

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის
სახელმწიფო უნივერსიტეტი

ქეთევან პავლეს ას გამყრელიძე

მაღალტემპერატურული კერამიკული $YBa_2Cu_3O_{7-x}$
ზეგამტარის მაგნიტური
თვისებები

ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატის
სამეცნიერო ხარისხის მოსაპოვებლად წარმოდგენილი

დისერტაცია

01. 04. 07. მყარი სხეულების ფიზიკა

მეცნიერ-ხელმძღვანელი:

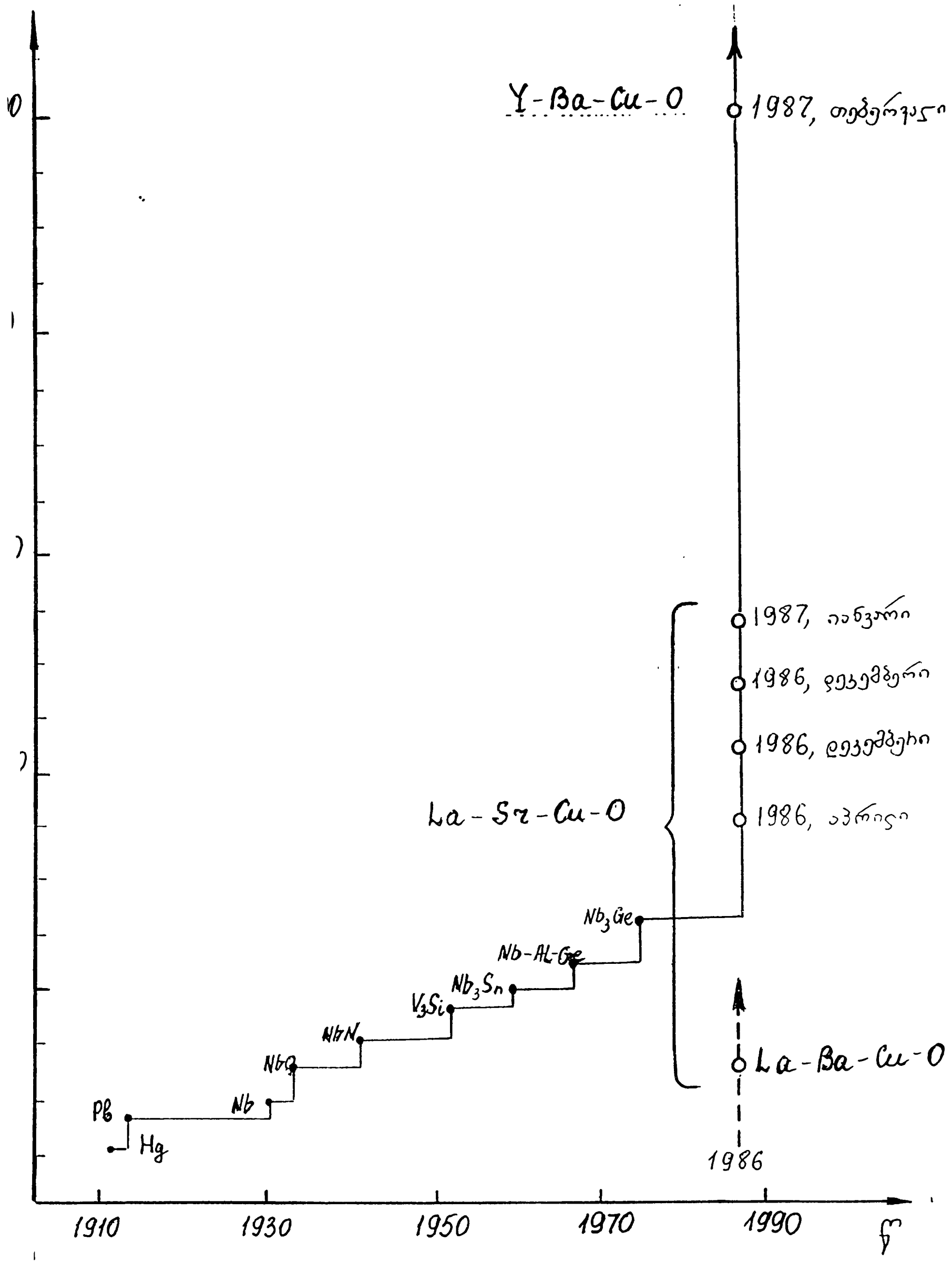
ფიზიკა-მათემატიკურ მეცნიერებათა დოქტორი,
პროფესორი გ.ა. გამცემლიძე.

წინასიტყვაობა

ზეგამტარობა -- თავისთავად უნიკალური მოვლენაა, რომლის დროსაც გარკვეული კრიტიკული ტემპერატურის ქვემოთ ნივთიერების გაცივებისას ადგილი აქვს მისი ელექტრული წინააღმდეგობის მყისიერ დაცემას ნულამდე.

ზეგამტარობის ისტორია 1911 წლიდან იწყება. ქ. ლეიდენში (ნიდერლანდები) კამერლინგ-ონესმა პირველად შეიმუშავა ნივთიერების აბსოლუტურ ნულთან ახლო ტემპერატურამდე გაცივების კრიოგენული მეთოდები. მანვე პირველმა შეძლო ჰელიუმის გათხევადება 4,2 K ტემპერატურაზე და საფუძველი დაუდო ფიზიკის ახალ დარგს - დაბალი ტემპერატურების ფიზიკას. 1923 წლამდე ლეიდენის ლაბორატორია იყო ერთადერთი ადგილი, სადაც თხევად ჰელიუმზე ტარდებოდა ექსპერიმენტები. ამდენად, გასაკვირი არაა, რომ სწორედ აქ და კამერლინგ-ონესის მიერ იქნა პირველად დამზერილი ზეგამტარობის მოვლენა, კერძოდ, 4,2K ტემპერატურაზე გაცივებისას მყარ ვერცხლისწყალში დენის გავლა მოხდა ყოველგვარი წინააღმდეგობის გარეშე.

მოგვიანებით აღმოჩნდა, რომ სხვადასხვა მეტალების ზეგამტარულ მდგომარეობაში გადასვლის კრიტიკული ტემპერატურები განსხვავებულია. უკვე 30-იანი წლებიდან ზეგამტარობის მოვლენა რთულ შენაერთებშიც დაიმზირებოდა. დროთა განმავლობაში ადგილი ქონდა გადასვლის კრიტიკული ტემპერატურის ნელ-ნელა ზრდას [59-65] (ნახ.1), და მაინც, 1986 წლამდე მიღებული ყველა ზეგამტარი აბსოლუტურ ნულთან ახლო გადასვლის ტემპერატურებით ხასიათდებოდა, რაც, მთელი მისი მიმზიდველობის მიუხედავად, ზეგამტარობის მოვლენას პრაქტიკული გამოყენების მხრივ უპერსპექტივოს ხდიდა.



ნახ. 1

მაღალტემპერატურული ზეგამტარობის პრობლემა ფართოდ განიხილება 1964 წლიდან და მთელი რიგი მოსაზრებებია გამოთქმული Tc კრიტიკული ტემპერატურის გაზრდის შესახებ. უკვე მოსალოდნელიც იყო სიახლე და მართლაც მიღებულ იქნა ნიმუშები, რომლებიც თხევადი აზოტის დუღილის ტემპერატურაზე (77,4 K) ხდებიან ზეგამტარები. მოხდა მნიშვნელოვანი მოვლენა - ბუმი ზეგამტარობის ფიზიკაში და კვლავ მოულოდნელი შედეგები, შედეგები, რომლისკენაც მეცნიერები ორი გზით მიდიოდნენ: ქიმიკოსებმა ჯერ კიდევ 1973 წელს მიიღეს $\text{La}_2 \text{Cu O}_4$ ტიპის მეტალოკერამიკა და სხვადასხვა ჩანაცვლებებით გამოწვეულ თვისებებს შეისწავლიდნენ. ფიზიკოსებმა ტეტრაგონალური სტრუქტურის მეტალოქსიდების შესწავლის გზა აირჩიეს. მოგვიანებით, სხვადასხვა ტიპის კერამიკების სინთეზირების შედეგად მიღებულ შენაერთს წინააღმდეგობის ისეთივე სვლა აღმოაჩნდა, როგორც მეტალს [67-70]. მთელი რიგი მრავალფეროვანი სამუშაოების შესრულების მიუხედავად, ყოველივე ჯერ მხოლოდ და მხოლოდ შესავალი იყო მაღალტემპერატურულ ზეგამტარობაში.

1986 წლის ბოლოს შვეიცარიელი ფიზიკოსების ბედნორცის და მიულერის მიერ აღმოჩენილ იქნა ზეგამტარობა La-Ba-Cu-O ტიპის კერამიკისათვის $T_c=35 \text{ K}$ ტემპერატურაზე [66]. 1987 წლის დასაწყისში ლაბორატორია "Bell"-ის (ა.შ.შ.) და ტოკიოს უნივერსიტეტის თანამშრომლების მიერ აღმოჩენილ იქნა La-Sr-Cu-O კერამიკის ზეგამტარობა $T_c=40 \text{ K}$ ტემპერატურაზე [71].

აღნიშნულ თემაზე ჩატარებულ შრომებში [72-79] შესწავლილია სხვადასხვა ტექნოლოგიებით დამზადებული კერამიკული ნიმუშების, ზეგამტარი აპკების, და ა.შ. თვისებები. განხილულია ზეგამტარობის დღემდე უკვე არსებული ათამდე სისტემა. თუმცა უნდა ითქვას, რომ მოვლენების ძალზე სწრაფი განვითარების ფონზე პრაქტიკულად ჯერ ვერ მოხერხდა ნიმუშის

დამზადების, ტექნოლოგიის, შემადგენლობის ოპტიმიზაცია, რაც უდავოდ გამოიწვევს კრიტიკული პარამეტრების (T_c , H_{c1} , H_{c2} , J_c) გაზრდას.

წინამდებარე დისერტაციაში წარმოდგენილია მაღალ-ტემპერატურული კერამიკული პოლიკრისტალური $Y Ba_2 Cu_3 O_{7-x}$ ზეგამტარის მაგნიტური თვისებების ექსპერიმენტული გამოკვლევა და თეორიული გაანგარიშებები. კერძოდ, ნაშრომი მოიცავს შესავალს, შვიდ თავს და დანართს, დაწერილს 123 გვერდზე.

შესავალში მოცემულია ზეგამტარობის აღმოჩენის ისტორია, ზეგამტარების კლასიფიკაცია და მათი დამახასიათებელი და განმასხვავებელი მაგნიტური თვისებები. პირველ თავში აღწერილია მტზ (მაღალტემპერატურული ზეგამტარი) ნიმუშის დამზადების ტექნოლოგია, ექსპერიმენტული დანადგარი და გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამაგნიტებულობის, ნარჩენი დამაგნიტებულობის და ტემპერატურული დამოკიდებულების გაზომვის მეთოდოლოგია. მეორე, მესამე, მეოთხე და მეხუთე თავში მოცემულია ექსპერიმენტზე დამზერილი და აგებული $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ მტზ ნიმუშის დამაგნიტებულობის ჰისტერეზისული მარყუჟი და მცდელობა მისი თეორიული გაანგარიშებისა, რომელსაც საფუძვლად უდევს კრიტიკული მდგომარეობის ბინის მოდელი. კერძოდ, მეორე თავში წარმოდგენილი და აღწერილია მტზ ნიმუშის დამაგნიტებულობის გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულების ჰისტერეზისი ველის ციკლირებისას $0 \pm \pm 320$ ერსტ. ინტერვალში. მესამე თავში ჩატარებულია თეორიული გამოთვლები ბინის მოდელის ფარგლებში პირველი კრიტიკული მაგნიტური ველის გათვალისწინებით და დაშვებით, რომ კრიტიკული დენის სიმკვრივე გარეშე ველზე არ არის დამოკიდებული. მეოთხე თავში მოცემულია გაანგარიშება მოდიფიცირებული მოდელის მიხედვით, რომლის თანახმად კრიტიკული დენის სიმკვრივის გარეშე მაგნიტური ველისაგან

დამოკიდებულებას აქვს შემდეგი სახე: $J_c \approx \frac{\alpha}{H_a^n}$, სადაც $n=0,5$. ორივე

გაანგარიშების დროს მტზ ნიმუში, რომელიც დამზადებულია მყარსხეულოვანი რეაქციის მეთოდით, წარმოდგენილია, როგორც მასიური, უწყვეტი ცილინდრი. მეხუთე თავში მოცემულ თეორიულ ანალიზში ნიმუში წარმოდგენილია, როგორც გარეშე ველის მიმართ ნებისმიერად ორიენტირებული მონოკრისტალებისაგან, (გრანულებისაგან) შემდგარი პოლიკრისტალი და გათვალისწინებულია ანიზოტროპიის პარამეტრის რიცხვითი მნიშვნელობა [42] შრომიდან. გამოთვლებში გამოყენებულია [23] შრომაში მოცემული აპროქსიმაცია და სასაზღვრო პირობა, რომლის თანახმად ინდუქცია გრანულის ზედაპირზე განიცდის ნახტომს და ნახტომის სიდიდე წონასწორული დამაგნიტებულობის ტოლია. მეექვსე თავში განხილულია ახალი ნიმუშისათვის დამაგნიტებულობის და ნარჩენი დამაგნიტებულობის გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულების ექსპერიმენტული მრუდები გარეშე მაგნიტური ველის ციკლირებისას $0 \pm \pm 320$ ერსტ. ინტერვალში. გამოთვლილია ნიმუშში დაპინინგებული აბრიკოსოვის გრიგლების მაგნიტური მომენტის სიდიდე ნიმუშის მოცულობის ერთეულში. მიღებულია თანხვედნა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან და აღნიშნულია H_{c1} ველის მახლობლობაში გადამაგნიტების პროცესის განსაკუთრებულობა, რომლის დროსაც დაკვირვებულ იქნა ორი სხვადასხვა მიმართულების გრიგლების თანაარსებობა. მეშვიდე თავში მოცემულია ნიმუშის დამაგნიტებულობის ტემპერატურული დამოკიდებულების ექსპერიმენტული მრუდები.

ყველა წარმოდგენილ განხილვაში მხვედველობაში არის მიღებული H_{c1} - პირველი კრიტიკული ველის არსებობა, მაშინ, როცა ბინის მოდელში იგი უგულებელყოფილია. ეს განპირობებულია იმით, რომ მაქსიმალური გარეშე მაგნიტური ველი H_{c1} -ის რიგისაა,

რის გამოც განხილულ პროცესებში H_{Cl} -ის როლი მნიშვნელოვანი და საყურადღებო ხდება.

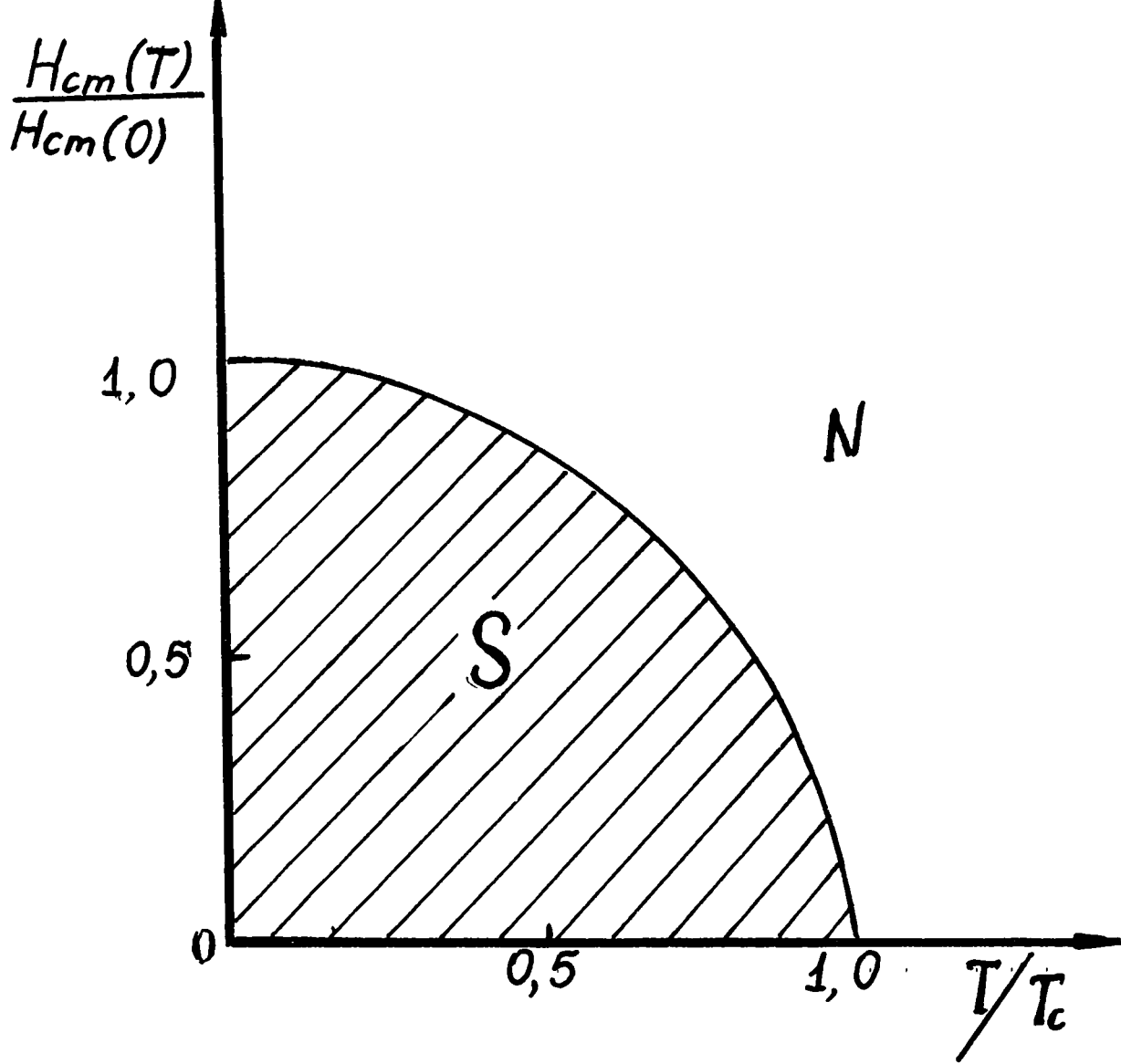
შესავალი

ზეგამტარობის მოვლენა 1911 წელს იქნა დამზერილი ჰოლანდიელი ფიზიკოსის კამერლინგ ონესის მიერ. აკვირდებოდა რა ვერცხლისწყლის წინააღმდეგობის ტემპერატურულ დამოკიდებულებას. შეამჩნია, რომ დაახლოებით 4 კ ტემპერატურაზე ნიმუშის წინააღმდეგობა მყისიერად მიიღია [1]. ნიმუში გადავიდა რაღაც ახალ, იმ დროისათვის უცნობ მდგომარეობაში, რომელშიც მას არ გააჩნია წინააღმდეგობა. ამ მოვლენას ზეგამტარობა ეწოდა. გაზომვებმა აჩვენეს, რომ ზეგამტარის კუთრი წინაღობა არ აღემატება 10^{-24} ომ.სმ.-ს.

ტემპერატურას, რომლის დროსაც ნიმუშის გადასვლა ხდება ნორმალურიდან ზეგამტარულ მდგომარეობაში, ეწოდა T_c კრიტიკული ტემპერატურა. ზეგამტარობის აღმოჩენიდან ძალიან მალე ცხადი გახდა, რომ ზეგამტარობა შეიძლება დაირღვეს არა მხოლოდ ნიმუშის გათბობით $T > T_c$ ტემპერატურამდე, არამედ მაგნიტური ველითაც. ამ ველს H_{cm} - მასიური ზეგამტარი ნიმუშის კრიტიკული თერმოდინამიკური მაგნიტური ველი ეწოდება. T_c და H_{cm} პარამეტრები ახასიათებს და ანსხვავებს ზეგამტარ ნივთიერებებს ერთმანეთისაგან.

H_{cm} კრიტიკული მაგნიტური ველის ტემპერატურული დამოკიდებულება, რომელიც ნაჩვენებია ნახ. 2-ზე, კარგად აღიწერება შემდეგი ემპირიული ფორმულით:

$$H_{cm}(T) = H_{cm}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.1)$$



სადაც $H_{cm}(0)$ არის მაგნიტური ველის ექსტრაპოლირებული კრიტიკული მნიშვნელობა ნულოვანი აბსოლუტური ტემპერატურისათვის. ამ მრუდს ზეგამტარული მდგომარეობის ფაზურ დიაგრამასაც უწოდებენ (H,T) კოორდინატებში.

პირველი თეორია, რომელმაც წარმატებით აღწერა ზეგამტარობის ელექტროდინამიკა, იყო ლონდონების ფენომენოლოგიური თეორია [8]. აქ მაქსველის განტოლებებთან ერთად წარმოდგენილი იყო ელექტრომაგნიტური ველის განტოლებები ზეგამტარისათვის, რომლიდანაც გამომდინარეობდა ზეგამტარის ძირითადი თვისებები: აბსოლუტური დიამაგნეტიზმი და მუდმივი დენის მიმართ ნულოვანი წინაღობა. მაგრამ ზეგამტარობის მიკროსკოპიული მექანიზმი ელექტრულ დონეზე მაინც აუხსნელი რჩებოდა.

ლონდონების თეორიას საფუძვლად უდევს ორსითხიანი მოდელი: ზეგამტარის ელექტრონები წარმოდგენილია, როგორც ნორმალური და ზეგამტარი ელექტრონების ერთობლიობა, რომლის დროსაც ზეგამტარი ელექტრონების n_s სიმკვრივე ტემპერატურის გაზრდით თანდათან მცირდება და $T=T_c$ ტემპერატურაზე აღწევს ნულს. ტემპერატურის შემცირებით კი n_s იზრდება და მისი სიმკვრივე $T=0$ აბსოლუტურ ნულზე ტოლი უნდა გახდეს ყველა თავისუფალი ელექტრონის n სიმკვრივისა. შუალედურ მდგომარეობაში $n=n_s+n_n$, სადაც n_n არის ნორმალური ელექტრონების სიმკვრივე.

ზეგამტარში დენი არის ზეგამტარი ელექტრონების მოწესრიგებული მოძრაობა ყოველგვარი დისიპაციის გარეშე. ამ დროს ზეგამტარში ელექტრული ველი ნულის ტოლია, რადგან წინააღმდეგ შემთხვევაში გვექნებოდა დენის უსაზღვრო ზრდა. ამიტომ სტაციონალურ შემთხვევაში, როდესაც ზეგამტარში $E=0$, ნორმალური ელექტრონების დინებას ადგილი არა აქვს, ისინი

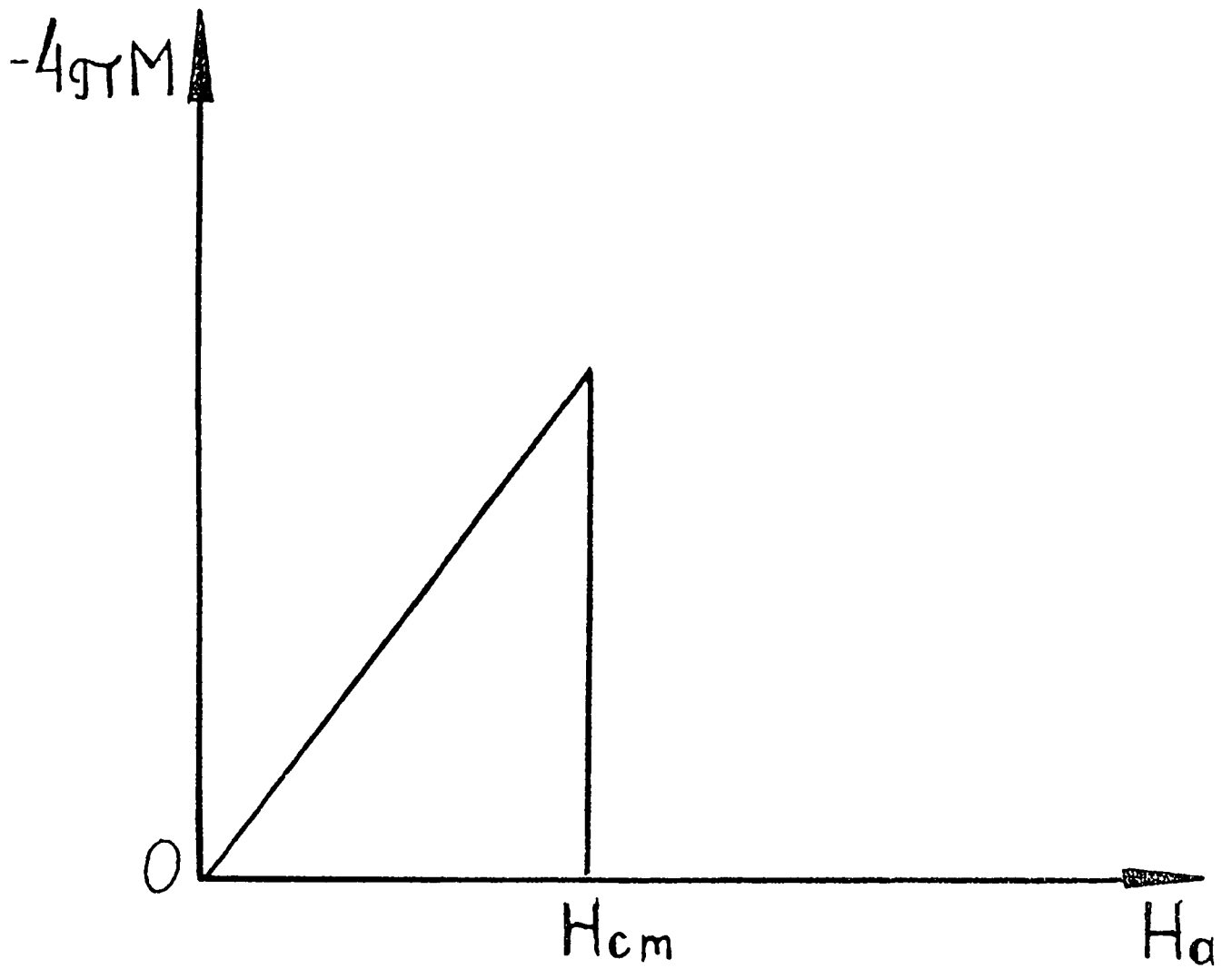
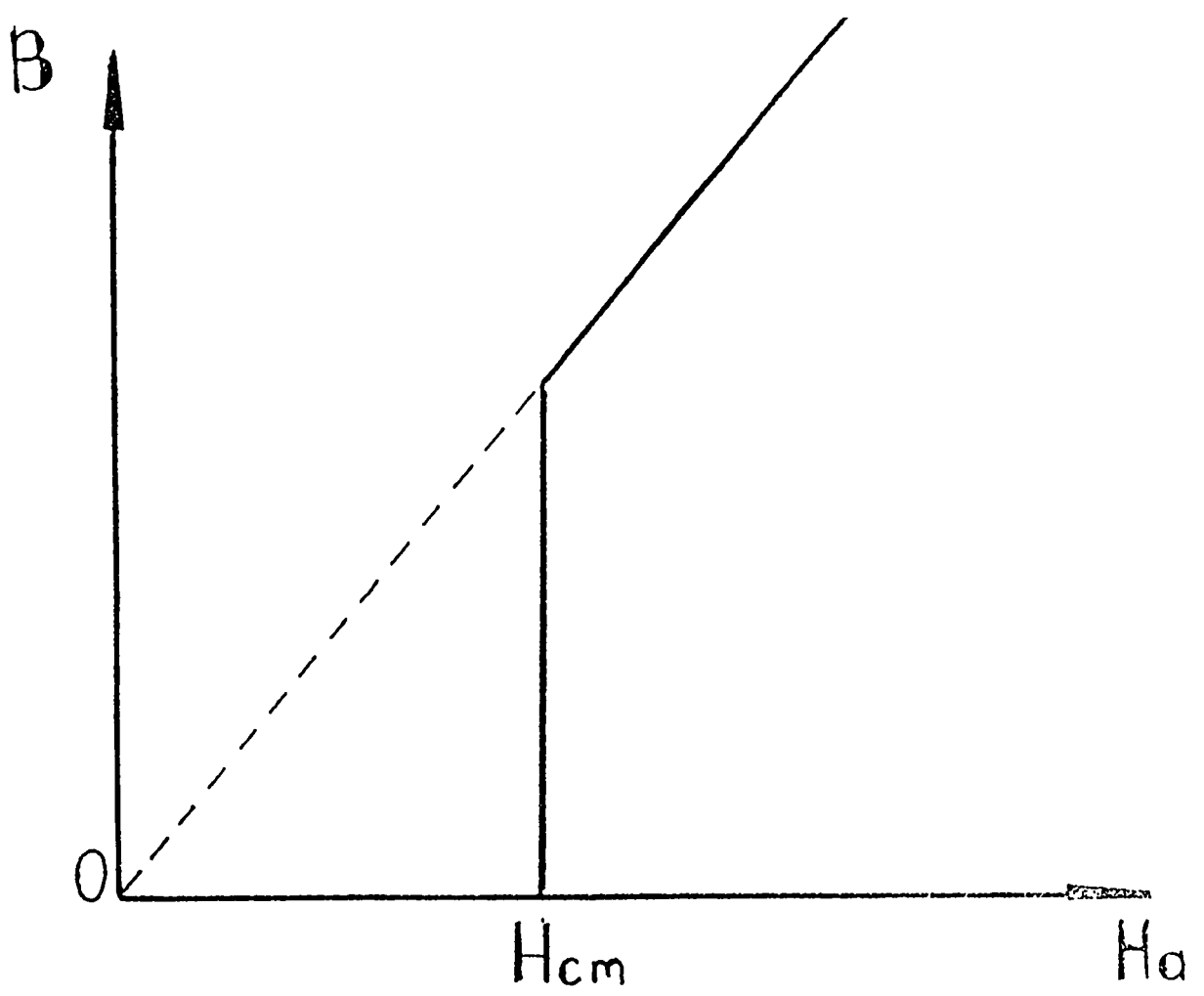
წონასწორულ მდგომარეობაში იმყოფებიან. ცვლადი ველის შემთხვევაში კი გვაქვს როგორც ზეგამტარი, ასევე ნორმალური ელექტრონების მოძრაობით განპირობებული დენი, რომელიც ჩვეულებრივ ომის კანონს ემორჩილება. ასეთ მოდელში რეალური ზეგამტარი შეიძლება წარმოდგენილი იქნას ისეთი ექვივალენტური ელექტრული სქემის სახით, რომელიც თითქოს შეიცავს ორ, ერთმანეთთან პარალელურად შეერთებულ იდეალურ და ნორმალურ გამტარებს. ლონდონების თეორიამ დიდი როლი შეასრულა ზეგამტარების თვისებების შესწავლაში, მაგრამ 40-იანი წლების დასასრულს აღმოჩნდა, რომ შუალედურ მდგომარეობაში NS გამყოფ საზღვარზე σ_{SH} ზედაპირული ენერგია უარყოფითია, რაც იმას ნიშნავს, რომ გარეშე მაგნიტურ ველში მოთავსებული ზეგამტარისათვის ენერგეტიკულად ხელსაყრელი ხდება მისი დანაწევრება შეძლებისდაგვარად დიდი რაოდენობის ზეგამტარ და ნორმალურ თხელ ფენებად. ზეგამტარი და ნორმალური ფენების მონაცვლეობას ადგილი უნდა ჰქონოდა უსასრულოდ გრძელი ზეგამტარი ცილინდრისათვისაც, რაც ექსპერიმენტებს ეწინააღმდეგებოდა.

ეს წინააღმდეგობა ახსნილი იქნა გინზბურგ-ლანდაუს (გლ) ფენომენოლოგიური თეორიით, რომელშიც უკვე გათვალისწინებული იყო კვანტური ეფექტები. აღნიშნული თეორიის თანახმად, არსებობს რაღაც Ψ ტალღური ფუნქცია, რომელიც კვანტურ-მექანიკურად აღწერს ზეგამტარი ელექტრონების ყოფაქცევას. Ψ ფუნქციის მოდულის კვადრატი, რომელიც n_s -ის პროპორციულია, ნულის ტოლი უნდა იყოს ნორმალურ ფაზაში, მდოვრედ იზრდებოდეს NS საზღვარზე და აღწევდეს წონასწორულ მნიშვნელობას ზეგამტარ ფაზაში, ე.ი. NS საზღვარზე ადგილი უნდა ჰქონდეს Ψ ტალღური ფუნქციის გრადიენტს. $|\nabla\Psi|^2$ სიდიდე, როგორც კვანტური მექანიკიდანაა ცნობილი, პროპორციულია კინეტიკური ენერგიის სიმკვრივისა. ამგვარად, კვანტური ეფექტების გათვალისწინებამ

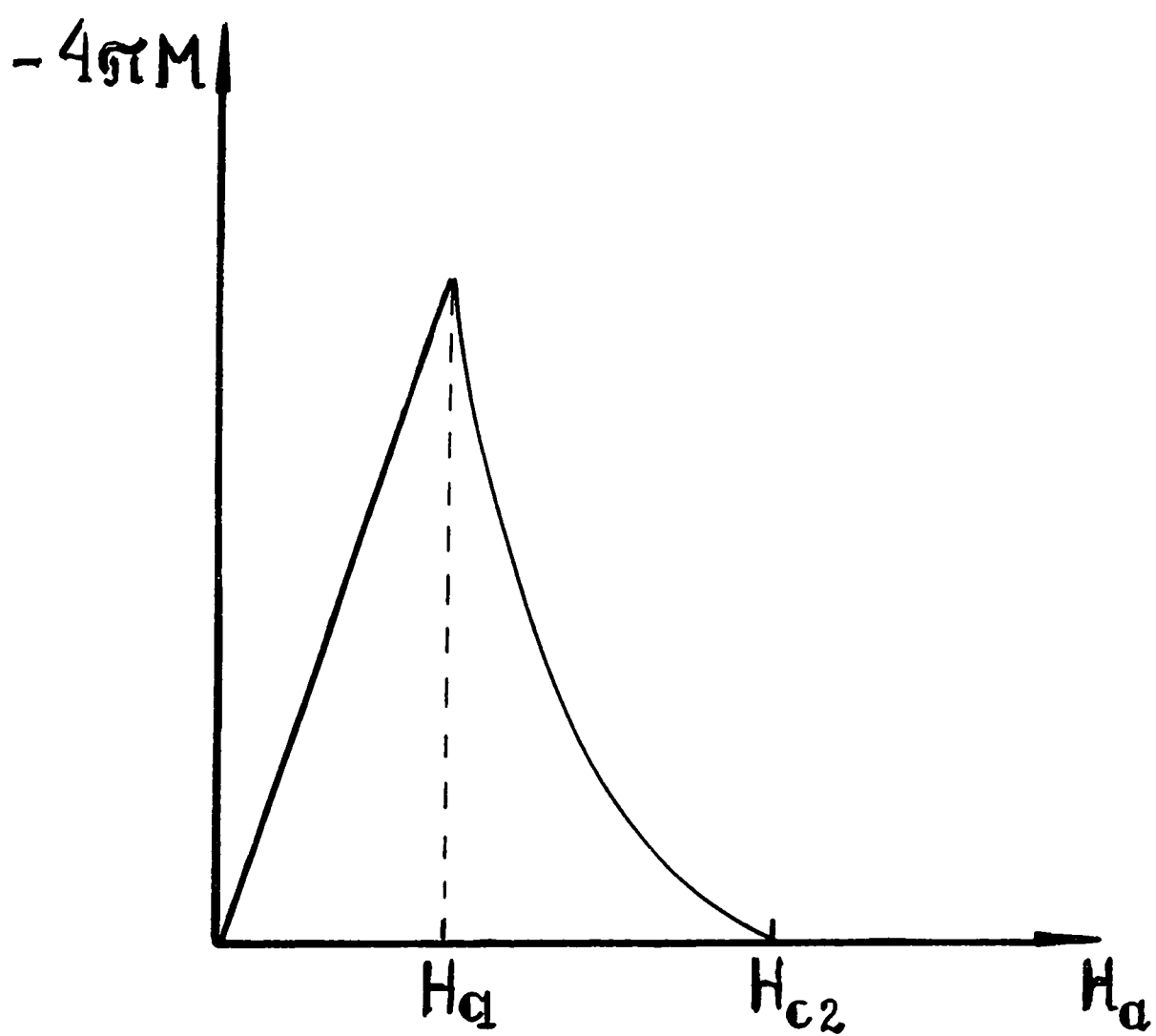
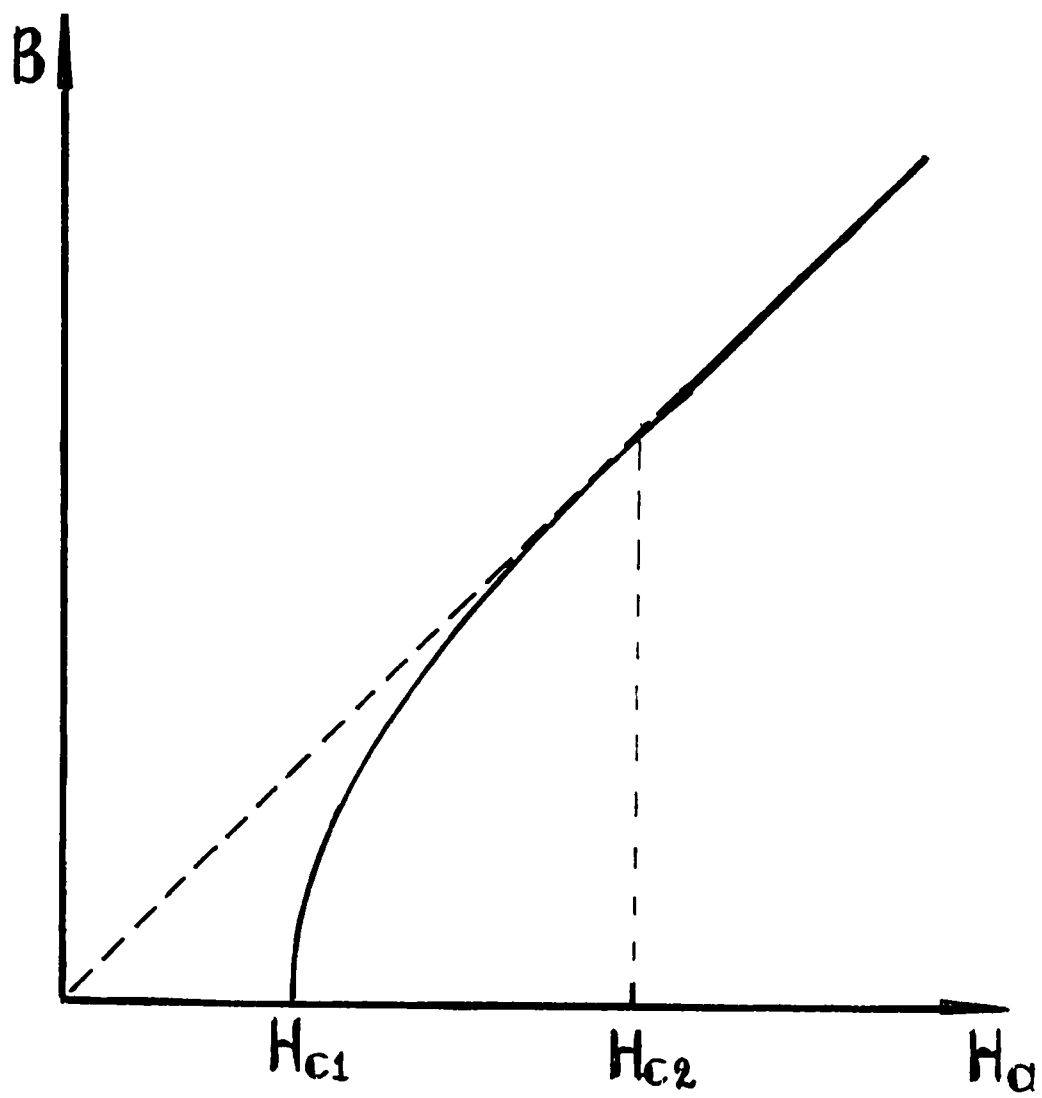
მიგვიყვანა იმ შედეგამდე, რომ NS საზღვარზე უნდა არსებობდეს დადებითი მნიშვნელობის ზედაპირული ენერგია, ე.ი. $\sigma_{sn} > 0$. ვინაიდან გინზბურგ-ლანდაუს თეორია აგებული იყო მეორე გვარის ფაზური გადასვლის საფუძველზე, იგი სამართლიანი აღმოჩნდა ზეგამტარის კრიტიკული ტემპერატურის მახლობელ $T_c - T \ll T_c$ უბნისათვის.

1957 წელს, გინზბურგ-ლანდაუს თეორიაზე დაყრდნობით, აბრიკოსოვმა ჩამოაყალიბა მეორე გვარის ზეგამტარების თეორია. აღმოჩნდა, რომ σ_{sn} ზედაპირული ენერგია ყოველთვის არ არის დადებითი. ზეგამტარები, რომელთათვისაც $\sigma_{sn} > 0$, პირველი გვარის ზეგამტარებია. მრავალი ზეგამტარული შენადნობისა და ქიმიური ნაერთისათვის ზედაპირული ენერგია $\sigma_{sn} < 0$. მათ მეორე გვარის ზეგამტარები ეწოდათ. პირველი და მეორე გვარის ზეგამტარების ყოფაქცევა გარეშე მაგნიტურ ველში მეტად განსხვავებულია. პირველი გვარის ზეგამტარებში H_{cm} ველზე ზეგამტარობა ნახტომისებურად ისპობა. მეორე გვარის ზეგამტარებში, ისევე როგორც პირველი გვარის ზეგამტარებში, $H_{c1} < H_{cm}$ კრიტიკულ ველამდე აღინიშნება გარეშე ველის გამოდევნა ნიმუშიდან. H_{c1} ველზე არა გვაქვს ნახტომისებური გადასვლა ნორმალურ მდგომარეობაში. პირველი კრიტიკული ველის დროს ადგილი აქვს ნიმუშში მაგნიტური ველის შეღწევას დაკვანტული გრიგალური წირების სახით. ასეთ ნიმუშებში ზეგამტარობის არსებობა აღინიშნება გარეშე მაგნიტური ველების დიდი მნიშვნელობების, კერძოდ რამდენიმე კილოერსტედის დროს. ნახ. 3-ზე და ნახ. 4-ზე მოცემულია B მაგნიტური ინდუქციისა და $4\pi M$ -დამაგნიტებულობის გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულების მრუდები პირველი და მეორე გვარის ზეგამტარებისათვის, შესაბამისად.

ზეგამტარობის აღმოჩენიდან 46 წლის განმავლობაში არსებული თეორიების საფუძველზე ვერ მოხერხდა ზეგამტარობის მოვლენის აღწერა მიკროსკოპიულ დონეზე.



Биб. 3 д, б



Биб. 4 а, б

1957 წელს შეიქმნა ჯ. ბარდინის, ლ. კუპერის და ჯ. შრიფერის (ბკშ) თეორია, რომელმაც მოგვცა ზეგამტარობის მოვლენის მიკროსკოპიული აღწერა. აქ გადამწყვეტი როლი შესრულებულ იქნა ლ. კუპერის მიერ, რომელმაც იწინასწარმეტყველა ზეგამტარში წყვილი ელექტრონების, ე.წ. კუპერის წყვილების, ბმულ მდგომარეობაში არსებობა [66].

