ივ.ჯავახიშვილის სახელობის
თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი

ირაკლი ლომიძე

# ნახევარგამტარებში დეფექტების მიგრაციისა და ურთიერთქმედების მექანიზმების გამოკვლევა

ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა კანდიდატის სამეცნიერო
ხარისხის მოსაპოვებლად წარმოდგენილი

დისერტაცია

სპეციალობა: 01.04.07. მყარი სხეულებისა და კვანტური
სითხეების ფიზიკა

სამეცნიერო ხელმძღვანელები: ფიზიკა-მათემატიკის
მეცნიერებათა დოქტორი, პროფ. ა.ბ.გერასიმოვი,
ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა
კანდიდატი, დოც. რ.კაზაროვი

თბილისი 2004

შესავალი ---------- 4

I თავი. მინარევული ატომების მიგრაციის აუხსნელი ეფექტები ნახევარგამტარებში.
§1.1 ორმაგი დიფუზია Ge, Si-სა და GaAs-ში ---------- 7
§1.2. დეფექტების მიგრაციისა და ურთიერთქმედების არსებული წარმოდგენები ნახევარგამტარებში ---------- 11
§1.3. მინარევების ფოტოსტიმულირებული დიფუზია ---------- 14
§1.4. ატომების მიგრაციის ახალი წარმოდგენები ნახევარგამტარებში ------- 24
დასკვნები ---------- 38

II თავი. დეფექტების ურთიერთქმედების ახალი მექანიზმი ნახევარგამტარებში.
§2.1 ვაკანსიების ურთიერთქმედება ---------- 41
§2.2. მინარევული ატომის ურთიერთქმედების მექანიზმი ვაკანსიასთან და კვანძთაშორისო საკუთარ ატომთან ---------- 45
§2.3. პრეციპიტატების შექმნისა და დაშლის მექანიზმი ---------- 53
§2.4. ნახევარგამტარებში არსებული მინარევების ტიპისა და კონცენტრაციის დიფუზიაზე გავლენის მექანიზმი ---------- 64
დასკვნები ---------- 74

III თავი. ექსპერიმენტის მეთოდიკა
§3.1 ნიმუშების მომზადება ---------- 75
§3.2 იმპულსურ-ფოტონური დამუშავების მეთოდიკა ---------- 78
§3.3 მინარევის კონცენტრაციის გაზომვის მეთოდიკა ---------- 85

IV თავი. ფოტოსტიმულირებული მიგრაცია n- და p- ტიპის გამტარებლობის Si-ში
§4.1. სინათლის ზემოქმედება Al-ის და In-ის დიფუზიაზე n- და p- ტიპის გამტარებლობის Si-ში ---------- 92
§4.2. ნახევარგამტარში თანაბრად განაწილებული მინარევების გადანაწილება სინათლის გავლენით ---------- 103
§4.3. საწყისი დონორული მინარევების კონცენტრაციის გავლენა აქცეპტორების ფოტოსტიმულირებულ დიფუზიაზე ---------- 107
დასკვნები ---------- 114

ძირითადი შედეგები და დასკვნები ---------- 115

გამოყენებული ლიტერატურა ---------- 119

# შესავალი

ნახევარგამტარული ხელსაწყოების და ინტეგრალური სქემების შექმნის თითქმის მთელი ტექნოლოგია დაფუძნებულია ნახევარგამტარულ კრისტალში არაჰომოგენური არეების მიზანმიმართულ შექმნასთან. ამ არეების შექმნა ხორციელდება ე.წ. მალეგირებელი მინარევების შეყვანით საწყისი მონოკრისტალური ფირფიტის ზედაპირის ლოკალურ უბნებში, თერმული დიფუზიის (ტემპერატურა $900 \div 1200^{0}C$) ან/და იონური იმპლანტაციით შემდგომი თერმული "გამოწვით" (ტემპერატურა $(700 \div 1000^{0}C)$. ამის შედეგად საწყის ფირფიტაში ჩნდება წერტილოვანი დეფექტები (მალეგირებელი მინარეული ატომები კვანძებში და კვანძთაშორის არეში, შოტკის და ფრენკელის დეფექტები). გარდა ამისა, კრისტალში ყოველთვის არის არასასურველი მინარევების გარკვეული რაოდენობა. ეს დეფექტები მიგრირებენ და ურთიერთქმედებენ როგორც ერთმანეთთან, ასევე კრისტალის რეგულარულ ატომებთან, წარმოქმნიან რა ამ ურთიერთქმედებით რთულ დეფექტებს, რომლებიც საოანადო პირობების მიღწევისას იშლებიან. ნახევარგამტარული ხელსაწყოების და ინტეგრალური სქემების შექმნის ტექნოლოგიაში მაღალტემპერატურული ზემოქმედებანი მრავალჯერადად ხორციელდება, რაც მიზეზი ხდება ადრე შექმნილი სტრუქტურების ზომების დარღვევისა. ამიტომ, მიუხედავად მიკროელექტრონიკის ყოვლად ცნობილი მიღწევებისა, დღეისათვის სულ უფრო აქტუალური ხდება მათი შექმნის დაბალტემპერატურული ტექნოლოგიის დამუშავება. ამ მხრივ, ერთ-ერთი პერსპექტიული მიმართულებაა ფოტოსტიმულირებული პროცესების გამოყენება. სამწუხაროდ, აღნიშნული პროცესების მექანიზმი ატომურ დონეზე, რომელიც თვისობრივად მაინც ახსნის ყველა ექსპერიმენტულ ფაქტს, არ არსებობდა. ამიტომ, დეფექტების მიგრაციის და ურთიერთქმედების მექანიზმების ცოდნა მნიშვნელოვანია როგორც ფუნდამენტური, ასევე გამოყენებითი თვალსაზრისითაც.

მიგრაციის ყველაზე უფრო შესწავლილ და გამოყენებად პროცესს წარმოადგენს დიფუზია, რომელიც დიდ როლს თამაშობს ნახევარგამტარული ხელსაწყოებისა და ინტეგრალური სქემების შექმნის ტექნოლოგიაში. ამასთან, აუცილებელია აღვნიშნოთ, რომ დიფუზიის შესახებ არსებულ წარმოდგენებს შინაგან წინააღმდეგობებთან ერთად აქვს ის დიდი ნაკლი, რომ ეს მექანიზმები უძლურნი არიან ახსნან მთელი რიგი არსებული ექსპერიმენტული ფაქტებისა. მიღებული როგორც მაღალ (თერმული), ასევე გაცილებით დაბალ ტემპერატურებზე სტიმულირების პირობებში.

თსუ-ს "ნ/გ მიკროელექტრონიკის" კათედრის თანამშრომელთა მიერ შემოთავაზებული იყო კონდენსირებულ გარემოში ატომის მიგრაციის ახალი წარმოდგენა, რომლის მიხედვითაც, როგორც თერმიული, ისე ათერმიული (სტიმულირებული) მიგრაციის მექანიზმი ერთი და იგივეა და განისაზღვრება მადიფუნდირებელი ატომის ქიმიურ ბმაში მონაწილე ელექტრონების ქვანტური მდგომარეობის ცვლილებით. ამასთან, სრულიად არა აქვს მნიშვნელობა, თუ რა საშუალებით ხდება ეს ცვლილება – სინათლით, ტემპერატურით, ინჟექციით, წნევით თუ სხვა გარეგანი ზემოქმედებით.

მოცემულ ნაშრომში განხორციელებულია ნახევარგამტარებში ფოტოსტიმულირებული მიგრაციის თავისებურებების და დეფექტების ურთიერთქმედების ბუნების კვლევა ზემოთმოყვანილი მოსაზრების საფუძველზე, რამაც საშუალება მოგვცა აგვეხსნა ძველი წარმოდგენების მიხედვით გაუგებარი ექსპერიმენტული მონაცემები და მიგვეღო ახალი შედეგები.

დეფექტების მიგრაციის და ურთიერთქმედების შესწავლას ჩვენ ძირითადად ვახორციელებდით ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კვლევის საფუძველზე. ექსპერიმენტები ტარდებოდა უმეტესად Si-ს კრისტალებზე. მიღებულმა შედეგებმა გვიჩვენა, რომ ფოტოსტიმულირებული დიფუზია განსხვავდება თერმული დიფუზიისაგან იმით, რომ მინარევული ატომების განაწილების პროფილები განისაზღვრებიან არა მარტო მინარევების გრადიენტის არსებობით $dN_{imp}/dx$-ით, არამედ სინათლის ზემოქმედების შედეგად

გაჩენილი დამატებითი დიფუზიური მამოძრავებელი ძალებით, რომელთა გათვალისწინებაც აუცილებელია.

მოცემულ ნაშრომში მოყვანილი ჩვენს მიერ მიღებული შედეგები გვიჩვენებს, რომ შესაბამისად შერჩეული ზემოქმედებით, შესაძლებელია დიფუზიური პროცესების მართვა: პროცესის ტემპერატურის შემცირება, დიფუზიის სიჩქარის გაზრდა, დიფუზიის მიმართულების ცვლილება და შესაბამისად ნიმუშში მინარევის სივრცული განაწილების სახის შეცვლა, რაც საშუალებას იძლევა ნახევარგამტარული ხელსაწყოებისა და ინტეგრალური სქემების შესაქმნელად ახალი დაბალტემპერატურული პროცესების შემუშავებისა.

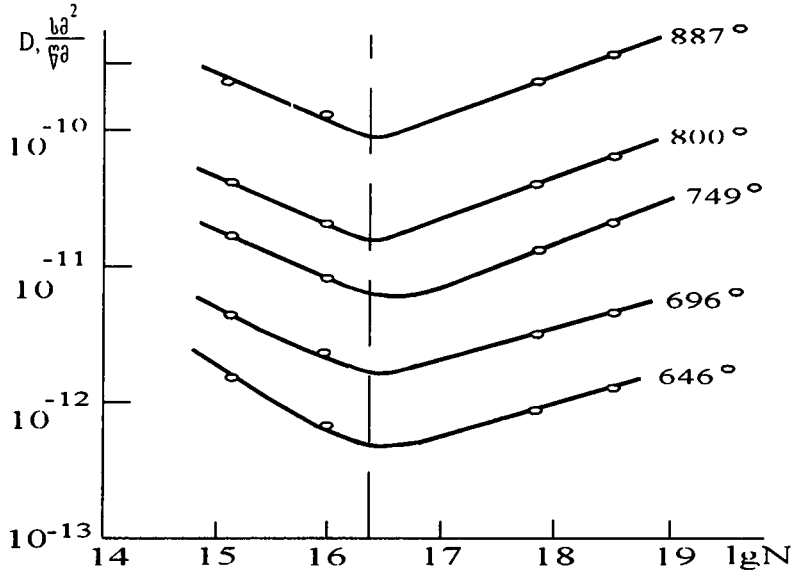
# I თავი

# მინარევული ატომების მიგრაციის აუხსნელი ეფექტები ნახევარგამტარებში.

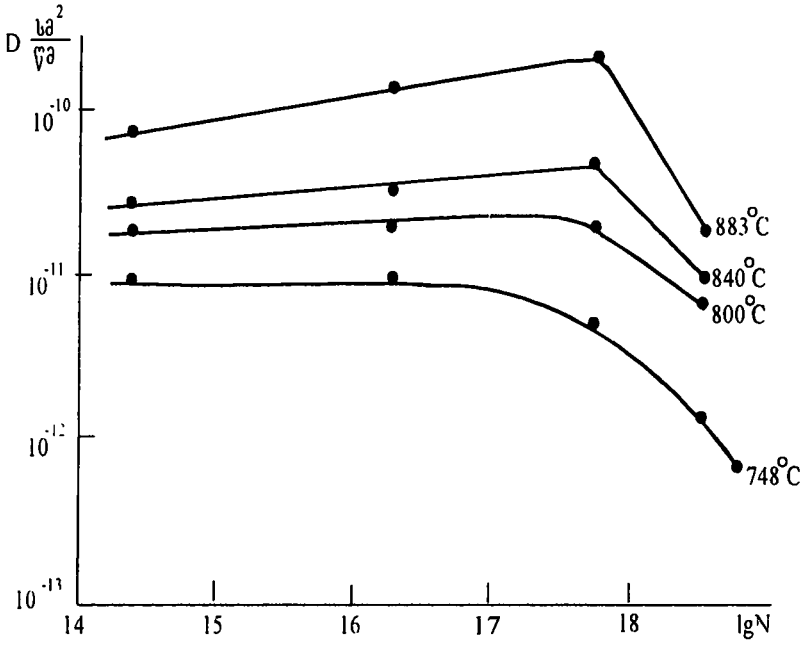
მყარ სხეულებში ატომთა მიგრაციის არსებული მექანიზმი, შემოთავაზებული ი.ფრენკელის მიერ დამუშავებული იყო 1923-27 წლებში, რომლის მთავარი აზრი მდგომარეობს იმაში, რომ ატომების მიგრაცია ხდება მოცემულ ატომთან სათანადო კინეტიკური ენერგიის ფლუქტუაციის გაჩენის გამო-აქტივაციური გზით, ატომის გამოსვლით კვანძთაშორისო მდგომარეობაში და მიგრირება (კვანძთაშორისო მიგრაცია) ან ატომთან ვაკანსიის მოსვლით, რომელშიც გადადის ატომი და ისევ "უცდის" ახალი ვაკანსიის მოსვლას (ვაკანსიური მიგრაცია). ამ შემთხვევაშიც ატომის გადასვლას და ვაკანსიის მოძრაობას აქვს აქტივაციური ხასიათი. სამწუხაროდ, ეს მექანიზმი ვერ ხსნიდა დიფუზიის ბევრ ექსპერიმენტულ ფაქტს, მაგალითად ორმაგ დიფუზიას.

## §1.1. ორმაგი დიფუზია Ge, Si-სა და GaAs-ში

მინარეული ატომების დიფუზიას ნიმუშში, რომელშიც უკვე არსებობს სხვა (ან იგივე) მინარევი, ორმაგი დიფუზია ეწოდება. ცნობილია, რომ ორმაგი დიფუზიისას, ნახევარგამტარში არსებული მინარეული ატომები, მათი ტიპის და კონცენტრაციის მიხედვით ახდენენ განსხვავებულ გავლენას მადიფუნდირებელი ატომების დიფუზიის კოეფიციენტის D მნიშვნელობაზე [1÷14]. მაგალითად, Ge-ში უკვე არსებული Sb-ის კონცენტრაციის ზრდით, ამავე მინარევის დიფუზიისას, მისი იზოთერმული დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდე ჯერ მცირდება, შემდეგ კი იზრდება [1] (ნახ.1); ხოლო, თუ Ge-ში საწყისი მინარევი არის Al [4], ე.ი. აქცეპტორი, მაშინ ეს დამოკიდებულება საპირისპიროა (ნახ 2). ანალოგიური სურათია Si-ში B-ის დიფუზიის კოეფიციენტის დამოკიდებულების შესწავლისას ნიმუშში უკვე არსებული B-ის კონცენტრაციაზე. (ნახ.3) [5], აღნიშნული შედეგების ახსნა არსებული ტრადიციული თერმული დიფუზიის მექანიზმის საფუძველზე ვერ ხერხდება.




ნახ.1 Ge-ში Sb-ის იზოთერმული დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდის დამოკიდებულება კრისტალში უკვე არსებულ Sb-ის კონცენტრაციაზე: $n_i=10^{19}$ სმ$^{-3}$; $N_a=10^{18}$ სმ$^{-3}$.

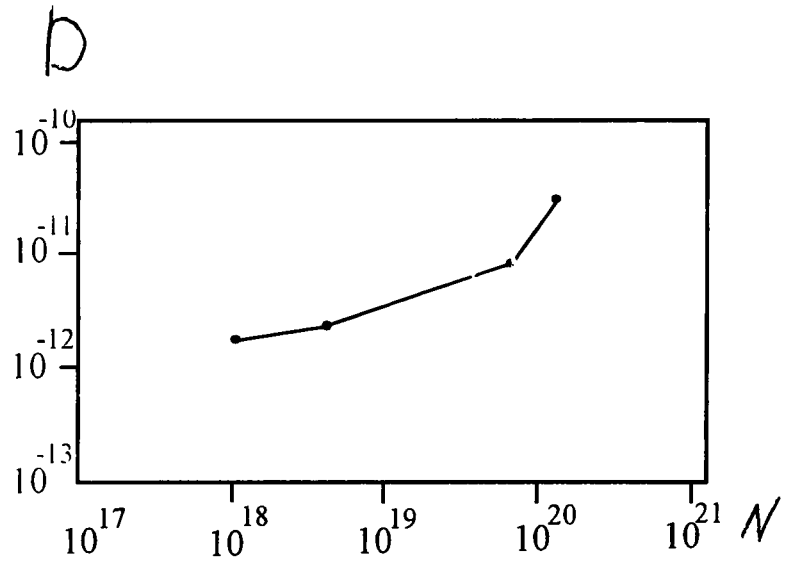



ნახ.2 Ge-ში Sb-ის იზოთერმული დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდის დამოკიდებულება კრისტალში უკვე არსებულ Al-ის კონცენტრაციაზე:

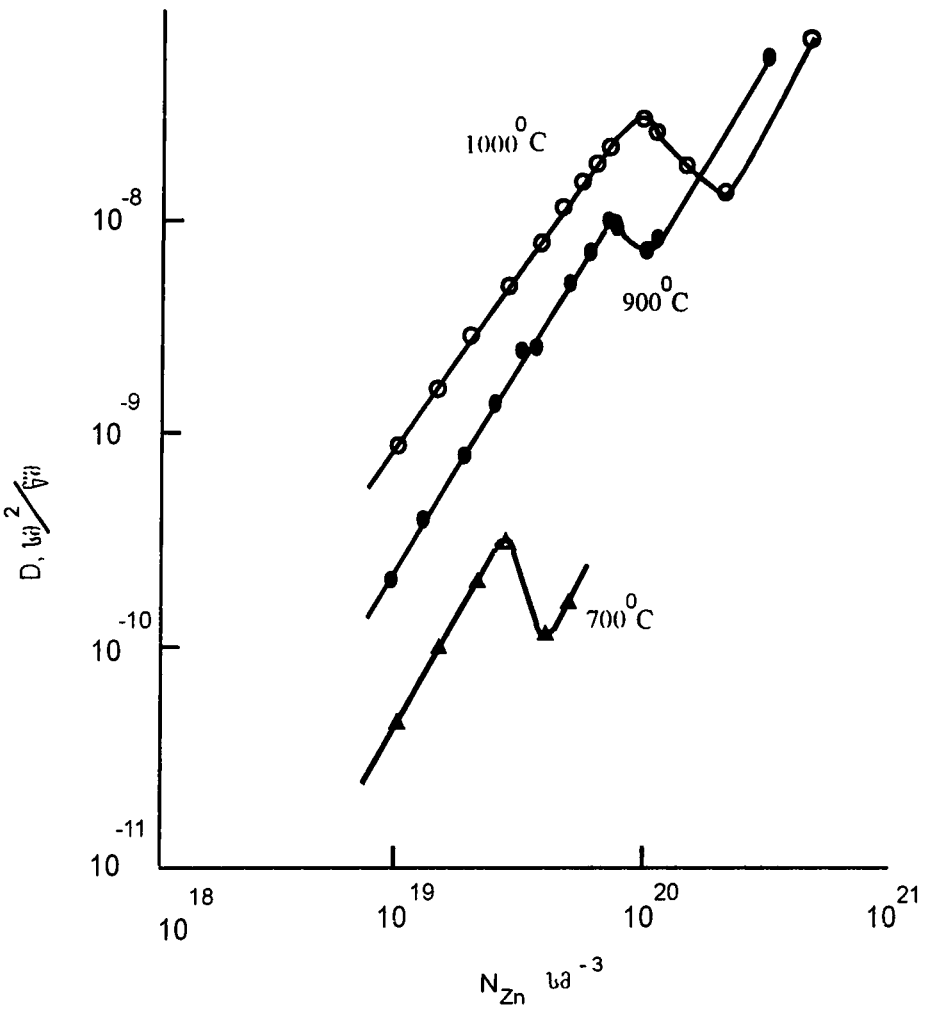
$n_i=710^{18}$სმ$^{-3}$; $N_a=10^{18}$სმ$^{-3}$.

