინოთ უსასრულო გეომეტრიული პროგრესიის ჯამის სახით:

$$\widetilde{K}^*(p) = \sum_{n=1}^{\infty}\left[\frac{A\Gamma(\alpha)}{p^{\alpha}}\right]^n. \tag{3.6.11}$$

ადვილად დავრწმუნდებით, რომ $f(t) = \dfrac{t^{k-1}}{\Gamma(k)},\ k > 1$ ფუნქციის გამოსახულება არის $f^*(p) = 1/p^k$. ამრიგად, (3.6.10) ფუნქციის ორიგინალი იქნება

$$\widetilde{K}(t) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{[A\Gamma(\alpha)]^n t^{n\alpha-1}}{\Gamma(\alpha n)} = \frac{1}{t}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{[A\Gamma(\alpha)]^n t^{n\alpha}}{\Gamma(\alpha n)}\,. \tag{3.6.12}$$

შევიტანოთ $\widetilde{K}$, (3.6.9)-ში და მივიღებთ საძებნ რეზოლვენტას:

$$K(t) = \frac{e^{-\beta t}}{t}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{[A\Gamma(\alpha)]^n t^{n\alpha}}{\Gamma(\alpha n)}\,. \tag{3.6.13}$$

(3.6.13)-ე მწკრივი თანაბრად კრებადია t-ს მიმართ დროის ნებისმიერი სასრული ინტერვალისათვის.

§ 3.7. გავლენის ფუნქციების, პარამეტრებისა და დრეკადი მუდმივების განსაზღვრა

განვიხილოთ გავლენის

$$T(t) = Ae^{-\beta t}t^{\alpha-1}; \quad \text{და} \quad K(t) = \frac{e^{-\beta t}}{t}\sum\frac{[A\Gamma(\alpha)]^n t^{n\alpha}}{\Gamma(\alpha n)}\,. \tag{3.7.1}$$

ფუნქციების α, β, A პარამეტრების განსაზღვრის მეთოდი.

წარმოვიდგინოთ ცოცვადობისა და რელაქსაციის განტოლებები შემდეგი სახით

$$\frac{\sigma_k - \sigma(t)}{\sigma_k} = \int_0^t T(t)dt; \quad \frac{\varepsilon(t) - \varepsilon_k}{\varepsilon_k} = \int_0^t K(t)dt \,. \tag{3.7.2}$$

სადაც $\sigma_k = E\varepsilon_k = const, \quad \varepsilon_k = \frac{1}{E}\sigma_k = const$.

ექსპერიმენტული მრუდი

$$\sigma_{\text{ე}}(t) \equiv \frac{\sigma_k - \sigma(t)}{\sigma_k} \sim t \,, \tag{3.7.3}$$

და შესაბამისი

$$\sigma_{\text{თ}}(t) \equiv \int_0^t T(t)dt \sim t \,. \tag{3.7.4}$$

თეორიული მრუდები უნდა შეუთავსდნენ ერთმანეთს გამომდინარე (3.7.2)-დან. იგივე ითქმის შემდეგი მრუდებისთვისაც

$$\varepsilon_{\text{ე}}(t) \equiv \frac{\varepsilon_k - \varepsilon(t)}{\varepsilon_k} \sim t \,, \quad \varepsilon_{\text{თ}}(t) \equiv \int_0^t K(t)dt \sim t \,. \tag{3.7.5}$$

ამისათვის სასურველია გვქონდეს საკმარისი რაოდენობა თეორიული მრუდებისა ($\sigma_{\text{თ}} \sim t$) და ($\varepsilon_{\text{თ}} \sim t$), რომელთა შორის შევარჩიოთ ისეთები რომლებიც შეუთავსდებიან ექსპერიმენტულ მრუდებს ($\sigma_{\text{ე}} \sim t$) ($\varepsilon_{\text{ე}} \sim t$) აგებულს იგივე მასშტაბში. რადგან თეორიული $\sigma_{\text{თ}}(t)$ და $\varepsilon_{\text{თ}}(t)$ მრუდები განისაზღვრებიან პარამეტრების $\alpha_\ell, \beta_e, A_e$ კონკრეტული მნიშვნელობისათვის ამიტომ ცოცვადობისა და რელაქსაციის ექსპერიმენტული განტოლებები შეიცავენ T და K ფუნქციებს α, β, A პარამეტრების იგივე მნიშვნელობისათვის ე.ი.

$$\frac{\sigma_k - \sigma(t)}{\sigma_k} = \int_0^t T(t, \alpha_e, \beta_e, A_e)dt,$$

$$\frac{\varepsilon(t) - \varepsilon_k}{\varepsilon_k} = \int_0^t K(t, \alpha_e, \beta_e, A_e)dt.$$

მაგრამ რადგან საწყისი დეფორმაციების $\varepsilon(0) = \varepsilon_K$ განსაზღვრა ექსპერიმენტიდან შეუძლებელია და ამდენად სიდიდე $[\varepsilon(t) - \varepsilon_k]/\varepsilon_k$ ვერ ჩაითვლება ცნობილად და ზემოთ აღნიშნული შედარება მრუდებისა $\varepsilon_თ$ და $\varepsilon_ე$ გაძნელდება, მაგრამ თუ ცნობილი იქნება დრეკადობის მოდული, მაშინ ადვილად განვსაზღვრავთ საწყის $(t = 0)$ დეფორმაციებს $\varepsilon_k = \dfrac{\sigma_k}{E}$ და მეთოდი იქნება სავსებით გამართლებული.

დრეკადობის მოდულისა და პარამეტრების განსაზღვრა შეიძლება განხორციელდეს ექსპერიმენტული მოქნილობის მრუდისა

$$\bar{\varepsilon}_ე(t) \equiv \frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k}, \tag{3.7.6}$$

და თეორიული მრუდის

$$\varepsilon_თ(t) = 1 + \int_0^t K(t - \tau)d\tau . \tag{3.7.7}$$

შეთავსებით აგებულს ლოგარითმულ კოორდინატთა სისტემაში (ნახ. 3.7.1), ცოცვადობის განტოლებიდან

$$E\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k} = 1 + \int_0^t K(t)dt , \tag{3.7.8}$$

გამომდინარეობს, რომ

$$\lg E + \lg\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k} = \lg(1 + \int_0^t K(t)dt) . \tag{3.7.9}$$

მანძილი მსგავს მრუდებს შორის $\lg\bar{\varepsilon}_{ე}$ და $\lg\bar{\varepsilon}_{თ}$ ლოგარითმულ სისტემაში ტოლი არის $\lg E$ ნებისმიერი t და $K(t)$ ფუნქციისათვის.

ე.ი.

$$\lg E = \lg(1+\int_0^t K(t)dt) - \lg\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k},$$

ან

$$E = \frac{\bar{\varepsilon}_{თ}(t)}{\bar{\varepsilon}_{ე}(t)} = \frac{1+\int_0^t K(t)dt}{\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k}}. \tag{3.7.10}$$

რადგან $K(t)$ დამოკიდებულია დროზე და α, β, A პარამეტრებზე ამიტომ აიგება ცხრილი ფუნქციისა

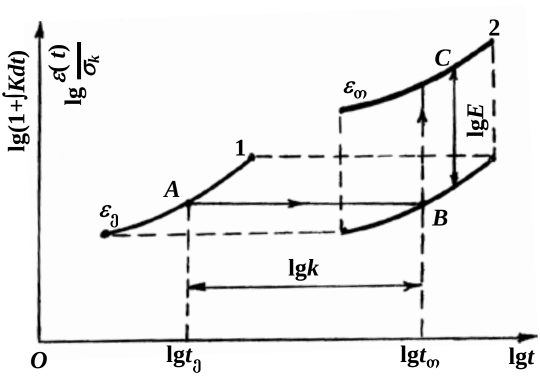
$$\varepsilon_{თ} = 1+\int_0^t K(t,\alpha_i,\beta_i,A_i)dt, \tag{3.7.11}$$

პარამეტრების სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის და დროის ფართო დიაპაზონისათვის იმ რაოდენობით, რომ მათ შორის ყოველთვის მოიძებნოს ისეთი, რომელიც მსგავსი იქნება ექსპერიმენტული (3.7.6) მრუდისა. (3.7.11) ინტეგრალი დატაბულირებულია და არსებობს ცხრილებისა და გრაფიკების სახით, ცხრილი (3.7.K), (ნახ. 3.7.Π), მრუდი № 7.

ამავე დროს შეიძლება აღმოჩნდეს, რომ მრუდი $\varepsilon_{ე}(t)$ არ შეუთავსდეს მისივე მსგავს მრუდს $\varepsilon_{თ}(t)$ს. მათი შეთავსებისათვის საკმარისია მრუდი $\varepsilon_{თ}(t)$ გადავაადგილოთ $\lg t$ ღერძისა და ვერტიკალური ღერძის გასწვრივ. მაგრამ როგორც (3.7.9)-დან ჩანს ძვრა ორდინატთა ღერძის გასწვრივ ტოლი იქნება $\lg E$, ხოლო $\lg t-$ღერძის გასწვრივ ძვრა ტოლია t კოორდინატის წრფივი გარდაქმნისა ე.ი. $t_{თ} = kt_{ე}$ ვაჩვენოთ ნახაზზე (3.7.1).

$$\lg t_{თ} - \lg t_{ე} = \lg k \Rightarrow k = \frac{t_{თ}}{t_{ე}},$$
$$\lg E = \lg \varepsilon_{თ} - \lg \varepsilon_{ე} \Rightarrow E = \frac{\varepsilon_{თ}}{\varepsilon_{ე}}. \qquad (3.7.12)$$

თეორიული ($\varepsilon_{თ}$) და ექსპერიმენტული ($\varepsilon_{ე}$) მრუდების შეთავსების პროცესი შემდეგნაირად ხორციელდება: სასურველია ცალ-ცალკე აიგოს სტანდარტულ ლოგარითმულ ქაღალდებზე თითოეული მრუდი $\varepsilon_{თ}$ და $\varepsilon_{ე}$ აქედან გამჭირვალე ქაღალდზე (კალკა) გადავიტანოთ თეორიული მრუდი და მოვძებნოთ უბნები სადაც ეს ორივე (თეორიული და ექსპერიმენტული) მრუდი ერთიმეორეს შეუთავსდება. ვიღებთ ნებისნიერ წერტილს ექსპერიმენტული მრუდის შეთავსების უბნიდან ვთ. წერტილი $A, (t_{ე} = 20)$. ასევე ავიღოთ უბნის ნებისმიერი წერტილი $B(t_0 = 1)$ თეორიული მრუდისათვის და განვსაზღვროთ k კოეფიციენტის სიდიდე ფორმულიდან $k = \frac{t_{თ}}{t_{ე}} = \frac{1}{20}$.



ნახ. 3.7.1

ცნობილი k-სათვის და მოცემული მასალისათვის გამოვთვალოთ $K(t)$ გულის A, α, β პარამეტრები ე.ი. $\alpha_{თ} = 0{,}075; \quad \beta_{თ} = 0{,}05; \quad A_{თ} = 0{,}0272.$

$$\alpha = \alpha_{თ} = \alpha_{ე} = 0{,}075; \quad \beta_{ე} = k\beta_{თ} = 0{,}0025; \quad A_{ე} = k^{\alpha} A_{თ} = 0{,}0286 .$$

გამოვთვალოთ ახლა მყისი დრეკადობის (E) მოდული, რისთვისაც ექსპერიმენტული დრო უნდა ავიღოთ შეძლე-ბისდაგვარად დიდი. ე.ი. $t_{e} = 240$ და გამოვთვალოთ $t_{თ} = k \cdot t_{ე} = \dfrac{1}{20} \cdot 240 = 12$ ცხრილიდან (3.7.K) $\alpha_{თ} = 0{,}075;$ $A_{თ} = 0{,}0272\,; \quad \beta_{თ} = 0{,}05\,)$, ვიღებთ ინტეგრალის (თეორიული მრუდი) მნიშვნელობას $1 + \int\limits_{0}^{12} K(t)dt = 1{,}726$ და ვყოფთ მას აღებული დროისათვის $t_{ე} = 240$ ექსპერიმენტული მრუდის მნიშვნელობაზე.

ე.ი.

$$\frac{\varepsilon_x (t = 240)}{\sigma_K (\sigma_1 = 780)} = \frac{0{,}211}{780} = 0{,}27 \cdot 10^{-4},$$

$$E = \frac{1 + \int\limits_{0}^{12} Kdt}{\dfrac{\varepsilon_x}{\sigma_k}} = \frac{1 + \int\limits_{0}^{12} Kdt}{0{,}27 \cdot 10^{-4}} = \frac{1{,}726}{0{,}27 \cdot 10^{-4}} = 6{,}4 \cdot 10^{4} = 64000 \frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2} .$$

გამოვთვალოთ ახლა საწყისი დეფორმაციები და მოვახ-დინოთ ცოცვადობის მრუდების მოდების წერტილების შესწორება:

$$\varepsilon_{01} = \frac{\sigma_1}{E} = \frac{78}{6{,}4} \cdot 10^{-4} = 12{,}2 \cdot 10^{-4} = 0{,}0122 ,$$

$$\varepsilon_{02} = \frac{\sigma_2}{E} = \frac{117}{6{,}4} \cdot 10^{-4} = 18{,}3 \cdot 10^{-4} = 0{,}0183,$$

$$\varepsilon_{03} = \frac{\sigma_3}{E} = \frac{156}{6,4} \cdot 10^{-4} = 24,4 \cdot 10^{-4} = 0,0244.$$

შენიშვნა: დრო t, მოცემული ცხრილიდან არის ისეთივე, როგორც ეს არის ექსპერიმენტში, ე.ი. ან წმ, ან წთ, და ა.შ.

§ 3.8. პუასონის კოეფიციენტის μ-ს განსაზღვრა შეთავსების მეთოდით

მაგალითი

ჰუკის კანონის თანახმად ცნობილია, რომ ძაბვა დეფორმაციის პროპორციულია, ე.ი.

$$\sigma = E\varepsilon_x \quad (\varepsilon_x > 0), \tag{3.8.1}$$

ხოლო განივი დეფორმაციის შემთხვევაში პროპორციულობა შენარჩუნდება შემდეგი სახით:

$$\varepsilon_y = -\mu\varepsilon_x\,, \tag{3.8.2}$$

ე.ი. განივი დეფორმაცია გრძივის პროპორციულია და აქვს უარყოფითი ნიშანი. ღეროს შევიწროება განივი მიმართულებით ტოვებს ისეთ შთაბეჭდილებას, რომ თითქოსდა ადგილი აქვს განივი მიმართულებით ღეროს ღერძის პარალელური შრეების ერთი მეორეზე ზეწოლას რაღაც სიდიდის ძაბვით. სინამდვილეში კი ასეთი ძაბვები არ არსებობენ. ღეროზე მოქმედებს მხოლოდ გამჭიმავი ძაბვა. განივი შევიწროების $\mu(t)$ ფუნქცია განისაზღვრება შემდეგნაირად.

$$\mu(t) = \left| \frac{\varepsilon_y^{(t)}}{\varepsilon_x^{(t)}} \right|. \tag{3.8.3}$$

სადაც $\mu(0) = \mu_0 = \left| \dfrac{\varepsilon_y(0)}{\varepsilon_x(0)} \right|$ – პუასონის კოეფიციენტია.

ცოცვადობა განივი დეფორმირებისას განივი ცოცვადობა $\varepsilon_y(t)$, როცა $\sigma_{გრძ}(t)=\sigma_k=const$ შეიძლება აღიწეროს შემდეგნაირად:

$\dfrac{\varepsilon_y}{\sigma_k}=\dfrac{\mu_0}{E}(1+\int\limits_0^t K_{21}(t-\tau)d\tau)\Rightarrow$ საიდანაც გამომდინარეობს, რომ გულის პარამეტრების განსაზღვრის მეთოდი გრძივი და განივი დეფორმირებისას ერთიდაიგივეა, ხოლო ვერტიკალური გადაადგილება ტოლია $\left(\dfrac{\mu_0}{E}\right)$ სიდიდის.

ე.ი. $\Rightarrow\dfrac{\varepsilon_y}{\sigma_k}=\dfrac{\mu_0}{E}(1+\int\limits_0^t K_{11}(t-\tau)d\tau)$, საიდანაც, რადგან E ცნობილია მივიღებთ:

$$\mu_0=\mu(0)=\frac{\dfrac{\varepsilon_y}{\sigma_k}\cdot E}{1+\int\limits_0^t K_{11}(t-\tau)d\tau}.$$

აქ $1+\int\limits_0^t Kd\tau$ მნიშვნელობას ვიღებთ ცხრილიდან ნებისმიერი თეორიული $t=t_{თ}-$ დროისათვის რომელიც=12, ხოლო $\dfrac{\varepsilon_y}{\sigma_k}\cdot E-$ ექსპერიმენტული მნიშვნელობაა, როცა $t=t_{ე}=\dfrac{t_{თ}}{k}$, სადაც $k-$ ჰორიზონტალური გადაადგილებაა. (3.8.1) ცხრილიდან გვექნება

$$\mu_0=\frac{\dfrac{0,056}{780}\cdot 6,3\cdot 10^4}{1,726}=\frac{0,07\cdot 10^{-4}}{1,726}\cdot 6,3\cdot 10^4=0,041\cdot 6,3=0,258.$$

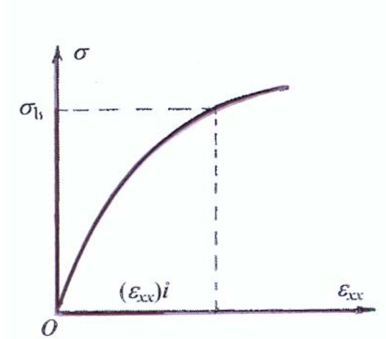
შენიშვნა 1*) $\varepsilon_y(0)$ მნიშვნელობად ჩვენ ავიღეთ მასთან ახლოს მდგომი მნიშვნელობა $\varepsilon_y(1)=0,056$; ხოლო ძაბვა

ცხრილი 3.8.1

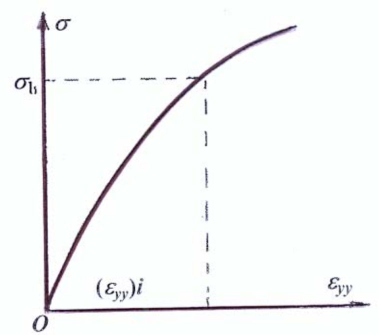
დრეკადი მუდმივების განსაზღვრა მასალა – ორგმინა

$$\sigma_{დრ} = 780\frac{კგ}{სმ^2}$$

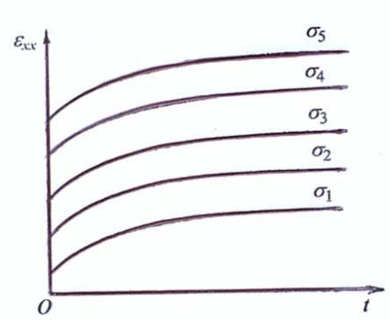
t, წთ	$\sigma_1 = 0{,}1\ \sigma_B = 78\frac{კგ}{სმ^2}$			$\sigma_2 = 0{,}15,\ \sigma_B = 117\frac{კგ}{სმ^2}$			$\sigma_3 = 0156\sigma = 156\frac{კგ}{სმ^2}$		
	ε_x	ε_y	$\mu(t) = \frac{\lvert\varepsilon_y\rvert}{\lvert\varepsilon_x\rvert}$	ε_x	ε_y	$\mu(t) = \frac{\lvert\varepsilon_y\rvert}{\lvert\varepsilon_x\rvert}$	ε_x	ε_y	$\mu(t) = \frac{\lvert\varepsilon_y\rvert}{\lvert\varepsilon_x\rvert}$
1	0,175	0,056	0,32	0,262	0,084	0,32	0,354	0,115	0,324
5	0,184	0,061	0,33	0,268	0,087	0,32	0,370	0,123	0,33
10	0,185	0,062	0,335	0,274	0,089	0,32	0,375	0,125	0,33
50	0,198	0,068	0,34	0,284	0,095	0,33	0,393	0,134	0,34
90	0,202	0,069	0,34	0,290	0,098	0,337	0,400	0,137	0,34
120	0,204	0,070	0,24	0,293	0,099	0,37	0,409	0,141	0,34
180	0,209	0,073	0,349	0,298	0,102	0,34	0,415	0,144	0,346
240	0,211	0,075	0,355	0,304	0,105	0,345	0,419	0,146	0,348
300	0,216	0,076	0,35	0,306	0,106	0,346	0,422	0,148	0,35



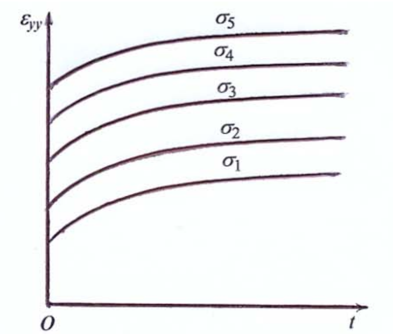
ნახ. 3.8.1. გრძივი (σ ~ε_{xx}) გაჭიმვის დიაგრამა



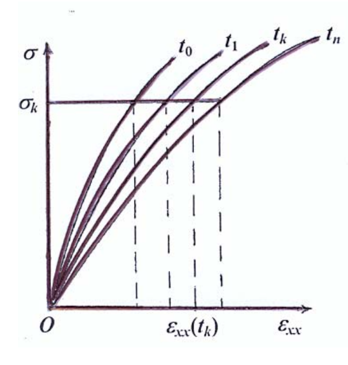
ნახ. 3.8.2. განივი (σ ~ε_{yy}) გაჭიმვის (შევიწროების) დიაგრამა.



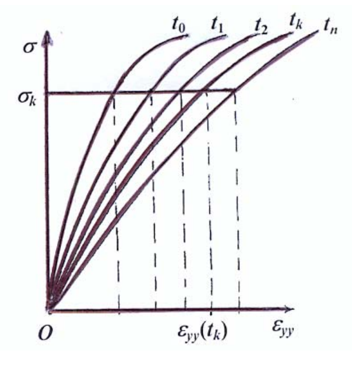
ნახ. 3.8.3. გრძივი ცოცვადობა



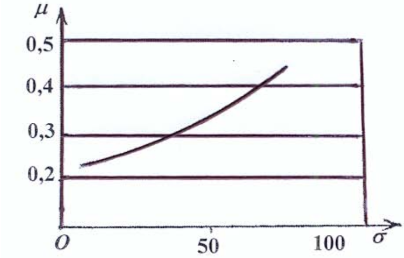
ნახ. 3.8.4. განივი ცოცვადობა



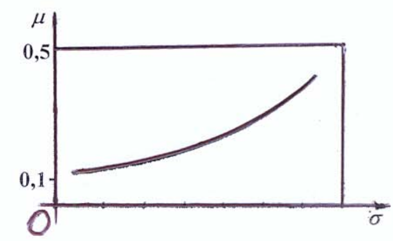
ნახ. 3.8.5. გრძივი იზოქრონები



ნახ. 3.8.6. განივი იზოქრონები



ნახ. 3.8.7. პუასონის კოეფიციენტის ძაბვისაგან დამოკიდებულების დიაგრამა.



ნახ. 3.8.8. პუასონის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ძაბვაზე და დროზე.

ისევეა, როგორც E-ს გამოთვლის დროს იყო აღებული $\sigma_{რ} = 780 \ \frac{კბ}{სმ^2}$.

2*) ცხრილური მონაცემების დამუშავების სქემატური თანმიმდევრობა შემდეგში მდგომარეობს:

მოკლევადიანი ექსპერიმენტიდან აიგება გრძივი (3.8.1) და განივი (3.8.2) გაჭიმვის დიაგრამები. ასევე უნდა აიგოს გრძივი და განივი ცოცვადობის მრუდები და მათი შესაბამისი იზოქრონები და მოქნილობის მრუდები. განისაზღვროს შეთავსების მეთოდით მოცემული მასალისათვის ინტეგრალური ფუნქციის პარამეტრები, განისაზღვროს დრეკადი მუდმივები, მათ შორის პუასონის კოეფიციენტი და აიგოს შესაბამისად მისი დროზე და ძაბვაზე დამოკიდებულების (3.8.7) და (3.8.8) გრაფიკები.

ცხრილი 3.8.2

გრძივი მოქნილობის გამოთვლა

t,წთ	$\Pi_{1x}=\dfrac{\varepsilon_x}{\sigma_1=78}$	$\Pi_{2x}=\dfrac{\varepsilon_x}{\sigma_2=117}$	$\Pi_{3x}=\dfrac{\varepsilon_x}{\sigma_3=156}$	$\Pi_{საშ}$	
1	0,00224	0,002239	0,002269	0,002249	$22{,}5\cdot10^{-4}$
5	0,002358	0,00229	0,00237	0,002337	$23{,}3\cdot10^{-4}$
10	0,00237	0,00234	0,00240	0,00237	$23{,}7\cdot10^{-4}$
50	0,00253	0,00242	0,00251	0,00248	$24{,}8\cdot10^{-4}$
90	0,00258	0,00247	0,00256	0,002538	$25{,}4\cdot10^{-4}$
120	0,00261	0,00250	0,00262	0,00257	$25{,}7\cdot10^{-4}$
180	0,00267	0,00254	0,00266	0,00262	$26{,}2\cdot10^{-4}$
240	0,00271	0,00259	0,00268	0,00266	$26{,}6\cdot10^{-4}$
300	0,00276	0,00261	0,00271	0,00269	$26{,}9\cdot10^{-4}$

ცხრილი 3.8.3

განივი მოქნილობის გამოთვლა

t, წთ	$\Pi_{1y}=\dfrac{\varepsilon_{1y}}{\sigma_1=78}$	$\Pi_{2y}=\dfrac{\varepsilon_{2y}}{\sigma_2=117}$	$\Pi_{3y}=\dfrac{\varepsilon_{3y}}{\sigma_3=156}$	$\Pi_{საშ}$	
1	0,00071	0,000717	0,000737	0,00072	$7{,}2\cdot10^{-5}$
5	0,00078	0,00074	0,000788	0,000769	$7{,}6\cdot10^{-5}$
10	0,00079	0,00076	0,00080	0,000787	$7{,}8\cdot10^{-5}$
50	0,00087	0,00081	0,000858	0,00085	$8{,}5\cdot10^{-5}$
90	0,00088	0,00083	0,00087	0,00086	$8{,}6\cdot10^{-5}$
120	0,00089	0,00084	0,00090	0,00087	$8{,}7\cdot10^{-5}$
180	0,00093	0,00087	0,00092	0,00091	$9{,}1\cdot10^{-5}$
240	0,00096	0,00089	0,00093	0,00092	$9{,}2\cdot10^{-5}$
300	0,00097	0,00091	0,00094	0,00094	$9{,}4\cdot10^{-5}$

ნაწილი II. ცოცვადობის არაწრფივი თეორია

§ 3.9. მემკვიდრეობის თეორია

1°. მ. კოლტუნოვის მეთოდი.

თუ მოქნილობის $\dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma_k}$ ექსპერიმენტული მრუდები ერთმანეთს არ ემთხვევიან ე.ი. არ არიან ჩალაგებული ვიწრო ზოლში, მაშინ სხეული არ ემორჩილება დეფორმირების წრფივ კანონს და შესაბამისად ცოცვადობის პროცესის აღწერისათვის არ შეიძლება გამოყენებულ იქნას წრფივი თეორია.

განვიხილოთ დეფორმირების არაწრფივი დამოკიდებულების უმარტივესი შემთხვევები, რომლებიც ემყარებიან მსგავსების თეორიას.

<u>ა) ცოცვადობის მრუდების მსგავსება.</u>

დავუშვათ, რომ ცოცვადობის მრუდები (ნახ. 3.9.1) სხვადასხვა $\sigma_k = const$ ძაბვისათვის მსგავსნი არიან ე.ი. ნებისმიერი მათგანი შეიძლება შეუთავსდეს მეორეს თუ შევამცირებთ ან გავზრდით მის ორდინატს რაიმე რიცხვით $æ_k(\sigma_k)$, რომელსაც მსგავსების კოეფიციენტი ეწოდება და დამოკიდებულია ძაბვაზე.

$$\varepsilon(t,\sigma_k) = æ_k(\sigma_k)\varepsilon(t,\sigma_0)\,, \tag{3.9.1}$$

სადაც $\varepsilon(t,\sigma_0)-$ ცოცვადობის საბაზო მრუდია, $æ_k(\sigma_k)-$მსგავსების კოეფიციენტი.

ვისარგებლოთ არაწრფივი შემდეგი ინტეგრალური განტოლებით (მ. კოლტუნოვის განტოლება)

$$\varepsilon(t) = \psi[\sigma(t)] + \int_0^t K(t-\tau)\psi(\tau)d\tau\,. \tag{3.9.2}$$

როცა $\sigma(t) = \sigma_k = const$ (3.9.2)-დან მივიღებთ

$$\varepsilon(t,\sigma_k)=\psi(\sigma_k)[1+\int_0^t K(t-\tau)d\tau]\equiv\psi(\sigma_k)f(t), \qquad (3.9.3)$$

სადაც $f(t)=1+\int_0^t K(t-\tau)d\tau$. დრეკადობის ($E$) მოდულისა და გავლენის ფუნქციის A,α,β პარამეტრების განსაზღვრისათვის გამოვიყენოთ წინა პარაგრაფში მოყვანილი მეთოდი. (3.9.1) და (3.9.3) განტოლებებიდან გვექნება:

$$æ_k(\sigma_k)=\frac{\varepsilon(t,\sigma_k)}{\varepsilon(t,\sigma_0)}=\frac{\psi(\sigma_k)\cdot f(t)}{\psi(\sigma_0)\cdot f(t)}=\frac{\psi(\sigma_k)}{\psi(\sigma_0)}. \qquad (3.9.4)$$

თეორიულ $\varepsilon_{თ}(t)\equiv f(t)\sim t$ მრუდებს შორის შევარჩიოთ ისეთი მრუდი, რომელიც მსგავსი იქნება ცოცვადობის $\varepsilon(t,\sigma_0)\sim t$ მრუდის ისე, რომ

$$\varepsilon(t,\sigma_0)=æ_0(\sigma_0)\cdot\varepsilon_{თ}(t)\Rightarrow æ_0(\sigma_0)=\frac{\varepsilon(t,\sigma_0)}{\varepsilon_{თ}(t_{თ})}. \qquad (3.9.5)$$

სადაც $æ_0(\sigma_0)$ მსგავსების კოეფიციენტია $\varepsilon(t,\sigma_0)$ და $\varepsilon_{თ}(t)$ მრუდებისა, და ტოლი არის $\varepsilon(t,\sigma_0)$ მრუდის ვერტიკალური ძვრის სიდიდის იმისათვის, რომ ის შეუთავსდეს თეორიულ $\varepsilon_{თ}(t)$ მრუდს.

შევიტანოთ (3.9.5) ტოლობა (3.9.1)-ში და მივიღებთ:

$$\varepsilon(t,\sigma_k)=æ_k(\sigma_k)\ æ_0(\sigma_0)\cdot\varepsilon_{თ}(t). \qquad (3.9.6)$$

(3.9.3)-ე ფორმულიდან, როცა $t=0$, (3.9.6) მიიღებს შემდეგ სახეს:

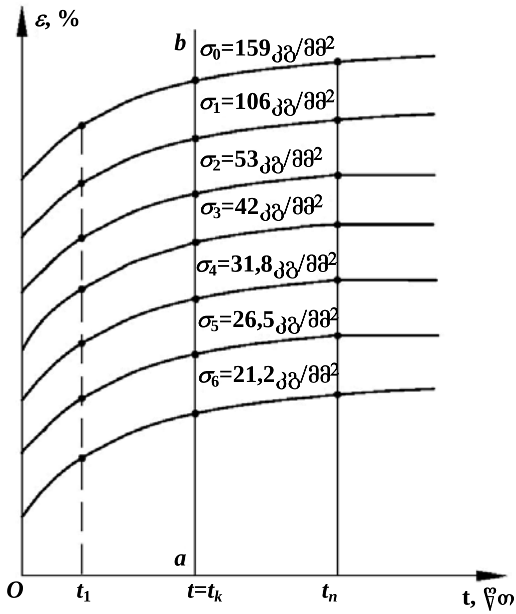
$$\varepsilon(0,\sigma_k)=æ_k(\sigma_k)\cdot æ_0(\sigma_0)\cdot 1=\psi(\sigma_k);\varepsilon_{თ}(0)=1. \qquad (3.9.7)$$

ე.ი.

$$\psi(\sigma_k)=æ_k(\sigma_k)\cdot æ_0(\sigma_0) \qquad (3.9.8)$$

სადაც $\psi(\sigma_k)=\psi[\sigma_k(0)]-$წარმოადგენს მყისი (საწყისი) დეფორმირების ფუნქციას, რომლის განსაზღვრისათვის გამოვიყენოთ წინა პარაგრაფში აღწერილი მეთოდი. მოცემული ცხრილების (3.9.1) მიხედვით შეიძლება აიგოს, ცოცვადობის მრუდები.

მეთოდის საილუსტრაციოდ განვიხილოთ ზოგადი მაგა-ლითი (მასალაზე არ მივუთითებთ). ვთქვათ ცოცვადობის მრუდებს აქვს (3.9.1) ნახაზზე წარმოდგენილი სახე.



ნახ. 3.9.1. ცოცვადობის სქემატური მრუდები.

მსგავსების კოეფიციენტის მისაღებად „პატარა“ ორდი-ნატი უნდა გაიყოს „დიდზე“ ე.ი. საბაზო σ_0 ძაბვის შესაბა-მისი სიდიდის დეფორმაციაზე, დროის კონკრეტული $t=t_k$ მნიშვნელობისათვის ე.ი.

$$æ_k(\sigma_k)=\frac{\varepsilon(t_k,\sigma_k)}{\varepsilon(t_k,\sigma_0)},$$

$$\sigma_{რ}=530\left[\frac{კგ}{სმ^2}\right];\quad \sigma_k;(k=0,1\cdots 6)-\text{ ძაბვაა}$$

საბაზო ძაბვად მივიღოთ

$\sigma_0=159\frac{კგ}{სმ^2}$.
$$æ_1=\frac{\varepsilon(t,\sigma_1)}{\varepsilon(t,\sigma_0)}=\frac{\varepsilon(t,106)}{\varepsilon(t,159)}=0,65\,;$$

$\sigma_0 = 0,3\sigma_რ = 0,3 \cdot 530 = 159;$ $\quad$ $æ_2 = \dfrac{\varepsilon(t,\sigma_2)}{\varepsilon(t,\sigma_0)} = \dfrac{\varepsilon(t,53)}{\varepsilon(t,159)} = 0,24$;

$\sigma_1 = 0,2\sigma_რ = 0,2 \cdot 530 = 106;$ $\quad$ $æ_3 = \dfrac{\varepsilon(t,\sigma_3)}{\varepsilon(t,\sigma_0)} = \dfrac{\varepsilon(t,42,4)}{\varepsilon(t,159)} = 0,16$;

$\sigma_2 = 0,1\sigma_რ = 0,1 \cdot 530 = 53;$ $\quad$ $æ_4 = \dfrac{\varepsilon(t,\sigma_4)}{\varepsilon(t,\sigma_0)} = \dfrac{\varepsilon(t,31,8)}{\varepsilon(t,159)} = 0,12$;

$æ_5 = \dfrac{\varepsilon(t,\sigma_5)}{\varepsilon(t,\sigma_0)} = \dfrac{\varepsilon(t,26,5)}{\varepsilon(t,159)} = 0,10$;

$\sigma_3 = 0,08\sigma_რ = 0,08 \cdot 530 = 42,4;$

$\sigma_4 = 0,06\sigma_რ = 0,06 \cdot 530 = 31,8;$ $\quad$ $æ_6 = \dfrac{\varepsilon(t,\sigma_6)}{\varepsilon(t,\sigma_0)} = \dfrac{\varepsilon(t,21,2)}{\varepsilon(t,159)} = 0,08$;

$\sigma_5 = 0,05\sigma_რ = 0,05 \cdot 530 = 26,5;$

$\sigma_6 = 0,04\sigma_რ = 0,04 \cdot 530 = 21,2$;

ფუნქცია $\psi(\sigma_k) = æ_k(\sigma_k) \cdot æ_0$.

მრუდი $\varepsilon(t;\sigma_0 = 0,3\sigma_რ)$ უნდა აიგოს ლოგარითმულ სის-ტემაში და შევუთავსოთ მის მსგავს $\varepsilon_თ(t) = 1 + \int_0^t K(t)dt$ თეორიულ №15 მრუდს, (ნახ. Π_1), რომლის პარამეტრებია $\alpha_თ = 0,025; \beta_თ = 0,05; A_თ = 0,0221.$ ჰორიზონტალური ძვრით მივიღებთ $k = \dfrac{t_თ}{t_ე} = 0,001 = 10^{-3}$, ხოლო ვერტიკალური ძვრით მივიღებთ $æ_0 = 1,66 \cdot 10^{-3}$, გარდა ამისა $æ_0$ კიდევ შეიძლება გამოითვალოს ცხრილების საშუალებით, ნებისმიერი t-სა-თვის

$$æ_0 = \frac{\varepsilon(t_ე;\sigma_0)}{f(t_თ)} = \frac{\varepsilon(t_ე,\sigma_0)}{f(kt_ე)} = 1,66 \cdot 10^{-3}.$$

აქვე უნდა მოხდეს მასალის მახასიათებელი პარამეტრების $\beta_ე = k\beta_თ;$ $A_ე = k^{\alpha} \cdot A_თ;$ $\alpha = \alpha_თ = \alpha_ე$; გამოთვლა. ავაგოთ ფუნქ-

ცია $\psi(\sigma_k)$ (ფორმულა 3.9.8) შემდეგი მნიშვნელობების მიხედვით.

$10^3\psi(\sigma_1) =$ æ$_1(\sigma_1)$ æ$_0 = 0{,}65\cdot 1{,}66 = 1{,}079;$

$10^3\psi(\sigma_2) =$ æ$_2(\sigma_2)$ æ$_0 = 0{,}24\cdot 1{,}66 = 0{,}40;$

$10^3\psi(\sigma_3) =$ æ$_3(\sigma_3)$ æ$_0 = 0{,}16\cdot 1{,}66 = 0.265;$

$10^3\psi(\sigma_4) =$ æ$_4(\sigma_4)$ æ$_0 = 0{,}12\cdot 1{,}66 = 0{,}20;$

$10^3\psi(\sigma_5) =$ æ$_5(\sigma_5)$ æ$_0 = 0{,}1\cdot 1{,}66 = 0{,}166;$

$10^3\psi(\sigma_6) =$ æ$_6(\sigma_6)$ æ$_0 = 0{,}08\cdot 1{,}66 = 0{,}132 \Rightarrow \psi(\sigma_6) = \varepsilon(0,\sigma_K) =$

$= \varepsilon(0;21{,}2) = 0{,}132\cdot 10^{-3};$

რადგან $\psi(\sigma_k)$ ფუნქციის მნიშვნელობები წარმოადგენენ საწყისი დეფორმაციის მნიშვნელობებს $\varepsilon(0,\sigma_k)$, ე.ი. $\psi(\sigma_k) = \varepsilon(0,\sigma_k)$. შეიძლება ამის შემდეგ ავაგოთ მყისი დეფორმირების მრუდი $\psi(\sigma_k) \sim \sigma_k$ (ნახ. 3.9.2) და ყოველი σ_k-სათვის გამოვთვალოთ მოდულები

$$E_k = E = \frac{\sigma_k}{\varepsilon(0,\sigma_k)} = \frac{\sigma_k}{\psi(\sigma_k)}.$$

$$E_6 = \frac{21{,}2}{0{,}132\cdot 10^{-3}} = 1{,}6\cdot 10^5; \qquad E_5 = \frac{26{,}5}{0{,}166}\cdot 10^3 = 1{,}6\cdot 10^5;$$

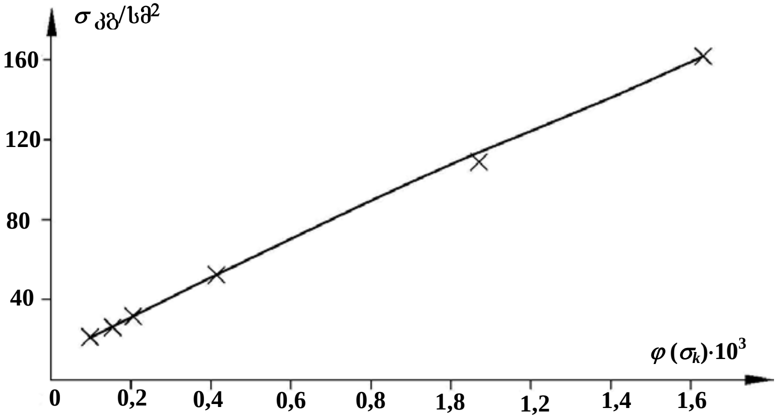
$$E_4 = \frac{31{,}8}{0{,}199}\cdot 10^3 = 1{,}6\cdot 10^5; \qquad E_3 = \frac{42{,}4}{0{,}166}\cdot 10^3 = 1{,}6\cdot 10^5;$$

$$E_2 = \frac{53}{0{,}398}\cdot 10^3 = 1{,}3\cdot 10^5; \qquad E_1 = \frac{106}{1{,}079}\cdot 10^3 = 0{,}98\cdot 10^5;$$

$$E_0 = \frac{159}{1{,}66}\cdot 10^3 = 0{,}95\cdot 10^5. \qquad E = E_6 = E_5 = E_4 = E_3 = 1{,}6\cdot 10^5\,\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}.$$

ყველა ძაბვისათვის, რომელიც არ აღემატება $\sigma \le 42{,}5$ გვაქვს $E = 1{,}6\cdot 10^5$, ხოლო ყველა ძაბვისათვის, რომელიც აღემატება წრფივი დეფორმირების ზღვარს ე.ი. $\sigma_2 = 0{,}1\sigma_{\text{რ}}$; $\sigma_1; \sigma_0 = 0{,}3\sigma_{\text{რ}}$; მივიღებთ $E > E_1 > E_0$. ძაბვის სიდიდის გაზრ-

დასთან დაკავშირებით როცა $\sigma_{k-1} > \sigma_k$ ე.ი. $\sigma = 43$ მნიშვნელობის ზევით მოდული E მცირდება პლასტიკური დეფორმაციების წარმოქმნასთან დაკავშირებით. პლასტი-კურობის თეორიაში ასეთ მოდულს მკვეთი მოდული ეწოდება. როგორც გაირკვა (3.9.3) განტოლებაში შემავალი წევრი $\psi(\sigma_k)$ – წარმოადგენს მყისი დეფორმირების ფუნქციას, მისი საშუალებით შესაძლებელია გამოითვალოს დროის საწყისი ნულოვანი მნიშვნელობისა და ყველა ძაბვისათვის შესაბამისი ცოცვადობის მრუდების საწყისი (მყისი) მნიშვნელობები, როგორც ნამრავლი მსგავსების კოეფიცი-ენტების [æ$_k(\sigma_k)\cdot$æ$_0$].



ნახ. 3.9.2. საწყისი დეფორმაციების დამოკიდებულება ძაბვისაგან.

იმ შემთხვევაში თუ ამოცანის პირობით არ არის გათვალისწინებული მოცემული მასალისათვის გავლენის ფუნქციის პარამეტრების (A, α, β) განსაზღვრა, მაშინ შეთავსების მეთოდის გამოყენება ზედმეტ გამოთვლებთან იქნება დაკავშირებული. გამოსავალი იმაში მდგომარეობს, რომ მას შემდეგ რაც განსაზღვრული იქნება მსგავსების æ$_k(\sigma_k)$ კოეფიციენტები, æ$_0$-ის გამოთვლა შესაძლებელი

იქნება გამოცდის მოკლევადიანი (1–2 წთ), $(\sigma \sim \varepsilon)$ – დიაგრამიდან, აღნიშნული დიაგრამა ნებისმიერ შემთხვევაში უნდა აიგოს, რადგან მასალის მრღვევი ძაბვის გამოთვლა სხვანაირად ვერ მოხერხდება. ტოლობიდან

$$\varepsilon(0,\sigma_k) \equiv \psi(\sigma_k) = æ_k(\sigma_k) \cdot æ_0 . \qquad (3.9.9)$$

$\varepsilon(0,\sigma_k)$ – სიდიდეები ნებისმიერი ძაბვისათვის აიღება $(\sigma \sim \varepsilon)$ – დიაგრამიდან, რომელიც განსაზღვრავს შესაბამისად $\psi(\sigma_k)$ ფუნქციას ე.ი. (3.9.9)-დან

$$æ_0 = \frac{\varepsilon(0,\sigma_k)}{æ_k(\sigma_k)} \cdot \qquad (3.9.10)$$

ამის შემდეგ, როგორც აღნიშნული იყო აიგება მყისი დეფორმირების მრუდი (ნახ. 3.9.2) და გამოითვლება დრეკადობის მოდულები ძაბვის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის. დეფორმირების, როგორც წრფივი ასევე არაწრფივი უბნებისათვის.

მაგალითი. მსგავსების თეორიის გამოყენებით კუმშვაზე არაწრფივი რელაქსირებისას მოცემული სხეულისათვის ვიპოვოთ დეფორმირების კანონი (ნახ. 3.9.2, ცხრილი 3.9.1).

თეორიული $\sigma_{თ}(t)$ და ექსპერიმენტული $\sigma_{ე}(t)$ მრუდების შეთავსებით მივიღებთ სხეულის შემდეგ პარამეტრებს: (მ. კოლტუნოვი, ცხრ. K_2, ნახ. Π_2. მრუდი №4).

$$k = \frac{t_{თ}}{t_{ე}} = 1; \quad \alpha = 0,3; \quad \beta = 0,05; \quad A = 0,0340 ;$$

$$\alpha_{ე} = \alpha_{თ} = \alpha; \quad A_{ე} = k^{\alpha} A_{თ} = A; \qquad æ_0=0,098; \qquad æ_1=0,73;$$

$$æ_2=0,59; \qquad \psi(\varepsilon_k) = æ_0 \cdot æ_k .$$

საწყისი ძაბვები იქნება:

$$\sigma(0,\varepsilon_0) \big/ \varepsilon_0 = 1,39\% = \psi(\varepsilon_0) = 0,098 \frac{კგძ}{მმ^2} ,$$

$$\sigma(0,\varepsilon_1) \big/ \varepsilon_1 = 0,77\% = \psi(\varepsilon_1) = æ_0 æ_1 = 0,098 \cdot 0,73 = 0,07154 \frac{კგძ}{მმ^2} ,$$

$$\sigma(0,\varepsilon_2)\Big/\varepsilon_2 = 0{,}55\% = \psi(\varepsilon_2) = æ_0æ_1 = 0{,}098 \cdot 0{,}59 = 0{,}05782\ \frac{კგძ}{მმ^2}.$$

ცხრილი 3.9.1.