ბკშ თეორიაში ნაჩვენებია, რომ ელექტრულ-ფონონური ურთიერთქმედებით შესაძლებელია გარკვეულ პირობებში ადგილი ქონდეს ელექტრონებს შორის მიზიდულობას, რის შედეგადაც ელექტრონების ნაწილი ქმნის კუპერის წყვილებს, დანარჩენი ელექტრონები კი ნორმალური რჩებიან. კუპერის წყვილების ჯამური სპინი ნულის ტოლია, ამიტომ ისინი ბოზე-ნაწილაკებს წარმოადგენენ და ემორჩილებიან ბოზე-აინშტაინის განაწილებას. ასეთ ნაწილაკებს ახასიათებს შემდეგი თვისებები: თუ ტემპერატურა კრიტიკულზე დაბალია, მაშინ ხდება მათი დაგროვება ყველაზე დაბალ ენერგეტიკულ დონეზე - ძირითად მდგომარეობაში. ადგილი აქვს ბოზე-კონდენსაციას. ელექტრონები, რომლებიც იმყოფებიან კონდენსანტში, აღიწერებიან ერთი და იგივე ტალღური ფუნქციით. ცხადია, ასეთი კონდენსანტი უნდა იყოს ზეგამტარი, არა დისიპაციური. ამგვარად, ზეგამტარი შეიძლება წარმოდგენილი იყოს შემდეგი სახით: $T < T_c$ ტემპერატურაზე ზეგამტარში არსებობს კუპერის წყვილების კონდენსანტი, რომელიც ზედენადობით ხასიათდება. ეს ნიშნავს, რომ ზეგამტარული დენი განპირობებულია კუპერის წყვილი ელექტრონების დინებით. ე.ი. დენის მატარებელი ელემენტარული ნაწილაკის მუხტი $2e$ - ს ტოლია.

შემდგომში აღნიშნულმა თეორიამ განვითარება ჰპოვა ლ. პ. გორკოვის (1958 წ) შრომებში. მან შექმნა (გლ) თეორიის ფენომენოლოგიური პარამეტრების მიკროსკოპიული გაშიფვრა და მისი გამოყენების საზღვრების დადგენა. გინზბურგ-ლანდაუ-

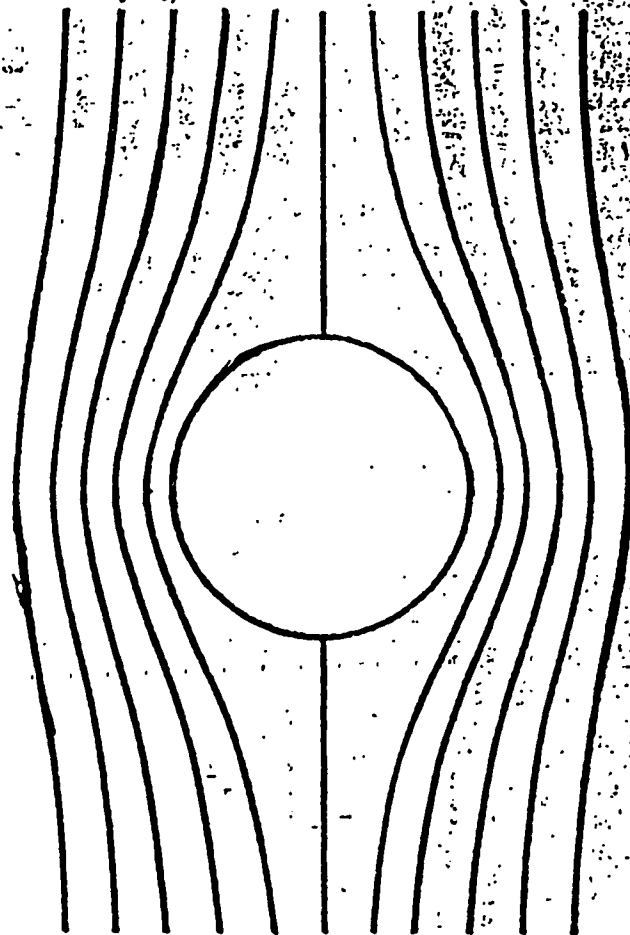
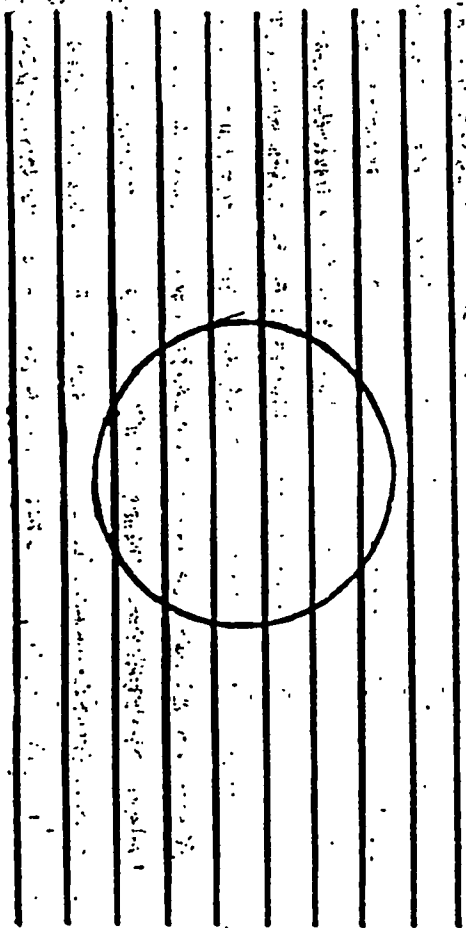
აბრიკოსოვი-გორკოვის, ე.წ. (გლაგ)-ის თეორიას 1966 წელს მიენიჭა ლენინური პრემია.

ზეგამტარობის აღმოჩენის შემდეგ თითქმის 22 წლის განმავლობაში თვლიდნენ, რომ ზეგამტარი იდეალური გამტარია, ანუ გამტარი ნულოვანი კუთრი წინააღმდეგობით. ქვემოთ განხილულია ასეთი იდეალური გამტარის ყოფაქცევა სუსტ, კრიტიკულზე დაბალ გარეშე მაგნიტურ ველში, რომელიც ვერ არღვევს მის იდეალურ გამტარებლობას. ცხადია, ასეთი ველი ნიმუშში არ შეადგენს, რადგან მაგნიტური ველის ცვლილებისას იდეალური გამტარის ზედაპირზე აღიძვრება ისეთი მიმართულების დენი, რომელიც ლენცის კანონის თანახმად ეწინააღმდეგება მისი გამომწვევი მაგნიტური ველის ცვლილებას. ეს დენი იზრდება მანამ, სანამ მისი ნაკადი გარეშე მაგნიტური ნაკადის ტოლი არ გახდება და სრული ველი ნიმუშის შიგნით ნულს არ გაუტოლდება (ნახ 5 ა). ზემოთ თქმულის დადასტურება მაქსველის განტოლებითაც შეიძლება: ნიმუშის შიგნით B ინდუქციის ცვლილება იწვევს E ელექტრული ველის გაჩენას:

$$\operatorname{rot} E = -\frac{1}{C} \frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{სადაც } E = j \rho \quad (\rho \text{ კუთრი წინააღმდეგობა, } j\text{-დენის}$$

სიმკვრივეა).

მაგრამ იდეალურ ზეგამტარის $\rho=0$, რის გამოც მასში $E=0$. აქედან გამომდის, რომ $B=\text{const}$. მეორეს მხრივ, ნიმუშის გარეშე ველში მოთავსებამდე $B=0$, ამიტომ ველის ჩართვის შემდეგაც B უნდა დარჩეს ნულის ტოლი. იდეალური გამტარი იგივე მდგომარეობამდე შეიძლება მივიყვანოთ სხვა გზით: თუ იდეალურ “თბილ” ($T>T_c$) გამტარს ჯერ გარეშე მაგნიტურ ველს მოვდებთ და შემდეგ გავაცივებთ კრიტიკულზე უფრო დაბალ ტემპერატურამდე, მაშინ $T>T_c$ -ზე გამტარს გააჩნია წინააღმდეგობა და მაგნიტური ნაკადი განჭოლავს მას, ხოლო $T<T_c$ ტემპერატურაზე ველი ნიმუშში



Баб. 5 а, б

ჩაყინება (ნახ. 5 ბ). ამგვარად, იდეალური გამტარის მაგნიტური მდგომარეობა დამოკიდებული აღმოჩნდა მისი დამაგნიტების წინაისტორიისაგან. აღსანიშნავია, რომ საკმაოდ დიდხანს, 1933 წლამდე ძალაში იყო მოსაზრება ზეგამტარის იდეალური გამტარებლობის შესახებ. მაისნერმა და ოქსენფელდმა გარკვეული ექსპერიმენტების საფუძველზე [6] დაადგინეს, რომ ზეგამტარი არ წარმოადგენს იდეალურ გამტარს. მათ აჩვენეს, რომ $T < T_c$ ტემპერატურაზე ზეგამტარის შიგნით მაგნიტური ველის ინდუქცია ყოველთვის ნულის ტოლია ნიმუშის მაგნიტური წინაისტორიისაგან დამოუკიდებლად. ამრიგად, ზეგამტარული მდგომარეობის აღმწერ განტოლებებს აქვს შემდეგი სახე:

$$\rho=0 \quad (3)$$

$$B=0 \quad (4)$$

ზეგამტარულ რგოლში აღძრული ელექტრული დენი მიუღწევადია, რადგან რგოლის წინააღმდეგობა ნულის ტოლია. ასეთი მიუღწევადი დენის მიღება შესაძლებელია შემდეგი გზით: ვთქვათ ზეგამტარი რგოლი ნორმალურ მდგომარეობაში $T > T_c$ ტემპერატურაზე მოთავსებულია გარეშე მაგნიტურ ველში, ისე, რომ ველის ძალწირები განჭოლავს რგოლის ფართობს პერპენდიკულარულად. რგოლის ტემპერატურის T_c კრიტიკულ მნიშვნელობამდე შემცირებით იგი გადავა ზეგამტარულ მდგომარეობაში.

თუ ახლა გარეშე მაგნიტურ ველს გამოვრთავთ, მაშინ, ფარადეის ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის თანახმად, რგოლში აღიძვრება ინდუქციური დენი და იგი იარსებებს რაგინდ დიდი დროის განმავლობაში დენის წყაროს გარეშე. ეს დენი შეინარჩუნებს მაგნიტურ ნაკადს რგოლში. სხვა სიტყვებით, მაგნიტური ნაკადი ჩაყინული აღმოჩნდება რგოლში.

ერთი შეხედვით, ჩაყინული მაგნიტური ნაკადის მნიშვნელობა შეიძლება იყოს ნებისმიერი. მაგრამ მთელმა რიგმა ექსპერიმენტულმა გამოკვლევებმა [2, 3] აჩვენეს, რომ ზეგამტარ რგოლში მაგნიტური

ნაკადი დაკვანტულია და ღებულობს $\Phi_0=2,07 \cdot 10^{-7}$ გაუსი.სმ² სიდიდის ჯერად მნიშვნელობებს. Φ_0 -ს ეწოდება მაგნიტური ნაკადის კვანტი. იგი მოიცემა ფუნდამენტალური კონსტანტებით: $\Phi_0 = \pi h c / e$. სადაც h -პლანკის მუდმივაა, c -სინათლის სიჩქარეა, ხოლო e -ელექტრონის მუხტია. მაშასადამე, ზეგამტარობა კვანტური ეფექტია. ამასვე ადასტურებს სუსტი ზეგამტარობის, ე.წ. ჯოზეფსონის სტაციონალური და არასტაციონალური ეფექტები [4], განპირობებული ორი ზეგამტარი ნივთიერების ტალღური ფუნქციის ფაზების კოჰერენტობით და ინტერფერენციით. აქ განხილულია შემთხვევა, როცა ორი ზეგამტარი დაკავშირებულია რაიმე სუსტი კავშირით (გვირაბული, მცირე ფართობური შეხება და ა.შ.) პირველ შემთხვევაში აღმოჩნდა, რომ გარეშე ძაბვის გარკვეულ მნიშვნელობამდე მუდმივი დენი სუსტ კავშირში ყოველგვარი წინაღობის გარეშე გაედინება მაშინაც კი, როცა კონტაქტი იზოლატორს წარმოადგენს. მეორე შემთხვევაში ძაბვის გარკვეული V_s მნიშვნელობის მიღწევის შემდეგ აღიძვრება ω მაღალი სიხშირის ცვლადი დენი, სადაც

$$\omega=2eV_s / h \quad (2)$$

აღნიშნული ეფექტების დამადასტურებელი ფუნდამენტალური ექსპერიმენტები ჩატარებული იქნა ხარკოველი ფიზიკოსების იანსონის, სვისტუნოვის, დმიტრიენკოს მიერ [5].

ზეგამტარების ელექტროდინამიკის ლონდონისეული განტოლებები [8] წრფივია და ელექტრულ და მაგნიტურ ველებს კრიტიკული დენის სიდიდესთან აკავშირებენ.

ლონდონის 1 განტოლება ნიუტონის მეორე კანონია ზეგამტარული ელექტრონებისათვის :

$$E = \frac{d}{dt}(\Lambda j_s) \quad (3)$$

სადაც შემოტანილია აღნიშვნა: $\Lambda = \frac{m}{n_s e^2}$ (4)

m -ელექტრონის მასაა, e -კი მისი მუხტი.

სტაციონალურ შემთხვევაში, როცა $\frac{d j_s}{d t} = 0$, ზეგამტარში ელექტრული დენი არა გვაქვს.

ლონდონის II განტოლება ზეგამტარ დენს აკავშირებს გარეშე მაგნიტურ ველთან:

$$H + \lambda^2 \text{rot rot} H = 0 \quad (5) \quad \text{სადაც} \quad \lambda^2 = \frac{m c^2}{4 \pi n_s e^2} \quad (6)$$

(5)-ის ჩაწერა (6)-ის გათვალისწინებით შემდეგი სახითაც შეიძლება:

$$j_s = -\frac{1}{c \Lambda} A \quad (7)$$

სადაც A ვექტორპოტენციალია, ხოლო $\Lambda = \frac{4 \pi \lambda^2}{c^2}$ (8)

ლონდონის განტოლებების დახმარებით შეიძლება დადგინდეს მაგნიტური ველის ზეგამტარში შეღწევის მექანიზმი. $H(0) = H_a$ და $H(\infty) = 0$ სასაზღვრო პირობების გათვალისწინებით (5) განტოლების ამონახსნი შემდეგი სახისაა:

$$H = H_a e^{-x/\lambda} \quad (9)$$

საიდანაც ჩანს, რომ ზეგამტარის სიღრმეში მაგნიტური ველი მცირდება ექსპონენციალური კანონით. მახასიათებელი სიგრძე, რომელზედაც ველის მნიშვნელობა e -ჯერ მცირდება, არის λ (ნახ.6 ა). მას ლონდონის მაგნიტური ველის შეღწევის სიგრძე ეწოდება:

$$\lambda_L = \left(\frac{m c^2}{4 \pi n_s e^2} \right)^{1/2} \quad (10)$$

აღსანიშნავია, რომ იგივე სიდიდით მცირდება ეკრანირებული ზედაპირული დენიც:

$$j_s = \frac{cH_a}{4\pi\lambda_L} e^{-x/\lambda} \quad (11)$$

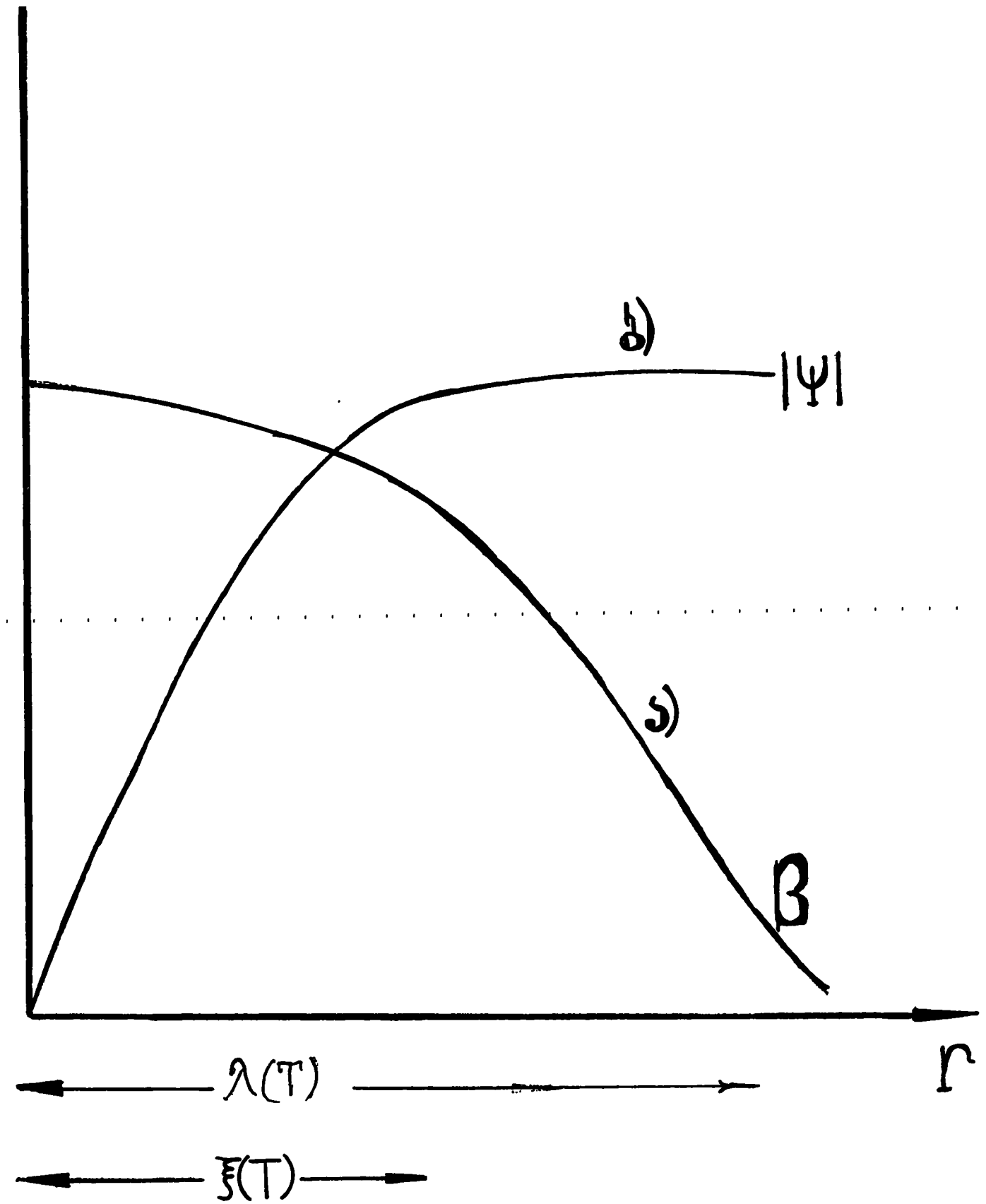
(10)-ის თანახმად λ_L დამოკიდებულია n_s -ზე, ამის გამო ის ტემპერატურაზეცაა დამოკიდებული. ამ დამოკიდებულებას საკმაოდ კარგად აღწერს ემპირიული ფორმულა:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right)^{1/2}} \quad (12).$$

სადაც $\lambda(0)$ არის შეღწევადობის მნიშვნელობა ნულოვანი ტემპერატურის დროს. (10)-ის დახმარებით შეიძლება შეფასდეს $\lambda(0)$ მნიშვნელობა: მხედველობაში მივიღოთ, რომ როცა $T=0$, მეტალის ყველა ელექტრონი ზეგამტარია. ამგვარად, (10)-ში $n_s=n=10^{22}\text{სმ}^{-3}$, $m=10^{-27}\text{გრ}$, $c=3\cdot 10^{10}\text{მ/წმ}$, $e=4,8\cdot 10^{-10}\text{კ}$. მუდმივების ჩასმა გვაძლევს:

$$\lambda(0) = 600 \text{ \AA}.$$

მეორე მახასიათებელი სიდიდე, რომელიც აგრეთვე ტემპერატურაზეა დამოკიდებული, არის ე.წ. ξ -კოჰერენტობის სიგრძე, ეს არის მანძილი, რომელზეც Ψ მოწესრიგების პარამეტრის ცვლილება ხდება. T_c -სთან ახლო ტემპერატურაზე $\lambda \approx (T - T_c)^{-1/2}$ და $\xi \approx (T - T_c)^{-1/2}$ (ნახ. 6 ა,ბ). $\lambda(T)$ და $\xi(T)$ სიდიდეების მეშვეობით განისაზღვრება კიდევ ერთი მახასიათებელი $\chi = \lambda/\xi$ პარამეტრი, რომელსაც გინზბურგ-ლანდაუს პარამეტრი ეწოდება. კოჰერენტობის სიგრძისა და ლონდონის შეღწევის სიღრმის ურთიერთ მიმართების საფუძველზე ზეგამტარები იყოფა ორ ჯგუფად: პირველი გვარის ზეგამტარებისათვის $\lambda \ll \xi$, მათთვის ლონდონის (6) განტოლება არ



бсб. 6 а, б

სრულდება. ამ ტიპის ზეგამტარებში შეღწევის სიღრმე განისაზღვრება ე.წ. პიპარდის თანაფარდობით:

$$\lambda = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi} \right)^{1/3} \zeta_0^{2/3} \lambda_L^{1/3}. \text{ ზეგამტარების ამ ჯგუფში სუფთა მეტალები}$$

შედიან.

მეორე გვარის ზეგამტარებისათვის $\lambda_L \gg \xi_0$, ლონდონის (4) და (7) განტოლებები მხოლოდ მცირე ველებისათვის სრულდება. ამ ჯგუფს მიეკუთვნება ქიმიური ნაერთების უმეტესობა: Nb_3S_n , V_3Ga და ა.შ.

ქვემოთ კიდევ ერთხელ მოყვანილია მეორე გვარის ზეგამტარების ძირითადი მაგნიტური თვისებები, რომელთა ექსპერიმენტული გამოკვლევა დისერტაციის ძირითად შინაარსს წარმოადგენს.

გრძელი ზეგამტარი ცილინდრისათვის, რომელიც პარალელურ ველშია მოთავსებული, ინდუქციის და დამაგნიტების მრუდს აქვს ნახ. 4ა.ბ-ზე ნაჩვენები სახე. სანამ გარეშე ველი $H_a < H_{c1}$, ნიმუშში საშუალო ველის ინდუქცია $B=0$ (ნახ. 4ა). $H_{c1} < H_a < H_{c2}$ ველების ინტერვალში ზეგამტარის მოცულობაში შეაღწევს გარეშე მაგნიტური ველი, $H_a = H_{c2}$ ველისათვის ნიმუშის შიგნით ინდუქციის B მნიშვნელობა H_a -ს ტოლი ხდება. ნიმუში გადადის ნორმალურ მდგომარეობაში. მეორე გვარის ზეგამტარებში მაგნიტური ველი დაკვანტული გრიგალური ძალწირების, ე.წ. აბრიკოსოვის გრიგლების სახით შეაღწევს. ყოველი ასეთი გრიგალი შეიცავს ცილინდრული ფორმის ნორმალურ გულს, რომლის რადიუსი ξ -კოჰერენტობის სიგრძის რიგისაა. გრიგლის გარშემო ცირკულირებს მიუღწევადი ზეგამტარი დენი. მის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველი ნორმალური გულის გასწვრივაა მიმართული და ემთხვევა გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებას. გრიგალური დენი მოიცავს λ -შეღწევის სიღრმის ტოლი რადიუსის არეს. ერთი გრიგალი შეიცავს მაგნიტური ნაკადის ერთ კვანტს.

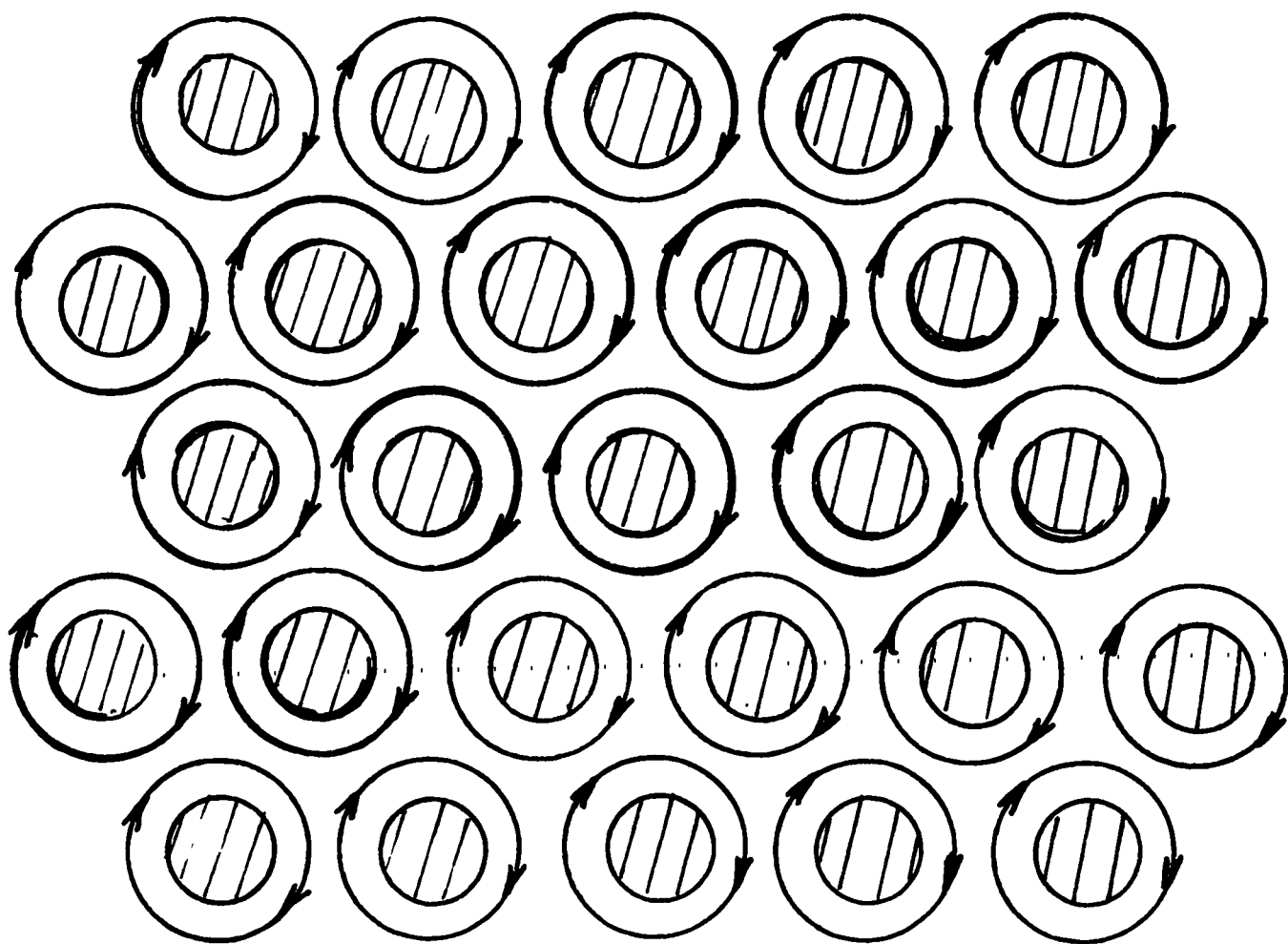
მეორე გვარის ზეგამტარში გრიგლების შეღწევა ენერგეტიკულად ხელსაყრელი ხდება $H_a > H_{c1}$ ველებისათვის. ამასთან, ნიმუშში გრიგლები ლაგდებიან ერთმანეთისაგან $\sim \lambda$ მანძილზე და ქმნიან სამკუთხა მესერს (ნახ. 7). იქმნება ე.წ. შუალედური მდგომარეობა, რომელიც შუბნიკოვის [9] მიერ იქნა გამოკვლეული და დაიკვირვება გარეშე მაგნიტური ველების $H_{c1} - H_{c2}$ უბანში. H_{c1} ველის დროს წარმოქმნილი გრიგალური მესერის პერიოდი გარეშე ველის ზრდისას მცირდება, გრიგლების სიმკვრივე იზრდება და H_{c2} ველზე მათი სიმკვრივე იმდენად დიდია, რომ მეზობელ გრიგლებს შორის მანძილი, ე.ი. მესერის პერიოდი, ξ -ს რიგის ხდება, ამ დროს გრიგლები თავიანთი ნორმალური გულებით ერთმანეთს გადაფარავენ და ადგილი აქვს ნიმუშის მეორე გვარის ფაზურ გადასვლას ნორმალურ მდგომარეობაში.

განესაზღვროთ H_{c1} პირველი კრიტიკული ველის სიდიდე, ანუ გარეშე მაგნიტური ველის ის მნიშვნელობა, რომლის შემდეგაც ნიმუშში გრიგლების არსებობა ენერგეტიკულად ხელსაყრელია.

განვიხილოთ $\chi \gg 1$ შემთხვევა, როცა შესაძლებელია გამოყენებული იქნას ზეგამტარობის ლონდონისეული ფენომენოლოგიური თეორია. როგორც ცნობილია, გარეშე მაგნიტურ ველში მოთავსებული ზეგამტარისათვის წონასწორულ მდგომარეობაში გიბსის თავისუფალი ენერჯიის მნიშვნელობა გრიგლის სიგრძის ერთეულზე მინიმალურია და მოიცემა შემდეგი ფორმულით:

$$G = \varepsilon - \int \frac{BH_0}{4\pi} dv \quad (13).$$

სადაც ε გრიგლის სიგრძის ერთეულის თავისუფალი ენერჯიაა.



бсб. 7

ინტეგრალი (13) აღებულია გრიგალური წირების მართობო ორ უსასრულო, პარალელურ ერთეულოვან მანძილზე მყოფ სიბრტყეებს შორის მოთავსებულ მოცულობაში.

იმის გათვალისწინებით, რომ გრიგალს გადააქვს მაგნიტური ნაკადის ერთი Φ_0 კვანტი, მივიღებთ:

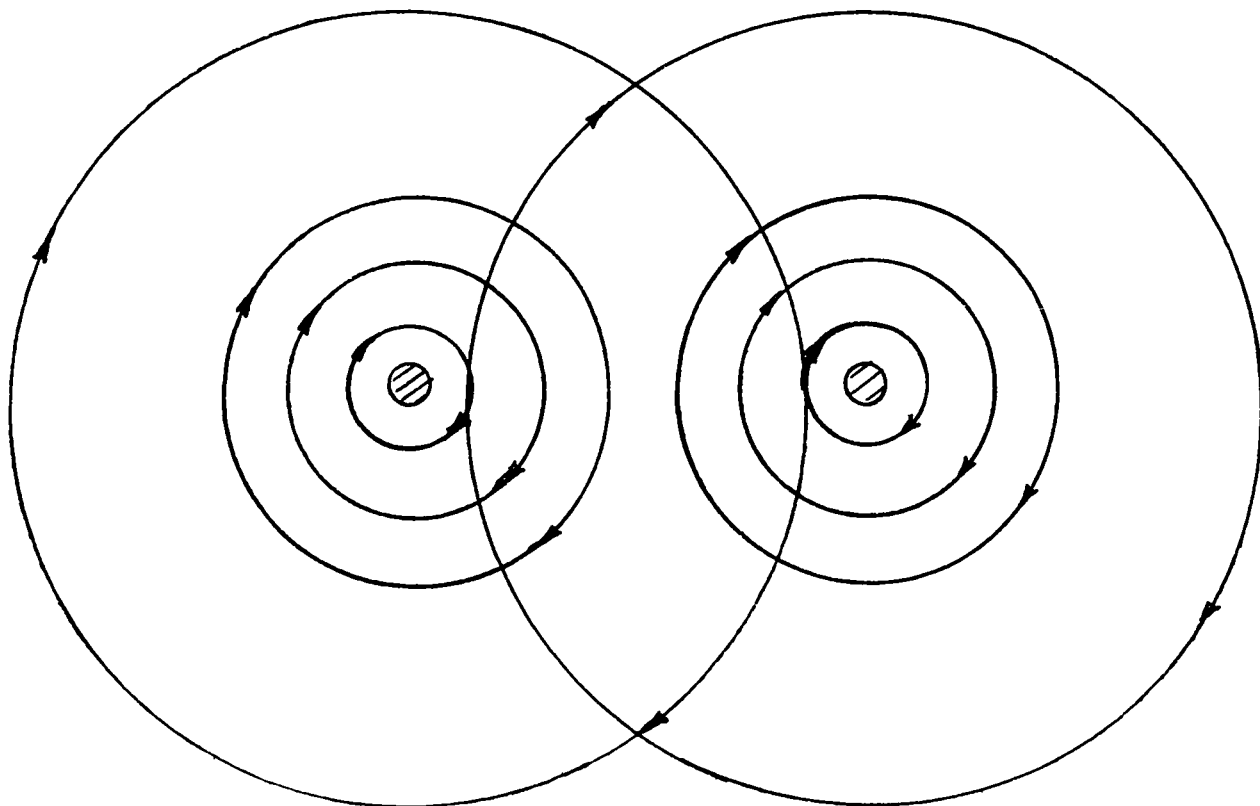
$$G = \varepsilon - \frac{\phi_0 H_a}{4\pi} \quad (14).$$

ამ ფორმულიდან ცხადად ჩანს, რომ საკმარისად სუსტი გარეშე ველის დროს $G > 0$ და გრიგლის გაჩენა ენერგეტიკულად არახელსაყრელია, მაგრამ არსებობს გარეშე ველის გარკვეული H_{c1} მნიშვნელობა, რომლის შემდეგაც G უარყოფითი ხდება. (14)-დან ამ ველის შეფასება გვაძლევს:

$$H_{c1} = \frac{4\pi\varepsilon}{\phi_0} \quad (15),$$

რომელსაც 11 გვარის ზეგამტარებისათვის პირველი კრიტიკული მაგნიტური ველი ეწოდება.

გრიგლების ურთიერთქმედების დასახასიათებლად განვიხილოთ ერთი მიმართულების პარალელური გრიგლების წყვილი უსასრულო ზეგამტარში. დავუშვათ, რომ $\chi \gg 1$. სანამ გრიგლებს შორის მანძილი მეტია λ -ზე, ისინი ერთმანეთს არ “გრძნობენ.” მაგრამ როცა მანძილი λ -მდე შემცირდება, თითოეული გრიგალი მეზობელი გრიგლის ზედენის გავლენის არეში ხვდება (ნახ.8). ნახაზიდან ჩანს, რომ პირველი გრიგლის მარჯვენა და მეორე გრიგლის მარცხენა უბნებში ზეგამტარი ელექტრონების სიჩქარეები იკრიბება, ხოლო გრიგლებს შორის ერთმანეთს აკლდება. ეს ნიშნავს,



ԾՆԵ. 8

რომ გრიგლების უშუალო მახლობლობაში წნევა დიდია, ვიდრე გარეთ, ამიტომ ერთნაირნიშნა პარალელური გრიგლები განიზიდებიან. ამასთან, ეს ურთიერთქმედების ძალა გრიგლის ნორმალურ გულზეა მოდებული. ორ გრიგალს შორის ურთიერთქმედების ძალა შეიძლება რაოდენობრივად შეფასდეს. კერძოდ, სიგრძის ერთეულზე ურთიერთქმედების ძალა გამოისახება შემდეგი ტოლობით:

$$f = -\frac{dU}{dx} = -\frac{\phi_0}{4\pi} \frac{dH_{12}(x)}{dx} \quad (16),$$

სადაც $H_{12}(X)$ არის ის ველი, რომელსაც მოცემულ წერტილში მეზობელი, $X=|r_1-r_2|$ მანძილზე არსებული გრიგალი ქმნის.

H_{c2} ველის რიგის შეფასებისათვის განვიხილოთ ორი, ξ მანძილით დაშორებული მეზობელი გრიგალი. ე.ი. ორ ნორმალურ გულს შორის გვაქვს ξ -ს რიგის ზეგამტარი ფენის სისქე. უხეშად რომ ვთქვათ, გვაქვს თხელი, ξ სისქის აფსკი. ცნობილია, რომ პარალელურ გარეშე მაგნიტურ ველში მოთავსებული ასეთი აფსკი ნორმალურ მდგომარეობაში მეორე გვარის ფაზურ გადასვლას

$H_k \sim H_{cm} \lambda/d$ გარეშე ველის დროს ასრულებს, სადაც d აფსკის სისქეა. ჩვენს შემთხვევაში ეს გადასვლა $H_{cm} \lambda/\xi$ ველის დროს მოხდება. ასეთია H_{c2} -ის შეფასების მარტივი გზა:

$$H_{c2} \sim \chi H_{cm} \quad (17)$$

ზუსტი გამოთვლებით [10] დადგენილია, რომ

$$H_{c2} = \sqrt{2} H_{cm} \chi \quad (18)$$

დავადგინოთ M დამაგნიტებულობის, ანუ მოცულობის ერთეულის მაგნიტური მომენტის გარეშე მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულების სახე $M(H_a)$, რომელიც ზეგამტარებისათვის ერთ-ერთ მნიშვნელოვან საკითხს წარმოადგენს. ვთქვათ მეორე გვარის მასიური

ცილინდრული ფორმის ზეგამტარი, რომლის მსახველი Z ღერძის პარალელურია, მოთავსებულია გასწვრივ გარეშე მაგნიტურ ველში. გამოთვლების გამარტივებისათვის დავუშვათ, რომ ξ მხოლოდ x კოორდინატზეა დამოკიდებული. ე.ი. H_{c2} ველი მხოლოდ x -ის ფუნქციაა და მცირდება მის ზრდასთან ერთად. ამ პირობებში B მაგნიტური ნაკადის სიმკვრივეც (ინდუქცია) დამოკიდებული იქნება x -ზე. ეს კი ნიშნავს, რომ ნიმუშში y ღერძის მიმართულებით აღიძვრება დენი, რომლის სიმკვრივეა

$$j = \frac{c}{4\pi} \frac{dB}{dx} = \frac{c}{4\pi} \frac{d}{dx} (H_a + 4\pi M) = c \frac{dM}{dx} \quad (19)$$

ამ დროს თითოეულ გრიგალზე მოქმედი ლორენცის ძალა ტოლია:

$$f_L = \frac{1}{c} j \Phi_0 = \Phi_0 \frac{dM}{dx} \quad (20)$$

თუ გრიგლების სისტემა წონასწორობაში იმყოფება, f_L ძალა რაიმე სხვა ძალით უნდა იყოს გაწონასწორებული. ამ “სხვა” ძალის წარმოშობა გასაგებია: თუ $\xi = \xi(x)$, მაშინ გრიგლის საკუთარი \mathcal{E} ენერგიაც x -ის ფუნქციაა, ამ დროს გრიგალზე იმოქმედებს $-\nabla \mathcal{E}$ ძალა, სადაც

$$\mathcal{E} = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \chi = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi} \quad (21)$$

(21)-ის გადიფერენციალებით და (20)-თან შედარებით წონასწორობის პირობისათვის ვღებულობთ:

$$\Phi_0 \frac{dM}{dx} = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \frac{1}{\xi} \frac{d\xi}{dx} \quad , \quad (22)$$

რომლის ინტეგრება საბოლოოდ გვაძლევს დამაგნიტებულობისათვის შემდეგ გამოსახულებას:

$$M = \frac{\Phi_0}{16\pi^2 \lambda^2} \ln \frac{\xi}{l} \quad (23)$$

1 სიგრძის განზომილების მქონე ინტეგრების მუდმივაა. თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ ξ მანძილი მონოტონურად იზრდება x -ის ზრდასთან ერთად, ხოლო H_{c2} მონოტონურად მცირდება, მაშინ იარსებებს რაღაც x_0 წერტილი, სადაც გარეშე H_a ველი H_{c2} ველს გაუტოლდება. რაც ნიშნავს, რომ ამ წერტილში $M(x_0)=0$ და (23)-ის თანახმად ვღებულობთ, რომ $L = \xi(x_0)$. მეორეს მხრივ, ცნობილია, რომ ξ და H_{c2} სიდიდეები ერთმანეთს უკავშირდებიან თანაფარდობით:

$$\Phi_0 = 2\pi\xi^2 H_{c2} \quad (24)$$

თუ გამოვიყენებთ ამ გამოსახულებას x_0 წერტილისათვის, მივიღებთ:

$$\Phi_0 = 2\pi l^2 H_a \quad (25)$$

საიდანაც მიიღება:

$$\frac{\xi}{l} = \left(\frac{H_a}{H_{c2}} \right)^{1/2} \quad (26)$$

(26)-ის ჩასმა (23)-ში გვაძლევს:

$$M = -\frac{\Phi_0}{32\pi^2\lambda^2} \ln \frac{H_{c2}}{H_a} \quad (27).$$

(27)-ის გამოყენებით $B(H_a)$ დამოკიდებულებისათვის ვღებულობთ:

$$B = H_a - \frac{\Phi_0}{8\pi\lambda^2} \ln \frac{H_{c2}}{H_a} \quad (28)$$

აღსანიშნავია, რომ მიღებული ტოლობები $\chi \gg 1$ პირობის დროს სამართლიანია ლოგარითმული სიზუსტით. გამოვიყენოთ ეს ტოლობები და დავადგინოთ $M(H_a)$ დამოკიდებულება H_{c2} -ის რიგის ველებისათვის. გადავწეროთ (27) შემდეგი სახით:

$$M = -\frac{\Phi_0}{32\pi^2\lambda^2} \ln \left(1 + \frac{H_{c2} - H_a}{H_a} \right) \approx -\frac{\Phi_0}{32\pi^2\lambda^2} \frac{H_{c2} - H_a}{H_a} \quad (29)$$

(29) ში (24)-ის გათვალისწინება მოგვცემს:

$$-4\pi M = \frac{H_{c2} - H_a}{4\chi^2} \quad (30)$$

ამგვარად, მივიღეთ, რომ როცა $H_a \rightarrow H_{c2}$, ადგილი აქვს $|M|$ სიდიდის წრფივ შემცირებას. $M(H_a)$ დამოკიდებულებისათვის ზუსტი გამოთვლები ველების აღნიშნულ უბანში ჩატარებული იყო აბრიკოსოვის მიერ [10], რომლის თანახმად

$$-4\pi M = \frac{H_{c2} - H_a}{1,16(2\chi^2 - 1)} \quad (31)$$

ცხადია, რომ როცა $\chi \gg 1$, შეიძლება მრგვალ ფრჩხილებში მოთავსებული ერთიანის უგულებელყოფა და მაშინ (31) ზუსტი ფორმულა (32) მიახლოებითი ფორმულისაგან ≈ 1 -ის ტოლი კოეფიციენტით განსხვავდება.

თუ II გვარის ზეგამტარი შუალედურ მდგომარეობაში იმყოფება და მასში გრიგლების პერპენდიკულარული მიმართულების ტრანსპორტული, ანუ გარეშე დენის წყაროთი შექმნილი დენი მიედინება, მაშინ გრიგლებზე იმოქმედებს ლორენცის ძალა. ზეგამტარი აბსოლუტურად ერთგვაროვანი და უდეფექტო რომ ყოფილიყო, ლორენცის ძალის რაგინდ მცირე ზემოქმედებით გრიგლები ამოძრავდებოდნენ. რეალურად ასეთი ზეგამტარი არ არსებობს. აქ დეფექტების მრავალი სახეობაა წარმოდგენილი: გრანულების საზღვრები, დისლოკაციური კედლები, ფორები და ა.შ. მათზე ხდება გრიგლების დამაგრება-დაპინინგება [50, 51, 58]. ამიტომ მათ ასამოძრავებლად უკვე სასრული სიდიდის ტრანსპორტული დენია საჭირო. გრიგლების ასამოძრავებლად საჭიროა, რომ ლორენცის ძალა საკმარისი იყოს გრიგლის დეფექტიდან მოსაწყვეტად. დეფექტებს პინინგ ცენტრები ეწოდებათ. პინინგის მექანიზმი საკმაოდ რთულია. საერთოდ ცნობილია, რომ იგი ძლიერადაა დამოკიდებული მეტალურგიულ დეფექტებზე. პინინგი

შეიძლება შეიცვალოს ნიმუშის ცივი დამუშავებით, გამოსხივებით [12], იგი ძლიერდება ნიმუშის არაერთგვაროვნების ზრდით [13, 14]. იმ დენის სიმკვრივეს, რომლის დროსაც იწყება გრიგლების პინინგ-ცენტრებიდან მოწყვეტა, კრიტიკული ეწოდება და აღინიშნება j_c -თი. დენის სიმკვრივის კრიტიკული სიდიდე ნივთიერების სტრუქტურამგრძნობიარე თვისებაა, ამიტომ იგი ძლიერ იცვლება ნივთიერების თერმომექანიკური დამუშავების შედეგად. ამასთან, T_c - კრიტიკული ტემპერატურა და H_{c2} მეორე კრიტიკული ველი პრაქტიკულად უცვლელი რჩება.