ასევე ცნობილია, რომ თუ Ge-ს, Si-სა და GaAs-ში საწყისი მინარევის კონცენტრაცია მაღალია, მაშინ იმავე ტიპის მინარევის დიფუზიისას (დონორული ატომების დონორების გარემოცვაში, ან აქცეპტორული ატომების აქცეპტორების გარემოცვაში), დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდე უფრო მეტია, ვიდრე იმავე მინარევების დიფუზიისას საკუთარ ნახევარგამტარში [3,6,8,9,11,12], ხოლო მოცემული ტიპის მინარევების დიფუზიისას საპირისპირო გარემოში დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდე უფრო ნაკლებია [6÷8,13].

GaAs-ში თუთიის იზოთერმული დიფუზიის კოეფიციენტის დამოკიდებულებას ნიმუშში უკვე არსებული იგივე Zn-ის $N_I$ კონცენტრაციაზე აქვს ნახ.4-ზე ნაჩვენები სახე. $D_T = \varphi(N_I)$ დამოკიდებულების ასახსნელად [15,16÷18] შემოთავაზებული იყო შემდეგი მოდელი: Zn, რომელიც GaAs-ში წარმოადგენს თხელ აქცეპტორს და ძირითადად განლაგებულია Ga-ის კვანძებში, დიფუნდირებს ორი გზით: ვაკანსიური და კვანძთაშორისი, კვანძთაშორის სივრცეში იგი იქცევა როგორც დადებითად დამუხტული დონორი, რაც მტკიცდება Zn-ის ელექტროდიფუზიის ექსპერიმენტული შედეგებით [19,20]. მიუხედავად იმისა, რომ Zn-ის კვანძთაშორისი მდგომარეობების კონცენტრაცია საკმაოდ დაბალია, მის კვანძში მყოფ კონცენტრაციასთან შედარებით, ავტორები თვლიან, რომ კვანძთაშორისი მდგომარეობის შესაბამისი დიფუზიის კოეფიციენტის მაღალი მნიშვნელობის გამო, ისინი ზეგავლენას ახდენენ იზოთერმული დიფუზიის ეფექტური კოეფიციენტის სიდიდეზე. [19,21] ნაშრომებში მოცემულია გათვლები Zn-ის დიფუზიის დისოციაციური მექანიზმისათვის და მიღებულია, რომ $N_I$-ის ზრდით იზრდება დიფუზიის $D_I$ ეფექტური კოეფიციენტი. ეს მოსაზრებები შეიძლება მიღებული იქნას $D_T$-ის მომატების ასახსნელად $N_I$-ის ზრდისას, მაგრამ ვერ ხსნის $D_I$-ის შემცირებასა და შემდგომ ზრდას $N_I$-ის მატებისას, ასევე $D_T=\varphi(N_I)$-ის მაქსიმუმისა და მინიმუმის წანაცვლებას დიფუზიის ტემპერატურის მომატებისას $N_I$-ის მაღალი მნიშვნელობებისაკენ.




ნახ.3 Si-ში B-ის იზოთერმული დიფუზიის კოეფიციენტის დამოკიდებულება ნიმუშში უკვე არსებული B-ის კონცენტრაციაზე: $T=1423K$, $n_i=5\cdot10^{19}სმ^{-3}$, $N_A=5\cdot10^{19}სმ^{-3}$




ნ.4 GaAs-ში Zn-ის დიფუზიის იზოთერმული კოეფიციენტის D-ს სიდიდის დამოკიდებულება GaAs-ში დიფუზიამდე არსებული Zn-ის ატომების კონცენტრაციაზე.

უკანასკნელ ხანებამდე არ არსებობდა მოსაზრება, რომელიც თვისობრივად მაინც ახსნიდა ყვალა იმ ექსპერიმენტულ მონაცემებს, რომელიც მიღებული იყო ორმაგი დიფუზიის კვლევისას.

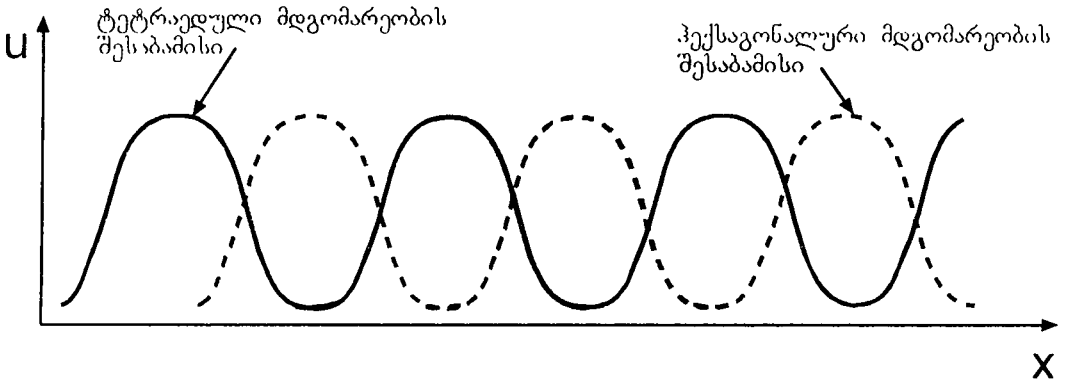
## §1.2. დეფექტების მიგრაციისა და ურთიერთქმედების არსებული წარმოდგენები ნახევარგამტარებში.

მე-20 საუკუნის მეორე ნახევრიდან დაწყებული დაგროვდა უამრავი ექსპერიმენტული ფაქტი ატომთა მიგრაციის შესახებ ძალზე დაბალ ტემპერატურებზე (0,5K-მდე) სათანადო სტიმულირების შედეგად, რომელთა ახსნა ფრენკელის აქტივაციური მექანიზმის ფარგლებში შეუძლებელი იყო [22]. აძან მკვლევარები აიძულა ყურადღება მიექციათ მყარი სხეულის ელექტრონული ქვესისტემის როლისათვის მიგრაციის აქტში [23,24], რადგან მანამდე განიხილავდნენ მხოლოდ ატომურ ქვესისტემას. ფოტოსტიმულირების შედეგად დიფუზიის ფაქტმა ავტორები მიიყვანა იმ დასკვნამდე, რომ Si კრისტალის ელექტრონული ქვესისტემის აღგზნება სინათლის საშუალებით ხელს უწყობს მინარეული ატომების მიგრაციას [25]. ასევე გამოთქმული იყო აზრი, რომ ფოტოაღგზნება ამცირებს მიგრაციისათვის ატომის მიერ გადასალახავ ბარიერის სიმაღლეს [26], მაგრამ ორივე აღნიშნულ შემთხვევაში არ იყო მოცემული კონკრეტული მექანიზმი ატომურ დონეზე ატომთა მიგრაციაზე ელექტრონული ქვესისტემის გავლენისა. იონიზაციის დიდი როლი დეფექტების წარმოქმნაში აღნიშნული იყო აგრეთვე იონური ლეგირების პროცესში, მაგრამ მექანიზმის დადგენის გარეშე [27]. კონკრეტული მექანიზმების შემოთავაზების ცდა იყო განხორციელებული ოქსიგენდლერის [28], აგრეთვე ბურგოენის და კორბეტის მიერ [29]. ორივე შემთხვევაში ავტორები ითვალისწინებდნენ კვანძთაშორისი ატომის (რომელიც ასევე დეფექტი შეიძლება ყოფილიყო მინარეული ატომისა) პოტენციალური რელიეფის დამოკიდებულებას მასზე ლოკალიზებული მუხტისაგან. უოტკინსის ძალზე მნიშნელოვანი ცდის [30] ასახსნელად. სადაც იყო დამაჯერებლად ნაჩვენები, რომ რადიაციით წარმოქმნილი საკუთარი

კვანძთაშორისო ატომები Si-ში საკმაოდ დიდ მანძილზე (≈1000Å, დაახლოებით 400 ატომთაშორისო მანძილი) რაღაცნაირად მიგრირებენ, ურთიერთქმედებენ პერიოდული სისტემის III ჯგუფის აქცეპტორულ მინარევულ ატომებთან და გამოდევნიან კვანძებიდან კვანძთაშორისო არეში. ამ მექანიზმის მიხედვით, აჩქარებული ელექტრონების დაჯახების შედეგად წარმოქმნილი საკუთარი კვანძთაშორისი ატომის მუხტური მდგომარეობა იცვლება, იონიზაციით წარმოქმნილი ხვრელების ან ელექტრონების მიერ იგი გადადის ელექტრული მდგომარეობაში. სხვადასხვა მუხტური მდგომარეობის ენერგეტიკულად ხელსაყრელი სხვადასხვა კვანძთაშორისი მდგომარეობა (ტეტრაედრული, ჰექსაგონალური) (ნახ.5) შეესაბამება. ამიტომ დეფექტის მუხტური მდგომარეობის ცვლით იგი გადადის ხელსაყრელ მდგომარეობაში და ასე ხორციელდება ანომალიურად ინტენსიური მიგრაცია დაბალ ტემპერატურაზე. მაგრამ ავტორები ვერ იძლეოდნენ პასუხს, თუ რატომ არ არის მიგრაციის ასეთივე დიდი ინტენსიურობა მაღალ ტემპერატურაზე, როდესაც შეიძლება განხორციელდეს ისეთივე გადამუხტვა, როგორც დაბალ ტემპერატურებზე სპეციმუკიერებით.

გარდა ამისა, შემოთავაზებულ მექანიზმებს არ შეუძლიათ ახსნან თუ საკუთარი კვანძთაშორისი ატომის მიერ როგორ გამოდევნება მინარევული ატომი და ერთნაირი ნიშნით დამუხტული დეფექტების შეერთების ფაქტები (დივაკანსიების, მათი თავმოყრების და მინარევების პრეციპიტატების).

მყარ სხეულს, რომელშიც შეყვანილია მინარევული ატომები ისეთი კონცენტრაციით, რომელიც საკმარისია მის თვისებებზე გავლენის მოსახდენად, მყარი ხსნარი ეწოდება. მყარი ხსნარის თვისებების მაროვა წარმოადგენს სხვადასხვა ტექნოლოგიების უმნიშვნელოვანეს პროცესს. ზოგ შემთხვევებში, განსაზღვრულ პირობებში, ხდება ამ მინარევების ცალკეული ატომების გაერთიანება პრეციპიტატებში, რასაც მყარი ხსნარის დაშლა ეწოდება. პირობების ცვლილებით შეიძლება პრეციპიტატების "გაწოვა" ცალკეულ ატომებად, რასაც მყარი ხსნარის აღდგენა ეწოდება. ღრმისათვის დაგროვილია ექსპერიმენტული კვლევების დიდი ფაქტობრივი მასალა [31–36] და




ნახ 5 კვანძთაშორისო ატომის პოტენციალური ენერგიის რელიეფი ტეტრაედულ და ჰექსაგონულ ადგილმდებარეობებში.

ლიტერატურაში არსებობს ამ პროცესების აღწერის რამდენიმე მოდელი, რომელთაგან თითოეული ხსნის გარკვეულ ფაქტებს, მაგრამ არა ყველას.

პრეციპიტატების შექმნა (ე.ი. მყარი ხსნარის დაშლა) და მათი გაწოვა (ზომების შემცირება სრულ გაქრობამდე), ე.ი. მყარი ხსნარის აღდგენა აუცილებლად გულისხმობს მინარევული ატომების გადაადგილებას, რომლებიც ხორციელდება აქტივაციური მექანიზმით. მაგრამ ამ პროცესებს შეიძლება ადგილი ჰქონდეს დაბალ ტემპერატურებზეც სათანადო სტიმულირების პირობებში და ამიტომ ამ პროცესების არსებული მოდელები ვერ ხსნიან ყველა ექსპერიმენტულ ფაქტს. აქედან გამომდინარე, ჩვენ შევეცადეთ შეგვექმნა აგრეთვე პრეციპიტატების შექმნის და "გაწოვის" მექანიზმი, რომელიც თვისობრივად და ნაწილობრივ რაოდენობრივად ახსნიდა ყველა ექსპერიმენტულ ფაქტს.

## §1.3. მინარევების ფოტოსტიმულირებული დიფუზია

ფოტოსტიმულირებული ეწოდება ისეთ პროცესებს, რომლებიც მიმდინარეობენ ნივთიერებაში მასზე ინფრაწითელი-ულტრაიისფერი დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ზემოქმედებისას [37]. ფოტოსტიმულირებულ დიფუზიას (ფსდ) ადგილი აქვს, მაშინ როდესაც სინათლით ზემოქმედებისას ნივთიერებაში, თერმულ ზემოქმედებასთან შედარებით, იცვლება ან დიფუზიის მიმართულება, მისი კოეფიციენტის სიდიდე, დეფექტებისა და მინარევების განაწილება, ან მათი სტრუქტურა და კონცენტრაცია.

პირველად ფოტოსტიმულირებული დიფუზია აღმოჩენილი იყო Si-ში 1970 წელს [38]. ექსპერიმენტებში დიფუზანტად გამოიყენებოდა ოქროს რადიოაქტიური იზოტოპი $^{198}Au$, დაფრქვეული ვაკუუმში p-ტიპის Si-ზე 120K ტემპერატურაზე. ნიმუშის განათება ხორციელდებოდა ვარვარების ნათურით, სიმძლავრით 340ვტ ნიმუშის იმ მხრიდან, რომელზეც არ იყო დაფენილი ოქრო. განათებული ზედაპირის ტემპერატურა არ აღემატებოდა 120K-ს. პროფილები განისაზღვრებოდა თხელი ფენების თანმიმდევრობითი ძოწამვლის და ნიმუშის

ნარჩენი აქტიურობის განსაზღვრის საშუალებით. ნიმუშებში ოქროს კონცენტრაციული პროფილი ვრცელდებოდა ~10მკმ-მდე. ავტორთა აზრით [38], განათებულ ნიმუშებში ოქროს შეღწევა განპირობებულია ფოტოსტიმულირებული დიფუზიით და მისი მექანიზმი დაკავშირებულია ქიმიური ბმების გაფართოებასთან (ან გაწყვეტასთან) სინათლის ზემოქმედებით, რომელიც ამცირებს ბარიერს ოქროს მიგრირებული ატომების ან იონებისათვის.

ნაშრომში [39] გამოკვლეული იყო ლითიუმის იონების ფოტოსტიმულირებული დრეიფი. ხდებოდა p-n გადასასვლელის გაფართოების შესწავლა ლითიუმის იონების დრეიფის შედეგად გერმანიუმში, გერმანიუმის აკრძალული ზონის სიგანეზე ნაკლები ენერგიის მქონე კვანტების განათებით. შეისწავლებოდა (13-18$^{0}$C ტემპერატურაზე) ლითიუმის იონების დრეიფი განხივების პირობებში და სიბნელეში. p-n არის სიგანე განხივებულ ნიმუშებში ლითიუმის იონების დრეიფის შედეგად იყო 1,2-ჯერ მეტი, ვიდრე სიბნელეში მოთავსებული ნიმუშებისა.

80-იანი წლებიდან იწყება ლაზერების გამოსხივების გამოყენების მცდელობები ნ/გ ხელსაწყოების ტექნოლოგიაში, უმთავრესად იონური ლეგირების შედეგად მიღებული ფენების რეკრისტალიზაციისათვის [40÷42]. იონური ლეგირების შედეგად მიღებულ ნიმუშებში, შემდგომი ლაზერული გამოწვის პროცესში, ადგილი ჰქონდა დიფუზიის სტიმულირებას და იონური ლეგირებით მიღებული პროფილის გარკვეული სიდიდით გაფართოებას, რაც გაცილებით ნაკლები იყო, ვიდრე თერმიული (ე.ი. ღუმელში) გამოწვის დროს, მაგრამ ლაზერის იმპულსის დროის სიმცირის გამო, გამოთვლილი დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა რამდენიმე რიგით აღემატებოდა ანალოგიურ ტემპერატურაზე თერმულ დიფუზიის კოეფიციენტს. ამან აჩვენა, რომ ლაზერის გამოყენება შესაძლებელი იქნებოდა ნახევარგამტარების ლეგირებისათვის ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის საშუალებით [43÷45], მაგრამ პროცესის ძალზე დიდი დროების (ხდებოდა ნიმუშის სკანირება ლაზერის სხივის მცირე ფართით) და ღირებულების გამო იგი ნახევარგამტარული ხელსაწყოების

დამზადების ტექნოლოგიისათვის გამოუსადეგარი აღმოჩნდა. შემდეგ, რეკრისტალიზაციისათვის იყო გამოყენებული არაკოჰერენტული სინათლის, სეკუნდების რიგის ხანგრძლივობის იმპულსები (საკმაოდ დიდი ფართის ~20სმ$^2$)[46÷53].აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ლაზერები და სინათლის სხვა წყაროები განიხილებოდა და გამოიყენებოდა, როგორც მცირე დროში მაღალ ტემპერატურებამდე გახურების საშუალება, რასაც მკვლევარებმა "სწრაფი გამოწვა" უწოდეს. სწრაფ გამოწვაზე გადასვლით ვარაუდობდნენ, რომ ან სულ არ ექნებოდა ცვლილება დიფუზიურ პროფილს, ან გაცილებით ნაკლები იქნებოდა, ვიდრე თერმული გამოწვისას ღუმელში. ამიტომ, ნახევარგამტარების ლეგირებისათვის მკვლევარებმა დაიწყეს ფოტოსტიმულირებული დიფუზიისათვის არაკოჰერენტული სინათლის გამოყენების კვლევები [54÷65]. ამ კვლევებმა აჩვენა, რომ ამ მეთოდით შესაძლებელია მალეგირებელი მინარევების მაღალი კონცენტრაციის მქონე თხელი ფენების მიღება (დიფუზიის წყაროებად გამოიყენებოდა სილიკატურ მინაში შერეული დიფუზანტი და გასხივება წარმოებდა დიფუზანტით დაფარული მხრიდან). დასაწყისში ავტორები არ აქცევდნენ ყურადღებას იმას, რომ განათების შედეგად ხდება დიფუზიის სტიმულირება. მაგალითისათვის, მოვიყვანთ შრომას [59]. As-ის დიფუზიისათვის მის წყაროდ ექსპერიმენტში გამოიყენებოდა დარიშხანით (As) გამდიდრებული სილიციუმის ოქსიდის ($SiO_2$) ფირები, რომელიც დაიტანებოდა დარიშხანის შემცველი ხსნარიდან (არსენოსილიკატური ემულსიიდან). გასხივება წარმოებდა ნიმუშის დიფუზანტით დაფარული მხრიდან ქსენონის ნათურებით – რიმლის სიმძლავრე იცვლებოდა მაქსიმუმ 60W/cm$^2$-მდე. ნიმუშის ტემპერატურა იზომებოდა თერმოწყვილის საშუალებით. სინათლის სიმძლავრის კონტროლი ხდებოდა ნათურებში გამავალი დენის საშუალებით, რაც ნიმუშს ახურებდა 950 – 1200$^0$C-მდე. ამ ტემპერატურების მიღწევა ხდებოდა სინათლით გასხივების პირველ 6 წამში. მექანიკური გადამკეტის საშუალებით ხდებოდა სინათლის ნაკადის გადაფარვა, რაც ექსპონირების დროის გაკონტროლების საშუალებას იძლეოდა. ვასხივების სრული დროები მოცემულ