სხეული $\Pi - 200$; $F = 970$ მმ²; $\sigma_{რ} = 0{,}11\ \frac{კგძ}{მმ^2}$; $P = 85$ კგძ;

$$\sigma_0 = 0{,}8\sigma_{რ} = 0{,}088\ \frac{კგძ}{მმ^2}; \qquad \varepsilon_k = 1{,}39\%$$

t წთ	P კგძ	$\sigma(t)$ კგძ/მმ²	$\frac{\sigma(t)}{\varepsilon_k}$	$\frac{\sigma(t)}{\sigma_0}$	$\sigma_{თ} = 1 - \int T dt$	$æ_0 = \frac{\sigma(t,\varepsilon_0)}{\sigma_{თ}(t)}$
0	85,4	0,088	6,33	1	–	–
2	82,0	0,085	6,12	0,966	0,8635	0,098
4	80,5	0,083	5,97	0,943	0,8356	0,098
6	79,5	0,082	5,9	0,932	0,8183	0,098
8	78,5	0,081	5,83	0,920	0,8059	0,099
10	77,9	0,080	5,76	0,909	0,7965	„-“
20	76,0	0,078	5,61	0,886	0,7711	„–“
30	75,5	0,077	5,47	0,864	0,0530	„–“
50	74,0	0,076	5,47	0,864	0,7530	„–“
60	73,5	0,076	5,47	0,864	0,7516	„–“
90	73,0	0,075	5,39	0,852	0,7503	„–“
120	72,8	0,075	5,39	0,852	0,7502	„–“
300	72,6	0,075	5,39	0,852	„–“	„–“
1440	68,5	0,071	5,11	0,807	„–“	„–“

დრეკადობის მოდული $E = \frac{\sigma(0,\varepsilon_k)}{\varepsilon_k}$,

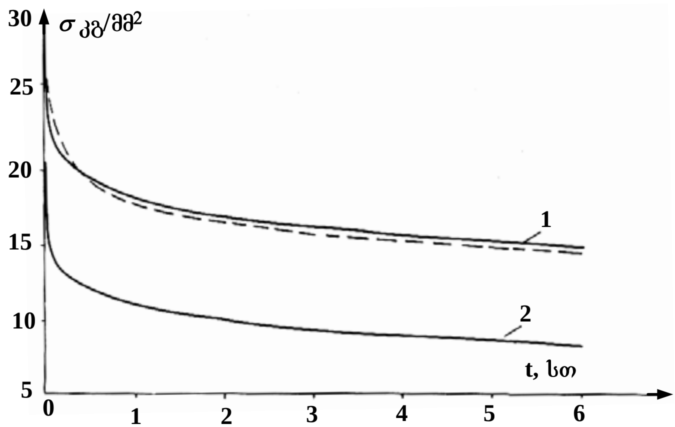
$$E_0 = \frac{0{,}098}{0{,}0139} = 7{,}05\ \frac{კგძ}{მმ^2}; \qquad E_1 = \frac{0{,}07154}{0{,}00775} = 9{,}23\ \frac{კგძ}{მმ^2};$$

$$E_2 = \frac{0{,}05782}{0{,}0055} = 10{,}51\ \frac{კგძ}{მმ^2}.$$

რელაქსაციის განტოლება $\Pi - 200$-სათვის იქნება

$$\sigma(t,\varepsilon_k) = \psi(\varepsilon_k)\left[1 - \int_0^t 0{,}034e^{-0{,}05t} \cdot t^{-0{,}7} dt\right],$$

რომლის გრაფიკია წყვეტილი ხაზი (ნახ. 3.9.3)-ზე



ნახ. 3.9.3. რელაქსაციის მრუდები, П – 200; **გრაფიკზე წყვეტილი ხაზი შეესაბამება თეორიულ მრუდს.**

2°. იზოქრონული მრუდების მსგავსება. ი. რაბოტნოვის მეთოდი. მაშინ, როცა მოქნილობის მრუდები ერთმანეთს არ ემთხვევიან და არც ცოცვადობის მრუდებია მსგავსი, ხოლო იზოქრონული მრუდები არ არიან სწორი ხაზები, მაგრამ მსგავსებია, ეს იმას ნიშნავს, რომ დეფორმირება არ მიმდინარეობს წრფივი კანონით. დეფორმირების არაწრფივი პროცესის აღწერისათვის ვისარგებლოთ ი. რაბოტნოვის შემდეგი განტოლებით.

$$\varphi(\varepsilon) = \sigma(t) + \int_0^t K(t-\tau)\sigma(\tau)d\tau\,. \tag{3.9.9}$$

(3.9.9)-დან მიიღება ცოცვადობის განტოლება, როცა $\sigma(t) = \sigma_k = const$

$$\varphi(\varepsilon) = \sigma_k \left[1 + \int_0^t K(\tau)d\tau \right] = \sigma_k f(t)\,. \tag{3.9.10}$$

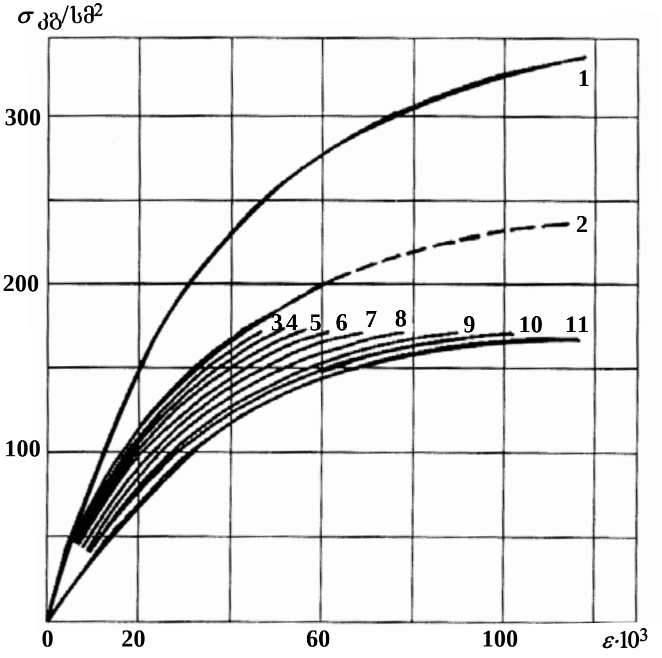
(3.9.10)-ში $\varphi(\varepsilon)$ – აპროქსიმაციის ფუნქციაა საწყისი დეფორმირების $(\sigma \sim \varepsilon)$ მრუდის ან იზოქრონული მრუდის $\sigma = \sigma(\varepsilon)$, როცა $t = 0$.

იზოქრონების მსგავსების კოეფიციენტთა ერთობლიობა იქნება

$$\lambda_k = \frac{\varphi(\varepsilon)}{\sigma_k}, \qquad (3.9.11)$$

სადაც σ_k – იზოქრონების ორდინატია, როცა $t = t_k$ $(k = 0,1 \cdots n)$, (3.9.11) შეფარდება მოგვცემს მოქნილობის მრუდს, რომელიც (3.9.10) განტოლების თანახმად უნდა შეუთავსდეს თეორიულ მრუდს $\varepsilon_{\text{თ}}(t) = f(t)$.

მაგრამ რადგან $\varepsilon(t)$-ს მნიშვნელობა, როცა $t = 0$ არ არის სანდო მნიშვნელობის, ამიტომ $\varphi(\varepsilon)$ (3.9.11)-ე ტოლობაში ჯერჯერობით განსაზღვრულად არ შეიძლება ჩაითვალოს. ამიტომ $\varphi(\varepsilon)$-ის ნაცვლად ავიღოთ იზოქრონა $\sigma = \sigma(\varepsilon)$, როცა $t = t_1$, რომელიც აღვნიშნოთ $\sigma \equiv \sigma_1(\varepsilon, t_1)$.



ნახ. 3.9.4. იზოქრონული მრუდები.

რადგან (3.9.10) განტოლების თანახმად ყველა იზოხრონა მსგავსია, ამიტომ ადგილი აქვს ტოლობას

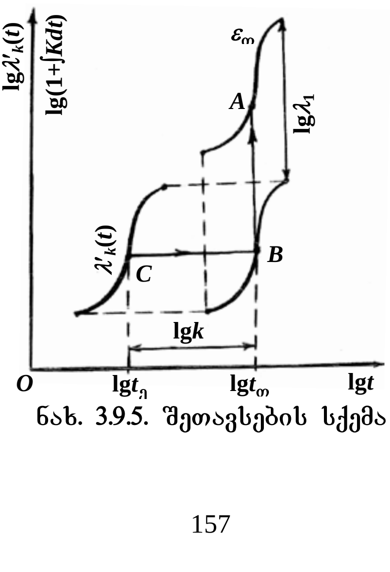
$$\frac{\sigma_1}{\sigma_k} \equiv \frac{\sigma_1(\varepsilon, t_1)}{\sigma_k(\varepsilon, t_k)} = \lambda'_{k,} (k = 2,3...), \tag{3.9.12}$$

სადაც $\lambda'_k -$ მსგავსების კოეფიციენტია σ_k და σ_1 იზოქრონებისა ნებისმიერი ერთი და იგივე ε-სათვის, რომელიც აღნიშნავს იმას, რომ ნებისმიერი წერტილი $\sigma_{k,}$ $(k = 2 \cdot\cdot)$ იზოქრონის შეიძლება გადავიყვანოთ σ_1 იზოქრონის შესაბამის წერტილში (იგივე ε-სათვის) მისი ორდინატის $\lambda'_k -$ სიდიდეზე გამრავლების შედეგად. $\lambda'_k -$ განისაზღვრება (3.9.12) ფორმულით. შემდეგში იზოქრონა $\sigma_1(\varepsilon, t_1)$ მსგავსი უნდა იყოს $\sigma(\varepsilon, t = 0) = \varphi(\varepsilon)$ იზოქრონის, რაც გვაძლევს

$$\frac{\varphi(\varepsilon)}{\sigma_1} = \lambda_1 . \tag{3.9.13}$$

λ_1-ის აგება ჯერჯერობით არ შეიძლება, რადგან $\varphi(\varepsilon)$ უცნობია (3.9.12) და (3.9.13) ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ

$$\varphi(\varepsilon) = \lambda_1 \sigma_1 = \lambda_1 \lambda'_k \cdot \sigma_k = \lambda_k \sigma_k , \quad (\lambda_k = \lambda_1 \cdot \lambda'_k) . \tag{3.9.14}$$



ნახ. 3.9.5. შეთავსების სქემა

გავითვალისწინოთ (3.9.10) განტოლება და გვექნება:

$$\varphi(\varepsilon) = \sigma_k f(t) = \lambda_1 \lambda_k' \cdot \sigma_k ,$$

საიდანაც

$$\lambda_1 \lambda_k' = 1 + \int_0^t K(t)dt = f(t) . \qquad (3.9.15)$$

აქ λ_1 – უცნობი პარამეტრია მისი განსაზღვრისათვის (3.9.15) ასე წარმოვიდგინოთ

$$\lg \lambda_1 = \lg(1 + \int_0^t K(t)dt) - \lg \lambda_k' . \qquad (3.9.16)$$

აქედან ცხადია, რომ λ_1 განისაზღვრება AB მონაკვეთით, ხოლო k განისაზღვრება ჰორიზონტალური ძვრით $\lambda_k'(t)$ მრუდის სიდიდეზე BC. ვიცით რა λ_1 ავაგებთ მყისი დეფორმირების მრუდს $\varphi(\varepsilon) = \lambda_1 \sigma_1$, რომელსაც აპროქსიმირებას გავუკეთებთ შესაბამისი ფუნქციით, $f(t)$ – ფუნქციის პარამეტრები განისაზღვრება მოცემული ფორმულებით, მოდულს გავიგებთ ფორმულით $E = \left. \dfrac{d\varphi(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon \to 0}$.

ცხრილი 3.9.2

სრული დეფორმაციის მნიშვნელობები %-ში მინაპლასტიკი $СПС-2$, სტრუქტურა 1, გაჭიმვა მიმართულებით $\alpha = 45°, T = 25°C$.

დრო t წთ	ძაბვა $\sigma \frac{კგ}{სმ^2}$							
	50	100	200	300	400	500	625	700
0	0,049	0,1	0,214	0,304	0,400	0,54	0,701,30	0,78
10^0	0,061	0,13	0,284	0,454	0,615	0,89	2,05	1,87
10^1	0,068	0,149	0,313	0,522	0,730	1,08	2,32	2,33
10^2	0,077	0,174	0,385	0,642	0,910	1,34	3,04	3,20
10^3	0,094	0,214	0,508	0,850	1,22	1,76	–	4,15
10^4	0,120	0,278	0,696	1,05	1,59	2,25	–	5,20
$2 \cdot 10^4$	0,130	0,300	0,703	1,22	1,91	2,42	–	5,40
$4 \cdot 10^4$	0,138	0,330	0,733	1,32	2,01	2,62	–	5,65
$7 \cdot 10^4$	–	0,360	0,782	1,42	2,10	2,73	–	5,67
10^5	–	0,390	0,883	1,52	2,20	–	–	5,69

ცხრილი 3.9.3

სრული დეფორმაციის მნიშვნელობები %-ში, მინაპლასტიკი $C\Pi C-2$, სტრუქტურა 1, გაჭიმვა $\alpha = 45°$ მიმართულებით, ტემპერატურა $T = 40°C$.

დრო t წთ	ძაბვა σ $\frac{კგ}{სმ^2}$				
	124	227	327	427	624
0	0,185	0,33	0,44	0,58	0,90
10^0	0,342	0,66	1,18	1,71	2,92
10^1	0,405	0,82	1,53	2,22	4,19
10^2	0,518	1,05	1,97	3,21	5,63
10^3	0,678	1,34	2,40	4,17	7,86
10^4	0,848	1,60	2,70	4,30	–
$2\cdot10^4$	0,885	1,66	–	5,03	–
$4\cdot10^4$	0,930	1,74	–	5,25	–

ცხრილი 3.9.4

იზოქრონული მრუდები $t = 25°C$

$\sigma=\sigma_1$ $(t_1=1)$		$\sigma=\sigma_2$ $(t_2=10^2)$		$\sigma=\sigma_3$ $(t_3=10^3)$		$\sigma=\sigma_4$ $(t_4=10^4)$		$\sigma=\sigma_5$ $(t_5=4\cdot10^4)$	
σ_k	ε_k	σ_k	ε_k	σ_k	ε_k	σ_k	ε_k	σ_k	ε_k
50	0,06	50	0,07	50	0,09	50	0,12	50	0,138
100	0,13	100	0,17	100	0,214	100	0,278	100	0,33
200	0,28	200	0,385	200	0,51	200	0,696	200	0,733
300	0,45	300	0,642	300	0,85	300	1,05	300	1,32
400	0,615	400	0,91	400	1,22	400	1,59	400	2,01
500	0,89	500	1,34	50	1,76	500	2,25	500	2,62
625	1,3	625	2,32	625	3,04	–	–	–	–
700	1,87	700	3,2	700	4,15	700	5,2	700	5,65

ვითვლით იზოქრონების მსგავსების კოეფიციენტებს.

$$\sigma=\sigma_k\left[\varepsilon_k(t_k)\right], \qquad \lambda_k'=\frac{\sigma_1(t_1)}{\sigma_k(t_k)},(\lambda_1'=1) \quad (t_k=10^2;10^3;10^4;4\cdot10^4),$$

$$\lambda_2'=\frac{\sigma_1}{\sigma_2}=\frac{625}{500}=1{,}250, \qquad \lambda_3'=\frac{\sigma_1}{\sigma_3}=\frac{625}{427}=1{,}46,$$

$$\lambda_4' = \frac{\sigma_1}{\sigma_4} = \frac{625}{351} = 1{,}78\,, \qquad \lambda_5' = \frac{\sigma_1}{\sigma_5} = \frac{625}{300} = 2{,}083\,.$$

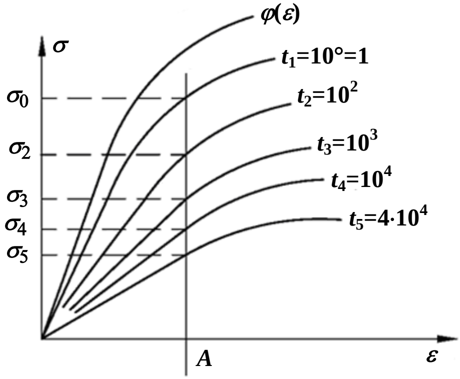
ე.ი. წერტილებით (t_k, λ_k') (10^2;1,25); (10^3;1,64); (10^4;1,81); (4 10^4;2,18) აიგება ლოგარითმულ კოორდინატებში λ_k' ერთობლიობისა და მისი მსგავსი $f(t)$ თეორიული მრუდები, რომლის პარამეტრებია: $\alpha_{თ} = 0{,}25$; $\beta_{თ} = 0{,}05$; $A_{თ} = 0{,}0734$; ცხრ. K₃. გრაფიკი П₃; № 9 მრუდი. მრუდების შეთავსებით გამოითვლება

$$k = \frac{t_{თ}}{t_{ე}} = \frac{2 \cdot 10}{2 \cdot 10^3} = 10^{-2};$$

და მისი შესაბამისი ექსპერიმენტული მრუდის პარამეტ-რები;

$$\alpha_{ე} = \alpha_{თ} = 0{,}25; \qquad \beta_{ე} = k \cdot \beta_{თ} = 10^{-2} \cdot 0{,}05 = 2 \cdot 10^{-3};$$

$$A_{ე} = k^{\alpha} \cdot A_{თ} = (10^{-2})^{0,25} \cdot 0{,}0734 = \frac{0{,}0734}{\sqrt{10}} = \frac{0{,}0734}{3{,}62} = 0{,}02.$$



ნახ. 3.9.6. მსგავსი იზოქრონები

გამოვთვალოთ ეხლა მრუდების ვერტიკალური ძვრის სიდიდე λ_1. განტოლებიდან

$$\lambda_1\lambda'_k = f(t) = 1 + \int_0^t K(t)dt \Rightarrow$$

$$\lambda_1 = \frac{1 + \int_0^t Kst}{\lambda'_k},$$

$$t_{თ} = kt_{ე} = 10^{-2}\cdot 10^{2} = 1 \Rightarrow \lambda_1 = \frac{1 + \int_0^1 Kdt}{\lambda'_2 = 1{,}25} = \frac{1{,}41}{1{,}25} = 1{,}13,$$

$$t_{თ} = kt_{ე} = 10^{-2}\cdot 10^{3} = 10 \Rightarrow \lambda_1 = \frac{1 + \int_0^{10} Kdt}{\lambda'_3 = 1{,}64} = \frac{1{,}87}{1{,}64} = 1{,}14,$$

$$t_{თ} = kt_{ე} = 10^{-2}\cdot 10^{4} = 10^{2} \Rightarrow \lambda_1 = \frac{1 + \int_0^{100} Kdt}{\lambda'_4 = 1{,}8} = \frac{2{,}34}{1{,}8} = 1{,}3,$$

$$t_{თ} = kt_{ე} = 10^{-2}\cdot 10^{2} = 1 \Rightarrow \lambda_1 = \frac{1 + \int_0^{400} Kdt}{\lambda'_5 = 2{,}18} = \frac{2{,}34}{2{,}18} = 1{,}073 = 1{,}10,$$

$$\lambda_{1,საშ} = \frac{1{,}13 + 1{,}4 + 1{,}3 + 1{,}1}{4} = \frac{4{,}67}{4} = 1{,}168 = 1{,}17,$$

ე.ი. $\lambda_1 = 1{,}17$.

ავაგოთ ფუნქცია $\varphi(\varepsilon) = \lambda_1\lambda'_k \cdot \sigma_k$ გვექნება:

$$\varphi_1(\varepsilon) = \lambda_1 \cdot \lambda'_1\sigma_1 = 1{,}17 \cdot 1 \cdot 625 = 731{,}25;$$

$$\varphi_2(\varepsilon) = \lambda_1 \cdot \lambda'_2\sigma_2 = 1{,}17 \cdot 1{,}25 = 731{,}25;$$

$$\varphi_3(\varepsilon) = \lambda_1 \cdot \lambda'_3\sigma_3 = 1{,}17 \cdot 1{,}46 \cdot 427 = 729{,}4;$$

$$\varphi_4(\varepsilon) = \lambda_1 \cdot \lambda'_4\sigma_4 = 1{,}17 \cdot 1{,}80 \cdot 351 = 739{,}206;$$

$$\varphi_5(\varepsilon) = \lambda_1 \cdot \lambda'_5\sigma_5 = 1{,}17 \cdot 2{,}18 \cdot 300 = 765{,}18.$$

ნულოვანი იზოქრონა ანუ $\varphi(\varepsilon)$ ფუნქციის გრაფიკი მოცემულია 3.9.6 ნახაზზე.

§ 3.10. არაწრფივი ბლანტი დრეკადობის თეორიის მიხედვით, განმეორებითი გავლენის ფუნქციების განსაზღვრა

განვიხილოთ ბლანტი დრეკადობის კუბური თეორიის გავლენის ფუნქციის პარამეტრების განსაზღვრის ცხრილური მეთოდი, რომლის განტოლებას აქვს შემდეგი სახე:

$$\varepsilon(t)=\frac{1}{E}\left[\sigma(t)+\int_0^t K_1(t-s)\sigma(s)ds\right]+b\int_0^t K_3(t-s)\sigma^3(s)ds\,. \quad (3.10.1)$$

ვთქვათ გვაქვს სხვადასხვა σ_k ძაბვისათვის ცოცვადობის $\varepsilon(t)-t$ მრუდთა ოჯახი, რომლებიც მიღებულია საფეხურებიანი დატვირთვის შედეგად გავლენის K_1 და K_3 ფუნქციები ასე წარმოვიდგინოთ

$$K_i(t)=\frac{e^{-\beta_i t}}{t}\sum_{i=1}^{\infty}\frac{[A_i\Gamma(\alpha_i)]^n t^{\alpha_i n}}{\Gamma(\alpha_i n)}\,. \quad (3.10.2)$$

ამოცანა იმაში მდგომარეობს, რომ ცოცვადობის მრუდთა ოჯახის საშუალებით განვსაზღვროთ მუდმივები E, b და გავლენის K_1, K_3 ფუნქციების α_i, β_i, A_i $(i=1,3)$ პარამეტრები. ავაგოთ მოქნილობის $\dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma_K}\sim t$ მრუდთა ოჯახი, რომელთა ნაწილი $0\le\sigma\le\sigma_k$ შეესაბამება წრფივი დეფორმირების არეს ე.ი. შექმნიან ვიწრო კონათა ზოლს, ხოლო დანარჩენი აღმოჩნდებიან ამ კონის გარეთ.

(3.10.1) განტოლება მოქნილობის მრუდებისათვის, როცა $\sigma(t)=\sigma_k h(t)$ მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k}=\frac{1}{E}\left[1+\int_0^t K_1(\tau)d\tau\right]+b{\sigma_k}^2\int_0^t K_3(\tau)d\tau\,. \quad (3.10.3)$$

განვიხილოთ წრფივი დეფორმირების $0<\sigma_k\le\sigma$ არე, მაშინ (3.10.3) ასე გადავწეროთ:

$$\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k} = \frac{1}{E}\left[1 + \int_0^t K(\tau)d\tau\right]. \qquad (3.10.4)$$

შეთავსების მეთოდით განვსაზღვროთ მოდული E და α_1, β_1, A_1 პარამეტრები გავლენის K_1 ფუნქციის. ვიცით რა E და K_1 (3.10.2) განტოლება ჩავწეროთ არაწრფივ არეში $\sigma_K > \sigma_{წრფ.}$.

$$E\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k} = 1 + \int_0^t K_1(\tau)d\tau + bE\sigma_k^2\int_0^t K_3(\tau)d\tau, \qquad (3.10.5)$$

ან

$$E\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k} - \left(1 + \int_0^t K_1(\tau)d\tau\right) = bE\sigma_k^2\int_0^t K_3(\tau)d\tau, \qquad (3.10.6)$$

აღვნიშნოთ

$$I(t) \equiv E\frac{\varepsilon(t)}{\sigma_k} - \left(1 + \int_0^t K_1(\tau)d\tau\right), \qquad (3.10.7)$$

რადგან (3.10.7)-ში ყველა სიდიდე ცნობილია, ამიტომ $I(t)$ ცნობილი ფუნქციაა და (3.10.6) ასე ჩავწეროთ

$$I(t) = bE\sigma_k^2\int_0^t K_3(\tau)d\tau. \qquad (3.10.8)$$

(3.10.8)-ში უცნობია მხოლოდ b და K_3.

ავაგოთ (3.10.7) ნახევარ ლოგარითმულ სისტემაში $I(t) \sim \lg t$ მრუდი. b მუდმივისა და $K_3(\alpha_3, \beta_3, A_3)$ ფუნქციის პარამეტრების განსაზღვრისათვის ვისარგებლოთ

$$\int_0^t K_3(\alpha_3, \beta_3, A_3, t) \sim \lg t, \qquad (3.10.9)$$

ფუნქციის გრაფიკებით რომელთა შორის უნდა მოიძებნოს $I(t) \sim \lg t$ მრუდის მსგავსი. ჰორიზონტალური ძვრით განისაზღვრება $(t_თ = kt_ე)$ k კოეფიციენტი და K_3 ფუნქციის პარამეტრები, ხოლო b მუდმივი განისაზღვრება ფორმულით

$$b = \frac{I(t)}{E\sigma_k^2 \int\limits_0^t K_3(t)d\tau}, \tag{3.10.10}$$

სადაც $t = t_{\text{ე}}$.

§ 3.11. ცოცვადობა დროის მიხედვით ცვლადი დატვირთვის შემთხვევაში (გაჭიმვა)

პოლიმერული ტანის ცოცვადობას ორი თავისებურება გააჩნია, რითაც განასხვავებს მათ ლითონების ცოცვადობისაგან.

პირველი თავისებურება არის ცოცვადობის დეფორმაციების შექცევადობა-სახელწოდებით „მაღალელასტიური“ დეფორმაცია. მეორე არის მნიშვნელოვნად ნაკლებად გამოხატული არაწრფივობა.

ლითონებისათვის დროის მიხედვით დეფორმაციის სიჩქარის ნაზრდის დამოკიდებულება ძაბვისაგან იმდენად დიდია, რომ გარკვეული ძაბვის (ცოცვადობის ზღვარი) ქვევით ან არ შეიმჩნევა, ან კიდევ იმდენად მცირეა, რომ მას პრაქტიკული მნიშვნელობა არ გააჩნია.

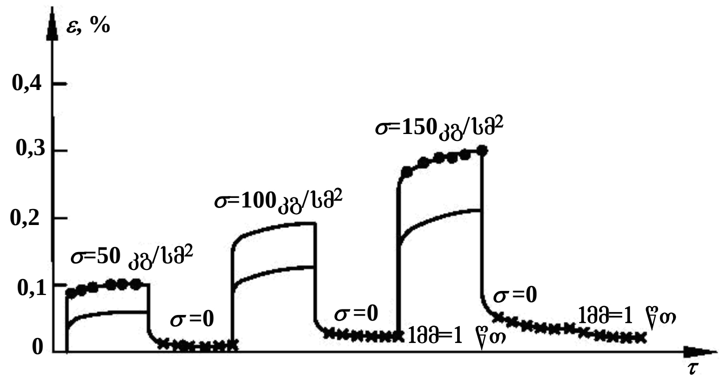
პოლიმერული ტანისათვის ცოცვადობას ადგილი აქვს ძალზე მცირე ძაბვების შემთხვევაში და იცვლება წრფივი კანონის მიხედვით.

აღნიშნული გარემოება საშუალებას იძლევა შერჩეული იქნას ცოცვადობის მექანიკური თეორია. კერძოდ პოლიმერული ტანის ცოცვადობის შესწავლის საქმეში აღიარება მოიპოვა ბოლცმანის დრეკადი მემკვიდრეობის თეორიამ, რომელიც, როგორც ადრე იყო აღნიშნული ემყარება სუპერპოზიციის ანუ შეჯამებადობის პრინციპს. აღნიშნული თეორიის შემოწმება ხდებოდა მრავალი ექსპერიმენტის საფუძველზე, როგორც პირდაპირი, ისე ცვლადი განმეორებითი დატვირთვების შემთხვევაში. მემკვიდრეობის

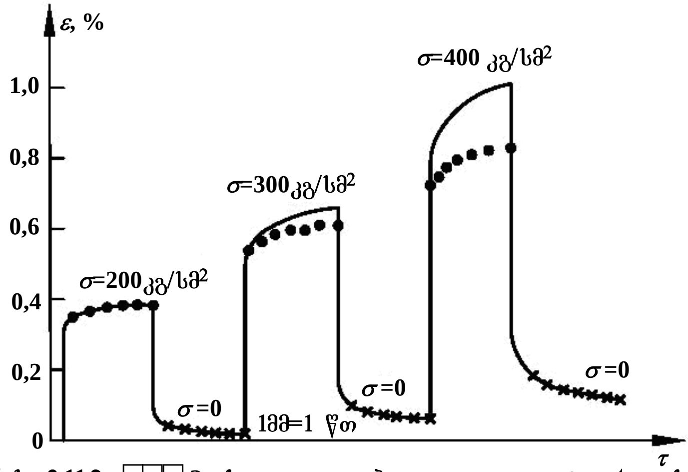
არაწრფივი დამოკიდებულება განხილული იყო როზოვსკის მიერ შემდეგი სახით:

$$\varepsilon(\tau) = f(\sigma) + \int_0^{\tau} \vartheta[\tau - \vartheta, \sigma(\vartheta)]d\vartheta . \qquad (3.11.1)$$

თეორიის შემოწმება ხდებოდა დატვირთვის შემდეგი პროგრამის მიხედვით. ნიმუში ძალიან სწრაფად ($\tau = 10$ წმ) განმავლობაში დაიტვირთა $\sigma = 50\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$ ძაბვამდე (ნახ. 3.11.1) და ამ დატვირთვის ქვეშ გაჩერდა ერთი საათის განმავლობაში, შემდეგ განიტვირთა და ისე გაჩერდა ერთი საათის განმავლობაში. შემდეგ განმეორდა ანალოგიური ციკლები ძაბვისათვის $\sigma = 100\ \frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$; $\sigma = 150\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$. უკანასკნელი $\sigma = 150\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$ ციკლის შემდეგ მოხდა განტვირთვა 10 საათის ხანგრძლივობით. შემდეგ მოყვა ციკლები $\sigma = 200,300$ და $400\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$ (ნახ. 3.14.2). ასეთი დატვირთვის პროგრამა საშუალებას იძლევა შემოწმდეს (3.11.1)-ის სამართლიანობა როგორც წრფივი, ისე არაწრფივი დეფორმირების შემთხვევაში.



ნახ. 3.11.1. □□□-2 მინაპლასტიკის ცოცვადობა ცვლადი დატვირთვის შემთხვევაში. $\sigma = 50;100;150$ კგ/სმ^2.



ნახ. 3.11.2. □□□-2-ის ცოცვადობა ცვლადი დატვირთვის შემთხვევაში, σ = 200;300;400 კგ/სმ^2.

თეორიისა და ექსპერიმენტის შეთავსების მიზნით მეტი სიზუსტის დაცვის გამო გამოყენებულ იქნა კოორდინატთა $(\lg\tau, \lg\varepsilon_{ც})$ სისტემა, სადაც $\varepsilon_{ც}$ – ცოცვადობის დეფორმაციაა. ამოსავალ ციკლად მიღებული იყო ციკლი $\sigma = 100\ \frac{კგ}{სმ^2}$, რადგან $\sigma = 50\ \frac{კგ}{სმ^2}$ ძაბვისათვის დეფორმაცია მცირეა და მოსალოდნელია სიზუსტის დაკარგვა. ორმაგ ლოგარით-მულ სისტემაში მიღებულ იქნა საკმაოდ ზუსტი წრფივი დამოკიდებულება.

$$\lg\varepsilon_{ც} = C_0 + n\lg\tau, \quad \text{სადაც} \quad n = 0{,}198 \quad \text{და} \quad C_0 = const\,.$$

ამოსავალი ($\sigma = 100\ \frac{კგ}{სმ^2}$) მრუდით მიღებულ იქნა თეო-რიული მრუდები ყველა დანარჩენი ციკლებისათვის, როგორც წრფივი, ისე არაწრფივობის გათვალისწინებით.

ცდის მეორე სერია (3.11.1) განტოლების შემოწმების მიზნით ეხება დეფორმაციის რელაქსაციის შემთხვევას,

როდესაც მოხდა ნიმუშების სრული განტვირთვა, რომელიც დატვირთული იყო (1000~1500) საათის ხანგრძლივობით. ცდა მიმდინარეობდა, როგორც წრფივ არეში ($\sigma < \sigma_{კრ}$), ასევე არაწრფივ ($\sigma > \sigma_{კრ}$) არეში.

შედეგად მიღებულ იქნა სრული დამთხვევა ექსპერიმენტისა თეორიასთან.

§ 3.12. ცოცვადობა კუმშვის დეფორმირებისას

ექსპერიმენტული კვლევა.

მაღალი სიმტკიცის მქონე პოლიმერული სხეულები, როგორც წესი ანიზოტროპულია. ანიზოტროპული სხეულები სივრცითი სიმეტრიით ხასიათდება, რაც მნიშვნელოვან წილად ამარტივებს მათი მექანიკური თვისებების შეს-წავლას.

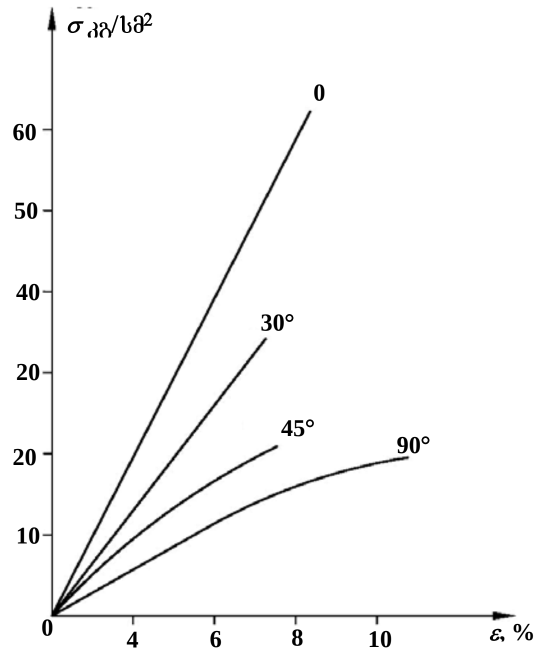
კუმშვისას ცოცვადობაზე შესწავლილ იქნა ოთხი სახის კომპოზიციური სხეული:

1. მინაპლასტიკი $ACTT(\delta) - C_2 - 0 + \text{НП}C - 609 - 21M(C\text{П}C - 2)$ ჯვარედინი სტრუქტურის (სტრუქტურა I).
2. კორდული მინატექსტოლიტი $\text{э}T\Phi - BM - 78$,
3. მინატექსტოლიტი $T_1 - 10 + \text{э}\,\Pi\frac{5}{22}$,
4. მინატექსტოლიტი $TC\text{Y}\frac{8}{3} + \text{э}\,\Pi 5122$.

მოკლევადიანი გამოცდები არასტანდარტული ტიპის ნიმუშებზე ჩატარდა უნივერსალურ წნეხებზე ЦДМ-10 და ЦД-20, რომლებსაც დატვირთვის დიაპაზონის სხვადასხვა სკალა გააჩნიათ.

დეფორმაციების გაზომვა ხდებოდა საათის ტიპის ტენზომეტრის საშუალებით დანაყოფის ფასით 0,01 მმ,

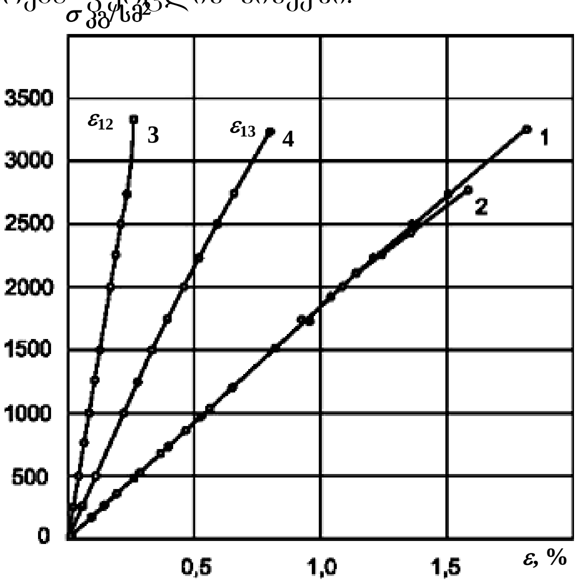
ასევე ტენზოგადამწოდებით. გაზომვა ხდებოდა, როგორც განივი ასევე გრძივი დეფორმაციების. კოორდინატთა



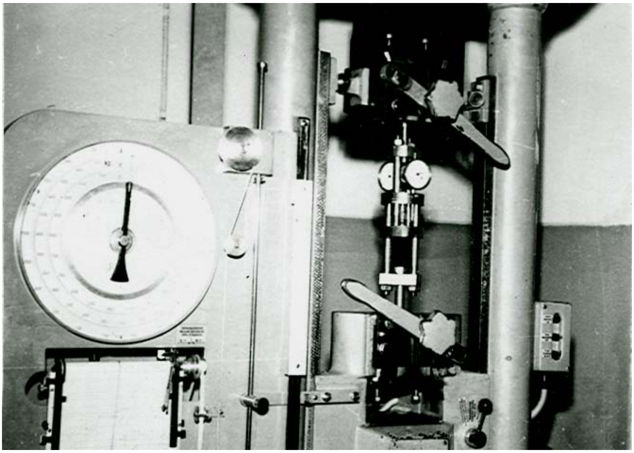
ნახ. 3.12.1. კუმშვისას მოკლევადიანი მრუდები არმირების მიმართ სხვადასხვა კუთხეზე (□□□-□□)

$(\varepsilon \sim \sigma)$ სისტემაში (ნახ. 3.12.1), მასალა □□□-□□, მოცემული არის მოკლევადიანი გამოცდის გრაფიკები დატვირთვის სხვადასხვა კუთხეზე, არმირების $(\alpha = 0^0)$ მიმართ. ხოლო ($CПC - 2)$ -სათვის მოცემული არის (ნახ. 3.12.2). სხვადასხვა სიჩქარეზე $(1 - V_\varepsilon = 1{,}42 \cdot 10^{-5}$ წმ-1; $2 - V_\varepsilon = 1{,}28 \cdot 10^{-5}$ წმ-1; $3 - V_\varepsilon = 1{,}15 \cdot 10^{-4}$ წმ-1$)$. კუმშვისას $(\alpha = 0^0)$ მიმართულებით აღმოჩნდა, რომ არსებითი განსხვავება დეფორმირების დიაგრამაზე არ შეიმჩნევა (ნახ. 3.12.3). განივი დეფორმირების მიღების ცვლილების ხასიათი შეესაბამება გრძივს.

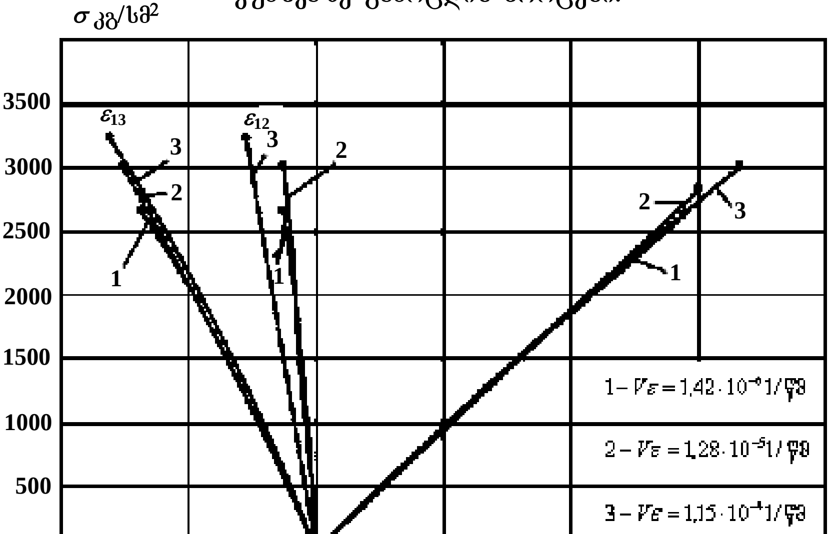
ამასთან დეფორმაციები ფურცლის სიბრტყეში ε_{21} მნიშვნელოვნად მცირეა დეფორმაციებზე ε_{31} ფურცლის სისქეში. ნიმუშის რღვევას წინ უსწრებს დეფორმაციის ინტენსიური განვითარება ფურცლის სისქეში.



ნახ. 3.12.2. მინაპლასტიკის კუმშვის დიაგრამა $\alpha = 0^0$.
1 – დამატებით თერმოდამუშავების შემდეგ; 2 – ამოსავალი საწყისი მდგომარეობა; 3 – განივი დეფორმაციები ფურცლის სიბრტყეში თერმოდამუშავების შემდეგ; 4 – განივი დეფორმაციები ფურცლის სისქეში თერმოდამუშავების შემდეგ.



სურ. 3.12.1. უნივერსალური მანქანა □□-20.
კუმშვაზე გამოცდის პროცესი.



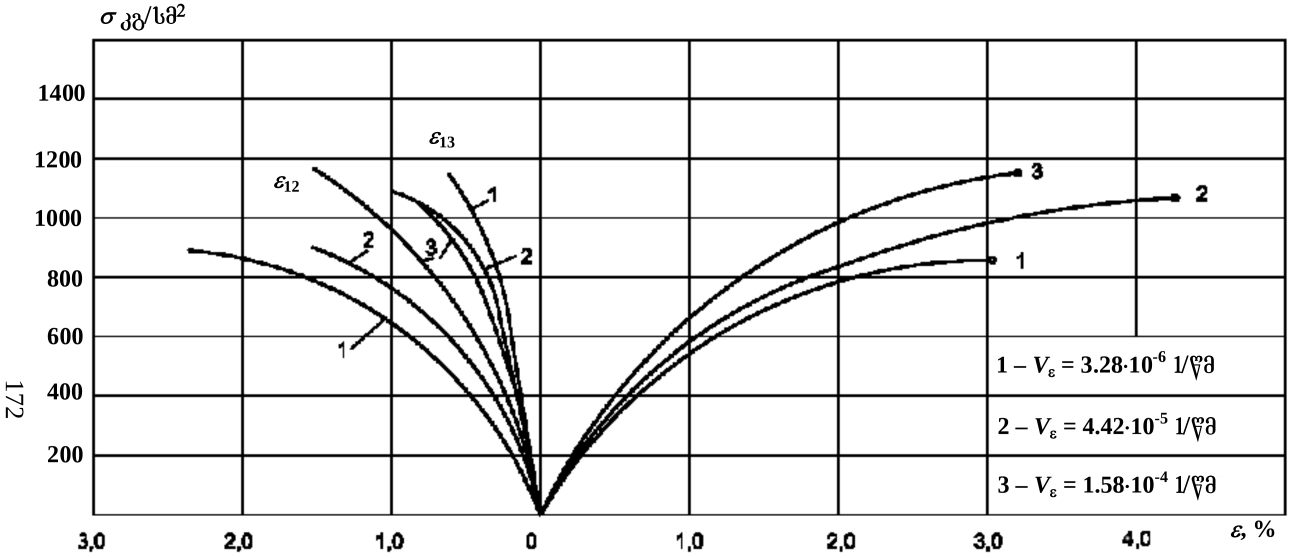
ნახ. 3.12.3. მინაპლასტიკის კუმშვის დიაგრამა ($\alpha = 0^0$)
სხვადასხვა სიჩქარეზე

ε_{12} – განივი დეფორმაციები სიბრტყეში;

ε_{13} – განივი დეფორმაციები სისქეში.

$(\alpha = 45°)$ კუთხით ამოჭრილი ნიმუშების კუმშვა წარმოებდა მანამ, სანამ დეფორმაცია არ მიაღწევდა $(\varepsilon = 3 \sim 4\%)$-ს. რის გამოც ნიმუშები არ კარგავენ მზიდუნარიანობას. სამ სხვადასხვა სიჩქარეზე კუმშვისას დეფორმირების სურათი მოცემულია (ნახ. 3.12.4). აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ნიმუშების მზიდუნარიანობა კუმშვაზე $(\alpha = 45°)$ მუშაობის დროს გაცილებით მაღალია, ვიდრე გაჭიმვის დროს იგივე $(\alpha = 45°)$ მიმართულებით განივი დეფორმაციები კუმშვისას, როცა $(\alpha = 45°)$ მიმდინარეობს მეტად ინტენსიურად ფურც-ლის სიბრტყეში (ნახ. 3.12.4) და სიჩქარის გაზრდასთან ერთად განსხვავება ε_{21}-სა და ε_{31}-ს შორის მცირდება.

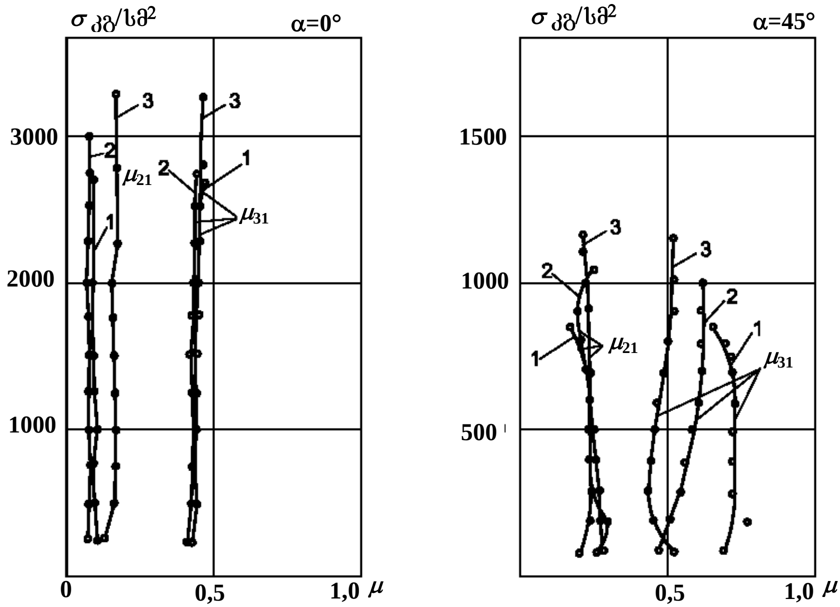
პუასონის კოეფიციენტის ცვლილება მოცემულია (ნახ. 3.12.5).