განვიხილოთ 11 გვარის ზეგამტარში კრიტიკული დენის არსებობის მექანიზმი. იმისათვის, რომ ნიმუშის მთელ მოცულობაში გვქონდეს ტრანსპორტული დენი, აუცილებელია არსებობდეს გრიგლების არაერთგვაროვანი განაწილება. მართლაც, მოცემულ ადგილზე აღძრული სრული დენის სიმკვრივე შემდეგნაირად მოიცემა:

$$j = \frac{c}{4\pi} \operatorname{rot} B \quad (32)$$

აქ $B = \Phi_0 n$ არის საშუალო ლოკალური მაგნიტური ველი, ანუ მაგნიტური ველის ინდუქცია, გასაშუალებული იმ არეში, რომლის ზომები გაცილებით აღემატება გრიგლებს შორის მანძილს. n - მოცემულ წერტილში გრიგლების საშუალო სიმკვრივეა. (32) დან გამოდის, რომ $j_{\text{კრანს.}}$ დენი 0-საგან განსხვავდება, როცა გრიგლების სიმკვრივე წერტილის კოორდინატის ფუნქციაა: $n = n(r)$.

განვიხილოთ მდგომარეობა, როცა მეორე გვარის ზეგამტარის მთელს კვეთაში დენის სიმკვრივეს კრიტიკული მნიშვნელობა აქვს. ასეთ მდგომარეობას კრიტიკული მდგომარეობა ეწოდება.

დამაგნიტებულობის მრუდის შექცევადობის დროს გრიგლებს ნიმუშში თავისუფლად გადაადგილების საშუალება უნდა ქონდეთ. ხოლო თუ ეს მოძრაობა რაიმე მიზეზით დაბრკოლებულია, დამაგნიტების მრუდი მეტნაკლებად შეუქცევადი ხდება. [11] შრომაში

ნაჩვენებია ტყვია-ინდიუმის ნაერთისათვის დამაგნიტების მრუდები გამოწვის სხვადასხვა რეჟიმის დროს. როგორც ჩანს, შეუქცევადობის ხარისხი გამოწვის დროის გაზრდით მცირდება. ამასთან, H_{c2} -ის მნიშვნელობა, რომლის დროსაც ნიმუშის ნორმალური მდგომარეობა აღსდგება, შეუქცევადობის ხარისხზე არ არის დამოკიდებული. ე.ი. $H_a=H_{c2}$ ველის დროს დამაგნიტება 0-ის ტოლი ხდება, მიუხედავად შეუქცევადობის ხარისხისა.

დამაგნიტების მრუდის შეუქცევადობის ასახსნელად ეფექტურია ე.წ. კრიტიკული მდგომარეობის ბინის [15] მოდელი. ბინის მარტივი მოდელის მიხედვით, პინინგის ეფექტი განსაზღვრავს ინდუქციის მაქსიმალურ გრადიენტს

$$\text{rot } B = \frac{4\pi}{c} j , \quad (33)$$

ანუ დენის j_c სიმკვრივის მაქსიმალურ მნიშვნელობას. ნახ. 9 ა,ბ-ზე ნაჩვენებია ნიმუშში ინდუქციის განაწილების პროფილი გარეშე ველის გაზრდის და შემდეგ შემცირების რეჟიმში. ნიმუშის საშუალო მაგნიტური ინდუქცია და დამაგნიტებულება გამოითვლება შემდეგი ფორმულებით, შესაბამისად:

$$B = \frac{\int H_a dV}{\int dV} \quad (34)$$

$$4\pi M = B - H_a \quad (35)$$

ბინის შრომაში [15] მოცემულია გასწვრივ გარეშე მაგნიტურ ველში მოთავსებული R რადიუსიანი ცილინდრული ნიმუშის დამაგნიტებულობის გამოსათვლელი ფორმულები გარეშე მაგნიტური ველის სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის, როდესაც პირველი კრიტიკული ველი უგულებელყოფილია და $j_c = \text{const}$:

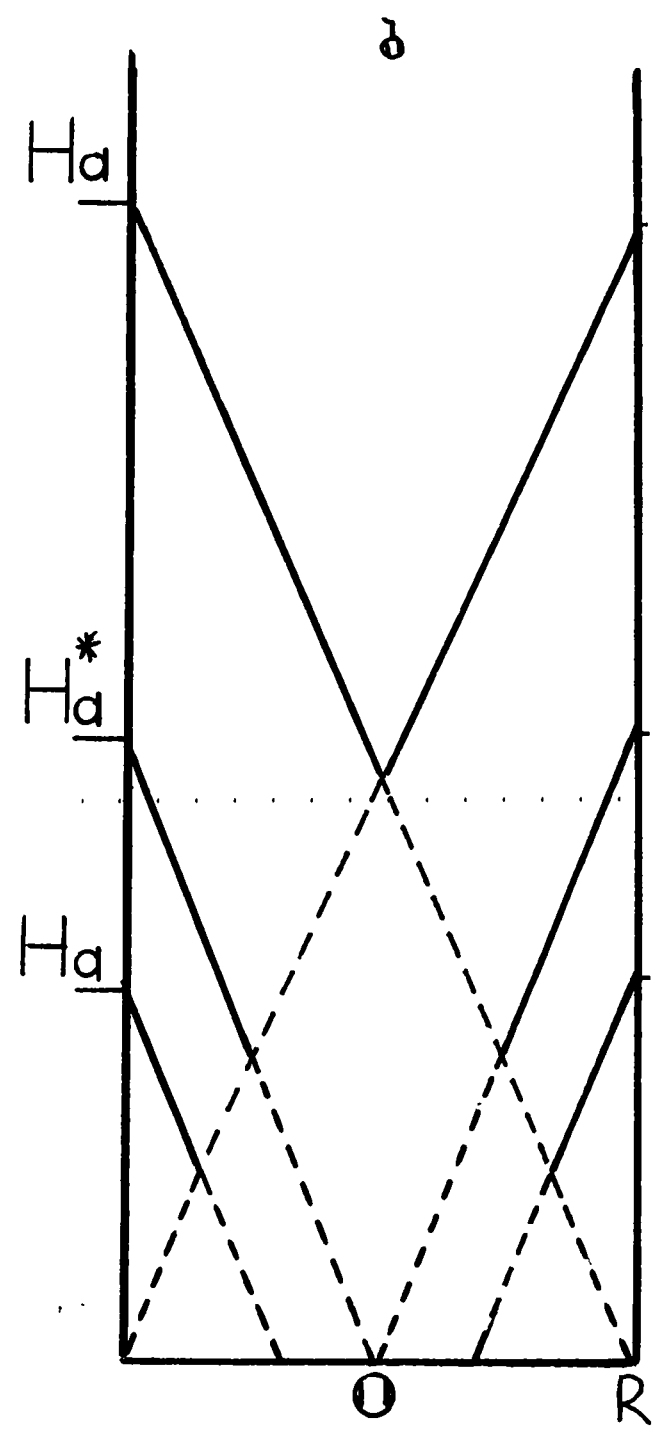
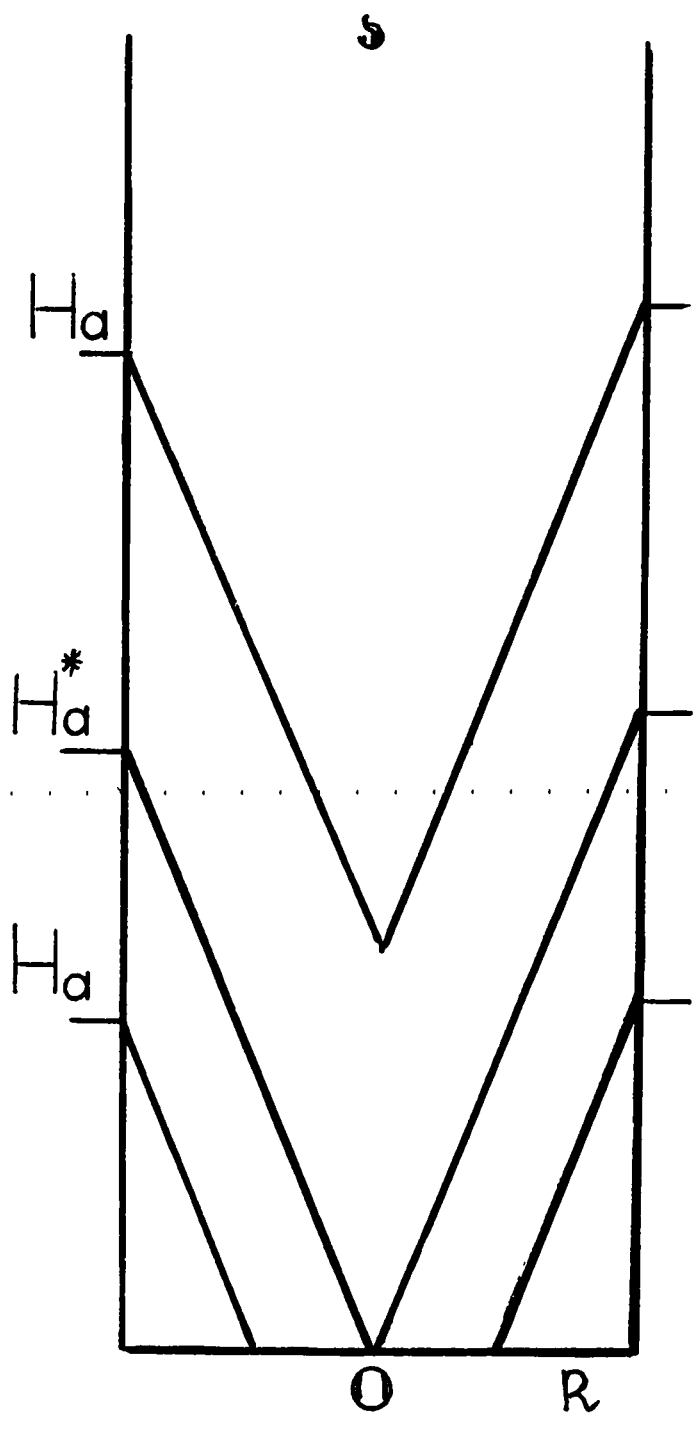
$$\begin{cases} -4\pi M = H_a - \frac{H_a^2}{H_a^*} + \frac{H_a^3}{3H_a^{*2}}, & H_a \leq H_a^* \\ -4\pi M = \frac{H_a^*}{3}, & H_a \geq H_a^* \end{cases} \quad (36)$$

სადაც H_a^* არის გარეშე მაგნიტური ველის ის მნიშვნელობა, რომლის დროსაც გრიგლების ფრონტი პირველად მიაღწევს ნიშუშის ცენტრს. მოდელის მიხედვით ამავე შრომაში ნარჩენი დამაგნიტებულობისათვის მიღებულია შემდეგი გამოსახულებები:

$$4\pi M_{rem} = \begin{cases} \frac{H_a^2}{2H_a^*} - \frac{H_a^3}{4H_a^{*2}}, & H_a \leq H_a^* \\ \frac{H_a^*}{H_a}, & H_a \geq H_a^* \end{cases} \quad (37)$$

სადაც $4\pi M_{rem}$ -ით აღნიშნულია ნარჩენი დამაგნიტებულობა.

ექსპერიმენტების შედეგების საფუძველზე გამოირკვა, რომ ნაკადის განაწილება დამაგნიტების შეუქცევადი მრუდის (გისტერეზისის) მოცემულ წერტილში მეტასტაბილურია. პირველი ექსპერიმენტული დასაბუთება იმისა, რომ ნაკადის განაწილება ნიშუშში მართლაც ძალიან ნელა იცვლება დროში, მიღებული იყო კიმის და სხვ. მიერ [17]. მათ აჩვენეს, რომ მეორე გვარის ზეგამტარი ცილინდრის მიერ ჩატყერილი ნაკადი დროში მიიღევა და ნარჩენი ნაკადი Int -ს წრფივი ფუნქციაა. ამ მოვლენას “კრიპს” უწოდებენ. მეორე გვარის შეუქცევად ზეგამტარებში ნაკადის კრიპის თეორია პირველად განავითარა ანდერსონმა [18]. ნაკადის კრიპის თეორიული ანალიზი და აღრეული განტოლებები წრფივია [19], [20]. მოგვიანებით კი ნაკადის კრიპის მონაცემების უფრო ზუსტმა გაზომვებმა სკვიდით, აჩვენა, რომ ძალზე მნიშვნელოვანია სწორედ არაწრფივი ეფექტები და მიღებულ იქნა ჰაგენის [20] თეორიული მოდელის განზოგადოება და n -ხარისხის მაჩვენებლის შერჩევის მეთოდები [21].



бсб. 9 δ , δ

$M(H_a)$ დამაგნიტებულობის გამოთვლისათვის გარდა ბინის კრიტიკული მდგომარეობის მოდელისა, გამოიყენება კიმის და ექსპონენციალური მოდელები [22]. კრიტიკული მდგომარეობის მოდელი ითვალისწინებს, რომ ნაკადი მოიცავს მაკროსკოპულ არეს და j_c დენის სიმკვრივე კრიტიკულია. $j = j_c(H_a)$ პირობა სრულდება ნიმუშის რაღაც ნაწილში (იქ, სადაც ნაკადი არსებობს). სწორედ ამ ნაწილში მყარდება კრიტიკული მდგომარეობა. ამ არეში გრიგლების მესერი წონასწორულია და ადგილი არა აქვს კრიპის მოვლენას. ასეთ შემთხვევაში საკმაოდ დიდი სიზუსტით შესაძლოა დამაგნიტებულობის გამოთვლა კრიტიკული მდგომარეობის მოდელის გამოყენებით.

მთელ რიგ შრომებში [23,24,80] ნაჩვენებია, რომ კრიტიკული მდგომარეობის მოდელი ეფექტურად გამოიყენება როგორც დამაგნიტებულობის, ასევე ნარჩენი მაგნიტური მომენტის გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულების შესასწავლად.

ზეგამტარობის მოვლენის აღმოჩენის შემდეგ მთავარი ამოცანა გახდა ისეთი ზეგამტარი ნივთიერებების მიღება, რომელთა კრიტიკული პარამეტრები (T_c , j_c და s_{3v}) მაღალტემპერატურული ზეგამტარების ტექნოლოგიური მიზნებისათვის გამოყენების საშუალებას მოგვცემდა [49,54,56]. 70-იან წლებში მიღებულ იქნა Nb_3Ge შენადნობი, რომლის კრიტიკული ტემპერატურა $T_c=23,2$ K იმ დროისათვის მაქსიმალური იყო.

1986 წელს შვეიცარიელი მეცნიერების ბედნორცის და მიულერის მიერ აღმოჩენილ იქნა ზეგამტარობა La-Ba-Cu -O (1-2-3 ტიპის) კერამიკისათვის $T_c=35$ K. ტემპერატურაზე. მათ აღმოჩენაში

მთავარი იყო La-ის ატომების შეცვლა Y-ის ატომებით და ამით კრიტიკული ტემპერატურის გაზრდა. ოქსიდური კერამიკის შესწავლისას დააკვირდნენ, რომ თავდაპირველად ზრდადი ელექტროწინააღმდეგობა $T=35$ K -მდე გაცივებისას მკვეთრად დაეცა

და დაახლოებით 20-25 K -ის ინტერვალში გაზომვის სიზუსტის საზღვრებში, ნული გახდა. წინააღმდეგობის დაცემის დაწყების T_c ტემპერატურა და ინტერვალი, რომელშიც მიიღწევა მისი ნულოვანი მნიშვნელობა, დამოკიდებული იყო ნიმუშის დამზადების ტექნოლოგიაზე. გამოკვლევამ აჩვენა, რომ ნიმუშები წარმოადგენენ პოლიკრისტალურ წარმონაქმნებს, რომლებიც შედგებიან რამდენიმე კრისტალური ფაზისაგან. მაგნიტური თვისებების შესწავლამ აჩვენა ძლიერი, მაგრამ არასრული დიამაგნეტიზმი და მაისნერის ეფექტი, რომელიც სწრაფად იზრდება ტემპერატურის შემცირებისას. გამოკვლევებმა აჩვენეს, რომ ლანთანურ ოქსიდებში ძალზე მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ნიმუშში ფენოვანი ტეტრაგონალური K_2NiF_2 ტიპის კრისტალური ფაზის არსებობა.

La-Ba-Cu-O ნაერთში ბარიუმის მისი უფრო მსუბუქი ანალოგით - სტრონციუმით შეცვლამ აჩვენა, რომ ზეგამტარ მდგომარეობაში გადასვლის დაწყების ტემპერატურა წინაცვლებს უფრო მაღალი ტემპერატურისაკენ, ხოლო გადასვლის სიგანე მკვეთრად ვიწროვდება.

დადგინდა, რომ ახალი ზეგამტარები მეორე გვარის ზეგამტარებია.

T_c ძალიან მგრძნობიარეა გარეშე წნევის მიმართ, ამან მეცნიერთა ჯგუფი კ.ვ. ჩუ და სხვ. [48] მიიყვანა იმ მოსაზრებამდე, რომ ლანთანი შეეცვალათ სხვა იშვიათმიწა ელემენტით-იტრიუმით. იტრიუმის ატომები უფრო კომპაქტურია, ვიდრე ლანთანის და ასეთ შეცვლას უნდა გამოეწვია იგივე ეფექტი, რაც გარეშე წნევის გაზრდას, მაგრამ უკვე "ქიმიური" გზით. კერძოდ, უნდა გამოეწვია მესერის დეფორმაცია და ნაერთში არსებული Cu^{+3} და Cu^{+2} იონების თანაფარდობის შეცვლა. პირველივე ექსპერიმენტში $Y_{1,2}Ba_{0,3}CuO_{4,8}$ ნიმუშში ზეგამტარ მდგომარეობაში გადასვლის დაწყების ტემპერატურა აღმოჩნდა 93K, ხოლო ნულოვანი წინააღმდეგობა 80 K-ზე მიიღწეოდა. ნიმუშის დამატებითი დამუშავების შემდეგ მიღწეული

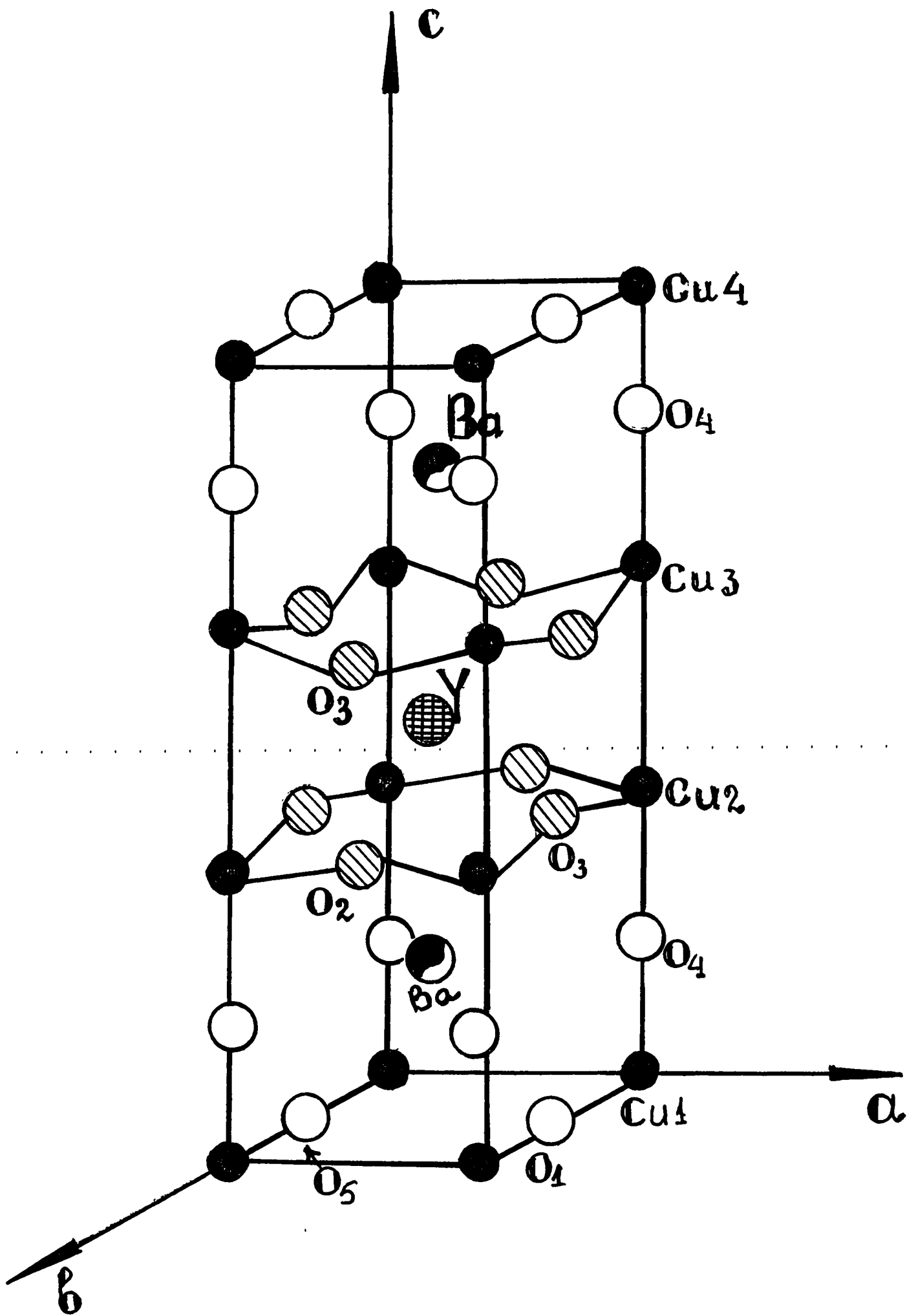
იქნა $T_c = 98$ K, ხოლო წინააღმდეგობა სრულიად ქრებოდა $T_c = 94$ K ტემპერატურაზე. ლანთან-ბარიუმის ზეგამტარებისაგან განსხვავებით აღმოჩნდა, რომ გარეშე წნევა ძალზე სუსტად მოქმედებს ზეგამტარობაში გადასვლის თვისებებზე. ეს შეიძლება აიხსნას იმით, რომ ნიმუშში უკვე გვაქვს “ქიმიური წნევის“ ეფექტი, ეს ეთანხმება რენტგენოსტრუქტურულ ანალიზს, რომელიც გვიჩვენებს, რომ Y-Ba-Cu-O მაღალტემპერატურული ზეგამტარის სტრუქტურა განსხვავებულია $K_2 Ni F_4$ სტრუქტურისაგან. დადგინდა, რომ იტრიუმის ზეგამტარების სტრუქტურა და თვისებები მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული მათი მიღების ხერხზე.

Y-Ba-Cu-O ნაერთებში გამოყოფილი და იდენფიცირებული იყო ორი ფაზა: $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ შავი ტეტრაგონალური მესერით და Y_2BaCuO_5 მწვანე ორთორომბული მესერით. მაგნიტურმა გაზომვებმა აჩვენა, რომ მაღალტემპერატურულ ზეგამტარობაზე პასუხისმგებელია მხოლოდ შავი ფაზა, მაგრამ ამ ფაზაშიც ზეგამტარ მდგომარეობაში გადასვლის ტემპერატურა და გადასვლის სიგანე რამდენადმე იცვლება ნიმუშის დამზადების მიხედვით. აღმოჩნდა, რომ იტრიუმის ნაერთებში იტრიუმის სხვა მონათესავე ელემენტებით შეცვლისას ზეგამტარობის თვისება ინახება. კერძოდ, აღმოჩნდა, რომ ზეგამტარია ყველა $ABa_2Cu_3O_{7-x}$ ნაერთი, სადაც A შეიძლება იყოს იტრიუმზე უფრო მძიმე იშვიათმიწა სამვალენტიანი ელემენტი: ლანთანი, სამარიუმი, ეროპიუმი, გადოლინიუმი, ჰოლმიუმი, ერბიუმი, ლუტეციუმი და სხვ [52,53,55]. შესაძლებელია აგრეთვე ამ ელემენტების კომბინაცია. ყველა ამ ნაერთისათვის გადასვლის დაწყების ტემპერატურა მოთავსებულია 90-98 K-ის ინტერვალში, ხოლო მდგომარეობა ნულოვანი წინააღმდეგობით მიიღწევა 70-94K საზღვრებში. რენტგენოსტრუქტურულმა ანალიზმა აჩვენა, რომ ყველა ნაერთს, გარდა $A=Lu$, აქვს თითქმის ტეტრაგონალური სტრუქტურა, რომელიც განსხვავდება $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ -ის სტრუქტურისაგან და

წინასწარი დამუშავების შედეგად შეიძლება იყოს იზოლატორი, ან ზეგამტარი და ანტიფერომაგნეტიკი. კი. ცდამ აგრეთვე აჩვენა, რომ ზეგამტარის თვისებები ინახება $Ba = Cu$ შეცვლისას. ამავე დროს გაირკვა, რომ როგორც ლანთანუმის, ისე იშვიათმიწა ნაერთების ზეგამტარი თვისებები ძალზე მგრძობიარეა სპილენძის შემცველობის მიმართ. სპილენძის სხვა მეტალებით, თუნდაც ნაწილობრივი შეცვლა მკვეთრად ამცირებს T_{0c} -ს. ამავე დროს აღსანიშნავია, რომ ყველა შესწავლილ ზეგამტარში ძალზე მნიშვნელოვან როლს ასრულებს ჟანგბადი.

მაღალტემპერატურული ზეგამტარული $YBa_2Cu_3O_7$ - ს ნიმუშის ელემენტარულ უჯრედს აქვს ორთორომბული პეროვსკიტის სტრუქტურა ჟანგბადის დეფიციტით, პარამეტრებით a, b, c . ამასთან, $a=3,82 \text{ \AA}$, $b=3,88 \text{ \AA}$, $c=11,68 \text{ \AA}$. ნახ. 10. უჯრედის ცენტრში Y-ის ატომია მოთავსებული, Z(c) ღერძის გასწვრივ იგი გარშემორტყმულია ორი Cu-O სიბრტყით. Cu(1) ბაზისური სიბრტყე მოქცეულია Ba-ის ორ სიბრტყეს შორის. Cu(1) სიბრტყეში ჟანგბადი გვაქვს b ღერძის გასწვრივ. a-ღერძის გასწვრივ ჟანგბადი არა გვაქვს. Cu(1) სიბრტყეში b ღერძის გასწვრივ გვაქვს Cu-O-Cu-O ჯაჭვი, a ღერძის გასწვრივ კი Cu-Cu-Cu- ჯაჭვი. 1-2-3 სისტემაში გამტარებლობა განხორციელებულია Cu-O სიბრტყეებით და Cu-O ჯაჭვებით. ასეთივე სტრუქტურას აქვს ადგილი, თუ Y-ს შევცვლით იშვიათმიწა იონებით. (გარდა პრაზეოდიმისა).

დადგენილია, რომ Cu(1) სიბრტყეში ჟანგბადის მესერთან კავშირი უფრო სუსტია, ვიდრე Cu(2) სიბრტყეში. ამიტომ, თერმიული დამუშავებისას, ე.ი. $T > 400^\circ \text{C}$ ტემპერატურამდე გახურებისას ჟანგბადი



бсб.10

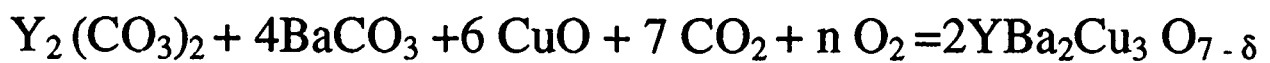
იწყებს გამოსვლას და ტოვებს თავის მდებარეობას ბაზისურ სიბრტყეში. (შეენიშნოთ, რომ ჟანგბადიან ატმოსფეროში გამოწვისას ჟანგბადი იჭერს თავის მდებარეობას Cu (I) სიბრტყეში. ე.ი. ჟანგბადის შესვლა და გამოსვლა შექცევადია).

თავი 1

ექსპერიმენტული ნაწილი

§ I. ნიმუშის დამზადება

მასიური ზეგამტარი კერამიკული ნიმუშის მიღების მრავალ ცნობილ მეთოდს (მრავალჯერადი დაფქვა და განმეორებითი დაწნეხვა, აფეთქების წესი, ცხელი დაპრესვა და სხვ. [26]) შორის ჩვენს მიერ შერჩეულ იქნა ნიმუშის მიღების მყარსხეულოვანი რეაქციის მეთოდი. საწყისი ნივთიერებების $Y_2(CO_3)_2$, CuO , $BaCO_3$, $BaCO_3$ მასური რაოდენობები განისაზღვრა შემდეგი განტოლების მხედველობაში მიღებით:



2-გრამიანი ნიმუშის მიღებისათვის აღებულ იქნა ძირითადი ნივთიერების შემდეგი რაოდენობები:

$Y_2(CO_3)_2$ --- 0,640 გრ.

$BaCO_3$ --- 1,420 გრ.

CuO --- 0,860 გრ.

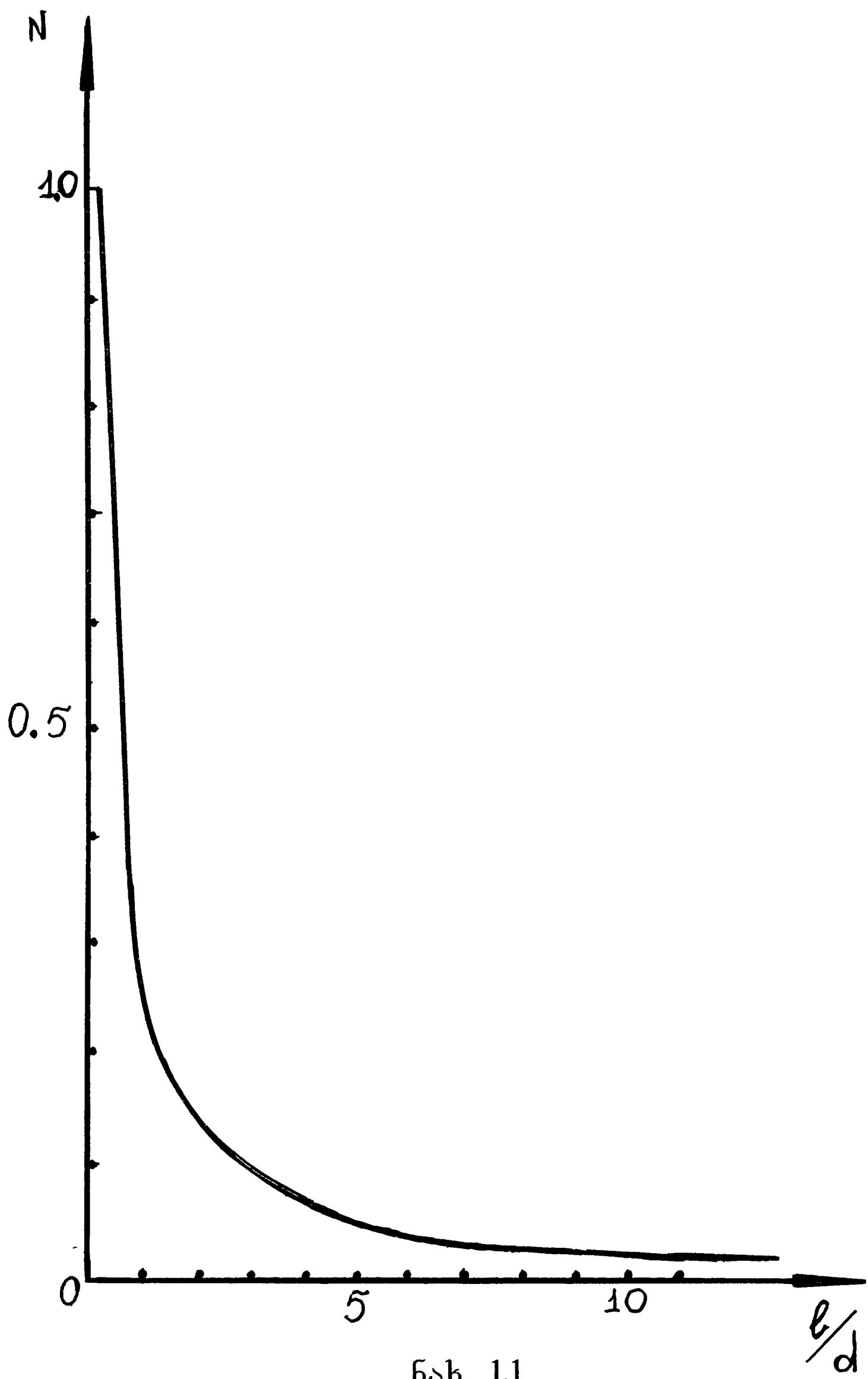
ჟანგბადის დეფიციტი (δ კოეფიციენტის სიდიდე), როგორც ცნობილია, განმსაზღვრელ გავლენას ახდენს კერამიკის თვისებებზე. როცა $\delta > 0,5$, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ კერამიკას ტეტრაგონალური მესერი აქვს და იგი ნახევარგამტარია, როცა $\delta < 0,5$, მესერის სტრუქტურა რომბისებურია და კერამიკა ზეგამტარია $\sim 90 K$ -ის ტოლი კრიტიკული ტემპერატურით [27]. ჟანგბადის დეფიციტის შეცვლა ჩვეულებრივ მიიღწევა ნიმუშის გამოწვით შესაბამის ტემპერატურულ რეჟიმში, რის შედეგადაც მოცემულ თერმოდინამიკურ პირობებში მიიღება ჟანგბადის წონასწორული რაოდენობა. შრომაში [28] წარმოდგენილია ტექნოლოგიის სხვა მეთოდი, რომელიც ემყარება

ოთახის ტემპერატურაზე განხორციელებულ ელექტროქიმიურ რეაქციას ტეტრაბუტილამონის პერხლორატის ხსნარში, კერამიკული ელექტროდით $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. ავტორები 4-10 სთ-ის განმავლობაში ატარებდნენ $j = 0,2$ მა/სმ² სიმკვრივის დენს მუშა მოცულობაში და გაზარდეს δ სიდიდე 0,14 ერთეულით.

აღსანიშნავია, რომ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ კერამიკისათვის დაჟანგვა-აღდგენის რეაქცია შექცევადია.

ნიმუშის დამზადების პირველ პერიოდში ხდება საწყისი ნივთიერებების გულდასმით მექანიკური შერევა. ამის შემდეგ, მიღებული ნარევი ისრისება-ინაყება აგატის სანაყში, მიღებული მასა კვარცის ფირფიტით თავსდება ღუმელში, სადაც 9-სთ-ის განმავლობაში იმყოფება $960^{\circ}C$ ტემპერატურულ რეჟიმში, თან პერიოდულად მიეწოდება ჟანგბადი $\approx 50-60$ ლ/სთ სიჩქარით. შემდეგ ნარევი თანდათან ცივდება და $500^{\circ}C$ ტემპერატურაზე იწყება ღუმელში ჟანგბადის შებერვა ოთახის ტემპერატურის დამყარებამდე. პროცედურის შედეგად მიიღება შავი ფოროვანი მასა, რომელიც კვლავ ინაყება აგატის სანაყში, კვლავ ხდება მისი ღუმელში გამოწვა ზემოთ აღწერილი მეთოდით, პროცედურა მთლიანად მეორდება სამჯერ, შემდეგ ფხვნილი სპეციალურ საწნეხში იწნეხება და იღებს საჭირო ფორმას და ზომას. ჩვენს მიერ მიღებული ნიმუში ცილინდრული გეომეტრიისაა.

ზემოთ აღწერილი მეთოდით დამზადებული მაღალტემპერატურული კერამიკული $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ზეგამტარი ნიმუში, მეტალოქსიდი, $T_c=93$ K კრიტიკული ტემპერატურით, წარმოადგენს $d = 5$ მმ-ის ტოლი დიამეტრისა და $l = 10$ მმ-ის ტოლი სიგრძის ცილინდრს. განმაგნიტების ფაქტორი ასეთი ნიმუშისათვის, რომლის სიგრძის შეფარდება დიამეტრთან ≈ 2 , აღმოჩნდა 0,14-ის ტოლი,



б.б. 1.1

რომელიც განსაზღვრულია [29] შრომაში მოცემული ცხრილის მნიშვნელობებით აგებული $N=f(1/d)$ მრუდიდან (ნახ. 1.1).

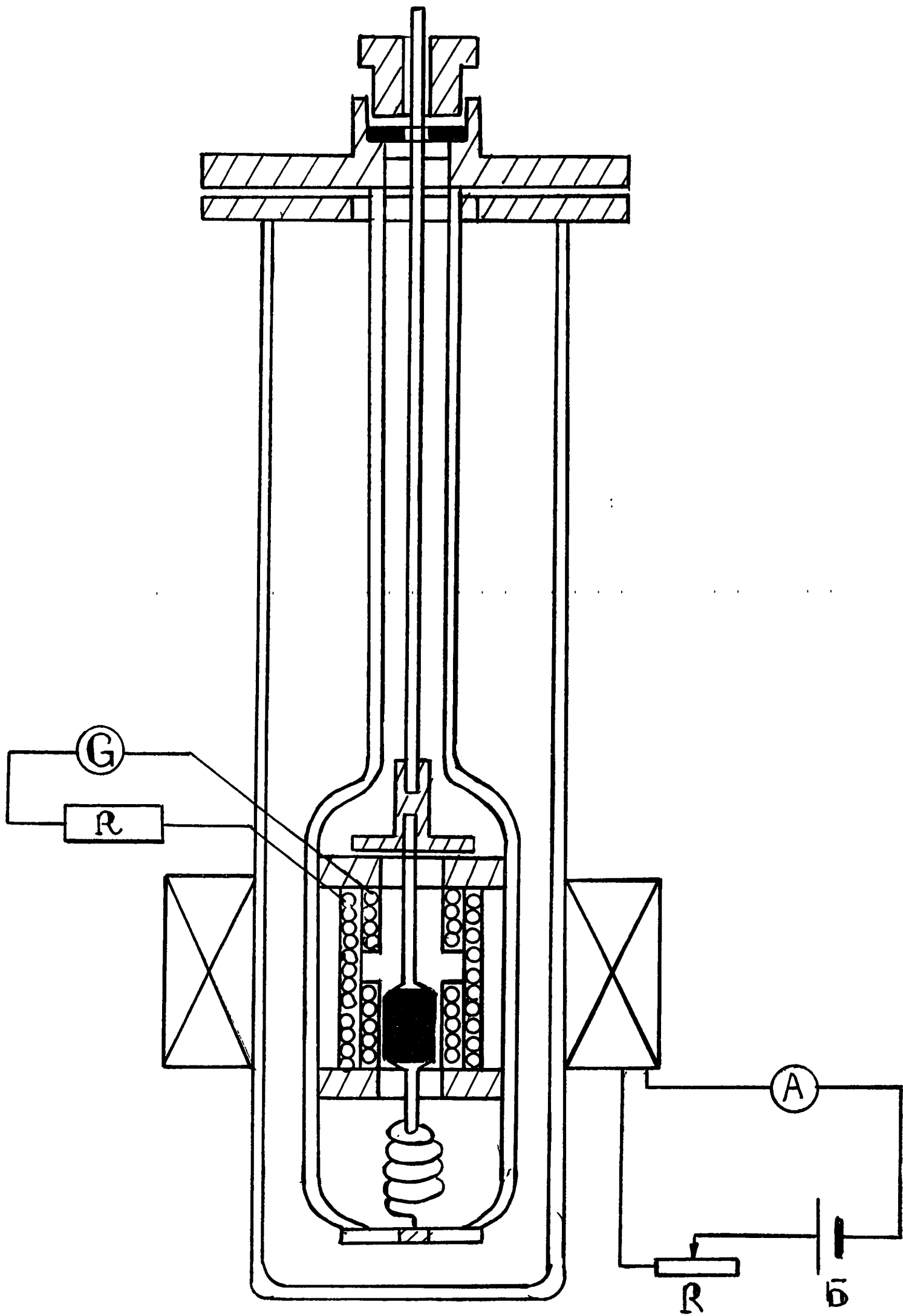
დისერტაციის მე-6 თავში განხილულ ექსპერიმენტში გამოიყენებოდა იგივე მეთოდით დამზადებული $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ზეგამტარი ნიმუში, წინა ნიმუშისაგან მცირედ განსხვავებული პარამეტრებით. კერძოდ, $T_c=92$ K, $l=10$ მმ, $d=20$ მმ. შესაბამისად, ამ ნიმუშისათვის $N=0,07$.

§ 2. ექსპერიმენტული დანადგარის აღწერა.

ზეგამტარი ნიმუში მოთავსებულია ჰერმეტიულ ამპულაში, ფიქსატორებს შორის, რომელსაც შეეძლო გადაადგილება ორ გამზომ, ერთმანეთის შემხვედრად შეერთებულ ინდუქციურ კოჭას შორის, რომლებიც ჩართული იყვნენ გალვანომეტრის წრედში. ნიმუშის გადატანა ერთი კოჭიდან მეორეში ხდებოდა ღეროს მოძრაობით, რომლის ერთი ბოლო მიმაგრებული იყო ამპულაზე, მეორე ბოლო კი ჩობალში შემჭიდროებული გამოდიოდა კრიოსტატის სახურავის გარეთ. გამზომი ინდუქციური კოჭები დამზადებულია 60 მკმ დიამეტრის სპილენძის მავთულისაგან. კოჭის საშუალო დიამეტრი არის 8 მმ, სიგრძე 12 მმ. თითოეულ კოჭაში ხვიათა საერთო რიცხვია $n=3000$. გამზომი კოჭების ჯამური წინააღმდეგობა ოთახის ტემპერატურაზე იყო $R_{300K}=1200$ ომი, აზოტის ტემპერატურაზე კი $T_{77K}=160$ ომი. გალვანომეტრის წრედში მიმდევრობით შეერთებულია დამატებითი წინააღმდეგობა $R=1500$ ომი.

გალვანომეტრის წრედის საერთო წინაღობა ტოლი იყო გალვანომეტრის კრიტიკული წინაღობისა: $R=2 \cdot 10^3$ ომი. ($R_{გალ}=330$ ომი), გალვანომეტრის C მუდმივა განსაზღვრული იყო წინასწარ ჩატარებულ სპეციალურ ექსპერიმენტში და აღმოჩნდა $C=(1,99 \pm 0,01) \cdot 10^{-9}$ (კ/მმ)/მ.