ექსპერიმენტში იყო 10წმ და 25წმ. გასხივება წარმოებდა ჰაერში. დიფუნდირებული As-ის კონცენტრაცია განისაზღვრებოდა რეზერფორდის უკუგაბნევის მეთოდით (RBS). ნახაზი №6 გვიჩვენებს მინარევების დიფუზიური პროფილის ტიპიურ დამოკიდებულებას ექსპონირების დროზე. ავტორთა გადმოცემით, ზედაპირული კონცენტრაციები თითქმის მუდმივია ორივე ექსპონირების დროისათვის, მაგრამ ნახაზიდან ჩანს, რომ მაქსიმალური კონცენტრაცია მცირე ხანგრძლივობის დროს არის 1,5-ჯერ მეტი, ხოლო მაქსიმალური სიღრმე ~2-ჯერ ნაკლები, რაც სათანადოდ გვაძლევს დიფუზიის კოეფიციენტის სხვადასხვა მნიშვნელობას ($D=6,8\cdot10^{-11}$სმ$^2$/წმ – 25წმ-იანი იმპულსისას, $D-0,32\cdot10^{-11}$სმ$^2$/წმ – 10წმ-იანი იმპულსისას). ამავე დროს ავტორები არ აქცევენ ყურადღებას იმას, რომ ადგილი აქვს დიფუზიის აჩქარებას ($D_{ფსდ}\approx1000D_T$) შედარებით სათანადო ტემპერატურის თერმული დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობასთან. მოცემულ ნაშრომში ავტორები არ ხსნიან ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტის უფრო დიდ მნიშვნელობას თერმულთან შედარებით იგივე ტემპერატურაზე და მინარევების განაწილების პროფილის დამოკიდებულებას განათების ინტენსივობაზე. თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ ნახ.6-ზე გამოსახული მრუდები მიღებული არიან ნიმუშის ერთ და იგივე ტემპერატურაზე ($1150^0$C), მაშინ ცხადია, რომ 10წმ-ის შემთხვევაში, როცა მიიღება მინარევების უფრო ნაკლები შეღწევა, სინათლის ინტენსივობა უნდა ყოფილიყო მეტი, ვიდრე 15 წამიანი იმპულსის შემთხვევაში, როცა მინარევების შეღწევის სიღრმე გაცილებით მეტია. იგივე შემთხვევასთან გვაქვს ადგილი ნაშრომში [62]. ავტორები თვლიან, რომ განათებით გახურების შედეგად ადგილი აქვს თერმულ დიფუზიას. სინამდვილეში კი, მათი მონაცემებიდან (გრაფიკებიდან) გამოთვლილი დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდეები გაცილებით მეტია, ვიდრე მოცემულ ტემპერატურებზე თერმული დიფუზიის ფორმულით გამოთვლილები ($D_{ფსდ}\approx3\cdot10^{-11}$სმ$^2$/წმ, $D_T(P)\approx8\cdot10^{-12}$სმ$^2$/წმ, ნახ.7). იგივე ითქმის ჰალოგენური ნათურების საშუალებით B-ის ფოტოსტიმულირებული დიფუზიით თხელი ლეგირებული ფენების მიღების

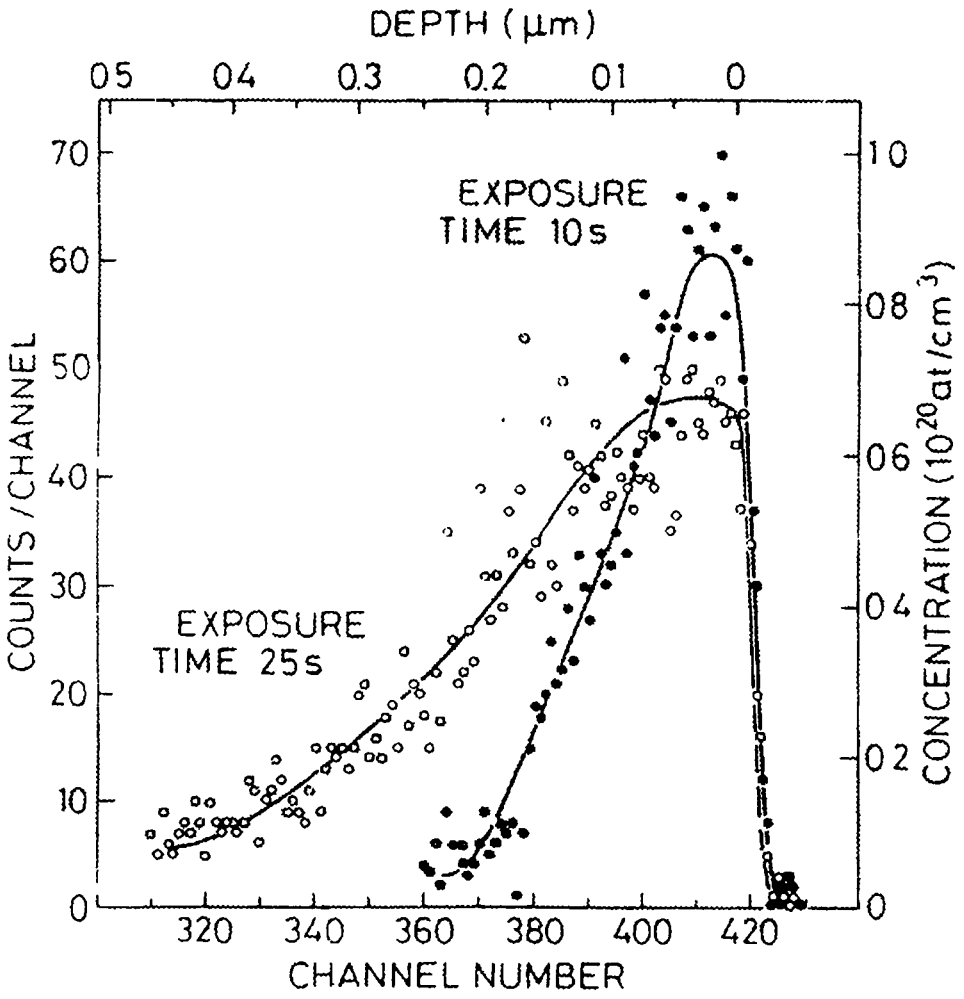



FIG. 3. Depth profiles from RBS of arsenic in ⟨100⟩ silicon single crystals after incoherent light-induced diffusion at constant induced temperature, 1150 °C, for different exposure times.

ნახ.6. RBS მეთოდით განსაზღვრული დარიშხანის (As) სიღრმეში განაწილების პროფილი <100> Si-ს მონოკრისტალში არაკოჰერენტული სინათლით სტიმულირებული დიფუზიის შემდეგ მუდმივ ტემპერატურაზე ($1150^0$C), განსხვავებული გასხივების დროებისათვის.

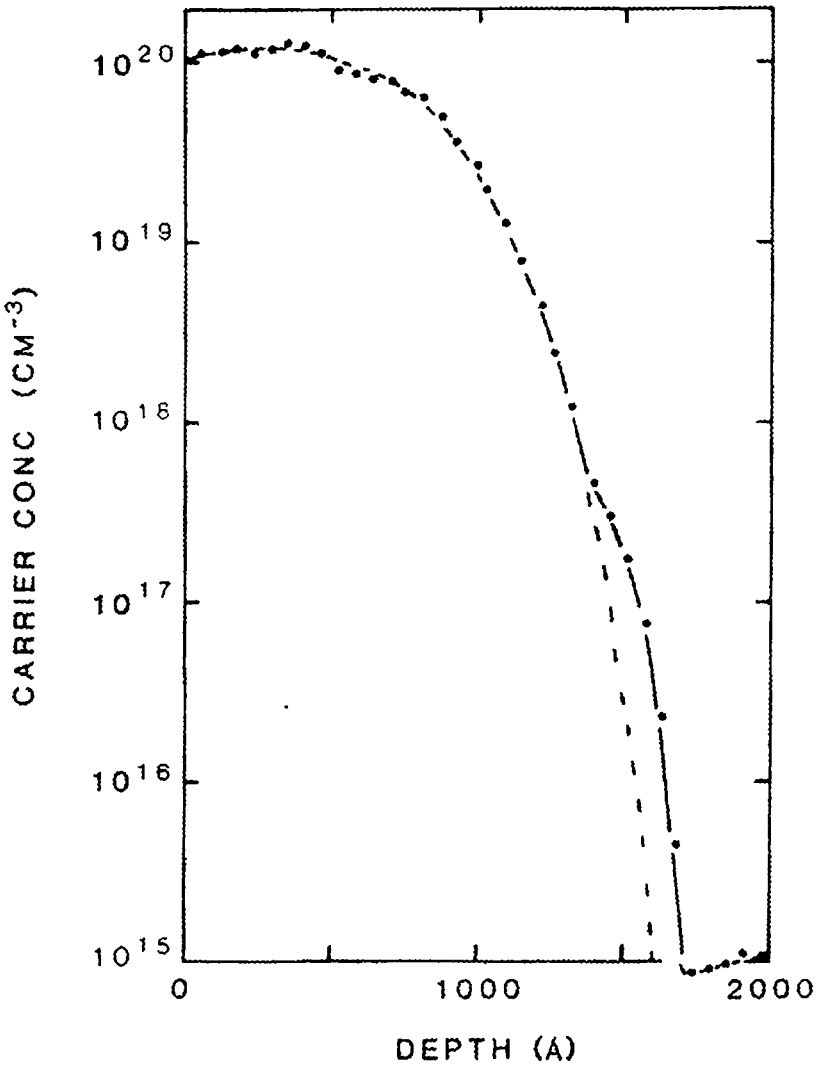
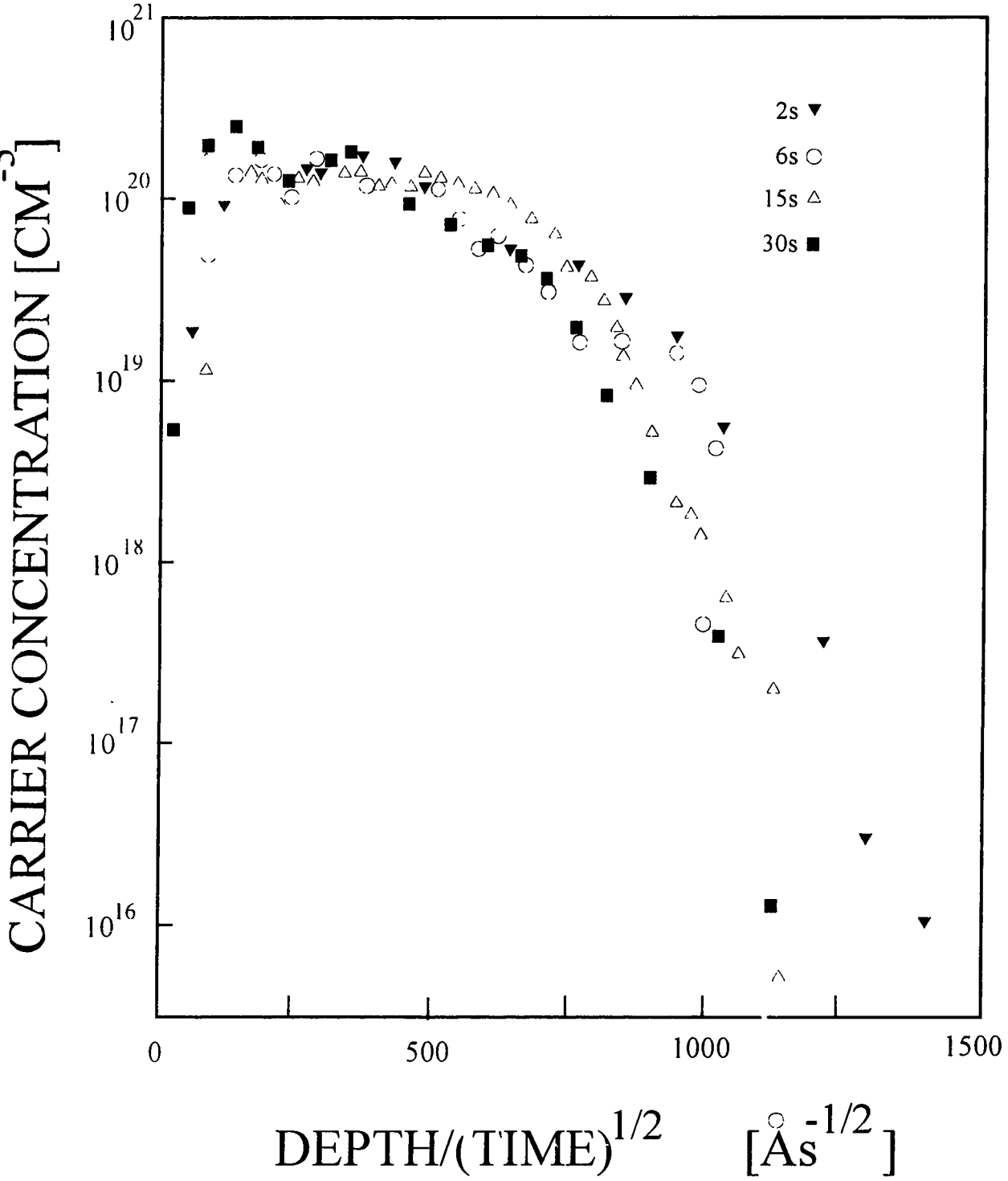



FIG. 3. Transient diffusion ( ~ 1280 °C for ~ 1 s ) illustrating the feasibility of forming 1000–2000 Å layers with surface concentrations in excess of $10^{20}$ $cm^{-3}$. The extent of the reduced "kink" effect may be gauged by the deviation in the profile from the broken curve extrapolation.

ნახ.7. სწრაფი დიფუზია (~1280$^0$C, 1s), გამოსახავს 1000-2000Å ფენების ფორმირებას ზედაპირული კონცენტრაციით ≈$10^{20}$სმ$^{-3}$

შემთხვევაშიც [61]. მიუხედავად იმისა, რომ დაიმზირება ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტის ზრდა თერმულთან შედარებით (მაგალითად, $900^0$C-ზე $D_{ფსდ}\approx 2{,}8\cdot 10^{-13}$სმ$^2$/წმ, $1200^0$C-ზე $D_{ფსდ}\approx 2\cdot 10^{-10}$სმ$^2$/წმ, შესაბამისად გამოთვლილი $D_I\approx 1\cdot 10^{-15}$სმ$^2$/წმ, $D_I\approx 1{,}7\cdot 10^{-12}$სმ$^2$/წმ), ავტორები ამას არ ხსნიან ნაშრომში [64] მიიღებოდა თხელი ლეგირებული ფენები. მართალია ფოტოსტიმულირებული დიფუზია არაა შესწავლილი, მაგრამ გრაფიკების დამუშავება გვაძლევს, რომ ბორის $D_{ფსდ}\approx 1{,}6\cdot 10^{-13}$სმ$^2$/წმ, ხოლო გამოთვლა- $D_I\approx 3{,}5\cdot 10^{-18}$სმ$^2$/წმ. ნაშრომში [60] ასევე არაა შესწავლილი ფსდ, მაგრამ როგორც გრაფიკებიდან ჩანს (ნახ.8), ფოსფორის $D_{ფსდ}\approx 2\cdot 10^{-11}$სმ$^2$/წმ, მაშინ როცა გამოთვლილი $D_I\approx 1{,}5\cdot 10^{-12}$სმ$^2$/წმ. ნაშრომში მოყვანილი ექსპერიმენტული მონაცემებიდან ჩანს, რომ ერთიდაიგივე ტემპერატურაზე ($1205^0$C), რაც მეტია გასხივების დრო, მით ნაკლებია შეღწევის სიღრმე. ამრიგად, ამ შრომების ავტორები თავს არიდებენ მათთვის გაუგებარ სინათლის ეფექტს და ცდილობენ, ყველაფერი წარმოადგინონ, როგორც თერმული დიფუზია. მაგრამ მოგვიანებით [63,65,66] შრომების ავტორებმა მიაქციეს ყურადღება, რომ სინათლით სწრაფი გახურებისასაც ადგილი ჰქონდა დიფუზიის სტიმულირებას. მაგალითად [63]-ში n- და p-ტიპის ნიმუშებზე ხდებოდა ცენტრიფუგირების მეთოდით P, B და As-ის სუსპენზიის დატანა. აზოტის ნაკადის ატმოსფეროში $900^0$C-ზე სხვადასხვა დროის განმავლობაში ხდებოდა დიფუზიური პროცესების ჩატარება. სათანადო ტემპერატურის მიღწევა დიფუზიურ პროცესში ხორციელდებოდა ჰალოგენური ნათურების სინათლის საშუალებით. ტემპერატურა Si-ის ზედაპირზე იზომებოდა ოპტოწყვილის საშუალებით, რომელიც მიმაგრებული იყო ნიმუშზე, ტემპერატურა ასევე მოწმდებოდა პირომეტრის საშუალებით. კონცენტრაციული პროფილის გაზომვა ხდებოდა ფენების თანმიმდევრული მოწამვლით და შემდგომ ზედაპირული წინაღობისა და C-V მეთოდებით გაზომვის საშუალებით.

კონცენტრაციული პროფილი, მიღებული P-თვის, B-თვის და As-თვის გრაფიკიდან ემთხვევა erfc-ფუნქციას (ნახ.9). უფრო მეტიც, ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის მახასიათებლები, მიღებული $720^0$C-ზე




ნახ.8. ფოსფორის დიფუზიური ფენის ელექტრულად აქტიური დონორული კონცენტრაცია, მიღებული $1205^0$ C-ზე HLA-ით, როგორც მანძილის ფუნქცია

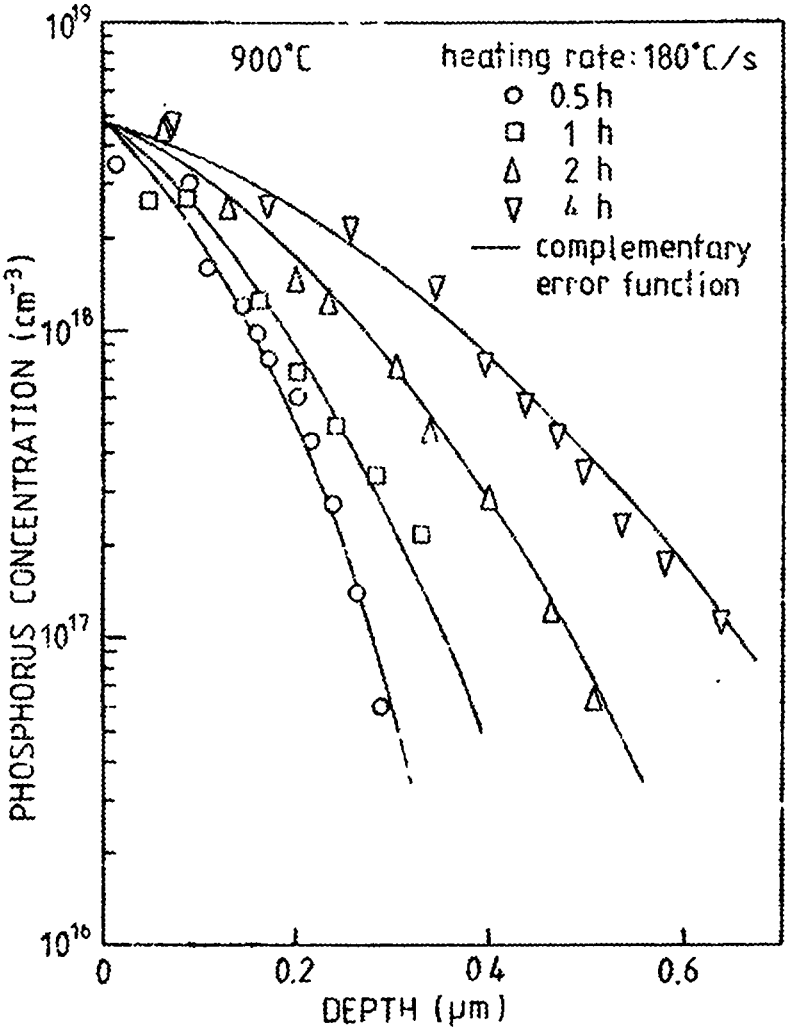



Fig. 1. Concentration profiles of phosphorus.