ნახ. 3.12.4. მინაპლასტიკის კუმშვის დიაგრამა (α=45°) სხვადასხვა სიჩქარეზე.

ε_{12} – განივი დეფორმაციები სიბრტყეში

ε_{13} – განივი დეფორმაციები სისქეში.



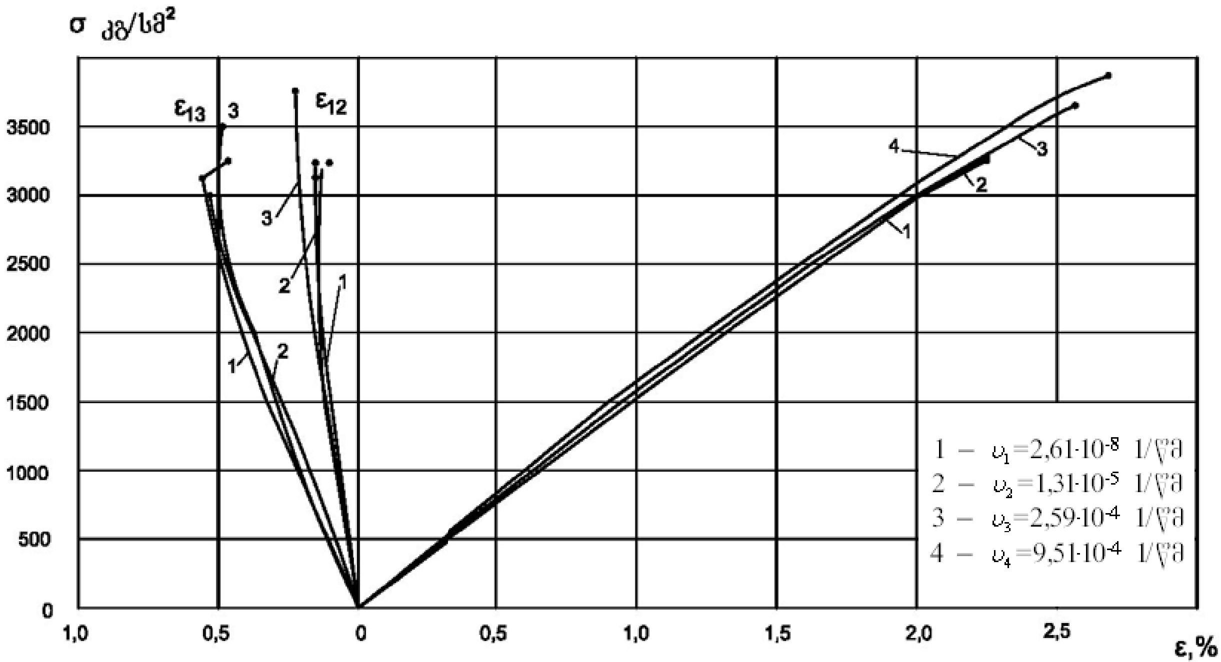
ნახ. 3.12.5. პუასონის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ძაბვისაგან, კუმშვისას დეფორმირების სხვადასხვა სიჩქარეზე

ა) α =0°; ბ) α =45°

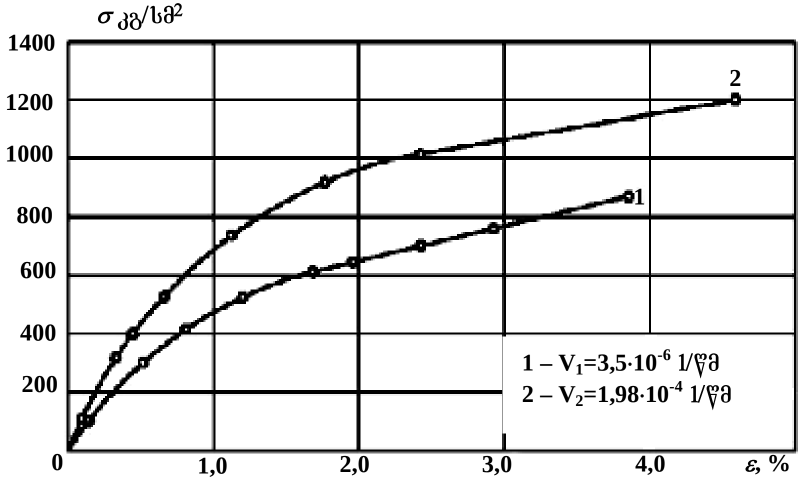
ა) $1 - V\varepsilon = 1{,}42 \cdot 10^{-6} 1/$წმ; $\quad 2 - V\varepsilon = 1{,}28 \cdot 10^{-5} 1/$წმ; $\quad 3 - V\varepsilon = 1{,}15 \cdot 10^{-4} 1/$წმ.

ბ) $1 - V\varepsilon = 3{,}28 \cdot 10^{-6} 1/$წმ; $\quad 2 - V\varepsilon = 2{,}42 \cdot 10^{-5} 1/$წმ; $\quad 3 - V\varepsilon = 1{,}58 \cdot 10^{-4} 1/$წმ.

მექანიკური მახასიათებლების გასაშუალებული მნიშვნელობები მოცემულია (ცხრ. 3.12.1)-ში. (ცხრილი 3.12.2)-ში მოყვანილია მექანიკური მახასიათებლების საშუალო მნიშვნელობები ნიმუშის სხვადასხვა სიჩქარეზე გაჭიმვისას, როცა $(\alpha = 0°)$. შესაბამისი დიაგრამები მოცემულია (ნახ. 3.12.6), ხოლო $(\alpha = 45°)$-ნი ნიმუშების გაჭიმვის დიაგრამები მოცემულია (ნახ. 3.12.7)-ზე. ამასთანავე დეფორმირების სიჩქარეები დაახლოებით ორი რიგით განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. ნიმუშები $(\alpha = 45°)$ კუთხის შემთხვევაში არ იყო მიყვანილი რღვევამდე. ამიტომ ცხრილ (3.12.2)-ში



ნახ. 3.12.6. მინაპლასტიკის გაჭიმვის დიაგრამა სხვადასხვა სიჩქარეზე.
ε_{12} – განივი დეფორმაციები სიბრტყეში;
ε_{13} – განივი დეფორმაციები სისქეში.



ნახ. 3.12.7. მინაპლასტიკის გაჭიმვის დიაგრამა დეფორმირების სხვადასხვა სიჩქარეზე, α =45⁰.

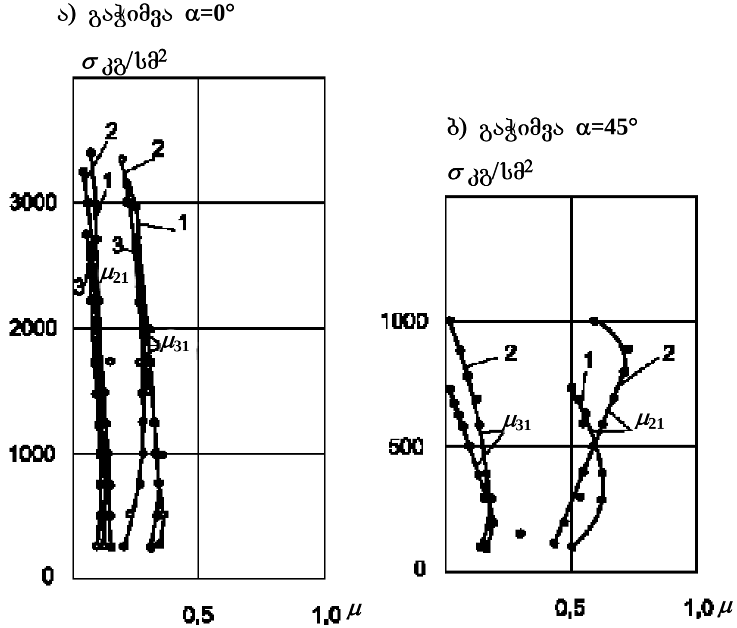
მოყვანილი ძაბვები შეესაბამებიან მაქსიმალურ დეფორმაციებს.

დეფორმირების განხილულ დიაგრამებიდან ჩანს, რომ განივი დეფორმაციები ფურცლის სიბრტყეში ε_{12}, როცა $(\alpha = 0°)$ მნიშვნელოვნად ნაკლებია ვიდრე ფურცლის სისქეში ε_{13} დეფორმაციები და პირიქით $\varepsilon_{13} < \varepsilon_{12}$, როცა $(\alpha = 45°)$. დატვირთვის გაზრდასთან ერთად ფუძის $(\alpha = 0^0)$ მიმართულებით განივი დეფორმაციების გაზრდის სიჩქარე ფურცლის სიბრტყეში მცირდება; საბოლოო რღვევას წინ უსწრებს დეფორმაციის ინტენსიური განვითარება ფურცლის სისქეში (ε_{13}). განივი დეფორმაციების ცვლილების კოეფიციენტები

$$\mu_{12} = \frac{\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11}} \quad \text{და} \quad \mu_{13} = \frac{\varepsilon_{13}}{\varepsilon_{11}}.$$

ძაბვის გაზრდასთან ერთად ნიმუშებისათვის $(\alpha = 0^0)$ უმნიშვნელოა და ორივე შემთხვევაში არსებობს მათი შემცირების ტენდენცია (ნახ. 3.12.8). ამასთანავე დეფორმირების სიჩქარის ზრდასთან ერთად განივი დეფორმაციები ფურცლის სიბრტყეში იზრდება, ხოლო ფურცლის

სისქის მიხედვით შეიმჩნევა შემცირების ტენდენცია, ამასთანავე განივი დეფორმაციების კოეფიციენტის მნიშვნელობა დეფორმაციის საწყის ეტაპზე ღებულობს მნიშვნელობას $(\mu_{12} = 0{,}1 \sim 0{,}13)$ ფურცლის სიბრტყეში და $(\mu_{13} = 0{,}28 \sim 0{,}86)$ ფურცლის სისქეში.



ნახ. 3.12.8. პუასონის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ძაბვისაგან სხვადასხვა სიჩქარეზე, გაჭიმვისას.

ა) 1 – υ_1=1,31·10⁻⁵ 1/წმ; 2 – υ_2=2,59·10⁻⁴ 1/წმ; 3 – υ_3=2,61·10⁻⁶ 1/წმ.

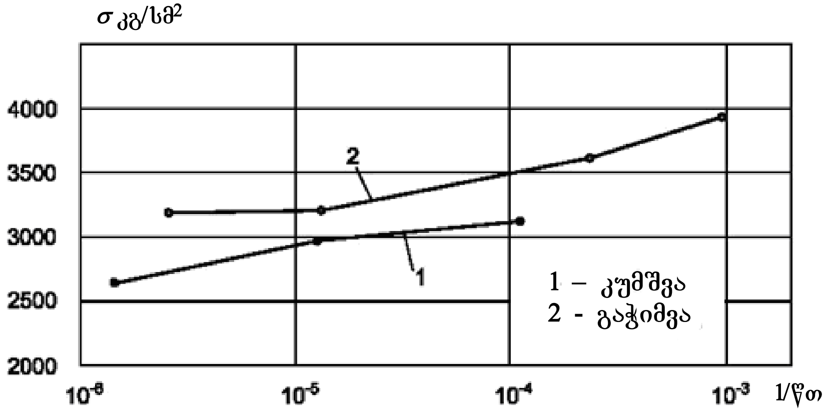
ბ) 1 – υ_1=3,5·10⁻⁶ 1/წმ; 2 – υ_2=1,98·10⁻⁴ 1/წმ.

განივი დეფორმაციების ცვლილება გაჭიმვისას, როცა $(\alpha = 45°)$ აქვს უფრო რთული ხასიათი, რაც ნათლად ჩანს (ნახ. 3.12.8)-დან მაგრამ ყველა შემთხვევაში $(\mu_{12} > \mu_{13})$ მათი საწყის უბანზე შემდეგი მნიშვნელობის შემთხვევაში $(\mu_{12} = 0{,}44 \sim 0{,}51$ და $\mu_{13} = 0{,}15 \div 0{,}17)$. მოკლევადიანი გამოცდის შედეგები ადასტურებს იმ ფაქტს, რომ დეფორმირების სიჩქარის ცვლილებისას განსახილავ დიაპაზონში, მინა-

პლასტიკის სიმტკიცე გაჭიმვაზე ($\alpha = 0°$) მაღალია ($10 \div 15\%$) -ით, ვიდრე კუმშვისას.

სიმტკიცის ცვლილება დაახლოებით ერთნაირია, როგორც კუმშვის ასევე გაჭიმვის შემთხვევაში (ნახ. 3.12.9).

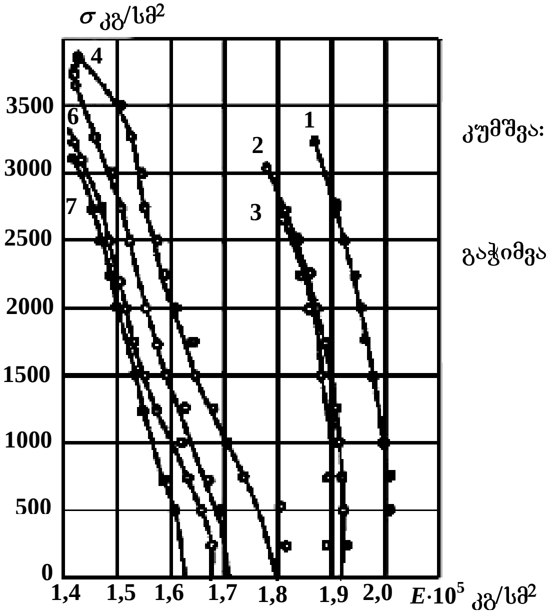
ამასთან კუმშვაზე გამოცდისას ($\alpha = 0^0$), მკვეთ მოდულს დეფორმირების ყველა სიჩქარის შემთხვევაში აქვს უფრო მაღალი მნიშვნელობა, ვიდრე გაჭიმვის დროს (ნახ. 3.12.10). მკვეთი მოდულის ცვლილების ხასიათი ძაბვისაგან დამოკიდებულებით კუმშვაზე და გაჭიმვაზე არ ემთხვევიან ერთი მეორეს. ამასთან გაჭიმვის შემთხვევაში შეიმჩნევა დეფორმირების დიაგრამის არამონოტონური ცვლილება.



ნახ. 3.12.9. გაჭიმვაზე და კუმშვაზე მინაპლასტიკის სიმტკიცის დამოკიდებულება დეფორმირების სიჩქარისაგან.

ნიმუშების ($\alpha = 45°$) გამოცდისას კუმშვაზე და გაჭიმვაზე მკვეთ მოდულებს აქვთ არამარტო ერთი და იგივე მნიშვნელობები არამედ ძაბვასთან დამოკიდებულებით იცვლებიან (ნახ. 3.12.11)-ზე მოცემული კანონის მიხედვით.

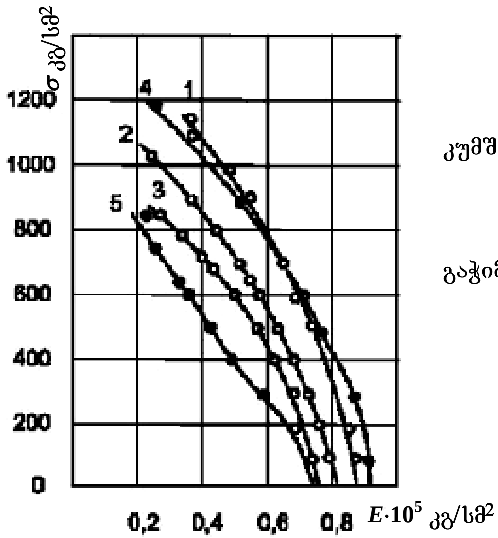
(3.12.3) ცხრილში მოცემულია ძირითადი მექანიკური მახასიათებლები მუდმივი სიჩქარისა და ტემპერატურის დროს არმირების მიმართულებით გაჭიმვის შემთხვევაში. ცხრილში (3.12.4) მოყვანილია მექანიკური მახასიათებლები მოკლევადიანი გამოცდის დროს გარემოს პირობების გათვალისწინებით.



კუმშვა: **1 – V_1=1,15·10^{-4} 1/წმ;**
2 – V_2=1,28·10^{-5} 1/წმ;
3 – V_3=1,42·10^{-6} 1/წმ.

გაჭიმვა: **4 – V_4=0,95·10^{-3} 1/წმ;**
5 – V_5=2,59·10^{-4} 1/წმ;
6 – V_6=1,31·10^{-5} 1/წმ.

ნახ. 3.12.10. მკვეთი მოდულის ცვლილება კუმშვისას და გაჭიმვაზე დეფორმირების სხვადასხვა სიჩქარის დროს, α = 0°



კუმშვა: **1 – V_1=1,58·10^{-4} 1/წმ;**
2 – V_2=2,42·10^{-5} 1/წმ;
3 – V_3=3,28·10^{-5} 1/წმ.

გაჭიმვა: **4 – V_4=1,98·10^{-4} 1/წმ;**
5 – V_5=3,5·10^{-6} 1/წმ.

ნახ. 3.12.11. მკვეთი მოდულის ცვლილება კუმშვისას და გაჭიმვაზე დეფორმირების სხვადასხვა სიჩქარის დროს, α = 45°

ცხრილი 3.12.1

კუმშვაზე გამოცდისას მექანიკური მახასიათებლების საშუალო მნიშვნელობები დეფორმირებისას სხვადასხვა სიჩქარეზე.

დატვირთვის მოდების მიმარ-თულება	გამოცდის ხანგრძლივობა t წმ	დეფორმი-რების ε საშუალო სიჩქარე V_ε, $\frac{1}{წმ}$	$\sigma_{მაქ}$, $\frac{კგ}{სმ^2}$	$\varepsilon_{\max}$, მაქსიმა-ლური დეფორმაცია $\varepsilon_{მაქ}$%	დრეკადობის საწყისი მოდული E $\frac{კგ}{სმ^2}$	პუასონის კოეფიციენტი	
						ფურცლის სისქეში μ_{13}	ფურცლოს სიბრტყეში μ_{12}
ფუძის გასწვრივ ($\alpha = 0°$)	143	$1{,}15 \cdot 10^{-4}$	3234	1,798	$2{,}03 \cdot 10^{5}$	0,43	0,18
	1317	$1{,}275 \cdot 10^{5}$	2977	1,680	$1{,}92 \cdot 10^{5}$	0,43	0,08
	10920	$1{,}42 \cdot 10^{-6}$	2650	1,460	$1{,}91 \cdot 10^{5}$	0,44	0,11
$\alpha = 45^0$	–	$1{,}58 \cdot 10^{-4}$	1115	როცა=3,0%	$0{,}86 \cdot 10^{5}$	0,26	0,52
	–	$2{,}42 \cdot 10^{-4}$	977	როცა=3,0%	$0{,}79 \cdot 10^{5}$	0,20	0,47
	–	$3{,}28 \cdot 10^{-6}$	845	როცა=3,0%	$0{,}74 \cdot 10^{5}$	0,26	0,68

ცხრილი 3.12.2

გაჭიმვისას მინაპლასტიკის მექანიკური მახასიათებლების საშუალო მნიშვნელობები დეფორმირების სხვადასხვა სიჩქარეზე

დატვირთვის მოდების მიმართულება	გამოცდის ხანგრძლივობა τ წმ	დეფორმირების საშუალო სიჩქარე $V_{\varepsilon}, \frac{1}{წმ}$	$\sigma_{მაქ}, \frac{კგ}{სმ^2}$	მაქსიმალური დეფორმაცია $\varepsilon_{ნაქ}$%	დრეკადობის საწყისი მოდული $E\ \frac{კგ}{სმ^2}$	პუასონის კოეფიციენტი ფურცლის სისქეში μ_{13}	პუასონის კოეფიციენტი ფურცლის სიბრტყეში μ_{12}
ფუძის გასწვრივ $(\alpha = 0°)$	29	$9{,}51 \cdot 10^{-4}$	3930	2,783	$1{,}80 \cdot 10^{5}$	–	–
	101	$3{,}59 \cdot 10^{-4}$	3661	2,806	$1{,}706 \cdot 10^{5}$	0,34	0,12
	1735	$1{,}31 \cdot 10^{-5}$	3228	2,268	$1{,}678 \cdot 10^{5}$	0,31	0,13
	8727	$2{,}61 \cdot 10^{-6}$	3227	0,269	$1{,}571 \cdot 10^{5}$	0,21	0,09
$\alpha = 45°$ კუთხით	250	$1{,}98 \cdot 10^{-4}$	1195	4,420	$0{,}904 \cdot 10^{5}$	0,17	0,44
	10747	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$	848	8,740	$0{,}913 \cdot 10^{5}$	0,16	0,52

ცხრილი 3.12.3

კომპოზიციური სხეულების ძირითადი მექანიკური მახასიათებლები სხვადასხვა ტემპერატურაზე

დეფორმირების სიჩქარე $V = 0{,}9\ \frac{\text{მმ}}{\text{წთ}},\quad T = 20^0 C,\quad W = 70\%$

გაჭიმვა არმირების (ბოჭკოების) მიმართულებით $\alpha = 0°$

სხეულის მარკა	მრღვევი ძაბვა $\frac{\text{კგძ}}{\text{მმ}^2}$, დრეკადობის მოდული $\frac{\text{კგძ}}{\text{სმ}^2}$			
	$20°C$	$60°C$	$120°C$	$180°C$
მინატექსტოლიტი $TC - 8/3 - 250$	$\frac{52}{225000}$	$\frac{42}{200000}$	$\frac{30}{127000}$	$\frac{14}{100000}$
მინატექსტოლიტი T_1-эD	$\frac{45}{205000}$	$\frac{41}{182000}$	$\frac{28}{72700}$	$\frac{15}{40500}$
მინა ბოჭკო $CBAM -$ э $R(1:1)$	$\frac{57}{242000}$	$\frac{40}{183000}$	$\frac{34}{152000}$	$\frac{28{,}5}{12000}$

შენიშვნა: მრიცხველში მოთავსებულია მრღვევი ძაბვა, მნიშვნელში დრეკადობის მოდული.

ცხრილი 3.12.4

მოკლევადიანი გამოცდისას მექანიკური მახასიათებლები გარემოს სხვადასხვა პირობების გათვალისწინებით

(სიმტკიცე $\frac{\text{კგძ}}{\text{მმ}^2}$)

მასალის მარკა	$T_1 - 10 -$ э П		$TC - 8/3 - 250$		ПВП	
	გაჭიმვა	კუმშვა	გაჭიმვა	კუმშვა	გაჭიმვა	გრეხა კგძ/სმ
მშრალი გარემო	46	42	52	46	2,2	1207
ზღვის წყალი	50	40	52	46	2,42	1135
ნატრიუმის სულფატი	47	41	53	50	1,47	1020
მანქანის ზეთი	45	44	52	49	–	–

§ 3.13. რთული დაძაბული მდგომარეობა

ექსპერიმენტული კვლევა.

აღსანიშნავია, რომ დღეის მდგომარეობით, არ არსებობს ისეთი მოწყობილობა მანქანა-დანადგარი, რომლის საშუალებითაც შესაძლებელი იქნება განხორციელდეს კონსტრუქციაში ან მის ელემენტში ან უბრალოდ გამოსაცდელ ნიმუშში რთული დაძაბული მდგომარეობა, ისეთი რომელიც კონსტრუქციის რეალური მიშაობის სურათს აღწერდეს. მცდელობა ამგვარი დანადგარების შექმნისა, რა თქმა უნდა არსებობს, არსებობს ექსპერიმენტული მონაცემებიც, მაგრამ ვიმეორებ არ გვაქვს სრულყოფილი სურათი, რთული დაძაბული მდგომარეობის აღწერისათვის.

რა არის გამოსავალი? ამ კითხვაზე პასუხს მრავალი მეცნიერი-მკვლევარის შრომები იძლევა. კერძოდ თუ ხელთ გვაქვს მარტივი ექსპერიმენტული მონაცემები, სრულად არის შესაძლებელი თეორიული გზით შესწავლილ იქნას რთული დაძაბული მდგომარეობა. სწორედ ეს პარაგრაფი ისახავს ამ მიზანს, კერძოდ მინატექსტოლიტ $(\text{э}\,T\Phi - BM)$-ის მაგალითზე, რომლის ექსპერიმენტული მონაცემები სხვადასხვა მარტივი დეფორმირების დროს ცნობილი არის, როგორც ცხრილების ასევე გრაფიკების სახით.

საკითხი აქტუალურია იმდენად, რამდენადაც ნებისმიერი კონსტრუქცია იმყოფება მუშაობის პროცესში, რთული დაძაბული მდგომარეობის პირობებში.

ძაბვასა და დეფორმაციას შორის კავშირი, რთული დაძაბული მდგომარეობის დროს მინატექსტოლიტებისათვის ხელსაყრელია აღწერილ იქნას მემკვიდრეობის თეორიის განტოლებებით. ეს განტოლებები ანიზოტროპული სხეულების ცოცვადობის გათვალისწინებით დამუშავებული არის ი. გოლდენბლატის მიერ.

ამ თეორიის საფუძველზე დეფორმირების კანონი ძირითადი მიმართულების ($\alpha = 0°$) გასწვრივ ისეთივეა, როგორც ჰუკის კანონი დრეკადი ანიზოტროპული სხეულების შემთხვევაში. განსხვავება მხოლოდ იმაშია, რომ ძვრის დეფორმაცია განისაზღვრება არამარტო ძვრის მოდულით, არამედ მემკვიდრეობის სახის ცოცვადობის რაიმე ფუნქციით, რომელიც დროზეა დამოკიდებული.

ვიღებთ რა მხედველობაში მინატექსტოლიტების დეფორმირების თავისებურებას, ძირითადი მიმართულების ($x_1 = 0^0$, $x_2 = 90^0$) გასწვრივ დრეკადი მახასიათებლები შეესაბამებიან არა მყის დეფორმაციებს, არამედ მათ ზღვარულ მნიშვნელობებს, საკმარისად დიდი დროისათვის, როცა ცოცვადობის მრუდი აღწევს თავის ასიმპტოტს.

კავშირის განტოლებებს ცოცვადობის მემკვიდრეობის თეორიის თანახმად (ი. გოლდენბლატის განტოლებები) აქვს შემდეგი სახე:

$$\varepsilon_{11} = \frac{1}{E_{11}}(\sigma_{11} - \mu_1\sigma_{22}),$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{1}{E_{22}}(\sigma_{22} - \mu_2\sigma_{11}), \qquad (3.13.1)$$

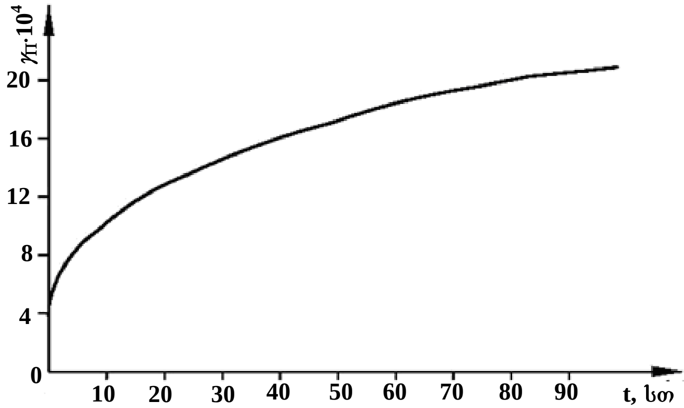
$$\varepsilon_{12} = \frac{\sigma_{12}}{G_{12}} + \int_0^t G(t-\tau)\sigma_{12}(\tau)d\tau.$$

სადაც,

$$G(t) = \frac{1}{\sigma_{12}}\frac{d}{dt}[\gamma_{\Pi}(t)], \gamma_{\Pi}(t) = 4\varepsilon_{\Pi}^{45}(t).$$

ვოლტერას ოპერატორია

$\varepsilon_{\Pi}^{45}(t) -$ ცოცვადობის დეფორმაციებია ($\alpha = 45°$) მიმართულებით. $\gamma_{\Pi}(t) -$ ფუნქციის გასაშუალებული მნიშვნელობები მოცემულია (ცხრ. 3.13.1)-ში, ხოლო გრაფიკი (ნახ. 3.13.1)-ზე.



ნახ. 3.13.1. ძვრის ცოცვადობის ფუნქციის დამოკიდებულება დროსაგან. მასალა (ЭТФ-ВМ), α =45°, *t*=20°C.

ძვრის ცოცვადობის შემთხვევაში, როცა $\sigma_{12} = const$, $\alpha = 45°$ განტოლებათა (3.13.1) სისტემა მიიღებს სახეს.

$$\varepsilon_{11} = \frac{1}{E_{11}}(\sigma_{11} - \mu_1\sigma_{22}),$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{1}{E_2}(\sigma_{22} - \mu_2\sigma_{11}), \qquad (3.13.2)$$

$$\varepsilon_{12} = \frac{\sigma_{12}}{G_{12}} + \int_0^t G(t-\tau)d\tau = \frac{\sigma_{12}}{G_{12}} + \int_0^t \gamma'_{\Pi}(t-\tau)d\tau.$$

სადაც $G(t)$ – ძვრის ცოცვადობის სიჩქარის ფუნქციაა კუმშვისას. როგორც ექსპერიმენტი ადასტურებს (3.13.2) განტოლებები სრულფასოვნად ვერ აღწერს მინატექსტოლიტ ($\text{э}\,T\Phi = BM$) დეფორმირების სრულ სურათს. რადგან დაწყებული ძირითადი მიმართულებიდან ($\alpha = 0^0 \div 90^0$)-მდე მასალაში ვითარდება ცოცვადობის დეფორმაციები. ამიტომ მიზანშეწონილია განტოლებათა შემდეგი სისტემით სარგებლობა:

$$\varepsilon_{11} = \frac{1}{E_{11}}(\sigma_{11} - \mu_1\sigma_{22}) - \frac{\mu_1}{E_{11}}\int_0^t K_{11}(t-\tau)\sigma_{22}(\tau)d\tau,$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{1}{E_{22}}(\sigma_{22} - \mu_2\sigma_{11} + \frac{1}{E_{22}}\int_0^t K_{22}(t-\tau)\varsigma_{11}(\tau)d\tau, \qquad (3.13.3)$$

$$G_{12} = \frac{\sigma_{12}}{G_{12}} + \int_0^t G(t-\tau)\sigma_{12}(\tau)d\tau.$$

ნ. მალინინის მიხედვით დეფორმაციის საშუალო მოდული მიმართულების ნებისმიერი α კუთხისათვის გამოითვლება ფორმულით,

$$E_\alpha = \frac{\lambda E_{11}}{\lambda\cos^4\alpha + 2D\sin^2\alpha\cos^2\alpha + \sin^4\alpha}, \qquad (3.13.4)$$

სადაც $\lambda = \dfrac{E_{22}}{E_{11}}, \quad 2D = 4\dfrac{E_{22}}{E_{11}} - (1+\lambda)$.

გავლენის საშუალო კოეფიციენტი, რომელიც ახასიათებს ძვრის გავლენას კუმშვის დეფორმაციაზე:

$$\eta = \frac{[1-\lambda-(1+\lambda-2D)\cos^2\alpha]\sin 2\alpha}{2(\lambda\cos^4\alpha + 2D\sin^2\alpha\cos^2\alpha + \sin^4\alpha}, \qquad (3.13.5)$$

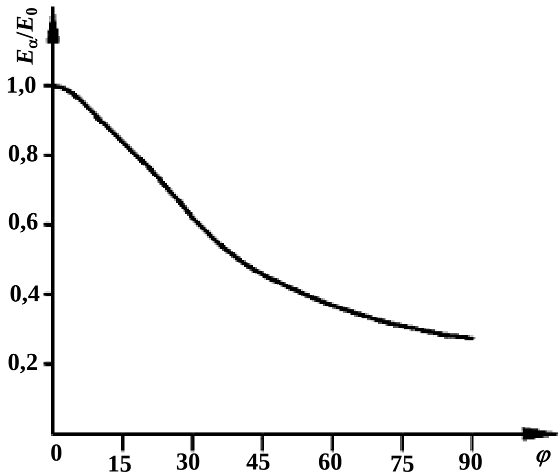
ძვრის საშუალო მოდული:

$$G_{12} = \frac{G_0}{1-(1-\varphi)\sin^2 2\alpha} \approx \frac{E_{12}}{2(1-\mu_{12})}. \qquad (3.13.6)$$

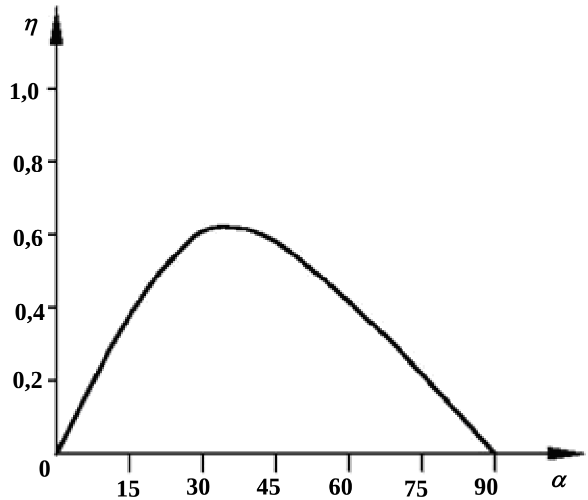
სადაც

$$\varphi = \frac{1+\lambda+2\mu_1}{2(D+\mu_1)}. \qquad (3.13.7)$$

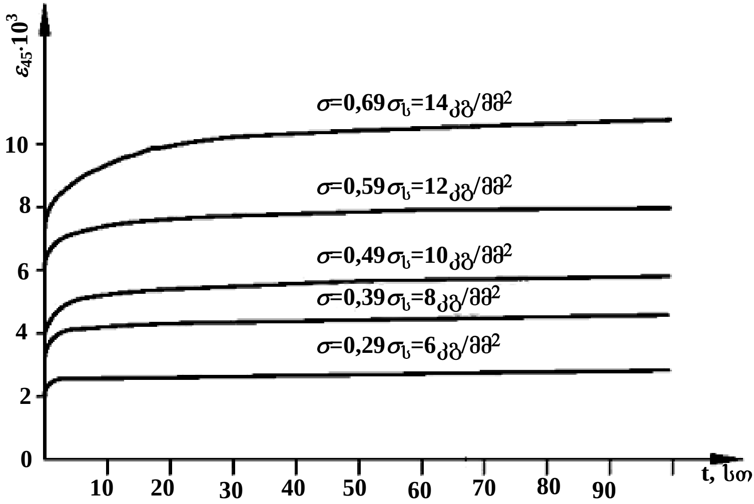
E_{11}, E_{12}, E_{22} – სისქის მიმართ დეფორმაციის საშუალო მოდულებია კუმშვისას $(\alpha = 0°; 45°; 90°)$ კუთხეების გასწვრივ. μ_1, μ_{12}, μ_2 – პუასონის კოეფიციენტებია მიმართულებების მიხედვით.



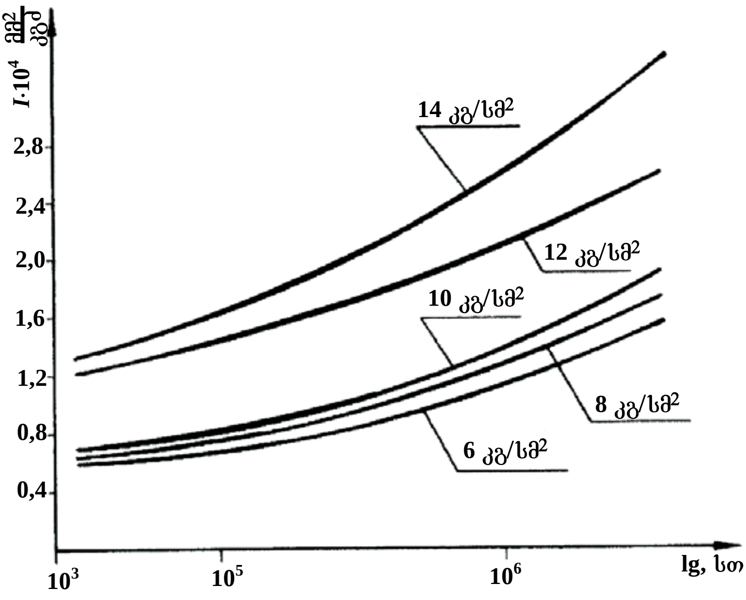
ნახ. 3.13.2. (ЭТФ-BM)-ის დრეკადობის მოდულის ფარდობითი სიდიდეები, კუმშვის მიმართულებაზე დამოკიდებულებით.



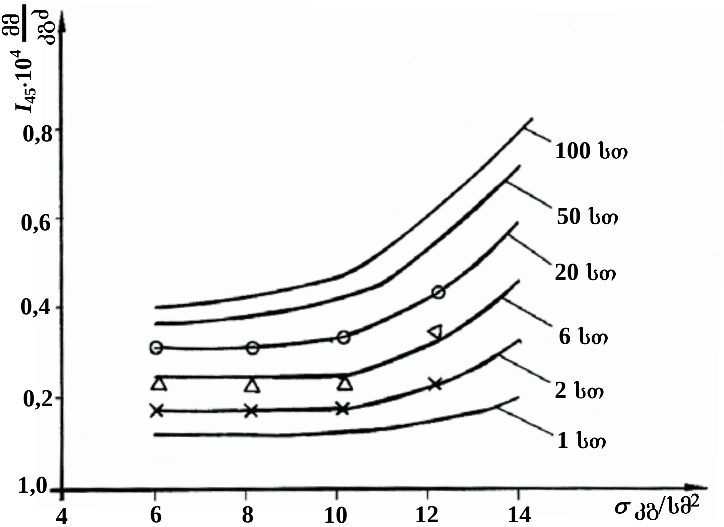
ნახ. 3.13.3. (ЭТФ-BM)-ის გავლენის კოეფიციენტის დამოკიდებულება კუმშვის მიმართულებისაგან



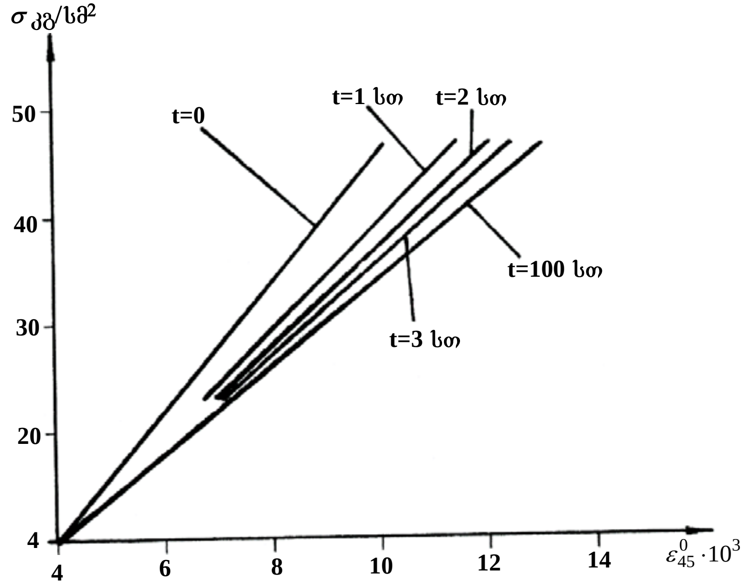
ნახ. 3.13.4. კუმშვაზე (ЭТФ-ВМ)-ის ცოცვადობის მრუდები, α =45°, t=20°C.



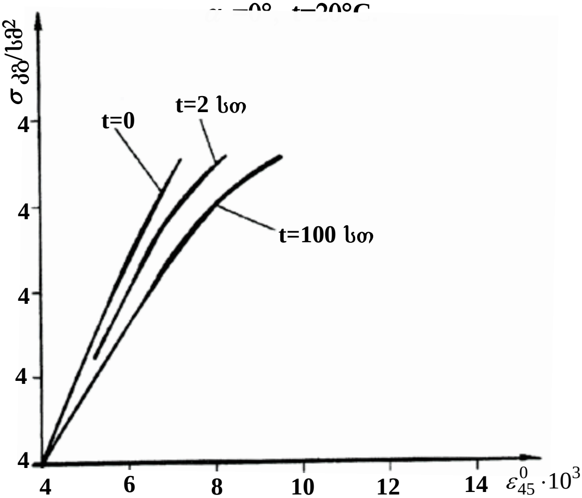
ნახ. 3.13.5. კუმშვისას (ЭТФ-ВМ)-ის მოქნილობის მრუდები, α =45°, t=20°C.



ნახ. 3.13.6. კუმშვისას (□□□-□□)-ის მოქნილობის დამოკიდებულება ძაბვისაგან, α =45°, t=20°C.



ნახ. 3.13.7. კუმშვისას (ЭТФ-ВМ)-ის იზოქრონული მრუდები,



ნახ. 3.13.8. კუმშვისას (ЭТФ-BM)-ის იზოქრონული მრუდები, α =45°, t=20°C.

ცხრილი 3.13.1

კუმშვისას ცოცვადობის $\gamma_{\Pi}(t)$ ფუნქციის დეფორმაციის სიდიდეთა გასაშუალებული მნიშვნელობები. მასალა э $T\Phi - BM - 78, \alpha = 45°, T = 20°C$.

დრო საათებში	$0{,}29\sigma_{რ} = 6$ კგ/მმ²		
	$\varepsilon_{45}\cdot 10^{3}$	$\varepsilon_{\Pi}\cdot 10^{3}$	$\gamma_{\Pi}(t) = 4\varepsilon_{\Pi}^{45}\cdot 10^{3}$
0	2,4	0,00	0,00
1	2,48	0,08	0,32
2	2,59	0,19	0,76
6	2,59	0,19	0,76
20	2,68	0,28	1,12
40	2,79	0,39	1,56
50	2,82	0,42	1,68
70	2,89	0,49	1,96
80	2,91	0,51	2,04
100	2,94	0,54	0,16

ექსპერიმენტით ძვრის საშუალო მოდული, როცა (α =45°) ტოლია: $G_{12} = 1781 \frac{კგძ}{მმ^{2}}$.

ცხრილი 3.13.2

კუმშვისას ($эТФ - BM$) მექანიკური მახასიათებლები

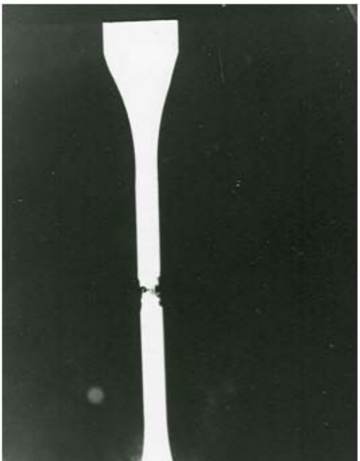
მახასიათებლები	კუთხე						
	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
სიმტკიცის ზღვრის საშუალო მნიშვნელობა σ კგძ/მმ^2	61,26	58,8	33,9	20,25	–	–	19,5
ექსპერიმენტით დრეკადობის მოდულის საშუალო მნიშვნელობა E_φ კგძ/მმ^2	5100	5000	3333	2500	–	–	1500
საანგარიშო მონაცემები E_φ	5100	4225	3439	2465	–	–	1500
ექსპერიმენტით პუასონის კოეფიციენტი μ_φ	2,23	–	–	0,3	–	–	013
გავლენის საშუალო კოეფიციენტი η	0	0,4	0,62	0,59	0,42	0,22	0
ექსპერიმენტით ძვრის საშუალო მოდული G_{12}	–	–	–	1781	–	–	–

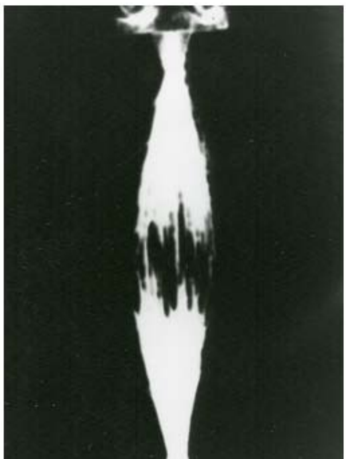
ნაწილი III. ხანგრძლივი სიმტკიცე კუმშვისა და გრეხის დეფორმირებისას

§ 3.14. ხანგრძლივი სიმტკიცე კუმშვის დეფორმირებისას

ექსპერიმენტული კვლევა.

კონსტრუქციის ელემენტების რესურსის შეფასებისას აუცილებელი არის გვქონდეს საიმედოდ დასაბუთებული სახე ხანგამძლეობის განაწილების ფუნქციისა. ამ მიზნით კუმშვისას ხანგძლივ ცოცვადობაზე გამოცდილ იქნა სამი სახეობის მინატექსტოლიტი $T_1, TC-\dfrac{8}{3}$ და $эТФ-78$. ცოცვადობის პირობებში არსებობს ნიმუშის რღვევის ორი სახეობა, პირველი ე.წ. (ბლანტი რღვევა) „ყელის“ წარმოქმნით, მეორეა (ინტერკრისტალური) ანუ მყიფე რღვევა სურ. 3.14.1, ა,ბ.





სურ. 3.14.1. ა – ბლანტი რღვევა; ბ – მყიფე რღვევა

ჩვენ შემთხვევაში ადგილი აქვს მეორე სახის რღვევას.

ცოცვადობის პირობებში მყიფე რღვევისას ძაბვების კონცენტრაცია მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს რღვევის პროცესზე, რადგან რღვევა როგორც წესი ძაბვის კონცენტრატორის მახლობლობაში იწყება და იმ გავრცელებული აზრის მცდარობა ცხადი ხდება, რომ თითქოსადა ძაბვის „პიკი" კონცენტრაციის არეში, ცოცვადობისას მოსწორდება.

ხანგრძლივი სიმტკიცის ზღვარი $\sigma_{ხ}$ ეწოდება იმ დატვირთვის (რომელიც ნიმუშის რღვევას იწვევს დროის გარკვეულ შუალედში), შეფარდებას ნიმუშის განივიკვეთის პირვანდელ ფართობთან.

ე.ი. ხანგრძლივი სიმტკიცის ზღვარი განსახილავი მასალისათვის დამოკიდებულია გამოცდის ტემპერატურაზე და რღვევამდე დროის მონაკვეთზე.