გარეშე მაგნიტური ველი შექმნილი იყო სოლენოიდის მიერ, რომლის შიგა დიამეტრი შეადგენდა $D=100$ მმ. სიგრძის ერთეულზე ხვიათა რიცხვი ტოლი იყო: $n=150$ სმ⁻¹. სოლენოიდის ველი დაგრაღუირებულ იქნა და კარგ თანხვედენაში აღმოჩნდა ცნობილი ფორმულით $H=0,4 \pi In$ გამოთვლილ მნიშვნელობასთან, სადაც I დენი გაიზომება ამპერებში, ველი კი გაუსებში. ნიმუშის ტემპერატურის



ღანადგარის სქემა

ნახ. 1. 2

გასაზომად გამოყენებული იყო სპილენძ-კონსტანტანის თერმოწყვილი. მისი ერთი ბოლო მოთავსებული იყო მდნობარე ყინულში, მეორე ბოლო კი სითბურ კონტაქტში იმყოფებოდა ნიმუშთან. კონსტანტანის მავთულის დიამეტრი უდრიდა 150 მკმ-ს, სპილენძისა კი -250 მკმ-ს. თერმოწყვილი მიერთებული იყო გამზომ ხელსაწყოსთან. იგი წინასწარ დაგრადუირებული იყო რეპერული წერტილებით. (ჰელიუმის დუდილის ტემპერატურა, აზოტის დუდილის ტემპერატურა, ყინულის დნობის ტემპერატურა). ნიმუშის ტემპერატურის გაზომვა და სასურველი მნიშვნელობის შენარჩუნება ხორციელდებოდა აზოტის კრიოსტატში. აზოტიან აბაზანაში მოთავსებული იყო გადაბრუნებული დიუარი გამახურებლით, რომელიც ცილინდრულ კარკასზეა დახვეული, ამ კარკასის ღრუში თავსდებოდა ნიმუში და გამზომი კოჭები (ნახ. 1.2), გამახურებელში სითბოს გამოყოფის შედეგად გადაბრუნებულ დიუარში ხდება აზოტის ინტენსიური აორთქლება, ნაჯერი ორთქლის წნევა იზრდება და თხევადი აზოტი გამოიდევნება აზოტის აბაზანაში. როცა აზოტის დონე დიუარში იმდენად დაიწევს, რომ ნიმუში აზოტის ორთქლში აღმოჩნდება, მისი ტემპერატურის რეგულირება შესაძლებელი ხდება გამახურებელში დენის ცვლილებით. ექსპერიმენტის დროს 77-96K ინტერვალში ტემპერატურის ცვლილება ხდებოდა 0,2K -ის ტოლი ბიჯით და მისი ყოველი მნიშვნელობა უცვლელად დაფიქსირებული იყო ათეული წთის განმავლობაში.

§ 3. გაზომვის ბალისტიკური მეთოდი.

ექსპერიმენტში გამოყენებული გაზომვის ბალისტიკური მეთოდი საშუალებას იძლევა საკმაო სიზუსტით განისაზღვროს ნიმუშის B მაგნიტური ინდუქცია და მისი დახმარებით M-დამაგნიტებულობა. მეთოდი ემყარება იმ q მუხტის გაზომვას,

რომელიც ნიმუშის გარემომცველი ინდუქციური კოჭის ხვებში ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენის გამო გადის.

$M(H_a)$ და $B(H_a)$ დამოკიდებულების გასაზომად ექსპერიმენტში გამოყენებულია ბალისტიკური მეთოდის შემდეგი მოდიფიკაცია: გვაქვს ორი იდენტური, საწინააღმდეგო (შემხვედრი) მიმართულებით დახვეული გამზომი კოჭა, ჩართული მიმდევრობით ბალისტიკური გალვანომეტრის ქსელში კრიტიკულ წინააღმდეგობასთან ერთად. ნიმუშის გადატანა ერთი გამზომი კოჭიდან მეორეში იწვევს მაგნიტური ნაკადის გაზრდას პირველ კოჭაში და შესაბამისად, ნაკადის შემცირებას მეორე კოჭაში ერთი და იგივე სიდიდით. კოჭის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი მასში ნიმუშის არსებობისას მოიცემა შემდეგნაირად:

$$\Phi_1 = BS_0 + H(S_k - S_0) \quad (1.1)$$

სადაც B - მაგნიტური ინდუქციაა, H_a -გარეშე ველია, ხოლო S_k და S_0 კოჭის და ნიმუშის კვეთის ფართობებია, შესაბამისად.

იგივე კოჭის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი ნიმუშის გარეშე იქნება:

$$\Phi_2 = HS_k \quad (1.2)$$

ამგვარად, აღებულ კოჭაში მაგნიტური ნაკადის ცვლილება კოჭის მოცულობიდან ნიმუშის გამოძევების შემდეგ იქნება:

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = HS_k - BS_0 - H(S_k - S_0) = (H_a - B)S_0 \quad (1.3)$$

(1.3) - ში გავითვალისწინოთ ცნობილი თანაფარდობა:

$$\Delta\Phi = \frac{RC_g \Delta N}{n} \quad (1.4)$$

სადაც R - გალვანომეტრის წრედის საერთო წინააღმდეგობაა, C_g - გალვანომეტრის მუდმივაა და იგი წინასწარ სპეციალური ექსპერიმენტით იქნა განსაზღვრული, n -კოჭას საერთო ხვიათა რიცხვია, ხოლო ΔN - გალვანომეტრის სკალაზე მაქსიმალური გადახრაა.

(1.4)-ის გათვალისწინებით და აგრეთვე იმის მხედველობაში

მიღებით, რომ ორი კოჭის არსებობისას სიგნალი ძლიერდება ორჯერ, მაგნიტური მომენტისათვის მივიღებთ:

$$-4\pi M = \frac{\Delta\Phi}{2S_0(1-N)} = \frac{c C_g R}{2nS_0(1-N)} \Delta N \quad (1.5)$$

სადაც c სინათლის სიჩქარეა.

მოცემული გარეშე ველისათვის ნიმუშის ნარჩენი დამაგნიტებულობის გასაზომად გამოყენებული იყო იგივე მეთოდი, რაც დამაგნიტებულობის გაზომვისას, მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ ამ დროს იზომებოდა წრედში გამავალი მუხტის მნიშვნელობა მოცემული გარეშე მაგნიტური ველის გამორთვის შემდეგ ნიმუშის გადატანისას ერთი გამზომი კოჭიდან მეორეში. $M_r e_m$ -ნარჩენი დამაგნიტებულობის გაზომვის პროცედურა მეორდებოდა H_m გამორთვის ველის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის.

ექსპერიმენტის ცდომილება ძირითადად განპირობებულია (1.5) ფორმულაში შემავალი ათინათის ΔN გადახრის სიდიდის ცდომილებით, რომელიც გალვანომეტრის სკალის უმცირესი დანაყოფის, მილიმეტრის ნახევრის ტოლია და მერყეობს 5%-დან 0,1 % - მდე მცირე და დიდი გადახრებისას, შესაბამისად. დანარჩენი სიდიდეების აბსოლუტური ცდომილებები სიმცირის გამო უგულვებელყოფილია.

თავი II

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ კერამიკული ზეგამტარი ნიმუშის დამაგნიტებულობის ექსპერიმენტული მარყუჟის ანალიზი.

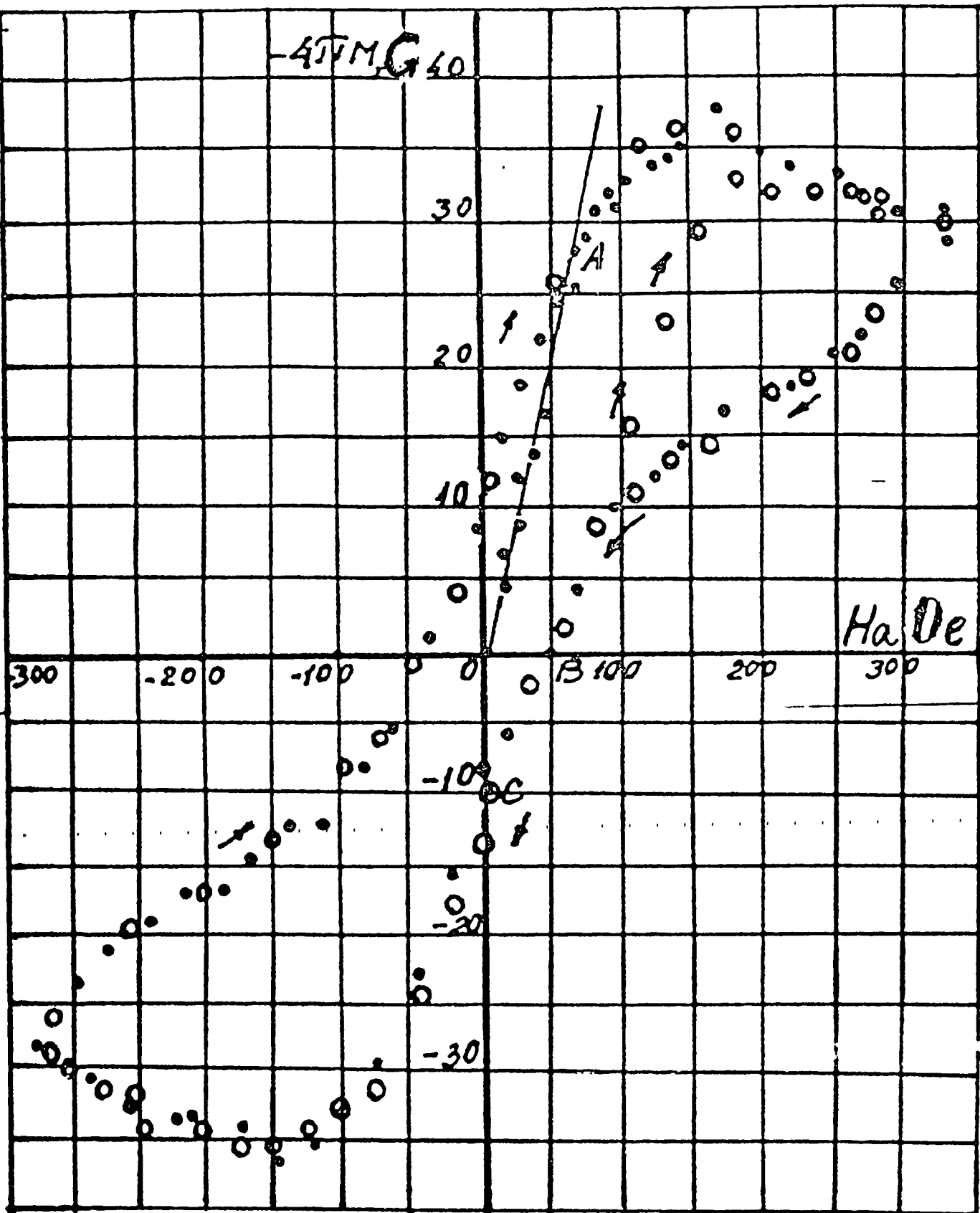
მთელი რიგი შრომები [30-40] ეძღვნება მაღალტემპერატურული ზეგამტარების დამაგნიტებულობის კომპლექსურ შესწავლას. კერძოდ, დიდ ინტერესს იწვევს უკონტაქტო მეთოდით ნიმუშის მაგნიტური მომენტის დამოკიდებულება გარეშე მაგნიტური ველისაგან, დამაგნიტების წინაისტორიისაგან, ტემპერატურისაგან და სხვ.

ჩვენს მიერ ჩატარებულ ექსპერიმენტებში გამოყენებულია მყარსხეულოვანი რეაქციის მეთოდით (იხ. თავი I) დამზადებული კერამიკული, პოლიკრისტალური ნიმუში $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. აღსანიშნავია, რომ ეს შენაერთი გამოირჩევა ფიზიკური და სტრუქტურული თვისებების საკმაო სტაბილურობით.

დამაგნიტებულობის გასაზომად გამოყენებული იყო გაზომვის ბალისტიკური მეთოდი და (1.13) თანაფარდობა.

ექსპერიმენტი ტარდებოდა შემდეგი თანმიმდევრობით: ნიმუში ცივდებოდა $T=77$ K ტემპერატურამდე $H_a = 0$ - ნულოვან მაგნიტურ ველში (zfc- zero field cooled პროცედურა) და იზომებოდა მისი M_{zfc} დამაგნიტებულობა გარეშე მაგნიტური ველის ცვლილებისას 10-ერსტედის ტოლი ბიჯით $0 + \pm 320$ ერსტედის ინტერვალში. მიღებული ჰისტერეზისული მარყუჟი ნაჩვენებია • წერტილებით ნახ.2.1 -ზე. $H_a < H_c$ იველების უბანში გამოხატული საწყისი წრფივი უბანი დამახასიათებელია მეორე გვარის ზეგამტარებისათვის და განპირობებულია მაისნერ-ოქსენფელდის ეფექტით, (ეკრანირებული

-47M, G 40



Бдб.2.1

დენების მაგნიტური მომენტი). $M_{zfc}(H_a)$ დამოკიდებულების წრფიდან გადახრის წერტილი განსაზღვრავს H_{c1} პირველი კრიტიკული ველის მნიშვნელობას: $H_{c1} = 60$ ერსტ. $H_a > H_{c1}$ უბანში $4\pi M_{\text{ეკრ}}$ - სიდიდეს ემატება ნიშნით საპირისპირო $4\pi M_{\text{გრიგ}}$ -გრიგლური დამაგნიტებულობა. გარეშე მაგნიტური ველის $H_a=150$ ერსტ. მნიშვნელობამდე ნიშნის $-4\pi M$ ჯამური დამაგნიტებულობა აგრძელებს ზრდას, ხოლო შემდეგ კლებულობს. ეს აიხსნება იმით, რომ გარეშე ველის ზრდისას ეკრანირებული დენების დამაგნიტებულობის ზრდის სიჩქარე $H_a=150$ ერსტ. მნიშვნელობამდე აღემატება მის საწინააღმდეგოდ მიმართული გრიგლების დამაგნიტებულობის ზრდის სიჩქარეს, ე.ი. $dM_{\text{ეკრ}}/dH_a > dM_{\text{გრ}}/dH_a$, ხოლო 150 ერსტ.-ის ზევით სურათი საწინააღმდეგოდ იცვლება. გარეშე მაგნიტური ველის 150 + 320 ერსტ. ინტერვალში აღინიშნება $-4\pi M$ ჯამური დამაგნიტებულობის შემცირება. გარეშე ველის კლებისას $H_{\text{max}}=320$ ერსტ. მნიშვნელობიდან 0-მდე შეინიშნება, რომ დამაგნიტებულობის მრუდი შეუქცევადია, რაც დამახასიათებელია II გვარის ხისტი ზეგამტარებისათვის. ნახ. 2.1-დან ჩანს, რომ გარეშე მაგნიტური ველის ნულოვანი მნიშვნელობისათვის ნიშნულში ჩაყინული, პინინგ-ცენტრებზე დამაგრებული გრიგლების ნარჩენი (remanent) დამაგნიტებულობა $-4\pi M_{\text{rem}} = 8$ გს. საპირისპირო მიმართულების გარეშე მაგნიტური ველის ცვლილებისას 0 + - 320 ერსტ. და -320 + 0 ერსტ. ინტერვალში ნიშნის $-4\pi M_{\text{ჯ}}$ -ჯამური დამაგნიტებულობის H_a გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულება ნახ. 2.1-ზე ნაჩვენებია a-b-c მრუდით. გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულების შემდგომი ცვლილებისა და მისი ზრდისას ადგილი აქვს $-4\pi M_{\text{ჯ}}(H_a)$ მრუდის შეერთებას

დამაგნიტებულობის საწყის მრუდთან (წერტილი C ნახ. 2.1-ზე), რის შედეგადაც მიიღება ნიმუშის ჯამური დამაგნიტებულობის მარყუვი.

გარეშე მაგნიტური ველის ციკლირებისას, ყოველი ნახევარი პერიოდის შემდეგ ხდება ნიმუშის გადამაგნიტება, ანუ ნარჩენი გრიგლების და ახალი, საპირისპირო მიმართულების გრიგლების შენაცვლება და თანაარსებობა. ამ პროცესის დაწვრილებითი განხილვა მოცემულია მე-6 თავში.

$-4\pi M(H_a)$ დამოკიდებულების ჰისტერეზისის სიგანე ბინის კრიტიკული მდგომარეობის მოდელის მიხედვით, დაკავშირებულია j_c კრიტიკული დენის სიმკვრივესთან შემდეგი ფორმულით:

$$j_c \cong \frac{2(M \downarrow - M \uparrow)}{R}, \quad (2.1)$$

სადაც $M \downarrow$ არის ნიმუშის დამაგნიტებულობა გარეშე მაგნიტური ველის კლებისას, $M \uparrow$ კი -ველის ზრდისას. თუ მარცვლები, (გრანულები) ნიმუშში იმდენად ახლოა ერთმანეთთან, რომ ნიმუში განიხილება როგორც მასიური, მაშინ R მისი მახასიათებელი ზომაა, ხოლო თუ მარცვლები იზოლირებულია, მაშინ მახასიათებელ მანძილად აღებულია მარცვლის ზომა. ამ უკანასკნელი დაშვების გათვალისწინებით დაახლოებით სფერული ფორმის $R \sim 10^{-5}$ მ რადიუსიანი მარცვლებისათვის და $1,2 \text{ გს} = 1,2 \cdot 10^3 \text{ ა/მ}$ ჰისტერეზისის სიგანისათვის ვღებულობთ: $j_c \sim 10^4 \text{ ა/სმ}^2$.

ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე შეიძლება შეფასებულ იქნას გრიგლების რიცხვი გარეშე მაგნიტური ველის რამდენიმე შემთხვევაში. კერძოდ, როცა $M_{\text{კერ}} = M_{\text{გრ}}$ (წერტილი B ნახ. 2.1-ზე), შეფასებულია n_1 -გრიგლების რიცხვი იმის მხედველობაში მიღებით, რომ $H_a = 0$ დროს $\Phi_1 = BS_0 = 4\pi M_{\text{grig}}(1 - K)$:

$$n_1 = \frac{\Phi_1/S_0}{\Phi_0} = \frac{4\pi M_{grig}(1-K)}{\Phi_0} = 8,6 \cdot 10^7 \text{ სმ}^{-2} \quad (2.2)$$

აგრეთვე შეიძლება შეფასდეს ნიმუშში $H_a=0$ ნულოვანი გარეშე მაგნიტური ველის დროს ჩაყინული გრიგლების n_2 რიცხვი, ამ დროს ეკრანირებული დენების დამაგნიტებულობა 0-ის ტოლია და ჯამური დამაგნიტებულობა განპირობებულია მხოლოდ გრიგლური წვლილით: $M \downarrow(0) = M_{გრ} = 0,8$ გს. შესაბამისად,

$$n_2 = \frac{\Phi_2/S_0}{\Phi_0} = 4,3 \cdot 10^7 \text{ სმ}^{-2} \quad (2.3)$$

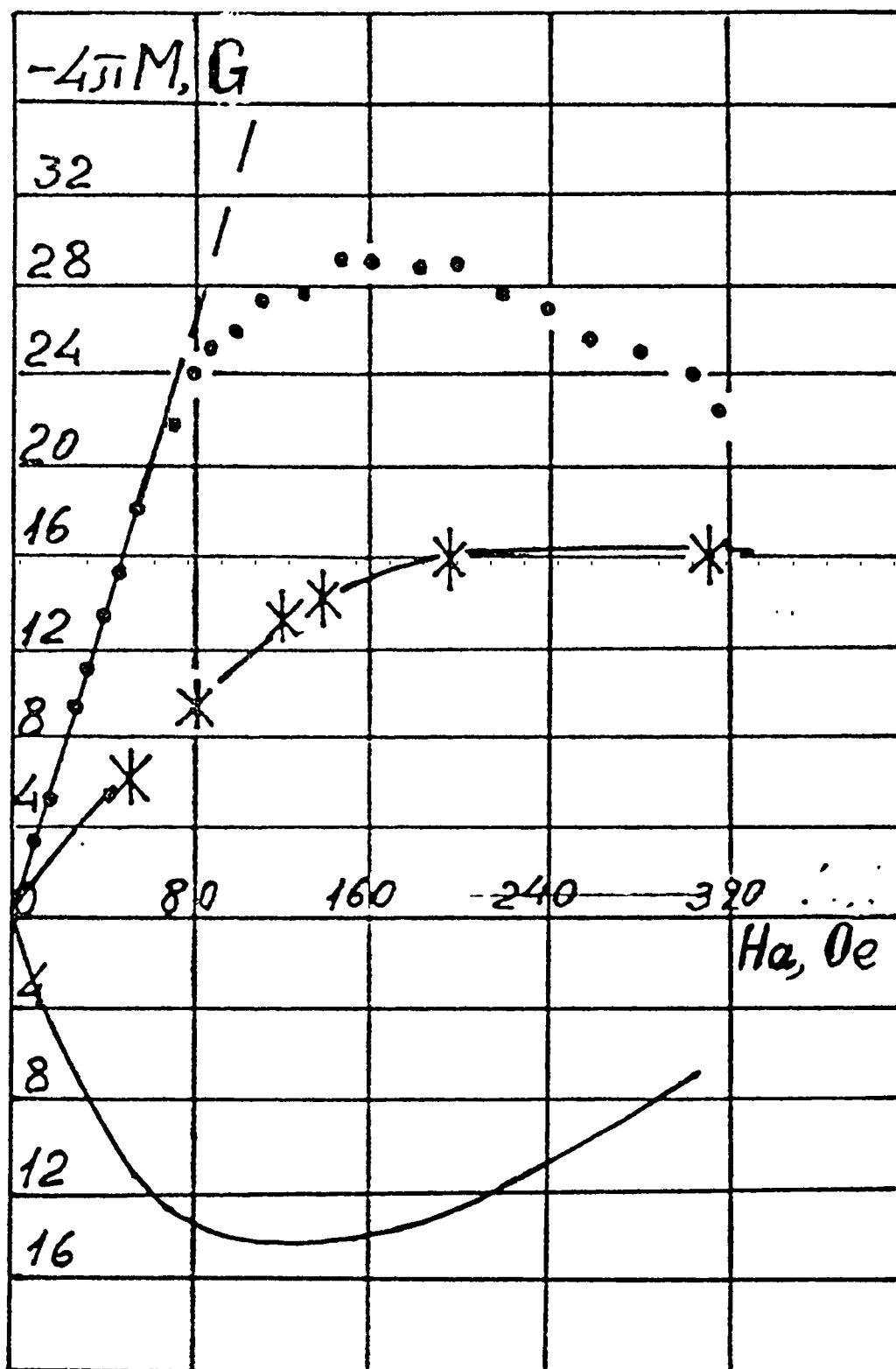
n_1 და n_2 რიცხვების დახმარებით შესაძლებელია $H_{c1} — 0$ ინტერვალში გარეშე მაგნიტური ველის კლებისას გრიგლების რიცხვის შემცირების კანონის დადგენა. ამისათვის აღნიშნულ უბანში განვიხილოთ ΔM სხვაობის დამოკიდებულება გარეშე H_a მაგნიტური ველისაგან. (ΔM არის $M \downarrow = (M_{ეკრ} + M_{გრ}) \downarrow$ და $M \uparrow = M_{ეკრ} \uparrow$ სიდიდეებს შორის სხვაობა). ვღებულობთ, რომ $\Delta M = M_{გრ} \downarrow$. თუ დავუშვებთ, რომ $M_{ეკრ}$ დამოკიდებულია მხოლოდ H_a გარეშე მაგნიტურ ველზე, და არა წინაისტორიაზე, მივიღებთ, რომ $\Delta M(H_a)$ დამოკიდებულება წრფივია. შესაბამისად, გრიგლების სიმკვრივეც ველების აღნიშნულ უბანში მცირდება წრფივი კანონით:

$$\frac{dn}{dH_a} = -8,6 \cdot 10^5 \text{ ერსტ.სმ}^{-2}$$

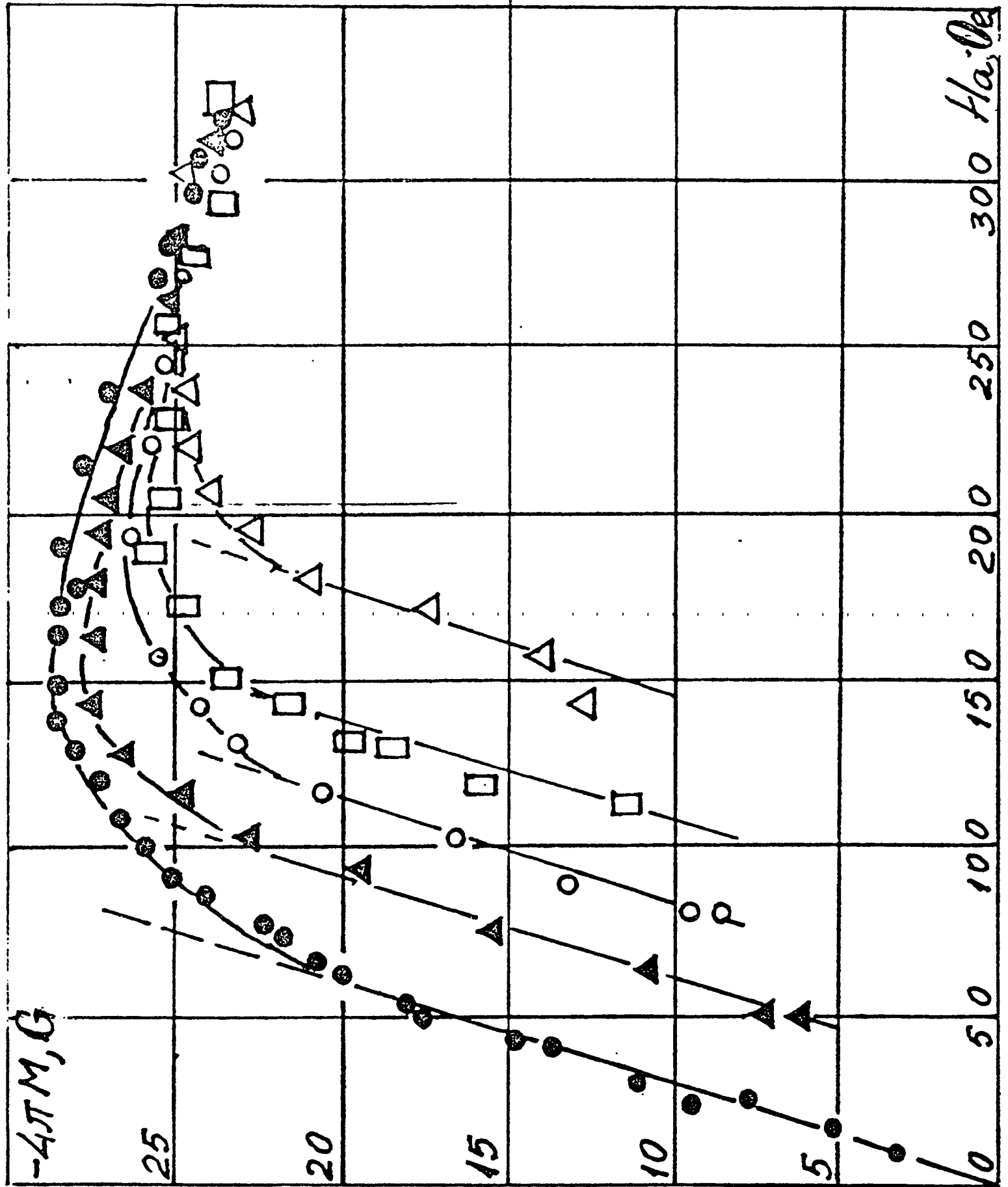
M_{zfc} მაგნიტური მომენტის ზემოთ აღწერილი გაზომვები შეესაბამება პროცესს, როცა ნიმუში ჯერ მაისნერის ფაზას გაივლის, ხოლო შემდეგ—შუბნიკოვის ფაზას. თუ ნიმუშს ნორმალურიდან ზეგამტარულ მდგომარეობაში გადავიყვანთ გარეშე მაგნიტური ველის არსებობის პირობებში, (fc -- field-cooled პროცედურა) მაშინ ნიმუში ჯერ შუბნიკოვის ფაზაში აღმოჩნდება, ხოლო შემდეგ კი მაისნერის

ფაზაში. გასაგებია, რომ პინინგის გამო M_{fc} და M_{zfc} მომენტები გარეშე მაგნიტური ველის ერთი და იგივე მნიშვნელობისათვის განსხვავდება.

77K ტემპერატურაზე M_{fc} პროცედურით მიღებული $M_{fc}(H_a)$ დამოკიდებულება * აღნიშნით ნაჩვენებია ნახ.2.2 -ზე. შავი წერტილებით ნაჩვენებია $M_{zfc}(H_a)$ დამოკიდებულება, ხოლო უწყვეტი ხაზით მოცემულია $\Delta M = M_{fc} - M_{zfc}$ სხვაობის H_a გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულება. $H_a < H_{c1}$ ველებისათვის ΔM წრფივად იზრდება და ნიმუშში არსებული გრიგლების წვლილს წარმოადგენს სრულ დამაგნიტებულობაში f_c პროცედურის დროს. $H_a > H_{c1}$ უბანში ΔM წარმოადგენს გრიგლების მომენტების სხვაობას ნიმუშში f_c და zfc პროცედურების დროს. ველის ზრდისას ΔM აღწევს მაქსიმუმს, შემდეგ კი მცირდება. ე.ი. ველის ზრდასთან ერთად დამაგნიტების წინაისტორიისაგან დამოკიდებულება სუსტდება. ნახ. 2.3-ზე ნაჩვენებია $M_{fc}(H_a)$ დამოკიდებულების მრუდები, როდესაც ზეგამტარობაში ნიმუშის გადაყვანა ხდებოდა H_a გარეშე მაგნიტური ველის სხვადასხვა მნიშვნელობების დროს. კერძოდ, $H_a = (0; 52; 77; 103; 155)$ ერსტ. რომლის შემდეგ წარმოებდა გარეშე მაგნიტური ველის ზრდა 320 ერსტ.-მდე. $0 - H_{c1}$ მაგნიტური ველის ინტერვალში, მიუხედავად იმისა, თუ როგორია ნიმუშის წინა მაგნიტური მდგომარეობა, დამაგნიტებული იყო იგი თუ არა, ახალი გრიგლების შესვლა ენერგეტიკულად არახელსაყრელია. ამავე დროს, რაც უფრო მეტია ზეგამტარობაში ნიმუშის გადაყვანის მაგნიტური ველი, მით უფრო ქვემოთ იწევს შესაბამისი მრუდი, ე.ი. მეტია ნიმუშში გრიგლები. $H_a = 280$ ერსტ.-ზე მეტი ველებისათვის გაზომვის ცდომილების ფარგლებში ყველა მრუდი ერთდება და მაგნიტური მომენტის მნიშვნელობა უკვე აღარ არის დამოკიდებული წინაისტორიისაგან (ნახ.2.3).



Биб. 2.2



бсб. 2.3

დამაგნიტებულობის ექსპერიმენტული მარყუჟის აღწერა ბინის კრიტიკული მდგომარეობის მარტივ მოდელში H_{c1} პირველი კრიტიკული ველის გათვალისწინებით.

ექსპერიმენტზე მიღებული ჰისტერეზისული მარყუჟის (ნახ.2.1) თეორიული გაანგარიშებისათვის გამოყენებულია კრიტიკული მდგომარეობის მოდელი [15] H_{c1} პირველი კრიტიკული მაგნიტური ველის გათვალისწინებით. ამ მოდელის თანახმად, გასწვრივ გარეშე მაგნიტურ ველში მოთავსებული ცილინდრული გეომეტრიის მქონე ნიმუშის შიგნით მაგნიტური B ინდუქციის განაწილება აღიწერება განტოლებით:

$$\frac{dB}{dr} = \frac{4\pi}{c} J_c \quad (3.1)$$

სადაც r კოორდინატი ათვლილია R რადიუსის გასწვრივ ცენტრიდან ცილინდრის ზედაპირისაკენ. ამ დროს სასაზღვრო პირობად აღებულია:

$$B = \begin{cases} H_a, & r = R \\ H_{c1}, & r = r_i \end{cases} \quad (3.2)$$

სადაც r_i ნიმუშის შიგნით გრიგლების ფრონტის შესაბამისი კოორდინატია. (3.2) -პირობის მხედველობაში მიღებით (3.1)-ის ამონახსნი გვაძლევს:

$$B(r) = \frac{4\pi}{c} j_c (r - R) + H_a \quad (3.3)$$

ნიმუშის შიგნით მაგნიტური ინდუქციის საშუალო მნიშვნელობისათვის გვაქვს:

$$\langle B \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R B(r) r dr \quad (3.4)$$

$H_{c1} < H_a < H_a^*$. ველებისათვის მაგნიტური ინდუქციის პროფილი სქემატურად წარმოდგენილია ნახ. 3.1 ა-ზე. r_i კოორდინატი შეიძლება განისაზღვროს (3.3)-დან, თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ $r=r_i$ დროს $B(r_i)=H_{c1}$:

$$r_i = R - \frac{H_a - H_{c1}}{\frac{4\pi}{c} j_c} \quad (3.5)$$

(3.4)-ის ინტეგრება (3.5) -ის მხედველობაში მიღებით გვაძლევს:

$$\langle B(r) \rangle = \frac{2}{R^2} \int_{r_i}^R B(r) r dr = H_0 - \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} + \left(1 - \frac{H_a - H_{c1}}{H_a^* - H_{c1}} \right)^2 \left(\frac{H_a^* - H_{c1}}{3} - \frac{H_a}{3} - \frac{2}{3} H_{c1} \right) \quad (3.6)$$

და $4\pi M$ დამაგნიტებულობისათვის გვაქვს:

$$4\pi M = \left(\frac{H_a^* - H_a}{H_a^* - H_{c1}} \right)^2 \left(\frac{H_a^* - H_a}{3} - H_{c1} \right) - \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} \quad (3.7)$$

(3.7)-ში H_a^* არის გარეშე მაგნიტური ველის ის მნიშვნელობა, რომლის დროსაც გრიგლების ფრონტი პირველად მიაღწევს ნიშუშის ცენტრს (ნახ. 3.1 ბ). $r_i=0$ წერტილში (3.5) გვაძლევს:

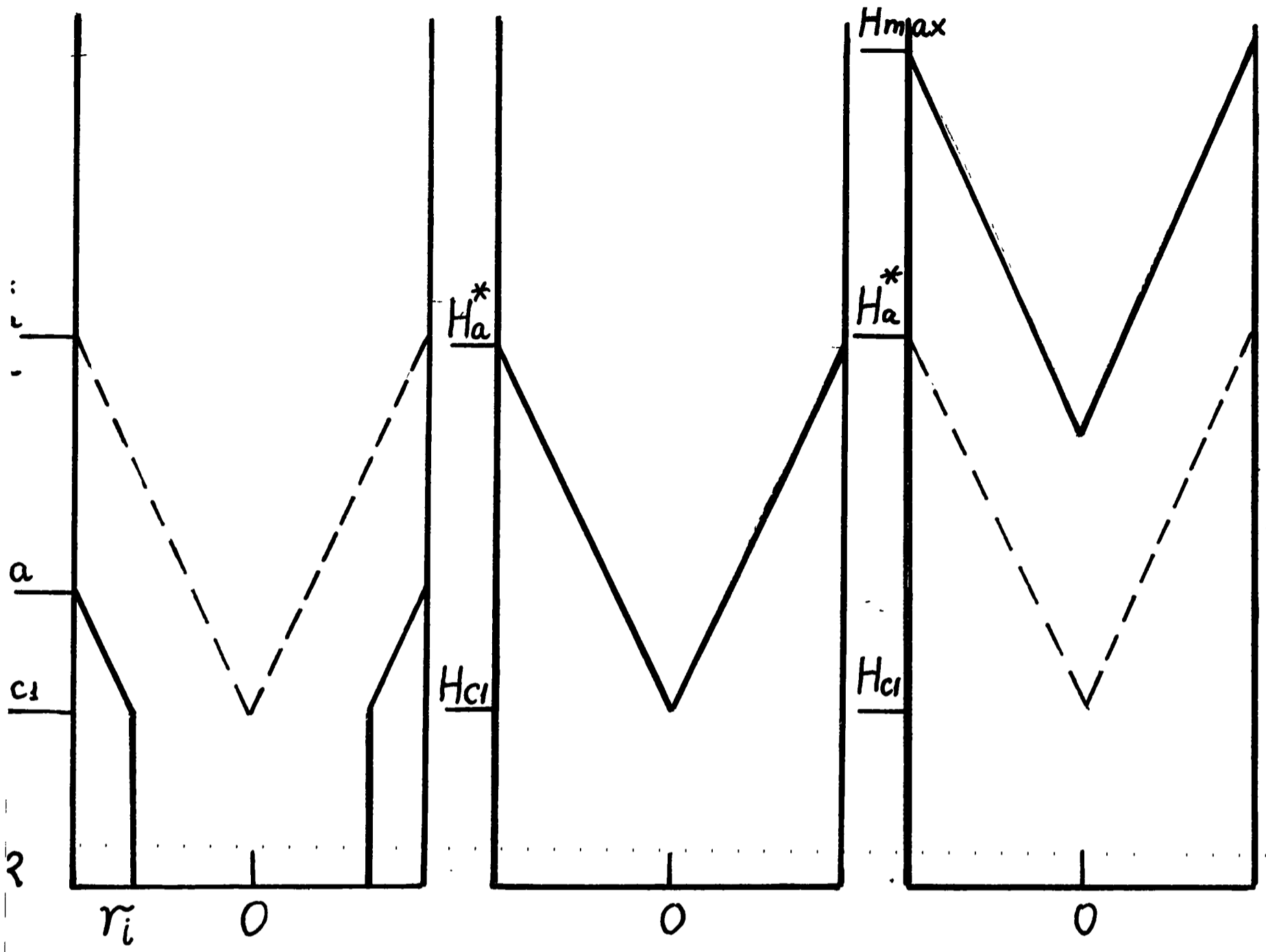
$$H_0^* = H_{c1} + \frac{4\pi}{c} j_c R \quad (3.8)$$

უფრო დიდი, $H_{max} > H_a > H_a^*$ ველებისათვის (3.4) გვაძლევს (ნახ.3.1-გ):

$$\langle B(r) \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R B(r) r dr = H_a - \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} \quad (3.9)$$

დამაგნიტებულობისათვის კი მიიღება:

$$4\pi M = -\frac{H_a^* - H_{c1}}{3} \quad (3.10)$$



Баб. 3.1 а, б, в

ჰისტერეზისის აგების დროს გარეშე მაგნიტური ველის შემცირება წარმოებდა მისი H_{max} მნიშვნელობის მიღწევის შემდეგ.