ნახ.9. ფოსფორის კონცენტრაციული პროფილები

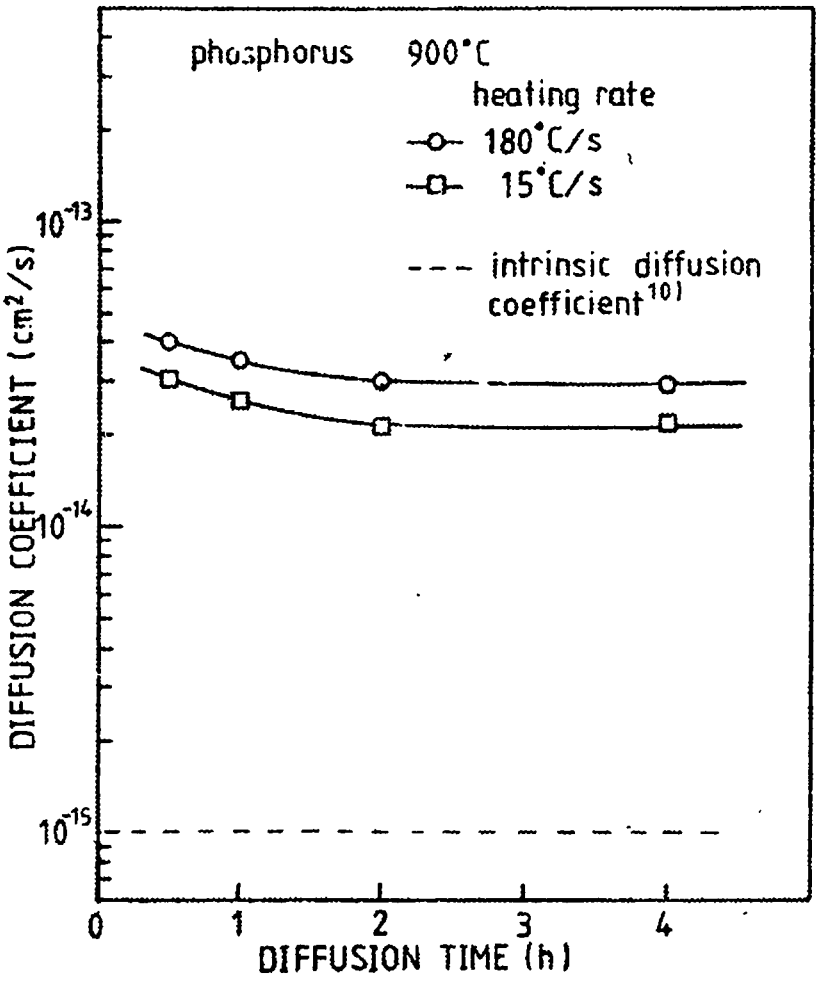



**Fig. 2. The relationship between the diffusion coefficient of phosphorus ($D_p$) and the diffusion time.**

ნახ.10. ფოსფორის დიფუზიის კოეფიციენტის ($D_P$) დიფუზიის დროზე დამოკიდებულება

ასეთივეა, როგორც თერმული $900^0$C-ზე თერმული (ღუმელში) დიფუზიის დროს. ნახ.10-ზე მოცემულია დამოკიდებულება P-ს დიფუზიის კოეფიციენტისა დიფუზიის დროზე. ნახაზიდან ჩანს, რომ ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტი $D_{ფP}$ გაცილებით მეტია, ვიდრე $D_{TP}$. $D_P$ გარკვეულწილად დამოკიდებულია დროზე და გახურების ტემპზე. სწრაფად გახურებისას გამოიყენება უფრო მეტი ინტენსივობა, ვიდრე ნელი გახურებისას და დაიმზირება უფრო მცირე დიფუზიის კოეფიციენტი. ორივე შემთხვევაში განათების ხანგრძლივობის ზრდით ხდება დიფუზიის კოეფიციენტის შემცირება. ავტორები აკეთებენ შემდეგ დასკვნებს: 1) სამივე მინარევის შემთხვევაში ადგილი აქვს განხივების შედეგად დიფუზიის აჩქარებას. მათი აზრით, სტიმულირება არაა გამოწვეული გახურების სიჩქარით. 2) დიფუზიის აჩქარების ხარისხი სხვადასხვა მინარევისათვის გამოისახება შემდეგი თანმიმდევრობით: $D_{As}>D_P>D_B$. 3) დიფუზიის აჩქარების ძირითადი ფაქტორია სინათლით ჭარბი კვანძთაშორისი ატომების წარმოქმნა ზედაპირზე.

იგივე ავტორებმა [63,65,66] ნაშრომებში აჩვენეს, რომ დიფუზია $720^0$C-ზე ხდებოდა ამ ტემპერატურის მხოლოდ განათებით მიღწევისას, ხოლო ღუმელში ამ ტემპერატურაზე გახურებით დიფუზიას ადგილი არ ჰქონდა. გარდა ამისა, მათ აჩვენეს, რომ სინათლით გახურებისას დიფუზია შეიძლება $620^0$C-ზეც ჩატარდეს. აგრეთვე იყო ნაჩვენები, რომ თუ ინტენსივობას შევამცირებთ, ამ ტემპერატურაზე დიფუზიას ადგილი აღარ ექნება. ავტორებმა აჩვენეს [66], $760^0$C-ზე ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტი ემთხვევა $900^0$C-ზე ღუმელში გახურებით მიღებული თერმული დიფუზიის კოეფიციენტს. აღსანიშნავია, რომ არცერთ ზემოთმოყვანილ ნაშრომებში სტიმულირების მექანიზმი არ იყო გახსნილი.

## §1.4. ატომების მიგრაციის ახალი წარმოდგენები ნახევარგამტარებში.

ზემოთაღნიშნული ნაკლოვანებების ახსნა მოხერხდა დიფუზიის ახალი მექანიზმის საშუალებით [67÷71], რომელიც დაფუძნებული იყო კონდენსირებულ

გარემოში ახალ წარმოდგენაზე ატომის გადაადგილების შესახებ. ამ წარმოდგენის თანახმად, ატომის ელემენტარული მიგრაციული აქტი კონდენსირებულ გარემოში ძირითადად განპირობებულია მისი ქიმიურ ბმაში მონაწილე ელექტრონების კვანტური მდგომარეობის ცვლილებით ე.ი. მათი ენერგეტიკული მდგომარეობის და სივრცული განაწილებისა ცვლილებით, რაც შეიძლება მიღწეულ იქნას ტემპერატურით, ფოტონური ზემოქმედებით, ინჟექციით, წნევით და ა.შ.

ახალი მექანიზმის მიხედვით ერთი დიფუზიური აქტი აღიწერება სქემით, რომელიც შედგება შემდეგი ელემენტარული პროცესებისაგან: დანიშნული ატომის (1) გამოსვლა კვანძიდან (ნახ. 11,ა), რაც ეთანადება ჰანტელის შექმნას რომელიმე მეზობელ ატომთან; ერთ-ერთი მეზობელი ატომის გადახტომა (2) გათავისუფლებულ კვანძში, საკუთარი კვანძის გათავისუფლებით, ე.ი. შექმნის ვაკანსიას (V) (ნახ. 11,ბ) (ეს ორი თანმიმდევრული აქტი ექვივალენტურია ფრენკელის ტიპის დეფექტების შექმნისა); ჰანტელის დაშლის შედეგად დანიშნული ატომის (1) მოხვედრა (5) ატომის კვანძში და ახალი ჰანტელის შექმნა (5) ატომის მიერ რომელიმე მეზობელ, მაგალითად (7) ატომთან (ნახ. 11,გ). ყველა ეს პროცესი განიხილება, როგორც დამოუკიდებელი და მიგრაციული აქტის ალბათობა წარმოადგენს მათი ალბათობების ნამრავლს:

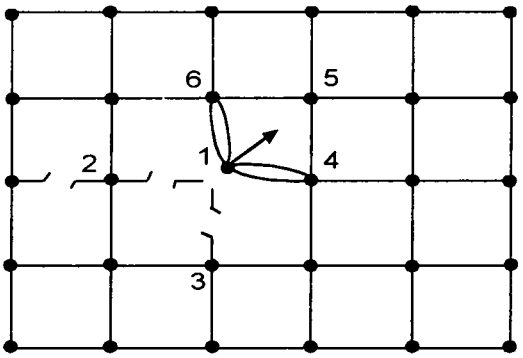
$$W_{mig}=W_{def}\cdot W_{dum} \qquad (1.1)$$

გარდა ამისა, ატომის გადასაადგილებლად საჭიროა მაქსიმალური ენერგიის მქონე ფონონების მოსვლა იმ რაოდენობით, რომელიც არის დნობის ტემპერატურაზე. ეს ალბათობა $W_\Phi$ გამოისახება:

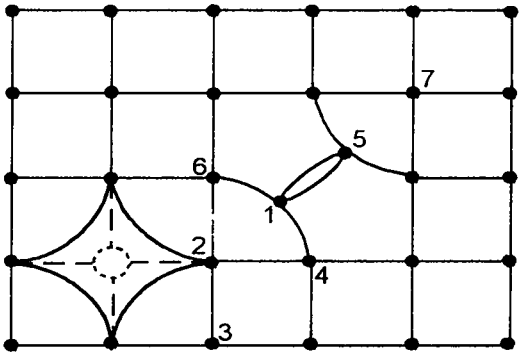
$$W_\Phi = 6\pi \left(\frac{I_m}{\quad}\right)^{\quad} \exp\left(\frac{3I_m}{\quad}\right) 1-\ln\frac{I}{\quad}-\frac{I}{\quad} \qquad (1.2)$$

სადაც $T_D$ – დებაის ტემპერატურაა.

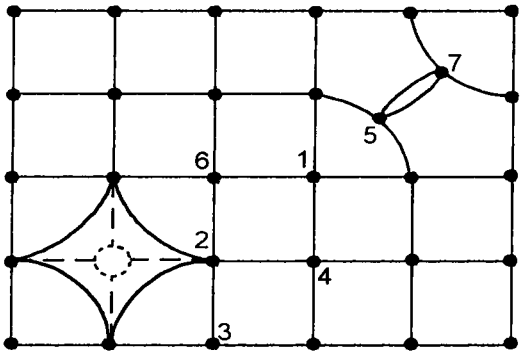
დიფუზიის კოეფიციენტის მისაღებად საჭიროა, 1.1 ფორმულით გამოსახული მიგრაციული აქტის ალბათობა გამრავლდეს აღრევის სიჩქარეზე




ა




ბ




გ

ნახ.11. დიფუზიური აქტის სქემა: ა) დანიშნული ატომის (1) კვანძიდან გამოსვლა და ჰანტელის შექმნა რომელიმე მეზობელ ატომთან (1 და 5); ბ) ერთერთი მეზობელი ატომის (2) გადახტომა გათავისუფლებულ კვანძში; გ) ჰანტელის დაშლა, დანიშნული ატომის (1) მოხვედრა კვანძში და ახალი ჰანტელის შექმნა (5 და 7).

$V_A d$, სადაც $V_A$ – ატომის საშუალო სითბური სიჩქარეა, $d(=2r_A)$ – ატომთაშორისი მანძილი. საბოლოოდ, დიფუზიის კოეფიციენტი გამოისახება:

$$D = 12\alpha^2 r_A V_A n_{1un}^3 \left(\frac{n_i}{N_A}\right)^{\beta} W_{\Phi} \qquad (1.3)$$

სადაც $n_i$ – ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების კონცენტრაციაა, $N_A$ – ატომების კონცენტრაცია, $n_{1un}$ – იმ ატომთა რაოდენობაა, რომელთა სიახლოვესაც ატომიის რხევის τ პერიოდის განმავლობაში ასწრებს მოსვლას თავისუფალი ელექტრონი ან ხვრელი; $r_A$ – ატომის რადიუსია, $\alpha$ - ჩაჭერის ეფექტური განივკვეთი.

აქ კომბინატორიკის საშუალებით გათვალისწინებულია, რომ კვანძში მხოლოდ მონიშნული ატომის მოხვედრა წარმოადგენს დიფუზიის პროცესის სასურველ მოვლენას.

(1.3)-ში შემავალი ყველა სიდიდე, რომელთაც გააჩნიათ ფიზიკური აზრი, შესაძლებელია აღებულ იქნა ცნობარებიდან, ან გათვლილი იყოს იმ შესაბამისი პირობებიდან, რომელზეც ხორციელდება დიფუზია. როგორც (1.3)-დან გამომდინარეობს, დიფუზიის პროცესში ძირითადი წვლილი შეაქვს ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების კონცენტრაციას $n_i$, რომლის ცვლა შესაძლებელია სხვადასხვა საშუალებებით: ტემპერატურით, რადიაციით, ინჟექციით, წნევით და ა.შ. ამასთან ერთად, (1.3) აღწერს დიფუზიის პროცესს სტიმულაციის ყველა საშუალებებისათვის. თუ დიფუზიის პროცესის სტიმულირება ხდება რადიაციით, მაშინ $n_i$ დამოკიდებული იქნება რადიაციის $I$ ინტენსივობაზე და აგრეთვე მისი შთანთქმის კოეფიციენტზე $n_{ij}=\varphi(\alpha,I)$. თერმული ზემოქმედებისას წარმოქმნილი აკვაზების კონცენტრაცია გამოისახება

$$n_i = N_C N_V \exp(-E_g/2kT) \quad (1.4)$$

(1.4)-ის (1.3)-ში ჩასმით მივიღებთ: $D=Ae^{-U/kT}$, ე.ი. ფრენკელის გამოსახულებას თერმული დიფუზიისათვის. აქედან ჩანს, რომ თერმიული პროცესები წარმოადგენენ შემოთავაზებული მექანიზმის კერძო შემთხვევას,

რომელიც ერთნაირად სამართლიანია როგორც თერმიული, ისე ათერმიული პროცესებისათვის.

უნდა აღინიშნოს, რომ (1.3) გამოსახულება სამართლიანია მინარევების დიფუზიისთვისაც, ოღონდ საჭიროა, განისაზღვროს მინარევის დამაკავშირებელი ელექტრონების ეფექტური რიცხვი, რომელთა გაწყვეტა უნდა მოხდეს ცდის პირობებში. ეს უკანასკნელი აღიწერება $\beta$ მაჩვენებლით და შესაბამისად, ძლიერად მოქმედებს $D$ კოეფიციენტის სიდიდესა და ტემპერატურულ დამოკიდებულებაზე.

მინარეული ატომების დიფუზიისას $\beta$-ს განსასაზღვრავად გათვალისწინებულ უნდა იქნას არა მათი სავალენტო ელექტრონების რაოდენობა, არამედ მინარეული ატომების რეალურად არსებული ბმები მესრის რეგულარულ ატომებთან ექსპერიმენტის პირობებში [72], კერძოდ, ამ დონეების ენერგეტიკული მდგომარეობები და ის ფაქტი, დაკავებულია თუ არა მოცემული მინარევების ენერგეტიკული დონეები ელექტრონებით ან ხვრელებით.

ზემოთმოყვანილი მოსაზრება დასტურდება Zn-ისა Cd-ის დიფუზიის კოეფიციენტების Si-სა და Ge-ში ანომალური სხვაობის ახსნით [72], რომლებმაც ვერანაირი ახსნა ვერ ჰპოვეს ფრენკელის თეორიაში. ასევე მოცემულ ნახევარგამტარში ერთი და იგივე მინარეული ატომის დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდის დამოკიდებულებით ამ ატომის ენერგეტიკული დონეების ელექტრონებით შევსებაზე დიფუზიის დროს.

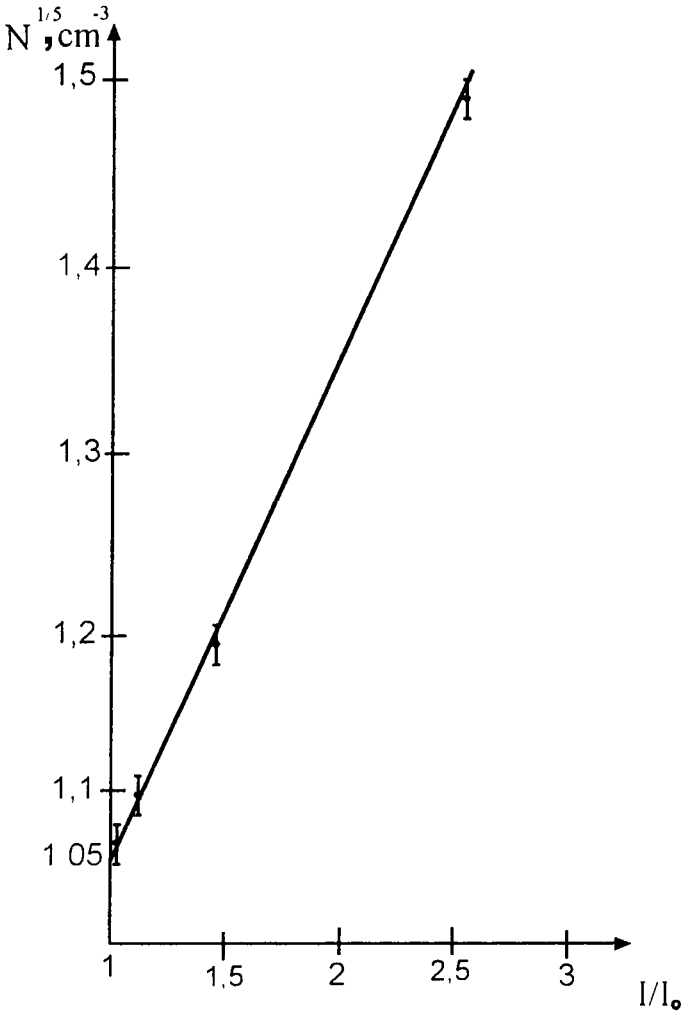
ამრიგად, ერთი მინარევის დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდეს ერთსა და იმავე ნივთიერებაში შეიძლება გააჩნდეს განსხვავებული მნიშვნელობები იმისგან დამოკიდებულებით, თუ რამდენ რეალურ ქიმიურ ბმებს ქმნის მინარევის ატომი ძირითადი ნივთიერების ატომებთან.

აღნიშნული მოსაზრების შემოწმების მიზნით ჩატარებული იქნა ექსპერიმენტები Si-ის მოცულობაში ფსდ-ს შედეგად დიფუნდირებული Al-ის ატომების კონცენტრაციის დამოკიდებულებისა სინათლის ინტენსივობაზე [73]. მოცემულ ექსპერიმენტში გასხივების მაქსიმალური სიმძლავრე იყო 87ვტ/სმ$^2$,

ჩოლო ხანგრძლივობა მუდმივი t=1წმ, ასეთ პირობებში ნიმუშის მაქსიმალური ტემპერატურა არ აღემატებოდა $37^0$C, ისე რომ დიფუზიის პროცესში თერმული წვლილი გამორიცხული იყო. განხივების ინტენსივობის ცვლა ხორციელდებოდა განხივების წყაროსა და განხივებულ ნიმუშს შორის მანძილის ცვლით. სინათლის ინტენსივობას ცვლიდნენ ისეთ საზღვრებში, რომ წონასწორული თავისუფალი მატარებლების რეკომბინაციის მექანიზმი არ იცვლებოდა. ექსპერიმენტიდან მიღებული მინარევთა ზედაპირული კონცენტრაციის N სინათლის ინტენსივობაზე დამოკიდებულებით (ნახ.12) დაადასტურა, რომ ატომის გადაადგილება ნ/გ-ებში ძირითადად განისაზღვრება აკნ-ების კონცენტრაციით.

ნაშრომებში [73,74,75] გამოკვლეული იყო ჰალოგენური ნათურების სინათლით სტიმულირებული დიფუზია (Al და P დიფუზია Si-ში, Al და B-ის SiC-ში, Au-ის ზედაპირული დიფუზია Si-ში). ოქროს ზედაპირული ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის შესწავლამ [73] აჩვენა, რომ Au-ის ფსდ-ს კოეფიციენტის მნიშვნელობა სიბრტყეზე (110), მიმართულებით <110>, ნიმუშის ტემპერატურისას 117K – დაახლოებით ხუთი რიგით მეტი იყო, ვიდრე თერმიული დიფუზიის კოეფიციენტი T=900K დროს (ცხრ.1). ამ ექსპერიმენტებმა დაადასტურეს, რომ დიფუზიური ნახტომის ელემენტარული აქტი გამოწვეულია არა კინეტიკური ენერგიის ფლუქტუაციით, არამედ მოცემული ატომის გარშემორტყმულ ატომებთან ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიის ფლუქტუაციით, ამასთან პოტენციური ენერგიის ფლუქტუაცია უნდა იყოს ისეთი, რომ ბმის ენერგია შემცირდეს, რაც მიიღწევა მოცემულ ატომთან აუცილებელი რაოდენობის ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების (აკნ) მოსვლით.

ექსპერიმენტებმა, რომელიც ტარდებოდა Au-ის ფსდ-ს კოეფიციენტის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების გამოსავლენად აჩვენა, რომ ნიმუშების ტემპერატურის ზრდით დიფუზიის კოეფიციენტი მცირდებოდა.