ხანგრძლივი სიმტკიცის ექსპერიმენტული შესწავლა დაკავშირებულია გარკვეულ სიძნელეებთან. გარდა იმ აუცილებელი პირობისა, რომელიც გულისხმობს ხანგრძლივი დროის განმავლობაში ერთგვაროვანი გარე პირობების შექმნას მოცემული ძაბვის ზემოქმედებისას. ასევე დიდ სიძნელეს წარმოადგენს აგრეთვე ცდის ხანგრძლივობა და ცდისეული მონაცემების არც თუ მცირე ცდომილებები, რომელიც მნიშვნელოვნად აძნელებს ხანგრძლივი სიმტკიცის შესწავლას პირდაპირი ექსპერიმენტული გზით.

სიმტკიცის ზღვრის დადგენისათვის კუმშვისას გამოცდილი იყო ათ-ათი ნიმუში ყოველი მასალისაგან, გამოცდის პროცესში შენარჩუნებული იყო დეფორმირების ერთი და იგივე მუდმივი სიჩქარე ($V = 1\ \frac{მმ}{წთ}$). დეფორმაციის გაზომვა წარმოებდა საათის ტიპის ($MK-3$) ტენზომეტრის გამოყენებით, რომლის დანაყოფის ფასი იყო (0,01 მმ). გამოცდა ჩატარდა უნივერსალურ მანქანებზე (ЦД-20) და (ЦДМ-10).

მიღებული მოკლევადიანი ექსპერიმენტული მონაცემები დამუშავდა სტატისტიკურად და მოცემულია ცხრილის 3.14.1 სახით.

(ნახ. 3.14.1)-ზე მოცემულია მინატექსტოლიტის ($\text{э}\,T\Phi - BM - 78$) კუმშვის მოკლევადიანი დიაგრამა, ხოლო (ნახ. 3.14.2)-ზე მოცემულია იგივე მასალის ცოცვადობის მრუდები სხადასხვა ძაბვაზე. ცხრილ 3.14.2-ში მოცემულია კუმშვისას ცოცვადობის დეფორმაციების გასაშუალებული მნიშვნელობები.

ნახაზებზე (3.14.3) და (3.14.4) მოცემულია კუმშვისას სიმტკიცის ხანგრძლივი ზღვარის დამოკიდებულება ნიმუშის რღვევამდე დროსაგან.

ცხრილ 3.14.3-ში კი მოყვანილია ($\text{э}\,T\Phi - BM - 78$) ხანგრძლივი სიმტკიცის ზღვრის რიცხვითი მნიშვნელობები.

გრაფიკულად მექანიკური გამოცდის შედეგები განაწილების ემპირიული ფუნქციის სახით წარმოდგენილია ნახ. 3.14.5-ზე, სამი მასალისათვის.

სიმტკიცის $\sigma_{რკ}$ ზღვარის სიდიდის ყოველი ინდივიდუალური მნიშვნელობისათვის ($\sigma_{რკ}$-მოკლევადიანი სიმტკი-ცეა კუმშვაზე), $W = \dfrac{i - 0{,}5`}{N}$ ფორმულის მიხედვით გამოით-ვლება შესაბამისი P – ალბათობის შეფასება, რომლის როლს ასრულებს დაგროვებული სიხშირე W (სადაც N ნიმუშების რაოდენობაა, $i = 1{,}2{,}\ldots N$).

ნახ. 3.14.5-ზე მოცემული მრუდების აპროქსიმაცია ხდება შემდეგი განტოლებით:

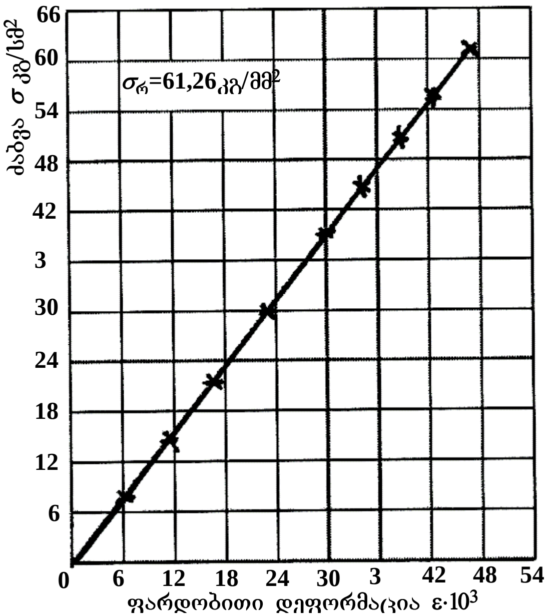
$$\sigma_{რP} = \overline{\sigma}_{რკ} + U_{Pi} \cdot S \ , \qquad (3.14.1)$$

სადაც U_{Pi}-ქვანტილია ნორმალური განაწილების. ექსპერიმენტული მნიშვნელობები დაიტანება ნორმალურ ალბათურ ქაღალდზე, ხოლო თეორიულ წერტილებს აქვთ შემდეგი კოორდინატები:

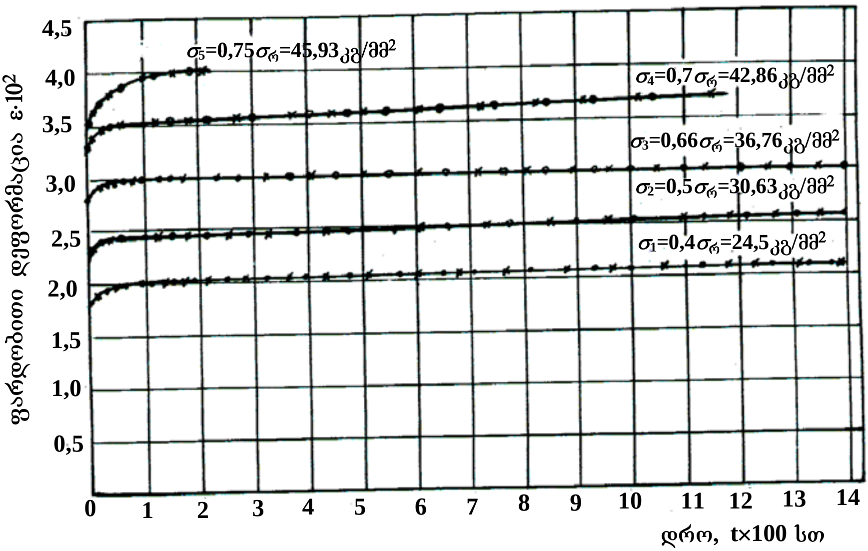
ცხრილი 3.14.1

საშუალო სტატისტიკური მონაცემები კუმშვაზე

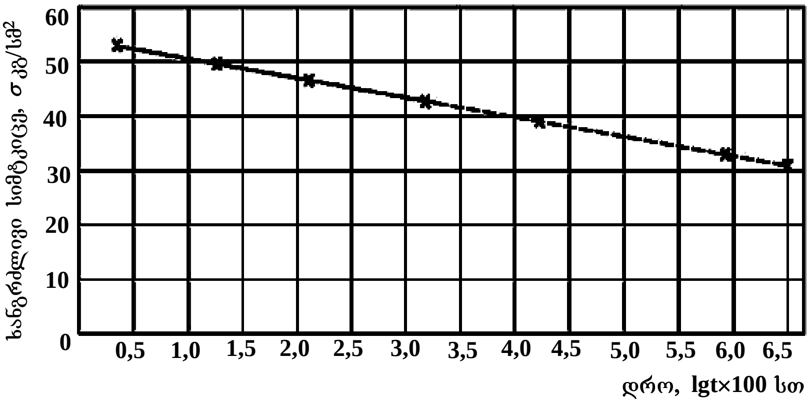
მინაპლასტიკი	№ ნიმუშების რაოდენობა	S-საშუალო კვადრატული გადახრა	S^2-შერჩევითი დისპერსია	$\Delta\sigma$ გადახრა	tgk სტიუდენტის კრიტერიუმი	$\sigma_{კვ}$ – ძაბვისათვის სანდო ინტერვალი	$V\%$ ვარიაციის კოეფიციენტი	$\xi\%$-ფარდობითი ცდომილება	–სიმტკიცის ზღვარი კუმშვაზე $\bar{\sigma}_{კვ}$	შენიშვნა
$TC\frac{8}{3}+$ □□5122	10	1,78	3,19	1,3	2,26	40,9÷43,5	1,3	3,1	42	
$TC-10+$ □□5122	9	2,18	4,78	1,7	2,3	48,7÷52,1	1,5	3,4	50	



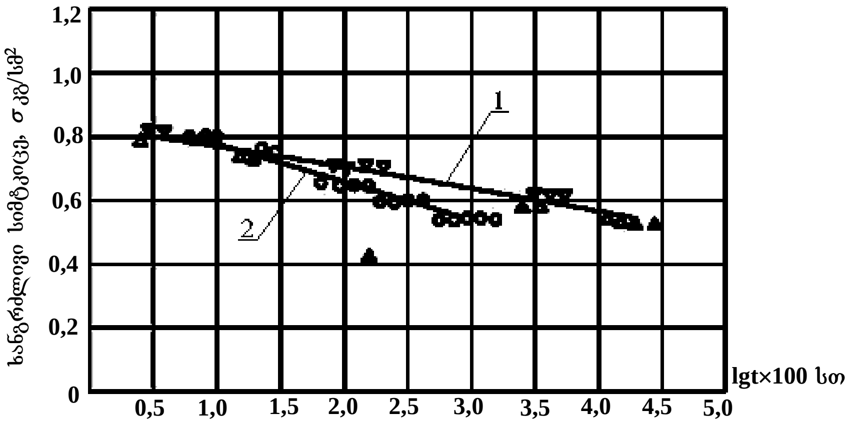
ნახ. 3.14.1. კუმშვის დიაგრამა (□□□-□□), t=20°C



ნახ. 3.14.2. ცოცვადობის მრუდები კუმშვისას,
(ЭТФ-ВМ), t=20°C



ნახ. 4.14.3. ხანგრძლივი სიმტკიცის ზღვარის დამოკიდებულება რღვევამდე დროსაგან, (ЭТФ-ВМ), t=20°C ($\sigma_{რ}$- ℓgt)-სისტემაში



ნახ. 3.14.4. ხანგრძლივი სიმტკიცის ზღვარის დამოკიდებულება რღვევამდე დროსაგან.

1 – ТС-8\3+ЭП5122; 2 – Т-10+ ЭП5122

ცხრილი 3.14.2

ცოცვადობის ფარდობითი დეფორმაციის საშუალო მნიშვნელობები (კუმშვაზე)

$(э\, ТФ - 78)$, $T = 20°C$. $\sigma_{რკ} = 61{,}26$ კგ/მმ². დრო (t-საათი).

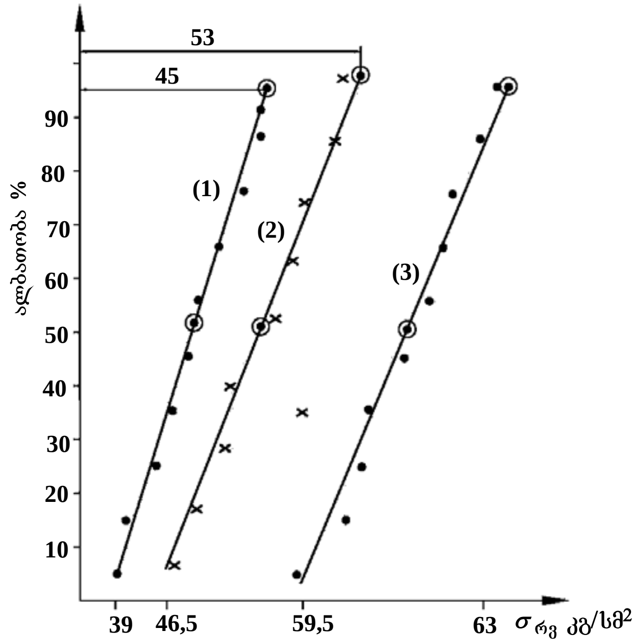
ძაბვა t,სთ	$0{,}4\sigma_{რ}=24{,}5$	$0{,}5\sigma_{რ}=30{,}63$	$0{,}6\sigma_{რ}=36{,}76$	$0{,}7\sigma_{რ}=42{,}86$	$0{,}75\sigma_{რ}=45{,}93$	$0{,}8\sigma_{რ}=49{,}0$
0	0,0188	0,0234	0,0282	0,033	0,0351	0,0375
1,0	0,0191	0,0235	0,0284	0,0331	0,036	0,0378
2,0	0,1935	0,0240	0,0286	0,03315	0,0365	0,0389
24,0	0,1935	0,0243	0,03315	0,0365	–	–
48,0	0,0196	0,0243	0,02875	0,0334	0,038	–
72,0	0,0197	0,0244	0,02875	0,03345	0,0395	–
100,0	0,0209	0,0245	0,02875	0,0336	0,0395	–
200,0	0,0209	0,0248	0,02875	0,03375	–	–
300,0	0,0209	0,0248	0,02875	0,03462	–	–
500,0	0,0209	0,0248	0,02887	0,03462	–	–
1000,0	0,0209	0,0250	0,0290	0,03487	–	–
1100	0,0209	0,0250	0,0290	0,0248	–	–
1200	0,0209	0,0250	0,0290	0,03487	–	–
1400	0,0209	0,0250	0,0290	–	–	–
1500	0,0209	0,0250	0,0290	–	–	–

ცხრილი 3.14.3

კუმშვისას ხანგრძლივი სიმტკიცის ზღვარის მნიშვნელობები

$(э\, ТФ - ВМ - 78), 20°C$, $\sigma_{რკ} = 61{,}26$ კგ/მმ²

ძაბვა კგ/მმ²	რღვევამდე დრო საათებში	შენიშვნა
$0{,}85\sigma_{რ}=52{,}07$	2,50	–
$0{,}80\sigma_{რ}=49{,}00$	18,0	–
$0{,}75\sigma_{რ}=45{,}93$	118,0	–
$0{,}7\sigma_{რ}=42{,}86$	1203	ექსტრაპოლაციით
$0{,}65\sigma_{რ}=39{,}82$	13340,0	„–“
$0{,}6\sigma_{რ}=36{,}76$	56230,0	„–“
$0{,}55\sigma_{რ}=33{,}69$	749900,0	„–“
$0{,}5\sigma_{რ}=30{,}63$	3162000,0	„–“



ნახ. 3.14.5. სიმტკიცის ზღვარის განაწილების ემპირიული ფუნქციების გრაფიკები:
1 – □□-8\3; 2 – □-10; 3 – □□□-78.
◉ – თეორიული წერტილი; ● – ექსპერიმენტული წერტილი

$$(\overline{\sigma}_{რვ}; P = 50\%) \quad და \quad (\overline{\sigma}_{რვ} + U_{Pi} \cdot S; P = 95\%). \qquad (3.14.2)$$

სწორი ხაზი, რომელიც ამ ორ წერტილზე გადის წარმოადგენს სიმტკიცის ზღვარის განაწილების ემპირიულ ფუნქციას. აღსანიშნავია, რომ ხანგრძლივ სიმტკიცეზე გამოცდის მეთოდიკა არაფრით არ განსხვავდება ცოცვა-დობაზე გამოცდის მეთოდისაგან. მინატექსტოლიტების ხანგრძლივ სიმტკიცეზე გამოცდა წარმოებდა ძაბვის ცვლილების $(0{,}2\sigma_{რ} \div 0{,}8\sigma_{რ})$ ინტერვალში და დადგენილ იქნა, რომ დრო–აუცილებელი ყოველი ნიმუშის რღვევისათვის (დრო რღვევამდე) დამოკიდებულია ძაბვის სიდიდეზე.

ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდები (ნახ. 3.14.3; 3.14.4) აგებული ორმაგ ან ნახევარლოგარითმულ სისტემაში წარმოადგენენ უბნობრივ სწორ ხაზებს (ტეხილი), ზოგჯერ ტეხილი ცხადად გამოხატული არ არის. ამ დროს ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდზე შეიმჩნევა გარდამავალი მრუდხაზოვანი უბანი. გარდატეხა ხანგრძლივი სიმრკიცის მრუდის, დაკავშირებულია რღვევის გადასვლაზე ბლანტი რღვევიდან მყიფე რღვევამდე. ასეთი გადასვლა შესამჩნევია არაერთი მასალისათვის სხვადასხვა ტემპერატურასა და ხანგამძლეობაზე დამოკიდებულებით (დრო წუთიდან ÷ათასობით საათამდე). ზოგიერთი მასალა გამოცდის მომენტში არ გამყიფდება და შესაბამისად მრუდებს გარდატეხა არ გააჩნიათ და ადგილი აქვს ბლანტ რღვევას.

ნახევრადლოგარითმულ $(\lg\tau, \sigma_{ხკ})$ სისტემაში (ნახ. 3.14.3), (3.14.4) აგებული დამოკიდებულება ხანგრძლივი $(\sigma_{ხკ})$ სიმტკიცის ზღვარის დროსგან არის სწორი ხაზები ე.ი. გადასვლა ტრანსკრისტალური რღვევიდან, კრისტალურზე არ ფიქსირდება განსახილავი მასალებისათვის.

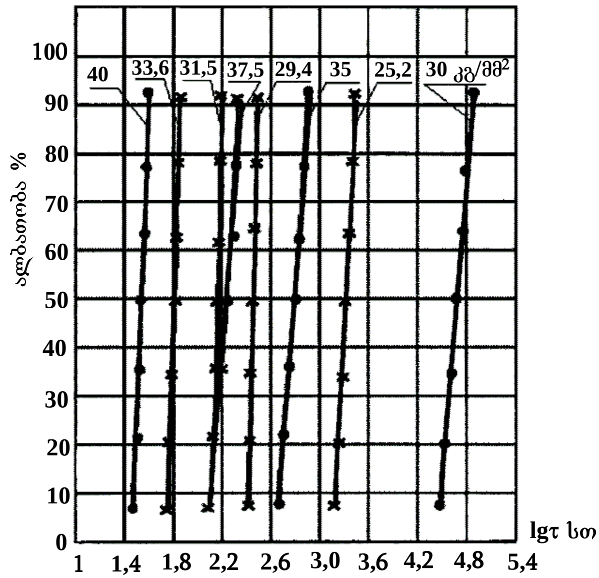
ცდის შედეგების სტატისტიკური დამუშავების მეთოდიკა ხანგამძლეობაზე, მსგავსი არის დაღლილობაზე გამოცდის შედეგების დამუშავებისა.

განსახილავი მასალებისთვის (შემოკლებული აღნიშვნები იყოს (T_C და T) ძაბვების სხვადასხვა დონისათვის გვექნება:

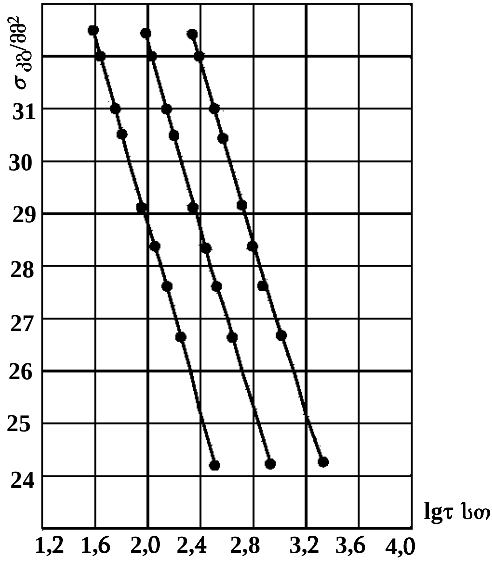
$$T_C;-0{,}6\sigma_{რ}=30;\quad 0{,}7\sigma_{რ}=35;\quad 0{,}75\sigma_{რ}=37{,}5;\ 0{,}8\sigma_{რ}=40\ \frac{კგ}{მმ^2},$$

$$T-\ 0{,}6\sigma_{რ}=25{,}2;\quad 0{,}7\sigma_{რ}=29{,}4;\quad 0{,}75\sigma_{რ}=31{,}5;\quad 0{,}8\sigma_{რ}=33{,}6\ \frac{კგ}{მმ^2}.$$

ცდისეული მონაცემები განლაგებული არიან ვარიაციული მწკრივის სახით ხანგამძლეობის ზრდის მიხედვით (ცხრ. 3.14.4). ძაბვის ყოველი დონისათვის რომელთათვის ირღვეოდა მოცემული სერიის ნიმუშები, იყო გამოთვლილი ხანგამძლეობის მახასიათებლები (ცხრ. 3.14.5). ხანგამძლეობის განაწილების მრუდები ორი მასალისათვის მოცემულია (ნახ. 3.14.6)-ზე.



ნახ. 3.14.6. ხანგამძლეობის განაწილების მრუდები.
● – (TC-8\3); x _ (T-10) 40; 33,6; 31,5; 37,5; 29,4; 35; 25,2; 30კგ/მმ²



ნახ. 3.14.7. რეგრესიის ემპირიული წირები,
95%-იანი სანდო არისათვის (T-10)

რეგრესიის ემპირიული მრუდები (წირები) 95%-იანი სანდო არისათვის სამივე მასალის შემთხვევაში მოცემულია შესაბამისად ნახაზებზე: (3.14.7); (3.14.8); (3.14.9).

ცხრილი 3.14.4

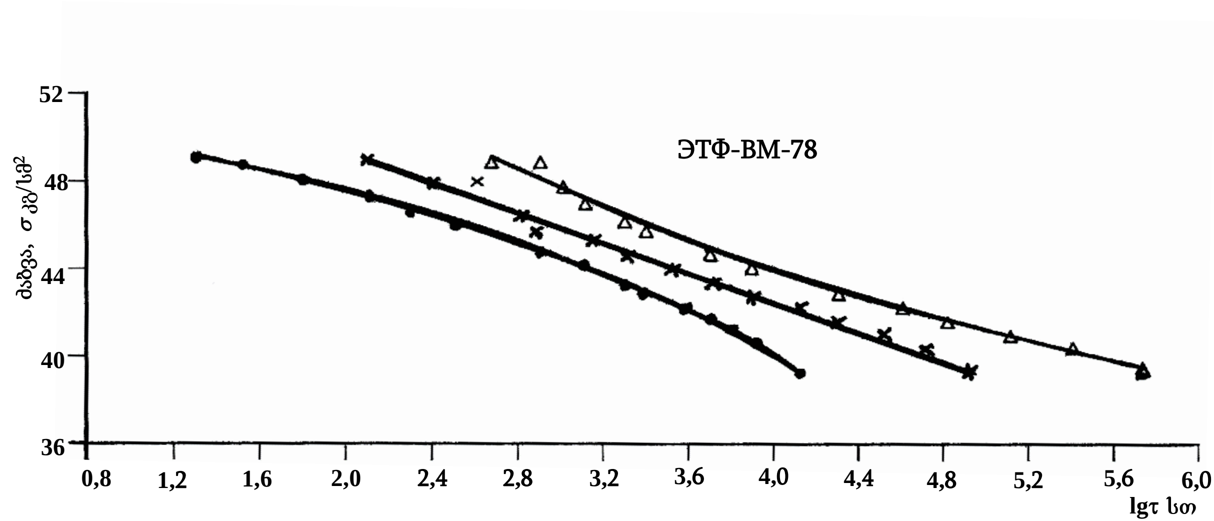
ხანგამძლეობის ვარიაციული მწკრივი

№№	σ კგ/მმ^2				
	30	35	37,5	40	მასალა
1	9549	467	141	28	TCY 8/3
2	10471	501	152	30	
3	11481	537	162	31	
4	12589	575	173	33	
5	13803	616	186	34	
6	15135	660	199	36	
7	16595	707	213	38	
	25,2	29,4	31,5	33,6	
1	1380	281	138	60	T-10
2	1445	288	141	61	
3	1513	295	144	63	
4	1584	301	147	64	
5	1778	309	151	66	
6	1862	316	154	67	
7	1949	323	158	69	

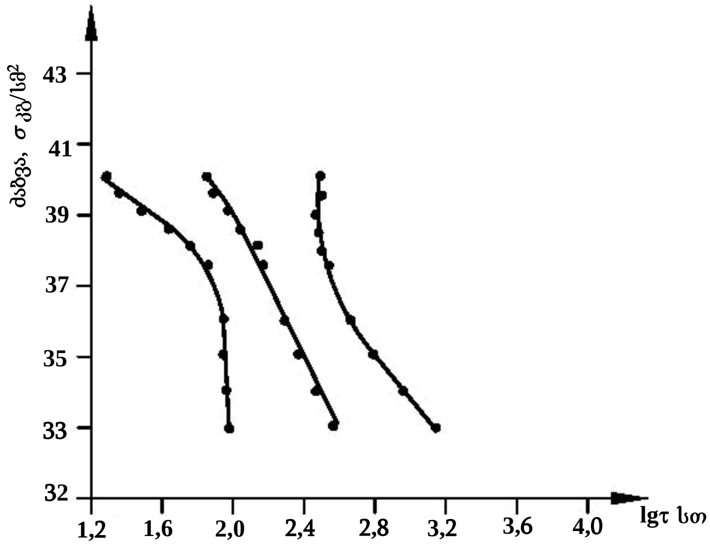
ცხრილი 3.14.5

ხანგრძლივობის მახასიათებლები

მასალა	σ კგ/მმ²	τ დრო სთ	ხანგამძლეობის სანდო ინტერვალი	S საშუალო კვადრატული გადახრა	V% ვარიაციის კოეფიციენტი	ξ% ფარდობითი ცდომილება	S² პირობითი დისპერსია	მათემატიკური ლოდინის სანდო ინტერვალი a	ხანგამძლეობის დისპერსიის ინტერვალი
TCY 8/3-BM-78+ЭП5122	30	12803	5426~19964	1817	5,3	13	3301489	11116~14489	11445~13820
	35	580	500~660	86	5,6	13,7	7396	500~660	255~3096
	37,5	175	151~199	26	5,6	13,6	676	151~199	235~2842
	40	33	29~36	3,5	4,2	9,6	12,3	30~36	4,3~52
T-10+ЭП5122	25,5	1644	1441~1874	219	5	12,3	47961	1441~1874	16695~20155
	29,4	301	287~315	15	1,8	4,6	225	287~315	78~946
	31,5	147	140~154	7,2	1,8	4,5	51,8	140~154	18~218
	33,6	64	60,9~67,1	3,3	2	4,8	10,9	61~67	3,8~45,8



ნახ. 3.14.8. რეგრესიის ემპირიული მრუდები და 95%-იანი ალბათობის სარწმუნო არე



ნახ. 3.14.9. რეგრესიის ემპირიული წირები, 95%-იანი სანდო ინტერვალი. მასალა (TC-8/3)

ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდები (ნახ. 3.14.3; 3.14.4) მუდმივი ტემპერატურისას ორივე ნაწილში (გარდატეხამდე და გარდატეხის შემდეგ) კარგად აღიწერება $t = (A_1\sigma^n)^{-1}$ – ხარისხოვანი განტოლებით ან რაც იგივეა:

$$\lg t = A - n\lg\sigma \, , \tag{3.14.3}$$

სადაც A და n – მასალის მუდმივებია, დამოკიდებული გამოცდის ტემპერატურაზე. ხანგრძლივი სიმტკიცის სანდო მახასიათებლების მიღებისათვის აუცილებელია გვქონდეს ან ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდი, ან მისი განტოლება მიღებული საიმედოობის დიდი ბაზით, ჩვეულებრივი ექსტრაპოლაციის გზით ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდებიდან.

კორელაციური ანალიზის გზით განისაზღვრება ხანგრძლივი სიმტკიცის განტოლების პარამეტრები, რღვევის 50%-ნი ალბათობისათვის. დამოკიდებულება ხანგამძლეობასა და ძაბვას შორის აღიწერება განტოლებით

$$Y = \overline{y} + r\frac{S_y}{S_x}(x - \overline{x}), \qquad (3.14.4)$$

სადაც $r -$ კორელაციის კოეფიციენტია ($x = \lg\sigma$ და $y = \lg t$) სიდიდეების.

S_x და $S_y -$ საშუალო კვადრატული გადახრებია (x და y) სიდიდეების.

$\bar{x}$ და $\bar{y} -$ საშუალო მნიშვნელობებია (x და y) სიდიდეების.

წრფივობის კრიტერიუმი ξ და მისი ძირითადი ცდომილება S_ξ გამოითვლება ფორმულებით:

$$\xi = \eta^2 - r^2, \qquad (3.14.5)$$

და

$$S_\xi = \sqrt{\frac{\xi}{n}}, \qquad (3.14.6)$$

სადაც $\eta^2 -$ კორელაციური შეფარდებაა, გამოცდის შეზღუდული მოცულობის დროს, რომელიც მიღებულია (1)-ის ტოლად.

რეგრესიული ანალიზი გამოიყენება ორ (ძაბვა და ხანგამძლეობა) სიდიდეს შორის კავშირის დამყარებისათვის, რომელთაგან ერთი არაშემთხვევითი სიდიდე მოიცემა ექსპერიმენტის დროს, მეორე – შემთხვევითი, განისაზღვრება ექსპერიმენტის პროცესში, ე.ი.

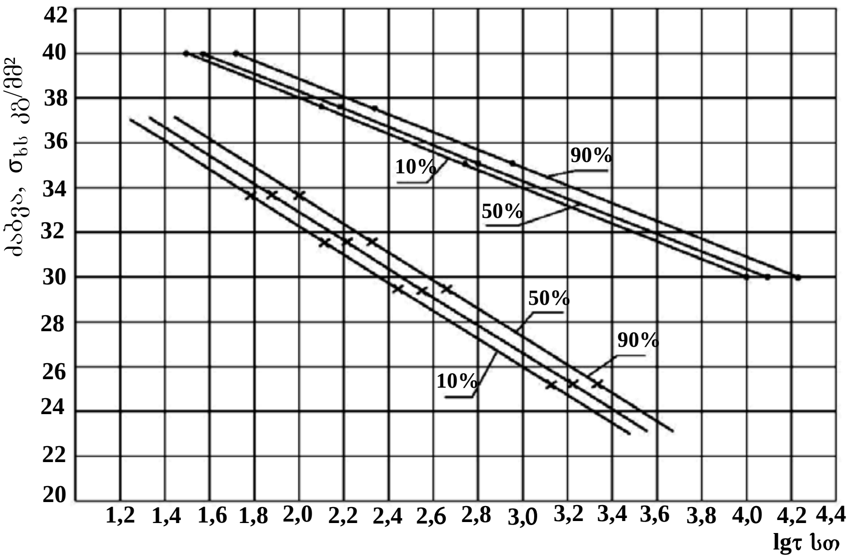
$$x = \lg\sigma \quad \text{და} \quad y = \lg t .$$

ამრიგად, უნდა იყოს სამართლიანი რეგრესიის თეორიული მრუდის განტოლება

$$\eta = \alpha + \beta(x - \overline{x}), \qquad (3.14.7)$$

რომლის შეფასება არის რეგრესიის ემპირიული მრუდის განტოლება

$$Y = a + b(x - \overline{x}) , \qquad (3.14.8)$$



ნახ. 3.14.10. ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდები.
• – მინატექსტოლიტი T_C-8/3
x – მინატექსტოლიტი T-10

რომლის პარამეტრები დაითვლება შემდეგი ფორმულებით:

$$\overline{x} = \frac{\sum_{i=1}^{m} \omega_i n_i x_i}{\sum_{i=1}^{m} \omega_i n_i},$$

$$a = \overline{y} = \frac{\sum_{i=1}^{m} \omega_i n_i \overline{y}_i}{\sum_{i=1}^{m} \omega_i n_i}, \qquad (3.14.9)$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^{m} \omega_i n_i (x - \overline{x})\overline{y_i}}{\sum_{i=1}^{m} \omega_i n_i (x_i - \overline{x})^2}, \qquad (*)$$

სადაც $\omega_i n_i$ – წონაა წერტილების,

m – ძაბვის დონეთა რიცხვია,

n_i – ნიმუშების რიცხვია,

$\bar{y}_i$ – შერჩევითი საშუალო მნიშვნელობაა ხანგამძლეობის ლოგარითმის.

$$\bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^{n_i} y_{ij}}{n_i}.$$

რეგრესიის მრუდების წრფივობა შემოწმებული უნდა იყოს დისპერსიული შეფარდების გზით

$$F = \frac{S_2^2}{S_1^2}, \tag{3.14.10}$$

სადაც S_1^2 – დისპერსიაა სისტემის შიგნით

$$S_1^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n}\sum_{i=1}^{m}\omega_i (y_{ij} - \bar{y}_i)^2}{\sum_{i=1}^{m} n_i - m}, \tag{3.14.11}$$

S_2^2 – დისპერსიაა რეგრესიის ემპირიული წირის მიმართ.

$$S_2^2 = \frac{\sum_{i=1}^{m}\omega_i n_i (\bar{y}_i - \bar{Y}_i)^2}{m-2}. \tag{3.14.12}$$

თუ $F > 1$, მაშინ წრფივობის ჰიპოთეზა მიიღება. წრფივობის ჰიპოთეზის მიღების შემთხვევაში შეფასება გაერთიანდება.

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^{m}\sum_{j=1}^{n_i}\omega_i (y_{ij} - Y_i)^2}{\sum_{i=1}^{m} n_i - 2}, \tag{3.14.13}$$

რომლის საშუალებითაც განისაზღვრება რეგრესიის ემპირიული წირის განტოლების დისპერსიის პარამეტრები, ასევე თვით Y – სიდიდის.

 აღნიშნული სიდიდეები გაიანგარიშებიან შემდეგი ფორმულებით:

$$S_a^2 = \frac{S^2}{\sum_{i=1}^{n} \omega_i n_i}; \qquad S_b^2 = \frac{S^2}{\sum_{i=1}^{n} \omega_i n_i (x - \overline{x})^2}, \qquad (3.14.14)$$

$$S_Y^2 = S_a^2 + S_b^2 (x_i - \overline{x})^2.$$

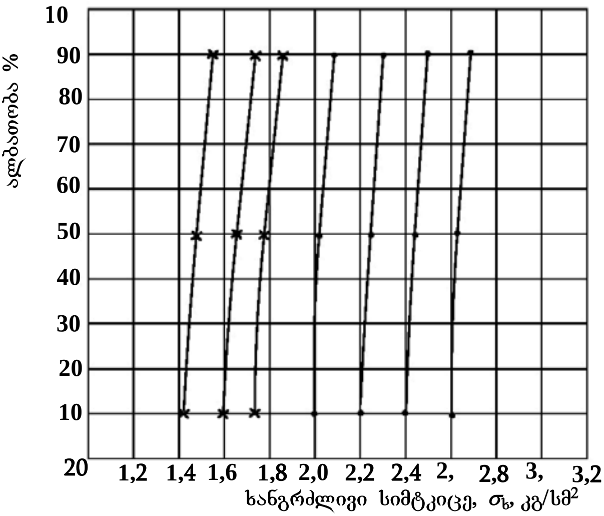
სანდო საზღვრები რეგრესიის თეორიული მრუდის განტოლების პარამეტრებისათვის და გენერალური საშუალო მნიშვნელობა გამოითვლება შემდეგი ფორმულებით:

$$a - t_{\alpha,K} S_a < \alpha < a + t_{\alpha,K} \cdot S_a{}'$$

$$b - t_{\alpha,K} \cdot S_b < \beta < b + t_{\alpha,K} \cdot S_b, \qquad (3.14.15)$$

$$Y - t_{\alpha,K} \cdot S_Y < \eta < Y + t_{\alpha,K} \cdot S_Y.$$

თანმიმდევრობა შესაბამისი სიდიდეების გამოთვლისა მოცემულია ცხრილების სახით: ცხრ. (3.14.6), (3.14.7), (3.14.8), (3.14.9).



ნახ. 4.14.11. ხანგრძლივი სიმტკიცის ზღვარის განაწილების მრუდები:

• – მინატექსტოლიტი T_C-8/3

x – მინატექსტოლიტი T-10.

იმ შემთხვევაში, როცა არ მოითხოვება ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდების განტოლების აგება, მაშინ ამ შემთხვევაში ცდისეული მონაცემების დამუშავება შეიძლება ვაწარმოოთ გრაფიკული ხერხით. ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდების აგება რღვევის ალბათობის პარამეტრის მიხედვით, საკმარისია ერთი ტიპის ნიმუშების რღვევის ნაცვლად ჩატარდეს დამატებითი გამოცდა სამი ან ოთხი დონის სტატიკური სიმტკიცის მრუდთა ოჯახის საკმარისად ფართო რღვევის ალბათობის ინტერვალისათვის. ხანგრძლივი სიმტკიცის მრუდების მიხედვით არჩეული ბაზისათვის და ფიქსირებული რღვევის ალბათობისათვის განისაზღვრება ხანგრძლივი სიმტკიცის ზღვრები.

მინატექსტოლიტები $\begin{cases} 1. TCY \, {}^{8}\!/_{3} - BM - 78 + \text{э} \, \Pi 5122 \\ 2. T - 10 + \text{э} \, \Pi 5122 \end{cases}$

რეგრესიის განტოლებები შესაბამისად 1. და 2. მასალისათვის იქნება:

$$1. \quad Y_i = 13{,}3 - 7{,}4x;$$
$$2. \quad Y_i = 15 - 8{,}2x.$$

ცხრილი 3.14.6

რეგრესიული ანალიზი ხანგრძლივი სტატიკური გამოცდის მასალა (T_c – 8/3)

i	σ_i კგ/სმ²	τ_i სთ-ში	$x_i = \lg \sigma_i$	$y_1 = \lg \tau_i$	$x_i - \overline{x}$	$(x_i - \overline{x})^2$	$(x_i - \overline{x}) y_i$	Y_i	$y_i - Y_i$	$(y_i - Y_i)^2$
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	33	3981	1,52	3,599	-0,04	0,0016	-0,144	2,54	1,059	1,122
2	34	1000	1,53	3,000	-0,03	0,0009	-0,09	2,45	0,55	1,122
3	35	501	1,54	2,699	-0,02	0,0004	-0,054	2,37	0,33	0,108
4	36	281	1,55	2,448	-0,01	0,0001	-0,024	2,29	0,16	0,025
5	37,5	144	1,56	2,158	0	0	0	2,21	-0,05	0,003
6	38,0	125	1,57	2,096	0,01	0,0001	0,021	2,13	-0,03	0,0012
7	38,5	100	1,58	2,000	0,02	0,0004	0,040	2,04	-0,04	0,0016
8	39,0	79	1,59	1,897	0,03	0,0009	0,057	1,96	-0,06	0,0039
9	39,5	66	1,6	1,817	0,04	0,0016	0,073	1,88	-0,061	0,0037
10	40,0	31	1,6	1,491	0,04	0,0016	0,059	1,88	-0,389	0,1513
$\sum$			15,64 $\overline{x} = 1{,}56$	23,21 $\overline{y} = 2{,}32$		0,0076	-0,062			1,7227

ცხრილი 3.14.7

რეგრესიული ანალიზი ხანგრძლივი სტატიკური გამოცდის მასალა $(T-10)$

i	σ_i კგ/სმ^2	τ_i სთ-ში	$x_i = \lg\sigma_i$	$y_1 = \lg\tau_i$	$x_i - \overline{x}$	$(x_i - \overline{x})^2$	$(x_i - \overline{x})y_i$	$y_i - Y_i$	$(y_i - Y_i)^2$	Y_i
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	25,2	1584	1,40	3,199	-0,08	0,0064	-0,255	0,259	0,067	2,94
2	27,7	630	1,44	2,799	-0,04	0,0016	-0,112	0,149	0,022	2,65
3	28,6	407	1,46	2,609	-0,02	0,0004	-0,052	0,119	0,014	2,49
4	29,4	316	1,47	2,499	-0,01	0,0001	-0,025	0,069	0,005	2,43
5	30,2	239	1,48	2,378	0	0	0	0,028	0,001	2,35
6	31,5	131	1,49	2,117	0,01	0,0001	0,021	-0,193	0,037	2,31
7	32,0	125	1,51	2,096	0,03	0,0009	0,063	-0,034	0,0010	2,13
8	32,8	100	1,52	200	0,04	0,0016	0,080	-0,060	0,0036	2,06
9	33,0	83	1,52	1,919	0,04	0,0016	0,076	-0,141	0,019	2,06
10	33,6	69	1,53	1,838	0,05	0,0025	0,092	-0,142	0,02	1,98
	$\sum$		$\overline{x} = 1{,}48$	$\overline{y} = 2{,}35$		0,0152	-0,112		0,1896	

ცხრილი 3.14.8

რეგრესიული ანალიზის მახასიათებლები

		რეგრესიის განტოლების პარამეტრები $Y = a + b(x - \overline{x})$		განტოლების პარამეტრები $\lg t = A - m \lg \sigma$		მათემატიკური ლოდინის შეფასების დისპერსია $S_Y^2 = S_a^2 + S_b^2 (x - \overline{x})^2$				თეორიული წირების განტოლების საზღვრები $\eta = \alpha + \beta(x - \overline{x})$	
		a	b	A	m	S^2	S_a^2	S_a	S_b^2	α	β
მინატექსტოლიტი	1	2,3	-8,16	15	8,16	0,215	0,022	0,5	28,28	1,96~2,64	-20,18~3,86
	2	2,35	-7,37	13,3	7,37	0,024	0,0024	0,048	1,58	2,24~2,46	-10,2~-4,5

ცხრილი 3.14.9

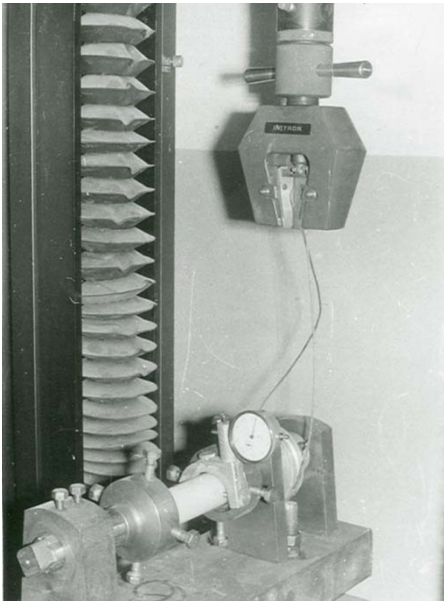
95%-ანი სანდო არის ანგარიში ხანგრძლივი სტატიკური სიმტკიცის მრუდებისათვის, როცა $k=9; tq_k=2{,}26$.

i	σ_i კგ/მმ^2	$x_i=\lg\sigma_i$	Y_i	S_{Yi}^2	S_{Yi}	$tg_K\cdot S_{Yi}$	$Y_i-tg_{kg}\cdot S_{Yi}$	$Y_i+tg_K\cdot S_{Yi}$	მასალა
	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	33	1,52	2,54	0,67	0,25	0,586	1,953	3,126	TC-8/3-250
2	34	1,53	2,45	0,47	0,22	0,492	1,958	2,942	
3	35	1,54	2,37	0,033	0,18	0,412	1,957	2,782	
4	36	1,55	2,29	0,0248	0,16	0,36	1,93	2,65	
5	37,5	1,56	2,21	0,0225	0,15	0,335	1,87	2,54	
6	38	1,57	2,13	0,024	0,157	0,356	1,77	2,48	
7	38,5	1,58	2,04	0,033	0,18	0,412	1,63	2,45	
8	39	1,59	1,96	0,047	0,22	0,492	1,467	2,45	
9	39,5	1,6	1,88	0,067	0,25	0,586	1,294	2,466	
10	40	1,6	1,88	0,067	0,25	0,586	1,194	2,466	
1	25,2	1,4	2,94	0,034	0,18	0,42	2,52	3,35	T-10+ЭП5122
2	27,7	1,44	2,65	0,026	0,16	0,36	2,29	3,02	
3	28,6	1,46	2,49	0,025	0,15	0,35	2,14	2,84	
4	29,4	1,47	2,43	0,024	0,15	0,35	2,08	2,78	
5	30,2	1,48	2,35	0,024	0,15	0,35	1,99	2,7	
6	31,5	1,49	2,31	0,024	0,15	0,35	1,96	2,66	
7	32	1,51	2,13	0,025	0,15	0,36	1,77	2,49	
8	32,8	1,52	2,06	0,026	0,16	0,36	1,69	2,43	
9	33	1,52	2,06	0,026	0,16	0,36	1,69	2,43	
10	33,6	1,53	1,98	0,027	0,17	0,37	1,60	2,35	

§ 3.15. გრეხა კომპოზიციური ტანის შემთხვევაში

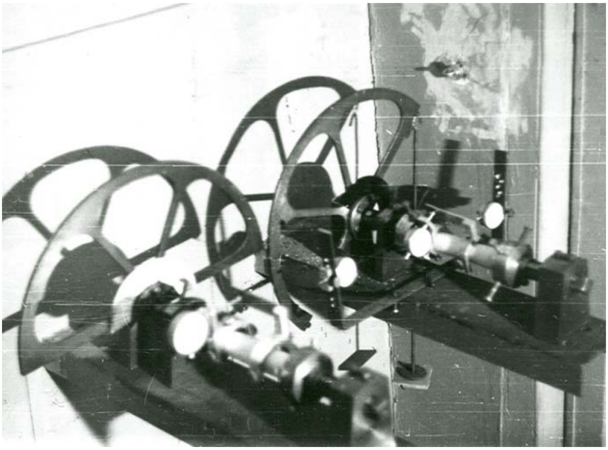
ექსპერიმენტული კვლევა.

კომპოზიციური სხეულების ცოცვადობა გრეხის დეფორმირებისას ნაკლებადაა შესწავლილი და ამისათვის ცოცვადობაზე გამოცდის არც სტანდარტი არსებობს. წინამდებარე გამოკვლევა ეყრდნობა საკუთარ, რუსეთისა და საზღვარგარეთელ მეცნიერთა შრომებში გამოქვეყნებ-ულ მასალას.



სურ. 3.15.1. ცილინდრული ნიმუშის გრეხაზე მოკლევადიანი გამოცდის ცალკე ფრაგმენტი. „ინსტრონი“-ს მარკის წნეხი

ცოცვადობა გრეხისას შეისწავლება ცილინდრული (მილის) ფორმის ნიმუშების გამოცდით. გამოცდა წარმოებს სურ. (3.15.1~3.15.2) მოცემულ დანადგარებზე. ნიმუშის ზომები ისეა შერჩეული, რომ დამჭერების გავლენა (საზღვრის ეფექტი) ნიმუშის მუშა ნაწილის დაძაბულ მდგომარეობაზე



სურ. 3.15.2. ცილინდრული ნიმუშის გრეხისას ცოცვადობაზე ხანგრძლივი გამოცდის დანადგარი

გამოირიცხოს, რისთვისაც მიღებულია შემდეგი მოთხოვნები:

1. მარტივი გრეხის პირობებში, სიმტკიცისა და დეფორმაციის მახასიათებლების სანდო მნიშვნელობების მიღებისათვის აუცილებელია ნიმუშის მუშა ნაწილში შეიქმნას ერთგვაროვანი დაძაბული მდგომარეობა.
2. გამზომი მოწყობოლობა ნიმუშის მუშა ნაწილზე ისე უნდა დამაგრდეს, რომ შესაძლებელი გახდეს გრეხის პროცესისი ზუსტი სურათის მიღება.
3. ნიმუშის ბაზის სიგრძე არ უნდა აღემატებოდეს მთლიანი სიგრძის 5/6-ს.
4. გამოცდის პროცესი უნდა მიმდინარეობდეს გარემოში, სადაც დაცული იქნება მუდმივი პირობები: T=20°±2°C, ტენიანობა W=65%±5%.
5. დატვირთვის მუდმივი სიჩქარის პირობებში მოკლევადიანი გამოცდა უნდა განხორციელდეს საფეხურებიანი დატვირთვა განტვირთვით, ძაბვების შემდეგი მნიშვნელობებისათვის: $0{,}1\sigma_{12}^{რ}$; $0{,}2\sigma_{12}^{რ}$; $0{,}4\sigma_{12}^{რ}$; $0{,}5\sigma_{12}^{რ}$.