კლებადი ველებისათვის ინდუქციის ცვლილება ნიმუშში მოიცემა განტოლებით:

$$\frac{dB}{dr} = -\frac{4\pi}{c} j_c \quad (3.11)$$

საიდანაც ინდუქციის ლოკალური მნიშვნელობისათვის ვღებულობთ:

$$B(r) = H_a - \frac{4\pi}{c} j_c (r - R) \quad (3.12)$$

კლებადი გარეშე ველის შემთხვევაში $\langle B \rangle$ ინდუქციის საშუალო მნიშვნელობა გამოთვლილ იქნა გარეშე მაგნიტური ველის შემდეგი ინტეგრაციებისათვის: ა) $H_a > \tilde{H}$. ბ) $H_a \leq \tilde{H}$.,

სადაც \tilde{H} არის კლებადი გარეშე მაგნიტური ველის ის მნიშვნელობა, რომლის დროსაც ინდუქციის სიდიდე ნიმუშის ცენტრში ($r=0$) ემთხვევა იმავე წერტილში ინდუქციის მნიშვნელობას მაქსიმალური ზრდადი ველის დროს (ნახ. 3.2-ა), რომელიც განისაზღვრება შემდეგი ტოლობიდან:

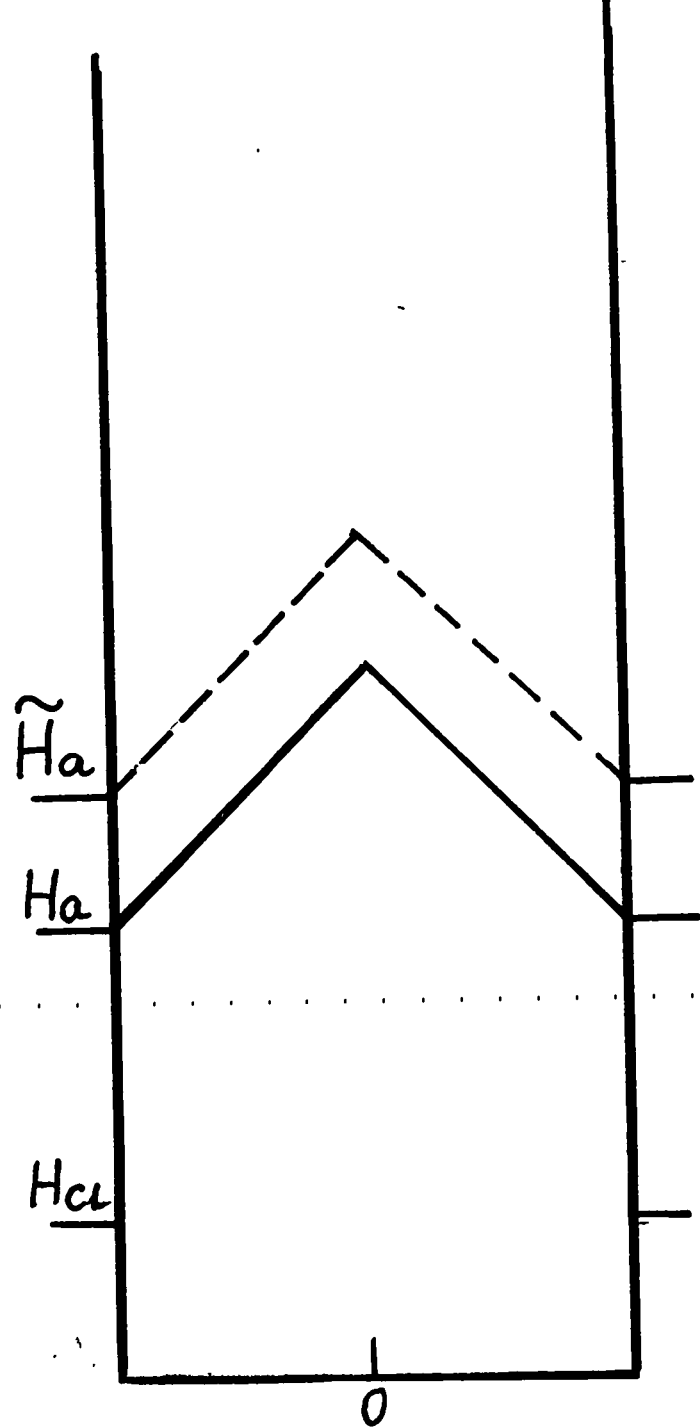
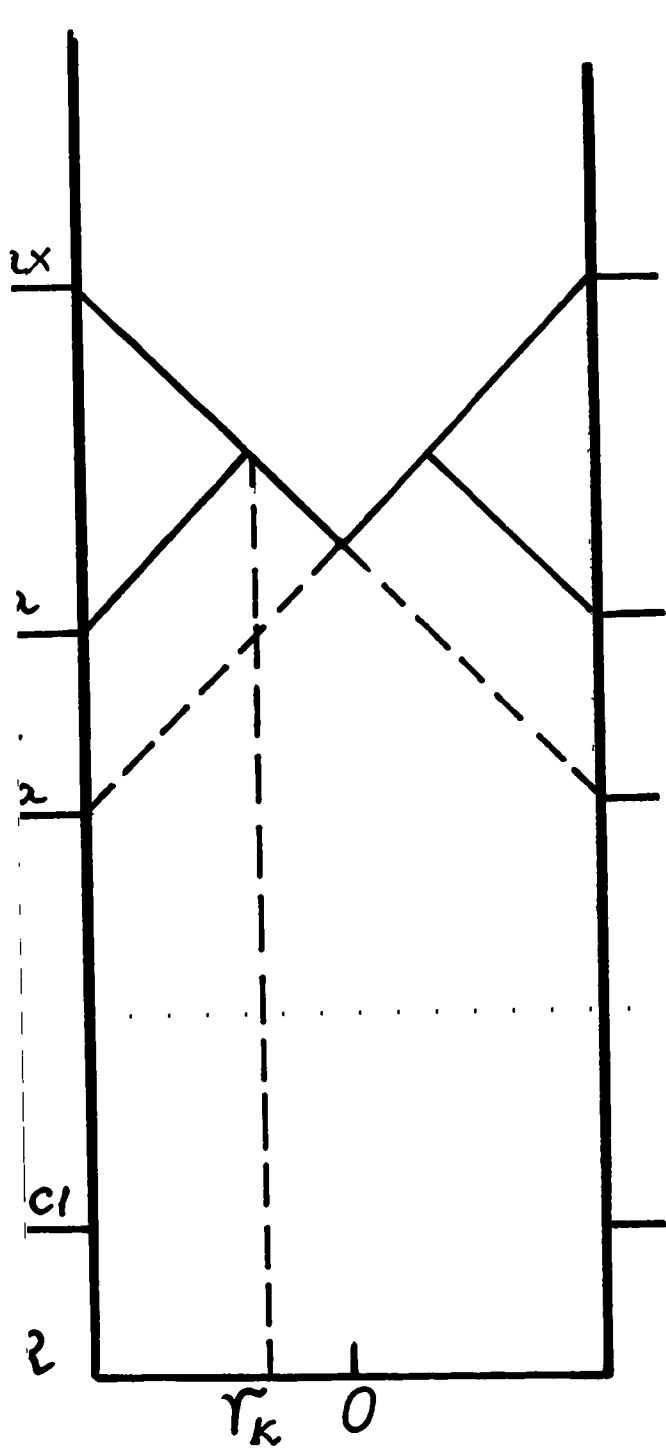
$$\tilde{H} = H_{max} - 2(H_a^* - H_{c1}) \quad (3.13)$$

სადაც
$$H_a^* - H_{c1} = \frac{4\pi}{c} j_c R$$

ნახ. 3.2. ა-ზე r_k არის კოორდინატის ის მნიშვნელობა, რომლის დროსაც ნიმუშში ინდუქციის მნიშვნელობები H_{max} და $H_a > \tilde{H}$ კლებადი ველის შემთხვევაში ერთმანეთს უტოლდება, ანუ :

$$H_a - \frac{4\pi}{c} j_c (r_k - R) = H_{max} + \frac{4\pi}{c} j_c (r_k - R) \quad (3.14),$$

საიდანაც
$$r_k = R \left[1 - \frac{H_{max} - H_a}{2(H_a^* - H_{c1})} \right] \quad (3.16).$$



Биб. 3. 2. а, б

$H_a > \tilde{H}$ ველის შემთხვევაში ნიმუშის საშუალო ინდუქციისათვის გვაქვს:

$$\langle B(r) \rangle = \frac{2}{R^2} \left[\int_0^{r_k} \left(H_{\max} + \frac{4\pi}{c} j_c (r - R) \right) r dr + \int_{r_k}^R \left(H_a - \frac{4\pi}{c} j_c (r - R) \right) r dr \right]$$

$$= \left[1 - 2 \left[1 - \frac{H_{\max} - H_a}{2(H_a^* - H_{c1})} \right]^3 \right]^2 \cdot \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} + H_a$$

ხოლო დამაგნიტებულობისათვის გვექნება:

$$4\pi M = \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} \left[1 - 2 \left[1 - \frac{H_{\max} - H_a}{2(H_a^* - H_{c1})} \right]^3 \right] \quad (3.17)$$

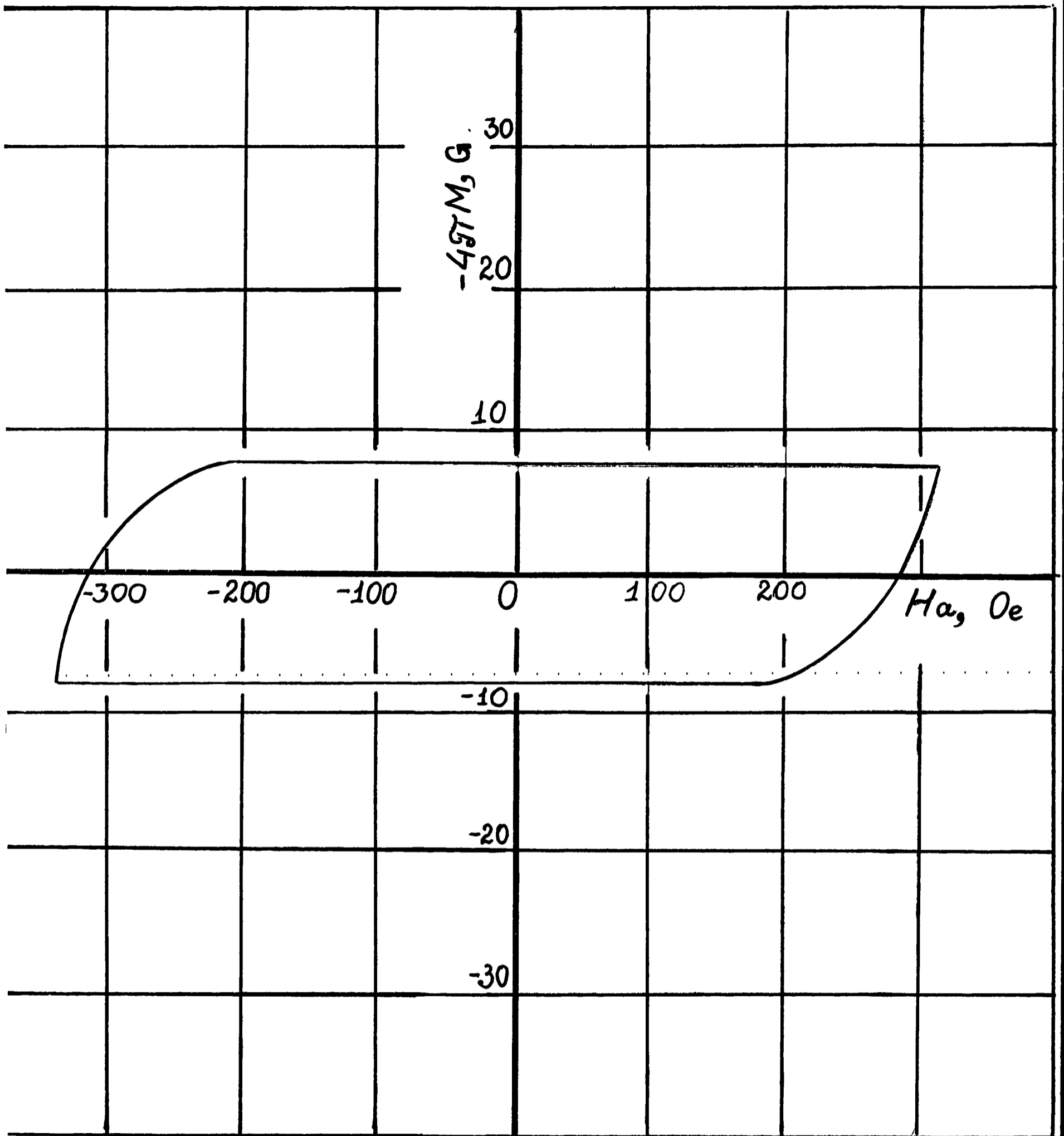
კლებადი მაგნიტური ველის $H_a < \tilde{H}_a$ ინტერვალში (ნახ. 3.2 ბ) საშუალო ინდუქციისათვის გვაქვს:

$$\langle B(r) \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R B(r) r dr = \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} + H_a \quad (3.18)$$

ხოლო დამაგნიტებულობისათვის გვექნება:

$$4\pi M = \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} \quad (3.19)$$

როგორც ნახ. 3.3-დან ირკვევა, ბინის მარტივი მოდელის საფუძველზე ჩატარებულმა თეორიულმა გამოთვლებმა, რომელშიც დაშვებული იყო კრიტიკული დენის სიმკვრივის მუდმივობა, ვერ აღწერა ექსპერიმენტული მონაცემების შედეგები. შემდეგ თავში ჩატარებულია მცდელობა ექსპერიმენტული შედეგების აღწერისა ბინის მოდიფიცირებული მოდელის საშუალებით, რომელშიც დაშვებულია რომ j_c დამოკიდებულია გარეშე მაგნიტურ ველზე.



Бсб. 3.3

ბინის მარტივი მოდელის მოდიფიცირებით მიღებული
გაანგარიშების შედარება ექსპერიმენტულ
შედეგებთან.

ბინის მოდელის მოდიფიცირება გულისხმობს J_c კრიტიკული
დენის სიმკვრივის გარეშე მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულების
გათვალისწინებას, რომელსაც ჩვენს შემთხვევაში შემდეგი სახე აქვს:

$$\frac{dB}{dr} = \pm \frac{4\pi}{c} J_c = \pm \frac{\alpha}{B^n} \quad (4.1)$$

სადაც α და n ფენომენოლოგიური პარამეტრებია. (4.1)-ის ინტეგრებით
და (3.2) სასაზღვრო პირობის მხედველობაში მიღებით დადგენილ იქნა
ინდუქციის ლოკალური მნიშვნელობის დამოკიდებულება ზრდადი და
კლებადი გარეშე მაგნიტური ველისაგან, შესაბამისად:

$$B(r) = [H_a^{n+1} - \alpha(n+1)(R-r)]^{1/n+1} = (a+br)^{1/n+1} \quad (4.2)$$

$$B(r) = [H_a^{n+1} - \alpha(n+1)(r-R)]^{1/n+1} = (a'+b'r)^{1/n+1} \quad (4.3)$$

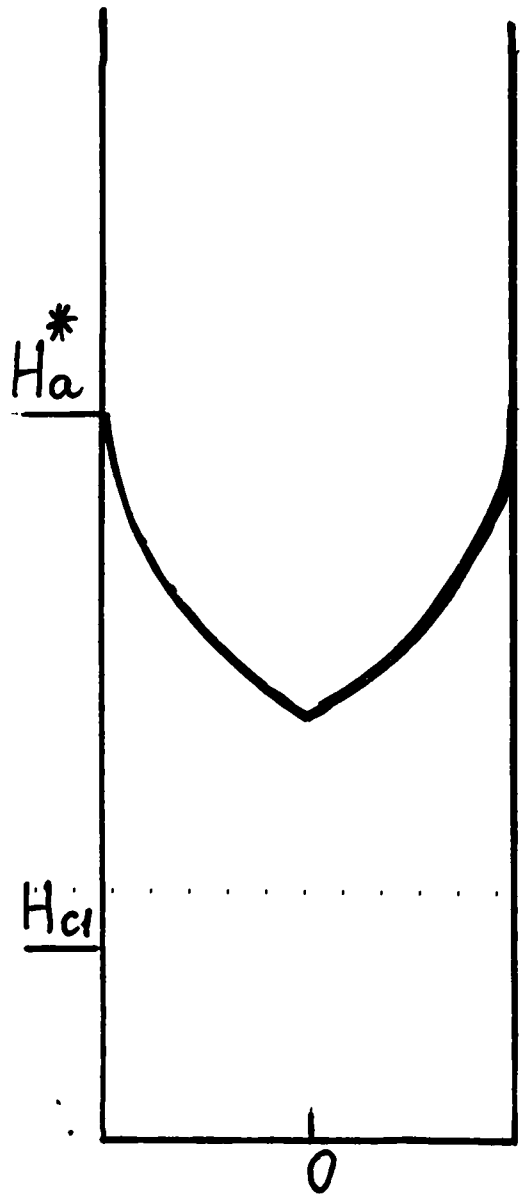
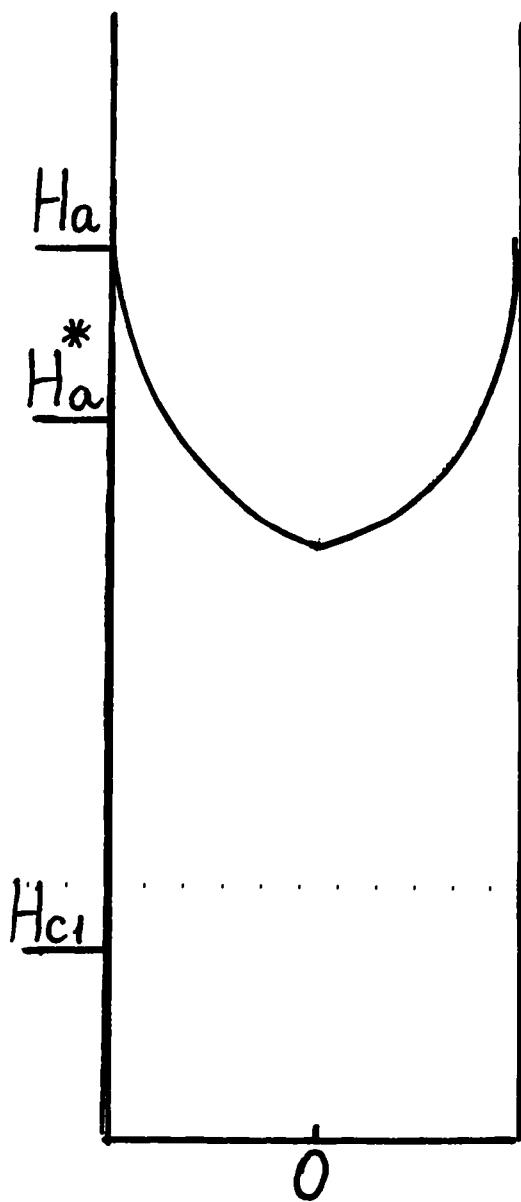
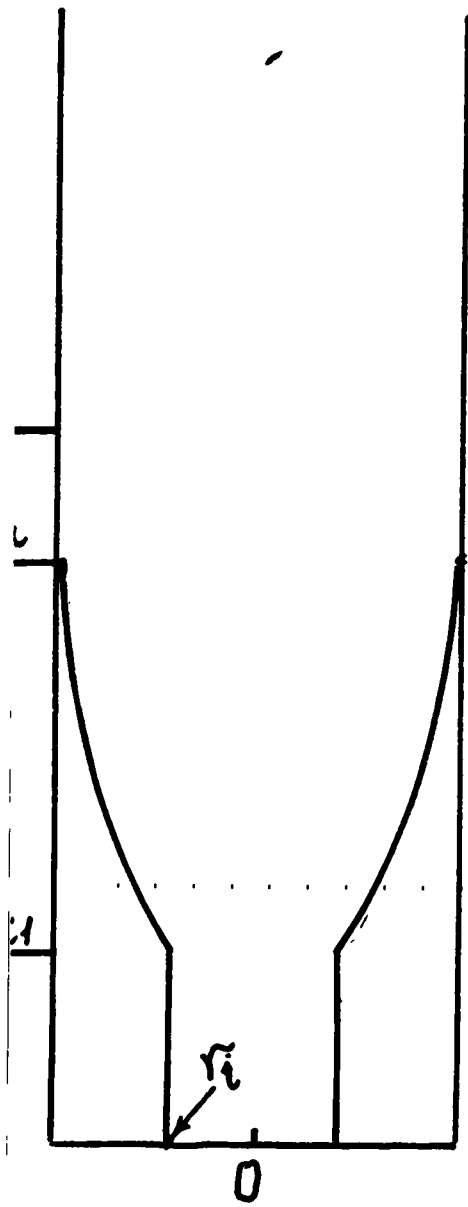
სადაც შემოტანილია აღნიშვნები:

$$\begin{aligned} a &\equiv [H_a^{n+1} - \alpha(n+1)R], & a' &\equiv [H_a^{n+1} + \alpha(n+1)R] \\ b &\equiv \alpha(n+1), & b' &\equiv -b' \end{aligned} \quad (4.4)$$

ნახ. 4.1. ა-ზე მოცემულია ზრდადი ველებისათვის $H_{c1} \leq H_a \leq H_a^*$
უბანში ნიმუშის ინდუქციის განაწილების პროფილი, სადაც

$$r_i = R - \frac{H_a^{n+1} - H_{c1}^{n+1}}{\alpha(n+1)} \quad (4.5)$$

ამ უბანში ნიმუშის საშუალო ინდუქციისათვის გვაქვს:



Биб. 4.1 а, б, в

$$\langle B \rangle = \frac{2}{R^2} \int_{r_i}^R (a + br)^{1/n+1} r dr, \quad (4.6)$$

(4.6)-ის ინტეგრება (4.5)-ის გათვალისწინებით გვაძლევს:

$$\langle B \rangle = \frac{2}{R^2} \frac{1}{\alpha^2(n+1)} \left[\frac{(n+1)H_a^{2n+3}}{(2n+3)(n+2)} + \frac{\alpha(n+1)RH_a^{n+2}}{n+2} + \frac{H_{c1}^{n+1}H_a^{n+1}}{n+2} - \frac{H_{c1}^{2n+3}}{2n+3} - \frac{\alpha(n+1)RH_{c1}^{n+2}}{n+2} \right] \quad (4.7).$$

ნახ. 4.1. ბ-ზე წარმოდგენილია ზრდადი გარეშე ველის $H_a \geq H_a^*$ ინტერვალში ინდუქციის განაწილება ნიმუშში. ამ უბანში საშუალო ინდუქციისათვის ვღებულობთ:

$$\langle B(r) \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R (a + br)^{1/n+1} r dr =$$

$$= \frac{2}{R^2 \alpha^2} \left[\frac{H_a^{2n+3}}{(2n+3)(n+2)} + \frac{\alpha RH_a^{n+2}}{n+2} + \frac{[H_a^{n+1} - \alpha(n+1)R]^{2n+3/n+1}}{(2n+3)(n+2)} \right] \quad (4.8)$$

ნიმუშის დამაგნიტებულობის დამოკიდებულება ზრდადი გარეშე მაგნიტური ველისაგან მიიღება $-4\pi M = -(\langle B \rangle - H_a)$ ტოლობით:

$$-4\pi M = \eta \left\{ \begin{array}{l} \frac{2}{R^2 \alpha^2 (n+1)} \left[\frac{(n+1)H_a^{2n+3}}{(2n+3)(n+2)} + \frac{\alpha(n+1)RH_a^{n+2}}{n+2} + \frac{H_{c1}^{n+1}H_a^{n+1}}{n+2} - \frac{H_{c1}^{2n+3}}{2n+3} - \frac{\alpha(n+1)RH_{c1}^{n+2}}{n+2} \right] - H_a, \quad H_{c1} < H_a < H_a^* \\ \frac{2}{R^2 \alpha^2} \left[\frac{H_a^{2n+3}}{(2n+3)(n+2)} + \frac{\alpha RH_a^{n+2}}{n+2} + \frac{[H_a^{n+1} - \alpha(n+1)R]^{2n+3/n+1}}{(2n+3)(n+2)} \right], \quad H_a \geq H_a^* \end{array} \right. \quad (4.9)$$

სადაც η კორექციის კოეფიციენტი.

ნახ. 4.1. გ-დან ჩანს, რომ

$$\left[H_a^* - (n-1)\alpha(R-r) \right]^{1/n+1} = H_{c1}, \quad \text{და} \quad H_a^* \text{-სათვის}$$

ვღებულობთ:

$$H_a^* = \left[H_{c1}^{n+1} + \alpha R(n+1) \right]^{1/n+1} \quad (4.10)$$

ზრდადი ველების შემთხვევაში (4.8) და (4.9) გამოსახულებებში შემავალი αR და n პარამეტრების დადგენა მოხდა (4.9.ა) განტოლების ექსტრემუმის მოძებნით. ექსტრემუმის წერტილად აღებულია ექსპერიმენტზე დამზერილი დამაგნიტებულობის მაქსიმუმის მნიშვნელობა - 29 გაუსი, რომელიც შეესაბამება $H_a=150$ ერსტ. გარეშე მაგნიტურ ველს. n -ის სხვადასხვა მნიშვნელობებიდან (0, 0.1, 0.75, 0.5, 0.4, 0.3, 0.20) შერჩეულ იქნა n და αR პარამეტრებისათვის შემდეგი მნიშვნელობები: $n=0.5$ და $\alpha R=2750$ გაუსი^{1,5}. მიღებული სიდიდეების საფუძველზე H_a^* -ველისათვის ვღებულობთ: $H_a^*=(270\pm 1)$ ერსტედი.

კლებადი გარეშე ველებისათვის ნიმუშის შიგნით ლოკალური მაგნიტური ინდუქციისათვის მიღებული გვქონდა (4.3) გამოსახულება.

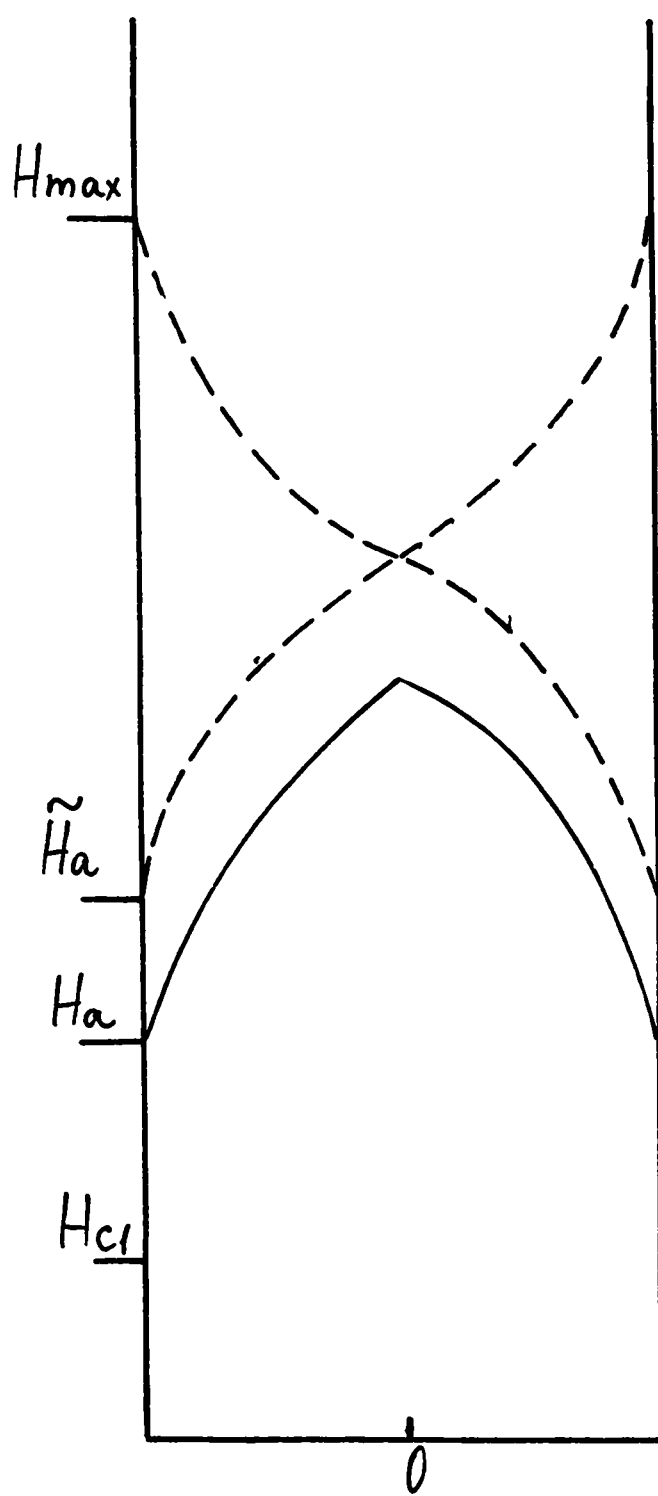
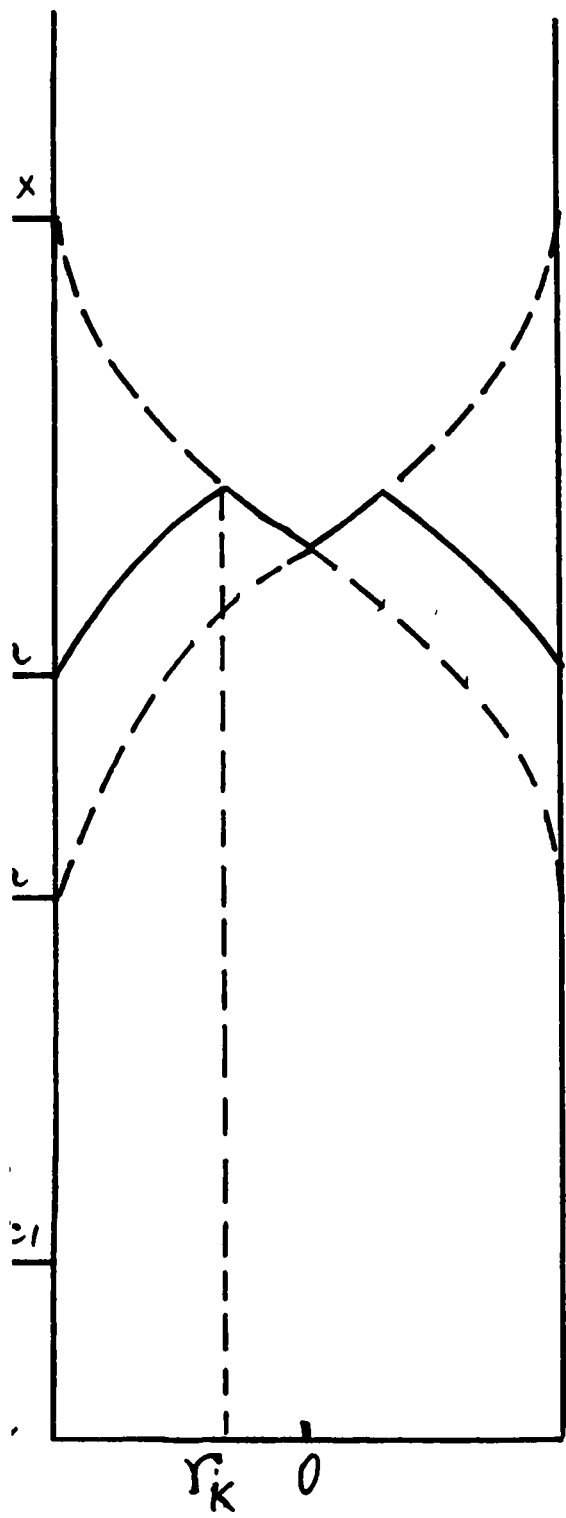
ველის მაქსიმალური მნიშვნელობიდან \tilde{H} -მდე შემცირებისას ნიმუშში მაგნიტური ინდუქციის განაწილება სქემატურად გამოსახულია ნახ. 4.2. ა-ზე. r_k მიმდინარე კოორდინატია

$$r_k = R - \frac{H_{max}^{n+1} - H_a^{n+1}}{2\alpha(n+1)} \quad (4.12),$$

რომელიც განსაზღვრულ იქნა $r=r_k$ წერტილში (4.11) და (4.2) გამოსახულებების ტოლობის პირობიდან.

აღებულ შემთხვევაში \tilde{H} -სთვის გვაქვს:

$$\tilde{H} = \left[H_{max}^{n+1} - 2\alpha R(n+1) \right]^{1/n+1} \quad (4.13)$$



буб. 4.2 а, б

$H_{max} > H_a > \tilde{H}_a$ კლებადი გარეშე ველების შემთხვევაში ნიმუშის

საშუალო ინდუქციის მნიშვნელობისათვის ვღებულობთ:

$$\langle B(r) \rangle = \frac{2}{R^2} \left[\int_0^{r_2} (a + br)^{1/n+1} r dr + \int_{r_2}^R (a' + b'r)^{1/n+1} r dr \right] =$$

$$= \frac{2}{\alpha^2 R^2 (n+1)(n+2)} \left\{ - \left[H_{max}^{n+1} - \alpha R(n+1) \right] \left[\frac{1}{2} (H_{max}^{n+1} + H_a^{n+1}) \right]^{n+2/n+1} + \right.$$

$$+ \frac{n+1}{2n+3} \left[H_{max}^{n+1} - \alpha R(n+1) \right]^{2n+3/n+1} + \left[H_a^{n+1} + \alpha R(n+1) \right] \left[\frac{1}{2} (H_{max}^{n+1} + H_a^{n+1}) \right]^{n+2/n+1} -$$

$$\left. - \frac{n+1}{2n+3} H_a^{2n+3} - \alpha R(n+1) H_a^{n+2} \right\} \quad (4.14)$$

$H_a < \tilde{H}_a$ ველებისათვის ნიმუშის შიგნით გვაქვს ინდუქციის განაწილების

შემდეგი სურათი: ნახ. 4.2.ა. საშუალო ინდუქციისათვის კი კლებადი

გარეშე მაგნიტური ველების ამ ინტერვალში გვაქვს:

$$\langle B(r) \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R (a' + b'r)^{1/n+1} r dr =$$

$$= \frac{2}{R^2 \alpha^2 (n+2)(2n+3)} \left\{ -H_a^{2n+3} - \alpha R H_a^{n+2} (2n+3) + \left[H_a^{n+1} + \alpha R(n+1) \right]^{2n+3/n+1} \right\} \quad (4.15)$$

ამგვარად, კლებადი ველების დროს გარეშე ველის სხვადასხვა

ინტერვალისათვის მიღებულ იქნა ნიმუშის დამაგნიტებულობის

შემდეგი გამოსახულებები:

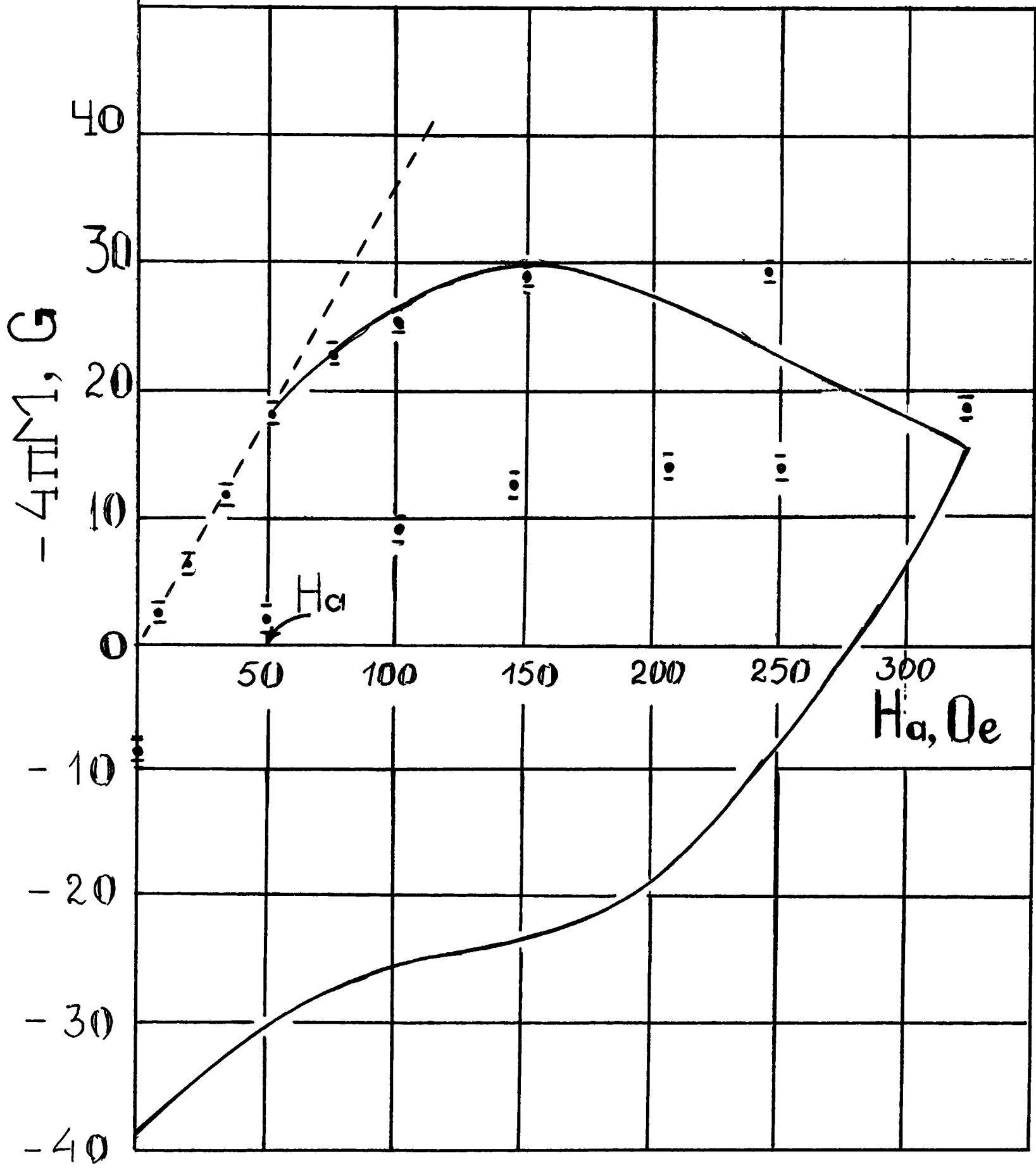
$$\begin{aligned}
-4\pi M(H_a) = \eta \left\{ \right. & \frac{2}{\alpha^2 R^2 (n+1)(n+2)} \left\{ -[H_{\max}^{n+1} - \alpha R(n+1)] \left[\frac{1}{2} (H_{\max}^{n+1} + H_a^{n+1}) \right]^{n+2/n+1} + \right. \\
& + \frac{n+1}{2n+3} [H_{\max}^{n+1} - \alpha R(n+1)]^{2n+3/n+1} + [H_a^{n+1} + \alpha R(n+1)] \left[\frac{1}{2} (H_{\max}^{n+1} + H_a^{n+1}) \right]^{n+2/n+1} \\
& \left. \left. - \frac{n+1}{2n+3} H_a^{2n+3} - \alpha R(n+1) H_a^{n+2} \right\} - H_a, \quad H_a > \tilde{H}_a \quad (4.16) \right. \\
& \left. \frac{2}{\alpha^2 R^2 (n+2)(2n+3)} \left(-H_a^{2n+3} - \alpha R H_a^{n+2} (2n+3) + [H_a^{n+1} + \alpha R(n+1)]^{2n+3/n+1} \right) - H_a \right.
\end{aligned}$$

ნახ. 4.3-ზე მოცემულია თეორიული (პუნქტირი) და ექსპერიმენტული (+) დამაგნიტებულობის ჰისტერეზისული მრუდები. თეორიული შედეგების რაოდენობრივი შედარებისათვის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან შემოღებულ იქნა შემასწორებელი მამრავლი $\eta=0,33$, რაც განპირობებული იყო ნიმუშის არაიდეალური დამაგნიტიზმის გამო. მიუხედავად ამისა, როგორც ნახ. 4. 3-დან ჩანს, თეორიული გაანგარიშება კარგ თანხვედენაში აღმოჩნდა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან მხოლოდ ზრდადი ველების შემთხვევაში.

შემდეგ თავში, მხედველობაში იქნა მიღებული ზეგამტარის რეალური შინაგანი სტრუქტურა, კერძოდ, ზეგამტარი განხილულია, როგორც ნებისმიერად ორიენტირებული გრანულებისაგან მონოკრისტალებისაგან შემდგარი პოლიკრისტალი. გამოყენებულია აგრეთვე [41] შრომაში მოყვანილი მოსაზრება სასაზღვრო პირობის შესახებ, რომლის თანახმადაც

$$B(R) = H_a + 4\pi M_{eq} \quad (4.17)$$

სადაც $4\pi M_{eq}$ არის ნიმუშის წონასწორული დამაგნიტებულობის მნიშვნელობა.



Бдб. 4.3

*დამაგნიტებულობის ექსპერიმენტული მონაცემების
თეორიული გაანგარიშება ნიმუშის პოლიკრისტალური
სტრუქტურის გათვალისწინებით.*

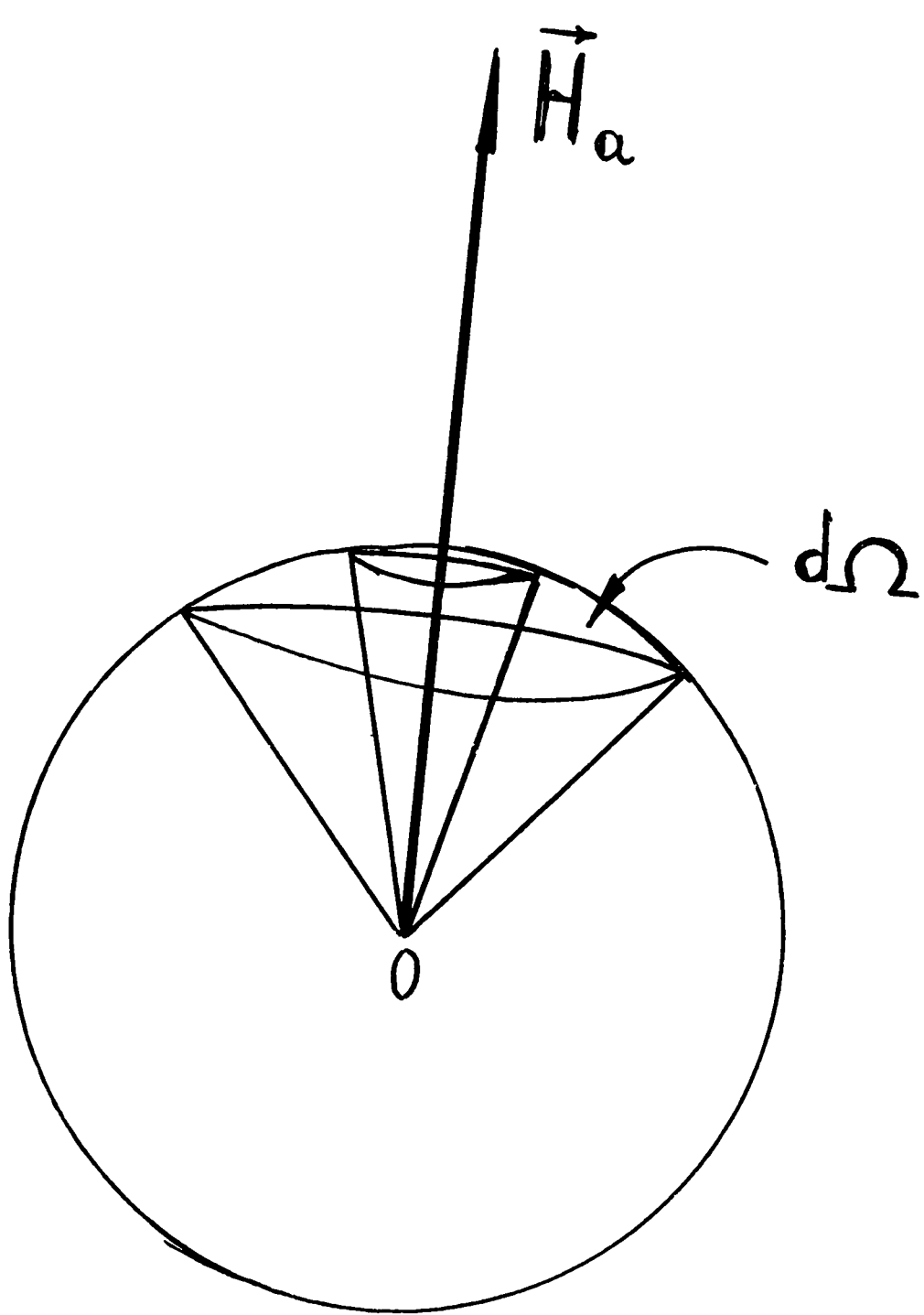
ამ თავში Y-Ba-Cu-O მაღალტემპერატურული ზეგამტარი ნიმუში განხილულია, როგორც პოლიკრისტალი, რომელიც შეიცავს H_a გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ ნებისმიერად ორიენტირებულ გრანულებს-მონოკრისტალებს, რომლებშიც განხილულია გრიგლების ყოფაქცევა. H_a გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ $\gamma = c \hat{H}_a$ (c მესერის ღერძია) კუთხით ორიენტირებული გრანულების $\Omega, \Omega+d\Omega$ სხეულოვან კუთხეში (ნახ. 5.1) მოხვედრის ალბათობა ტოლია:

$$W(\Omega)d\Omega = \frac{2\pi \sin \gamma d\gamma}{2\pi},$$

სადაც $\varpi(\gamma) = \sin \gamma, 0 \leq \gamma \leq \frac{\pi}{2}$ არის ალბათობის სიმკვრივე.

აქ გათვალისწინებულია ამოცანის სიმეტრია, რომლის გამო საკმარისია ალბათობის სიმკვრივის განსაზღვრა ერთი ნახევარსფეროსათვის. ამ შემთხვევაში პოლიკრისტალის \vec{M} საშუალო დამაგნიტებულობა მოიცემა შემდეგი ფორმულით:

$$\vec{M} = \int_0^{\pi/2} M(\gamma) \sin \gamma d\gamma \quad (5.1)$$



Биб. 5.1

სადაც $M(\gamma)$ არის გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ γ კუთხით ორიენტირებული გრანულების დამაგნიტებულობა, $\sin \gamma d\gamma$ კი γ , $\gamma+d\gamma$ კუთხეში მათი მოხვედრის ალბათობა.

[42] შრომის თანახმად $H_{c1}(\gamma)$ პირველი კრიტიკული ველის γ კუთხეზე დამოკიდებულება მოიცემა შემდეგი სახით:

$$H_{c1}(\gamma) = H_{c1}^c (1 + \chi \sin^2 \gamma)^{-1/2} \quad (5.2)$$

სადაც $H_{c1}^c = (1 + \chi)^{1/2} H_{c1}^{ab}$ (5.3).

(5.3)-ში H_{c1}^c და H_{c1}^{ab} არის გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ და ab სიბრტყეში ორიენტირებული გრანულების პირველი კრიტიკული ველი, შესაბამისად. [42] შრომის თანახმად χ ანიზოტროპიის პარამეტრი ანალოგიური ნიმუშისათვის $\chi \approx 25$.