ნახ.12. $N^{1\backslash 5}$-ის დამოკიდებულება (N - Al-ის მინარევის კონცენტრაცია) ფარდობით ინტენსივობაზე (I/I0)

ცხრილი 1

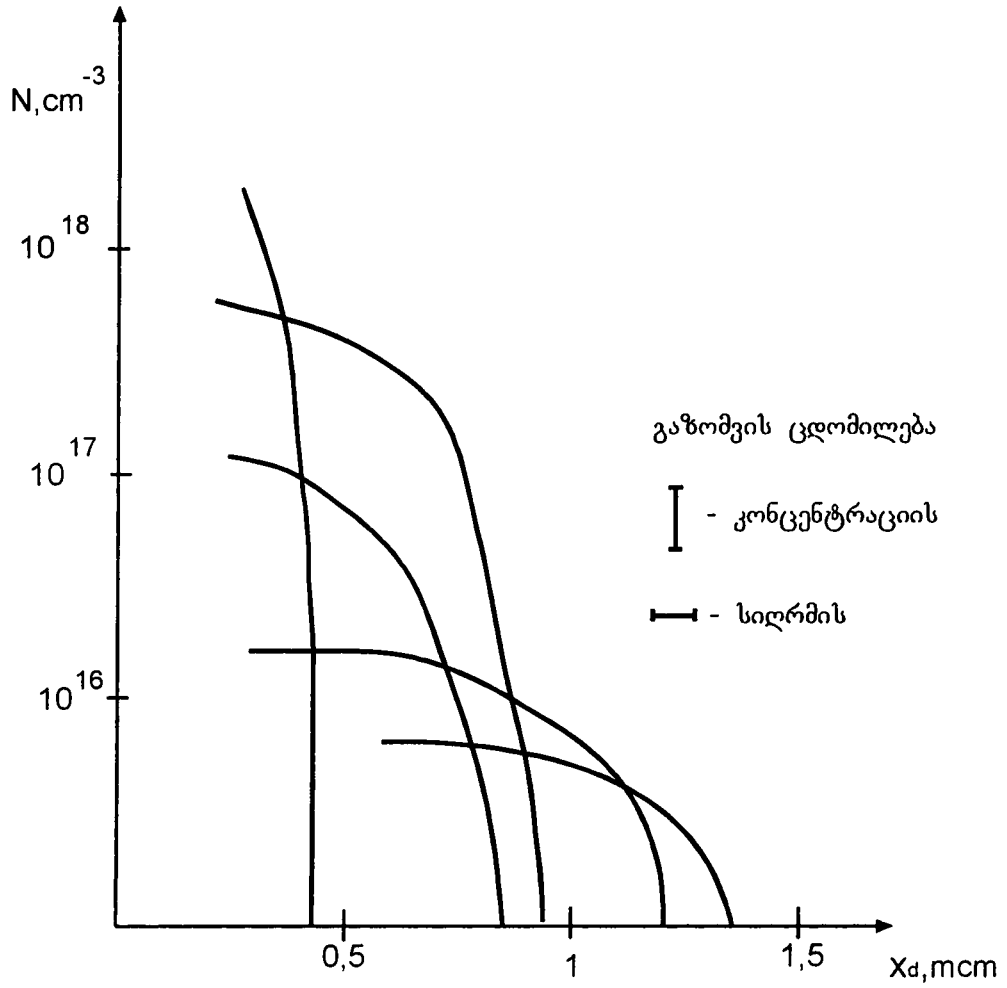
ფსდ-ს კოეფიციენტების მნიშვნელობები ($სმ^2/წმ$) Au-ის დიფუზიისას Si-ში

| სიბრტყე | მიმართულება | თერმული დიფუზია $t_{გამ}$=33წთ | ფოტოსტიმულირებული დიფუზია $t_{სინ}$=2წმ |
|---|---|---|---|
| | | T=900K | T=117K |
| (110) | ⟨110⟩ | $1,2 \cdot 10^{-12}$ | $5,3 \cdot 10^{-7}$ |
| | ⟨100⟩ | $4,3 \cdot 10^{-13}$ | $1,7 \cdot 10^{-7}$ |

დამტკიცებულ იქნა, რომ ექსპერიმენტის იდენტურ პირობებში ზედაპირის სხვადასხვა კრისტალოგრაფიული მიმართულებით ფოტონებით სტიმულირებული დიფუზიის სიდიდის სხვაობა განისაზღვრება ბმაში მონაწილე ელექტრონების სივრცული მდებარეობითა და ენერგრტიკული მდგომარეობით.

Al-ის და P-ის ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კვლევებმა Si-ის მოცულობაში [74] აჩვენა, რომ რაც მეტი იყო სინათლის მოქმედების დრო. ან მისი ინტენსივობა, მით ნაკლები იყო დიფუნდირებადი მინარევის შეღწევის სიღრმე, შესაბამისად დიფუზიის კოეფიციენტი D და მით დიდი იყო ზედაპირულ არეში დიფუნდირებული ატომების კონცენტრაცია (ნახ.13). ანუ გამოდიოდა, რომ იმპულსის დასაწყისში კრისტალის ზედაპირიდან ვანსაზღვრულ მანძილზე შესული მინარეული ატომები, სინათლის შემდგომი ზემოქმედებისას გადაადგილდებოდნენ უპირატესად უკუმიმართულებით, ხოლო დიფუნდირებული ატომების კონცენტრაცია ზედაპირთან – იზრდებოდა, ე.ი. ადგილი ჰქონდა უკუდიფუზიას. ანალოგიური შედეგები მიიღებოდა p-ტიპის Si-ში P-ს დიფუზიისასაც. მოცემული შედეგების ახსნა მოხერხდა ახალი მოსაზრების საფუძველზე [67]. ამისათვის გარდა *dN/dx* დიფუზიის მამოძრავებელი ძალისა მხედველობაში მიღებულ იქნა დიფუზიის მამოძრავებელი ძალები, რომლებიც წარმოიქმნებიან სინათლის არაერთგვაროვანი შთანთქმისას კრისტალის სიღრმეში – აკნ-ების კონცენტრაციის გრადიენტის გაჩენით. აქედან გამომდინარეობს, რომ თუ განვსაზღვრავთ აკნ-ების კონცენტრაციის განაწილებას Si-ის ნიმუშში, მაშინ შესაძლებელი იქნება დმძ-ების მიმართულების დადგენა, რომლებიც განსაზღვრავენ დიფუზიის პარციალურ კოეფიციენტებს და ექსპერიმენტზე გაზომილი დიფუზიის კოეფიციენტი წარმოადგენს ამ დიფუზიის კოეფიციენტების ალგებრულ ჯამს. განხივების რეჟიმის ცვლილებით შესაძლებელია დმძ-ების სიდიდის და მიმართულების შეცვლა.

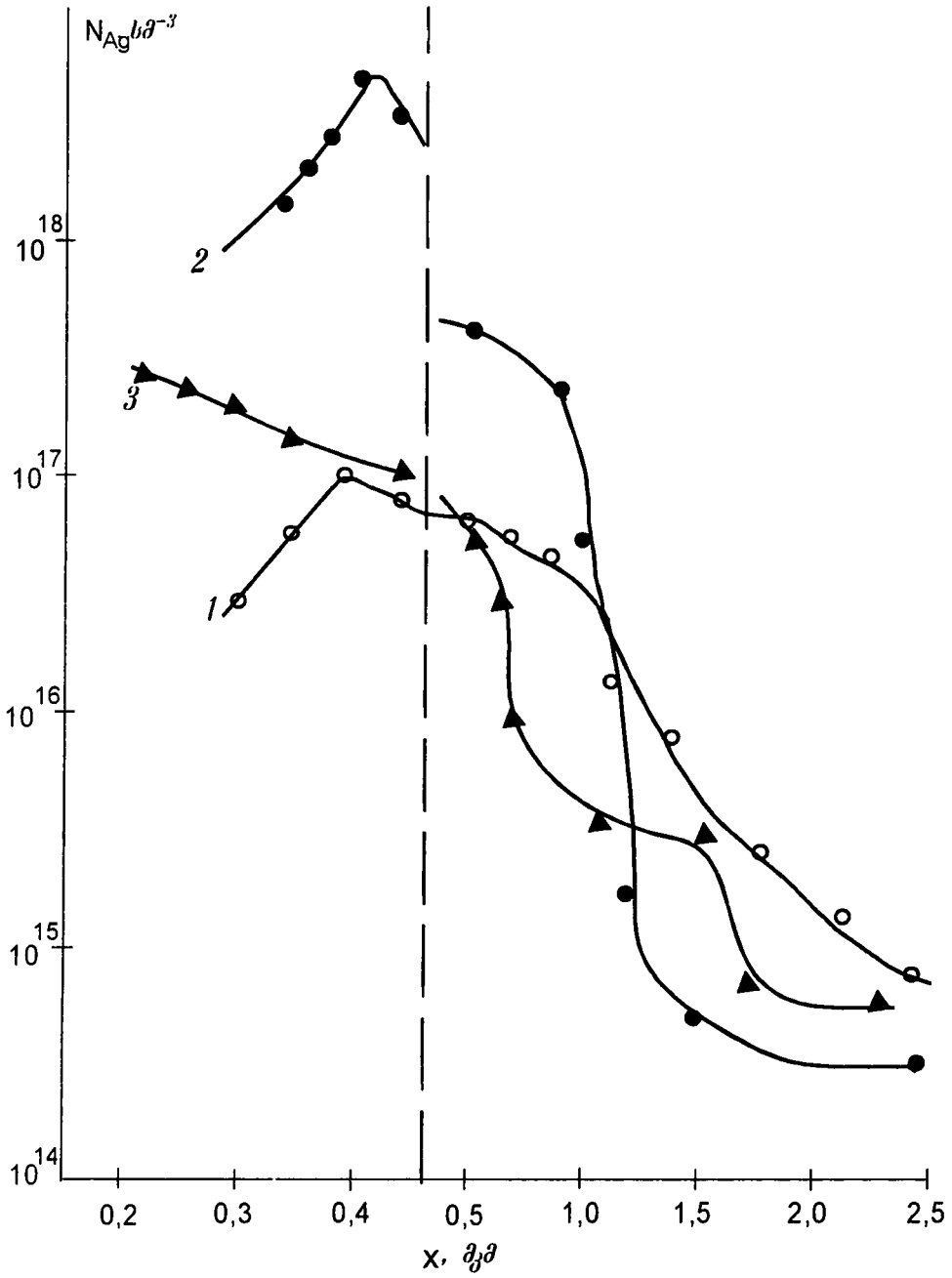
ანალოგიური შედეგები იყო მიღებული ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის შესწავლისას n-ტიპის GaAs-ის ნიმუშებზე [76÷80]. ექსპერიმენტისათვის



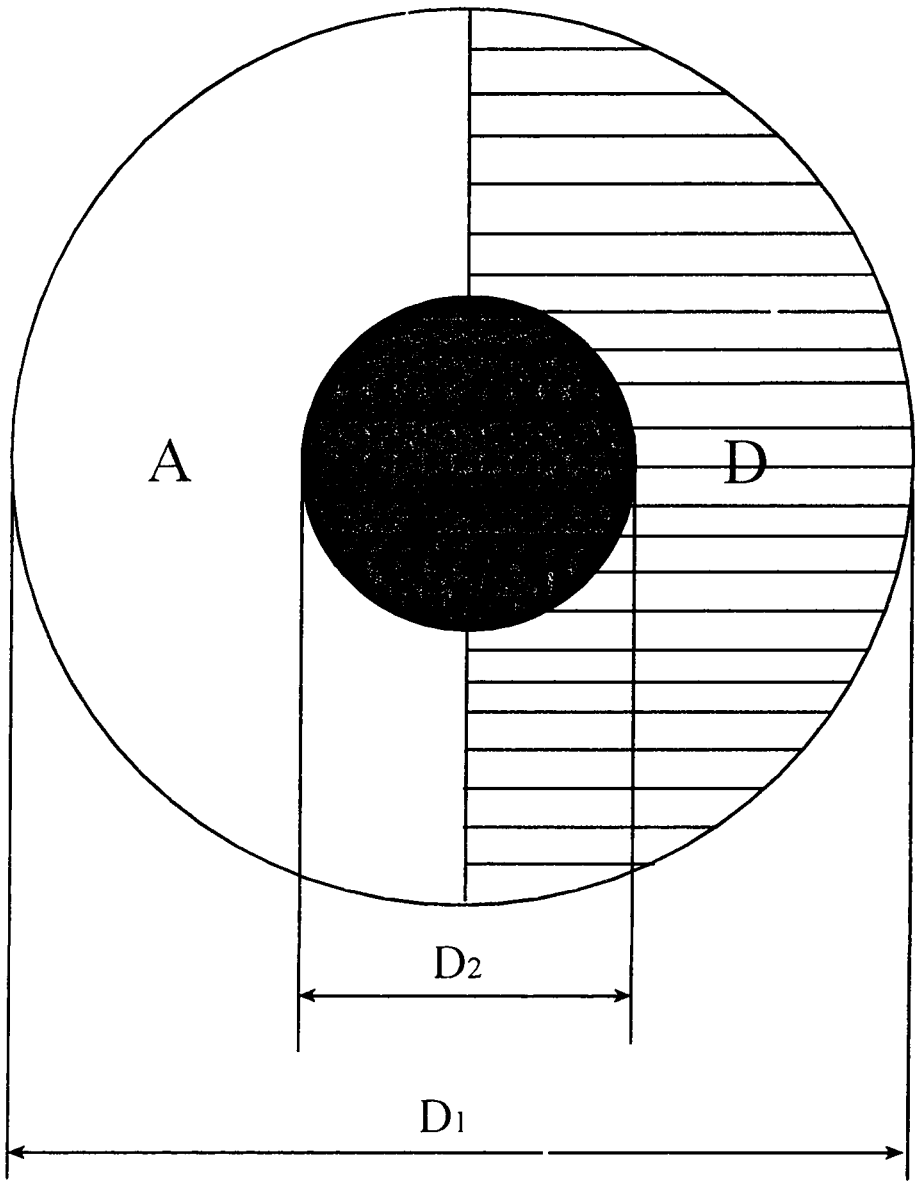

ნახ.13 Al-ის მინარეული ატომების განაწილების პროფილები I იმპულსით განსხვავებული პარამეტრებით გასხივების შედეგად :
1) t=1წმ, P=87ვტ/სმ$^2$ ; 2) t=6წმ, P=87ვტ/სმ$^2$ ; 3) t=10წმ, P=87ვტ/სმ$^2$ ;
4) t=1წმ, P=122ვტ/სმ$^2$ ; 5) t=6წმ, P=122ვტ/სმ$^2$ .

შერჩეული იყო ორი სახის მინარევი: GaAs-ში სწრაფად დიფუნდირებადი ვერცხლი და შედარებით დაბალი დიფუზიის კოეფიციენტის მქონე კადმიუმი. გასხივებისას ნიმუშების ტემპერატურა Ag-თვის არ აღემატებოდა 300K, ხოლო Cd-თვის – 600K-ს. ნიმუშის გასხივებისას თეთრი სინათლის იმპულსებით, სინათლის იმპულსების რაოდენობის ზრდასთან ერთად მინარევის კონცენტრაცია საგრძნობლად მატულობს როგორც ეპიტაქსიურ ფენაში, ისე სასაზღვრო არეში და საფენში. მაქსიმუმი ეპიტაქსიურ ფენაში წანაცვლებულია საზღვრისაკენ. გასხივებული ნიმუშის შემდგომმა გასხივებამ საპირისპირო მხრიდან (დიფუზანტის მოხსნის შემდეგ) გამოავლინა მინარევის განაწილების საწყისი პროფილის გადაწევა ზედაპირისაკენ (ნახ.14) და საფენში მინარევის კონცენტრაცია დაეცა. აღმოჩნდა, რომ GaAs-ის ეპიტაქსიურ ფირებში Ag-ის 300K-ზე ფსდ მოცულობითი დიფუზიის კოეფიციენტი ~8-9 რიგით, ხოლო Cd-თვის ~29 რიგით აღემატება თერმული დიფუზიის კოეფიციენტს (ექსტრაპოლირებით გამოთვლილს). გაკეთებული იქნა დასკვნა, რომ დაბალ ტემპერატურაზე დიფუზიური პროცესების სინათლით სტიმულაცია მნიშვნელოვნად ზრდის მინარევების მოცულობითი დიფუზიის კოეფიციენტს.

სინათლის ათერმული ზემოქმედების თვალნათლივ წარმოჩენის მიზნით ჩატარებული იქნა შემდეგი ცდა [77]: n-ტიპის ეპიტაქსიურ GaAs-ის ნიმუშებზე ოთახის ტემპერატურაზე დაფენილი იყო ვერცხლი. ამის შემდეგ ფირფიტა იყოფოდა შუაზე. ერთი ნახევარი თავსდებოდა სრულ სიბნელეში ოთახის ტემპერატურაზე, ხოლო მეორე – იგივე ტემპერატურაზე დღის სინათლეზე (ნახ.15). დაახლოებით 30 დღის შემდეგ ორივე ნატეხზე მოიხსნა ვერცხლი და გაიზომა თავისუფალი მატარებლების კონცენტრაციები. აღმოჩნდა, რომ ნიმუშის იმ ნატეხში, რომელიც სიბნელეში იმყოფებოდა, თავისუფალი მატარებლების კონცენტრაცია არ შეიცვალა, ნიმუშში კი, რომელიც სინათლეში იმყოფებოდა, იმ უბანზე სადაც ვერცხლი იყო დაფენილი კონცენტრაცია შემცირდა, ხოლო იმ უბანზე, სადაც ვერცხლი არ იყო დაფენილი, კონცენტრაციის ცვლილება უფრო მეტი იყო. ამ, ერთი შეხედვით პარადოქსული შედეგების ახსნა მოხერხდა




ნახ.14 ვერცხლის კონცენტრაციული განაწილების პროფილები d=0,46მკმ სისქის ეპიტაქსიალური ფენის მქონე n-GaAs-ის სტრუქტურაში გასხივების შემდეგი რეჟიმებისას:
1. t=0,1წმ
2. t=0,1წმ - 7ჯერ
3. t=0,1წმ და გასხივება საპირისპირო მხრიდან t=3წმ




ნახ.15 $D_1$ დიამეტრის მქონე n-GaAs-ის ფირფიტა, რომელზეც დაფენილია ვერცხლი - დიამეტრით $D_2$. დაშტრიხული ნაწილი იმყოფებოდა სიბნელეში, ხოლო დაუშტრიხავი ნაწილი დღის სინათლის ზემოქმედების ქვეშ

სინათლის შთანთქმის შედეგად წარმოქმნილი აკნ-ების დიფუზიაზე გავლენის გათვალისწინებით, ხოლო ნიმუშის Ag-იო ღაუფარავ ადგილზე მინარევის მეტი კონცენტრაციის არსებობა აიხსნა იმით, რომ სინათლის ზემოქმედების შედეგად გამოწვეული ზედაპირული დიფუზიისას წარმოიქმნება სინათლისათვის გამჭვირვალე ვერცხლის ატომების ფენა, რომელიც განიცდის სინათლის ზეგავლენას ნიმუშის ორივე მხრიდან და შედეგად წარმოიქმნება აკნ-ების მეტი კონცენტრაცია, რაც განაპირობებს ვერცხლის უფრო ინტენსიურ შესვლას ნიმუშში.

ზემოთალნიშნულ ნაშრომებში [73,77] მოყვანილი ექსპერიმენტები, რომლის ახსნაც შეუძლებელია თერმული დიფუზიის ჩარჩოებში, კიდევ ერთი თვალსაჩინო დადასტურებაა ახალი მოსაზრების სისწორისა.

მართალია, ნაშრომებში [67÷80] ახსნილი იქნა ფოტოსტიმულირებული დიფუზიური პროცესები ახალი მიდგომის საფუძველზე, რომლის მიხედვითაც ფსდ-ს კოეფიციენტი განისაზღვრება აკნ-ების კონცენტრაციით და მათ მიერ წარმოშობილი დმძ-ების საშუალებით შესაძლებელია დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდისა და მიმართულების შეცვლა, მაგრამ არ იყო გამოკვლეული, თუ როგორ მოქმედებენ განსხივების შედეგად წარმოქმნილი დმძ-ები საწყის ნიმუშზე. აგრეთვე არ იყო შესწავლილი, თუ რა სიღრმეებზე შეიძლება მაღალი კონცენტრაციების მინარევის შეყვანა ნიმუშში და რა ტემპერატურულ ფარგლებში ვრცელდება ფსდ-ს ახალი მექანიზმი.

ჩვენი კვლევის ერთ-ერთ მიზანს წარმოადგენს ზემოთაღნიშნული პრობლემების შესწავლა.