სადაც $\sigma_{12}^{რ}$ – მოკლევადიანი გამოცდისას სიმტკიცის ზღვარია.

6. მოკლევადიანი (5 საათი) გამოცდა ცოცვადობაზე ძაბვის $0,1\sigma_{12}^{რ}$ და $0,5\sigma_{12}^{რ}$ მნიშვნელობისათვის და 20°C ტემპერატურის დროს.

მრღვევი ძაბვა გრეხისას $\sigma_{12}^{რ} = \tau_{12}$ გამოითვლება ფორმულით

$$\tau_{12} = \frac{M_{გრ}}{W_{გრ}}, \tag{3.15.1}$$

სადაც $M_{გრ}$ – მგრეხავი მომენტია.

$W_{გრ}$ – წინაღობის მომენტია და უდრის

$$W_{გრ} = \frac{\pi D^3}{16}(1 - C^4), \tag{3.15.2}$$

სადაც $C = \dfrac{d}{D}$,

$D = 2R$ – ნიმუშის გარე დიამეტრია;

$d = 2r$ – ნიმუშის შიგა დიამეტრია.

ძვრისას ფარდობითი დეფორმაცია გამოითვლება ფორმულით

$$\varepsilon_{12} = \frac{1}{2}\frac{d}{l}\varphi(t) = \frac{1}{2}\gamma = \frac{1}{2}R\,æ, \tag{3.15.3}$$

სადაც $\varphi(t)$ – გრეხის კუთხეა,

γ – ფარდობითი ძვრა,

æ – გრეხის კუთხის ინტენსივობა.

თითოეულ ძაბვაზე უნდა გამოიცადოს არანაკლებ 3 ნიმუშისა.

პირდაპირ ცოცვადობაზე გამოცდის შემდეგ ნიმუში განიტვირთება და ვაკვირდებით შექცეულ ცოცვადობას. გამოცდის შედეგები დროის ყოველი t_m-სათვის მიღებული $\varphi_n(t_m)$-ის მნიშვნელობები სათანადო ძაბვებით შეგვაქვს

ცხრილში და ვითვლით ცოცვადობის დეფორმაციის საშუალო მნიშვნელობებს

$$\overline{\varphi}_n(t) = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\varphi_i(t)\,. \qquad (3.15.4)$$

ფარდობითი ძვრა და მხები ძაბვა დაკავშირებულია ჰუკის კანონით

$$\tau_{12} = G\gamma = GR\frac{\varphi}{l}\,. \qquad (3.15.5)$$

სადაც $G = E_{12} = \dfrac{E}{2(1+\mu)}$ ძვრის მოდულია.

მგრეხავ მომენტსა და მხებ ძაბვას შორის კავშირიდან შეიძლება დავწეროთ, რომ

$$M_Z = \int_F \tau_{12} R dF = \int_F GR^2\frac{\varphi}{l}dF = G\frac{\varphi}{l}I_P\,, \qquad (3.15.6)$$

სადაც $I_P = \int_F R^2 dF = \dfrac{\pi}{2}(R^4 - r^4)$ პოლარული ინერციის მომენ-ტია, ნიმუში-სხეულის (რგოლის) განიკვეთის ფართობის. ე.ი.

$$M_Z = GI_P\, æ_Z = GI_P\frac{\varphi}{l}\,. \qquad (3.15.7)$$

და

$$\tau_{12} = \frac{R}{I_P}M_z\,. \qquad (3.15.8)$$

ვოლტერას პრინციპის თანახმად დრეკად-მემკვიდრეობით სხეულში ძაბვები ისევე განაწილდება, როგორც დრეკად სხეულში. კერძოდ თუ მგრეხავი მომენტი $M_Z = M_Z(t)$ კანონის მიხედვით იცვლება, მაშინ (3.15.8)-დან გამომ-დინარეობს, რომ ძაბვის მყის ცვლილებას მოსდევს მომენტის მყისი ცვლილება. გრძივი დაგრეხის კუთხის განსაზღვრისათვის (3.15.8)-დან მივიღებთ

$$\text{æ}_Z(t)=\frac{1}{GI_P}M_Z(t)=\frac{1}{GI_P}[M_Z(t)+\int_0^t K(t-\tau)M_Z(\tau)d\tau], \qquad (3.15.9)$$

სადაც $K(t)-$ ცოცვადობის გულია სუფთა გრეხის დროს. კერძოდ როცა $M_Z=const$ (ცოცვა გრეხის დროს) მივიღებთ:

$$\text{æ}_Z(t)=\frac{M_Z}{GI_P}[1+\int_0^t K(t-\tau)d\tau]=\frac{M_Z}{GI_P}[1+\Delta(t)]. \qquad (3.15.10)$$

სადაც $\Delta(t)-$ ცოცვადობის ფუნქციაა სუფთა გრეხის დროს და როცა $M_Z=const$, მაშინ დრეკად-მემკვიდრეობით სხეულში ძაბვები არ იცვლება, ხოლო გრეხის კუთხე ისეთივე კანონით იცვლება, როგორადაც იზრდება ძვრის დეფორმაციები მუდმივი მხები ძაბვების გავლენით. (6.18.9)-ის ამოხსნას ექნება სახე

$$\frac{1}{I_P}M_Z(t)=G\left[\text{æ}_Z(t)-_Z(t)-\int_0^t T(t-\tau)\text{æ}_Z(\tau)d\tau\right], \qquad (3.15.11)$$

სადაც $T(t-\tau)-$ რელაქსაციის გულია გრეხისას.

მოკლევადიანი (დრო 1–წუთამდე) გამოცდისას გაჭიმვაზე, გამოითვლება დენადობის პირობითი ზღვარი $\sigma_{რ}$ სხვადასხვა ასაკის (1–თვე, 1–წელი, 10–წელი) მოცემული სხეულისაგან. აიგება $\sigma\sim\varepsilon$ დიაგრამა და განისაზღვრება დრეკადობის მოდული E. გაჭიმვაზე გამოცდისათვის გამოიყენება ნიმუშები, რომლებიც ამოჭრილია ცილინდრული ფორმის ნიმუშებისაგან (ცილინდრული ზოლები). გრეხისას ნიმუშის ზომებია:

$l=180{,}5-0{,}5$ მმ - მუშა ნაწილის სიგრძე,

$D=40{,}5\ -\ 0{,}5$ მმ;

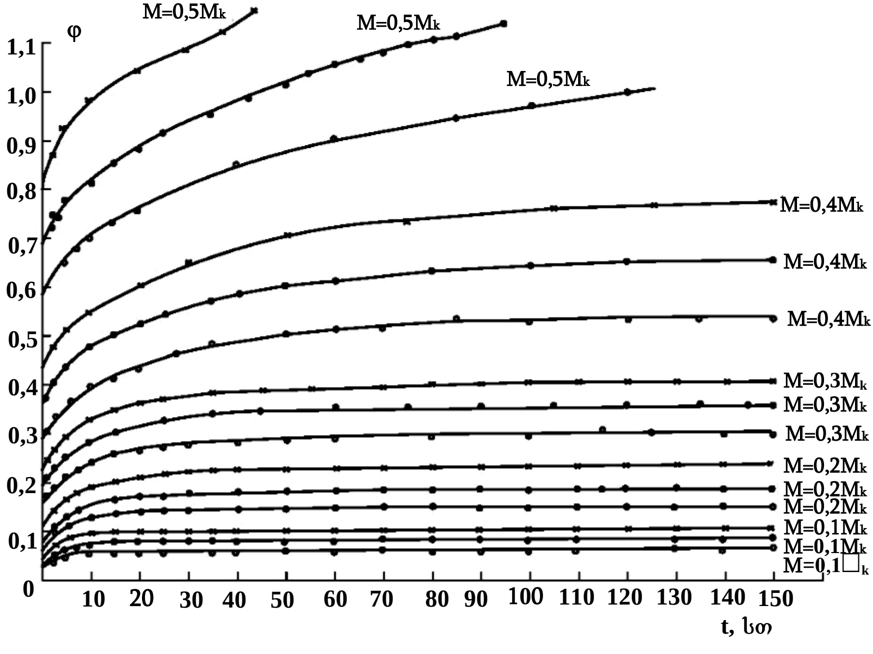
$d=34\ -\ 0{,}5$ მმ.

ფირმა „ინსტრონი – 115“ მარკის (სურ. 3.15.1) გამოსაცდელ წნეხზე მოწყობილი დანადგარით განხორციელდება ელექტროტენზომეტრების საშუალებით კუთხის ცვლილების უწყვეტი ჩაწერა. შემდეგ გამოითვლება მაქსიმალური

მგრეხავი $M_{გრ}$ მომენტი, რომელსაც ნიმუში მიჰყავს მდგრადობის დაკარგვამდე და შესაბამისად გამოითვლება მაქსიმალური მხები ძაბვა

$$\sigma_{ტგრ} \equiv \tau_{12} \,. \tag{3.15.12}$$

გამოცდის შედეგები უნდა შევიტანოთ ცხრილში 3.15.1. გრეხისას ცოცვადობაზე ხანგრძლივი გამოცდების მიხედვით შევადგინოთ ცხრილი 3.15.2 და აიგება მრუდები ($\varphi \sim t$) ნახ. 3.15.1 ან ($\varepsilon \sim t$). (3.15.3) განტოლების მიხედვით სიზუსტის თვალსაზრისით სასურველია ცდისეული მონაცემები დამუშავდეს სტატისტიკურად, ცხრილი 3.15.3. შემდეგ კი ავაგოთ თეორიული მრუდები ($\varphi \sim t$), ($\varepsilon \sim t$).



ნახ. 3.15.1. გრეხის კუთხის დამოკიდებულება დროსაგან (ცოცვადობის მრუდები)

ცხრილი 3.15.1

გრეხაზე ცოცვადობის დეფორმაციები ПВП. $T = 20°C$, $W = 70\%$.

t სთ	$M = 0{,}1, M_{გ.}$ კგძ.სმ			$M = 0{,}02,\ M_{გ.}$ კგძ.სმ		
	$\tau = 10$ წელი	$\tau = 1$ წელი	$\tau = 1$ თვე	$\tau = 10$ წელი	$\tau = 1$ წელი	$\tau = 1$ თვე
0	0,002	0,0024	0,00334	0,0033	0,0044	0,0055
5	0,0055	0,0072	0,0092	0,0127	0,0150	0,0188
10	0,00609	0,0083	0,0104	0,0144	0,0170	0,0211
20	0,0067	0,0090	0,0115	0,0162	0,0194	0,0240
50	0,0073	0,0094	0,0118	0,0171	0,0208	0,0250
100	0,0074	0,0096	0,0120	0,0177	0,0217	0,269
150	0,0075	0,0096	0,0120	0,0179	0,0219	0,0271
	$M = 0{,}4, M_{გ.}$ კგძ. სმ			$M = 0{,}3, M_{გ.}$ კგძ. სმ		
0	0,01	0,013	0,016	0,0065	0,0025	0,0100
5	0,0398	0,0476	0,060	0,0243	0,0277	0,0330
10	0,0430	0,0520	0,0680	0,0277	0,0315	0,0366
50	0,057	0,0660	0,083	0,0330	0,0396	0,0446
80	0,0598	0,0700	0,086	0,0340	0,0343	0,0459
100	0,0609	0,0720	0,086	0,0343	0,0406	0,0460
150	0,0614	0,0740	0,087	0,0349	0,0410	0,0465

ცხრილი 3.15.2

მექანიკური მახასიათებლები

ასაკი	$\sigma_{რ}$ კგძ/მმ^2	$M_{გრ}$ კგძ.სმ	τ_{12} კგძ/მმ^2 მხები ძაბვა	E კგძ/სმ^2	G კგძ/სმ^2
1 თვე	1,65	550	0,97	5600	2500
1 წელი	1,72	550	0,99	6400	2800
10 წელი	1,80	550	1,03	7600	3300

ცხრილი 3.15.3

ცდისეული მონაცემის სტატისტიკური მახასიათებლები

$\sigma_{12}=0{,}3\tau_{12}$									
$\sigma_{12}=0{,}3\tau_{12}$ თვე				$\tau=1$ წელი			$\tau=10$ წელი		
t სთ	$\overline{\varphi}$	S_{φ}	V	$\overline{\varphi}$	S_{φ}	V	$\overline{\varphi}$	S_{φ}	V
5	0,300	0,0046	1,50	0,252	0,0040	1,60	0,220	0,0044	2,0
10	0,335	0,0052	1,55	0,290	0,0048	1,66	0,245	0,0051	2,1
20	0,370	0,0057	1,55	0,325	0,0053	1,66	0,275	0,0057	2,1
30	0,090	0,0058	1,50	0,345	0,0057	1,68	0,280	0,0060	2,2
50	0,410	0,0063	1,50	0,360	0,0060	1,69	0,295	0,0062	2,1
80	0,415	0,0065	1,56	0,365	0,0061	1,70	0,310	0,0068	2,2
100	0,418	0,0066	1,58	0,368	0,0062	1,70	0,312	0,0071	2,3
130	0,420	0,0066	1,58	0,370	0,0063	1,70	0,315	0,0072	2,2
150	0,420	0,0067	1,60	0,370	0,0063	1,70	0,316	0,0073	2,3

სადაც $\overline{\varphi}$ – გრეხის კუთხის საშუალო მნიშვნელობა;
S – სტანდარტული გადახრა;
V – ვარიაციის კოეფიციენტი.

თავი IV. ტემპერატურულ ველში კომპოზიციური ტანის დეფორმირების თეორია

§ 4.1. რელაქსაციური სპექტრები

პოლიმერული სხეულების ბლანტი-დრეკადი თვისებების სტატისტიკურ-ალბათური თეორიით შეფასებისას, შემოდის ცნება რეოლოგიური პარამეტრების უწყვეტი (დისკრეტუ-ლი) სპექტრის. ვ. კარგინისა და გ. სლომინსკის მიერ განსაზღვრულ იქნა რელაქსაციის დროის სპექტრი გამომ-დინარე იმ ძირითადი ფაქტორიდან, რომ პოლიმერული მოლეკულა შედგება დიდი რაოდენობა რგოლებისაგან, რომლებსაც შეუძლიათ ბლანტ ერთგვაროვან გარემოში თავისუფალი გადაადგილება.

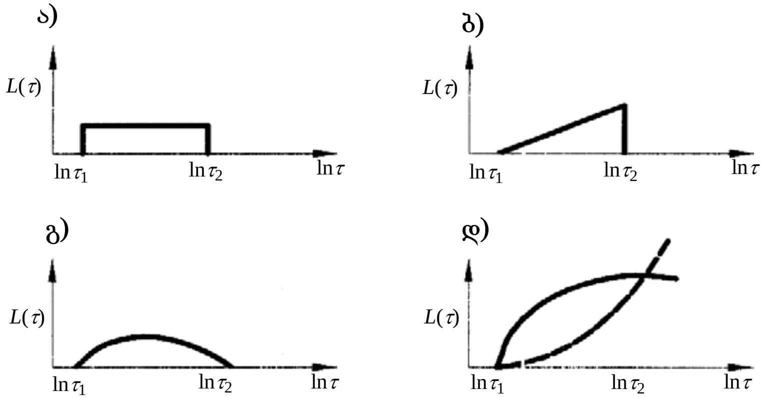
(ფორმალურად რელაქსაციის დრო ეს არის შეფარდება, მასალის სიბლანტისა მის დრეკადობის მოდულთან $(\tau = \eta / E)$.

დღეისათვის პოლიმერული მასალების მექანიკური თვისებების აპროქსიმაციას რელაქსაციის დროის შერჩევის საფუძველზე, მკვლევართა მხრიდან დიდი ყურადღება ეთმობა.

პოლიმერების ბლანტი-დრეკადობის თეორიაში რელაქ-საციური სპექტრების შემოყვანა ორი ასპექტით იწვევს ინტერესს: პირველი, კარგად ცნობილია, რომ რეალური პოლიმერების მექანიკური რეაქციები ზუსტად აღიწერებიან უწყვეტი სპექტრებით, ან რეოლოგიური პარამეტრების დისკრეტული შერჩევით რთული მოდულის, თუნდაც ერთი ელემენტისათვის. მეორე, თეორიულად და ექსპერიმენტულად დადგენილია, რომ რელაქსაციური სპექტრები მჭიდროდ კორექტირდებიან პოლიმერული მასალების მოლეკულურ სტრუქტურასთან და მის არაერთგვაროვნების მახასიათებ-ლებთან.

§ 4.2. უწყვეტი რელაქსაციური სპექტრი

ძაბვას, დეფორმაციასა და დროს შორის, ურთიერთკავშირის განსაზღვრისათვის, სპექტრის განაწილების სიმკვრივის ფუნქციას ჩვეულებრივ აპროქსიმაციას უკეთებენ, თანაბარი („ყუთის“ ტიპი),სამკუთხა (სოლი), სინუსოიდალური, ექსპონენციალური ან ხარისხოვანი განაწილებით რელაქსაციის დროისა და ლოგარითმული სკალით (ნახ. 4.2.1). მაგრამ ამ შემთხვევაში არ ხერხდება გვერდი აუაროთ განუსაზღვრელობებს. დროის სკალის საწყისი და ბოლო წერტილების დადგენისას.



ნახ. 4.2.1. რელაქსაციის სპექტრის განაწილების იდეალიზირებული სახეები:
ა – ერთგვაროვანი (თანაბარი), ბ – “სოლი”, გ – სინუსოიდალური, დ – ექსპონენციალური და ხარისხოვანი.

გ. სლომინსკის მიერ ნაჩვენები იყო, რომ თუ მოლეკულებს აქვთ სხვადასხვა სიგრძე, მაშინ ეს გამომჟღავნდება რელაქსაციის (τ) დროის შესაკრებთა გადიდებით. (τ)-ს მინიმალური მნიშვნელობა არ არის დამოკიდებული პოლიმერიზაციის ხარისხზე, დამოკიდებულია მხოლოდ განვითარებულ სრული დეფორმაციის მცირე ნაწილზე.

ზოგად შემთხვევაში პოლიმერის რელაქსაციის დროის სპექტრი მოიცავს არეებს, როგორც ზღვრულად სწრაფ (დინამიურ), ასევე საკმაოდ ნელი (სტატიკური დატვირთვა) რელაქსაციური პროცესებისას. ამ არეებს შორის არსებობს შესამჩნევი წყვეტა დროის მიხედვით, ე.წ. „გარდამავალი“ არე. ეს საშუალებას იძლევა ცალკე განვიხილოთ არეები მაღალი სიხშირის და ნელი რელაქსაციის, დაწყებული ცოცვადობის დეფორმაციის პირველი ფიზიკური ანათვალიდან, რელაქსაციური პროცესის დასრულებამდე.

თუ ცნობილი არის რელაქსაციური სპექტრის განაწილება მაშინ დამოკიდებულებიდან

$$I = I_0 + \int_{-\infty}^{\infty} L(\ln\tau)(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})d\ln\tau\,, \tag{4.2.1}$$

გამოითვლება მოქნილობა $I(t)$ ცოცვადობისას. ამის მსგავსად რელაქსაციური მოდული $E(t)$ შეიძლება ინტეგრებით მოიძებნოს

$$E(t) = \frac{\sigma}{\varepsilon} = E_\infty + \int_{-\infty}^{\infty} He^{-\frac{t}{\tau}}d\ln\tau\,. \tag{4.2.2}$$

სპექტრები L და H წრფივი ბლანტიდრეკადობის არეში დაკავშირებულია ერთიმეორესთან ტოლობით

$$H = \frac{L}{[I_0 + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{L(u)}{1-\frac{u}{\tau}}d\ln u]^2 + \pi^2 L^2}\,. \tag{4.2.3}$$

$H(\ln\tau)$-ს გამოთვლა (4.2.3)-ის მიხედვით დაკავშირებულია სირთულეებთან, რადგან ფუნქცია $H(L)$ შეიცავს არასაკუთრივ ინტეგრალს, რომლის ინტეგრალქვეშა ფუნქციას $F(u,\tau) = \frac{L(u)}{1-\frac{u}{\tau}}$, (სადაც u ინტეგრების ცვლადი, ხოლო τ – პარამეტრია) აქვს მეორე რიგის წყვეტა, როცა $u = \tau$ ფიქ-

სირებული მნიშვნელობისათვის, τ-სგან მარცხნივ $F(u,\tau)>0$ და $F(u,\tau)\to 0$, როცა $u\to\tau$, მარჯვნივ τ-სგან $F(u,\tau)<0$ და $F(u,\tau)\to -\infty$, როცა $u\to\tau$. ინტეგრალი

$$S=\int_{-\infty}^{\infty}F(u,\tau)d\ln u\,. \tag{4.2.4}$$

რიცხობრივად ორი ფართობის ($S=S_1-S_2$) სხვაობას უდრის, ეს ფართობები ერთმანეთისაგან მცირედ განსხვავდებიან. თუ ცნობილია გამოსახულება მოქნილობის განაწილების სპექტრისა $L(\ln\tau)$, მაშინ ყოველი ფიქსირებული τ-სათვის გამოითვლება ორი ინტეგრალი

$$S_1^*=\int_{-\infty}^{\ln\tau-\delta}F(u,\tau)d\ln u;\quad S_2^*=\int_{\ln\tau+\delta}^{+\infty}F(u,\tau)d\ln u. \tag{4.2.5}$$

შემდეგ კი მათი სხვაობა ($S^*=S_1^*-S_2^*$).

ყოველი $(\tau)-$სათვის ეს გამოთვლები რამდენჯერმე სრულდება, ამასთან ყოველი შემდგომი გამოთვლისას δ მცირდება ისეთ სიდიდემდე, სანამ არ მიიღება ერთნაირი შედეგი δ-ს შემცირების ხარჯზე ორივე შემთხვევაში.

*) δ არის მცირე მუდმივი სიდიდე, შემოყვანილია სიზუსტის დაცვის მიზნით, ისე როგორც ეს კეთდება ინტეგრალის h ბიჯის შემთხვევაში, δ-საგან დამოუკიდებლად.

§ 4.3. დისკრეტული რელაქსაციური სპექტრი

უწყვეტი რელაქსაციური სპექტრების გამოყენების უპირატესობა მასალების ბლანტდრეკადი თვისებების, ანალიზისათვის იმაში მდგომარეობს, რომ ისინი ცალსახად განისაზღვრებიან. გარდა ამისა ფუნქციის უწყვეტი განაწილების საფუძველზე შეიძლება გადასვლა ერთი ტიპის რელაქსაციური პროცესიდან მეორეზე (მაგ. ცოცვადობიდან ძაბვის რელაქსაციისაკენ და პირიქით). ეს საშუალებას იძლევა წრფივი ბლანტი-დრეკადობის საზღვრებში შევადა-

როთ მასალის რელაქსაციური თვისებები, შესწავლილი სავსებით სხვადასხვა სახის მექანიკური ზემოქმედებისას.

მაგრამ ყოფაქცევა რეალური პოლიმერული მასალებისა არ ემთხვევა იდეალურად წრფივი ბლანტდრეკადი სხეულების ყოფაქცევას. და შესაბამისად (4.2.3) ფორმულები ყოველთვის არ შეიძლება იქნას გამოყენებული.

რელაქსაციური სპექტრის დისკრეტული მნიშვნელობე-ბის შეფასებისათვის არსებობს რამდენიმე გზა. დისკრე-ტული სპექტრის მცირე რაოდენობა წევრების შემთხვევაში მოხერხებულია მეთოდიკა, რომელიც ემყარება რეოლოგიური კოეფიციენტების გრაფიკულ განსაზღვრას, რომელიც შედის განტოლებაში

$$I = I_0 + \sum_{i=1}^{N} I_{\infty i}(1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}}) . \qquad (4.3.1)$$

თუ დისკრეტული რელაქსაციური მწკრივი დაიყვანება ერთ წევრზე ($N = 1$), მაშინ პირობიდან როცა $t = \tau_1$ მივიღებთ:

$$I = I_0 + I_\infty(1 - e^{-1}) = I_0 + 0{,}632 I_\infty . \qquad (4.3.2)$$

ვისარგებლოთ ამ თანაფარდობით და რელაქსაციის დრო განვსაზღვროთ გრაფიკულად, როგორც ნაჩვენებია ნახ. 4.3.1 ა.

პირობიდან როცა კოეფიციენტები ($I_{\infty i}$) ტოლია ერთმა-ნეთის, ტოლობა (4.3.1) მივიყვანოთ გაანგარიშებისათვის ხელსაყრელ სახემდე

$$I = I_0 + a\left(N - \sum_{i=1}^{N} e^{-\frac{t}{\tau_i}}\right), \qquad (4.3.3)$$

სადაც $\alpha = \frac{\sum_{i=1}^{N} I_{\infty i}}{N}$, მივიღოთ, რომ $\tau_{i+1} \gg \tau_i$, (4.3.2) ფორმულის ანალოგიურად გვექნება: ა) მწკრივის ორი წევრისათვის

$$I(t_1 = \tau_1) = I_0 + 0{,}317 I_\infty; \qquad (4.3.4ა)$$

$$I(t_2=\tau_2)=I_0+0{,}816I_\infty; \qquad (4.3.4ბ)$$

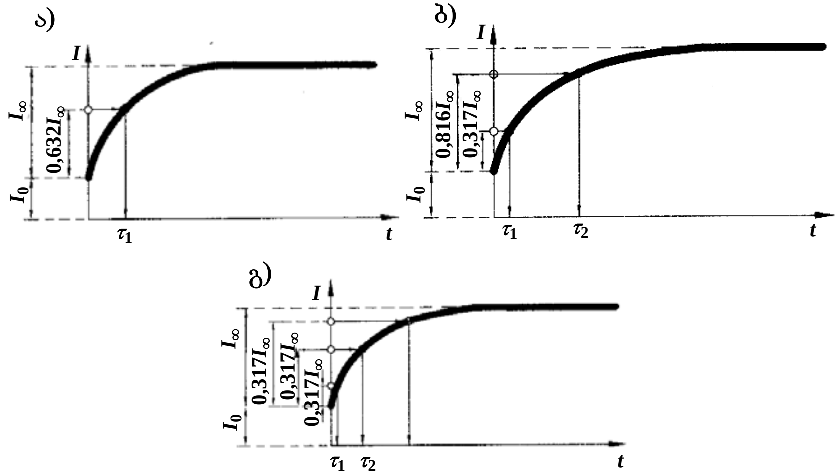
ბ) მწკრივის სამი წევრისათვის იქნება

$$I(t_1=\tau_1)=I_0+0{,}211I_\infty; \qquad (4.3.6.ა)$$

$$I(t_2=\tau_2)=I_0+0{,}544I_\infty; \qquad (4.3.6.ბ)$$

$$I(t_3=\tau_3)=I_0+0{,}877I_\infty. \qquad (4.3.6.გ)$$

რელაქსაციის დროის დისკრეტული მნიშვნელობების შეფასების მეთოდიკა მწკრივის ორი წევრის შემთხვევაში ილუსტრირებულია (ნახ. 4.3.1).



ნახ. 4.3.1. რელაქსაციის დროის შეფასების სქემა დისკრეტული რელაქსაციური სპექტრისათვის. ა, ბ, გ – შესაბამისად ერთი, ორი და სამი რელაქსაციის დროისათვის

რელაქსაციის დროის, დისკრეტულ მნიშვნელობათა რიცხვი აირჩევა ცოცვადობის მრუდის აპროქსიმაციის სიზუსტესთან და ამ პროცესის ხანგძლიობასთან დამოკიდებულებით. ბუნებრივია, რაც მეტია მწკრივის წევრები მით ზუსტია დამთხვევა საანგარიშო მრუდისა ექსპერიმენტულ მრუდზე.

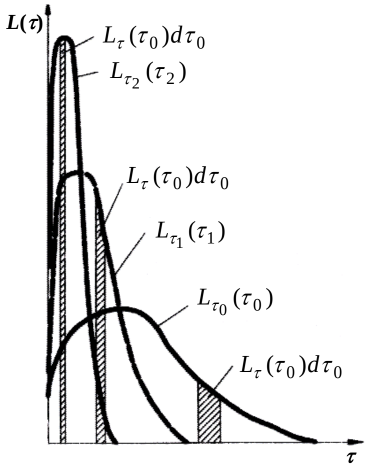
ანალიზურად დისკრეტული რელაქსაციური სპექტრი შეიძლება განისაზღვროს (ЭВМ)-ის დახმარებით. სპექტრის სიზუსტის შეფასება ამ შემთხვევაში შემოიფარგლება, მხოლოდ ამოსავალი ექსპერიმენტული მონაცემების სიზუსტით.

§ 4.4. განზოგადოებული რეოლოგიური თანაფარდობები

განიხილება განზოგადოებული რეოლოგიური თანაფარდობა, რომელიც ითვალისწინებს რელაქსაციურ ფაქტორებს და წარმოადგენს ტემპერატურისა და დროის სუპერპოზიციის ანალიზურ გამოსახულებას.

ჰიპოთეზა I. (ტემპერატურისა და დროის ანალოგია). თუ მასალას $(T = T_0)$ ტემპერატურაზე გააჩნია რაიმე სრული რელაქსაციური სპექტრი $L_{T0}(\tau)$, მაშინ რელაქსაციის პროცესი (τ_0)-სა და $(\tau_0 + d\tau_0)$ დროის მომენტებს შორის $(T = T_1)$ ტემპერატურაზე, შეიძლება შეიცვალოს რელაქსაციის პროცესით დროის $(\dfrac{\tau_0}{a_{T1}})$ და $(\dfrac{\tau_0 + d\tau_0}{a_{T1}})$ მომენტებს შორის. ამავე დროს იგულისხმება, რომ მახასიათებლები ხანგრძლივი დრეკადობისა და წონასწორული მოქნილობის არ იცვლებიან, რადგან მიღებული ჰიპოთეზის თანახმად $(L_{T1}(\tau)d\tau = a_{T1}L_{T0}[a_{T1}(t)]d\tau)$ და როცა $(\tau = \dfrac{\tau_0}{a_T})$ მიიყვანება $(L_{T0}(\tau)d\tau)$-ზე, სადაც $(\int_0^\infty L_{T0}(\tau)d\tau = I_\infty)$.

ამ თანაფარდობების გეომეტრიული აზრი მიიყვანება იმაზე, რომ ტემპერატურის ცვლილებით ელემენტარული ფართობები და საერთო ფართობი, რომელიც შემოსაზღვრულია სიმკვრივის სპექტრის ფუნქციითა და დროის სკალით (სპექტრის ფართი) რჩება მუდმივი. გარდაიქმნება ამ შემთხვევაში მხოლოდ სპექტრის სიმკვრივე და დროის რელაქსაციის სკალა, ამასთანავე განსახილავი გარდაქმნა სხვა არაფერია თუ არა სიბრტყის ჰიპერბოლური მობრუნება. ფორმალურად ფუნქცია $(L_{T0}(\tau))$, დირაკის $\delta-$ფუნქციის დახმარებით შეიძლება გამოსახულ იქნას დისკრეტული ფუნქციით. მაგალითად (ნახ. 4.4.1) გამოსახული სპექტრი შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით



ნახ. 4.4.1. უწყვეტი რელაქსაციური სპექტრის ტემპერატურული ცვლილების სქემა. (სიბრტყის ჰიპერბოლური მობრუნება), ($T_2>T_1>T_0$).

$$L_{T0}(\tau) = \sum_{i=1}^{n} I_{\infty i}\delta(\tau_0 - \tau_i), \qquad (4.4.1)$$

სადაც $\sum_{i=1}^{n} I_{\infty i} = I_0$. მოცემული ჰიპოთეზიდან გამომდინარეობს, რომ თუ მასალა $(T = T_0)$ ტემპერატურაზე ფლობს დისკრეტულ რელაქსაციურ სპექტრს $(I_{\infty i};\tau_i,)$ მაშინ სპექტრი, როცა $(T = T_1)$ არის $(I_{\infty i};\tau_i/a_T)$. ეს შეიძლება ვაჩვენოთ შემდეგნაირად

$$L_{T1}(\tau)=a_{T1}L_{T0}[a_{T1}(\tau)]\approx a_{T1}\sum_{i=1}^{n}I_{\infty i}\delta[a_{T1}(\tau-\tau_i)]=$$

$$=a_{T1}\sum_{i=1}^{n}I_{\infty i}\delta[a_{Ti}(\tau-\frac{\tau_i}{a_{Ti}})], \qquad (4.4.2)$$

ან

$$a_{T1}I_{\infty i}\int_0^{\infty}\delta[a_{T1}(\tau-\tau_i)d\tau]d\tau=I_{\infty i}\int_0^{\infty}\delta(\tau-\tau_i)d\tau=I_{\infty i}\,. \qquad (4.4.3)$$

ეს ტოლობები გვიჩვენებენ, რომ რელაქსაციის დრო ტემპერატურის (T) ცვლილების შედეგად (T_0)-დან (T_1)-მდე, გადაადგილდება (τ_i/a_{Ti}) მნიშვნელობამდე, ხოლო დრეკადობის მახასიათებლები ინვარიანტულია ტემპერატურის (T) ცვლილების მიმართ.

იზოტროპული მასალისათვის თერმოცოცვადობის თანაფარდობებს შემდეგი სახე აქვს:

$$I(t,T)=\frac{\varepsilon}{\sigma}=I_0(t)+\int_{-\infty}^{\infty}L(\ln\tau,T_0)(1-e^{-\frac{ta_T}{\tau_i}})d\ln\tau, \qquad (4.4.4)$$

სადაც T_0 – „ბაზური“ ტემპერატურაა. შესაბამისად დისკრეტული რელაქსაციური სპექტრისათვის გვექნება:

$$I(t,T)=I_0(T)+\sum_{i=1}^{N}I_{\infty i}(1-e^{-\frac{ta_T}{\tau}})\,. \qquad (4.4.5)$$

აქ ტემპერატურის (T) ყველა დონისათვის მიღებულია ერთი და იგივე პარამეტრები სპექტრების $L(\ln\tau,T_0)$ და $I_{\infty i}$, რადგან

$$\int_{-\infty}^{\infty}L_T(\ln\tau)d\ln\tau=\int_{-\infty}^{\infty}L_T(\ln\tau)\frac{d\tau}{\tau}=\int_{-\infty}^{\infty}L_{T0}(\ln\tau)\frac{d\tau}{a_T}\cdot\frac{a_T}{\tau}=$$

$$=\int_{\infty}^{\infty}L_{T0}(\ln\tau)d\ln\tau=I_{\infty}\,. \qquad (4.4.6)$$

ამრიგად დროის სკალის ლოგარითმული გარდაქმნა საშუალებას იძლევა შედარებით რთული გამოსახულება

უწყვეტი სპექტრის, რომელიც სრულდება სიბრტყის ჰიპერბოლური მობრუნებით, შეიცვალოს ძვრის უბრალო ექვიცენტროაფინური გარდაქმნით. ამ შემთხვევაში ტემპერატურის ცვლილებით სიმკვრივის სპექტრის ფუნქცია არ იცვლება, არამედ გადაადგილდება დროის სკალის გასწვრივ, როგორც ერთი მთლიანი.

§ 4.5. განზოგადოებული თანაფარდობები რეოლოგიურად მარტივი სხეულებისათვის

მოვახდინოთ ახლა ანალიზი, ფიზიკურად არაწრფივი, მაგრამ რეოლოგიურად მარტივი პოლიმერული მასალების თვისებებისა. რეოლოგიური თანაფარდობის გამოყვანისათვის, რომელიც აღწერს ასეთი კლასის მასალების ცოცვადობას, საჭიროა შემოვიღოთ შედეგი:

ჰიპოთეზა II. (ძაბვისა და დროის ანალოგიის შესახებ).

თუ არაწრფივი ბლანტდრეკადი მასალა, რომელსაც მკვეთრად გამოხატული არაწრფივ არეში გადასვლის საზღვარი არ გააჩნია, ფლობს რელაქსაციურ სპექტრს $(L_{T0}\sigma_0(t))$ „ბაზური" ძაბვის ინტენსიობის σ_{i0} – სიდიდისას და მუდმივ T_0 ტემპერატურაზე, მაშინ რელაქსაციური პროცესი როცა $(\sigma_i = \sigma_{i0})$ დროის (τ_0) და $(\tau_0 + d\tau_0)$ მომენტებს შორის, შეიძლება შეცვლილი იქნას რელაქსაციური პროცესით დროის $(\tau = \dfrac{\tau_0}{a_\sigma})$ და $(\dfrac{\tau_0 + d\tau_0}{a_\sigma})$ მომენტებს შორის.

სადაც (a_σ)-ს ძაბვისა და დროის რედუქციის კოეფიციენტი ეწოდება, რომელიც ამყარებს კავშირს ძაბვის ინტენსივობასა და დროს შორის.

პირველი (I) ჰიპოთეზის ანალოგიის მიხედვით, ადვილად ვამჩნევთ, რომ ამ შემთხვევაშიც წონასწორული მოქნილობა მიკროელემენტის შესაბამისი, რელაქსაციის

დროით (τ_0)-სა და $(\tau_0 + d\tau_0) -$ შორის, ინვარიანტულია ძაბვის ინტენსიობის (σ_i) ცვლილების მიმართ. ე.ი.

$$L_\sigma(\tau)d\tau = a_\sigma L_{\sigma 0}(a_\sigma \tau) = L_{\sigma 0}(\tau)d\tau_0 = const\,. \qquad (4.5.1)$$

მაკროწონასწორული მოქნილობა ექვივალენტური სპექტრის მთლიანი ფართობის, ასევე არ არის დამოკიდებული ძაბვის დონისაგან, რადგან როცა $(\tau = \dfrac{\tau_0}{a_\sigma})$, მაშინ

$$\int_0^\infty L_0(\tau)d\tau = \int_0^\infty L_{\sigma 0}(\tau_0)d\tau_0 = I_\infty\,. \qquad (4.5.2)$$

მართლაც, ძაბვისა და დროის ანალოგიაში წარმოდგენილია–ახსნილია ექსპერიმენტულად შემოწმებული ფაქტი, რომ ძაბვის გადიდება არაწრფივი ბლანტიდრეკადობის დროს, მიდის რელაქსაციური პროცესის აჩქარებამდე და რელაქსაციური სპექტრის გადაადგილებამდე მცირე დროის მხარეს. ამ დროს ელემენტარული ფართები (ექვივალენტური $I_{\infty i}$) და მთლიანი ფართი (I_∞) რელაქსაციური სპექტრის (σ_i) ძაბვის ცვლილებისას დარჩება მუდმივი, ხოლო სპექტრის სიმკვრივე გარდაიქმნება სიბრტყის $(L \sim \tau)$ ჰიპერბოლური მობრუნების კანონის მიხედვით. ლოგარითმულ დროის სკალაში სპექტრის სიმკვრივე არ „მახინჯდება“ და ხისტად, როგორც ერთი მთლიანი „ცოცავს“ დროის სკალის გასწვრივ. მაშინ არაწრფივი რეოლოგიური თანაფარდობა ერთგანზომილებიანი დატვირთვისას როცა ($\sigma = const$) შეიძლება შემდეგი სახით ჩაიწეროს:

$$I(t,T_0,\sigma_i) = I_0 + \int_{-\infty}^{\infty} L(\ln\tau, T_0, \sigma_{i0})(1 - e^{-\frac{t a_\sigma}{\tau}})d\ln\tau, \qquad (4.5.3)$$

ან დისკრეტული რელაქსაციური სპექტრისათვის

$$I(t,T_0,\sigma_i) = I_0 + \sum_{i=1}^{\infty} I_{\infty i}(T_0, \sigma_{i0})(1 - e^{-\frac{t a_\sigma}{\tau_i}})\,. \qquad (4.5.4)$$

აქ ბაზური ძაბვის ინტენსივობა σ_{i0} აირჩევა ნებისმიერად (ისე როგორც T_0) მოხერხებულობის გამო.

(4.5.3) და (4.5.4) ფორმულების მარტივი ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ფიზიკური არაწრფივობა, რომელიც ამავე განტოლებებით აღიწერება გამომჟღავნდება მხოლოდ დროის $(0<t<\infty)$ ინტერვალში, ამასთან მყისი დეფორმირება შეიძლება წარიმართოს არაწრფივი კანონით. ამ შემთხვევაში დრეკადი დეფორმაციები აღიწერებიან ფრეშევოლტერას მწკრივის „არადროებითი“ ნაწილით. ასეთი დეფორმაციების განსაზღვრის ხერხები და ანალიზი ცნობილია, ამიტომ მასზე არ შევჩერდებით.

საკმაოდ რთული მდგომარეობაა $(\varepsilon_\infty \sim \sigma)$ თანაფარდობის განსაზღვრისას, სადაც ε_∞ –წონასწორული ხანგრძლივი დეფორმაციაა. რეალური პოლიმერული მასალები სტატიკური დატვირთვისას იმყოფებიან არაწონასწორულ მდგომარეობაში პრაქტიკულად განუსაზღვრელი დროით, ამიტომ დამოკიდებულების $(\varepsilon_\infty \sim \sigma)$ წრფივობის ან არაწრფივობის ხასიათი ჰიპოთეტური მოსაზრების არეში რჩება. ცნობილია მხოლოდ $(\varepsilon_\infty \sim \sigma)$ დამოკიდებულების შეფასების ირიბი გზები. რომელთაგან ერთ-ერთის მიხედვით საჭირო არის მასალა წინასწარ „გაყვანილ“ იქნას მაღალელასტიურ მდგომარეობაში, ამ მიდგომის მიხედვით დადგენილია, რომ $(T=135°C)$ ტემპერატურის დროს კავშირი $(\varepsilon_\infty \sim \sigma)$ ეპოქსიდური (ЭДТ-10) ფისისათვის წრფივია, თუმცა ბლანტდრეკადი $\varepsilon^{\upsilon}(t)$ დეფორმაციები ასეთი მასალისათვის არაწრფივი ხასიათისაა. აღსანიშნავია, რომ აღნიშნული მიდგომა ყოველთვის კორექტული არ არის, რადგან მაღალ დატვირთვებზე პოლიმერის მაღალელასტიური დეფორმაციები შეიცავენ შეუქცევად დეფორმაციებს, ფიზიკური ან „ქიმიური“ დენადობის ტიპის.

დროის მიხედვით ცვლადი დატვირთვებისას ცოცვადობის გული

$$F(t)=\int_0^t K(t-s)ds; \quad K(t)=\frac{\partial}{\partial t}[F(t)].$$

($F(t)-$ ფუნქცია ითვალისწინებს, დროის გავლენას მასალის დეფორმირებაზე სტატიკური დატვირთვისას)

შეიძლება ავიღოთ, როგორც უსასრულო ჯამი ექსპონენტების:

$$K(t-s)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{a_\sigma(s)}{\tau}L(\ln\tau)e^{-\frac{(t-s)a_\sigma(s)}{\tau}}d\ln\tau; \tag{4.5.5}$$

ან

$$K(t-s)=\sum_{i=1}^{n}\frac{I_{\infty i}a_\sigma(s)}{\tau_i}e^{-\frac{(t-s)a_\sigma(s)}{\tau_i}}. \tag{4.5.6}$$

როცა $\sigma=\sigma(t)$ დეფორმირების პროცესი რეოლოგიურად მარტივი სხეულისათვის აღიწერება თანაფარდობებით: უწყვეტი სპექტრისათვის

$$\varepsilon(t)=I_0\sigma(t)+\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^t\sigma(s)\frac{a_\sigma(s)}{\tau}L(\ln\tau,\sigma_0)e^{-\frac{(t-s)a_\sigma(s)}{\tau}}\cdot d\ln\tau ds. \tag{4.5.7}$$

შესაბამისად დისკრეტული სპექტრისათვის

$$\varepsilon(t)=I_0\sigma(t)+\sum_{i=1}^{n}\frac{I_{\infty i}}{\tau_i}\int_0^t e^{-\frac{(t-s)a_\sigma(s)}{\tau_i}}a_\sigma(s)\sigma(s)ds. \tag{4.5.8}$$

§ 4.6. რელაქსაციური პროცესები

ცნება – „პოლიმერების რელაქსაციური თვისებები“, მოვლენების მეტად ფართე წრეს მოიცავს, ესენია: მექანიკური, ელექტრული, მოლეკულური და სხვა სახის რელაქსაციები, რომლებიც განპირობებული არიან მაკრომოლეკულის ცალკეული ჯგუფების, მათი სეგმენტების, რგოლების, განშტოებების და ა.შ. მოძრაობით, ეს

მოძრაობები მრავალ ფაქტორებზეა დამოკიდებული და მათგან პირველ რიგში არსებითია ტემპერატურა. ტემპერატურის ცვლილება იწვევს რელაქსაციური პროცესების კანონზომიერ აჩქარებას ან შენელებას, რომელიც აისახება ბლანტდრეკადი ფუნქციის დროის სკალის რაოდენობრივ ცვლილებაში. ასე მაგალითად ერთი რომელიმე მოლეკულური მოდელის განხილვიდან გამომდინარეობს, რომ თუ რაიმე პოლიმერული მასალის ბლანტდრეკადი ფუნქციის სქემატური სახე მოცემულია განტოლებით

$$g(t,T)=\rho T\int_0^\infty h[\tau(T)]q[\frac{t}{\tau(t)}]d\tau, \qquad (4.6.1)$$

მაშინ სხვა წყვილი t' და T_0 ცვლადებისათვის ექნება შემდეგი სახე:

$$g(t',T_0)=\rho_0 T_0\int_0^\infty h[\tau(T_0)]q[\frac{t'}{\tau(T_0)}]d\tau\,. \qquad (4.6.2)$$

ან კიდევ ასეთი

$$g(t',T_0)=\rho_0\int_0^\infty h[\tau(T_0)]q[\frac{t'a_T}{\tau(T)}]d\tau\,, \qquad (4.6.3)$$

სადაც $h(\tau)-$გავლენის ფუნქციაა; $q(t,\tau)-$ინტესივობის ფუნქციაა, $\rho-$მასალის სიმკვრივეა; $T-$ტემპერატურა. ეს ნიშნავს, რომ g ფუნქცია

$$g(t',T_0)=\frac{\rho_0 T_0}{\rho T}g(t,T). \qquad (4.6.4)$$

როცა $t=a_T t'$, სადაც a_T-ტემპერატურისა და დროის რედუქციის კოეფიციენტია.