H_a გარეშე ველისადმი γ კუთხით ორიენტირებული მონოკრისტალისათვის კრიტიკული მდგომარეობის შესაბამის განტოლებას ცილინდრული გეომეტრიის დროს აქვს სახე:

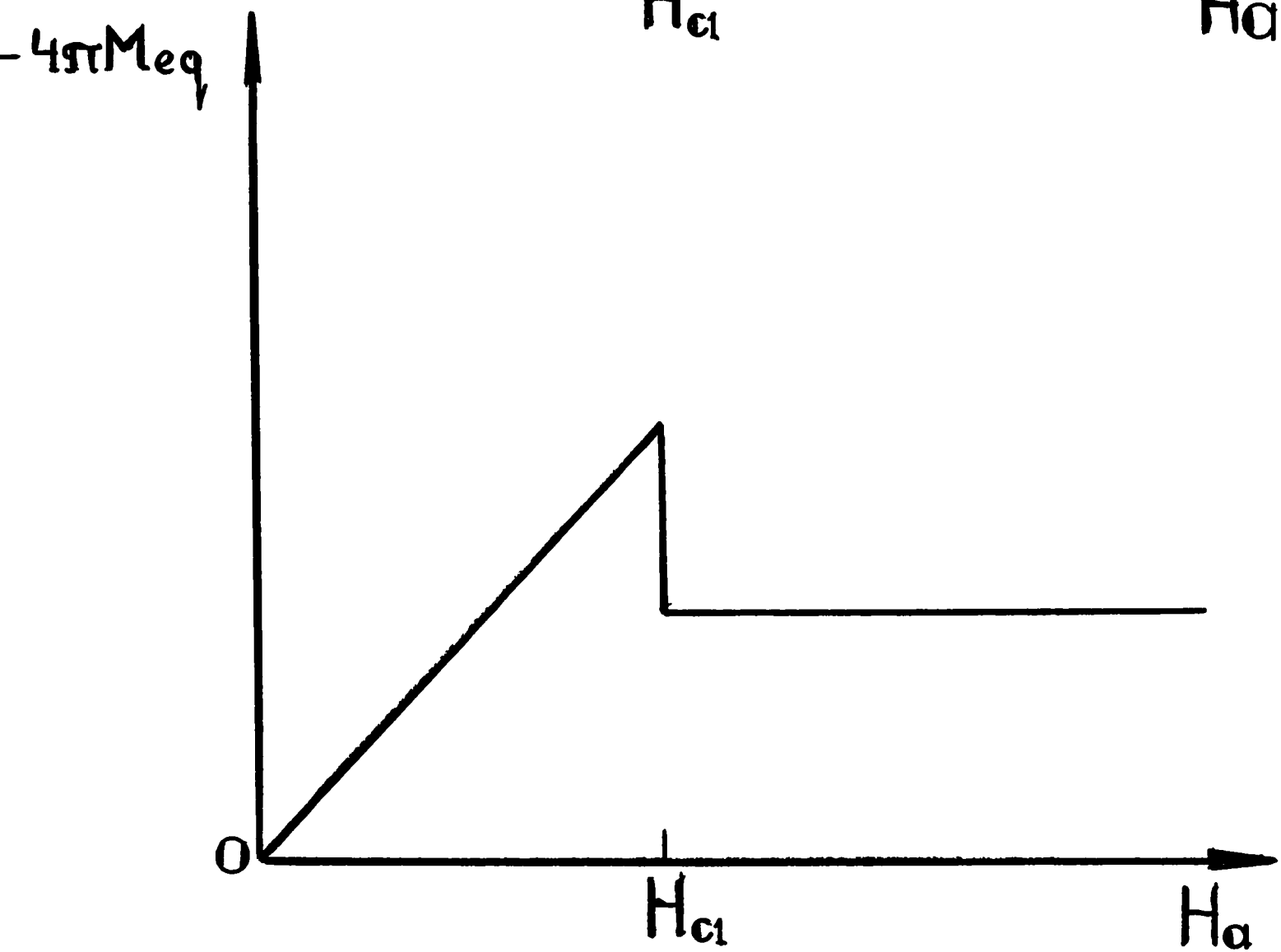
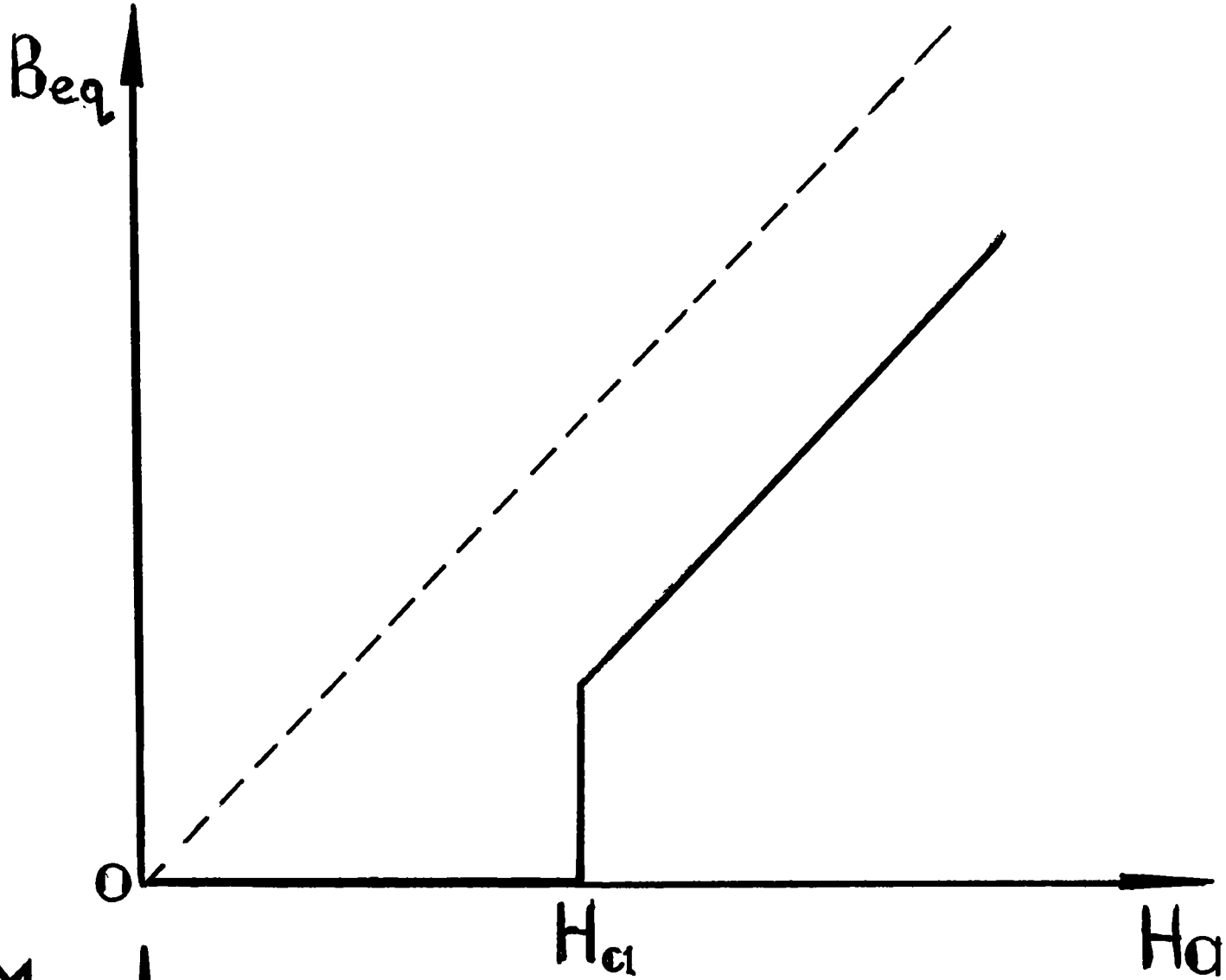
$$\frac{dB(\gamma)}{dr} = \pm \frac{4\pi}{c} J_c \quad (5.4) ,$$

რომელშიც სასაზღვრო პირობისათვის მიღებულია, რომ

$$B(R) = H_a + 4\pi M_{eq} \quad (5.5)$$

ანუ დაშვება იმისა, რომ გრანულის საზღვარზე მაგნიტური ინდუქცია განიცდის ნახტომს $4\pi M_{eq}$ -წონასწორული დამაგნიტებულობის ტოლი სიდიდით [41].

გრანულის (მონოკრისტალის) $B_{eq}(H_a)$ წონასწორული ინდუქციის (წონასწორული დამაგნიტებულობის) მნიშვნელობის დასადგენად გამოყენებულ იქნა [23] შრომაში მოყვანილი აპროქსიმაცია: (ნახ. 5.2)



Буб. 5.2

$$\begin{cases} B_{eq} = 0, & H_a < H_{c1}(\gamma) \\ B_{eq} = H_a - H_{c1}(\gamma) + H_b = H_a - H_s, & H_a > H_{c1}(\gamma) \end{cases} \quad (5.6)$$

(5.6) ის მეორე განტოლებაში შემოტანილია აღნიშვნა: $H_s = H_{c1}(\gamma) - H_b$, სადაც H_b პირველ კრიტიკულ ველზე დამოკიდებული პარამეტრია:

$$H_b = a H_{c1}(\gamma), \quad 0 < a < 1.$$

(5.5)-ის შედარება (5.6)-ის მეორე განტოლებასთან სასაზღვრო პირობისათვის გვაძლევს შემდეგ გამოსახულებას:

$$B(R) = H_a - H_s \quad (5.7)$$

H_s და H_b სიდიდეები დამოკიდებულია გრანულის გარეშე ველისადმი ორიენტაციაზე.

H_a გარეშე ველის მიმართ γ კუთხით ორიენტირებული ცალკეული გრანულის დამაგნიტებულობისათვის გვაქვს:

$$4\pi M(\gamma) = \langle B(\gamma) \rangle - H_a \quad (5.8)$$

სადაც $\langle B(\gamma) \rangle$ არის გრანულის საშუალო ინდუქცია გარეშე მაგნიტური ველის ამა თუ იმ მნიშვნელობისათვის.

ზრდადი და კლებადი ველის შემთხვევაში (5.4) განტოლების ამონახსნი (5.7) სასაზღვრო პირობის გათვალისწინებით გრანულის შიგნით ლოკალური ინდუქციისათვის გვაძლევს, შესაბამისად:

$$B(r) = H_a - H_s + \frac{4\pi}{c} J_c(r-R) \quad (5.9)$$

$$B(r) = H_a - H_s - \frac{4\pi}{c} J_c(r-R) \quad (5.9')$$

ზრდადი $H_{c1} < H_a < H_a^*$ ველების უბანში ნიმუშში ინდუქციის განაწილების სქემატური სურათი ნაჩვენებია ნახ.5.3 ა-ზე. r_i მიმდინარე კოორდინატია, $r = r_i$ წერტილში $B(r_i)$ ინდუქციის მნიშვნელობა H_b -ს ტოლი ხდება, ამ ტოლობიდან r_i -სთვის ვღებულობთ:

$$r_1 = R - \frac{H_a - H_s - H_b}{\frac{4\pi}{c} J_c} = R - \frac{H_a - H_{c1}}{\frac{4\pi}{c} J_c} \quad (5.10)$$

როცა $r=0$, $H_a=H_a^*$ და (5.9)-დან H_a^* -სათვის ვღებულობთ:

$$H_a^*(\gamma) = H_b + H_s + \frac{4\pi}{c} J_c R = H_{c1}(\gamma) + \frac{4\pi}{c} J_c R \quad (5.11)$$

(პუნქტირი ნახ. 5.3 ბ-ზე).

$H_a < H_a^*$ და $H_a > H_a^*$ ველებისათვის ინდუქციის განაწილება გრანულში ნაჩვენებია უწყვეტი ხაზით ნახ. 5.3 ა-ზე და ნახ. 5.3 ბ-ზე, შესაბამისად.

გრანულის ინდუქციის საშუალო მნიშვნელობისათვის და შესაბამისად, დამაგნიტებულობისათვის $H_{c1} < H_a < H_a^*$ უბანში გვექნება:

$$\langle B \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R B(r) r dr = \frac{(H_a - H_{c1})^2}{\frac{4\pi}{c} j_c R} - \frac{1}{3} \frac{(H_a - H_{c1})^3}{\left(\frac{4\pi}{c} j_c R\right)^2} \quad (5.12)$$

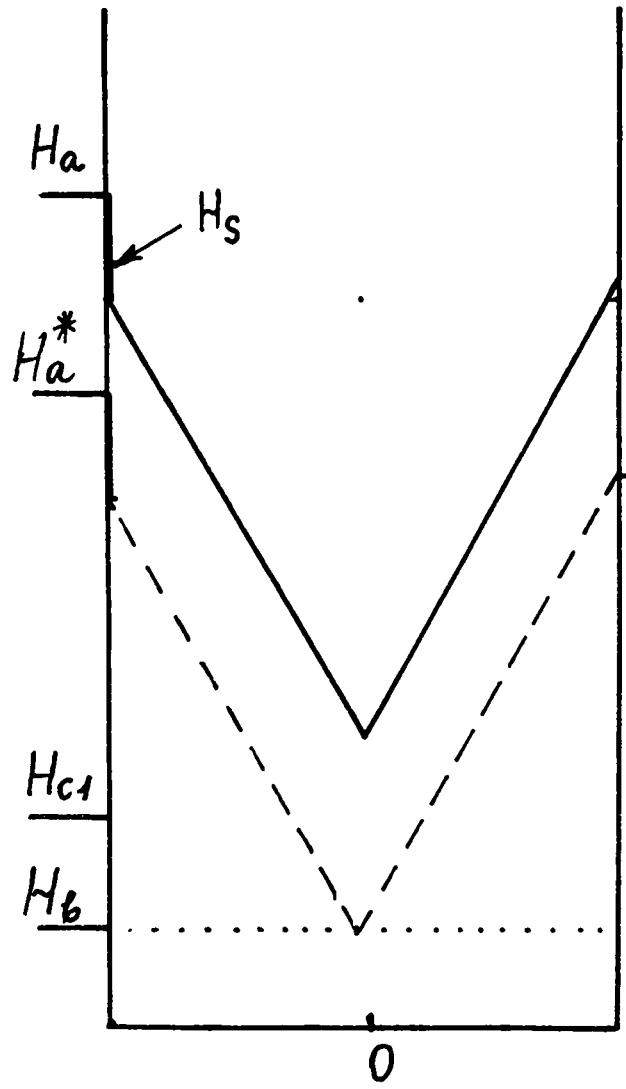
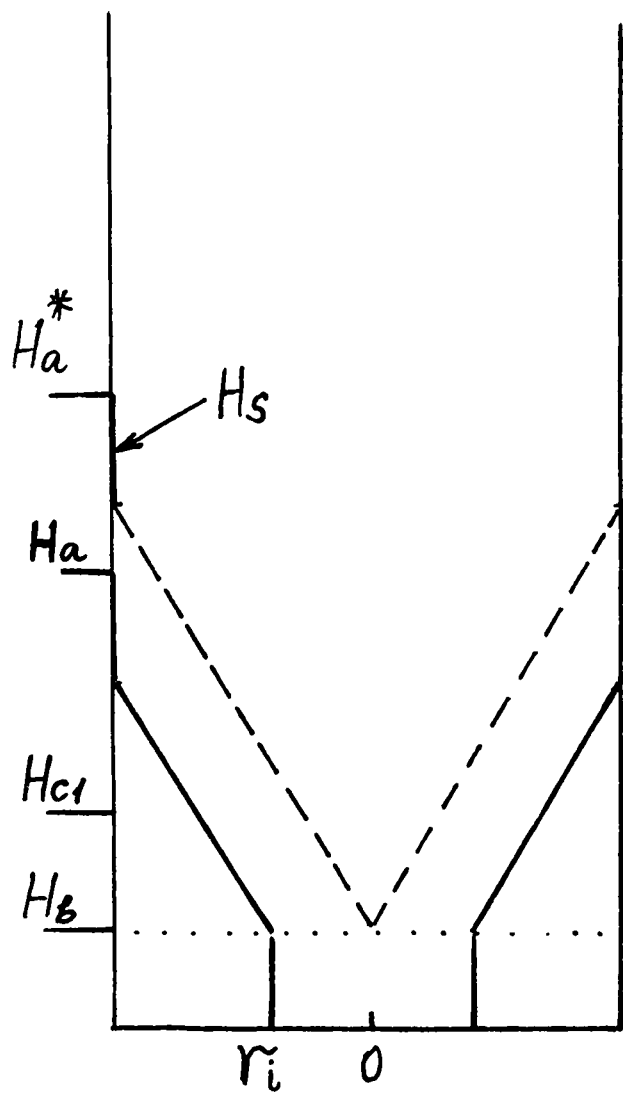
და

$$4\pi M = \frac{(H_a - H_{c1})^2}{\frac{4\pi}{c} j_c R} - \frac{1}{3} \frac{(H_a - H_{c1})^3}{\left(\frac{4\pi}{c} j_c R\right)} - H_a \quad (5.13)$$

ხოლო ინდუქციის საშუალო მნიშვნელობა $H_a > H_a^*$ გარეშე ველის დროს მოიცემა შემდეგი სახით:

$$\begin{aligned} \langle B(r) \rangle &= \frac{2}{R^2} \int_0^R B(r) r dr = \frac{2}{R^2} \int_0^R \left[H_a - H_s + \frac{4\pi}{c} J_c (r - R) \right] r dr = \\ &= H_a - H_s - \frac{2}{R^2} \cdot \frac{4\pi}{c} J_c \cdot \frac{1}{3} r^3 \Big|_0^R + \frac{2}{R^2} \cdot \frac{4\pi}{c} J_c \cdot \frac{1}{2} r^2 \Big|_0^R = H_a - H_s - \frac{14\pi}{3c} J_c R \end{aligned} \quad (5.14).$$

დამაგნიტებულობისათვის კი ვღებულობთ:



Баб. 5.3 а, б

$$4\pi M = -H_s - \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R \quad (5.15)$$

(5.15) ფორმულა სამართლიანია აგრეთვე $H_a^* < H_a < H_{max}$ ველების ინტერვალისათვისაც.

ნახ. 5.4 ა-ზე მოცემულია კლებადი $\tilde{H} < H_a < H_{max}$ ველებისათვის გრანულში მაგნიტური ინდუქციის განაწილების პროფილი, სადაც

$$\tilde{H} = H_{max} - 2 \frac{4\pi}{c} J_c R \quad (5.16)$$

r_k მიმდინარე კოორდინატია, რომელიც მიიღება $r=r_k$ წერტილში H_a და H_{max} ველების შესაბამისი ლოკალური ინდუქციის ტოლობიდან:

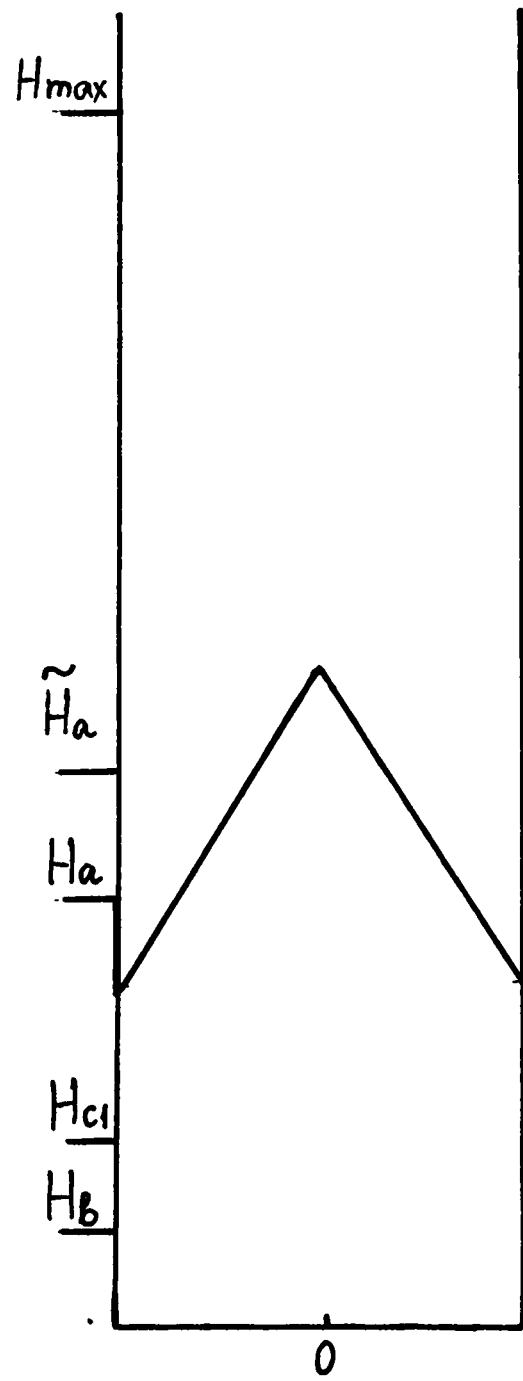
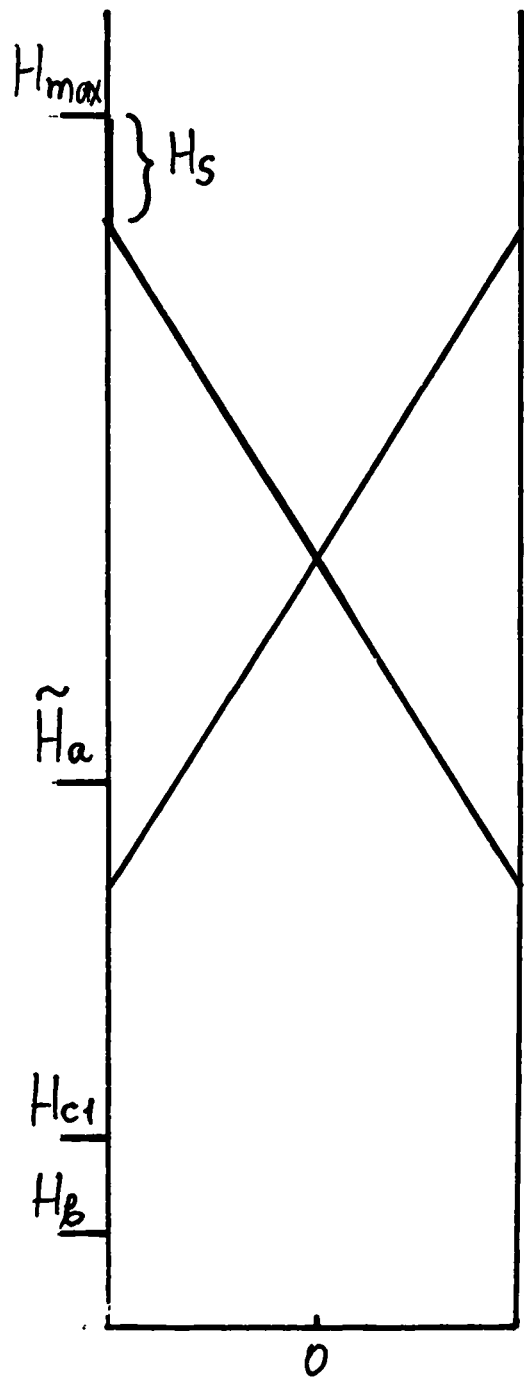
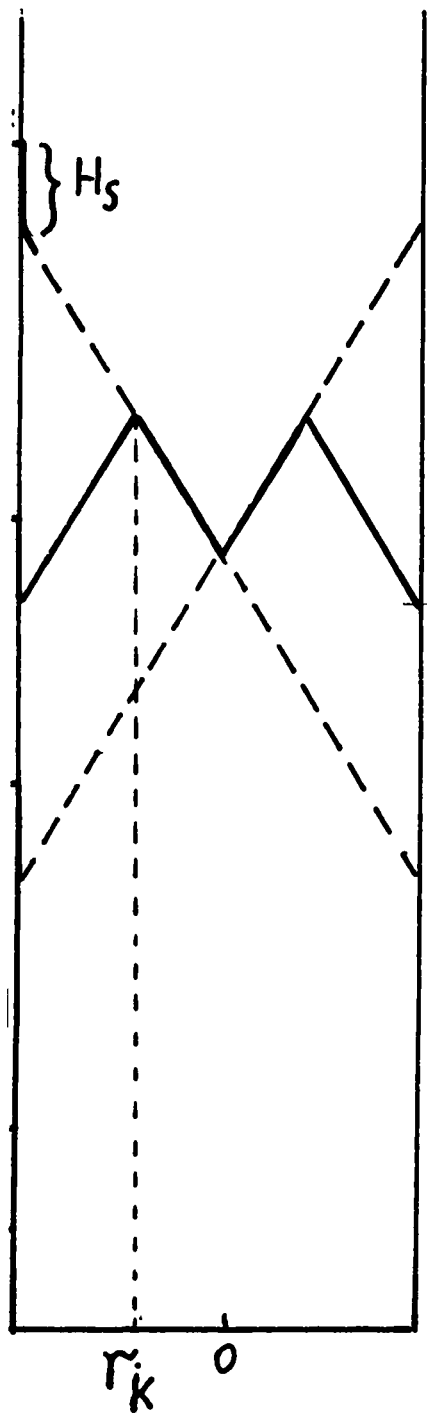
$$H_a - H_s - \frac{4\pi}{c} J_c (r_k - R) = H_{max} - H_s + \frac{4\pi}{c} J_c (r_k - R), \quad \text{საიდანაც}$$

$$r_k = R \left(1 - \frac{H_{max} - H_a}{2 \cdot \frac{4\pi}{c} J_c R} \right) \quad (5.17)$$

ველების აღნიშნულ უბანში გრანულის საშუალო მაგნიტური ინდუქციისათვის ვღებულობთ:

$$\begin{aligned} \langle B(r) \rangle &= \frac{2}{R^2} \int_0^{r_k} \left[H_{max} - H_s + \frac{4\pi}{c} J_c (r - R) \right] r dr + \\ &+ \frac{2}{R^2} \int_{r_k}^R \left[H_a - H_s - \frac{4\pi}{c} J_c (r - R) \right] r dr = \\ &= \left[1 - \frac{H_{max} - H_a}{2 \cdot \frac{4\pi}{c} J_c R} \right]^2 \left\{ \frac{1}{3} H_{max} - \frac{2}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - \frac{1}{3} H_a \right\} - H_s + H_a + \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R \quad (5.18) \end{aligned}$$

დამაგნიტებულობისათვის კი გვაქვს:



Биб. 5.4 а, б, в

$$4\pi M = \left[1 - \frac{H_{max} - H_a}{2 \cdot \frac{4\pi}{c} J_c R} \right]^2 \left\{ \frac{1}{3} H_{max} - \frac{2}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - \frac{1}{3} H_a \right\} - H_s + \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R \quad (5.19)$$

კლებადი $\underline{H_c} \quad 1 < H_a < \tilde{H}$ ველების უბანში ინდუქციის განაწილება გრანულში მოცემულია ნახ. 5.4 გ-ზე. ამ დროს საშუალო ინდუქციისათვის ვღებულობთ:

$$\langle B \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R \left[H_a - H_s - \frac{4\pi}{c} J_c (r - R) \right] r dr = H_a - H_s + \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R, \quad (5.20)$$

დამაგნიტებულობისათვის კი მიღებულია გამოსახულება:

$$4\pi M = \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - H_s \quad (5.21)$$

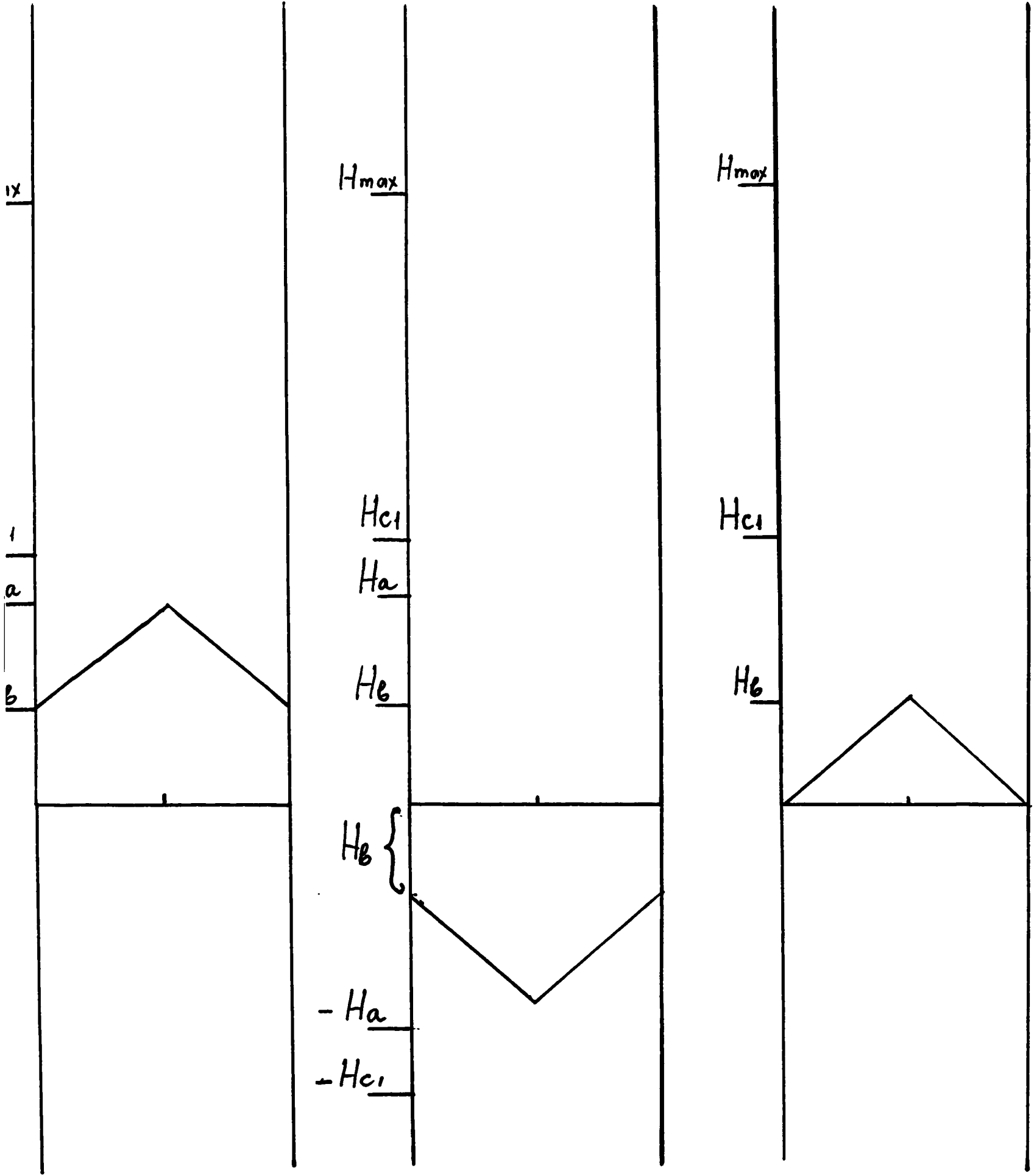
ნახ. 5.5 ა-ზე მოცემულია კლებადი გარეშე $H_a = H_{c1}$ მაგნიტური ველის დროს გრანულში ინდუქციის განაწილების სურათი, რომელიც შენარჩუნებულია H_a ველის 0-მდე შემცირებისას. საშუალო ინდუქციისათვის და დამაგნიტებულობისათვის ველის აღნიშნულ უბანში ვღებულობთ, შესაბამისად:

$$\begin{aligned} \langle B \rangle &= \frac{2}{R^2} \int_0^R \left[H_a - H_s - \frac{4\pi}{c} j_c (r - R) + H_b \right] r dr = \\ &= \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R + H_a + H_b - H_s \end{aligned} \quad (5.22)$$

$$4\pi M = \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R - H_a + H_b \quad (5.23)$$

(აქ მხედველობაშია მიღებული, რომ $0 < H_a < H_{c1}$ უბანში $H_s = H_a$).

ცხადია, რომ დამაგნიტებულობის მნიშვნელობა გარე ველის ერთი სრული ციკლირების შემდეგ $H_{c1} > H_a > 0$ უბანში (ნახ. 5.5 ბ) აღიწერება იმავე (5.23) გამოსახულებით, აღებული უარყოფითი ნიშნით:



Биб. 5. 5 а, б, в

$$4\pi M = -\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - H_b - H_a \quad (5.24)$$

ამგვარად, გრანულის დამაგნიტებულობის გასაანგარიშებლად გარეშე მაგნიტური ველის $-320 + 320$ ერსტ. ინტერვალში სრული ციკლირების დროს მიღებულია შემდეგი განტოლებები:

$$4\pi M = -\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - H_b - H_a \quad 0 < H_a < H_{c1}(\gamma) \quad (5.25)$$

$$4\pi M = -H_s - \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R, \quad H_{c1}(\gamma) < H_a < H_{max} \quad (5.26)$$

$$4\pi M = \left[1 - \frac{H_{max} - H_a}{2 \cdot \frac{4\pi}{c} J_c R} \right]^2 \left\{ \frac{1}{3} H_{max} - \frac{2}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - \frac{1}{3} H_a \right\} - H_s + \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R,$$

$$\tilde{H} < H_a < H_{c1}(\gamma) \quad (5.27)$$

$$4\pi M = \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - H_s, \quad H_{c1}(\gamma) < H_a < \tilde{H} \quad (5.28)$$

$$4\pi M = \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R + H_b - H_a, \quad 0 < H_a < H_{c1}(\gamma) \quad (5.29)$$

პოლიკრისტალის $4\pi \bar{M}$ დამაგნიტებულობის განსასაზღვრავად (5.1)-ში (5.23 - 5.27) გამოსახულებების გათვალისწინება გვაძლევს ზრდადი ველის $0 < H_a < H_{c1}^{ab}$ უბნისათვის: ნახ.5.5 გ.

$$4\pi \bar{M} = \int_0^{\pi/2} \left[-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - H_b - H_a \right] \sin \gamma \, d\gamma =$$

$$= k \left\{ -\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - a H_{c1} \left(\frac{1+\chi}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{1+\chi} \right)^{1/2} - H_a \right\} \quad (5.30)$$

ზრდადი ველის $H_{c1}^{ab} < H_a < H_{c1}^c$ უბანში არსებობენ როგორც H_{c1}^{ab} ,

ასევე

H_{c1}^c ორიენტაციის გრანულები. ამიტომ $4\pi\bar{M}$ -სთვის ვღებულობთ:

$$4\pi\bar{M} = \int_0^{\gamma_1} \left[-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - H_b - H_a \right] \sin \gamma \, d\gamma + \int_{\gamma_1}^{\frac{\pi}{2}} \left[-H_s - \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R \right] \sin \gamma \, d\gamma \quad (5.31)$$

სადაც
$$\gamma_1 = \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \quad (5.32)$$

(γ_1 საზღვრის დადგენა მოცემულია დანართ №1-ში). დანართ №2-ში ნაჩვენებია $H_{c1}(\gamma)$ სიდიდის საშუალო მნიშვნელობის დადგენა, რის თანახმადაც

$$\bar{H}_{c1}(\gamma) = H_{c1}^{ab} \left(\frac{1 + \chi}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{1 + \chi} \right)^{1/2} \quad (5.33)$$

(5.31)-ში (5.32)-ის და (5.33)-ის გათვალისწინებით გარეშე მაგნიტური ველების $H_{c1}^{ab} \leq H_a \leq H_{c1}^c$ უბანში $4\pi M$ საშუალო დამაგნიტებულობა იქნება:

$$\begin{aligned}
4\pi \bar{M} = & k \left\{ \left(-\frac{14\pi}{3c} j_c R - H_a \right) \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\chi} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right] \right)^{1/2} \right] - \right. \\
& \left. - \left(\frac{14\pi}{3c} j_c R \right) \left[1 - \frac{1}{\chi} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right] \right]^{1/2} - (1-a) H_{c1}^{ab} \left(\frac{\chi+1}{\chi} \right)^{1/2} \times \right. \\
& \left. \times \arcsin \left[\left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2} \cos \arcsin \left[\frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right] \right] \right\} - a H_{c1}^{ab} \left(\frac{\chi+1}{\chi} \right)^{1/2} \times \\
& \left. \times \left\{ \arcsin \left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2} - \arcsin \left[\left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2} \cos \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(\chi+1) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right] \right\} \right\} \\
& H_{c1}^{ab} < H_a < H_{c1}^c
\end{aligned}$$

(5.34)

ზრდადი ველის $H_{c1} < H_a < H_{max}$ უბანში გვაქვს მხოლოდ H_{c1}^c ორიენტაციის მქონე გრანულები. ამ უბანში ნიმუშის საშუალო დამაგნიტებულობისათვის ვღებულობთ:

$$4\pi \bar{M} = k \left\{ -\frac{14\pi}{3c} j_c R - (1-a) H_{c1} \left(\frac{\chi+1}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2} \right\}, \quad (5.35)$$

$$H_{c1}^c < H_a < H_{\alpha max}$$

კლებადი გარეშე მაგნიტური ველის დროს ნიმუშის დამაგნიტებულობაში გამოიყოფა რამდენიმე უბანი. განვიხილოთ პირველი უბანი, როცა

$$\tilde{H} < H_a < H_{max}$$

აქ დამაგნიტებულობის საშუალო მნიშვნელობისათვის მიღებულია შემდეგი გამოსახულება:

$$4\pi\bar{M} = k \left\{ \left[1 - \frac{H_{max} - H_a}{2 \cdot \frac{4\pi}{c} J_c} \right]^2 \cdot \left\{ \frac{1}{3} H_{max} - \frac{2}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - \frac{1}{3} H_a \right\} + \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R - \right. \\ \left. -(1-a) H_{c1}^{ab} \left(\frac{1+\chi}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{1+\chi} \right)^{1/2} \right\} \quad \tilde{H} < H_a < H_{max} \quad (5.36)$$

კლებადი ველების მეორე უბანია: $\tilde{H}_a > H_a > H_{c1}^{ab}$. აქ გვაქვს როგორც H_{c1}^c , ასევე H_{c1}^{ab} ორიენტაციის გრანულები. ნიმუშის საშუალო დამაგნიტებულობისათვის მიღებულია ფორმულა:

$$4\pi\bar{M} = k \left\{ \left(\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R - H_a \right) \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\chi} \left[(1+\chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right] \right)^{1/2} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R \left\{ 1 - \frac{1}{\chi} \left[(1+\chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right] \right\}^{1/2} + a H_{c1}^{ab} \left(\frac{\chi+1}{\chi} \right)^{1/2} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \arcsin \left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2} - \arcsin \left[\left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2} \cos \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1+\chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right] \right\} - \right. \\ \left. -(1-a) \left(\frac{\chi+1}{\chi} \right)^{1/2} H_{c1}^{ab} \arcsin \left[\left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2} \cos \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1+\chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right] \right\},$$

$$H_{c1}^{ab} < H_a < \tilde{H}_o$$

კლებადი ველის $H_{c1}^{ab} > H_a > 0$ უბანში დამაგნიტებულობისათვის მიღებულია:

$$4\pi\bar{M} = k \left\{ \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} J_c R + a H_{c1} \left(\frac{\chi+1}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2} - H_a \right\}$$

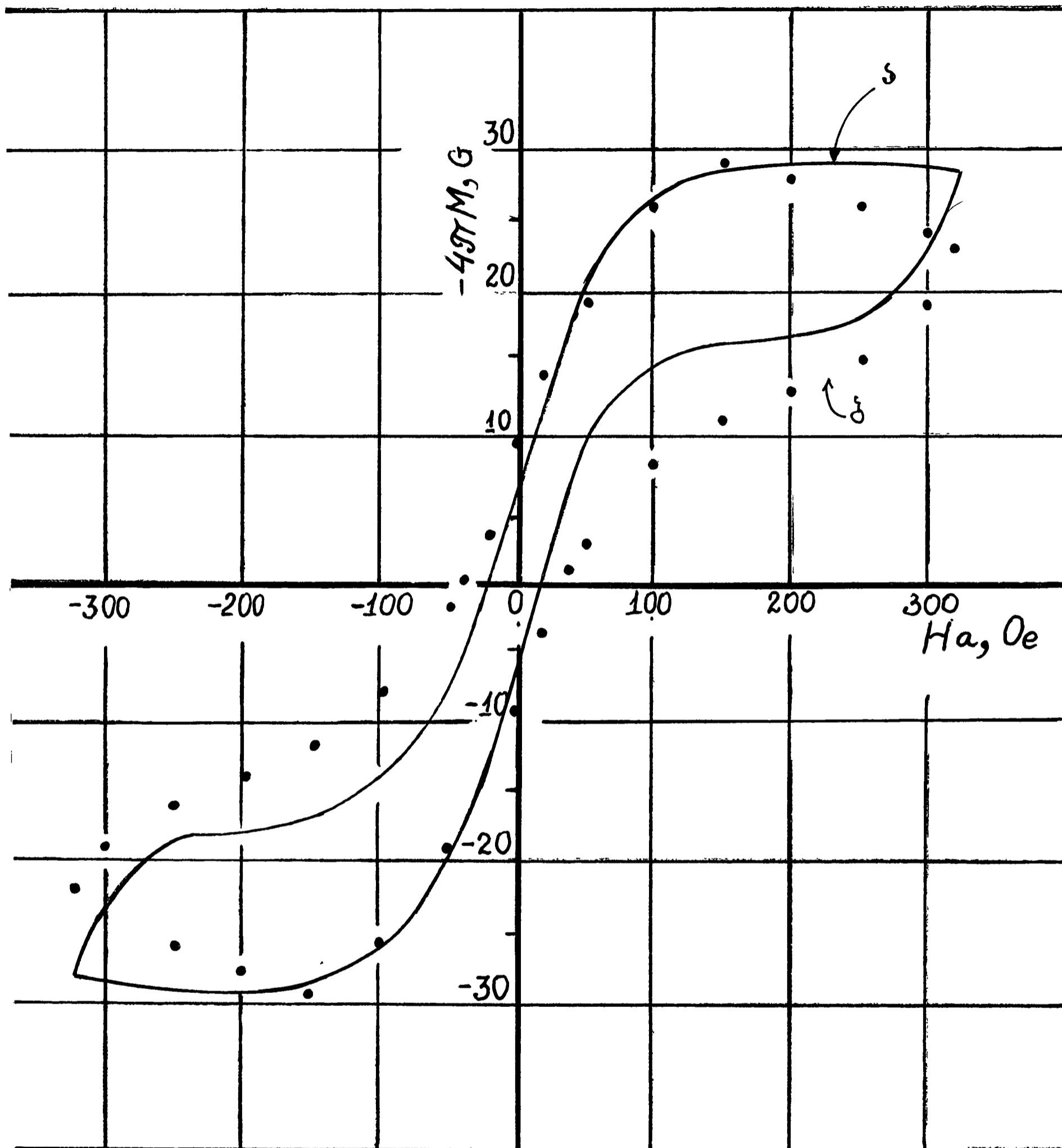
$$0 < H_a < H_{c1}^{ab} \quad (5.38)$$

(5.30) – (5.38) ფორმულებით გამოთვლილი დამაგნიტებულობის მრუდი ნახ.5. 6 -ზე ნაჩვენებია უწყვეტი ხაზით. თეორიული და ექსპერიმენტული მონაცემების რაოდენობრივი შედარებისათვის თეორიაში შემოტანილია k მამრავლი იმის გამო, რომ ნიმუში არ წარმოადგენს იდეალურ დიამაგნეტიკს, მისთვის $H_a < H_{c1}$ უბანში $d(4\pi M)/dH_a = 0,33$.

$\frac{4\pi}{c} J_c R$ სიდიდის რაოდენობრივი შეფასებისათვის მხედველობაში იქნა მიღებული, რომ ნარჩენი დამაგნიტებულობისათვის არსებობს ზრდადი გარეშე H_a მაგნიტური ველის ის მინიმალური $H_m = 150$ ერსტ. მნიშვნელობა, რომლის შემდეგ $4\pi M_{rem}$ ნარჩენი დამაგნიტებულობა უცვლელია [40]. ნახ.5.7 -დან H_m -ისათვის ვღებულობთ გამოსახულებას:

$$H_m(\gamma) = 2 \cdot \frac{4\pi}{c} J_c R + H_{c1}(\gamma) \quad (5.39)$$

$H_m(\gamma)$ -ს მინიმალური მნიშვნელობის დასადგენად საჭიროა მოიძებნოს გრანულების ორიენტაციის ის კუთხე, რომლის დროსაც $H_{c1}(\gamma)$ -ს სიდიდე ღებულობს უმცირეს მნიშვნელობას. (5.2)-ის თანახმად ეს პირობა შესრულებულია, როდესაც $\gamma = \pi/2$, ანუ ab სიბრტყეში ორიენტირებული გრანულებისათვის. ე.ი. როდესაც $H_{c1}(\gamma) = H_{c1}^{ab}$, სწორედ ეს მნიშვნელობა არის დამზერილი ექსპერიმენტზე და იგი .