## დასკვნები

1. ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის ფაქტის აღმომჩენებმა გამოთქვეს აზრი, რომ Si-ს კრისტალის ელექტრონული ქვესისტემის აღგზნება ხელს უწყობს მინარეული ატომის მიგრაციას, მაგრამ აღნიშნულ შემთხვევაში არ იყო მოცემული მიგრაციაზე ზემოქმედების კონკრეტული მექანიზმი ელექტრონულ-ატომურ დონეზე, რომელიც დაბალტემპერატურული მიგრაციისათვის შემოთავაზებულ მექანიზმს მაღალტემპერატურული პროცესებისთვისაც ახსნიდა.
2. დღეისათვის შემოთავაზებულ მიგრაციის მექანიზმებს არ შეუძლიათ ახსნან საკუთარი კვანძთაშორისო ატომის მიერ მინარეული ატომის გამოდევნა და ერთნაირი ნიშნით დამუხტული დეფექტების შეერთების ფაქტები (დივაკანსიების, მათი თავმოყრების და მინარევების პრეციპიტატების).
3. დღემდე არ არსებობდა მოსაზრება, რომელიც თვისობრივად მაინც ახსნიდა ყველა იმ ექსპერიმენტულ მონაცემებს, რომელიც მიღებულია ორმაგი დიფუზიის კვლევისას.
4 მოცემულ თავში განხილული ავტორების ნაწილი არ აქცევს ყურადღებას იმას, რომ არაკოჰერენტული სინათლით დასხივების შედეგად ადგილი აქვს დიფუზიის აჩქარებას ($D_{ფსდ} \approx 1000 D_T$) შედარებით სათანადო ტემპერატურის თერმული დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობასთან. ისინი არ ხსნიან ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტის უფრო დიდ მნიშვნელობას თერმულთან შედარებით იგივე ტემპერატურაზე და მინარევების განაწილების პროფილის დამოკიდებულებას განათების ინტენსივობაზე. ავტორები თვლიან, რომ განათებით გახურების შედეგად ადგილი აქვს თერმულ დიფუზიას. სინამდვილეში კი, მათი მონაცემებიდან (გრაფიკებიდან) გამოთვლილი დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდეები გაცილებით მეტია, ვიდრე მოცემულ ტემპერატურებზე თერმული

დიფუზიის ფორმულით გამოთვლილები. ავტორები თავს არიდებენ მათთვის გაუგებარ სინათლის ეფექტს და ცდილობენ, ყველაფერი წარმოადგინონ, როგორც თერმული დიფუზია.

5. მოგვიანებით, [27,29,30] შრომების ავტორებმა მიაქციეს ყურადღება იმას, რომ სინათლით სწრაფი გახურებისას ადგილი ჰქონდა დიფუზიის სტიმულირებას. გამოკვლეული სამი მინარევისათვის (As, P, B) ავტორები აკეთებენ შემდეგ დასკვნებს: 1) სამივე მინარევის შემთხვევაში ადგილი აქვს გასხივების შედეგად დიფუზიის აჩქარებას. მათი აზრით, სტიმულირება არაა გამოწვეული გახურების სიჩქარით. 2) დიფუზიის აჩქარების ხარისხი სხვადასხვა მინარევისათვის გამოისახება შემდეგი თანმიმდევრობით: $D_{As}>D_P>D_B$. 3) დიფუზიის აჩქარების ძირითადი ფაქტორია სინათლით ჭარბი კვანძთაშორისი ატომების წარმოქმნა ზედაპირზე.
6. დიფუზიის პროცესში ძირითადი წვლილი შეაქვს ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების კონცენტრაციას, რომლის ცვლა შესაძლებელია სხვადასხვა საშუალებებით: ტემპერატურით, რადიაციით, ინჟექციით, წნევით და ა.შ. ამასთან ერთად, შემოთავაზებული ფორმულა აღწერს დიფუზიის პროცესს სტიმულაციის ყველა საშუალებისათვის.
7. თერმიული პროცესები წარმოადგენენ ამ თავში შემოთავაზებული მექანიზმის კერძო შემთხვევას, რომელიც ერთნაირად სამართლიანია როგორც თერმიული, ისე ათერმიული პროცესებისათვის.
8. ერთი მინარევის დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდეს ერთსა და იმავე ნივთიერებაში შეიძლება გააჩნდეს განსხვავებული მნიშვნელობები იმისგან დამოკიდებულებით, თუ რამდენ რეალურ ქიმიურ ბმებს ქმნის მინარევის ატომი ძირითადი ნივთიერების ატომებთან.
9. ექსპერიმენტებმა დაადასტურეს, რომ დიფუზიური ნახტომის ელემენტარული აქტი გამოწვეულია არა კინეტიკური ენერგიის ფლუქტუაციით, არამედ მოცემული ატომის გარშემორტყმულ ატომებთან

ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიის ფლუქტუაციით, ამასთან პოტენციური ენერგიის ფლუქტუაცია უნდა იყოს ისეთი, რომ ბმის ენერგია შემცირდეს, რაც მიიღწევა მოცემულ ატომთან აუცილებელი რაოდენობის ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების (აკნ) მოსვლით.

0. ექსპერიმენტებმა, რომელიც ტარდებოდა Au-ის ფსდ-ს კოეფიციენტის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების გამოსავლენად აჩვენა, რომ ნიმუშების ტემპერატურის ზრდით დიფუზიის კოეფიციენტი მცირდებოდა.

1 გარდა $dN\,dx$ მინარევების კონცენტრაციის გრადიენტული დიფუზიის მამოძრავებელი ძალისა, ფოტოსტიმულირებული დიფუზიისას მხედველობაში მიღებულ იქნა დიფუზიის მამოძრავებელი ძალები, რომლებიც წარმოიქმნებიან სინათლის არაერთგვაროვანი შთანთქმისას კრისტალის სიღრმეში. განხივების რეჟიმის ცვლილებით შესაძლებელია დმძ-ების სიდიდის და მიმართულების შეცვლა.

2. მართალია, [31÷42] ნაშრომებში ახსნილი იქნა ფოტოსტიმულირებული დიფუზიური პროცესები ახალი მიდგომის საფუძველზე, მაგრამ არ იყო გამოკვლეული, თუ როგორ მოქმედებენ განხივების შედეგად წარმოქმნილი დმძ-ები საწყის ნიმუშზე. აგრეთვე არ იყო შესწავლილი, თუ რა სიღრმეებზე შეიძლება მაღალი კონცენტრაციების მინარევის შეყვანა ნიმუშში და რა ტემპერატურულ ფარგლებში ვრცელდება ფსდ-ს ახალი მექანიზმი.

# II თავი

# დეფექტების ურთიერთქმედების ახალი მექანიზმი ნახევარგამტარებში

მოცემულ თავში ჩვენ შევეცდებით ვაჩვენოთ, რომ წერტილოვანი დეფექტების მიგრაცია და ურთიერთქმედება განისაზღვრება ქიმიური ბმების მდგომარეობით ურთიერთქმედების კონკრეტულ პირობებში.

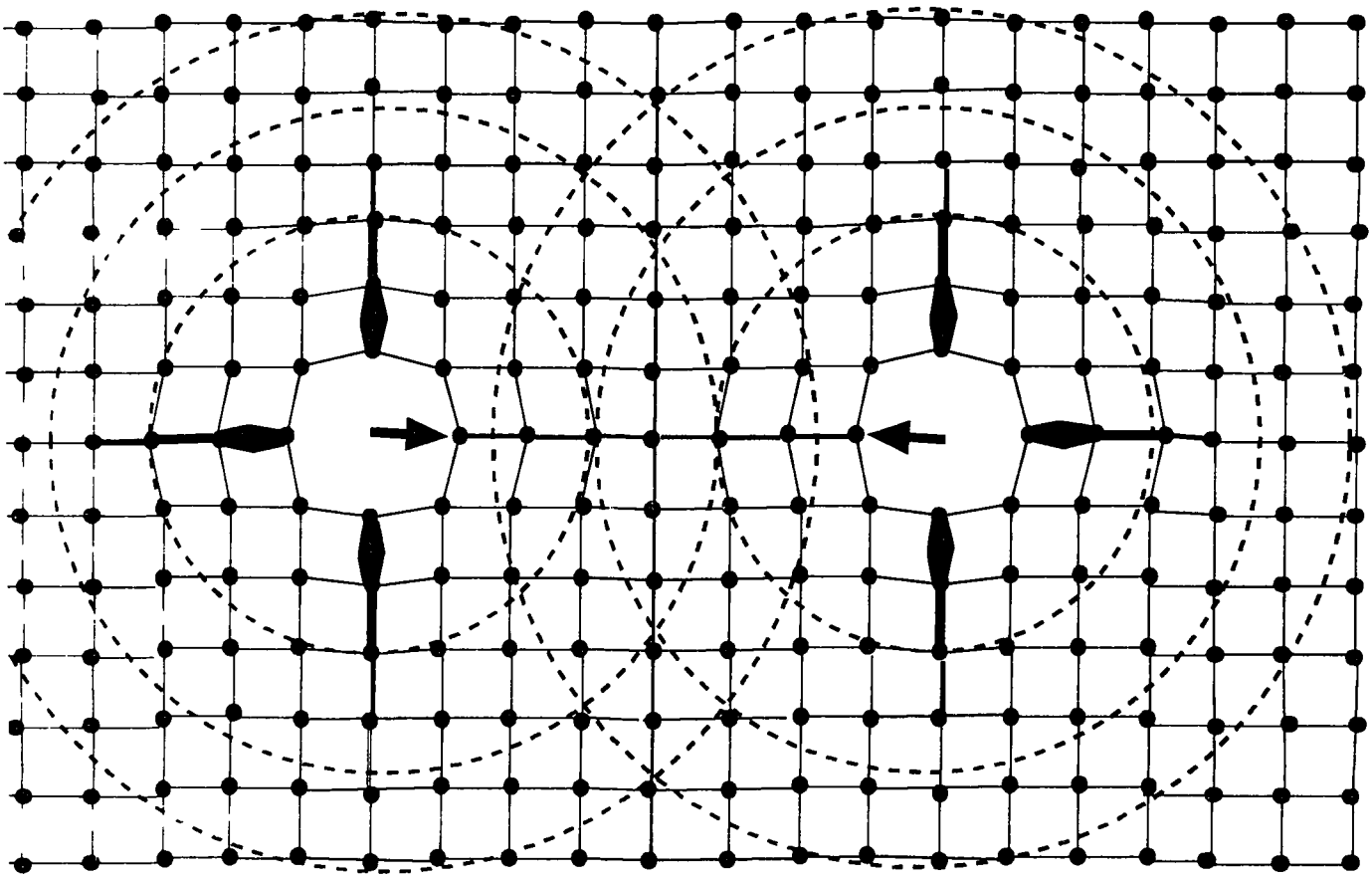
ნახევარგამტარის კრისტალის ნებისმიერი დეფექტი წარმოადგენს კრისტალის პერიოდულობის დარღვევას და ქმნის ლოკალურ ენერგეტიკულ დონეებს, რომლებიც შეიძლება განთავსდნენ ნახევარგამტარის სამივე ენერგეტიკულ ზონაში. დეფექტებს შორის შეიძლება განხორციელდეს სხვადასხვა ურთიერთქმედება. კულონურ ურთიერთქმედებას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს მხოლოდ დამუხტულ დეფექტებს შორის და ეს ურთიერთქმედება შესუსტებული იქნება ნივთიერების დიელექტრიკული შეღწევადობით და სხვა დამუხტული დეფექტებისა და თავისუფალი მატარებლების ეკრანირებით. ურთიერთქმედების გაცვლითი ძალები ეფექტურად იმოქმედებენ ისეთ მანძილებზე, სადაც არის დეფექტების ელექტრონების ტალღური ფუნქციების საკმარისი გადაფარვა. განვიხილოთ პირველ რიგში ვაკანსიების ურთიერთქმედება.

## §2.1 ვაკანსიების ურთიერთქმედება

სანამ შევუდგებოდეთ ვაკანსიების ურთიერთქმედებისა და დივაკანსიის შექმნის მექანიზმის განხილვას, მოვიკვანოთ ჩვენს მოსაზრებას იმ ენერგეტიკულ და სივრცულ ცვლილებებზე, რომლებიც შეაქვთ ვაკანსიებს ნ/გ-ის კრისტალურ სტრუქტურაში და როგორ გადაადგილდებიან ისინი კრისტალში. განხილვას ვაწარმოებთ უფრო კარგად შესწავლილი Si და Ge მაგალითზე.

ვაკანსია, ე.ი. კრისტალური მესერის თავისუფალი კვანძი, გარშემორტყმულია ატომებით, რომლებიც მდებარეობენ პირველი საკოორდინაციო სფეროს კვანძებში. კვანძიდან გამოსული ატომის დადებითი

ბირთვის არარსებობის გამო, მეზობელი ატომების ელექტრონების უარყოფითი მუხტი გადანაწილდება შემდეგი საკოორდინაციო სფეროების ბმებზე, რაც გამოიწვევს ამ ბმების გაძლიერებას და მათ შორის მანძილის შემცირებას. ეს, თავის მხრივ, გამოიწვევს მოცემული კვანძის მოცულობის გაზრდას (ნახ.16) [81,82]. კვანძში ატომის არყოფნა და მის გარშემო დეფორმაცია ცვლიან ამ არეში ელექტრულ ველებს, რაც რასაკვირველია, ცვლის ელექტრონების ენერგეტიკულ მდგომარეობებს და წარმოიქმნება ლოკალური დონეები. შედეგად, აკრძალულ ზონაში გაჩნდებიან ლოკალური ენერგეტიკული დონეები. მაგალითად, კარგადაა ცნობილი, რომ n ტიპის Si და Ge-ში ვაკანსიები წარმოადგენენ აქცეპტორებს. ეს ნიშნავს, რომ თავისუფალი კვანძის გარშემო იქმნება ისეთი ელექტრული ველი, რომ ელექტრონებისათვის ხელსაყრელია კვანძის ამ არეში ყოფნა და არა გამტარებლობის ზონაში. პირველი ელექტრონი ჩაჭერილი იქნება ყველაზე ღრმა (ე.ი. გამტარებლობის ზონიდან ყველაზე დაცილებული) აქცეპტორულ დონეზე. რადგან ენერგეტიკულად ეს დონე მდებარეობს სავალენტო ზონის ზემოთ, ეს ნიშნავს იმას, რომ ელექტრონი მასზე უფრო სუსტადაა ბმული, ვიდრე რეგულარული ატომის ელექტრონი და იქნება ნაკლებად ლოკალიზებული ვაკანსიის ცენტრთან, ე.ი. მისი მოძრაობის რადიუსი - ბორის რადიუსი იქნება მეტი, ვიდრე რეგულარული ატომისა. მეორე და მესამე ელექტრონები ჩაიჭირებიან უფრო თხელ აქცეპტორულ დონეებზე, ამიტომ იქნებიან უფრო მეტად დელოკალიზებულნი ვაკანსიის ცენტრიდან და ექნებათ უფრო მეტი ბორის რადიუსები. თავისი მოძრაობისას ისინი მოიცავენ რეგულარული ატომების 5-15 საკოორდინაციო სფეროს (ნახ.16) ვაკანსიის ირგვლივ, კრისტალის არეში, სადაც დამაკავშირებელი ორბიტალები დაკავებულია რეგულარული ატომის ელექტრონებით [83], ამიტომ ამ არეში ვაკანსიაზე ჩაჭერილი ელექტრონები იმოძრავებენ ანტიდამაკავშირებელ ორბიტალებზე. ამრიგად, კრისტალის რეგულარულ არეში ვაკანსიაში ჩაჭერილი ელექტრონები ასუსტებენ ატომებს შორის ქიმიურ ბმებს, ხოლო თავისუფალი კვანძის არეში – აძლიერებენ მას, რადგან გადმოსწევენ კვანძისკენ მეზობელ



ნ სამჯერად უარყოფითად დამუხტული ორი ვაკანსიის მიგრაციის დროს ერთმანეთისაკენ მისწრაფების სქემატური გამოსახულება. პუნქტირით პირობითად ებია ვაკანსიებზე ჩაჭერილი ელექტრონების ანტიდამაკავშირებელი ორბიტალები. ბს (შავი ბურთულები) შორის ხაზების სისქე შეესაბამება დამაკავშირებელი უარყოფითი ის სიმკვრივეს.

ატომებს, გადაქაჩავენ რა მათ ცენტრისაკენ, ამცირებენ ვაკანსიის მიერ დაკავებულ მოცულობას. ამ მოსაზრებებზე დაყრდნობით შეიძლება აიხსნას აქამდე გაურკვეველი ექსპერიმენტული ფაქტი, რომ ვაკანსია მოძრაობს მით უფრო ადვილად, რაც მეტი ელექტრონი აქვს მას ჩაჭერილი თავის დონეებზე [84]. ეს ადვილი გასაგები ხდება ზემოთმოყვანილი მსჯელობის საფუძველზე. მართლაც, რაც მეტი ელექტრონია ვაკანსიაზე, მით უფრო შესუსტებულია ბმები მეორე, მესამე და ა.შ. საკოორდინაციო სფეროს ატომებს შორის, რომელნიც გარს ერტყმიან ვაკანსიას და მით უფრო მეტად მიიზიდება კვანძის ცენტრისაკენ უახლოესი ატომები, რაც ზრდის მათ თავისუფალ კვანძში გადახტომის ალბათობას. რაც მეტია ასეთი გადახტომები, მით უფრო სწრაფად მოძრაობს ვაკანსია.

განვიხილეთ რა, თუ როგორი სივრცული ცვლილებები შეაქვს ვაკანსიას ნახევარგამტარის კრისტალში და მისი მოძრაობის მექანიზმი, შეიძლება გადავიდეთ დივაკანსიის შექმნის მექანიზმის განხილვაზე.

ცნობილია, რომ ვაკანსიები მონოატომურ ნახევარგამტარებში განსაზღვრული პირობებისას ცდილობენ შექმნან დივაკანსიები, ან ვაკანსიების თავმოყრა [84]. იმის მიუხედავად, რომ n-ტიპის Si და Ge-ში ვაკანსიები დამუხტულია უარყოფითად, ისინი მაინც ქმნიან დივაკანსიებსა და თავმოყრებს. თუმცა, საერთოდ მიღებული მოსაზრებებიდან, ერთი ნიშნით დამუხტული დეფექტები უნდა განიზიდებოდნენ,ასე რომ იქმნება პარადოქსული სიტუაცია. ნახევარგამტარებში ატომის გადაადგილების ახალი მექანიზმით (თავი I), ეს პარადოქსი ადვილად იხსნება. მართლაც, როგორც ზემოთ აღინიშნა, ვაკანსია მით უფრო სწრაფად მოძრაობს, რაც მეტი ელექტრონი აქვს ჩაჭერილი, რომლებიც ასუსტებენ მათგან უახლოესი ატომების ბმებს სხვა ატომებთან. განსაზღვრული მანძილებიდან, რომელიც დაახლოებით ტოლია ჩაჭერილი ელექტრონის გაორმაგებული ბორის რადიუსისა, ვაკანსიების მოძრაობა აღარ იქნება ქაოსური და ხდება უპირატესად ერთმანეთისაკენ მიმართული. ეს გამოწვეულია იმით, რომ ორ ვაკანსიას შორის მდებარე ატომების ქიმიური

ბძები განიცდიან ორივე ვაკანსიაზე ჩაჭერილი ელექტრონების შემასუსტებელ (ანტიდამაკავშირებელ) ზემოქმედებას, ხოლო სხვა ატომები მხოლოდ ერთ ვაკანსიაზე ჩაჭერილი ელექტრონებისას (ნახ.16). ამის გამო, ვაკანსიებს შორის მოთავსებული ატომების გადასვლა ვაკანსიაში უფრო ალბათურია, ვიდრე სხვა ატომებისა, რის გამოც ორი უარყოფითად დამუხტული ვაკანსია ერთმანეთს უახლოვდება და წარმოიქმნება დივაკანსია, რომელსაც უფრო დაბალი ენერგია აქვს, ვიდრე ორ ცალკეულ ვაკანსიას [82]. ეს გამოწვეულია იმით, რომ დივაკანსია იკავებს ნაკლებ მოცულობას, ვიდრე ორი ცალ-ცალკე მდებარე ვაკანსია, რაც ხელსაყრელია მესრისათვის.