(4.6.4) თანაფარდობა საფუძვლად უდევს ტემპერატურისა და დროის სუპერპოზიციის პრინციპს და წარმოადგენს პოლიმერებისათვის მეტად მნიშვნელოვან რელაქსაციურ თვისებას. ამ თვისების კომპლექსი შეიცავს სხვა სუპერპოზიციებსაც კერძოდ: ძაბვისა და დროის, ვიბრო და ტენიანობა–დროის.

ამ სახის სუპერპოზიციებს აქვთ პროგნოზირებადი თვისება. ამიტომ მათ მიმართ კვლევის განსაკუთრებული ინტერესი არსებობს, რომელიც მდგომარეობს იმაში, რომ დამყარდეს ურთიერთკავშირი ცალკეულ სუპერპოზიციებს შორის, როცა დამაჩქარებელი რელაქსაციური პროცესები მოქმედებენ ერთდროულად, ასევე უნდა დამყარდეს ემპირიული ან თეორიული გზით კავშირი, რედუქციის კოეფიციენტებს შორის. ამ სახის ყველა ამოცანის გადასაწყვეტად იყენებენ არაწონასწორული პროცესების თერმოდინამიკის დებულებებს. ვისარგებლებთ რა არაშექცევადი თერმოდინამიკის მეთოდებით, რელაქსაციის დრო შეიძლება წარმოდგენილი იქნას როგორც შეფარდება.

$$\tau_{T,\sigma} = -(\frac{\partial \xi}{\partial \xi^{\bullet}})_{T,\sigma},$$

სადაც $\xi -$ რელაქსაციური პროცესის სისრულის ხარისხია, $\xi^0 -$ დროით წარმოებულია.

ი. მოლჩანოვისა და გ. ანდრიკსონის მიერ თეორიული გზით მიღებულია ტემპერატურისა და დროის რედუქციის კოეფიციენტის მნიშვნელობა, როგორც შეფარდება.

$$a_T = \frac{\tau_{T_0,\sigma_0}}{\tau_{T,\sigma_0}},$$

სითბური გაფართოებისა და ტემპერატურას გამტარებლობის კოეფიციენტების ე.ი.

$$\ell n a_{\sigma,\xi} T = \frac{C_1(T-T_0)}{C_2+(T-T_0)}, \tag{4.6.5}$$

სადაც C_1 და $C_2 -$ კოეფიციენტები განისაზღვრებიან ექსპერიმენტიდან. (4.6.5) ფორმულის ანალოგიური დამოკიდებულება თეორიულად მიღებული იყო ასევე ა. ილიუშინის მიერ, ხოლო ემპირიულად გაცილებით ადრე ი. მოლჩანოვზე მიღებული იყო ჯ. ფერის მიერ, ამიტომ მას ხშირად ფერის ფორმულასაც უწოდებენ.

ძაბვისა და დროის რედუქციის კოეფიციენტის შეფასე-ბისათვის მიღებული იყო (4.6.5) ფორმულის სტრუქტურულად ანალოგიური ფორმულა

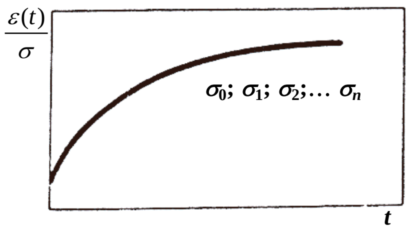
$$\ell n a_{T,\xi}\sigma = \frac{a_1(\sigma-\sigma_0)}{a_2+(\sigma-\sigma_0)}, \tag{4.6.6}$$

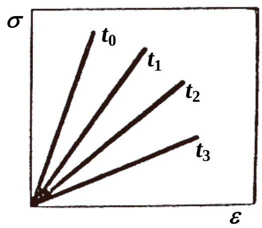
სადაც σ_0 – „ბაზური“ ძაბვაა, რომელიც ნებისმიერად შეირჩევა. ხოლო a_1 და a_2 კოეფიციენტები განისაზღვრება ექსპერიმენტიდან. ე.ი.

$$a_1 = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\dot{\varepsilon}}\right)_{T,\sigma}\frac{\beta^{\bullet}{}_{T,\xi}\beta_{T,\xi}}{(\beta^{\bullet}_{T,\xi}-\beta_{T,\xi})^2}; \qquad a_2 = \frac{\varepsilon}{\beta_{T,\xi}}, \tag{4.6.7}$$

სადაც $\beta^{\bullet}_{T,\xi} = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\sigma}\right)_{T,\xi}$ – მკვეთი მოქნილობაა; $\beta_{T,\xi} = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\sigma}\right)_{T,\xi}$ –მხე-ბი მოქნილობაა. განისაზღვრებიან ისინი ექსპერიმენტიდან, $(\sigma \sim \varepsilon)$ მრუდიდან, დატვირთვის $(\sigma = \upsilon t)$ რეჟიმის მიხედვით სადაც υ – დატვირთვის სიჩქარეა.

ა) ბ)





ნახ. 4.6.1. წრფივი ბლანტდრეკადობა.
ა) მოქნილობის მრუდები (σ_n>⋯>σ_2>σ_1>σ_0);
ბ) იზოქრონები ($\sigma_i - \varepsilon_i$), (t_n>⋯>t_2>t_1>t_0)

§ 4.7. გამოცდის პროგნოზირებადი (აჩქარებული) მეთოდები

ამ პარაგრაფში მოყვანილი იქნება გამოყენებისათვის მეტად მნიშვნელოვანი დამოკიდებულებები ძაბვისა დეფორმაციისაგან. არაწრფივი დამოკიდებულების ვარიანტი (ტემპერატურა მხედველობაში არ მიიღება), წრფივი დამოკიდებულება ტემპერატურის გავლენით, ტენიანობისა და პლასტიფიკატორის კონცენტრაციის გავლენით. დამოუკიდებელი (გამოყენების მიხედვით) ქვემოთ მოყვანილი განმსაზღვრელი განტოლებები ფლობენ იმ თავისებურებებს, რომ მათი საშუალებით მოკლევადიანი გამოცდების შედეგების მიხედვით შეიძლება გაკეთდეს დეფორმირების პროგნოზირება ხანგრძლივი დროის განმავლობაში. ეს დრო კი რამდენიმე რიგით აღემატება ექსპერიმენტის ხანგრძლივობას.

გამოცდის ხანგრძლივობის შემცირების ეფექტს, ცდისეული პირობების გზით, უწოდებენ ანალოგებს: ანალოგები–ტემპერატურისა და დროის. ძაბვისა და დროის, ტენიანობისა და დროის. კონცენტრაციისა და დროის, იმისა და მიხედვით თუ რომელი ფაქტორი ასრულებს ამჩქარებლის როლს – ტემპერატურა, ძაბვა, ტენიანობა თუ კონცენტრაცია პლასტიფიკატორის. განიხილება ექსპერიმენტი სუფთა გაჭიმვაზე, როცა ადგილი აქვს ბლანტი დრეკადობის წრფივ განტოლებებს, შემდეგი ჩაწერით:

$$\sigma_{11}(t) = E\varepsilon_{11}(t) - E\int_0^t R_E(t,s)\varepsilon_{11}(s)ds. \tag{4.7.1}$$

და მისი შებრუნებული დამოკიდებულება სახით:

$$\varepsilon_{11}(t) = \frac{\sigma_{11}(t)}{E} + \frac{1}{E}\int_0^t \Pi_E(t,s)\sigma_{11}(s)ds, \tag{4.7.2}$$

სადაც Π_E – რეზოლვენტაა R_E გულის.

თუ მასალა არ ბერდება (ე.ი. თვისებებს დროში არ იცვლის), მაშინ დამოკიდებულებები (4.7.1) და (4.7.2)

ინვარიანტულები უნდა იყოს ძვრის გარდაქმნის მიმართ, (ტრანსლაცია) დროის t ცვლადის მიმართ, ე.ი.

$$t' = t + C, \quad C = const. \tag{4.7.3}$$

მარტივი გარდაქმნებით ვრწმუნდებით, რომ მოცემულ შემთხვევაში ინტეგრალური განტოლების ყველა „გული" უნდა იყოს სხვაობიანი $(t-s)$, ე.ი. დამოკიდებული ერთ ცვლადზე.

აღნიშნულ შემთხვევაში (4.7.1) და (4.7.2) განტოლებებში გამოვტოვოთ ინდექსები „11" და „E" და გული $\Pi_E(t,s) \equiv \Pi(t-s)$ წარმოვიდგინოთ ექსპონენტთა ჯამის სახით

$$\Pi(t-s) = \sum_{i=1}^{N} \frac{I_{\infty i}}{\tau_i} e^{\frac{-(t-s)}{\tau_i}}, \tag{4.7.4}$$

სადაც მუდმივს $(I_{\infty i})-$ჩვეულებრივად მოქნილობას უწოდებენ i-რი სტრუქტურული ელემენტის, τ_i- რელაქსაციის დროა (i-ური მექანიზმის რელაქსაციის). (4.5.7) აპროქსიმაციის განზოგადოება, რელაქსაციის დროის უწყვეტი განაწილე-ბის სპექტრის შემთხვევაში იქნება გამოსახულება:

$$\Pi\pi(t-s) = \int_{-\infty}^{\infty} L(\ln\tau) \frac{1}{\tau} e^{\frac{-(t-s)}{\tau}} d\ln\tau, \tag{4.7.5}$$

სადაც ფუნქციას $L(\ln\tau)-$ეწოდება რელაქსაციის დროის განაწილების სპექტრის სიმკვრივე ცოცვადობისას და აიგება ნახევრადლოგარითმულ სისტემაში.

ექსპერიმენტული მრუდების აპროქსიმაცია ხდება (4.7.4) და (4.7.5) განტოლებების მიხედვით შემდეგნაირად.

ნიმუშზე დროის $t=0$ მომენტში მყისიერად მოედება გამჭიმავი $\sigma_{11} = \sigma = \sigma_0 = const$ ძაბვა, რომელიც როცა $t>0$ დარჩება მუდმივი. (4.2.5) განტოლებიდან ამ შემთხვევისა-თვის ვპოულობთ, რომ

$$\varepsilon_{11}(t) \equiv \varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E} + [1 + \int_0^t \Pi(t-s)ds]. \tag{4.7.6}$$

კოეფიციენტი $I_{\infty i}, \tau_i$ (ფუნქციის $L(\ln \tau)$) ისე უნდა შეირჩეს, რომ ექსპერიმენტული და მოქნილობის თეორიული მრუდები შეთავსდნენ:

$$I(t) = \frac{\varepsilon(t)}{\sigma_0} = \frac{1}{E}[1 + \int_0^t \Pi(t-s)ds]. \qquad (4.7.7)$$

დისკრეტული (4.2.7) სპექტრის შემთხვევაში

$$I(t) = I_0 + \sum_{i=0}^{N} I_{\infty i}(1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}}), \qquad (4.7.8)$$

ხოლო უწყვეტი სპექტრის შემთხვევაში გვექნება

$$I(t) = I_0 + \int_{-\infty}^{\infty} L(\ln \tau)(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})d(\ln \tau), \qquad (4.7.9)$$

სადაც $I_0 = \dfrac{1}{E}$ – მყისი მოქნილობაა.

რელაქსაციის შემთხვევაში დროის $t = 0$ მომენტში მყისიერად მოედება დეფორმაცია $\varepsilon_{11} \equiv \varepsilon = \varepsilon_0 = const,$ რომელიც მუდმივი დარჩება, როცა $t > 0$ და გაიზომება ძაბვა $\sigma_{11} \equiv \sigma(t);$ თანაფარდობიდან (4.7.1) გვექნება

$$\sigma(t) = E\varepsilon_0[1 - \int_0^t R(t-s)ds], \qquad (4.7.10)$$

R – გულის აპროქსიმაცია მოვახდინოთ გამოსახულებით (დისკრეტული სპექტრი)

$$T(t-s) = \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\tau_i} E_{0i} e^{\frac{-(t-s)}{\tau_i} i}, \qquad (4.7.11)$$

უწყვეტი სპექტრისათვის კი გამოსახულებით

$$R(t-s) = \int_{-\infty}^{\infty} H(\ln \tau)\frac{1}{\tau} e^{-\frac{(t-s)}{\tau}} d\ln \tau \qquad (4.7.12)$$

კოეფიციენტები E_{0i}, τ_i – ფუნქციის $H(\ln \tau)$ ისე შევარჩიოთ, რომ ექსპერიმენტული და თეორიული დრეკადობის მიმდინარე მოდულები შეთავსდნენ:

$$E(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0} = [1 - \int_0^t R(t-s)ds]E. \tag{4.7.13}$$

(4.7.11) შემთხვევისათვის მიმდინარე (რელაქსაციური) მოდული მიიღება შემდეგი სახით

$$E(t) = E_\infty + \sum_{i=1}^{N} E_{0i} e^{-\frac{t}{\tau_i}}, \tag{4.7.14}$$

(4.7.12) შემთხვევისათვის კი სახით:

$$E(t) = E_\infty + \int_{-\infty}^{\infty} H(\ln\tau) e^{-\frac{t}{\tau}} d\ln\tau, \tag{4.7.15}$$

სადაც

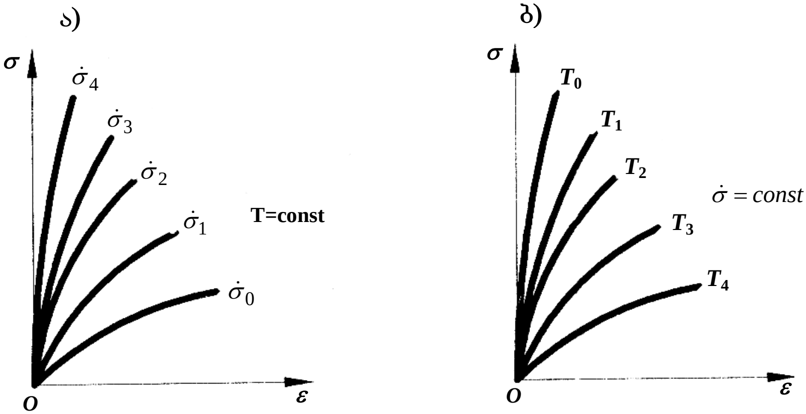
$E_\infty = E - E\int_0^\infty H(s)ds -$ დრეკადობის ხანგრძლივი მოდულია.

აღსანიშნავია, რომ პარამეტრების $(I_{\infty i}, E_{0i}, \tau_i)$ და ფუნქციების $(L(\ln\tau), H(\ln\tau))$ განსაზღვრის მეთოდი საკმარისად შრომატევადია და თხოულობს □□□-ზე რიცხვით ანგარიშს.

§ 4.8. ტემპერატურისა და დროის ანალოგია

ტემპერატურულ ველში კომპოზიციური მასალების დეფორმირების საკითხის შესწავლას, ორი განსხვავებული სახის მნიშვნელოვანი ექსპერიმენტის ანალიზის შედეგებამდე მივყავართ: პირველი, ეს არის ერთი კონკრეტული მუდმივი ტემპერატურის პირობებში ცდიდან ცდამდე დეფორმირების სხვადასხვა სიჩქარეზე, მასალა თანდათანობით ხისტი ხდება და მრუდები $(\sigma \sim \varepsilon)$ სისტემაში სიჩქარის ზრდის მიხედვით დალაგდებიან უფრო ზევით (ნახ. 4.8.1, ა) და მეორე, ერთი კონკრეტული დეფორმირების მუდმივ სიჩქარეზე ცდიდან ცდამდე სხადასხვა ტემპერატურაზე (σ, ε) სისტემაში, მრუდები ტემპერატურის ზრდის მიხედვით უფრო ქვევით დალაგდებიან (ნახ. 4.8.1, ბ). ეს

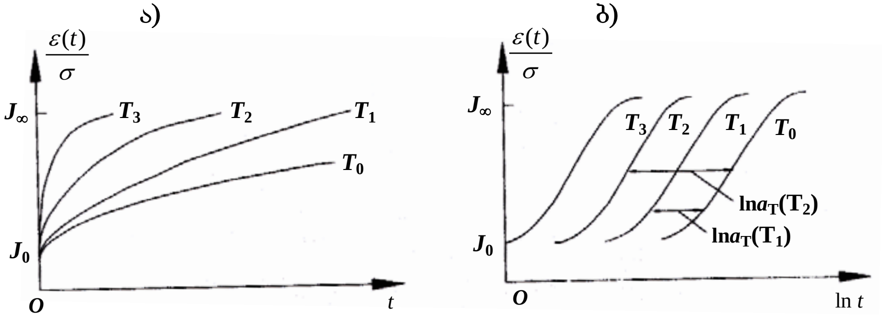
მეტად მნიშვნელოვანი დადგენილი ექსპერიმენტული ფაქტი ატარებს ტემპერატურისა და დროის სუპერპოზიციის (შეჯამებადობის) ან ანალოგიის სახელწოდებებს, შემოკლებული აღნიშვნებია: (ტდს) ან (ტდა).



ნახ. 4.8.1. დიაგრამები (σ˜ε); ა) ცდის მუდმივი (T=const) ტემპერატურის დროს, მაგრამ დატვირთვის სხვადასხვა სიჩქარეზე σ̇ ($\dot{\sigma}_4 > \dot{\sigma}_3 > \cdots > \dot{\sigma}_0$);
ბ) მუდმივი σ̇ = const და სხვადასხვა ტემპერატურაზე T ($T_4 > T_3 > \ldots > T_0$).

ამ ანალოგიების ძირითადი აზრი იმაში მდგომარეობს, რომ ხანმოკლე დროის განმავლობაში, მაგრამ მკაცრ პირობებში (იგულისხმება, მაღალი ტემპერატურა, ძაბვები და ა.შ) ჩატარდეს მოკლევადიანი საკონტროლო ექსპერიმენტი და მიღებული შედეგების საფუძველზე გაკეთდეს პროგნოზირება განვითარებული დეფორმაციებისა ხანგრძლივი დროის განმავლობაში. გარდა ამისა (ტდს) პირობების შესრულება მიიყვანება იმაზე, რომ დრეკადობის E და ხანგრძლივი E_∞ მოდულები ან მათი შესაბამისი მყისი $I_0 = \dfrac{1}{E}$ და წონასწორული $I_0 = 1/E_\infty$ მოქნილობები არ იცვ-

ლებიან ტემპერატურის ზრდასთან ერთად ე.ი. წარმოადგენენ ტემპერატურაზე დამოკიდებულებისაგან სუსტ ფუნქციებს, სქემატურად ეს მდგომარეობა ილუსტრირებულია (ნახ. 4.8.2)-ზე.

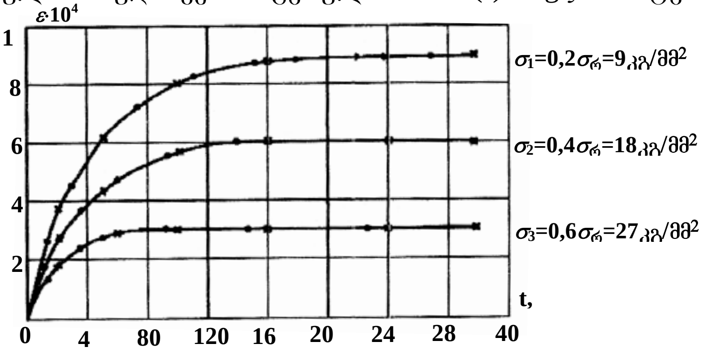


ნახ. 4.8.2. ტემპერატურისა და დროის ანალოგიის ილუსტრაცია ა- ჩვეულებრივი სკალა, ბ- დროის ლოგარითმული სკალა

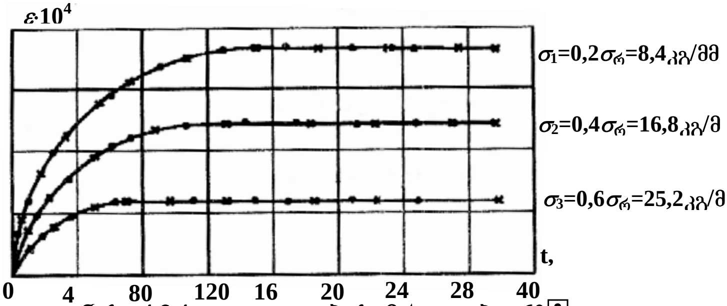
როგორც (ნახ. 4.8.2) ჩანს T ტემპერატურის ცვლილებისას ბლანტიდრეკადობის მოქნილობის მრუდები, როგორც ერთი მთლიანი გადაადგილდება დროის ლოგარითმული სკალის გასწვრივ $\lg a_T$ – სიდიდეზე, რომელიც აკავშირებს ტემპერატურასა და დეფორმირების დროს და ამიტომ ეწოდება დროისა და ტემპერატურული ძვრის კოეფიციენტი (ზოგჯერ რედუქციის კოეფიციენტი) და აღინიშნება (a_T)-თი.

ზემოთ ნათქვამი პრაქტიკულად შემდეგნაირად განხორციელდება. სხვადასხვა ტემპერატურაზე ცოცვადობის $\varepsilon(t) \sim t$ მრუდებიდან ნახ. 4.8.3–4.8.6, მაგრამ ერთიდაიგივე ძაბვისათვის (რადგან წრფივ შემთხვევაში მოქნილობა ძაბვაზე არაა დამოკიდებული), ავაგებთ (ლოგარითმულ ან ნახევარლოგარითმულ სისტემაში) მოქნილობის, თითოეულ ტემპერატურაზე გასაშუალოებულ $I(t) \equiv \dfrac{\varepsilon(t)}{\sigma} \sim \lg t$ მრუდებს (წრფივობის გამო) ნახ. (4.8.7), რომელთაგან ერთ-ერთს მივიღებთ საბაზო მრუდად (შესაბამისი საბაზო ტემპერა-

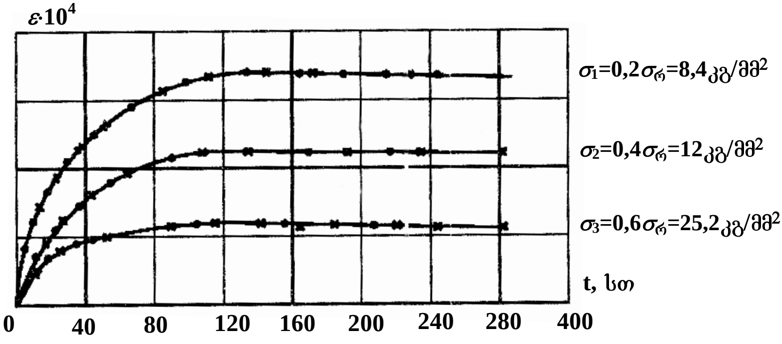
ტურაზე და ყველა დანარჩენ მრუდს $\lg t$ – ღერძის პარალელურად გადავწევთ ისე, რომ ის შეუთავსდეს საბაზო მრუდს (ნახ. 4.8.8). ამ გზით მიღებულ მრუდს განზოგადოებული მრუდი ქვია. აგებულია ის $I(t) \sim \lg\xi$ სისტემაში,



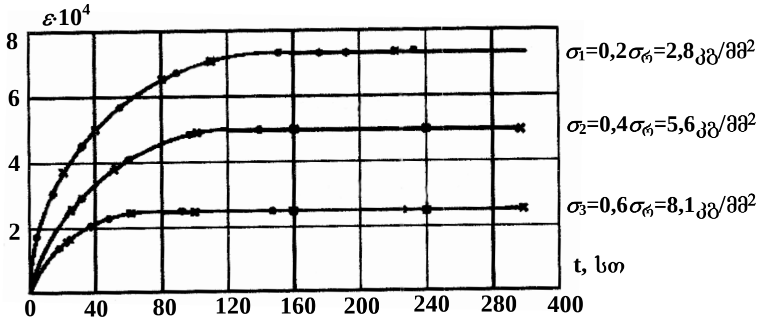
ნახ. 4.8.3. ცოცვადობის მრუდეები 20℃



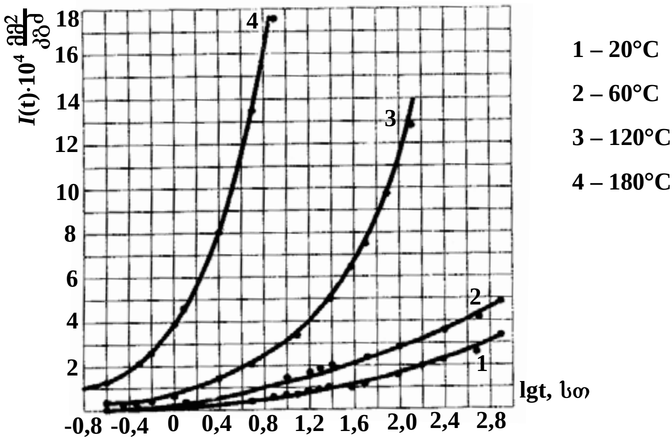
ნახ. 4.8.4. ცოცვადობის მრუდეები 60℃



ნახ. 4.8.5. ცოცვადობის მრუდეები 120℃



ნახ. 4.8.6. ცოცვადობის მრუდეები 180



ნახ. 4.8.7. მოქნილობის გასაშუალებული მრუდები სხვადასხვა ტემპერატურაზე TC-8/3-250.

სადაც $t' = \xi$ მოდიფიცირებული ანუ პირობითი დროა და უდრის $t' = \dfrac{t}{a_T}$. სიდიდე $\lg a_T$ ის რიცხვია, რაზედაც შესაბამისი ტემპერატურის მრუდი გადაიწევა ჰორიზონტალურად ისე, რომ შეუთავსდეს საბაზო მრუდს. a_T-ს გრაფიკი მოცემულია (ნახ. 4.8.8)-ზე. $(a_T \sim T)$ მრუდის აპროქსიმაციი-

სათვის გამოყენებულია სხვადასხვა ვარიანტი მათგან ერთ-ერთს შემდეგი სახე აქვს,

$$\lg a_T = -\frac{C_1(T - T_S)}{C_2 + T - T_S}\,, \tag{4.8.1}$$

სადაც T_S –საბაზო ტემპერატურაა, ხოლო C_1, C_2 მუდმივები დამოკიდებულია ტემპერატურის შერჩევაზე და სხეულის გვარობაზე. განისაზღვრებიან ისინი შემდეგი სისტემიდან

$$\begin{cases} \Psi_1 C_2 + (T_1 - T_S)C_1 = -\Psi_1(T_1 - T_S) \\ \Psi_2 C_2 + (T_2 - T_S)C_1 = -\Psi_2(T_2 - T_S), \end{cases} \tag{4.8.2}$$

სადაც Ψ_i – აღნიშნულია $\lg a_{Ti}(T)$.

არასტაციონალური ტემპერატურული ველისათვის მოდიფიცირებული (პირობითი) t' დრო ინტეგრალით მოიცემა

$$t' = \int_0^t \frac{dt}{a_T[T(t)]}\,. \tag{4.8.3}$$

თუ მოცემული სხეულისათვის ტემპერატურისა და დროის სუპერპოზიციას ადგილი აქვს ე.ი. რომელიმე ტემპერატურულ ველში ცნობილი არის ფუნქცია a_T მაშინ თუ განტოლებაში

$$E\varepsilon(t) = \sigma(t) + \int_0^t K(t-\tau)\sigma(\tau)d\tau\,, \tag{4.8.4}$$

შევცვლით ჭეშმარიტ (t) დროს პირობითი (t') დროით მივიღებთ ძაბვასა და დეფორმაციას შორის დამოკიდებულებას ნებისმიერ ტემპერატურულ ველში, სადაც განსაზღვრული იქნება ფუნქცია $a_T(T)$. ე.ი.

$$E\varepsilon(t') = \sigma(t') + \int_0^{t'} K(t'-\tau')\sigma(\tau')d\tau'\,. \tag{4.8.5}$$

გარდა ამისა მოთხოვნილია, რომ (4.8.4)-ის წრფივობა არ უნდა დაირღვეს. ფუნქცია $K(t'-\tau')$ – გახდება უნივერსალური, არ იქნება დამოკიდებული ტემპერატურაზე, ხოლო მოდული $E = inVT$ (ინვარიანტულია ტემპერატურის მიმართ).

რამდენიმე სიტყვა (ნახ. 4.8.8) მოცემული განზოგადოებული მრუდის შესახებ. ამ მრუდის სხვადასხვა უბანი გარკვეულ ტემპერატურას შეესაბამება და ამ უბანზე ახასიათებს სხეულის დეფორმირების პროცესს. a_T კოეფიციენტის საშუალებით პირობითი t' დრო გადაიყვანება განსახილავ ტემპერატურულ ინტერვალში ნებისმიერ ტემპერატურაზე ჭეშმარიტ t დროში და შესაბამისად გვექნება სხეულის დეფორმირების სურათი ამ ტემპერატურაზე.

ცხრილი 4.8.1

C_i – კოეფიციენტების მნიშვნელობები

სხეული	1	2
მინატექსტოლიტი $T_C - 8/3 - 250$	–9,4	800
მინატექსტოლიტი $T_1 - э\ D$	3,4	–400
მინა ბოჭკო $CBAM - э\ P$	–3,9	107,4

მოდიფიცირებული t' –დროის შეტანით რთული დაძაბული მდგომარეობის განტოლებებში შემდეგ დამოკიდებულებებს მივიღებთ:

$$S_{ij} = \int_0^{t'} R_C(t'-\tau')de_{ij}(\tau'); \qquad \tilde{\sigma} = \int_0^{t} R_\upsilon(t'-\tau')d\vartheta(\tau')$$

და მათი შებრუნებული გამოსახულებები იქნება:

$$e_{ij} = \int_0^{t_1} \Pi_C(t'-\tau')dS_{ij}(\tau'); \qquad \vartheta = \int_0^{t'} \Pi_\upsilon(t'-\tau')d\tilde{\sigma}(\tau').$$

მოხერხებულობისათვის ხშირად საბაზო ტემპერატურად ღებულობენ $T_0 = 293K$, $T_0 - 273 = 20^0 C$. საბაზო ტემპერატურისათვის $a_{T_0} = 1$.

განვიხილოთ გავლენის ფუნქციაზე ტემპერატურის გავლენა.

გული ავიღოთ შემდეგი სახით.

$T(t) = Ae^{-\beta t}t^{\alpha-1}$ მივიღებთ.

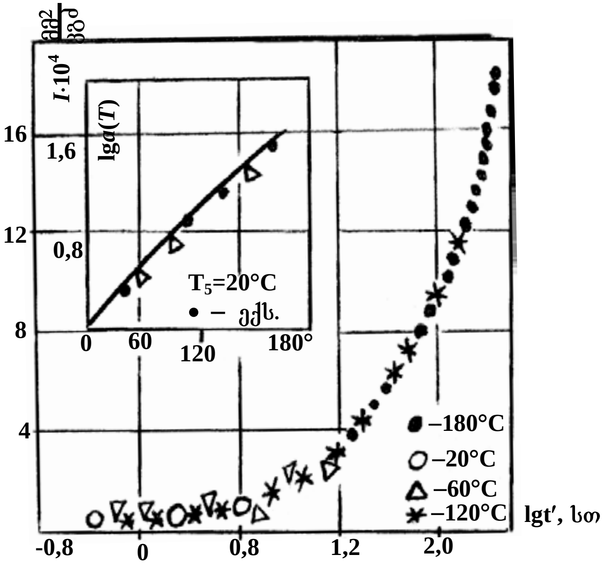
$$T(t'a_T)=\frac{Ae^{-\beta t'a_T}}{(a_Tt')^{1-\alpha}}=\frac{A'e^{-\beta' t'}}{t'^{(1-\alpha)}}\frac{1}{a_T}$$

სადაც $A'=Aa_T^{\alpha}$; $\beta'=\beta a_T$; $t'=\dfrac{t}{a_T}$

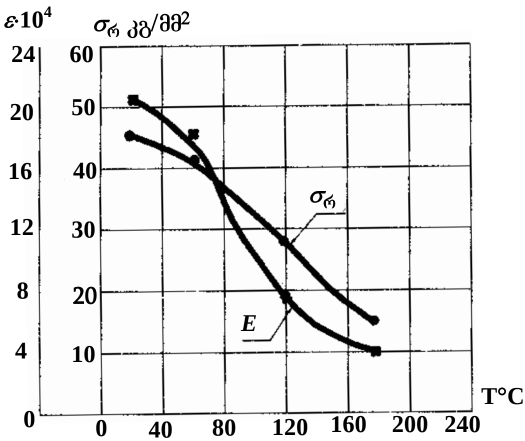
ე.ი.

$$a_TT(t)=T(t')=\frac{A'e^{-\beta' t'}}{t'^{(1-\alpha)}}.$$

გულის სახე არ იცვლება, ხოლო პარამეტრები A',β',α ტემპერატურაზე დამოკიდებული არაა. ასევე შეიძლება ითქვას $K(t)=\dfrac{1}{a_T}K(t')$ – ფუნქციის შემთხვევაშიც.



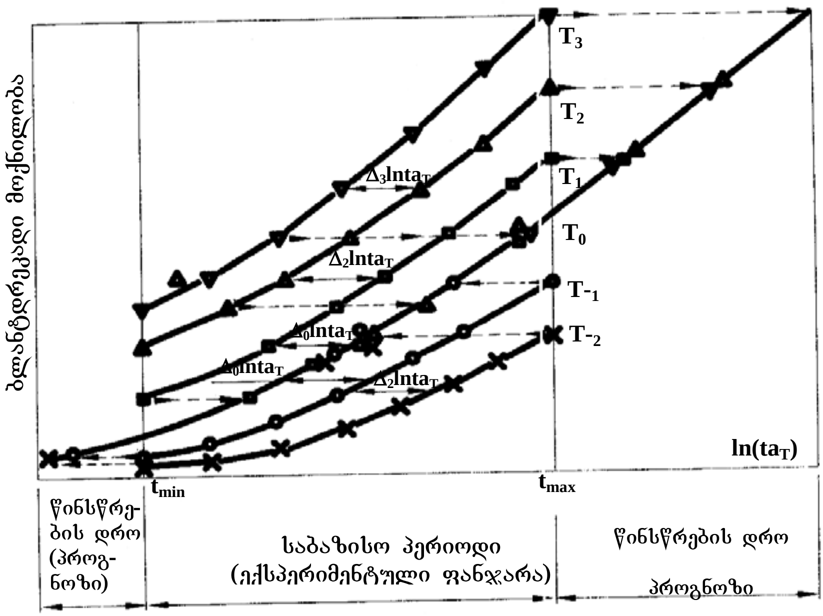
ნახ. 4.8.8. განზოგადოებული მრუდი, TC-8/3-250.



ნახ. 4.8.9. დამოკიდებულება დრეკადობის მოდულსა, მრღვევ ძაბვასა და ტემპერატურას შორის.

ანალიზურ (4.8.1) გამოსახულებაში შემავალი ემპირიული კოეფიციენტები, განისაზღვრებიან ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე უმცირეს კვადრატთა მეთოდით. $\lg a_T(T)$ განსაზღვრისათვის ცოცვადობის მრუდების გადაწყობა უნდა მოხდეს ნახევრად ლოგარითმულ $(I(t) \sim \lg(ta_T))$ კოორდინატთა სისტემაში (ნახ. 4.8.10).

შემდეგ შეარჩევენ „საბაზო" მრუდს ნებისმიერად ექსპერიმენტული ტემპერატურული ინტერვალის შიგნით. დროის მიღებულ მასშტაბურ სკალაზე გაიზომება ($\Delta j \lg a_T$) მანძილები ტემპერატურული ინტერვალის შიგნით რამდენიმე ადგილზე და მათგან საშუალო სიდიდე შეიტანება ცხრილში (ცხრ. 4.8.2) ე.ი. $\Delta j \lg a_T(j = -m,... -2,-1,1,2....,n)$, იმისათვის, რომ მივიღოთ გრაფიკი დამოკიდებულებისა $\lg a_T \sim (T - T_0)$. ექსპერიმენტულ მნიშვნელობებს $\Delta j \lg a_T$ მიმდევრობით შეაჯამებენ დაწყებული ნულიდან, როცა $T = T_0$. დამოკიდებულების $(\lg a_T \sim (T - T_0))$. განსაზღვრის შემდეგ აიგება განზოგადოებული მრუდი, ყველა არსებული მოქნილობის მრუდების ჰორიზონტალური ძვრით, დროის



ნახ. 4.8.10. განზოგადოებული მრუდის აგების სქემა.

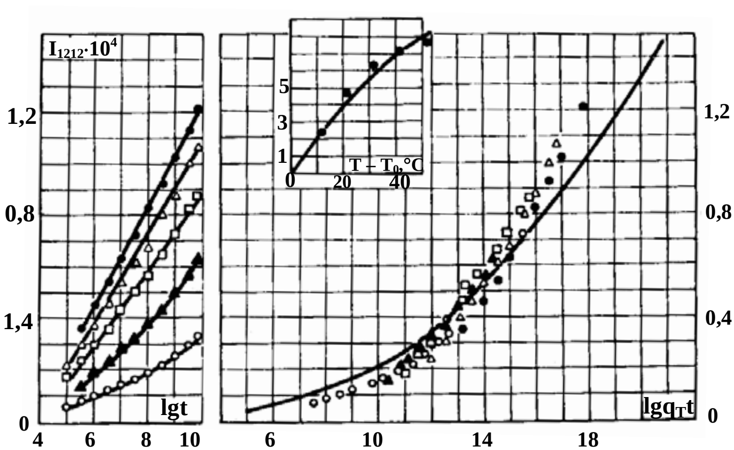
სკალის გასწვრივ $\lg a_T$ სიდიდეზე. ამ გზით მიღებული ახალი ტრანსფორმირებული დრო მრუდებისათვის იქნება $\lg(ta_T) = \lg t + \lg a_T$. მრუდებს რომელთაც უარყოფითი $\lg a_T$ აქვთ გადაიწევა მცირე დროთა ინტერვალის მხარეს, დადებითი ნიშნის $\lg a_T$ შემთხვევაში გადაწევა მოხდება დიდ დროთა ინტერვალის მხარეს. როცა განსახილავი სხეული ეკუთვნის თერმორეოლოგიურად მარტივ სხეულებს, მაშინ ყველა მრუდი შეთავსდება ერთ მრუდად. ექსპერი-მენტული ბაზისის საზღვრებს გარეთ ეს განზოგადოებული მრუდი გამოიყენება ექსტრაპოლირებისათვის აღებული მრუდებისათვის, რისთვისაც მრუდების დროის ინტერვალი გაფართოვდება რამდენიმე რიგჯერ.

ცხრილი 4.8.2

ტემპერატურული ძვრის კოეფიციენტის განსაზღვრის ცხრილი

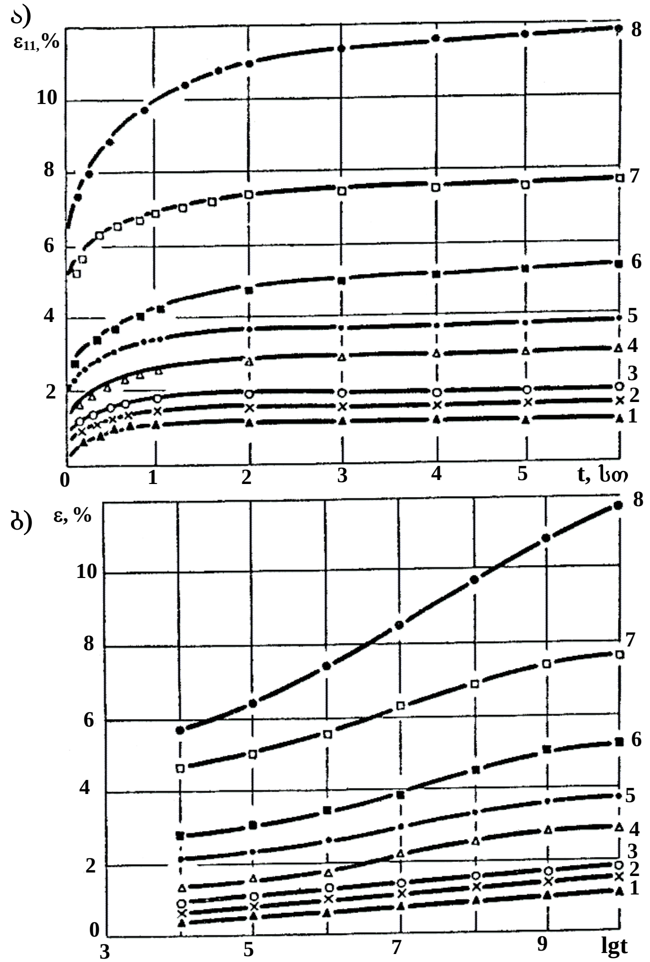
გამოცდის ნომერი	$T, ^0C$	$T-T_0$	j	$\Delta j \ln a_T$	$\ln a_T^э$	$\ln a_T$
1	-20	-40			-9,97	-10,25
2	-10	-30	-4	1,79	-8,18	-8,18
3	0	-20	-3	1,88	-6,30	-5,81
4	+10	-10	-2	3,25	-3,05	-3,18
5	+20	± 0	-1	3,05	0	0
6	+30	+10	+1	3,08	3,08	3,03
7	+40	+20	+2	5,01	8,09	7,94
8	+45	+25	+3	3,00	+0,09	+0,4

შენიშვნა: ტექნიკურად განზოგადოებული მრუდის აგება შემდეგნაიდად ხდება: გამჭვირვალე ქაღალდზე-კალკაზე დაიხაზება კოორდინატთა სისტემა და საბაზისო მრუდი, კალკა დავამაგროთ უძრავად, ხოლო მის ქვეშ მოთავსებული ნახაზებიანი ფორმატი ვამოძრაოთ მარჯვნივ ან მარცხნივ $(T-T_s)$-ის ნიშნის მიხედვით. იხილეთ (ნახ. 4.8.*).



ნახ. 4.8.*. სქემატური ნახაზი.

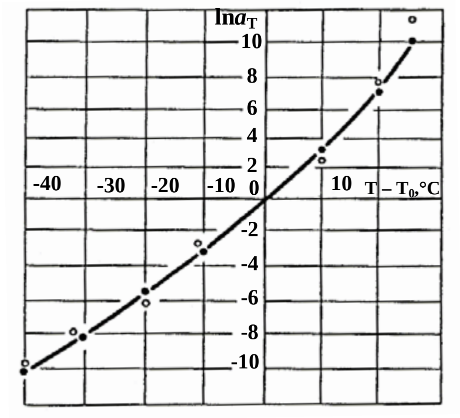
სავარჯიშო: მოცემული გრაფიკული მონაცემების მიხედვით ააგეთ განზოგადოებული მრუდი.



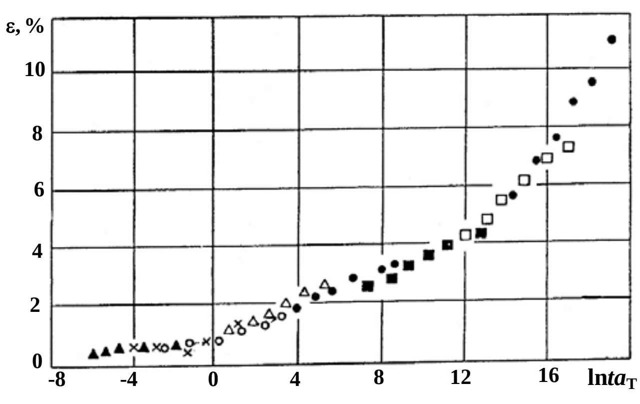
ნახ. 4.8.11. სტატიკური ცოცვადობის მრუდები სხვადასხვა ტემპერატურაზე.

ა – ცოცვადობის მრუდები ჩვეულებრივ (ε_{11}~t) კოორდინატებში **T°C**; 1 – (–20°); 2 – (–10°); 3 – (–0°); 4 – 10°; 5 – 20°; 6 – 30°; 7 – 40°; 8 – 45°.

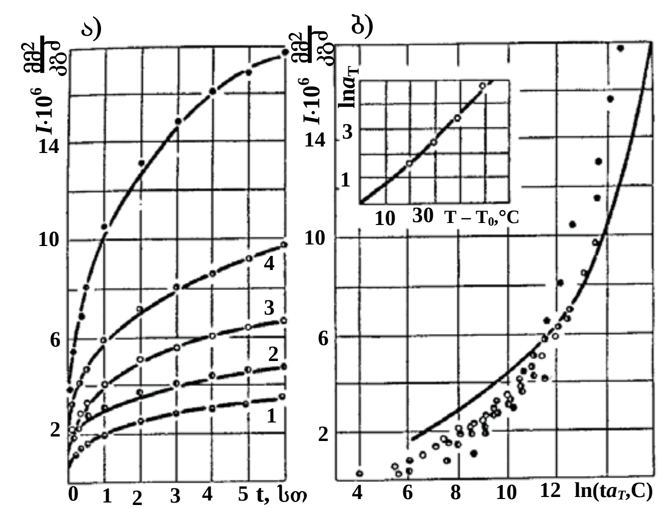
ბ) ნახევრად ლოგარითმული (ε~**ln***t*) კოორდინატები.



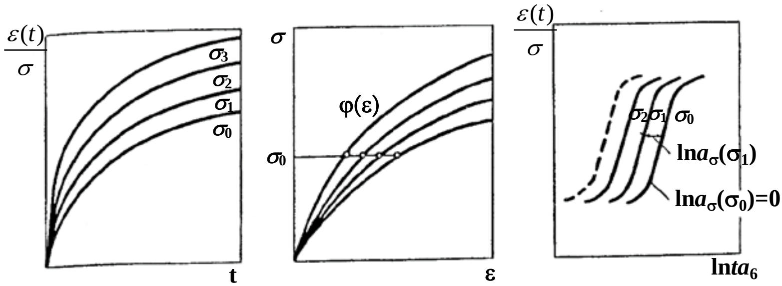
ნახ. 4.8.12. რედუქციის კოეფიციენტის (a_T) დამოკიდებულება ტემპერატურისაგან ($T - T_0$)°C.



ნახ. 4.8.13. ცოცვადობის განზოგადოებული მრუდი σ_0 = 35 კგძ/სმ².