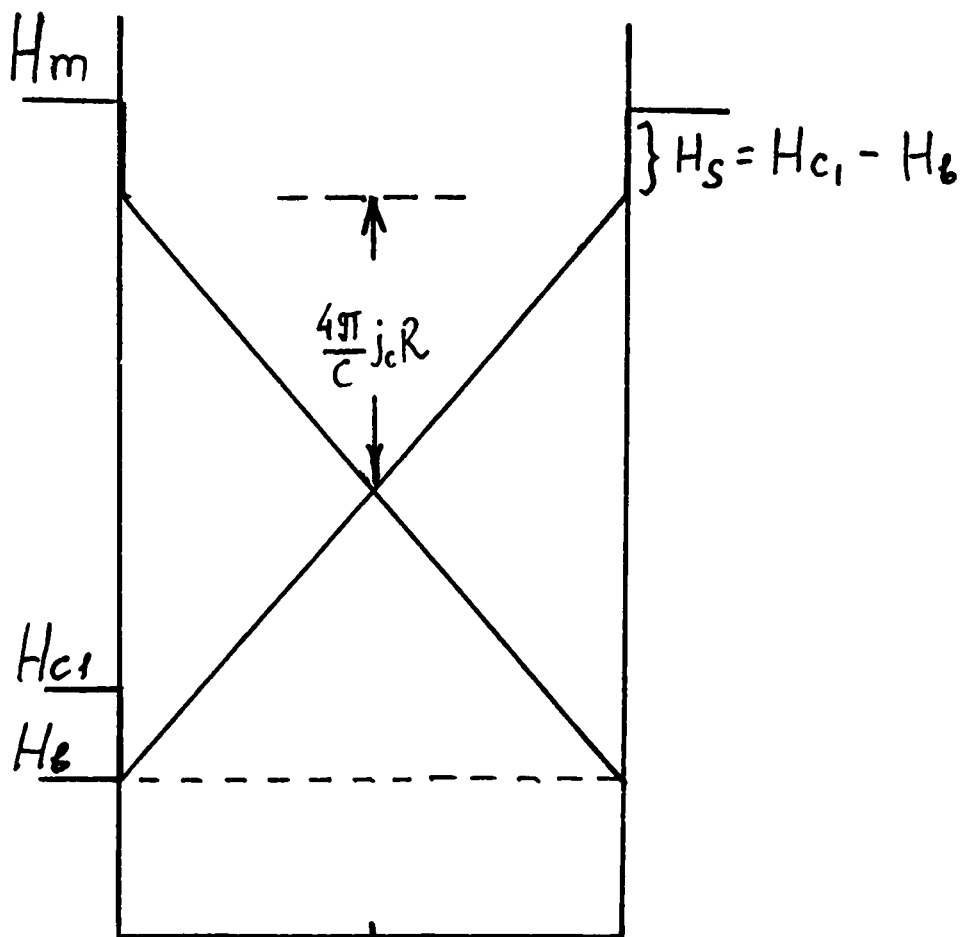
Биб. 5. 6

რიცხოობრივად 50 ერსტედის ტოლია. ამგვარად, $\frac{4\pi}{c} J_c R = 50 \text{ ერსტ.}$,

საიდანაც $j_c \approx 1,6 \cdot 10^4 \text{ ა/სმ}^2$.

თეორიული გაანგარიშებით მიღებულ $4\pi M(H_a)$ დამოკიდებულების მრუდზე (მრუდი ა- ნახ. 5.6-ზე) არ იყო მიღებული მაქსიმუმი, რაც შესაძლოა გამოწვეული იყოს $j_c(H_a)$ დამოკიდებულების უგულებელყოფით.

ნიმუშის პოლიკრისტალური აგებულების გათვალისწინებით მიღებული $4\pi M(H_a)$ დამოკიდებულება გარეშე ველის სხვადასხვა ინტერვალებისათვის ბინის მარტივი (მე-3 თავი) და მოდიფიცირებული (მე-4 თავი) მოდელით მიღებულ შედეგებთან შედარებით, სადაც ზეგამტარი ნიმუში წარმოდგენილია როგორც მასიური, უწყვეტი სხეული, თვისობრივად გვაძლევს უკეთეს თანხვედრას ექსპერიმენტულ მრუდთან. რაოდენობრიობის მხრივ შევნიშნოთ, რომ კლებადი ველის დროს გვაქვს საკმარისად დიდი გადახრები ექსპერიმენტიდან, რაც შეიძლება აიხსნას როგორც $j_c(H_a)$ დამოკიდებულების უგულებელყოფით, აგრეთვე სხვა ეფექტებითაც [43]. ამ შენიშვნის მხედველობაში მიღების შემდეგ შედეგები შეიძლება ჩაითვალოს საკმარისად კარგად.



Баб. 5. 7

***YBa₂Cu₃O_{7-x} მაღალტემპერატურული ზეგამტარის
იზოთერმული ნარჩენი დამაგნიტებულობის და
ნიმუშის გადამაგნიტების პროცესის
გამოკვლევა.***

მაღალტემპერატურული ზეგამტარებისათვის მნიშვნელოვანია ნარჩენი დამაგნიტებულობის გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულების მექანიზმი იმდენად, რამდენადაც ამ დროს ეკრანირებული დენების წვლილი ნიმუშის ჯამურ დამაგნიტებულობაში ნულის ტოლია და ნიმუშის დამაგნიტებულობა მხოლოდ გრიგლებითაა განპირობებული.

მოცემულ თავში შესწავლილია აზოტის დუდილის ტემპერატურაზე YBa₂Cu₃O_{7-x} ზეგამტარი ნიმუშებისათვის $4\pi M_{rem}$ (remaunt) ნარჩენი დამაგნიტებულობა. გაზომვის ბალისტიკური მეთოდის აღწერა მოცემულია I თავში.

ნარჩენი დამაგნიტებულობა ეწოდება იმ გრიგლების მაგნიტური მომენტების ჯამს ნიმუშის მოცულობის ერთეულში, რომელიც განპირობებულია გარეშე ველის გამორთვის შემდეგ ნიმუშში “ჩაყინული”- პინინგ - ცენტრებზე დამაგრებული გრიგლებით.

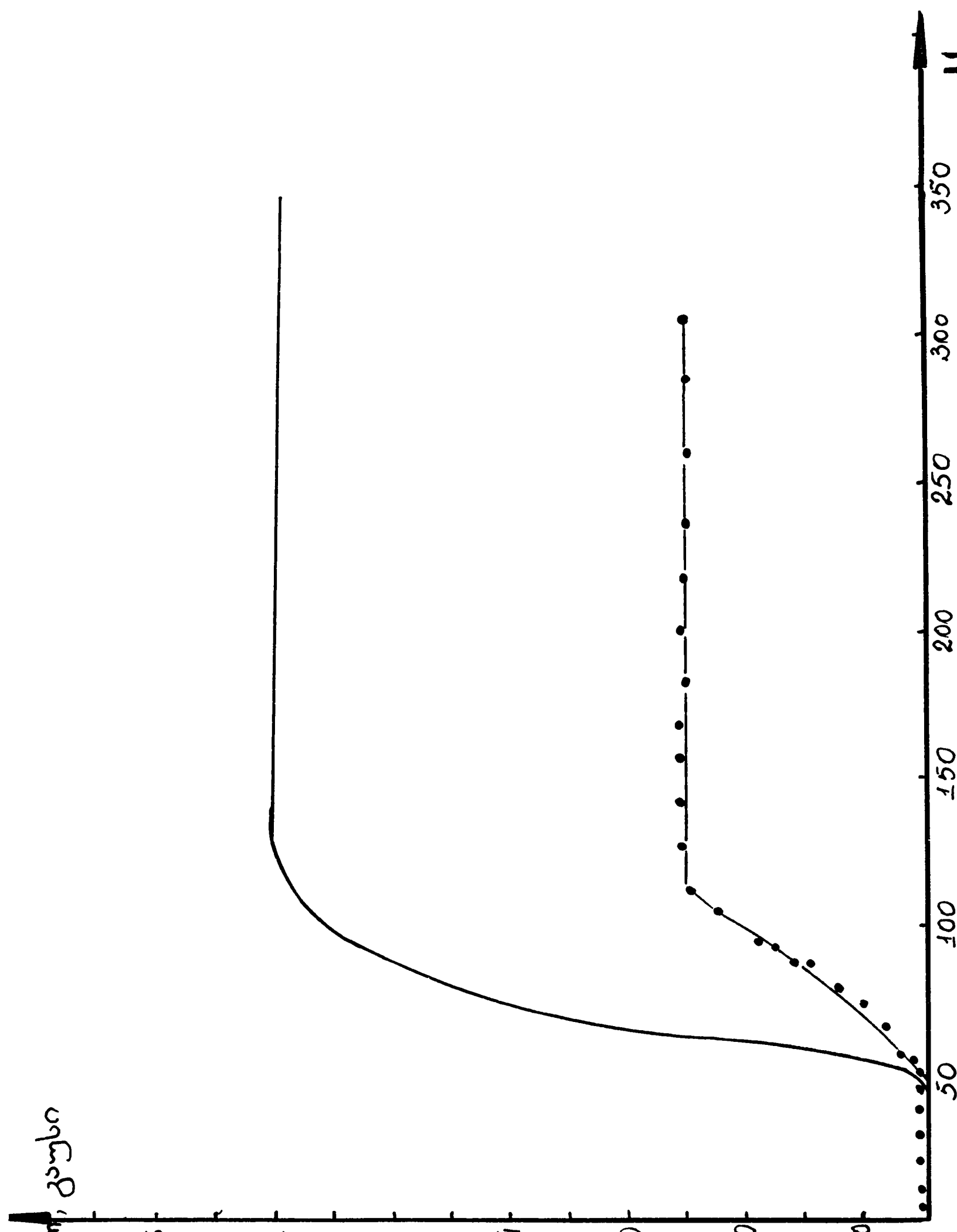
ნახ.6.1-ზე ნაჩვენებია ნიმუშის $4\pi M_{r e m} (H_m)$ დამოკიდებულება გარეშე მაგნიტური ველის 0—320 ერსტ. ინტერვალში ცვლილების დროს. როგორც ნახაზიდან ჩანს, $H_m \leq 50$ ერსტ. ველებისათვის ნარჩენი დამაგნიტებულობა ნულის ტოლია. ეს იმით აიხსნება, რომ ველების აღნიშნულ უბანში ნიმუში მაისნერის ფაზაში იმყოფება და ველი მთლიანად გამოიდევნება ნიმუშიდან. 50 ერსტ.-ზე მეტი ველებისათვის

4ჟი M_{rem}, განგბო

26
22
18
14
10
6,0
2,0
0

ნახ. 6.1

Ha, გრბო



ექსპერიმენტზე შეიმჩნევა $4\pi M_{rem}$ -ის ზრდა, ამ დროს ნიმუში იმყოფება შუბნიკოვის ფაზაში და მასში გარეშე ველის ზრდის შედეგად შეღწეული გრიგლების ნაწილი გამორთვის ველის სიდიდის მიხედვით მეტი და მეტი რაოდენობით ჩაიყინება. $H_m = 150$ ერსტ. ველისათვის ადგილი აქვს $4\pi M_{rem}$ სიდიდის გაჯერებას-იგი მუდმივი რჩება ველის შემდგომი გაზრდისას. აღნიშნული ფაქტი აიხსნება იმ გარემოებით, რომ როდესაც ადგილი აქვს $J_c = \text{const}$ პირობას, $H_a \geq H_m$ ველების დროს ველის გამორთვა არ იწვევს ინდუქციის განაწილების სურათის შეცვლას ნიმუშში.

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ ნიმუშიდან გრიგლების გამოსვლას ადგილი აქვს ველის ნულამდე შემცირებისას [40], ნარჩენი დამაგნიტებულობის განსაზღვრისათვის ნიმუშში ლოკალური ინდუქციის განაწილების სურათი გარეშე ველის იმ ინტერვალებისათვის, რომელშიც ხდებოდა ველის გამორთვა, მოცემულია ნახ. 6.2 ა, ბ, გ, დ-ზე, მისი მნიშვნელობებისათვის კი მიღებულია შემდეგი გამოსახულებები:

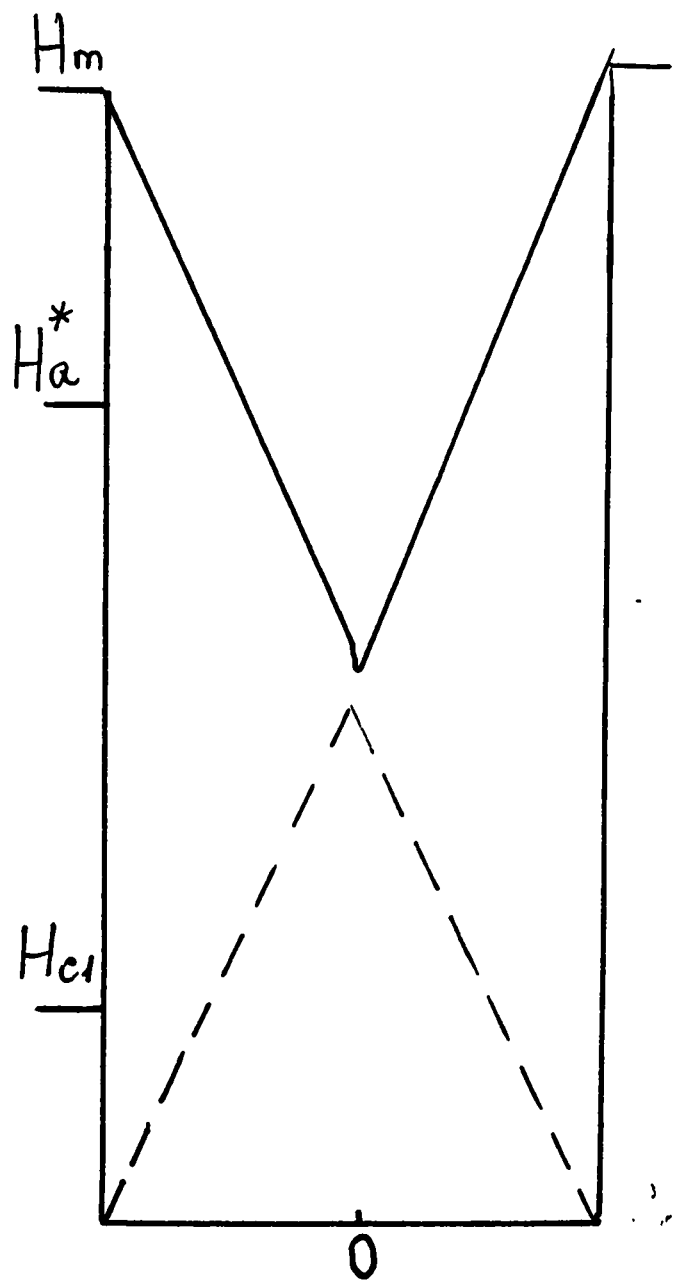
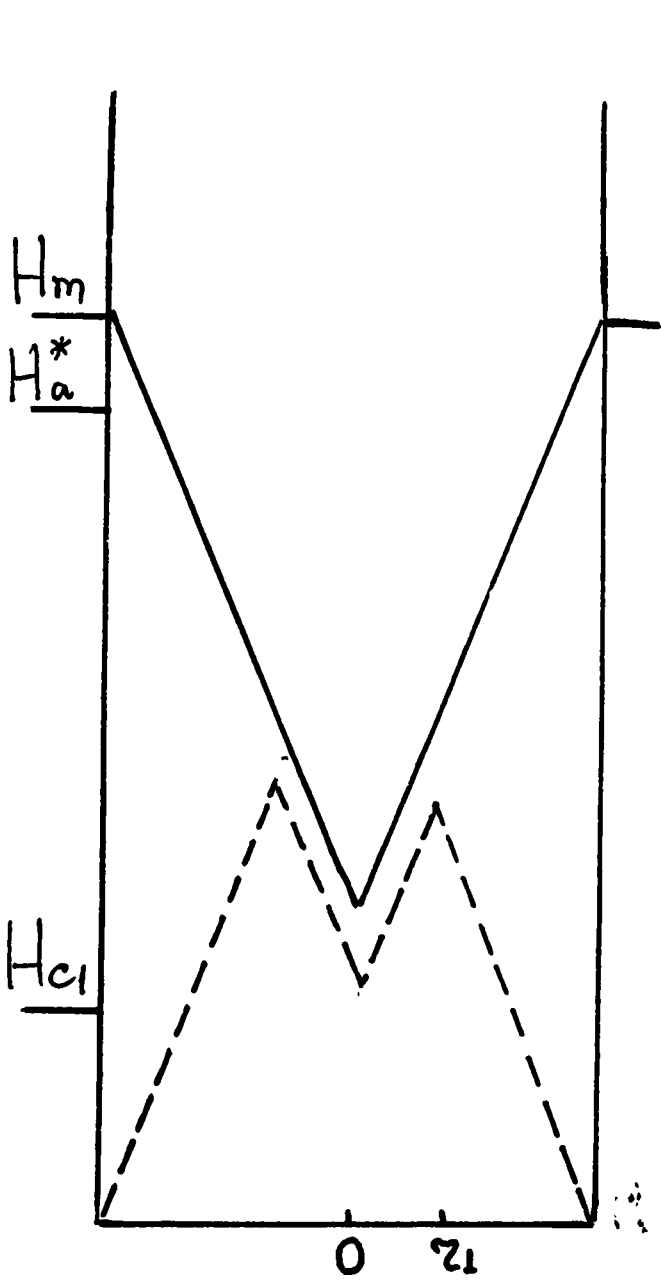
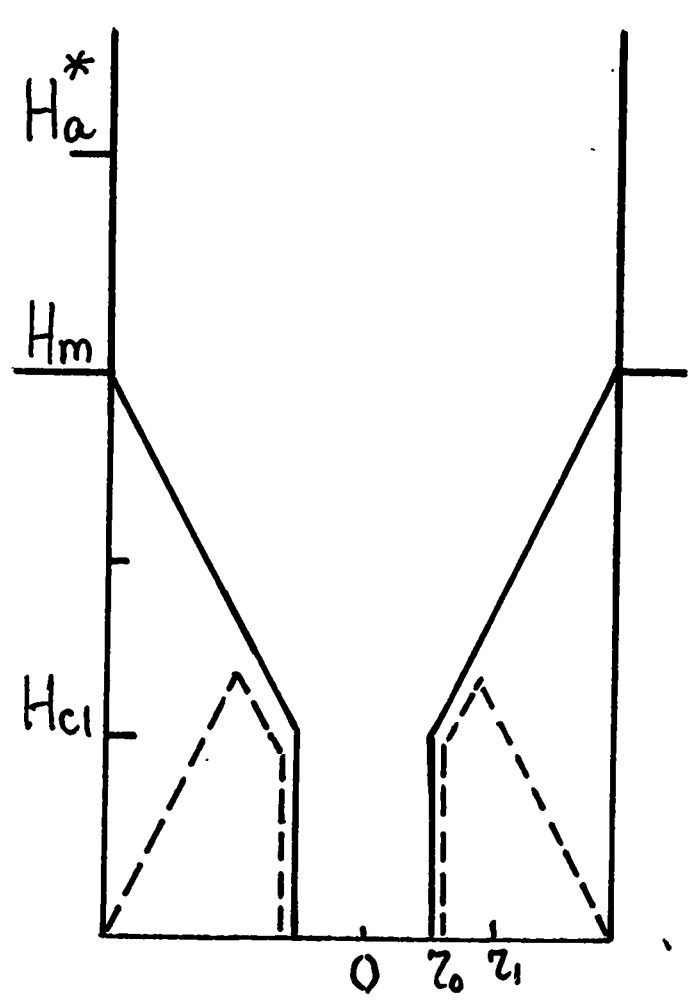
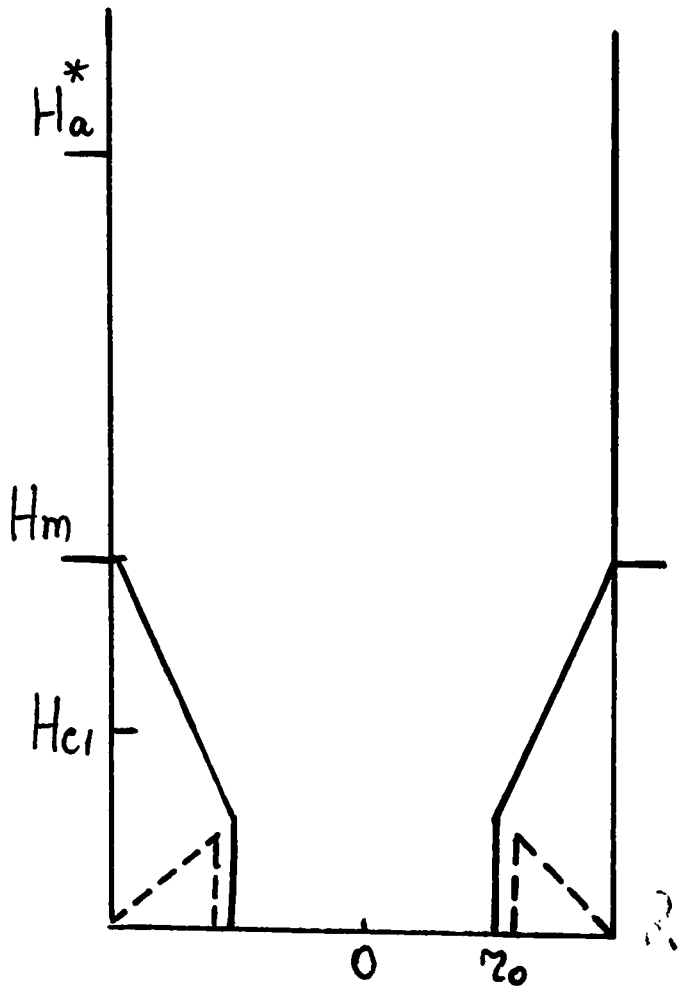
$$4\pi M_{rem} = \frac{2}{R^2} \int_{r_0}^R \left[H_a - \frac{4\pi}{c} j_c (r-R) \right] r dr =$$

$$= \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} - \frac{(H_a^* - H_a)^2}{H_a^* - H_{c1}} + \frac{2(H_a^* - H_a)^3}{3(H_a^* - H_{c1})^2}, \quad H_{c1} \leq H_a \leq 2H_{c1} \quad (6.1 \text{ ა})$$

$$4\pi M_{rem} = \frac{2}{R^2} \left\{ \int_{r_0}^{r_1} \left[H_a + \frac{4\pi}{c} j_c (r-R) \right] r dr + \int_{r_1}^R \left[H_a - \frac{4\pi}{c} j_c (r-R) \right] r dr \right\} =$$

$$= \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} - \frac{[2(H_a^* - H_{c1}) - H_a]^3}{12(H_a^* - H_{c1})^2} - \frac{(H_a^* - H_a)^2 (H_a - H_a^* + 3H_{c1})}{3(H_a^* - H_{c1})^2}, \quad (6.1 \text{ ბ})$$

$$2H_{c1} \leq H_a \leq H_a^*$$



ნახ. 6.2 ა,ბ,გ,დ

$$4\pi M_{rem} = \frac{2}{R^2} \left\{ \int_0^{r_1} \left[H_a + \frac{4\pi}{c} j_c(r-R) \right] r dr + \int_{r_1}^R \left[H_a - \frac{4\pi}{c} j_c(r-R) \right] r dr \right\} =$$

$$= \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} - \frac{[2(H_a^* - H_{c1}) - H_a]^3}{12(H_a^* - H_{c1})^2}, \quad H_a^* \leq H_a \leq 2(H_a^* - H_{c1}) \quad (6.1 \text{ გ})$$

$$4\pi M_{rem} = \frac{2}{R^2} \int_0^R \left[H_a - \frac{4\pi}{c} j_c(r-R) \right] r dr =$$

$$= \frac{H_a^* - H_{c1}}{3}, \quad H_a \leq 2(H_a^* - H_{c1}) \quad (6.1 \text{ დ})$$

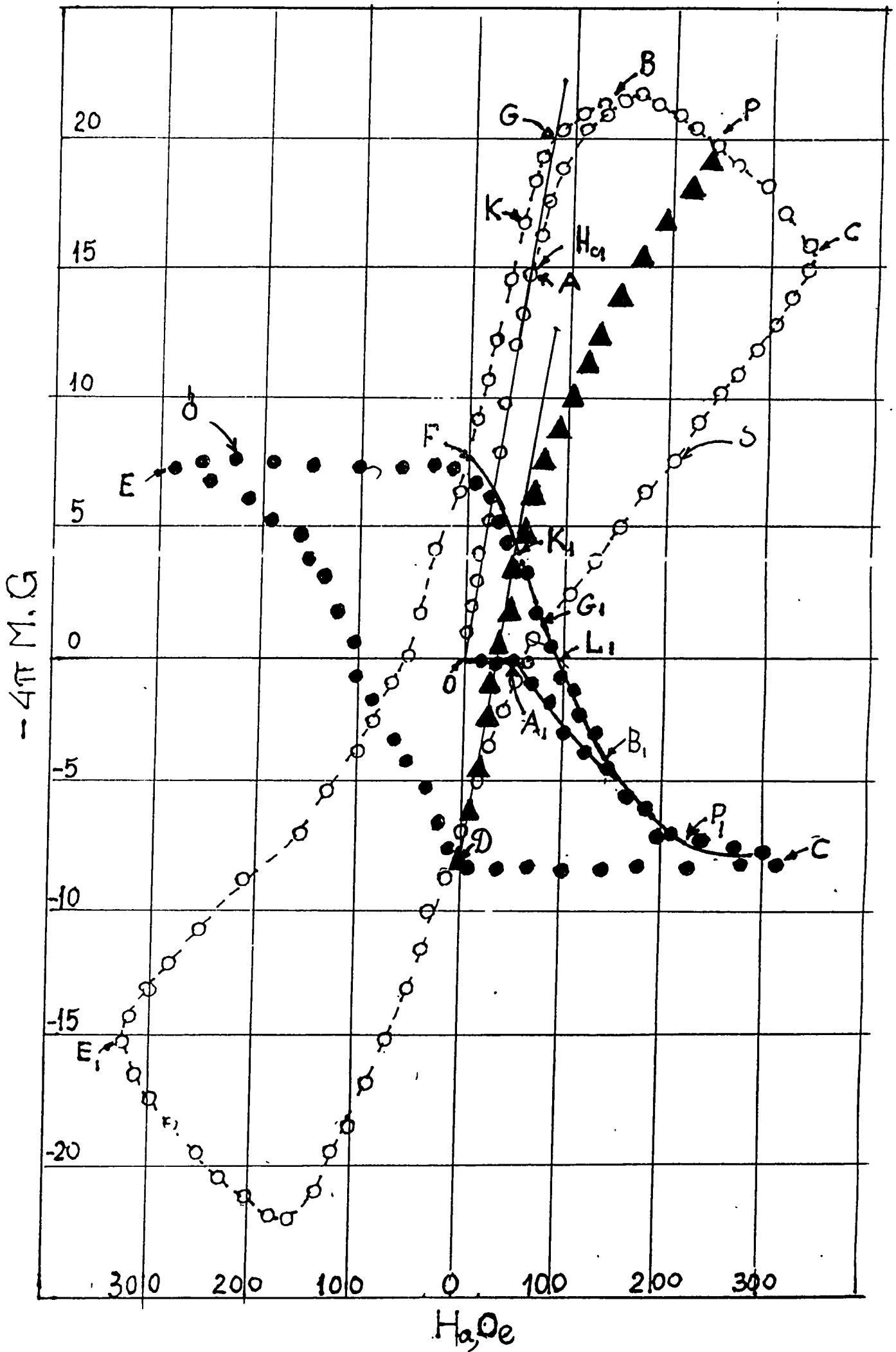
(6.1 ა,ბ,გ,დ) გამოსახულებებში H_a არის ის გარეშე მაგნიტური ველი, რომლის გამორთვის შემდეგ იზომებოდა $4\pi M_{rem}$ დამაგნიტებულობა, ხოლო r_0 და r_1 განისაზღვრება შემდეგნაირად:

$$r_0 = R \left(\frac{H_a^* - H_a}{H_a^* - H_{c1}} \right), \quad (6.2)$$

$$r_1 = R \left(\frac{2H_a^* - H_{c1} - H_a}{2(H_a^* - H_{c1})} \right) \quad (6.3)$$

$4\pi M_{rem}(H_a)$ ექსპერიმენტული დამოკიდებულება გარეშე მაგნიტური ველის სრული ციკლირებისას მოცემულია ნახ. 6.3-ზე შავი წერტილებით. (ცდომილებებს თვით წერტილის ზომები მოიცავს).

ქვემოთ განხილულია $4\pi M(H_a)$ და $4\pi M_{rem}(H_a)$ მრუდების (ნახ.6.3 ა,ბ) ერთობლივი ანალიზის საფუძველზე ნიმუშის გადამაგნიტების პროცესი, განპირობებული ძველი-ნარჩენი და მათი საწინააღმდეგო მიმართულების, ახლად შემოსული გრიგლების თანაარსებობით.



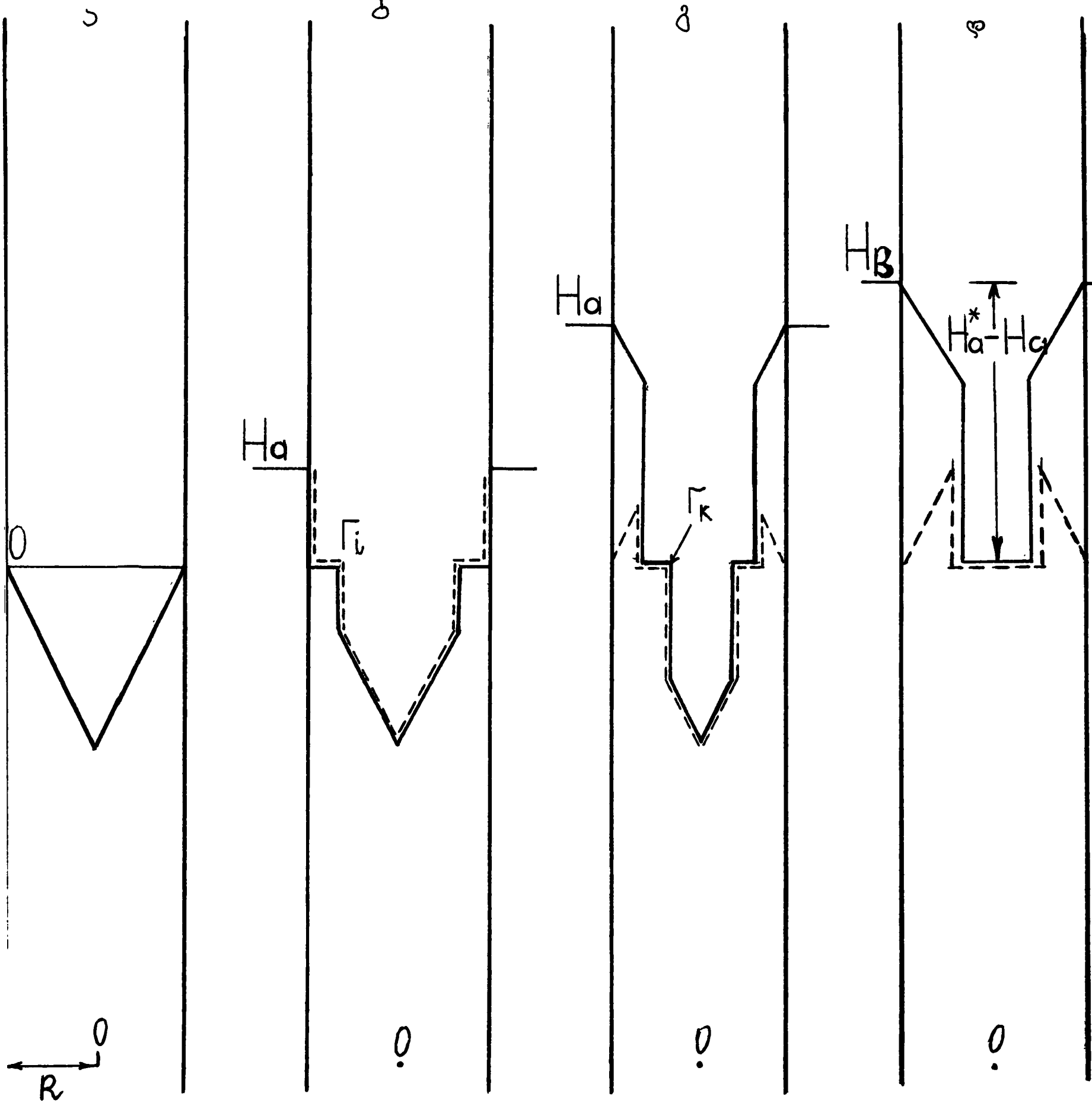
Бсб. 6.3

აღსანიშნავია, რომ H_{c1} -ის სიდიდე, რომელიც განსაზღვრული იყო მაისნერის უბნის მიხედვით (მე-2 თავი), ცდომილების ფარგლებში დაემთხვა იმ წერტილის შესაბამისი მაგნიტური ველის მნიშვნელობას, რომლის გამორთვისას ნარჩენი დამაგნიტებულობა ნულისაგან განსხვავებულია. (წერტილები A და A_1 ნახ. 6.3 ა,ბ -ზე.) DP მრუდით წარმოდგენილია დამაგნიტებულობის დამოკიდებულება გარეშე ველისაგან წინასწარ დამაგნიტებული ნიმუშისათვის (წერტილი D). ამ მრუდის დახრა $H_a \leq H_{c1}$ ველებისათვის ემთხვევა მაისნერის ფაზის შესაბამისი წრფივი უბნის დახრას (OA უბანი ნახ.6.3 ა-ზე). ეს ნიშნავს, რომ $0-H_{c1}$ უბანში გარეშე მაგნიტური ველის ზრდასთან ერთად დამაგნიტებულობა იზრდება მხოლოდ ეკრანირებული დენების ხარჯზე. ამგვარად, ნიმუშში ახალი გრიგლების შეღწევა მისი საწყისი მაგნიტური მდგომარეობის მიუხედავად, ყოველთვის იწყება H_{c1} -ის შემდეგ. FB უბანში გრიგლების ყოფაქცევა (ერთი ციკლის შემდეგ) აღიწერება შემდეგნაირად: $H_a=0$ ერსტ. ველის დროს (წერტილი F და F_1 ნახ. 6.3 ა,ბ-ზე) ნიმუშში გვაქვს ჩაყინული გრიგლები, რომელთა მიმართულება EF უბანზე (ნახ. 6.3 ა) კლებადი ველის მიმართულების თანხვედრითია. გარე ველის მიმართულების შეცვლისას და მისი ზრდისას $0-H_{c1}$ უბანში (FK და F_1K_1 ნახ. 6.3 ა, ბ-ზე), ეკრანირებული და გრიგლური მაგნიტური მომენტები ერთნაირადაა მიმართული. ეს იწვევს ნიმუშის ენერჯის სიმკვრივის ზრდას, რის გამოც გრიგლების გამოსვლა ნიმუშიდან ენერგეტიკულად ხელსაყრელი ხდება. ექსპერიმენტის დროს ეს იწვევს ნარჩენი დამაგნიტებულობის შემცირებას. აღსანიშნავია, რომ ველის ზრდისას $H_a < H_{c1}$ მნიშვნელობამდე ხდება გრიგლების გამოსვლა, მაგრამ თუ ახლა განვიხილავთ შებრუნებულ პროცესს – ველის H_a მნიშვნელობიდან 0-მდე შემცირებას, გრიგლების სიმკვრივე უცვლელი რჩება. მართლაც, გამოთვლებმა გვიჩვენა, რომ

გრიგლური დამაგნიტებულობა, რომელიც მიიღება ნიმუშის ჯამური დამაგნიტებულობისაგან (FK უბანი ნახ. 6.3 ა-ზე) ეკრანირებული წვლილის (OA უბანი ნახ.6.3-ზე) გამორიცხვით, ტოლი აღმოჩნდა ნარჩენი დამაგნიტებულობისა (F_1K_1 უბანი ნახ. 6.3 ბ-ზე).

G წერტილში ($H_a > H_{c1}$) ნიმუშის ჯამური დამაგნიტებულობა ტოლია ეკრანირებული დენის დამაგნიტებულობისა, მაგრამ ამ წერტილში გაზომილი ნარჩენი დამაგნიტებულობა (წერტილი G_1 ნახ.6.3 ბ-ზე) განსხვავებულია ნულისაგან. ის, რომ რეალურად არსებული ნარჩენი გრიგლების დამაგნიტებულობის წვლილი ნიმუშის ჯამურ დამაგნიტებულობაში აღმოჩნდა ნულის ტოლი, მიუთითებს იმ გარემოებაზე, რომ ნიმუშში ამ დროს ადგილი აქვს ურთიერთ საწინააღმდეგო მიმართულების გრიგლების თანაარსებობას, რომელთა წვლილი ჯამურ დამაგნიტებულობაში კომპენსირებულია. B წერტილში (ნახ. 6.3 ა) ჯამური დამაგნიტებულობის გარეშე ველისაგან დამოკიდებულების მრუდი ემთხვევა საწყის მრუდს, ე.ი. ამ დროს გადამაგნიტების პროცესი დასრულებულია, რომლის შემდეგ ნიმუშის ყოფაქცევა უკვე აღარ არის დამოკიდებული მისი მაგნიტური მდგომარეობის წინაისტორიისაგან.

როგორც ცნობილია, ბინის მარტივი მოდელის (მე-3 თავი) მიხედვით, ნულოვანი გარეშე ველის დროს ნარჩენი გრიგლების ინდუქცია მაქსიმალურია ნიმუშის შუა $r=0$ წერტილში და ტოლია: $B(0)=H^*-H_{c1}$. (ნახ. 6.4 ა). r -ის ზრდასთან ერთად იგი მცირდება და ზედაპირთან ხდება ნულის ტოლი: $B(R)=0$. საპირისპირო მიმართულების მაგნიტური ველის ზრდისას 0 -დან $H_a < H_{c1}$ ველამდე, გრიგლების გამოსვლა იწვევს ზედაპირულ შრეებში გრიგლებისაგან თავისუფალი უბნების წარმოქმნას, რომელთა სისქე იზრდება H_a ველის პროპორციულად:



ნახ. 6.4 ა, ბ, გ, დ

$$R-r_i = R \cdot \frac{H_a}{H_a^* - H_{c1}}$$

სადაც r_i გრიგლური შრის საზღვრის კოორდინატია. $H_a < H_{c1}$ ველების დროს ნიმუშში ინდუქციის განაწილება ნაჩვენებია ნახ. 6.4 ბ-ზე უწყვეტი ხაზით, ხოლო ველის შემცირებისას 0-მდე — პუნქტირით. ასეთი განაწილების დროს ნარჩენი დამაგნიტებულობისათვის გვაქვს:

$$4\pi M_{rem} = \frac{2}{R^2} \int_0^{r_1} B(r) r dr = \frac{H_a^* - H_{c1}}{3} \frac{H_a^2}{H_a^* - H_{c1}} \frac{2H_a^3}{3(H_a^* - H_{c1})^2} \quad (6.4)$$

$H_a > H_{c1}$ ველებისათვის (KB და K_1B_1 უბანი ნახ.6.3 ა,ბ-ზე) იწყება გარეშე ველის მიმართულების მქონე ახალი გრიგლების შეღწევა ნიმუშში. მათი რაოდენობა და დაკავებული ფართობი იზრდება ველის ზრდასთან ერთად, ხოლო ანიგილიაციის გამო ძველი გრიგლების რაოდენობა და მათ მიერ დაკავებული ფართობი მცირდება. $H_a > H_{c1}$ გარეშე ველებისათვის ინდუქციის განაწილება სქემატურად მოცემულია ნახ. 6.4 ბ-ზე უწყვეტი ხაზით, ხოლო ნარჩენი მაგნიტური ინდუქცია - პუნქტირით. გადამაგნიტების პროცესი მთავრდება ზრდად ველში, რომლის დროსაც უკვე აღარ გვაქვს ძველი მიმართულების გრიგლები (ნახ. 6.2 დ). ექსპერიმენტულ მრუდზე ამ მომენტს შეესაბამება წერტილები B და B_1 ნახ.6. 3 ა, ბ - ზე, შესაბამისად. ამ დროს $H_B = 130$ ერსტ.

H_B საშუალებას გვაძლევს შევაფასოთ კრიტიკული მდგომარეობის მოდელის ფენომენოლოგიური პარამეტრი

$$H_a^* = H_B + H_{c1} = 180 \text{ ერსტ.}$$

ნახ. 6.3 ბ-ზე უწყვეტი ხაზით ნაჩვენებია $4\pi M_{rem}(H_a)$ დამოკიდებულება, რომელიც ველების $OA_1B_1C_1$ უბანზე გამოთვლილია (6.1 ა,ბ,გ,დ) ფორმულებით, (6.4) ფორმულით ველების F_1K_1 უბანზე, ხოლო K_1B_1 უბანზე გათვალისწინებულია (6.1 ა,ბ,გ,დ)

და (6. 4) ფორმულები ერთდროულად, კერძოდ, გამოყენებულია მათი ალგებრული ჯამი. ავლნიშნოთ, რომ როგორც [40] შრომაში იყო ნაჩვენები, $H_a > 2(H_a^* - H_{c1})$ ველებისათვის ნარჩენი დამაგნიტებულობა უცვლელია და ტოლია $4\pi M_{rem} = H_a^* - H_{c1}$. ექსპერიმენტული მონაცემების თეორიული გამოთვლების შედეგებთან რაოდენობრივი შედარებისათვის შემოტანილია შემასწორებელი კოეფიციენტი $k=1/6$, გამოწვეული ნიმუშის ფოროვნობით და არაიდეალური დიამაგნეტიზმით. ცდომილების ფარგლებში მიღებული თეორიის კარგი თანხვედნა ექსპერიმენტთან ადასტურებს H_{c1} -ის მახლობლობაში ჩვენს მიერ აღწერილი გადამაგნიტების და ურთიერთსაწინააღმდეგო გრიგლების სტაციონალური თანაარსებობის შესახებ განხილული პროცესების სამართლიანობას.

თავი VII

მაღალტემპერატურული $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ზეგამტარი ნიმუშის მაგნიტური მომენტის ტემპერატურული დამოკიდებულება.

მყარსხეულოვანი რეაქციის მეთოდით დამზადებული კერამიკული მაღალტემპერატურული ზეგამტარი ნიმუშის მაგნიტური მომენტის ტემპერატურული დამოკიდებულების გამოსაკვლევად გამოყენებულია I თავში აღწერილი გაზომვის ბალისტიკური მეთოდი.