## §2.2 მინარევული ატომის ურთიერთქმედების მექანიზმი ვაკანსიასთან და კვანძთაშორისო საკუთარ ატომთან

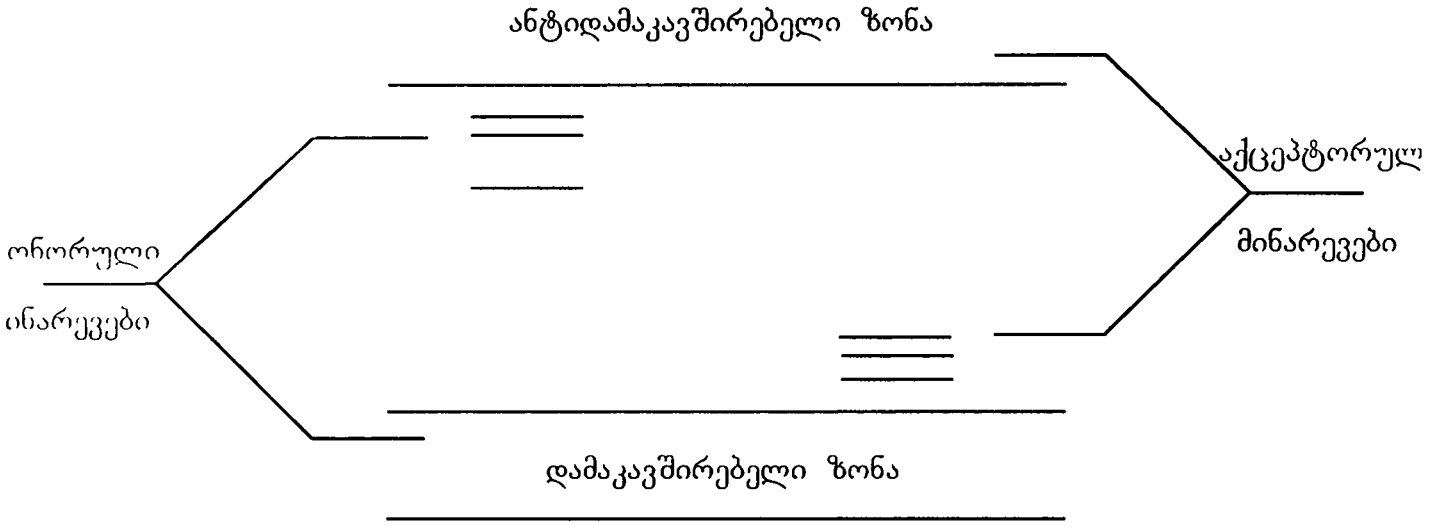
მოცემულ პარაგრაფში განხილულია სხვადასხვა ტიპის მინარეული ატომის ურთიერთქმედების მექანიზმი ვაკანსიასთან და კვანძთაშორისო საკუთარ ატომთან მონოატომურ ნახევარგამტარებში. ეს ურთიერთქმედება, როგორც ნაჩვენები იქნება ქვევით, განისაზღვრება მინარეული ატომის მესერთან ბმის ენერგიით. მინარეული ატომის ბმის ენერგიის გათვლა პირველი პრინციპებიდან დღემდე ბოლომდე გადაუწყვეტელი ამოცანაა [2], ამიტომ ჩვენ იძულებულნი ვართ გავაკეთოთ ამ ენერგიის სიდიდის ხარისხობრივი შეფასებები.

ზოგადი მოსაზრებებიდან ცხადია, რომ რაც მეტად განსხვავდებიან მინარეული ატომის მახასიათებლები, რომლებიც განსაზღვრავენ მისი ქიმიური ბმის სიძლიერეს მესერის ატომებთან, მესერის ატომების ერთმანეთთან ბმის მახასიათებლებისაგან, მით სუსტი იქნება მინარევული და მატრიცის ატომების ბმა მესერში [83]. ასეთ მახასიათებლებად შეიძლება განვიხილოთ სავალენტო ელექტრონების რაოდენობა, მათი კვანტური მდგომარეობა, იონიზაციის პოტენციალი, ჰიბრიდიზაციის ენერგია, ელექტროუარყოფითობა, შიდა ელექტრონული ღრუბლის გავლენა ვალენტურზე, მაგრამ არა ატომური და იონური რადიუსები, რომლებითაც ხშირად აპელირებს მრავალი ავტორი

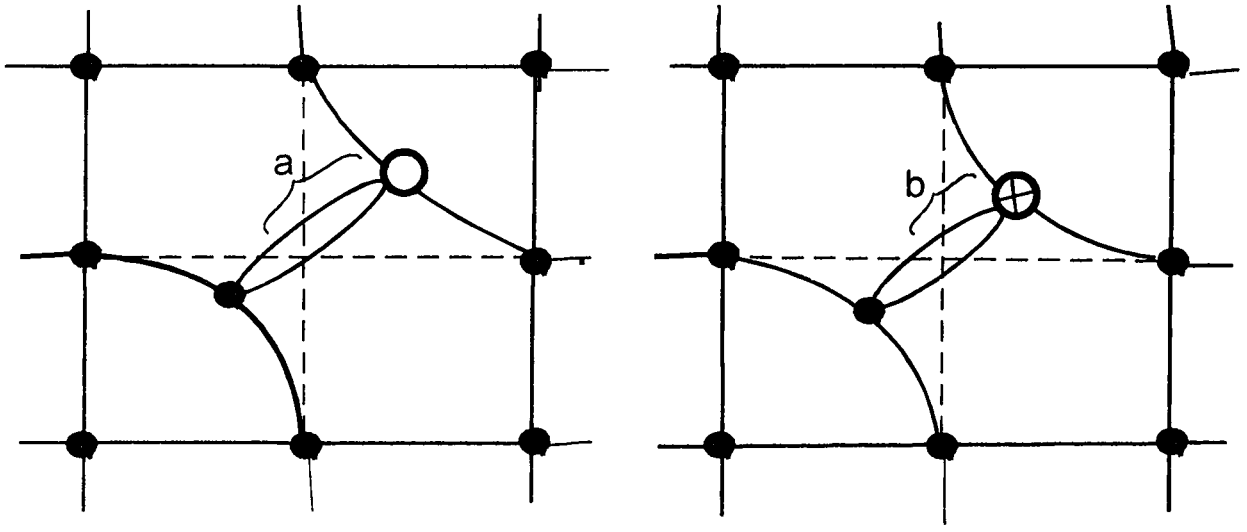
[5,82,84]. ნაშრომებში [85,86,87] ნაჩვენები იყო, რომ მინარევების ატომური, იონური და კოვალენტური რადიუსები არავითარ როლს არ თამაშობენ ამ ატომების მესერთან ბმის ენერგიის განსაზღვრაში, და რომ შეიძლება ადგილი ჰქონდეს შემთხვევებს, როცა ატომი, რომლის რადიუსი ნაკლებია ძირითადი ნივთიერების ატომის რადიუსზე, ,,გასწევს'' მესერს, ხოლო ატომი დიდი რადიუსით, პირიქით - ,,შეკუმშავს'' მესერს. ხარისხობრივი შედარებისათვის, თუ რომელი მინარევის ატომს აქვს მეტი ბმის ენერგია მოცემულ კრისტალში, პირველ მიახლოებაში, შეიძლება გავითვალისწინოთ ელექტრონების რაოდენობა და მათი კვანტური მდგომარეობა. მაგალითად, მონოატომურ ნახევარგამტარებში ყოველი ატომი ანხორციელებს ოთხ ბმას $sp^3$ ჰიბრიდული ორბიტალებით, ამიტომ მენდელეევის პერიოდული სისტემის III, IV და V ძირითადი ჯგუფების ატომები, რომელთაც გააჩნიათ s და p ელექტრონები, სხვებზე ძლიერად იქნება ბმული. შედარებით სუსტად იქნება ბმული პერიოდული სისტემის II არაძირითადი ჯგუფის ატომები, რომელთაც არ გააჩნიათ p-ელექტრონები და აქვთ ორი ელექტრონი s მდგომარეობაში, კიდევ უფრო მცირე ბმის ენერგია ექნებათ I არაძირითადი ჯგუფის ატომებს, რომელთაც მხოლოდ ერთი ელექტრონი აქვთ s მდგომარეობაში.

პერიოდული სისტემის ერთიდაიგივე ჯგუფის სხვადასხვა ელემენტების ატომების ბმის ენერგიების შედარებისათვის დამატებით მახასიათებელ სიდიდედ შეიძლება ავიღოთ მინარეული ატომების ლოკალური ენერგეტიკული დონეების მდებარეობა აკრძალულ ზონაში. მინარეული ატომის აქცეპტორული ენერგეტიკული დონეები აკრძალულ ზონაში შეესაბამება დამაკავშირებელ ორბიტალებს (ნახ.17), ხოლო დონორული – ანტიდამაკავშირებელს. რაც უფრო ახლოსაა ატომის ენერგეტიკული დონე სავალენტო ზონასთან, მით მეტია მისი ბმის ენერგია მესერთან.

უნდა აღინიშნოს, რომ საკუთარი ატომის კვანძთაშორისო მდგომარეობა ექსპერიმენტულად არ არის დაკვირვებული. მასზე მხოლოდ თეორიული მოსაზრებები და წარმოდგენები არსებობს [88]. ერთ-ერთი მათგანის თანახმად,




ნახ.17 მინარეული ატომების მოლეკულური ორბიტალების ენერგეტიკული დონეების განლაგება




ნახ.18 განტელის შემადგენლობაში მყოფი სხვადასხვა ტიპის მინარეული ატომების დაცილება კვანძიდან, a>b.

○ -მინარეული ატომი, რომლის მახასიათებლები ძალზე განსხვავდებიან რეგულარული ატომების მახასიათებლებისაგან.

⊗ -მინარეული ატომი ნაკლებად განსხვავებული მახასიათებლებით.

● -რეგულარული ატომი.

საკუთარი ატომი კვანძთაშორისო მდგომარეობაში (საკმ), ანუ ზედმეტი ატომი ელემენტარულ უჯრედში გამოიწვევს კვანძიდან უახლოესი ატომის წანაცვლებას და მასთან შექმნის ე.წ. განტელურ კონფიგურაციას (ნახ.18). ორივე ატომი განტელის ცენტრიდან თანაბრად არის დაშორებული. გამოთვლებმა აჩვენეს, რომ ასეთ კონფიგურაციას შეესაბამება ნაკლები ენერგია, კიდრე სხვა კონფიგურაციებს [88]. საკმ-ს მოძრაობა ხორციელდება განტელის პერიოდული შექმნის და დაშლის საშუალებით [70]. განტელის გაწყვეტის შემდეგ ერთ-ერთი ატომი თანაბარი ალბათობით მოხვდება კვანძში, ხოლო ძეორე შექმნის ახალ განტელს რომელიმე მეზობელთან. ე.ი. ხდება განტელური მდგომარეობის გადაადგილება.

განვიხილოთ კვანძთაშორისო მდგომარეობაში მყოფი საკუთარი ატომის ურთიერთქმედება კვანძში მყოფ მინარეულ ატომთან.

თავისი ქაოსური მოძრაობისას საკმ-ს განტელური კონფიფურაცია შეიძლება ალმოჩნდეს კვანძში მყოფ მინარეულ ატომთან და გაწყვეტის შემდეგ შექმნას განტელური კონფიგურაცია მინარევულ ატომთან. მაშინ მინარევული ატომი უფრო შორს მდებარეობს განტელის ცენტრიდან ვიდრე რეგულარული ატომი. ეს მანძილი მით უფრო მეტი იქნება, რაც უფრო დიდი იქნება განსხვავება მინარევული და რეგულარული ატომების ქიმიური ბმების ხასიათსსენებულ მახასიათებლებს შორის (ნახ.18) და განტელის გაწყვეტის შემდეგ მინარევული ატომის კვანძში მოხვედრის ალბათობაც მით უფრო მცირე იქნება. იგივე შედეგს მივიღებთ გიბსის განაწილების გამოყენებით. მინარეული ატომის კვანძიდან გამოდევნის ალბათობისათვის შეიძლება დაიწეროს:

$$W = \frac{\exp(-E_0 / kT)}{\exp(-E_{imp} / kT) + \exp(-E_0 / kT)} = \frac{1}{\left\{1 + \exp - \left[\left(|E_{imp}| - |E_0|\right)/kT\right]\right\}} \qquad (2.1)$$

სადაც $E_0$ და $E_{imp}$ - რეგულარული და მინარეული ატომების მესერთან ბმის ენერგიებია. თუ $E_0 >> E_{imp}$ და $(|E_{imp}|-|E_0|)/kT \to -\infty$ და $W \to 1$ მაშინ მინარეული ატომი დიდი ალბათობით გამოიდევნება კვანძიდან. თუ $|E_0| << |E_{imp}|$. მაშინ $W \to 0$ და მინარეული ატომი არ გამოიდევნება კვანძიდან, ხოლო თუ

$|E_{ი}|=|E_{ιιηρ}|$, W=1/2, მაშინ მინარეული და რეგულარული ატომები ტოლი ალბათობით გამოიდევნებიან კვანძიდან. ამრიგად, რაც უფრო სუსტადაა ბმული მინარეული ატომი მესერთან, მით უფრო ადვილად გამოიდევნება იგი საკმ-ს მიერ კვანძთაშორის მდგომარეობაში. ეს მტკიცდება ექსპერიმენტული მონაცემებით, პერიოდული სისტემის I, III და V ჯგუფის მინარეული ატომების გამოდევნის სიჩქარის დამოკიდებულებით მათი მესერთან ბმის ენერგიასთან Ge და Si-ში [89÷92].

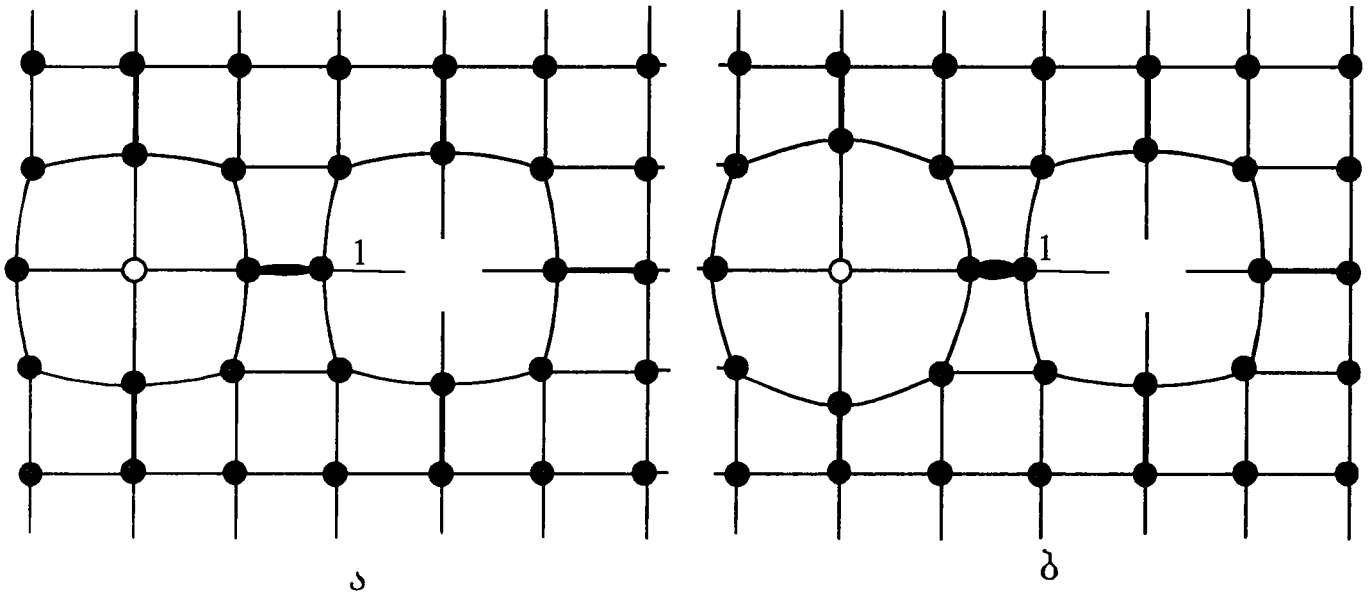
ცხრილში №2 მოყვანილია მინარეული ატომების Ge-ის კვანძიდან გამოდევნის ეფექტურობები (ცნობილია [30,93,94], რომ დაბალ ტემპერატურაზე Si და Ge-ს გასხივების დროს (T<77K), 1÷5MeV ენერგიის ელექტრონებით, წარმოქმნილი საკუთარი კვანძთაშორისი ატომები გამოდევნიან აქცეპტორულ მინარევებს კვანძთაშორის არეებში). მენდელეევის სისტემის I და III ჯგუფის ელემენტებისათვის მოცემულ ჯგუფში ბმის ენერგიების შედარებისათვის მიღებულია აქცეპტორზე მყოფი ერთი ელექტრონის ბმის საშუალო ენერგიის მახასიათებელი მნიშვნელობა. III ჯგუფის ელემენტებისათვის, რომლებიც წარმოადგენენ ერთჯერად აქცეპტორებს, მინარეული ატომის სამი ელექტრონის ენერგეტიკული დონე ვალენტურ (დამაკავშირებელ) ზონაშია, ეს არის $E_C$-$E_A$. I ჯგუფის ელემენტებისათვის, რომლებიც წარმოადგენენ სამჯერად აქცეპტორებს და მათ დამაკავშირებელ ზონაში მხოლოდ ერთი ელექტრონის დონე აქვთ, ეს არის აქცეპტორული (დამაკავშირებელი) ენერგეტიკული დონეების გამტარებლობის (ანტიდამაკავშირებელი) ზონამდე დაცილებების ჯამი, გაყოფილი სამზე (დონეების რიცხვი). ცხადია რომ III ჯგუფის ელემენტების ატომები უფრო მაგრად არიან ბმული მესერთან, ვიდრე I ჯგუფის ატომები. ცხრილში ასევე მოყვანილია ატომური და კოვალენტური რადიუსების მნიშვნელობები, საიდანაც ჩანს, რომ გამოდევნის ეფექტურობა, რომელიც ახასიათებს მინარეული ატომის ბმის ენერგიას, არაა დამოკიდებული მათზე. ჩანს, რომ თითოეულ ჯგუფში რაც მცირეა ბმის ენერგიის ფარდობითი მახასიათებელი, მით მეტია მინარევის

გამოდევნის ეფექტურობა. ე.ი. დაიმზირება კორელაცია ამ სიდიდეებს შორის. ანალოგიური დამოკიდებულებაა Si-ში III ჯგუფის ელემენტებისათვის [95,96].

ცხრილი №2

| მინარევი | | ატომური რადიუსი, Å | კოვალენტური რადიუსი, Å | იონიზაციის ენერგია $E_V+E_A$, eV | ბმის ენერგიის მახასიათებელი $E_C-E_A$, eV | მინარევის გამოდევნის ეფექტურობა p/Φ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| I | Cu | 1,24 | 1,35 | 0,49 0,33 0,04 | 0,4633 | 0,28 |
| | Ag | 1,44 | 1,53 | 0,61 0,47 0,13 | 0,3300 | 0,40 |
| | Au | 1,46 | 1,50 | 0,71 0,56 0,15 | 0,2800 | 0,50 |
| III | Al | 1,43 | 1,26 | 0,0102 | 0,6895 | 0,05 |
| | Ga | 1,39 | 1,26 | 0,0108 | 0,6889 | 0,15 |
| | In | 1,66 | 1,44 | 0,0112 | 0,6885 | 0,18 |

ვაკანსიის ურთიერთქმედება კვანძში მყოფ მინარეულ ატომთან (მაკ) მით ნაკლებია, რაც ნაკლებია მინარეული ატომის ქიმიური ბმების ენერგია რეგულარული ატომის ქიმიურ ბმების ენერგიაზე. მართლაც, რაც დიდია ეს სხვაობა, მით ნაკლები იქნება უახლოესი მეზობლების ელექტრონების მონაწილეობა ბმაში, მით მეტი უარყოფითი მუხტი გადაინაცვლებს მეზობელი ატომების ბმებზე და გააძლიერებს მათ. ამრიგად მინარეული ატომის გარშემო შეიქმნება დეფექტური არე, სადაც რეგულარულ ატომებს ექნებათ უფრო ძლიერი ქიმიური ბმები ვიდრე მათ აქვთ ნორმალურ მდგომარეობაში (ნახ.19). თავისი ქაოსური მოძრაობისას ვაკანსია შეიძლება მივიდეს მინარეულ ატომთან კვანძში ისეთ მანძილზე, რომელზეც ვაკანსიის ელექტრონებმა უნდა შეასუსტონ მაკ-ის დეფექტური არის ბმები, ისე როგორც ეს აღწერილია ვაკანსიის მოძრაობის მექანიზმში (§2.1). რაც უფრო ძლიერი იქნება ამ არეში ატომებს შორის ბმები დაურღვეველი არის ბმებთან შედარებით, მით მცირე იქნება შესუსტება და ნაკლები ალბათობით გადავლენ დარღვეული არის ატომები ვაკანსიაში, ვიდრე სხვა ატომები და ვაკანსიის მაკ–თან მისვლა გაძნელდება. გამოდის, რომ რაც უფრო სუსტადაა ბმული მაკ-ი მესერთან, მით უფრო




ნახ 19 მინარეული ატომის და ვაკანსიას შორის მდებარე ატომების ბმების დამაკავშირებელი მუხტის სიმკვრივის განსხვავება ძლიერად ა) და სუსტად ბმული ბ) მინარეული ატომებისათვის. ჩანს რომ ა) რეგულარული ატომი "1" უფრო სუსტად არის ბმული, ვიდრე ბ) შემთხვევაში, რის გამოც ატომი(1)-ის გადასვლა ვაკანსიაში უფრო ალბათურია და მინარეულ ატომთან ვაკანსიის (ვაკანსია +მაკ) შექმნა.