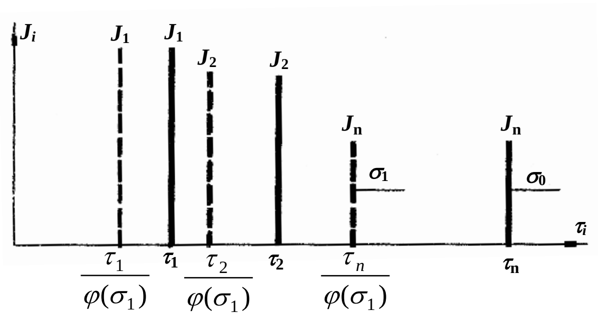
ნახ. 4.8.14. მინაპლასტიკის ცოცვადობაზე ტემპერატურული დამოკიდებულების გრაფიკი. გაჭიმვა (α = 45°), $\sigma_{11} = 845\frac{\text{კგძ}}{\text{სმ}^2}$.
ა – საწყისი მრუდები ($I \sim t$) კოორდინატებში, T°C: 1 – 20°; 2 – 40°; 3 – 50°; 4 – 60°; 5 – 70°C.



ნახ. 4.8.15. არაწრფივი ბლანტი დრეკადობა:
ა – მოქნილობის მრუდები მსგავსია, ბ – იზოქრონული მრუდები მსგავსია, გ – მოქნილობის მრუდები ნახევრად ლოგარითმულ სისტემაში მსგავსია (რეოლოგიურად მარტივი სხეული).

§ 4.9. ძაბვისა და დროის ანალოგია

ცოცვადობაზე სხვადასხვა პოლიმერული მასალების შესწავლამ გვიჩვენა, რომ ძაბვის გაზრდით რელაქსაციის დრო მცირდება. ამ მოვლენის ფიზიკური საფუძვლები ახსნილ იქნა ჯერ კიდევ 30-იან წლებში რუსი მეცნიერის ა. ალექსანდროვისა და ი. ლაზურკინის მიერ. მათ მიერვე დადგენილ იქნა ფუნქციონალური კავშირი τ და σ სიდიდეებს შორის:



ნახ. 4.9.1. რელაქსაციის დისკრეტული სპექტრის ცვლილების სქემა ძაბვის დონის ამაღლების შემთხვევაში

$$\tau = \tau_0 \exp\frac{u_0 - \gamma_\sigma}{KT}, \qquad (4.9.1)$$

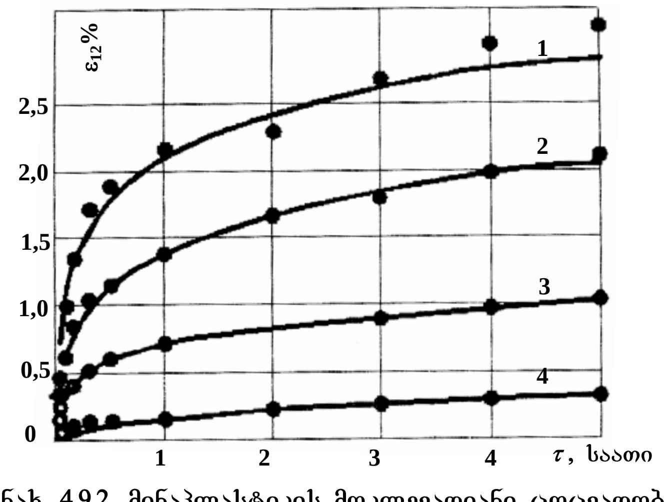
სადაც u_0 – აქტივაციის ენერგიაა, γ_σ – სტრუქტურული კოეფიციენტი, K – ბოლცმანის მუდმივი, T – აბსოლუტური ტემპერატურა. (4.9.1) დამოკიდებულებას აქვს ხარისხოვანი ხასიათი. მაგრამ უკვე ამ მიახლოებითი განტოლებიდან ჩანს, რომ ძაბვის ცვლილება იწვევს რელაქსაციის დროის მთლიანი სპექტრის ცვლილებას (ნახ. 4.9.1). და მაშასადამე შესაბამისად ცოცვადობის მრუდების ძვრას (გადაადგილებას) დროის სკალის გასწვრივ. თუ ამ შემთხვევაში ყველა დრო იცვლება ერთ და იგივე სიდიდეზე ძაბვის ზრდის მიხედვით, მაშინ მოქნილობის ყველა მრუდი ხისტად

გადაიწევს ლოგარითმული სკალის გასწვრივ, ისე, რომ პარალელურობა არ დაირღვევა. ამასთან ხანგრძლივი დრეკადობის მახასიათებლები მუდმივებად დარჩებიან; ისინი ინვარიანტული არიან ძაბვის ცვლილების მიმართ.
ე.ი. ნახევრად ლოგარითმულ კოორდინატთა სისტემაში, $(I(t) \sim \lg\tau)$ − დამოკიდებულების მრუდები იქნებიან მსგავსნი (ნახ. 4.9.3). მასალა, რომელიც ასეთ მსგავსებას ავლენს სიმოკლისათვის რეოლოგიურად მარტივ სხეულებს უწოდებენ.

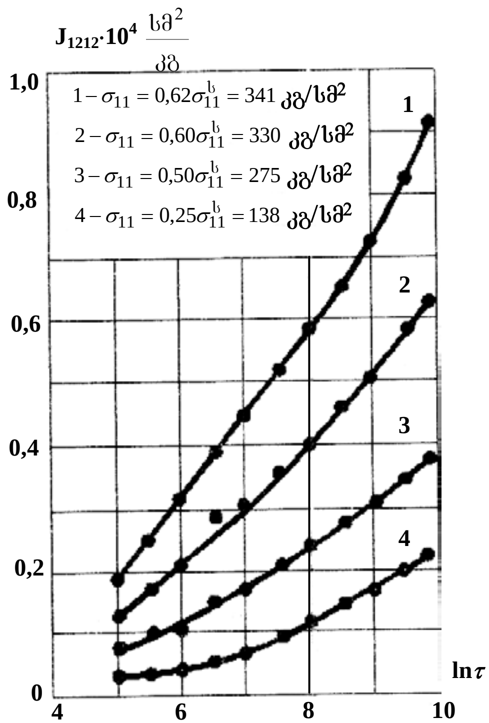
ცოცვადობის ექსპონენციალური „გულის“ გამოყენების შემთხვევაში განმსაზღვრელი არაწრფივი დამოკიდებულება ასეთი მასალებისათვის ასე ჩაიწერება:

$$\varepsilon(t) = I_0\sigma(t) + \sum_{i=1}^{N}\frac{I_{\infty i}}{\tau_i}\int_0^t \exp[-\frac{(t-s)a_\sigma(s)}{\tau_i}]a_\sigma(s)\sigma(s)ds, \qquad (4.9.2)$$

სადაც $a_\sigma(s)$ − მაშტაბური ფუნქცია (რედუქციის კოეფიციენტი) ამყარებს ეკვივალენტურ კავშირს დეფორმირების დროსა და სხეულზე მოდებული ძაბვის სიდიდეს შორის.



ნახ. 4.9.2. მინაპლასტიკის მოკლევადიანი ცოცვადობის მრუდები სხვადასხვა ძაბვაზე
1 – σ_{12} = 341კგ/სმ²= 0,62$\sigma_{რღ}$; 3 – σ_{12} = 330კგ/სმ²= 0,60$\sigma_{რღ}$;
3 – σ_{12} = 275კგ/სმ²= 0,50$\sigma_{რღ}$; 4 – σ_{12} = 138კგ/სმ²= 0,25$\sigma_{რღ}$.



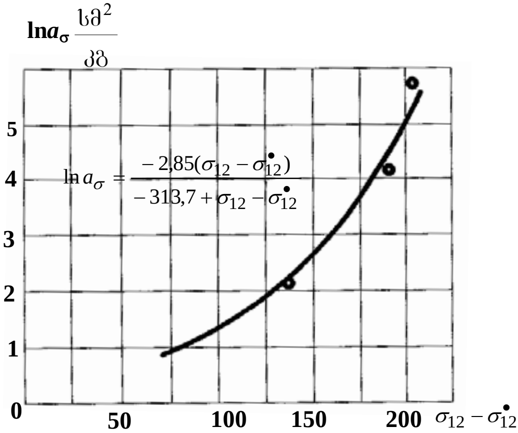
ნახ. 4.9.3. მინაპლასტიკის მოქნილობის მრუდები სხვადასხვა ძაბვაზე (ნახევრად ლოგარითმული სისტემა).

ეს ფუნქცია განისაზღვრება როგორც შეფარდება $a_\sigma = \tau_0(\sigma_0)/\tau_0(\sigma)$, სადაც τ_0 – რელაქსაციის დროა.

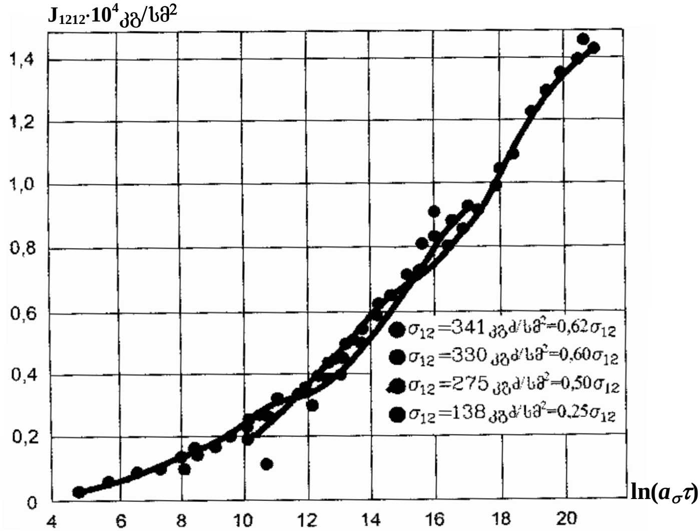
შესაბამისად უწყვეტი სპექტრისათვის გვექნება:

$$\varepsilon(t) = I_0\sigma(t) + \int_0^t \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_S \frac{a_\sigma(s)}{\tau} L(\lg\tau, \sigma_0) \exp[-\frac{(t-s)a_\sigma(s)}{\tau}] d\lg\tau ds. \quad (4.9.3)$$

სადაც $I_{\infty i}(\sigma), L(\lg\tau, \sigma_0)$ – შესაბამისად წონასწორული მოქნილობა და რელაქსაციური სპექტრის სიმკვრივეა, განსაზღვრული წინასწარ შერჩეული „საბაზო“ სტანდარტირებული ძაბვისათვის.



ნახ. 4.9.4. ძვრის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ძაბვისაგან



ნახ. 4.9.5. მინაპლასტიკის მოქნილობის განზოგადოებული მრუდი, აგებული ძაბვისა და დროის ანალოგიის მიხედვით

მუდმივი მაგრამ „საბაზო“ ძაბვისაგან განსხვავებით გამოსახულებები (4.4.4) და (4.9.3) შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$I(t,\sigma)=\frac{\varepsilon(t)}{\sigma}=I_0+\sum_{i=1}^{N} I_{\infty i}(\sigma_0)(1-e^{-\frac{ta_\sigma}{\tau_i}}), \qquad (4.9.4)$$

$$I(t,\sigma)=I_0+\int_0^t L(\lg\tau,\sigma_0)(1-e^{-\frac{ta_\sigma}{\tau}})d\lg\tau. \qquad (4.9.5)$$

ამრიგად არაწრფივი დამოკიდებულება ძაბვასა და ბლანტდრეკად დეფორმაციას შორის მიიყვანება მასშტაბურ ძაბვაზე დამოკიდებული (a_σ) ფუნქციის აღრიცხვამდე. განვიხილოთ ამ ფუნქციისა და ცოცვადობის განზოგადოებული მრუდების აგების მეთოდიკა, რომელიც თავის კოორდინატებში განაზოგადებს დეფორმირების დროსა და მოდებული ძაბვის სიდიდეს.

ცოცვადობაზე გამოცდის წინ, ხდება მასალის გამოცდა ძაბვის ცვლილების დიაპაზონის დადგენის მიზნით. განისაზღვრება ხანმოკლე სიმტკიცის ზღვარი $\sigma_{\text{რ}} \equiv R$ და ზღვრული დეფორმაცია ε_R. გამოცდა უნდა ჩატარდეს მუდმივი ტემპერატურისა და ტენიანობის დაცვით. დატვირთვის სიჩქარე გამოცდის მთელი სერიისათვის უნდა იყოს ერთი და იგივე (მუდმივი). ამასთანავე დატვირთვის დრო არ უნდა აღემატებოდეს 5 წმ-ს. ნიმუშის სრული დატვირთვის მომენტად მიიღება ცოცვადობის ათვლის საწყისი ($t=0$) დრო. ძაბვის ცვლილების ინტერვალად მიიღება ($0,1\div 0,6\sigma_{\text{რ}}$), სიმტკიცის ზღვარის შემდეგი ნაზრდების ($\Delta\sigma=0,1\sigma_{\text{რ}}$) გრადაციის მიხედვით. გამოცდის ხანგრძლიობა ჩვეულებრივ მოკლევადიან ექსპერიმენტში მიღებულია ($3\div 5$) საათი.

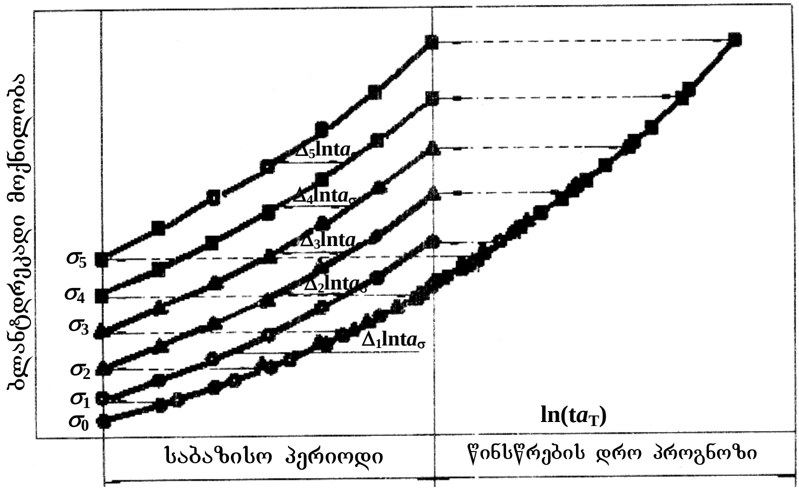
ცოცვადობის ფარდობით დეფორმაციებს ანგარიშობენ შემდეგი ფორმულის მიხედვით

$$\varepsilon^{\upsilon}=\varepsilon(t)-\varepsilon_0,$$

სადაც ε_0 – მყისი დრეკადი დეფორმაციაა, რომელიც უდრის $I_0(\sigma)=\frac{\sigma}{E}$; E – მყისი დრეკადობის მოდულია, რომლის განსაზღვრისათვის ხშირად ულტრაბგერის მეთოდს მიმართავენ. ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე იანგარი-

შება ბლანტდრეკადი მოქნილობები $I^{(n)}(t)=\varepsilon^{n}(t)/\sigma$. საბოლოო მონაცემების მიხედვით ნახევრადლოგარითმულ სისტემაში $(I^{n}(t),\lg\varepsilon)$ აიგება მრუდები (ნახ. 4.9.3). ამ გრაფიკზე „საბაზისო“ პერიოდი წარმოადგენს დროის ინტერვალს, რომელიც უდრის, ცოცვადობის მოკლე ვადიან პერიოდს, ზოგჯერ მას „ექსპერიმენტულ ფანჯარას“ უწოდებენ. საბაზო ძაბვად ჩვეულებრივ ღებულობენ ბლანტდრეკადი თვისების წრფივობის ზღვარს. მასშტაბური ფუნქციის განსაზღვრის მიზნით იზომება მანძილები ჰორიზონტალური მიმართულებით, ყოველ წყვილ მეზობელ მრუდებს შორის, დროის სკალის მიღებულ ერთეულებში. ამასთანავე გაზომვები რამდენიმე სხვადასხვა წერტილებში ხდება და გაზომვის $\Delta j\ln a_{\sigma}-$შედეგების გასაშუალება ხდება. შემდეგ ამ $\overline{\Delta j\ln a_{\sigma}}$ საშუალო სიდიდეებს თანმიმდევრობით შეაჯამებენ დაწყებული ნულოვანი მნიშვნელობიდან როცა $\sigma=\sigma_0$ ჯამის ნიშანი დამოკიდებულია $(\sigma-\sigma_0)$ სხვაობის ნიშანზე.

ცდისეული მონაცემების ჩაწერის საილუსტრაციოდ მაგალითი მოცემული (ნახ. 4.9.6)-ზე.



ნახ. 4.9.6. რედუქციის $a_{\sigma}-$კოეფიციენტის განსაზღვრის სქემა და ძაბვისა და დროის ანალოგიის განზოგადოებული მრუდის აგება.

ცხრილი 4.9.1

ცოცვადობაზე სხვადასხვა ძაბვის დროს მონაცემებიდან, რედუქციის კოეფიციენტის განსაზღვრის ცხრილური მნიშვნელობები

№	σ, მპა	$\sigma-\sigma_0$	j	$\overline{\Delta_j \ln a_\sigma}$	$\ln a_\sigma^{ე}$	$\ln a_\sigma$
1	2	3	4	5	6	7
1	σ_0	0	1	$\Delta_1 \ln a_\sigma$	0	0
2	σ_1	$\sigma_1-\sigma_0$	2	$\Delta_2 \ln a_\sigma$	$\ln a_{\sigma_1}^{ე} = \Delta_1 \ln a_\sigma$	$\ln a_{\sigma_1}$
3	σ_2	$\sigma_2-\sigma_0$	3	$\Delta_3 \ln a_\sigma$	$\ln a_{\sigma_2}^{ე} = \Delta_1 \ln a_\sigma + \Delta_2 \ln a_\sigma$	$\ln a_{\sigma_2}$
4	σ_3	$\sigma_3-\sigma_0$	...	...	$\ln a_{\sigma_3}^{ე} = \Delta_1 \ln a_\sigma + \Delta_2 \ln a_\sigma + \Delta_3 \ln a_\sigma$	$\ln a_{\sigma_3}$
...	...	...	$n-1$	$\Delta_j \ln a_\sigma$	...	...
n	σ_n	$\sigma_n-\sigma_0$			$\ln a_\sigma^{ე} = \sum_{j=1}^{n-1} \Delta_j \ln a_\sigma$	$\ln a_{\sigma_n}^{n}$

ამ ცხრილის (2)-ე სვეტში მოცემულია სტატიკური ძაბვები, რომლითაც დატვირთული იყო ნიმუშები. (4)-ე და (5)-ე სვეტებში კი მოცემულია მიმდევრობითი გაზომვის ნომრები მეზობელ $I^n(t,\sigma)-$წირებსა და შესაბამისი მათი საშუალო $(\overline{\Delta j \ln a_\sigma})-$ მნიშვნელობები. $(\sigma-\sigma_0)$ სხვაობები შეტანილია (3) სვეტში და ამ სიდიდეების შესაბამისი ექსპერიმენტული მნიშვნელობები $(\ln a_\sigma^{ექს.})$ შეტანილია (6)-ე სვეტში, შესაბამისი ნიშნებით. (7)-ე სვეტში შეტანილია $(\ln a_\sigma)$ -ს მნიშვნელობები. ექსპერიმენტულ $(\ln a_\sigma^{ექს.})$ მნიშვნე-

ლობებს ღებულობენ მიმდევრობითი შეჯამებით $(\Delta j \ln a_\sigma)$– მნიშვნელობების (j=1)–დან (j=n-1)-მდე. მიღებული დამოკიდებულება $(\ln a_\sigma \sim (\sigma - \sigma_0))$ აპროქსიმირდება ემპირიული წილად–წრფივი ფუნქციით

$$\ln a_\sigma = \frac{B_1(\sigma - \sigma_0)}{B_2 + (\sigma - \sigma_0)}, \qquad (4.9.6)$$

სადაც B_1 და B_2 – ემპირიული კოეფიციენტებია.

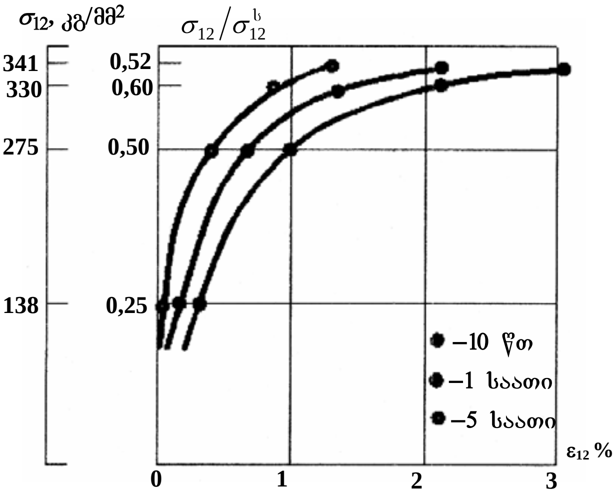
საანგარიშო $(\ln a_\sigma(\sigma - \sigma_0))$ – მნიშვნელობებს იყენებენ განზოგადოებული მრუდის აგებისათვის. ამისათვის ყველა ექსპერიმენტული ბლანტდრეკადი მოქნილობის $I^n(t,\sigma)$ მრუდები, როგორც ერთი ხისტი მთლიანი გადაიწევა ლოგარითმული სკალის გასწვრივ შესაბამის $(\ln a_\sigma)$ – სიდიდეზე.

ახალი (დაყვანილი) დრო ამ მრუდებისათვის ტოლია

$$\ln(t a_\sigma) = \ln t + \ln a_\sigma \, . \qquad (4.9.7)$$

ძაბვისა და დროის ანალოგიის მეთოდი არ თხოულობს რთულ ექსპერიმენტულ მოწყობილობებს და საშუალებას იძლევა მინიმალური დანახარჯებით მიღებულ იქნას აუცილებელი, საჭირო ცდისეული მონაცემები. ამ მონაცემებზე დაყრდნობით შესაძლებელია მიღებულ იქნას მასალისათვის ხანგრძლივი ცოცვადობის მონაცემები. მაგრამ ამ მეთოდს გააჩნია შეზღუდვები. ის გამოიყენება იმ კლასისათვის, რომლებიც ეკუთვნიან რეოლოგიურად მარტივ სხეულებს.

ცდისეული მონაცემები მინაპლასტიკისათვის მოცემულია (ცხრილ 4.9.2)-ში, ამ მონაცემების საფუძველზე აგებული მოკლევადიანი მრუდები (ნახ. 4.9.2), (ნახ. 4.9.7)-ზე აგებულია იზოქრონული მრუდები, ხოლო შემდეგ აგებულია მოქნილობის მრუდები ნახევრადლოგარითმულ სისტემაში (ნახ. 4.9.3). ცხრილებში (4.9.3), (4.9.4) მოყვანილია რედუქციის კოეფიციენტისა (ნახ. 4.9.4) და განზოგადოებული მრუდის (ნახ. 4.9.5) აგებისათვის ყველა საჭირო მონაცემი.



ნახ. 4.9.7. მინაპლასტიკის ცოცვადობის იზოქრონული მრუდები ძვრის დეფორმირებისას.

ცხრილი 4.9.2

მინაპლასტიკის ცოცვადობის მოკლევადიანი ცდისეული მონაცემები სხადასხვა დონის ძაბვისათვის

t	ε_{12}			
	$\sigma_{12} = 138\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$	$\sigma_{12} = 275\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$	$\sigma_{12} = 330\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$	$\sigma_{12} = 341\frac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$
1 წთ	0,032	0,140	0,128	0,178
2 “	0,048	0,227	0,367	0,455
3 “	0,079	0,320	0,597	0,974
10 “	0,104	0,403	0,831	1,307
20 “	0,121	0,498	1,018	1,660
30 “	0,133	0,582	1,128	1,846
1 საათი	0,128	0,698	1,369	2,109
2 “	0,209	0,816	1,628	2,262
3 “	0,240	0,906	1,778	2,666
4 “	0,260	0,974	1,940	2,923
5“	0,295	1,012	2,060	3,070

ცხრილი 4.9.3

საწყისი მონაცემების გამოთვლა B_1 და B_2 – კოეფიციენტების განსაზღვრისათვის

σ_{12}	$\Delta \ln a_\sigma$	$\sigma_{12} - \sigma_{12}^0$	$\ln a_\sigma$	$\dfrac{\sigma_{12} - \sigma_{12}^0}{\ln a_\sigma}$	$\ln a_\sigma$ საანგარიშო
138		0	0	0	0
	2,25				
275		138	2,25	60,8	2,21
	2,00				
330		192	4,25	45,1	4,49
	1,50				
341		203	5,75	35,9	5,21

ცხრილი 4.9.4

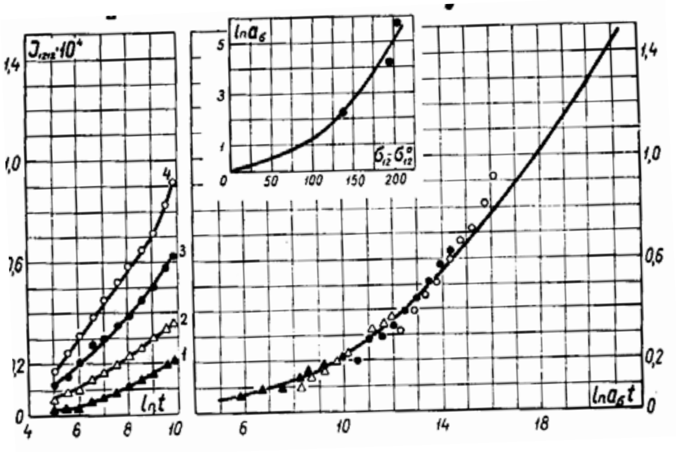
ამოსავალი მონაცემების გამოთვლა განზოგადოებული მრუდის აგებისათვის ძაბვისა და დროის ანალოგიის მიხედვით

t	$\ln t$	σ_{12} $\dfrac{\text{კგ}}{\text{სმ}^2}$	$\ln a_\sigma$	$\ln(a_{\sigma t})$	$I_{11}10$
1	2	3	4	5	6
3 წთ	5,10	138	0	5,10	0,017
5 “	5,70	“	“	5,70	0,061
15 “	6,80	“	“	6,80	0,087
30 “	7,50	“	“	7,50	0,131
1 საათი	8,19	“	“	8,19	0,140
1 საათი 20 წთ	8,48	“	“	8,48	0,156
2 “ 30 “	9,11	“	“	9,11	0,176
5 საათი	9,80	138	0	9,80	0,291
7 წთ	6,00	275	2,21	8,21	0,100
10 “	6,40	“	“	8,61	0,145
20 “	7,09	“	“	9,30	0,170
30 “	7,50	“	“	9,71	0,203
50 “	9,01	“	“	1,022	0,233
1 საათი 20 წთ	8,48	“	“	10,69	0,265
2 “ 30 “	9,11	“	“	11,32	0,302
3 “ 30 “	9,44	“	“	11,65	0,341
5 საათი	9,80	275	2,21	12,01	0,867
7 წთ	6,00	330	4,49	10,49	0,203
10 “	6,40	“	“	10,89	0,281
20 “	7,09	“	“	11,58	0,296
30 “	7,50	“	“	11,99	0,348

გაგრძელება ცხრილის 4.9.4

1	2	3	4	5	6
50 “	8,01	“	“	12,50	0,393
1 საათი 20 წთ	8,48	“	“	12,97	0,448
2 “ 30 “	9,11	“	“	13,60	0,506
3 “ 30 “	9,44	“	“	13,93	0,575
5 საათი	9,80	330	4,49	14,29	0,624
7 წთ	6,00	341	5,21	11,21	0,313
10 “	6,40	“	“	11,61	0,381
20 “	7,09	“	“	12,30	0,461
30 “	7,50	“	“	12,71	0,520
50 “	8,01	“	“	13,71	0,580
1 საათი 20 წთ	8,48	“	“	13,69	0,645
2 “ 30 “	9,11	“	“	14,32	0,702
3 “ 30 “	9,44	“	“	14,65	0,812
5 საათი	9,80	341	5,21	15,03	0,912

მაგალითი. ააგეთ მინაპლასტიკის შემთხვევაში დრეკად-ბლანტი მოქნილობის მრუდების მოცემული გრაფიკებიდან, ცხრილური მონაცემები და უთავსდება თუ არა ის გრაფიკზე დატანილ წერტილებს.



ნახ. 4.2.8. ა) მოქნილობის მრუდები, T_0=20°C; $\sigma_{12}, \frac{კგძ}{სმ^2}$;1 – 138; 2 – 275; 3 – 330; 4 – 341. ბ) რედუქციის კოეფიციენტი; გ) განზოგადოებული მრუდი $\sigma_{12}^0 = 138 \frac{კგძ}{სმ^2}$.

damat eba

მ. კოლტუნოვი. გავლენის ფუნქციების ინტეგრალური ცხრილები და გრაფიკები

K_1

$\alpha = 0{,}025$ $A = 0{,}02205$ $\beta = 0{,}05$

t	$K(t)$	$\int_0^t K d\tau$	$T(t)$	$\int_0^t T d\tau$	$1+\int_0^t K d\tau$	$1-\int_0^t T d\tau$
0,001	271,83	2,8494	18,553	0,7421	3,8494	0,2579
0,002	152,89	3,0492	9,4381	0,7551	4,0492	0,2449
0,003	109,47	3,1777	6,3558	0,7628	4,1777	0,2372
0,004	86,526	3,2746	4,8011	0,7683	4,2746	0,2317
0,005	72,162	3,3535	3,8621	0,7726	4,3535	0,2274
0,006	62,253	3,4204	3,2329	0,7761	4,4204	0,2239
0,007	54,969	3,4789	2,7817	0,7791	4,4789	0,2109
0,008	49,359	3,5309	2,4419	0,7817	4,5309	0,2183
0,009	44,916	3,5779	2,1769	0,7841	4,5779	0,2159
0,01	41,284	3,6210	1,9643	0,7861	4,6210	0,2139
0,02	23,833	3,9286	0,9988	0,7998	4,9286	0,2002
0,03	17,363	4,1306	0,6723	0,8080	5,1306	0,1920
0,04	13,899	4,2854	0,5076	0,8138	5,2854	0,1962
0,05	11,712	4,4128	0,4082	0,8184	5,4128	0,1816
0,06	10,192	4,5218	0,3415	0,8221	5,5218	0,1779
0,07	9,0677	4,6179	0,2937	0,8259	5,6179	0,1741
0,08	8,1985	4,7041	0,2577	0,8279	5,7041	0,1721
0,09	7,5041	4,7825	0,2297	0,8304	5,7825	0,1696
0,1	6,9351	4,8545	0,2071	0,8326	5,8545	0,1674
0,2	4,1589	5,3812	0,1045	0,8471	6,3812	0,1529
0,3	3,1025	5,7380	0,0702	0,8556	6,7380	0,1444
0,4	2,5268	6,0171	0,0528	0,8617	7,0171	0,1383
0,5	2,1579	6,2501	0,0423	0,8664	7,2501	0,1336
0,6	1,8986	6,4523	0,0352	0,8702	7,4523	0,1298
0,7	1,7046	6,6321	0,0301	0,8735	7,6321	0,1265
0,8	1,5533	6,7946	0,0263	0,8763	7,7946	0,1237
0,9	1,4313	6,9436	0,0234	0,8788	7,9436	0,1212
1	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**

K_1-ის გაგრძელება

1	2	3	4	5	6	7
1,0	1,3305	7,0816	0,0209	0,8810	8,0816	0,1190
1,2	1,1728	7,3311	0,0174	0,8848	8,3311	0,1152
1,4	1,0542	7,5533	0,0148	0,8880	8,5533	0,1120
1,6	0,9612	7,7545	0,0128	0,8908	8,7545	0,1092
1,8	0,8858	7,9389	0,0114	0,8932	8,9389	0,1068
2,0	0,8232	8,1096	0,0101	0,8953	9,1096	0,1047
3,0	0,6187	8,8193	0,0065	0,9034	9,8193	0,0966
4,0	0,5022	9,3753	0,0047	0,9089	10,375	0,0911
5,0	0,4247	9,8364	0,0036	0,9130	10,836	0,0870
6,0	0,3683	10,232	0,0028	0,9162	11,232	0,0838
7,0	0,3250	10,577	0,0023	0,9128	11,577	0,0872
8,0	0,2904	10,885	0,0019	0,9209	11,885	0,0791
9,0	0,2618	11,160	0,0016	0,9227	12,160	0,0773
10,0	0,2378	11,409	0,0014	0,9242	12,409	0,0758
12,0	0,1993	11,845	0,8107	0,9267	12,845	0,0733
14,0	0,1697	12,213	$0,84\cdot10^{-3}$	0,9285	13,213	0,0715
16,0	0,1462	12,528	$0,6\cdot10^{-3}$	0,9301	13,528	0,0699
18,0	0,1269	12,800	$0,5\cdot10^{-3}$	0,9313	13,800	0,0687
20,0	0,1109	13,037	$0,4\cdot10^{-3}$	0,9322	14,037	0,0678
30,0	0,0602	13,862	$0,2\cdot10^{-3}$	0,9351	14,862	0,0649
40,0	0,0345	14,323	$0,8\cdot10^{-4}$	0,9363	15,323	0,0637
50,0	0,0204	14,591	$0,4\cdot10^{-4}$	0,9368	15,591	0,0632
60,0	0,0122	14,750	$0,2\cdot10^{-4}$	0,9372	15,750	0,0628
70,0	0,0074	14,846	$0,1\cdot10^{-4}$	0,9373	15,846	0,0627
80,0	0,0046	14,905	$0,6\cdot10^{-5}$	0,9374	15,905	0,0626
90,0	0,0028	14,941	$0,3\cdot10^{-5}$	0,9374	15,941	0,0626
100,0	0,0018	14,963	$0,2\cdot10^{-5}$	0,9375	15,963	0,0625
200,0	$0,2\cdot10^{-4}$	14,999	$0,6\cdot10^{-8}$	0,9375	15,999	0,0625
300,0	$0,1\cdot10^{-4}$	14,999	$0,3\cdot10^{-10}$	0,9375	15,999	0,0625
400,0	$0,1\cdot10^{-8}$	14,999	$0,1\cdot10^{-12}$	0,9375	15,999	0,0625

K_2

$\alpha = 0{,}05$			$A = 0{,}0483$		$\beta = 0{,}05$	
t	$K(t)$	$\int_0^t K d\tau$	$T(t)$	$\int_0^t T d\tau$	$1+\int_0^t K d\tau$	$1-\int_0^t T d\tau$
0,0001	1961,6	1,5443	305,78	0,6102	2,5443	0,3898
0,0002	1124,5	1,6888	158,82	0,6318	2,6887	0,3682
0,0003	817,56	1,7838	107,85	0,6447	2,7838	0,3553
0,0004	653,80	1,8563	81,987	0,6540	2,8563	0,3460
0,0005	550,44	1,9161	66,288	0,6614	2,9160	0,3386
0,0006	478,85	1,9673	55,725	0,6674	2,9672	0,3326
0,0007	425,84	2,0123	48,121	0,6726	3,0123	0,3274
0,0008	385,00	2,0527	42,379	0,6771	3,0527	0,3229
0,0009	352,31	2,0895	37,887	0,6811	3,0895	0,3189
0,001	325,55	2,1233	34,274	0,6811	3,1233	0,3158
0,002	204,66	2,3704	18,841	0,7088	3,3704	0,2912
0,003	150,51	2,5382	12,552	0,7234	3,5382	0,2766
0,004	121,93	2,6697	9,4527	0,7338	3,6697	0,2662
0,005	103,96	2,7798	7,6000	0,7421	3,7798	0,2579
0,006	91,479	2,8757	6,3652	0,7489	3,8757	0,2511
0,007	82,241	2,9612	5,4820	0,7547	3,9612	0,2453
0,008	75,078	3,0388	4,8182	0,7597	4,0388	0,2403
0,009	69,352	3,1102	4,3008	0,7642	4,1102	0,2358
0,01	64,650	3,1766	3,8857	0,7682	4,1766	0,2318
0,02	42,976	3,6812	2,1122	0,7953	4,6812	0,2047
0,03	33,223	4,0446	1,4066	0,8116	5,0446	0,1884
0,04	27,985	4,3421	1,0588	0,8233	5,3421	0,1767
0,05	24,649	4,6001	0,8509	0,8325	5,6001	0,1675
0,06	22,312	4,8314	0,7123	0,8401	5,8314	0,1599
0,07	20,569	5,0432	0,6132	0,8466	6,0432	0,1534
0,08	19,215	5,2402	0,5387	0,8523	6,2402	0,1477
0,09	18,126	5,4254	0,4806	0,8573	6,4254	0,1427
1	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**

K$_2$-ის გაგრძელება

1	2	3	4	5	6	7
0,1	17,230	5,6009	0,4340	0,8618	6,6009	0,1382
0,2	13,110	7,0538	0,2350	0,8920	8,0538	0,1080
0,3	11,320	8,2423	0,1558	0,9100	9,2422	0,0900
0,4	10,430	9,3145	0,1167	0,9230	10,314	0,0770
0,5	9,9266	10,324	0,0934	0,9331	11,324	0,0669
0,6	9,6296	11,297	0,0778	0,9415	12,297	0,0585
0,7	9,4577	12,248	0,0667	0,9485	13,248	0,0515
0,8	9,3689	13,188	0,0583	0,9546	14,188	0,0454
0,9	9,3388	14,123	0,0518	0,9601	15,123	0,0399
1,0	9,3524	15,057	0,0466	0,9649	16,057	0,0351
1,2	9,4439	16,940	0,0400	0,9733	17,940	0,0267
1,4	9,6433	18,857	0,0340	0,9804	19,857	0,0196
1,6	9,9138	20,826	0,0295	0,9865	21,826	0,0135
1,8	0,1024	22,857	0,0260	0,9919	23,857	0,0081
2,0	0,1061	24,961	0,0233	0,9966	25,961	0,0037
3,0	0,1304	36,855	0,0150	1,0000	37,855	0,0000
4,0	0,1644	51,731	0,0108	1,0000	52,731	0,0000
5,0	0,2091	70,593	0,0083	1,0000	71,593	0,0000
6,0	0,2672	94,653	0,0066	1,0000	95,653	0,0000
7,0	0,3421	125,43	0,0054	1,0000	126,43	0,0000
8,0	0,4385	164,87	0,0045	1,0000	165,87	0,0000
9,0	0,5626	215,45	0,0039	1,0000	216,45	0,0000
10,0	0,7219	280,35	0,0033	1,0000	281,35	0,0000
12,0	0,0107	470,58	0,0027	1,0000	471,58	0,0000
14,0	0,0176	784,16	0,0021	1,0000	785,16	0,0000
16,0	0,0290	1301,2	0,0016	1,0000	1302,2	0,0000
18,0	0,0478	2153,9	0,0013	1,0000	2154,9	0,0000
20,0	0,0788	3560,0	0,0011	1,0000	3561,0	0,0000

K_3

$\alpha = 0{,}075$ $A = 0{,}0272$ $\beta = 0{,}05$

t	$K(t)$	$\int_0^t K\,d\tau$	$T(t)$	$\int_0^t T\,d\tau$	$1+\int_0^t K\,d\tau$	$1-\int_0^t T\,d\tau$
0,001	26,267	0,2754	16,229	0,2164	1,2754	0,7836
0,002	14,243	0,2943	8,5473	0,2279	1,2943	0,7721
0,003	9,9655	0,3062	5,8738	0,2350	1,3062	0,7650
0,004	7,7381	0,3149	4,5012	0,2401	1,3149	0,7599
0,005	6,3610	0,3219	3,6616	0,2442	1,3219	0,7558
0,006	5,4207	0,3278	3,0931	0,2475	1,3278	0,7525
0,007	4,7356	0,3328	2,6820	0,2540	1,3328	0,7460
0,008	4,2128	0,3373	2,3702	0,2529	1,3373	0,7471
0,009	3,8000	0,3413	2,1255	0,2552	1,3413	0,7448
0,01	3,4655	0,3449	1,9280	0,2572	1,3449	0,7428
0,02	1,8921	0,3700	1,0149	0,2709	1,3700	0,7291
0,03	1,3294	0,3858	0,6972	0,2793	1,3858	0,7207
0,04	1,0353	0,3975	0,5340	0,2853	1,3975	0,7147
0,05	0,8530	0,4069	0,4342	0,2901	1,4069	0,7099
0,06	0,7282	0,4147	0,3666	0,2941	1,4147	0,7059
0,07	0,6372	0,4215	0,3177	0,2975	1,4215	0,7025
0,08	0,5676	0,4276	0,2807	0,3005	1,4276	0,6995
0,09	0,5125	0,4329	0,2516	0,3032	1,4329	0,6968
0,1	0,4678	0,4378	0,2281	0,3056	1,4378	0,6944
0,2	0,2568	0,4718	0,1195	0,3218	1,4718	0,6782
0,3	0,1807	0,4932	0,0817	0,3316	1,4932	0,6684
0,4	0,1408	0,5091	0,0623	0,3387	1,5091	0,6613
0,5	0,1159	0,5219	0,0505	0,3443	1,5219	0,6557
0,6	0,0988	0,5326	0,0424	0,3489	1,5326	0,6511
0,7	0,0863	0,5418	0,0366	0,3529	1,5418	0,6471
0,8	0,0767	0,5499	0,0322	0,3563	1,5499	0,6437
0,9	0,0691	0,5572	0,0287	0,3593	1,5572	0,6407

K3-ის გაგრძელება

1	2	3	4	5	6	7
1,0	0,0629	0,5638	0,0259	0,3620	1,5638	0,6380
1,2	0,0534	0,5754	0,0217	0,3668	1,5754	0,6332
1,4	0,0465	0,5853	0,0186	0,3708	1,5853	0,6292
1,6	0,0411	0,5941	0,0163	0,3743	1,5941	0,6257
1,8	0,0369	0,6019	0,0145	0,3773	1,6019	0,6227
2,0	0,0335	0,6089	0,0130	0,3801	1,6089	0,6199
3,0	0,0227	0,6363	$0,85\cdot10^{-2}$	0,3905	1,6363	0,6095
4,0	0,0170	0,6559	$0,62\cdot10^{-2}$	0,3978	1,6559	0,6022
5,0	0,0135	0,6710	$0,48\cdot10^{-2}$	0,4032	1,6710	0,5968
6,0	0,0110	0,6832	$0,38\cdot10^{-2}$	0,4075	1,6832	0,5925
7,0	$0,92\cdot10^{-2}$	0,6933	$0,32\cdot10^{-2}$	0,4110	1,6933	0,5890
8,0	$0,79\cdot10^{-2}$	0,7018	$0,27\cdot10^{-2}$	0,4139	1,7018	0,5861
9,0	$0,68\cdot10^{-2}$	0,7091	$0,23\cdot10^{-2}$	0,4164	1,7091	0,5836
10,0	$0,59\cdot10^{-2}$	0,7155	$0,20\cdot10^{-2}$	0,4185	1,7155	0,5815
12,0	$0,46\cdot10^{-2}$	0,7260	$0,15\cdot10^{-2}$	0,4219	1,7260	0,5781
14,0	$0,37\cdot10^{-2}$	0,7343	$0,12\cdot10^{-2}$	0,4246	1,7343	0,5754
16,0	$0,30\cdot10^{-2}$	0,7410	$0,94\cdot10^{-3}$	0,4267	1,7410	0,5733
18,0	$0,25\cdot10^{-2}$	0,7464	$0,76\cdot10^{-3}$	0,4284	1,7464	0,5716
20,0	$0,20\cdot10^{-2}$	0,7509	$0,63\cdot10^{-3}$	0,4298	1,7509	0,5702
30,0	$0,90\cdot10^{-3}$	0,7647	$0,26\cdot10^{-3}$	0,4339	1,7647	0,5661
40,0	$0,43\cdot10^{-3}$	0,7711	$0,12\cdot10^{-3}$	0,4357	1,7711	0,5643
50,0	$0,22\cdot10^{-3}$	0,7742	$0,60\cdot10^{-4}$	0,4366	1,7742	0,5634
60,0	$0,12\cdot10^{-3}$	0,7759	$0,31\cdot10^{-4}$	0,4370	1,7759	0,5630
70,0	$0,62\cdot10^{-4}$	0,7767	$0,16\cdot10^{-4}$	0,4372	1,7767	0,5628
80,0	$0,34\cdot10^{-4}$	0,7772	$0,87\cdot10^{-5}$	0,4374	1,7772	0,5626
90,0	$0,19\cdot10^{-4}$	0,7775	$0,47\cdot10^{-5}$	0,4374	1,7775	0,5626
100,0	$0,10\cdot10^{-4}$	0,7776	$0,26\cdot10^{-5}$	0,4375	1,7776	0,5625
200,0	$0,42\cdot10^{-7}$	0,7778	$0,92\cdot10^{-8}$	0,4375	1,7778	0,5625
300,0	$0,21\cdot10^{-9}$	0,7778	$0,43\cdot10^{-10}$	0,4375	1,7778	0,5625

K$_4$

$\alpha = 0{,}25$ $A = 0{,}0734$ $\beta = 0{,}05$

t	$K(t)$	$\int_0^t K d\tau$	$T(t)$	$\int_0^t T d\tau$	$1+\int_0^t K d\tau$	$1-\int_0^t T d\tau$
0,001	14,399	0,0548	13,046	0,0522	1,0548	0,9478
0,002	8,7270	0,0658	7,7565	0,0621	1,0658	0,9379
0,003	6,5220	0,0733	5,7224	0,0687	1,0733	0,9313
0,004	5,3091	0,0792	4,6116	0,0738	1,0792	0,9262
0,005	4,5284	0,0841	3,9007	0,0780	1,0841	0,9220
0,006	3,9778	0,0883	3,4020	0,0817	1,0883	0,9183
0,007	3,5659	0,0921	3,0305	0,0849	1,0921	0,9151
0,008	3,2522	0,1041	2,8707	0,0911	1,1041	0,9089
0,009	2,9930	0,1072	2,2548	0,0921	1,1072	0,9079
0,01	2,7790	0,1101	2,3186	0,0928	1,1101	0,9072
0,02	1,7119	0,1315	1,3781	0,1106	1,1315	0,8894
0,03	1,2935	0,1463	1,0162	0,1217	1,1463	0,8783
0,04	1,0620	0,1580	0,8187	0,1337	1,1580	0,8663
0,05	0,9122	0,1678	0,6921	0,1400	1,1678	0,8600
0,06	0,8062	0,1764	0,6034	0,1421	1,1764	0,8579
0,07	0,7296	0,1840	0,5372	0,1518	1,1840	0,8482
0,08	0,6643	0,1909	0,4857	0,1550	1,1909	0,8450
0,09	0,6139	0,1973	0,4475	0,1602	1,1973	0,8398
0,1	0,5722	0,2033	0,4105	0,1618	1,2033	0,8382
0,2	0,3625	0,2480	0,2428	0,1958	1,2480	0,8042
0,3	0,2790	0,2796	0,1783	0,2165	1,2796	0,7835
0,4	0,2321	0,3050	0,1430	0,2324	1,3050	0,7676
0,5	0,2009	0,3246	0,1201	0,2442	1,3246	0,7558
0,6	0,1786	0,3475	0,1040	0,2567	1,3475	0,7433
0,7	0,1630	0,3627	0,0926	0,2631	1,3627	0,7369
0,8	0,1501	0,3784	0,0833	0,2753	1,3784	0,7247
0,9	0,1395	0,3928	0,0759	0,2833	1,3928	0,7167
1	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**