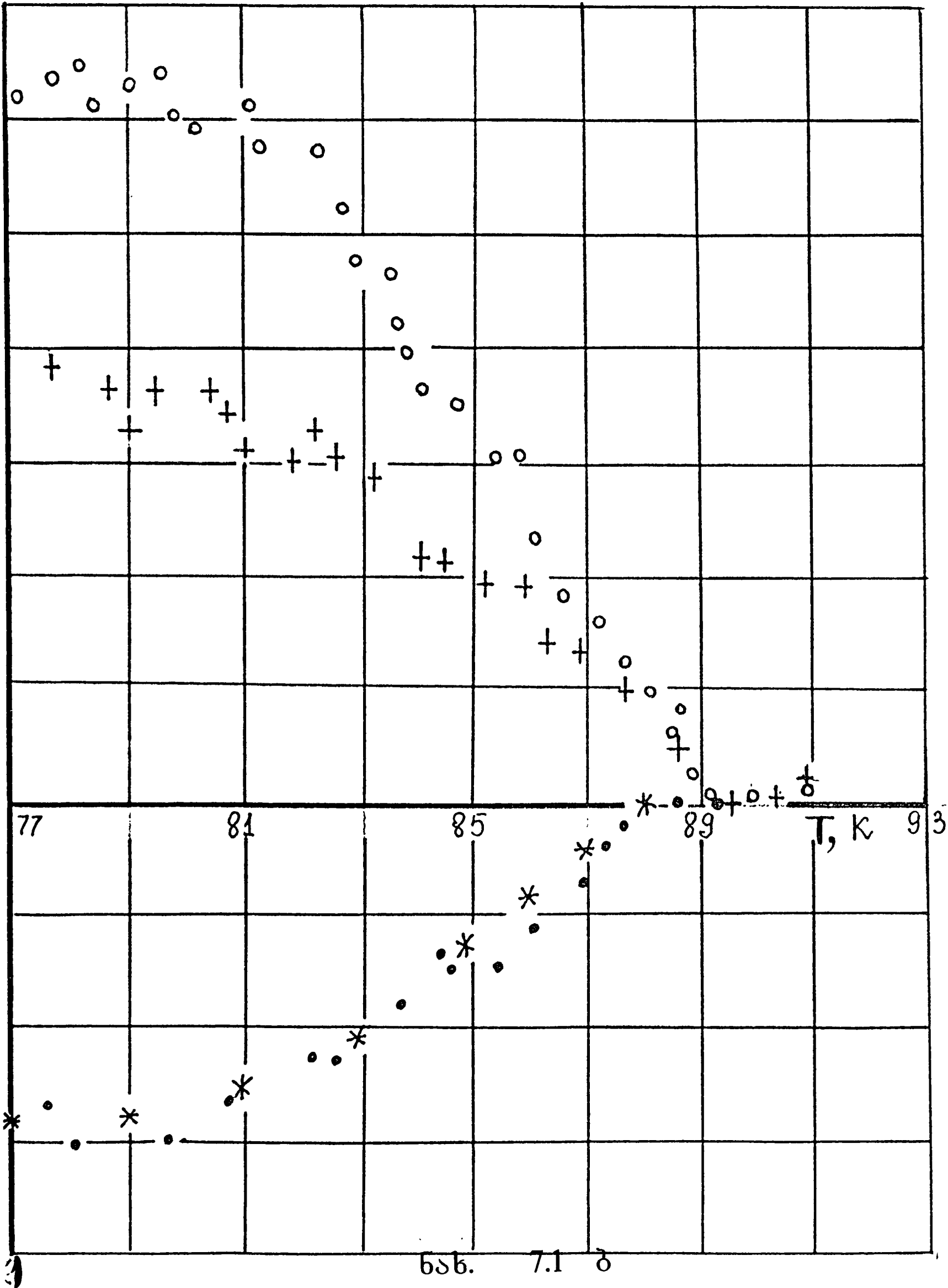
გამოკვლევა ჩატარებულია სამ სხვადასხვა ეტაპად:

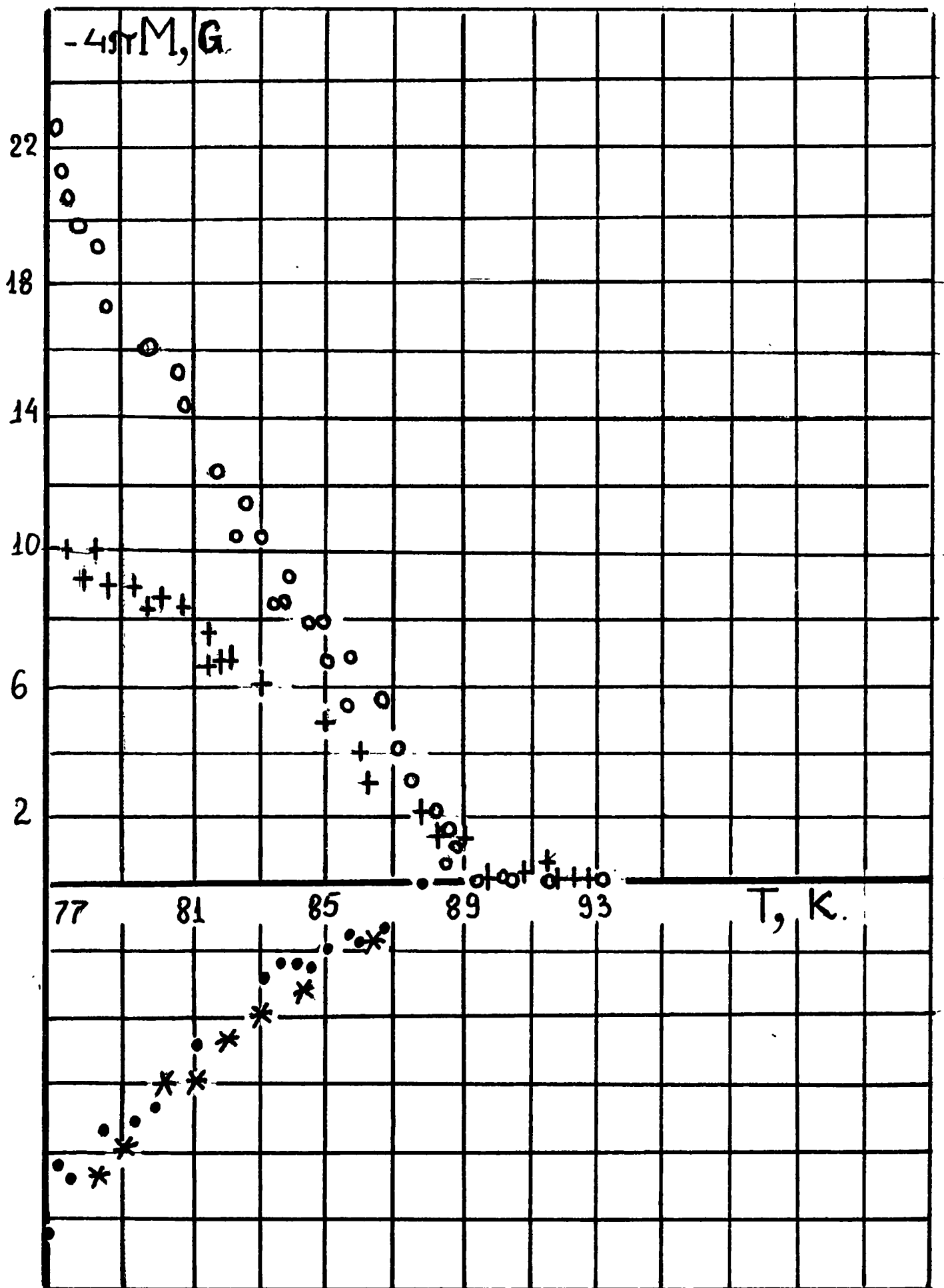
ნიმუშის ზეგამტარულ მდგომარეობაში გადაყვანა ხდებოდა ნულოვან მაგნიტურ ველში მისი ოთახის ტემპერატურიდან 77 K ტემპერატურამდე გაცივებით. შემდეგ ხდებოდა რატა H_a გარეშე მაგნიტური ველის ჩართვა და ამ Ha ველში იზომებოდა ნულოვან ველში გაცივებული ნიმუშის $M_{zfc}(T)$ (zero field cool'd) დამაგნიტებულობის ტემპერატურული დამოკიდებულება (77-93) K ტემპერატურულ ინტერვალში. (°°წერტილები ნახ. 7.1 ა,ბ,გ,დ,ე-ზე).

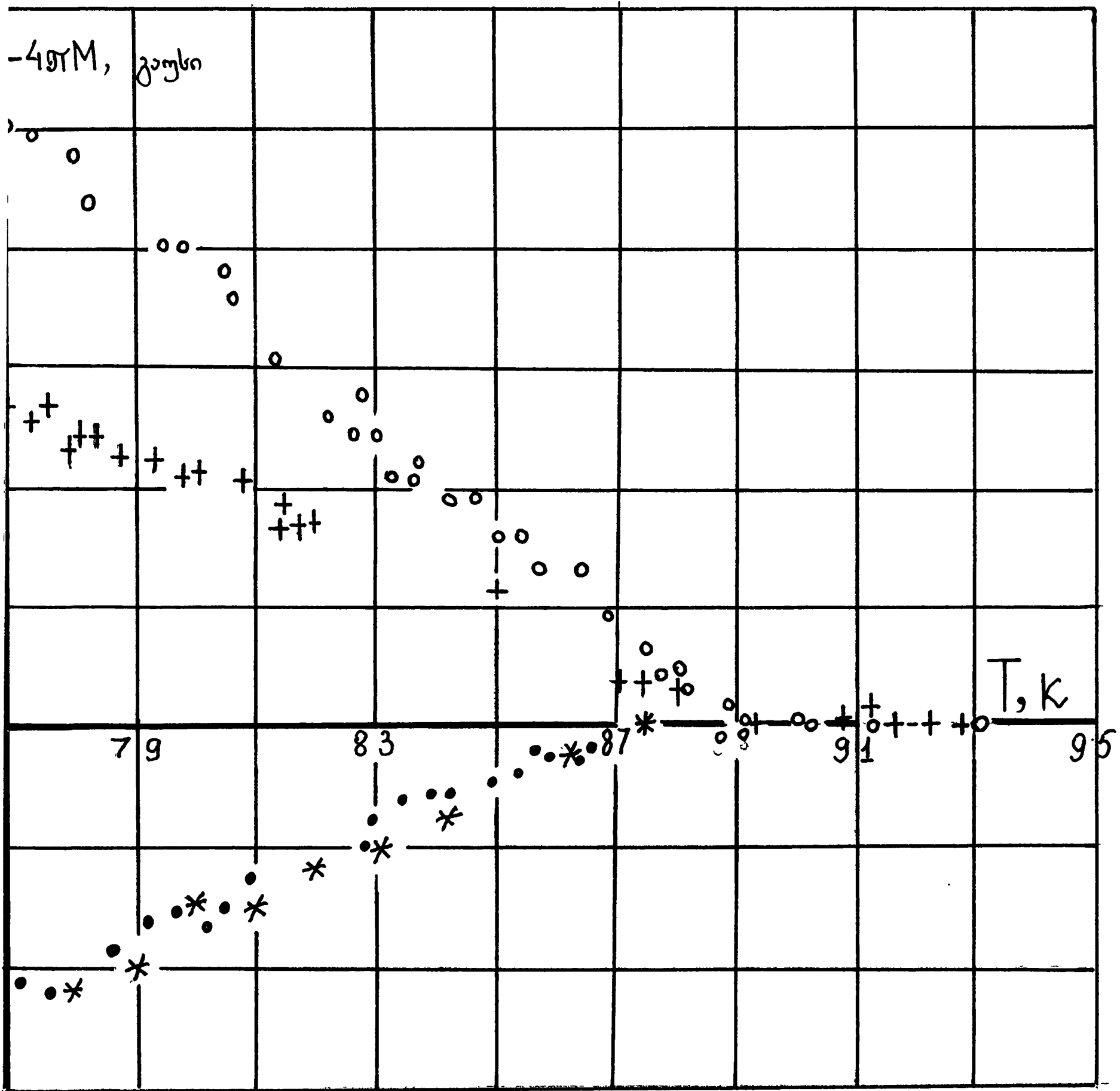
მეორე ეტაპზე მოცემულ ველზე ხდებოდა ნიმუშის ტემპერატურის შემცირება T_c -დან 77K -მდე და იზომებოდა $M_{fc}(T)$ (field cool'd) დამოკიდებულება (+ წერტილები ნახ. 7.1 ა,ბ,გ,დ,ე-ზე), გადაღებული $H_a=(20, 56, 77, 103, 129)$ ერსტ. შემთხვევებისათვის.

და ბოლოს, $M_{fc}(77 K)$ სიდიდის გაზომვის შემდეგ ხდებოდა გარეშე ველის გამორთვა და ტემპერატურის 77 K -დან $T>T_c$ მდე გაზრდის პროცესში იზომებოდა $M_{rem}(T)$ ნარჩენი მაგნიტური მომენტის ტემპერატურული დამოკიდებულება. (..... წერტილები ნახ 7.1 ა,ბ,გ,დ,ე-ზე).

1971 M, G

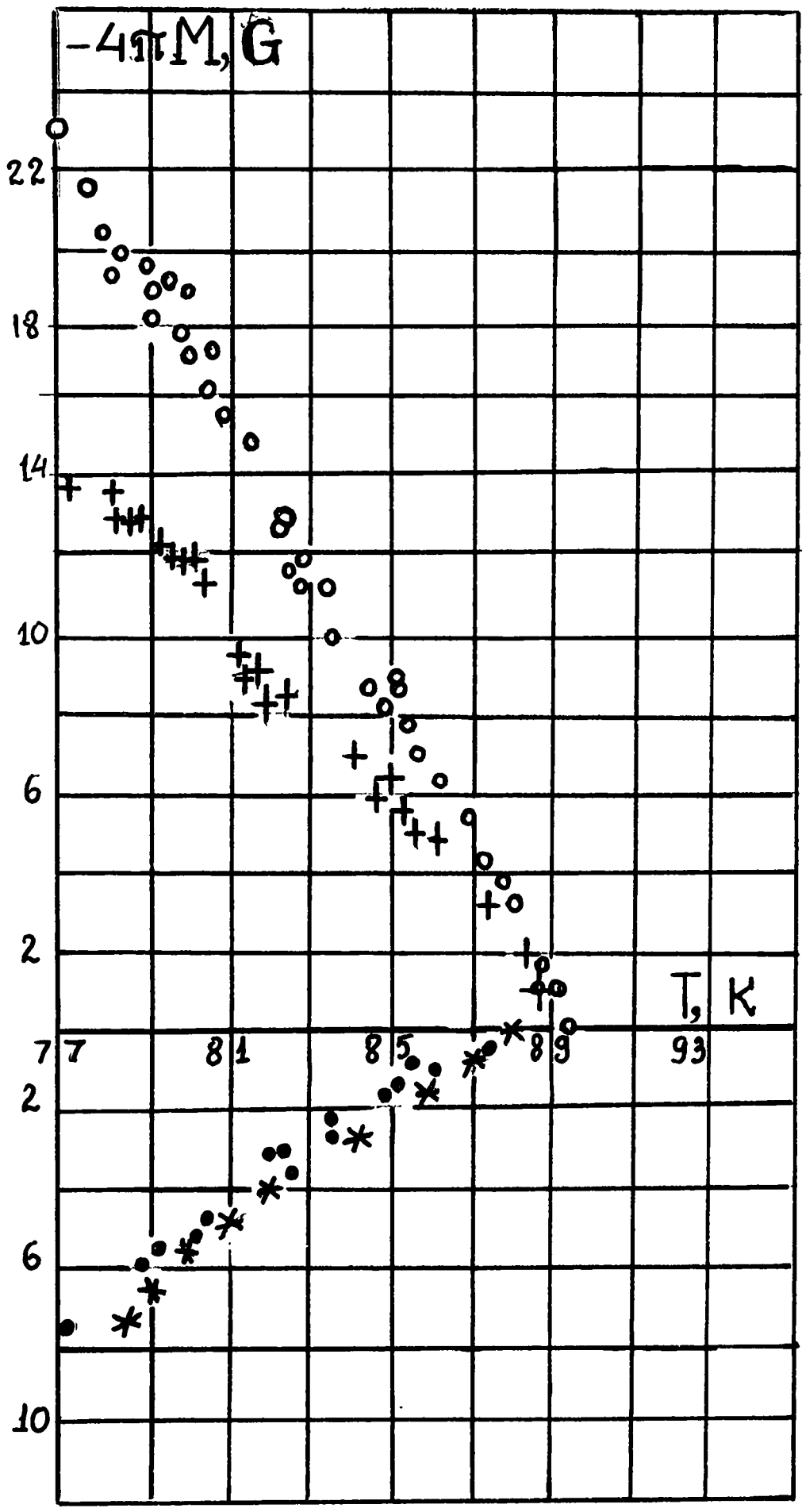






3)

ნახ.7.1 გ



бсб.7.1 г

ყველა გაზომვის დროს ტემპერატურის ცვლილება ხდებოდა 0,2 K-ის ტოლი ბიჯით. აღსანიშნავია, რომ თითოეული ექსპერიმენტი გრძელდებოდა დაახლოებით 10 სთ. H_a გარეშე მაგნიტური ველის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის ხდებოდა $M_{fc}(T)$, $M_{zfc}(T)$ და $M_{rem}(T)$ დამოკიდებულებების დადგენა.

$M_{zfc}(T)$ დამოკიდებულებაში, რომელიც $H_a < H_{c1}$ ველისთვისაა გადაღებული, შეიმჩნევა პლატო, რაც იმითაა გამოწვეული, რომ ტემპერატურების გარკვეულ ინტერვალში ნიმუში მაისნერის ფაზაში იმყოფება, მისი მაგნიტური მომენტი მხოლოდ ეკრანირებული დენითაა განპირობებული, რაც მხოლოდ მოცემულ გარეშე ველზეა დამოკიდებული. რაღაც T_1 ტემპერატურაზე (პლატოს ბოლო წერტილი) მოცემული გარე ველი, როგორც ჩანს, ნიმუშის ქვედა H_{c1} კრიტიკულ ველს უტოლდება და ნიმუში გადადის შუბნიკოვის ფაზაში, $M_{zfc}(T)$ მცირდება და 0-ს აღწევს T_2 ტემპერატურაზე, რომლის დროსაც მოცემული გარეშე ველი უკვე უტოლდება H_{c2} - ზედა კრიტიკულ ველს. ნახ.7.1 ა,ბ-ზე ნაჩვენებია $M_{zfc}(T)$ დამოკიდებულება, რომელიც მიღებულია $H_a = (20 \text{ და } 50) \text{ ერსტ.}$ გარეშე ველის დროს. ($^{\circ\circ}$ წერტილები).

$M_{zfc}(T)$ მრუდებზე, რომლებიც $H_a > H_{c1} (77 \text{ K})$ ველებისთვისაა მიღებული, პლატო არ არსებობს (ნახ.7.1 გ,დ,ე). ტემპერატურების გამოყოფილ ინტერვალში ნიმუში შუბნიკოვის ფაზაში იმყოფება.

$M_{fc}(T)$ დამოკიდებულებები შეესაბამება იმ გაზომვებს, რომელთა დროსაც ნიმუში უკვე ზეგამტარულ მდგომარეობაში იმყოფებოდა, პინინგის გამო გრიგლების გამოსვლა გაძნელებულია, ამიტომ $M_{fc}(T)$ მრუდი უფრო დაბლა განთავსდა, ვიდრე $M_{zfc}(T)$ მრუდი.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, 77 K -ზე $M_{fc}(T)$ სიდიდის გაზომვის შემდეგ ხდებოდა H_a ველის გამორთვა, ამის გამო ეკრანირებული დენი ისპობა, ნიმუშში რჩება ჩაყინული გრიგლები,

რომელთა მომენტი გამოთიშული ეკრანირებული დენის მომენტის საპირისპიროა, ამიტომ $M_{rem} > 0$. (••• წერტილები ნახ. 7.1 ა,ბ,გ,დ,ე-ზე). $M_{rem}(T)$ დამოკიდებულებიდან ჩანს, რომ ტემპერატურის ზრდისას $M_{rem}(T)$ მცირდება და $T^* < T_c$ ტემპერატურაზე 0-ის ტოლი ხდება. ეს ნიშნავს, რომ T-ს ზრდასთან ერთად ხდება პინინგ-ცენტრებიდან გრიგლების მოწყვეტა, $T > T^*$ ტემპერატურაზე დაპინინგებული გრიგლები უკვე აღარ გვაქვს და თავისუფალი გრიგლები ტოვებენ ნიმუშს. ამას ადასტურებს $M_{zfc}(T)$ და $M_{fc}(T)$ მრუდების შექცევადობა ტემპერატურების $T^* - T_{c1}$ ინტერვალში. აღსანიშნავია, რომ $M_{fc}(T) - M_{zfc}(T)$ სხვაობა, (***წერტილები ნახ. 7. ა,ბ,გ,დ,ე-ზე) გაზომვის ცდომილების ფარგლებში ემთხვევა $M_{rem}(T)$ ექსპერიმენტულ მნიშვნელობას ტემპერატურების მთელს ინტერვალში:

$$M_{rem}(T) = M_{fc}(T) - M_{zfc}(T) = [M_{g\uparrow}(T) + M_{g\downarrow}(T)]_{fc} - M_{g\uparrow}(T)_{zfc}$$

[42] შრომიდან ცნობილია, რომ $H_{c1}(\gamma) = H_{c1}^c (1 + \chi \sin^2 \gamma)^{-1/2}$. (1)

γ_1 ორიენტაციის გრანულები გვაქვს გარეშე ველის $0 < H_a < H_{c1}$ უბანში. აღნიშნულ ინტერვალში (1) მიიღებს სახეს:

$$H_a = H_{c1}^c (1 + \chi \sin^2 \gamma_1)^{-1/2}.$$

ამგვარად,

$$1 + \chi \sin^2 \gamma_1 = \left(\frac{H_{c1}^c}{H_a} \right)^2, \text{ საიდანაც}$$

$$\gamma_1 = \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^c}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}$$

თუ გავითვალისწინებთ, რომ

$$H_{c1}^c = (1 + \chi)^{1/2} H_{c1}^{ab}, \text{ საბოლოოდ } \gamma_1\text{-სთვის}$$

მივიღებთ:

$$\gamma_1 = \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}$$

როგორც ცნობილია, $H_{c1}(\gamma) = H_{c1}^c (1 + \chi \sin^2 \gamma)^{-1/2}$

განვიხილოთ გასაშუალება რაღაც θ კუთხით:

$$\begin{aligned} \bar{H}_{c1}(\Theta) &= H_{c1}^c \int_0^{\pi/2} (1 + \chi \sin^2 \Theta)^{-1/2} \sin \Theta d\Theta = H_{c1}^c \int_0^1 [1 + \chi(1 - x^2)]^{-1/2} dx = \\ &= H_{c1}^c \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{1 + \chi - \chi x^2}} dx, \end{aligned}$$

სადაც შემოტანილია აღნიშვნა: $\cos \theta \equiv x$.

საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\bar{H}_{c1}(\Theta) = H_{c1}^c \frac{1}{\chi^{1/2}} \arcsin \frac{\chi^{1/2} x}{(1 + \chi)^{1/2}} \Big|_0^1 = H_{c1}^c \frac{1}{\chi^{1/2}} \arcsin \frac{\chi^{1/2}}{(1 + \chi)^{1/2}},$$

ხოლო თუ გავითვალისწინებთ, რომ $H_{c1}^c = H_{c1}^{ab} (1 + \chi)^{1/2}$,

$\bar{H}_{c1}(\gamma)$ -სთვის გვექნება:

$$\bar{H}_{c1}(\gamma) = H_{c1}^{ab} \left(\frac{1 + \chi}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{1 + \chi} \right)^{1/2}.$$

(5.34) ფორმულის გამოყვანა:

$$\begin{aligned}
 4\pi\bar{\mathbf{M}} &= \int_0^{\gamma_1} \left[-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} - \mathbf{H}_b - \mathbf{H}_a \right] \sin \gamma \, d\gamma + \int_{\gamma_1}^{\pi/2} \left[-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} - \mathbf{H}_s \right] \sin \gamma \, d\gamma = \\
 &= \left(-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} - \mathbf{H}_a \right) \left(-(1 - \sin^2 \gamma) \right)^{1/2} \Big|_0^{\gamma_1} + \left(-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} \right) \left(-(1 - \sin^2 \gamma) \right)^{1/2} \Big|_{\gamma_1}^{\pi/2} - \\
 &- \int_{\gamma_1}^{\pi/2} \left(\mathbf{H}_{c1}(\gamma) - \mathbf{H}_b \right) \sin \gamma \, d\gamma = \left(-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} - \mathbf{H}_a \right) \left(1 - \left[1 - \frac{1}{\chi} \left[(1 + \chi) \left(\frac{\mathbf{H}_{c1}^{ab}}{\mathbf{H}_a} \right)^2 - 1 \right] \right]^{1/2} \right) - \\
 &- \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} \left(1 - \frac{1}{\chi} \left[(1 + \chi) \left(\frac{\mathbf{H}_{c1}^{ab}}{\mathbf{H}_a} \right)^2 - 1 \right] \right)^{1/2} - \\
 &- \mathbf{H}_{c1}^{ab} \left(\frac{1 + \chi}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left\{ \left(\frac{\chi}{1 + \chi} \right)^{1/2} \cos \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1 + \chi) \left(\frac{\mathbf{H}_{c1}^{ab}}{\mathbf{H}_a} \right)^2 - 1 \right] \right\}
 \end{aligned}$$

(5.35) ფორმულის გამოყვანა:

$$\begin{aligned}
 4\pi \bar{\mathbf{M}} &= \int_0^{\pi/2} \left[-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} - \mathbf{H}_s \right] \sin \gamma \, d\gamma = \int_0^{\pi/2} \left[-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} \right] \sin \gamma \, d\gamma + \\
 &+ \int_0^{\pi/2} \left[-\mathbf{H}_s \right] \sin \gamma \, d\gamma = - \left(-\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} \right) \cos \gamma \Big|_0^{\pi/2} - \bar{\mathbf{H}}_{c1}(\gamma) (-\cos \gamma) \Big|_0^{\pi/2} = \\
 &= -\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c \mathbf{R} - \mathbf{H}_{c1}^{ab} \left(\frac{\chi+1}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{\chi+1} \right)^{1/2}
 \end{aligned}$$

(5.37) ფორმულის გამოყვანა:

$$\begin{aligned}
 4\pi\overline{M} &= \int_0^{\gamma_1} \left[\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R - H_a + H_b \right] \sin \gamma \, d\gamma + \int_{\gamma_1}^{\pi/2} \left[\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R - H_s \right] \sin \gamma \, d\gamma = \\
 &= \left(\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R - H_a \right) \cdot \left(1 - \left[1 - \frac{1}{\chi} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right] \right]^{\frac{1}{2}} \right) + \\
 &+ \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c \cdot \left(1 - \frac{1}{\chi} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right] \right)^{\frac{1}{2}} + \int_0^{\gamma_1} H_b \sin \gamma \, d\gamma - \int_{\gamma_1}^{\pi/2} H_s \sin \gamma \, d\gamma = \\
 &= \left(\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R - H_a \right) \left(1 - \left[1 - \frac{1}{\chi} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right] \right]^{\frac{1}{2}} \right) + \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R \cdot \\
 &\cdot \left(1 - \frac{1}{\chi} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right] \right)^{\frac{1}{2}} + a H_{c1}^{ab} \left(\frac{1 + \chi}{\chi} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \arcsin \left(\frac{\chi}{1 + \chi} \right)^{\frac{1}{2}} - \arcsin \left[\left(\frac{\chi}{1 + \chi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$\cdot \cos \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \left. \right\} - (1 - a) \left(\frac{1 + \chi}{\chi} \right)^{1/2} H_{c1}^{ab}.$$

$$\cdot \arcsin \left[\left(\frac{\chi}{1 + \chi} \right)^{1/2} \cos \arcsin \frac{1}{\chi^{1/2}} \left[(1 + \chi) \left(\frac{H_{c1}^{ab}}{H_a} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \right]$$

(5.38) ფორმულის გამოყვანა:

$$\begin{aligned} 4\pi M &= \int_0^{\pi/2} \left[\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R - H_a + H_b \right] \sin \gamma \, d\gamma = \left(\frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c - H_a \right) + a H_{c1}^{ab} \left(\frac{\chi + 1}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{\chi + 1} \right) \\ &= \frac{1}{3} \frac{4\pi}{c} j_c R + a H_{c1}^{ab} \left(\frac{\chi + 1}{\chi} \right)^{1/2} \arcsin \left(\frac{\chi}{\chi + 1} \right)^{1/2} - H_a \end{aligned}$$

ძირითადი შედეგები

1. მყარსხეულოვანი რეაქციის მეთოდის გამოყენებით დამზადებულია მაღალტემპერატურული კერამიკული $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ზეგამტარი ნიმუში. შემუშავებულია დამაგნიტებულობის გაზომვის ბალისტიკური მეთოდი.
2. მიღებულია ნიმუშის დამაგნიტებულობის გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულების ჰისტერეზისული მრუდი და შეფასებულია H_{c1} პირველი კრიტიკული მაგნიტური ველი.
3. ჰისტერეზისის სიგანის მიხედვით შეფასებულია დენის სიმკვრივის კრიტიკული მნიშვნელობა.
4. შეფასებულია ნიმუშში ჩაყინული გრიგლების რაოდენობა და მოცემულია მათი ცვლილების კანონი გარეშე მაგნიტური ველის შემცირებისას $H_{c1} - 0$ ინტერვალში.
5. დადგენილია დამაგნიტებულობის გარეშე მაგნიტური ველისაგან დამოკიდებულების მრუდების ოჯახი FC (მოცემულ ველში გაცივება) პროცედურის დროს. დადგენილია ველების ინტერვალი, რომელშიც დამაგნიტებულობა დამოკიდებულია ნიმუშის დამაგნიტების წინაისტორიისაგან.
6. დადგენილია მტზ ნიმუშის $M_{zfc}(T)$, $M_{fc}(T)$ დამაგნიტებულობის და $M_{rem}(T)$ ნარჩენი დამაგნიტებულობის ტემპერატურული დამოკიდებულებები.
7. $M_{zfc}(T)$ და $M_{fc}(T)$ მრუდებზე მიღებულია შექცევადობის უბანი T_c -ს მახლობლობაში. ნაჩვენებია კარგი თანხვედნა ექსპერიმენტზე უშუალოდ გაზომილ $M_{rem}(T)$ დამოკიდებულებასა და $M_{zfc}(T)$ და $M_{fc}(T)$ მრუდების შედარებიდან მიღებულ ნარჩენ დამაგნიტებულებას შორის.
8. ექსპერიმენტული მონაცემების და თეორიული გამოთვლების შედარების საფუძველზე დადგენილია სასაზღვრო პირობა ნიმუშის ნარჩენი ინდუქციისათვის.

9. თეორიული გამოთვლების ექსპერიმენტულ მონაცემებთან უკეთესი თანხვედნისათვის კრიტიკული მდგომარეობის მოდელში გათვალისწინებულ იქნა ნიმუშის პოლიკრისტალური სტრუქტურა, გრანულების ანიზოტროპია, წონასწორული ინდუქციის $B_{eq}(H_a)$ დამოკიდებულების აპროქსიმაცია და სასაზღვრო პირობაში გრანულის ზედაპირზე ინდუქციის ნახტომი.

10. მიღებულია გარეშე მაგნიტური ველისაგან ნარჩენი დამაგნიტებულობის დამოკიდებულების პისტერეზისული მარყუჟი, $0 - \pm 320$ ერსტ. ინტერვალში ველის ციკლირებისას. დადგენილია H_{c1} პირველი კრიტიკული მაგნიტური ველის განსაზღვრის შესაძლებლობა $M_{rem}(H_m)$ იზოთერმული ნარჩენი დამაგნიტებულობის მრუდიდან.

11. $M_{rem}(H_a)$ და $M(H_a)$ დამოკიდებულებების ანალიზის საფუძველზე შესწავლილია ნიმუშის გადამაგნიტების პროცესი და დადასტურებულია ამ დროს ურთიერთსაწინააღმდეგო ნიშნის გრიგლების თანაარსებობა.

12. გადამაგნიტების პროცესის სხვადასხვა სტადიისათვის ჩვენს მიერ შემოთავაზებულია ნიმუშში ლოკალური ველის განაწილების სქემატური სურათი.

13. შეფასებულია კრიტიკული მდგომარეობის ფენომენოლოგიური პარამეტრების მნიშვნელობები.

დისერტაციის ძირითადი შედეგები გადმოცემულ

შემდეგ პუბლიკაციებში:

1. გამცემლიძე გ.ა. , გამკრელიძე კ.პ., ბიბილური დ.ი., მირზოევა მ შარიკაძე ლ. ა., შონია გ. კ. Необратимость намагничения ВТСП $YBaCu$ Сообщения АН р.Г., 1991, т.104, № 2. ст. 325.

2. გამცემლიძე გ.ა. , გამკრელიძე კ.პ., ბიბილური დ.ი., მირზოევა მ შარიკაძე ლ. ა., შონია გ. კ. Исследование намагниченности керамическом $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. ФНТ, 1991, т.17, №5. ст.619.

3. გამცემლიძე გ.ა. , გამკრელიძე კ.პ., ბიბილური დ.ი., მირზოევა მ შარიკაძე ლ. ა., შონია გ. კ. Температурная зависимость намагни чённо высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Сообщения АН Г 1991, т. 142. ст. 49.

4. გამცემლიძე გ.ა. , გამკრელიძე კ.პ., ბიბილური დ.ი., მირზოევა მ შარიკაძე ლ. ა., შონია გ. კ. Магнитные свойства высокотемпе- ратури сверхпроводников типа 1-2-3. Труды ТГУ, 1991, т. 306. ст.105.

5. გამცემლიძე გ.ა. , გამკრელიძე კ.პ., მირზოევა მ.ი., შონია გ. Исследование изотёрмической остаточной намагниченности высокотемпературном сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. ФНТ, 1993. т.19, Г ст.1034.

6. G.Gamtsemlidze, K Gamkrelidze, M.Mirzoeva, G.Shonia. High Temperature Supercondu Ceramic $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Magnetisation st Rising Magnetic Field. Bulletin of The Georg Academy of Sciences, 158, N 1, 1998. p. 38.

7. G.Gamtsemlidze, K Gamkrelidze, M.Mirzoeva, G.Shonia. Description of Critical State of H Temperature Ceramic $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Superconductor with Account of Poiycrystalline Structur the Sample. Bulletin of The Georgian Academy of Sciences, 161, №2, 2000. p.215.

8. G.Gamtsemlidze, K Gamkrelidze, M.Mirzoeva, G.Shonia. Study of Remagnetization Proces Higt-Temperature Superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Bulletin of The Georgian Academy of Scien 162, N 2, 2000. p. 240.

ලිඞ්ඞුරාඞුරා

1. Kamerling Onnes H.-Leiden Comm. 1911, V. 122 b, p.124.
2. Deaver B.S., Jr. Fairbank W.M -phys.Rev. Lett. 1961,V. 7,p.43
3. Doll R., Nabauer M. - phys. Rev. Lett. 1961, V. 7,p. 51
4. Josepson B. D. - phys. Rev. Lett. 1962. V. 1,p.251
5. Янсон Н. К., Свистунов В.М., Дмитренко Н.М.- ЖЗТФ, т.48, с.976, 1965.
6. Meissner W. Ochsenfeld R. - Naturwiss, 1933, V. 21,p.787
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.- М.: Наука, 1972
8. London F., London H.- Proc.Roy.Sec, 1935,v.A 149, p.71
9. Шубников Л.В., Хоткевич В.И., Шепелов Ю.Д., Рябинин Ю.Н. ЖЗТФ ~, 1937
10. Абрикосов А.А.-ЖЗТФ, 32, 1957
11. Livingston J. D. - Phys. Rev., 129. 1943 (1963)
12. Cullen G.W. Novak R.L., Appl.Phys. Lett., 4., 147. 1964
13. Livingston J. D., Sckadler H. W., Progr. Mater. Ski., 12, 1933
14. Campbell A. M. , Evetts J. E., - Critical Currents In Superconductors. London, 1972
15. Bean C. P., - Rev. Mod. Phys., 36. 31 , 1964
16. Kim Y. B., Hempstead C. F., Strnad A. R., - Phys. Rev. 129, 528. 1963
17. Kim Y. B., Hempstead C. F., Strnad A. R., - Phys. Rev. Lett., 9, 306, 1962
18. Anderson P.W., Phys.Rev Lett., 9, 309
19. Beasley M.R., Labusch R.L, Webb W.W., Phys. Rev. 181, 682. 1969
20. Hagen G. W., Guessen R., Salomons E.- Physica 157. 199 . 1989
21. Youwen X. Suenaga M. Moodenbaygh A., Welch D.- Phys. Rev. B. 1989
22. Chen D., Sanchez A., Nogues J., Munoz J. - Phys. Rev. B. 41, 1989
23. McElfresh M. W., Yeshurun Y., Malozemoff A., Holtzberg F.- Physica A. 168, 1990
24. Clem J., - Appl. Phys. 50 . 1979
25. Hlu S., Hojaji H., Barkatt A., Borroomand M.- Phys. Rev. B. 1991
26. Hendrix B. et all. - Process and Appl. High Tc Supercond. - Warrendale (pa) 1988

277. Song Y. et al. - Phys. Rev. B. 1988, v.38. N 4
288. Schariz M. et.al.- Physica C, 1988, v. 153-155
299. Таблицы физических величин. Под редакцией Кикоина И.К.-
М.:Атомиздат,1976
300. Crabtree G., Liu J., Umerawa A., Kwor W., Sowers C., Malik S., Veal B., Lam. D.,
Brodsky M., Downey J., - Phys. Rev. B. v. 36. 1987
311. Malozemoff A., Krusin - Elbaum L., et al.- Phys. Rev. B. N 10. 1988
322. Farell D., Fang M., Bansal N. - Phys. Rev. B. N 1. 1989
333. Foldeaki M., McHenry M., O Handley R.- Phys. Rev. B. N 4. 1989
344. Shimizu E., - Phys. Rev. B. N4. 1989
355. Wolfus Y., Yeshurum Y., Farnel I. - Phys. Rev. B. N 16. 1989
366. Izumi T., Ken. A. - Phys. Rev B. N 4. 1989
377. Kwor W., Welp U., et al. - Phys. Rev. B. N 13, 1989
388. Triscone G., Graf T., et al.- Physica C. 168. 1990
399. Frucher L., Aguillon C., et al.- Physica C. 160. 1989
400. Гамцемлидзе Г.А.,Гамкрелидзе К.П.,Мирзоева М.И.,Шония Г.К.-
ФДНТ,19,N 9,1993
411. Fietz W., Webb W. - Phys. Rev. v 178, N 2. 1969
422. Белоусов Ю.М.,Горбунов В.Н.,Смигла В.П.,Фесенко В.И.-
УФН,160/11,1990
433. Melville P. - Physica C. 4. 1971
444. Krusin-Elbaum L., Malozemoff A., et al. - Physica A. 168, 367. 1990
455. Chen D., Sanchez A., et al.- Phys. Rev. B. 41, 1990
466. Bhagmat K., Chaddab P., Phys.
477. Бардин Дж.,Купер Л.,Шриффер Дж. В сб.:Теория
сверхпроводимости/ под ред.Боголюбова.-М.: И.Л.,1960
488. Chu C.W., Hor P.H., Meng R.L., Gao L., Huang Z.J., Wang Y. Q./ Phys.Rev Lett,
1987.V. 58.P. 405.
499. Deac I. Gr. a.o. Mod. Phys. lett. B. - 1998. - v.12, N.28. -p.1175-83
500. Zhu B.Y. a.o. Physica C. - 1999. - v.311, N.1,2. - p.140-150.

51. Yamafuji K. a.o. *Physica ac.* - 1999. - 311, N. 3,4. - p. 253-265.
52. Qin M.J. a.o. *Physica C.* - 1999. - v. 311, N. 3,4. - p.280-286.
53. Han G.C., Ong C.K. *Physica C.* -1999. - v. 311, N.1,2. p. 29-34.
54. Olsson P., Teitel S. *Phys.Rev. Lett.* - 1999.- v.82, N.10. - p. 2183-86.
55. Sugawara K. a.o. *Mod. Phys. Lett. B.* - 1999. - v. 13, N.2. p. 59-69.
56. Mishra N.C. a. o. *Mod. Phys. Lett. B.* - 1999. -v. 13, N.2. p. 79- 87.
57. Kadigrobov A. // *J. Phys.: Condens.Matter.* - 1999. - v.11, N.12. -p. 2619-24.
58. Jooss Ch. a. o. // *Phys. Rev. Lett.* -1999. - v.82, N.3. -p. 632-635.
59. Bednorz J. G., Takashige M., Muller K.A. // *Europhys. Lett.* 1987.V.3. P.379.
60. Muller K.A., Takashige M., Bednorz J. G. // *Phys. rev. Lett.* 1987. V.58. P/1143.
61. Bednorz J. G., Muller K.A., Takashige M. // *Science.* 1987, V.236. P.73.
62. Takagi H., Uchida S., Kitazawa K., Tanaka S. // *Japan. J. Appl.Phys. Lett.* 1987. V.26.P. L123.
63. Chu C. W., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P.405.
64. Wu M. K., Ashburn J.R., Torng C. J., Hor P. H., Meng R. L., Goa L., Huang Z.J., Wang Y.O., Chu C. W. // *Ibidem.* P.908.
65. Muller K. A., Bednorz J. G.// *Science.* 1987. V. 237. P. 1133.
66. Cooper L. N. // *Phys. Rev.* 1956. V. 104. P. 1189.
67. Ganguly P., Rao C. N. R.// *Mater. Res. Bull.* 1973.V.8.P. 408.
68. Kenjo T., Yajima S.// *Bull. Vhem. Soc. Japan.* 1973.V.46.P.1329.
69. Goodenough J. B., et al. // *Sol. State Chem.* 1973. V.8. P. 325.
70. Cava R. J., van Dover R. B., Batlogg B., Rietman E. A. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 408.
71. Kishio K., Kitazawa K., Kanbe S., Yasuda I., Sugii N., Takagi H., Uchida S., Fueki K., Tanaka S.// *Chem. Lett.* 1987; Preprint Tokyo University. -1987.
72. Chu C. W., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y.Q.// *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P.405.
73. Takagi H., Uchida S., Kitazawa K., Tanaka S.// *Japan J. Appl. Phys.* 1987. V.26, N 2

Preprint Tokyo University. -1986.

74. Zhao Z., Chen L., Cui C., Huang Y., Liu J., Chen G., Li S., Guo S., He Y.// Preprint of Institute of Physics. - BeiJing: Academia Sinica, February 1987.
75. Ogushi T., Osono Y.// Appl. Phys. Lett. 1986.V. 48. P. 1167.
76. Wu M. K., Ashburn J.R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987.V. 58. P. 908.
77. Головашкин А. И. Иваненко О. М. Мицен К. В. Храменков Н.Ё.
Прёпринт ФИАН СССР. - Москва - 1987.
78. Hor P. H., Meng R. L., Wang Y. Q. // Phys. Rev Lett. 1987. V. 58. P. 1891: Preprint Houston University, USA .- 1987.
79. Hosoya S. et al. // Japan J. Appl. Phys. 1987.
80. Clem John R. // J. Appl.Phys. , Vol. 50, N 5, 1979. P. 3518.

სარჩევი

წინასიტყვაობა	1
შესავალი	7
თავი 1	
§ 1. ნიმუშის დამზადება	41
§ 2. ექსპერიმენტული დანადგარი	45
§ 3. გაზომვის ბალისტიკური მეთოდი	47
თავი 2	
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} კერამიკული ზეგამტარი ნიმუშის დამაგნიტებულობის ექსპერიმენტული მარყუჟის ანალიზი	50
თავი 3	
დამაგნიტებულობის ექსპერიმენტული მარყუჟის აღწერა ბინის კრიტიკული მდგომარეობის მარტივ მოდელში H _{c1} პირველი კრიტიკული ველის გათვალისწინებით	58
თავი 4	
ბინის მარტივი მოდელის მოდიფიცირებით მიღებული გაანგარიშების შედარება ექსპერიმენტულ შედეგებთან	65
თავი 5	
დამაგნიტებულობის ექსპერიმენტული მონაცემების თეორიული გაანგარიშება ნიმუშის პოლიკრისტალური სტრუქტურის გათვალისწინებით	73
თავი 6	
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} მტზ-ის იზოთერმული ნარჩენი დამაგნიტებულობის და ნიმუშის გადამაგნიტების პროცესის გამოკვლევა	92
თავი 7	
მაღალტემპერატურული YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} ზეგამტარი ნიმუშის მაგნიტური მომენტის ტემპერატურული დამოკიდებულება	103
მათემატიკური დანართები	111
ძირითადი შედეგები	117
ლიტერატურა	118

დისერტაციის მომზადებისას გაწეული ხელმძღვანელობისა და დახმარებისათვის დიდ მადლობას მოვასხსენებ ფიზ-მათ. მეცნიერებათა დოქტორს, პროფესორ გ. გამცემლიძეს, ზედუნადობისა და ზეგამტარობის სამეცნიერო კვლევითი ლაბორატორიის თანამშრომლებს, ფიზ-მათ. მეცნიერებათა კანდიდატს მ.მირზოევას, მეცნიერ მუშაკებს გ. შონიას და დ. ბიბილურს.