K_4-ის გაგრძელება

1	2	3	4	5	6	7
1,0	0,1307	0,4063	0,0697	0,2905	1,4063	0,7095
1,2	0,1167	0,4309	0,0603	0,3035	1,4309	0,6965
1,4	0,1061	0,4532	0,0531	0,3149	1,5432	0,6851
1,6	0,0981	0,4735	0,0476	0,3249	1,4735	0,6751
1,8	0,0910	0,4923	0,0431	0,3339	1,4923	0,6661
2,0	0,0849	0,5099	0,0410	0,3422	1,5099	0,6578
3,0	0,1316	0,5843	0,0277	0,3751	1,5843	0,6249
4,0	0,0545	0,6441	0,0112	0,3993	1,6441	0,6007
5,0	0,0469	0,6946	0,0171	0,4183	1,6946	0,5817
6,0	0,0413	0,7386	0,0141	0,4339	1,7386	0,5661
7,0	0,0369	0,7806	0,0120	0,4470	1,7806	0,5530
8,0	0,0333	0,8127	0,0104	0,4581	1,8127	0,5419
9,0	0,0304	0,8474	0,0040	0,4677	1,8474	0,5323
10,0	0,0279	0,8736	$0,79\cdot10^{-2}$	0,4761	1,8736	0,5239
12,0	0,0237	0,9250	$0,63\cdot10^{-2}$	0,4902	1,9250	0,5098
14,0	0,0205	0,9692	$0,51\cdot10^{-2}$	0,5014	1,9692	0,4986
16,0	0,0179	1,0076	$0,41\cdot10^{-2}$	0,5105	2,0076	0,4895
18,0	0,0158	1,0428	$0,34\cdot10^{-2}$	0,5180	2,0428	0,4820
20,0	0,0139	1,0709	$0,28\cdot10^{-2}$	0,5243	2,0709	0,4757
30,0	0,0080	1,1774	$0,13\cdot10^{-2}$	0,5437	2,1774	0,4563
40,0	$0,48\cdot10^{-2}$	1,2398	$0,60\cdot10^{-3}$	0,5528	2,2398	0,4472
50,0	$0,30\cdot10^{-2}$	1,2777	$0,33\cdot10^{-3}$	0,5573	2,2777	0,4427
60,0	$0,18\cdot10^{-2}$	1,3012	$0,19\cdot10^{-3}$	0,5597	2,3012	0,4403
70,0	$0,12\cdot10^{-2}$	1,3160	$0,10\cdot10^{-3}$	0,5609	2,3160	0,4391
80,0	$0,07\cdot10^{-2}$	1,3254	$0,51\cdot10^{-4}$	0,5616	2,3254	0,4384
90,0	$0,04\cdot10^{-2}$	1,3313	$0,28\cdot10^{-4}$	0,5620	2,3313	0,4380
100,0	$0,02\cdot10^{-2}$	1,3350	$0,16\cdot10^{-4}$	0,5622	2,3350	0,4378
200,0	$0,89\cdot10^{-5}$	1,3419	$0,63\cdot10^{-7}$	0,5625	2,3419	0,4375
300,0	$0,05\cdot10^{-7}$	1,3419	$0,31\cdot10^{-9}$	0,5625	2,3419	0,4375
400,0	$0,07\cdot10^{-8}$	1,3419	$0,17\cdot10^{-11}$	0,5625	2,3419	0,4375

K_5

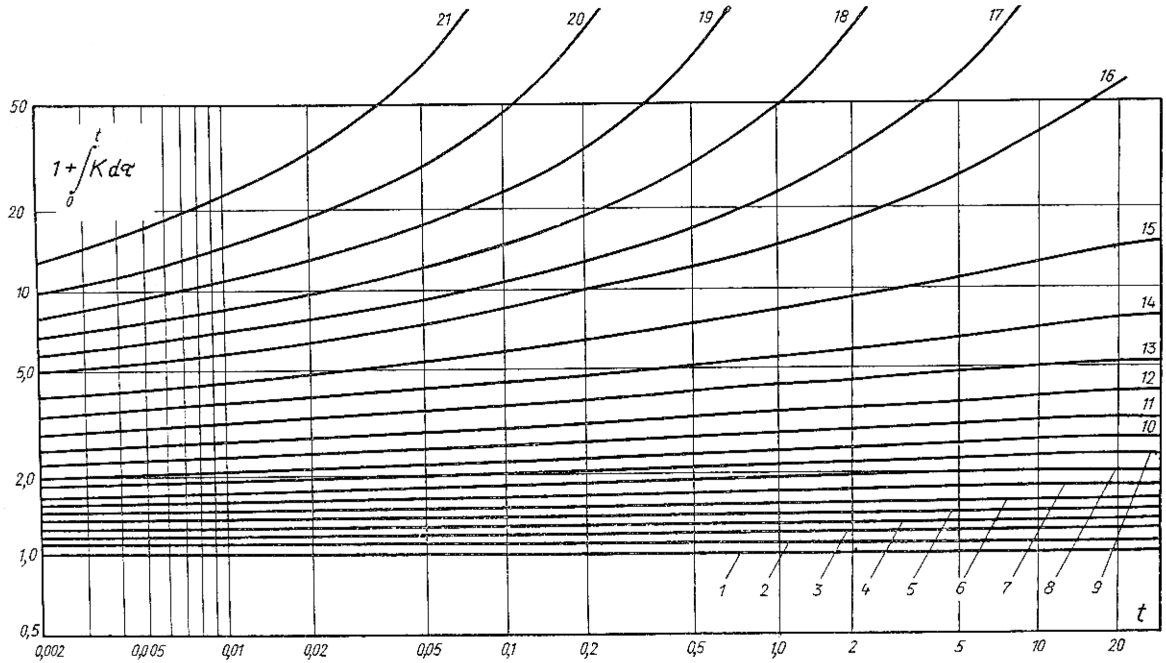
$\alpha = 0{,}3$ $\quad A = 0{,}0765$ $\quad \beta = 0{,}05$

t	$K(t)$	$\int_0^t K\,d\tau$	$T(t)$	$\int_0^t T\,d\tau$	$1+\int_0^t K\,d\tau$	$1-\int_0^t T\,d\tau$
0,001	10,217	0,0331	9,6359	0,0321	1,0331	0,9679
0,002	6,3760	0,0410	5,9313	0,0395	1,0410	0,9605
0,003	4,8461	0,0465	4,4654	0,0447	1,0465	0,9553
0,004	3,9918	0,0509	3,6508	0,0487	1,0509	0,9513
0,005	3,4359	0,0546	3,1227	0,0521	1,0546	0,9479
0,006	3,0407	0,0578	2,7484	0,0550	1,0578	0,9450
0,007	2,7429	0,0607	2,4671	0,0576	1,0607	0,9424
0,008	2,5091	0,0633	2,2469	0,0599	1,0633	0,9401
0,009	2,3198	0,0657	2,0689	0,0621	1,0657	0,9379
0,01	2,1629	0,0680	1,9217	0,0641	1,0680	0,9359
0,02	1,3687	0,0849	1,1824	0,0789	1,0849	0,9211
0,03	1,0503	0,0968	0,8898	0,0891	1,0968	0,9109
0,04	0,8717	0,1063	0,7271	0,0971	1,1063	0,9029
0,05	0,7550	0,1144	0,6217	0,1038	1,1144	0,8962
0,06	0,6718	0,1215	0,5469	0,1096	1,1215	0,8904
0,07	0,6089	0,1279	0,4907	0,1148	1,1279	0,8852
0,08	0,5594	0,1338	0,4467	0,1195	1,1338	0,8805
0,09	0,5193	0,1392	0,4111	0,1238	1,1392	0,8762
0,1	0,4859	0,1442	0,3817	0,1277	1,1442	0,8723
0,2	0,3157	0,1827	0,2338	0,1370	1,1827	0,8630
0,3	0,2465	0,2104	0,1751	0,1772	1,2104	0,8228
0,4	0,2073	0,2329	0,1425	0,1929	1,2329	0,8071
0,5	0,1815	0,2523	0,1213	0,2061	1,2523	0,7939
0,6	0,1629	0,2695	0,1062	0,2174	1,2695	0,7826
0,7	0,1487	0,2850	0,0949	0,2274	1,2850	0,7726
0,8	0,1375	0,2993	0,0860	0,2364	1,2993	0,7636
0,9	0,1284	0,3126	0,0788	0,2447	1,3126	0,7553
1	**2**	**3**	**4**	**5**	**6**	**7**

K_5-ის გაგრძელება

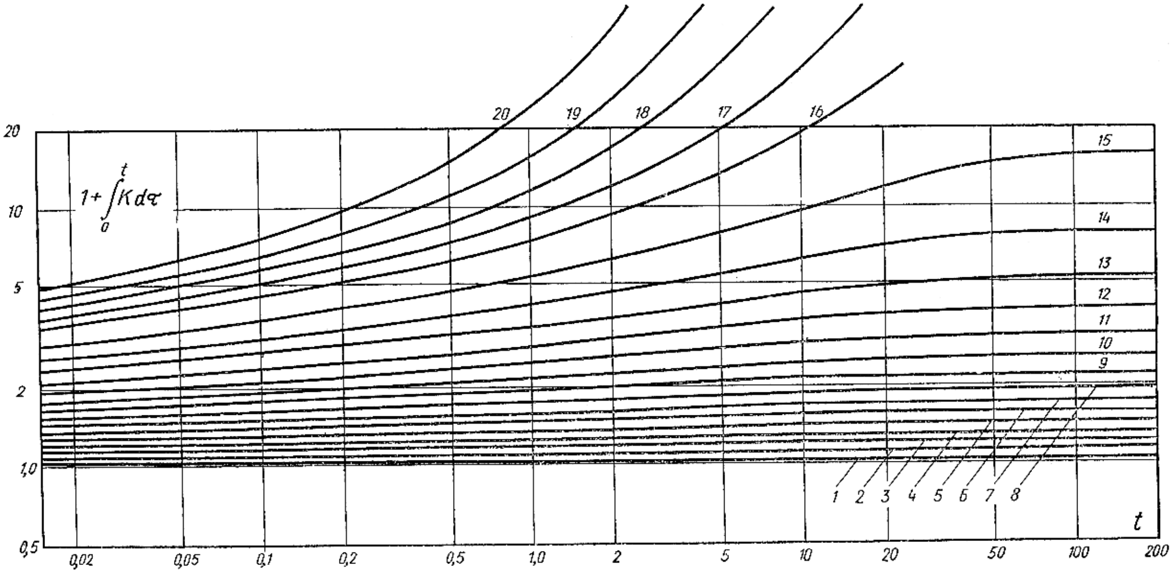
1	2	3	4	5	6	7
1,0	0,1207	0,3250	0,0728	0,2522	1,3250	0,7478
1,2	0,1085	0,3479	0,0634	0,2658	1,3479	0,7342
1,4	0,0992	0,3686	0,0564	0,2778	1,3686	0,7222
1,6	0,0918	0,3877	0,0508	0,2885	1,3877	0,7115
1,8	0,0857	0,4054	0,0464	0,2982	1,4054	0,7018
2,0	0,0806	0,4221	0,0426	0,3071	1,4221	0,6929
3,0	0,0634	0,4932	0,0305	0,3430	1,4932	0,6570
4,0	0,0533	0,5512	0,0237	0,3698	1,5512	0,6302
5,0	0,0463	0,6008	0,0193	0,3912	1,6008	0,6088
6,0	0,0411	0,6443	0,0162	0,4089	1,6443	0,5911
7,0	0,0370	0,6833	0,0138	0,4239	1,6833	0,5761
8,0	0,0336	0,7185	0,0120	0,4367	1,7185	0,5633
9,0	0,0308	0,7507	0,0105	0,4479	1,7507	0,5521
10,0	0,0284	0,7803	$0,93\cdot10^{-2}$	0,4578	1,7803	0,5422
12,0	0,0244	0,8330	$0,74\cdot10^{-2}$	0,4743	1,8330	0,5257
14,0	0,0213	0,8786	$0,60\cdot10^{-2}$	0,4876	1,8786	0,5124
16,0	0,0188	0,9186	$0,49\cdot10^{-2}$	0,4985	1,9186	0,5015
18,0	0,0166	0,9540	$0,41\cdot10^{-2}$	0,5075	1,9540	0,4925
20,0	0,0148	0,9854	$0,35\cdot10^{-2}$	0,5151	1,9854	0,4849
30,0	$0,87\cdot10^{-2}$	1,0996	$0,16\cdot10^{-2}$	0,5388	2,0996	0,4612
40,0	$0,53\cdot10^{-2}$	1,1683	$0,78\cdot10^{-3}$	0,5501	2,1683	0,4499
50,0	$0,33\cdot10^{-2}$	1,2109	$0,41\cdot10^{-3}$	0,5558	2,2109	0,4442
60,0	$0,21\cdot10^{-2}$	1,2377	$0,22\cdot10^{-3}$	0,5589	2,2377	0,4411
70,0	$0,14\cdot10^{-2}$	1,2548	$0,12\cdot10^{-3}$	0,5605	2,2548	0,4395
80,0	$0,87\cdot10^{-3}$	1,2657	$0,65\cdot10^{-4}$	0,5614	2,2657	0,4386
90,0	$0,56\cdot10^{-3}$	1,2728	$0,36\cdot10^{-4}$	0,5619	2,2728	0,4381
100,0	$0,36\cdot10^{-3}$	1,2773	$0,20\cdot10^{-4}$	0,5621	2,2773	0,4379
200,0	$0,49\cdot10^{-5}$	1,2857	$0,85\cdot10^{-7}$	0,5625	2,2857	0,4375
300,0	$0,68\cdot10^{-7}$	1,2858	$0,43\cdot10^{-9}$	0,5625	2,2858	0,4375
400,0	$0,95\cdot10^{-9}$	1,2858	$0,24\cdot10^{-11}$	0,5625	2,2858	0,4375

მ. კოლტუნოვი. გავლენის ფუნქციების გრაფიკი $\square_1$



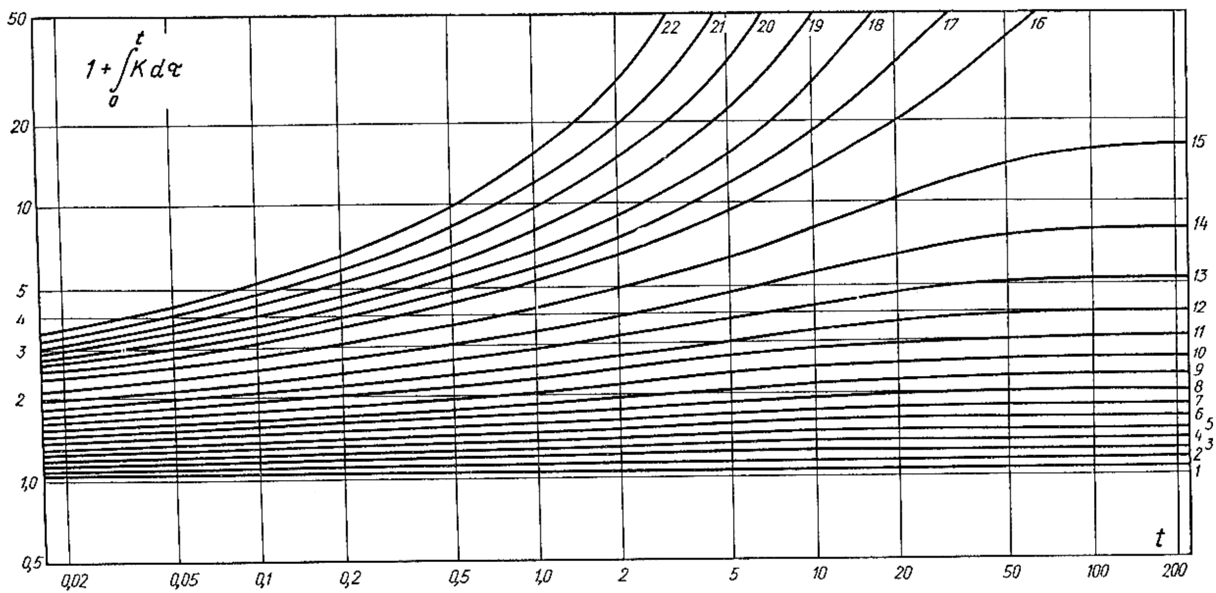
$\alpha = 0{,}025$; $\beta = 0{,}05$

Nº	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
A	0,0015	0,0029	0,0044	0,0059	0,0073	0,0088	0,0103	0,0118	0,0132	0,0147	0,0162	0,0176	0,0191	0,0206	0,0221	0,0235	0,0242	0,0249	0,0257	0,0264	0,0271



$\alpha = 0{,}05$; $\beta = 0{,}05$

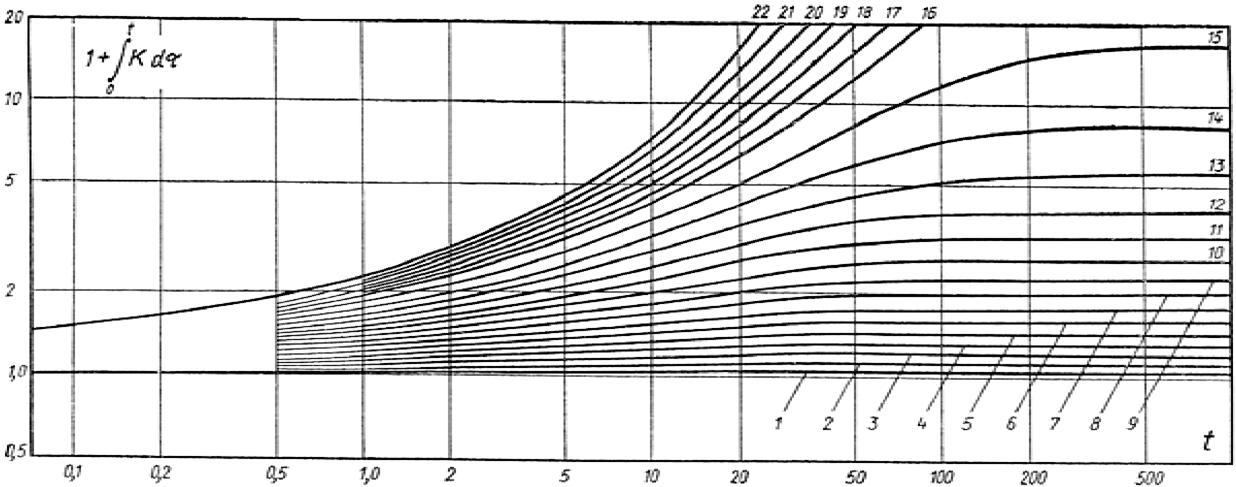
№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
A	0,0028	0,0055	0,0083	0,0111	0,0138	0,0166	0,0193	0,0221	0,0249	0,0276	0,0304	0,0332	0,0359	0,0387	0,0415	0,0442	0,0455	0,0469	0,0483	0,0497



$\alpha = 0{,}075$; $\beta = 0{,}05$

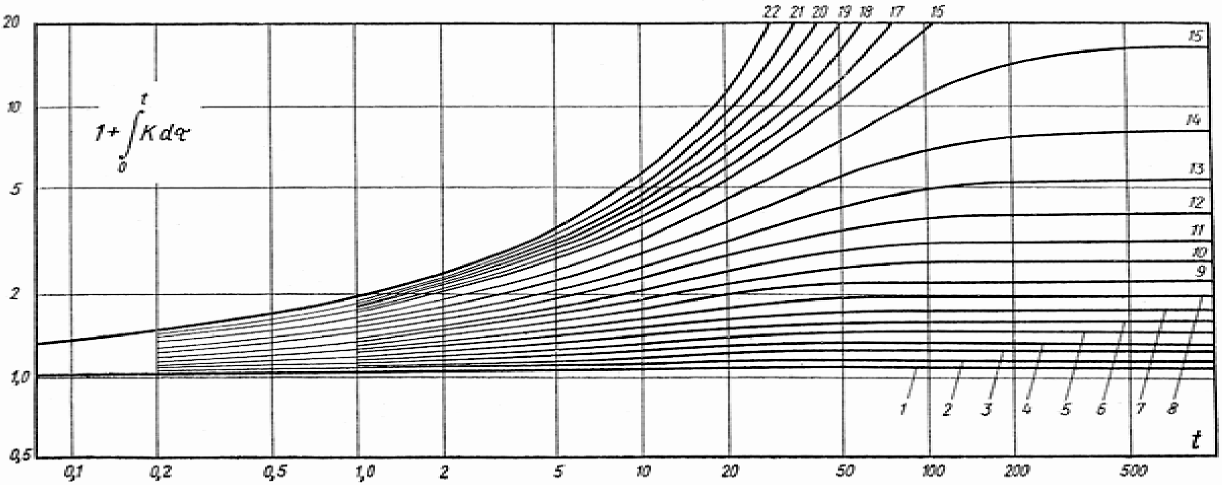
N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
A	0,0039	0,0078	0,0117	0,0156	0,0195	0,0233	0,0272	0,0311	0,035	0,0389	0,0428	0,0467	0,0506	0,0545	0,0584	0,0622	0,0642	0,0661	0,0681	0,070	0,072	0,074

□4



$\alpha = 0,25$; $\beta = 0,05$

Nº	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
A	0,0082	0,0163	0,0245	0,0326	0,0408	0,0489	0,0571	0,0652	0,0734	0,0815	0,0897	0,0978	0,1060	0,1141	0,1223	0,1304	0,1345	0,1385	0,1426	0,1467	0,1508	0,1548

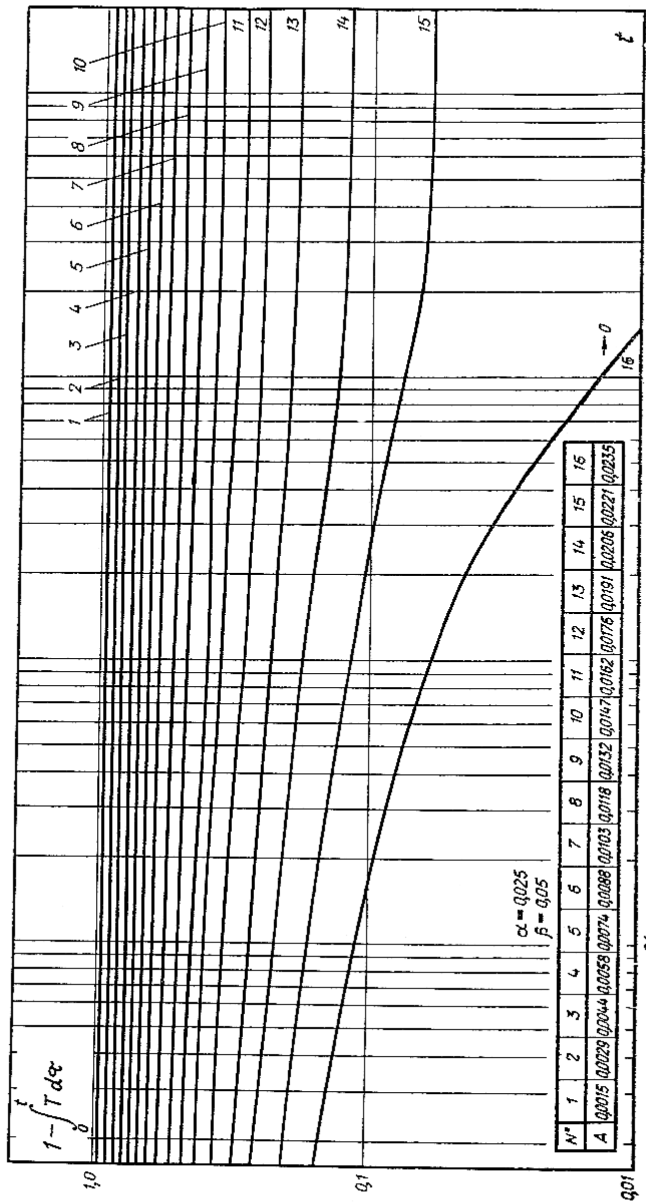


$\alpha = 0{,}3\,;\ \beta = 0{,}05$

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
A	0,00850	0,01701	0,02551	0,03401	0,04252	0,05103	0,05804	0,06955	0,07654	0,08506	0,0936

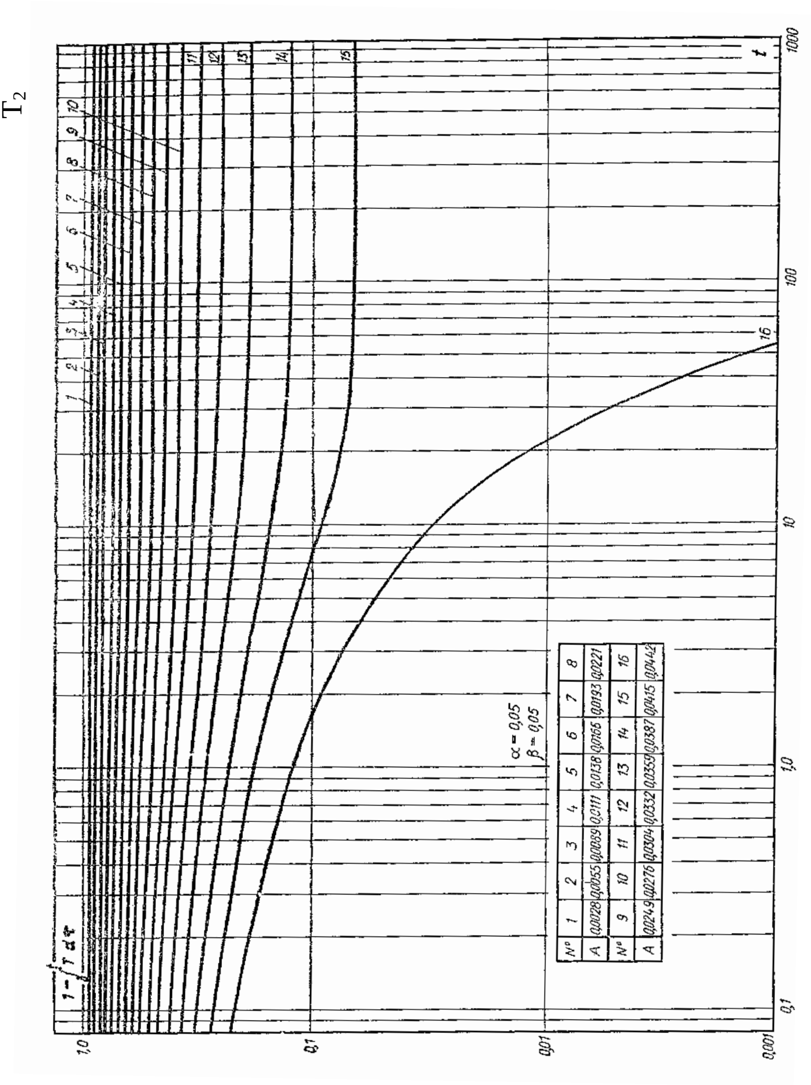
№	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
A	0,1021	0,1106	0,11907	0,12757	0,1361	0,1403	0,1445	0,1488	0,1530	0,1573	0,1517

T_1



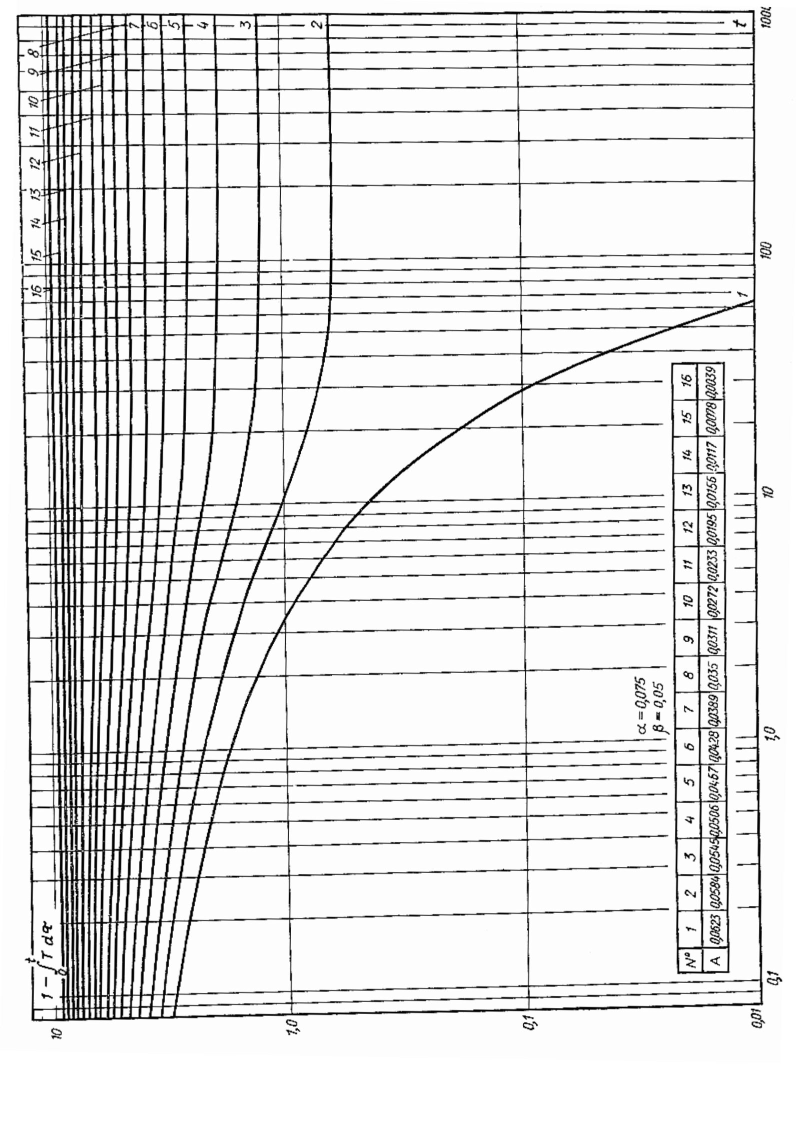
$1-\int_0^t T\,d\tau$
1,0
0,1
0,01
0,1
1,0
10
100
t
α = 0,025
β = 0,05
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16
→ 0
N° | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16
A | 0,0015 | 0,0029 | 0,0044 | 0,0058 | 0,0074 | 0,0088 | 0,0103 | 0,0118 | 0,0132 | 0,0147 | 0,0162 | 0,0176 | 0,0191 | 0,0206 | 0,0221 | 0,0235

T_2



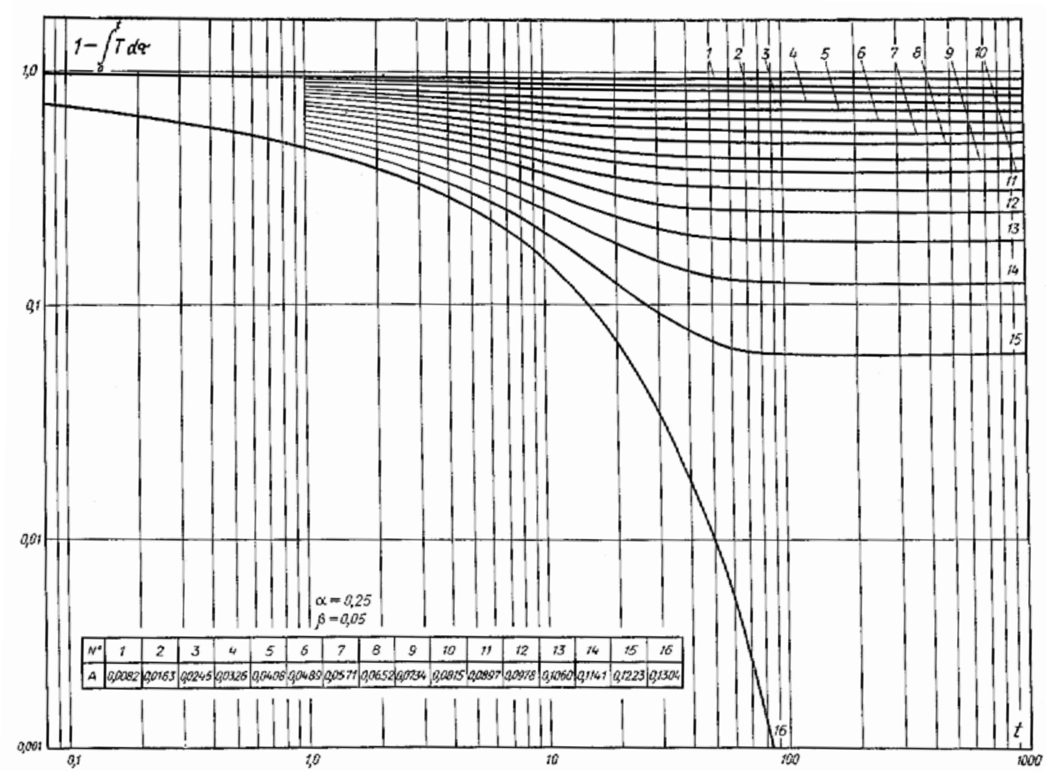
1 − ∫ T dτ
1,0
0,1
0,01
0,001
0,1
1,0
10
100
1000
t
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
α = 0,05
β = 0,05
N° | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8
A | 0,0028 | 0,0055 | 0,0089 | 0,0111 | 0,0138 | 0,0166 | 0,0193 | 0,0221
N° | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16
A | 0,0249 | 0,0276 | 0,0304 | 0,0332 | 0,0359 | 0,0387 | 0,0415 | 0,0442

Т3



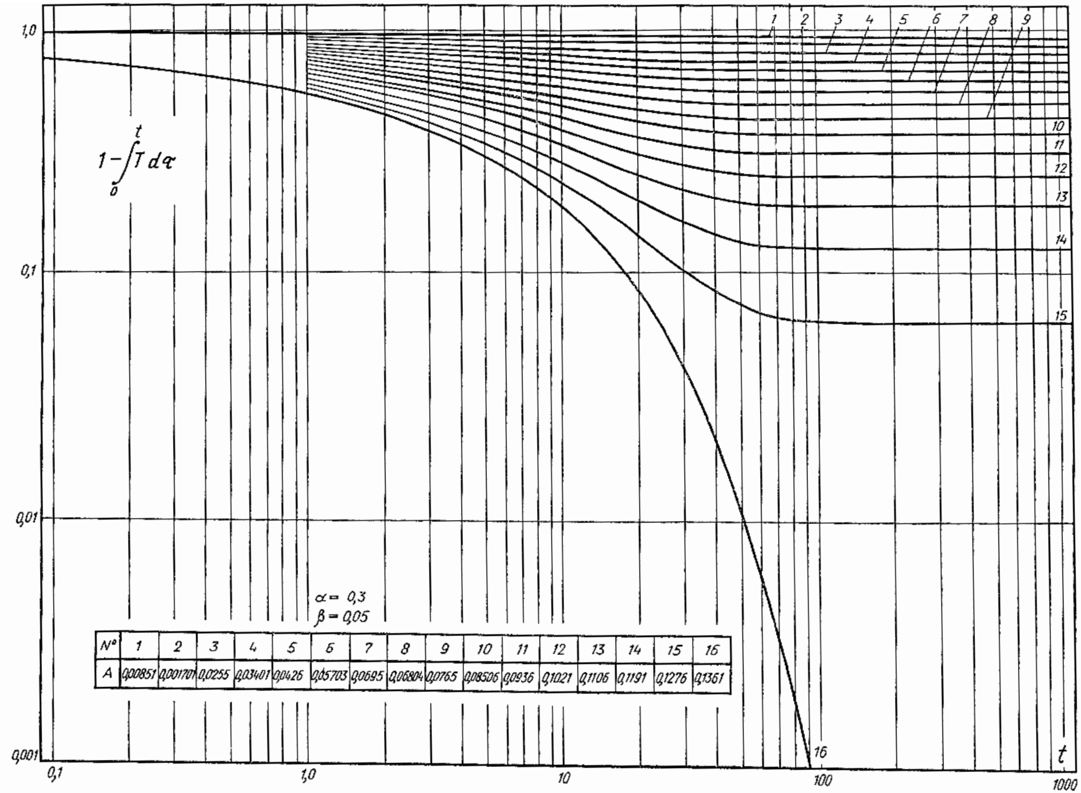
N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
A	0,0623	0,0584	0,0545	0,0506	0,0467	0,0428	0,0389	0,035	0,0311	0,0272	0,0233	0,0195	0,0156	0,0117	0,0078	0,0039

T_4



N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
A	0,0082	0,0163	0,0245	0,0326	0,0408	0,0489	0,0571	0,0652	0,0734	0,0815	0,0897	0,0978	0,1060	0,1141	0,1223	0,1304

T_5



N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
A	0,00851	0,001701	0,0255	0,03401	0,0426	0,05703	0,0695	0,06804	0,0765	0,08506	0,0936	0,1021	0,1106	0,1191	0,1276	0,1361

gamoyenebuli literatura

1. Алфрей Т. Механические свойства высокополимеров. М., 1952.
2. Антанс В.П., Скудра А.М. Ползучесть армированных пласти-нок при одноосном растяжении вдоль основы. Механика полимеров. № 6, 1965.
3. Брызгалин Г.И. О ползучести при переменных напряжениях. ПМТФ, № 3, 1962.
4. Брызгалин Г.И. К описанию анизотронной ползучести стеклопластиков. ПМТФ, 5, 1968.
5. Булавс Ф.Я. Длительная прочность ориентировочных арми-рованных пластиков при плоском нагружении. Кандидатская диссертация Им. И.П.М. АН Лат. ССР, Рига, 1969.
6. Баев Л.В., Зилинг Н.Г. Исследование ползучести стекло-пластиков. Труды НТО Судпрома, Строительная механика корабля, вып. 110, Л., 1968.
7. Бернштейн В.А. Длительная прочность и ползучесть стеклопластиков как судостроительных материалов. Труды ЦНИИ МФ. Л., 1968.
8. Колтунов М.А. К вопросу выбора ядер при решении задач с учетом ползучести и релаксации. Механика полимеров. вып. 4, 1966, с. 483-497.
9. Колтунов М.А., Безухов В.Н. Анализ ползучести ортотрон-ного стеклопластика. Вестник МГУ, Математика и механика, № 6, 1963.
10. Колтунов М.А. Определяющие функции метода аппроксима-ций. Механика полимеров. № 4, 1970.
11. Малинин Н.И. К теории анизотронной ползучести. ПМТФ, №3, 1964.

12. Малинин Н.И. Исследование вопросов ползучести и прочности пластмасс. Докторская диссертация. ИПМ АН СССР, М., 1965.
13. Малинин Н.И., Долгов А.В. О ползучести полимеров в стекло-образном состоянии. ПМТФ, № 5, 1964.
14. Малинин Н.И. Ползучесть армированного слоя при двухосном растяжении. ПМТФ, № 1, 1961.
15. Мартиросян М.М. Об учете влияния ориентации образца на зависимость между напряжениями и деформациями ползучести стеклопластика. СВАМ. Изв. АН Арм. ССР, серии ФМ Т, № 3, 1965.
16. Малмейстер А.К., Тамуж В.П., Тетеро Г.А. Сопротивление жестких полимеров. Рига, 1968.
17. Розовский М.И. О некоторых особенностях упруго-наследст-венных сред. Изд. АН СССР, Механика и машиностроение, № 2, 1961.
18. Рабинович А.Л. Некоторые основные вопросы механики армированных полимеров. Докторская диссертация, М., ФХИ им. Л.Я. Карпова, 1965.
19. Рабинович А.Л. Введение в механику армированных полиме-ров. Наука, М., 1970.
20. Работнов Ю.Н. Ползучесть элементов конструкций. М., 1966.
21. Ржаницын А.Р. Теория ползучести. М., 1968.
22. Розовский М.И. Механика упруго-наследственных сред. Упругость и пластичность. 1965. ВИНИТИ, М., 1967.
23. Работнов Ю.Н., Паперник Л.Х., Звонов Е.Н. Таблицы дробно-экспоненциальной функции отрицательных параметров и интегралов от нее. Наука, М., 1969.

24. Илюшин А.А. Экспериментальный метод решения одного интегрального уравнения теории вязко-упругости. Механика полимеров. № 4, 1969.
25. Илюшин А.А., Победря Б.Е. Основы математической теории термовязкоупругости. М., 1970.
26. Ферри Дж. Вязкоупругие свойства полимеров. М., 1968.
27. Уржумцев Ю.С., Максимов Р.Д. Прогностика деформативности полимерных материалов. Рига. 1975, 416 с.
28. Flaggs D.L., Grossman F.W. Analysis of viscoelastic responce of composite laminate during hydrothermal exposure. J. Comp. Mater., v. 15, N1, 1981, P. 216-40.
29. Тарнопольский Ю.М., Скудра А.М. Конструкционная прочность и деформативность стеклопластика. Рига, 1966.
30. Kabelka C. Beitrag Zum stadium des kriech. Vorhaltois von Polisterluminaten. Pluste und Kaurschuk, 7, 1966.
31. Schumacher G. Untersuchungen ũber das Lanyzeitverhalten verstärkten. Polyester und Epoxidhurzen unter Statistischer Lugbeunspruchung. Material Prüfung. N 7, 1968.
32. Staverman A.J., Shwaczl F. Linear deformation behavior of high polymers. Dic. Phusic der Hochpokymeren, 4, 1956.
33. Findley W.N. Mechanism and Mechanics of Creep of Plastics. SPE. Journal, 16, N 1, 1960.
34. Findley W.N. The Effect of Temperature and Comned Stresses on Creep of Plastics. Second International Reinforced Plastics Conference, London, 1960.
35. Baer E., ed. Engineering Design for Plastics. N.Y. 1964.
36. Думбадзе А.А. К вопросу ползучести стеклопластиков при различных температурах и переменных нагрузок. Сб. материалов VIII соединенной сессии научно-исследовательских институтов Закавказских республик. Тбилиси, 1973.

37. Думбадзе А.А. К вопросу прогнозирования деформативности конструкционных пластмасс. Сообщения АН груз. ССР, 76, №3, 1974.
38. Думбадзе А.А. К вопросу ползучести анизотропных полимер-ных материалов при разных постоянных нагрузках. Труды Грузинского полит. ин-та им. Ленина, № 1(174), 1975.
39. Думбадзе А.А. Расчет по безмоментной теории сферической оболочки из полимерного материала. Межвузовский сб. научных трудов, Москва, 1982.
40. Думбадзе А.А. Длительная прочность некоторых композитных материалов, применяемых в конструкциях. ИЛ., серия «Строительство», № 16, ГрузНИЙНТИ, Тбилиси, 1983.
41. Думбадзе А.А. Сложное напряженное состояние некоторых видов стеклопластиков. Труды ГПИ им. Ленина, № 9(279), 1984.
42. Джабуа Ш.А., Кизирия Г.В., Думбадзе А.А. Влияние окружаю-щей среды на длительные деформации кручения цилиндри-ческих труб, изготовленных из полимерных материалов. Отчет. – Институт строительной механики и сейсмостойкости АН ГССР. Тбилиси, 1985.
43. Думбадзе А.А. Расчет трубопроводов из пластмасс в условиях агрессивной окружающей среды. Тезисы докладов 1 респуб-ликанской научн. техн. конференции, Кутаиси, 13-15 октября 1986.
44. Думбадзе А.А. Влияние окружающей среды и старения на релаксацию напряжения цилиндрических труб из полимерного материала при кручении. Тезисы докладов 1 республиканской научн. техн. конференции, Кутаиси, 1986.

45. Думбадзе А.А. Длительное деформирование трубопроводов из пластмасс в условиях агрессивной окружающей среды. ИЛ., серия «Строительство», № 10, ГрузНИЙНТИ, 1987.
46. Думбадзе А.А. Исследование релаксационных свойств стекло-пластика при изгибе. XIII объединенная сессия научно-иссле-довательских институтов Закавказских республик по строи-тельству, Тбилиси, 1987.
47. Думбадзе А.А. О методе определения коэффициента Пуассона в задачах вязкоупругости. (Тезисы) Межинститутская научная сессия профессорско-преподавательского состава, Тбилиси, 1988.
48. Думбадзе А.А. Цилиндрический изгиб пластины из стекло-текстолита. Профессорско-преподавательская межинститут-ская научная сессия (материалы докладов), Тбилиси, 1989.
49. Думбадзе А.А. Определение релаксационных свойств компо-зитов различной структуры. Профессорско-преподавательская межинститутская научная сессия (материалы докладов), Тбилиси, 1989.
50. Думбадзе А.А. Моделирование длительной ползучести поли-мерных композиционных материалов. Сообщения АН Груз. ССР, 138, № 2, май, часть 1, 1990.
51. Думбадзе А.А. Релаксационные свойства полимерных мате-риялов и оценка работоспособности пластиковых трубопрово-дов с учетом окружающей среды. Тезисы докладов всесоюз-ной конференции с международным участием «Релаксацон-ные явления и свойства полимерных материалов», г. Воронеж, 9-14 сентября 1990.
52. Думбадзе А.А. Моделирование длительной нелинейной пол-зучести по методу напряженно временной аналогии. Сообще-ния АН Груз. ССР, т. 140, № 3, декабрь, 1990.

53. Думбадзе А.А. Методика определения коэффициента диффузии жидких сред в осесимметричных изделиях из полимерных материалов. Институт Механики МГУ, Отчет № 4146, Москва, 1991.
54. Думбадзе А.А. Релаксационные свойства полимерных матери-алов и оценка работоспособности пластиковых трубопрово-дов с учетом влияния окружающей среды. Академия наук республики грузия, институт строительной механики и сейс-мостойкости им. К. Завриева, Препринт, Тбилиси, 1993.

სარჩევი

ГРУЗИНСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Акакий Думбадзе

М Е Х А Н И К А

Композитных сред

(на грузинском языке)

Издательство «   » 2015

Тбилиси

294