ნაკლებად მიიზიდავს ვაკანსიას და რაც უფრო ძლიერად იქნება ბმული მაკ-ი მესერთან, მით ალბათურია ვაკანსიის მისვლა მაკ-თან (ნახ.19).

ვაკანსიის მაკ-თან მისვლისას იქმნება კომპლექსი მაკ+ვაკანსია, რაც ექსპერიმენტულად არის დამტკიცებული [82] ეპრ-ის (ელექტრო პარამაგნიტური რეზონანსი) გაზომვით. გარკვეულ პირობებში (სინათლით განათება ან მაღალი ტემპერატურა) ეს კომპლექსი იშლება, ხდება ვაკანსიის მაკ-გან წასვლა, რასაც ეწოდება ,,კომპლექსის გამოწვა'' და ექსპერიმენტულად არის ფიქსირებული [82]. სხვადასხვა მინარევული ატომისათვის ამ პროცესს განსხვავებული ალბათობა გააჩნია [82,90]. რაც უფრო სუსტადაა ბმული მინარეული ატომი მესერში, მით მეტად იქნება იგი წანაცვლებული ცარიელი კვანძისაკენ ვაკანსიის გარემომცველ რეგულარულ ატომებთან შედარებით და მით ალბათურია მისი გადასვლა და უკუგადასვლა ვაკანსიაში, რის შედეგადაც მინარეული ატომი და თავისუფალი კვანძი პერიოდულად შეიცვლიან ადგილებს, მაგრამ კომპლექსი იარსებებს უფრო დიდხანს, ისე რომ საკუთარი ატომის გადასვლა ვაკანსიაში გაძნელებულია (ე.ი. ხდება ვაკანსიის ''დაკავება''). ამით აიხსნება ვაკანსია+მაკ კომპლექსის არსებობა.

ტემპერატურის ზრდით ვაკანსიის ,,განზიდვის'' და ,,დაკავების'' ეფექტი მცირდება და ვაკანსიის მაკ-თან მისვლისა და მაკ-გან წასვლის ალბათობა იზრდება. ეს მოსაზრებები სავსებით მტკიცდება ელემენტების პერიოდული სისტემის I, III და V ჯგუფების ატომებით ლეგირებული Ge და Si-ს მაგალითზე [90÷92], სადაც ვაკანსიები იქმნებოდნენ 1,5÷3Мэв ელექტრონების დასხივებით დაბალ T<100K ტემპერატურაზე. მაკ+ვაკანსია კომპლექსის შექმნის და მათი დაშლის სტადიის საწყისი ტემპერატურები კორელირებენ მინარეული ატომების მესერთან ბმის ენერგიებთან, რომლებიც დახასიათებულია ჩვენს მიერ საკალენტო ელექტრონების რაოდენობის საშუალებით და მინარევული ატომების ლოკალური ენერგეტიკული დონეების სიღრმისეული განლაგებით (ცხრილი 3).

ცხრილი №3

| მინარევი | | კოვალენტური რადიუსი, Å | იონიზაციის ენერგია $E_c$-$E_d$, eV | კომპლექსის დაშლის ტემპერატურა T, K |
|---|---|---|---|---|
| V | P | 1,1 | 0,045 | 300 |
| | As | 1,22 | 0,053 | 280 |
| | Sb | 1,36 | 0,043 | 340 |

ამრიგად, რაც უფრო სუსტად არის ბმული, მინარევული ატომები მესერთან მით მეტად "განიზიდავს" მოძრავ ვაკანსიას, ე.ი. მით მცირეა კომპლექსის მაკ+ვაკანსიის შექმნის და მისი დაშლის ალბათობა. ფაქტიურად გამოდის, რომ ერთ ატომთაშორის მანძილზე უფრო დიდ მანძილებზე ასეთი მინარევული ატომი "განიზიდავს" ვაკანსიას, ხოლო ერთ ატომურ მანძილზე მიიზიდავს მას.

## §2.3 პრეციპიტატების შექმნისა და დაშლის მექანიზმი

როგორც უკვე აღნიშნული იყო ჩვენს მიერ I თავში, ზოგიერთ მინარეულ ნახევარგამტარებში, ატომების ნაწილი განსაზღვრულ პირობებში იკრიბება ერთად და ამით ქმნიან თავმოყრებს, ე.ი. ახალი ფაზის ჩანასახს, რომელთაც ეწოდებათ პრეციპიტატები, ან კონგლომერატები [2,97]. მაღალ ტემპერატურებზე ისინი შეიძლება დაიშალონ. ამასთან, მათი შექმნისა და დაშლის პროცესები დამოკიდებულია მოცემული მინარევის დიფუზიის კოეფიციენტზე და აგრეთვე სხვა მინარევების, დეფექტების და დისლოკაციების არსებობაზე კრისტალში. ამ პროცესების მექანიზმის ასახსნელად აუცილებელია პასუხი გაეცეს ორ კითხვას: 1. როგორ წარმოიქმნება ახალი ფაზის ჩანასახები; 2. როგორ ხდება ახალი ფაზის ზრდა ან დაშლა.

დღეისათვის არსებული მოსაზრებების თანახმად, როგორც აღნიშნული იყო, ამ მოვლენების ასახსნელად ძირითადი წარმოდგენა დაფუძნებულია ჩანასახის ცენტრების საწყისად არსებობაზე (ე.ი. ფაქტიურად პირველი კითხვა უპასუხოდ რჩება), მოცემული მინარეული ატომების მოცულობაზე (რაც, როგორც ნაჩვენები იყო, არავითარ გავლენას არ ახდენს მათი ბმის ენერგიაზე

და მიგრაციაზე)და მათი დიფუზიის კოეფიციენტზე. მათში არაა გაითვალისწინებული მინარეული ატომების ერთმანეთთან, დეფექტებთან და რეგულარულ ატომებთან ურთიერთქმედების ბუნება, ასევე ამ ატომების მიგრაციის მექანიზმი [2,97,98]. სწორედ ამიტომ, ამ მოსაზრებებს არ შეუძლიათ ახსნან დამზერილი ექსპერიმენტული ფაქტების უმეტესობა.

ამ პარაგრაფში შემოთავაზებულია პრეციპიტატების შექმნისა და დაშლის ახალი მექანიზმი, რომელსაც არ გააჩნია ზემოთ ჩამოთვლილი ნაკლოვანებები, ხსნის ყველა დამზერილ ცდისეულ მონაცემებს და დაფუძნებულია ატომების ურთიერთქმედებისა და გადაადგილების ახალ მექანიზმზე ნახევარგამტარებში (I თავი).

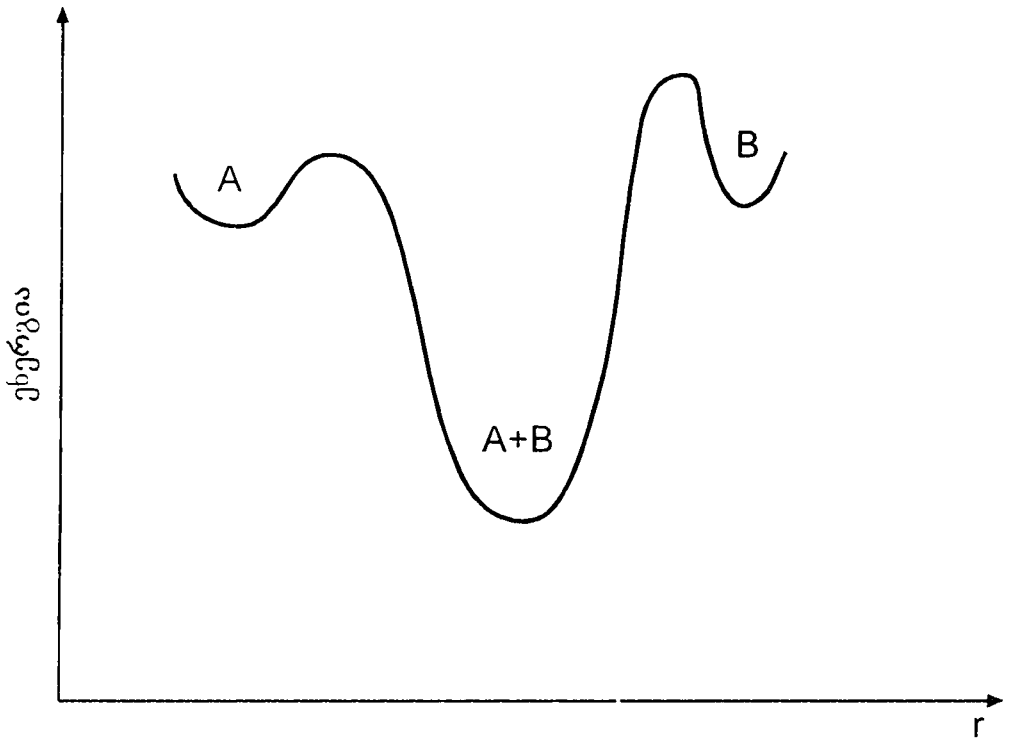
შემოთავაზებულ მექანიზმში ჩანასახის შექმნის აუცილებელ პირობად, მისი ზრდისა და დაშლისათვის ითვლება მინარეული ატომების პერმანენტული მიგრაცია კრისტალში ყველა ტემპერატურაზე სხვადასხვა ინტენსივობით. ატომების მიგრაცია, როგორც უკვე აღვნიშნეთ I თავში, ხორციელდება ჰარტელური მექანიზმით, ამ ატომებთან განსაზღვრული რაოდენობის ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების (აკნ) გაჩენით, რომელთა წარმოქმნა შესაძლებელია სხვადასხვა გზით (I თავი) და რაც მეტია აკნ-ების კონცენტრაცია, მით უფრო ინტენსიურად ხდება მიგრაცია.

მინარეული ატომების მოძრაობა კრისტალში შეიძლება დაიყოს ორ ნაკადად, ერთი-მიმართული ერთმანეთისკენ, რომელიც უზრუნველყოფს ჩანასახის შექმნას და მის ზრდას და მეორე-მიმართული მინარეული ატომების თავმოყრებიდან, რომელიც უზრუნველყოფს მათ დაშლას.

განვიხილოთ რითი განისაზღვრება ამ ნაკადების სიდიდე და შევეცადოთ, უხეშად მაინც შევაფასოთ ისინი რაოდენობრივად.

პრეციპიტატებს ადვილად ქმნიან ის მინარეული ატომები, რომლებსაც აქვთ სუსტი ბმა მესერთან და გააჩნიათ დიდი დიფუზიის კოეფიციენტი, ე.ი. მიგრაციული აქტის დიდი ალბათობა [2]. ამ მინარევებს აქვთ ლოკალური ენერგეტიკული დონეები ნახევარგამტარის აკრძალულ ზონაში, რომლებიც

განსაზღვრავენ მათზე ჩაჭერილი ელექტრონების ან ხვრელების ბორის რადიუსის სიდიდეს $r_B$, რომელიც დამოკიდებულია ენერგეტიკული დონის მდებარეობაზე აკრძალულ ზონაში. ცნობილია (I თავი), რომ აქცეპტორული დონეები წარმოადგენენ დამაკავშირებელ ორბიტალებს, ხოლო დონორული – ანტიდამაკავშირებელს. ელექტრონის არსებობა (არარსებობა) აქცეპტორულ დონეზე ზრდის (ამცირებს) ქიმიურ ბმას მეზობელ ატომებს შორის, ხოლო დონორულ დონეზე – ამცირებს (ზრდის). მინარეულ დონეზე ჩაჭერილი მუხტის მატარებლების ბორის რადიუსი $r_B$ მნიშვნელოვნად მეტია, ვიდრე პირველი საკოორდინაციო სფეროს რადიუსი $r_{1sp}$ და მოიცავს (ელექტრონი შემოურბენს) რამდენიმე მომდევნო საკოორდინაციო სფეროს ნორმალური ქიმიური ბმებით. ამ არეში დამაკავშირებელ ორბიტალებზე ყველა ადგილი დაკავებულია ელექტრონებით და მინარეულ დონეზე ჩაჭერილი ელექტრონი იმოძრავებს ანტიდამაკავშირებელ ორბიტალებზე, ხოლო ხვრელი – დამაკავშირებელზე (I თავი). ორივე შემთხვევაში ისინი შეამცირებენ ქიმიურ ბმებს. აქედან გამომდინარე, მინარეული ატომებისაგან შემდგარი განტელები თავისი ქაოსური მოძრაობისას ერთმანეთთან მისვლის შემთხვევაში დაახლოებით $2r_B$ მანძილზე ერთმანეთს შორის არსებულ ქიმიურ ბმებს შეასუსტებენ უფრო ძლიერად, ვიდრე სხვა მიმართულებებზე, ისევე როგორც დივაკანსიის შექმნის შემთხვევაში (იხ§2.1). როგორც ცნობილია [6,7,8], ატომების მიგრაცია უფრო დიდი ალბათობით განხორციელდება იმ მიმართულებით სადაც უფრო შესუსტებულია ბმები და მინარეული ატომების მოძრაობისას წარმოიქმნება უპირატესი მიმართულება – ერთმანეთისაკენ. შედეგად, ისინი შეიძლება ერთმანეთს მიუახლოვდნენ იმდენად, რომ შექმნან მინარეული ატომების წყვილი გვერდით კვანძებში, რაც ფაქტიურად წარმოადგენს ჩანასახის წარმოქმნას. კრისტალის ეს დარღვეული არე ნაკლებია, ვიდრე ორი ერთეულოვანი ატომების დეფექტური არეებით გამოწვეული ჯამური დარღვევა, რაც ენერგეტიკულად ხელსაყრელია კრისტალისათვის (ნახ.20). განსაზღვრული გარე პირობებისას მინარევული ატომების შეხვედრის ალბათობა მით მეტია, რაც მეტია მინარეული ატომების

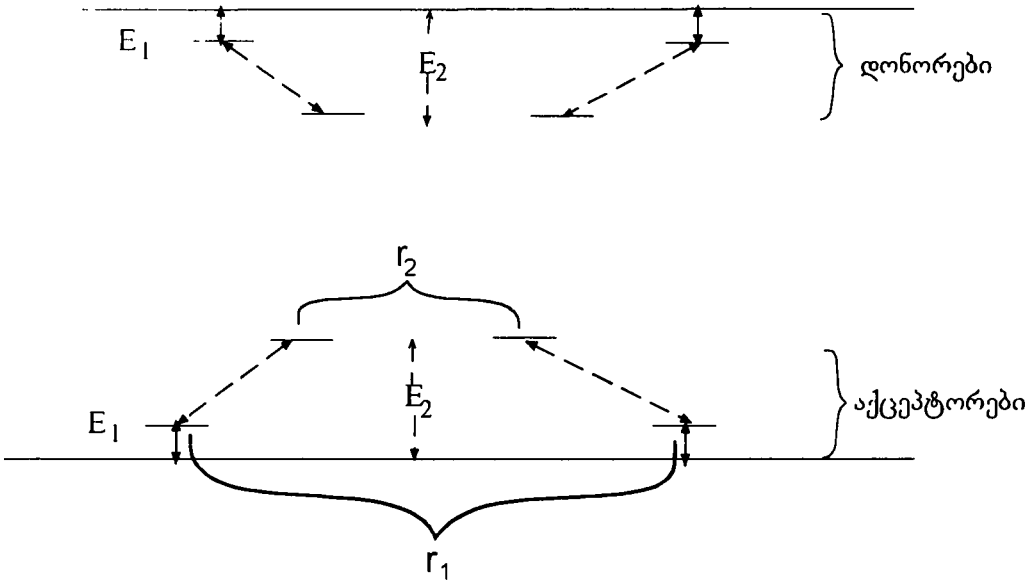



ნახ.20 A და B დეფექტის და მათ მიერ შექმნილი რთული დეფექტის (A+B) პოტენციალური ენერგიების რელიეფი, კოორდინატის მიხედვით.

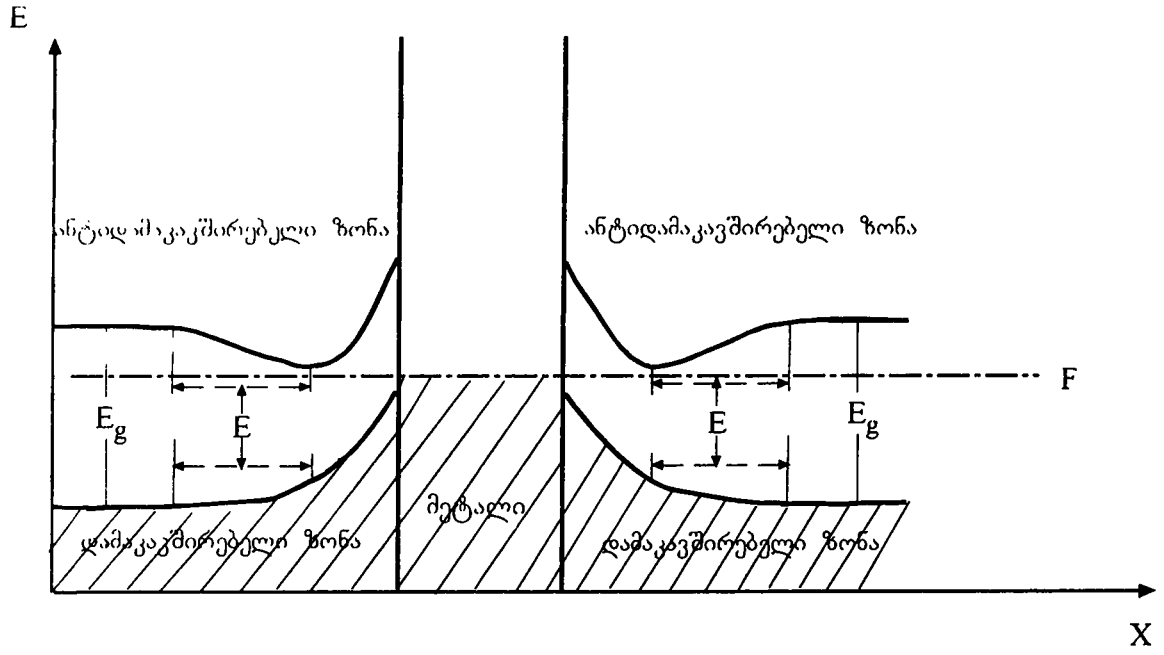
კონცენტრაცია და ჩაჭერილი მუხტის მატარებლების ბორის რადიუსები. ეს ალბათობა შეგვიძლია შევაფასოთ როგორც მინარევების ბორის რადიუსით დაკავებული მოცულობის $\Delta V_B N_{imp}$ შეფარდება (როცა მათ უჩნდებათ მიმართული მოძრაობის საშუალება $2r_B$ მანძილზე), მოცულობასთან, რომელიც უკავია რეგულარულ ატომს:

$$W_n = \frac{\Delta V_B N_{imp}}{\Delta V_{reg} N_{reg}} = \frac{r_B^3 N_{imp}}{r_{reg}^3 N_{reg}} \qquad (2.2)$$

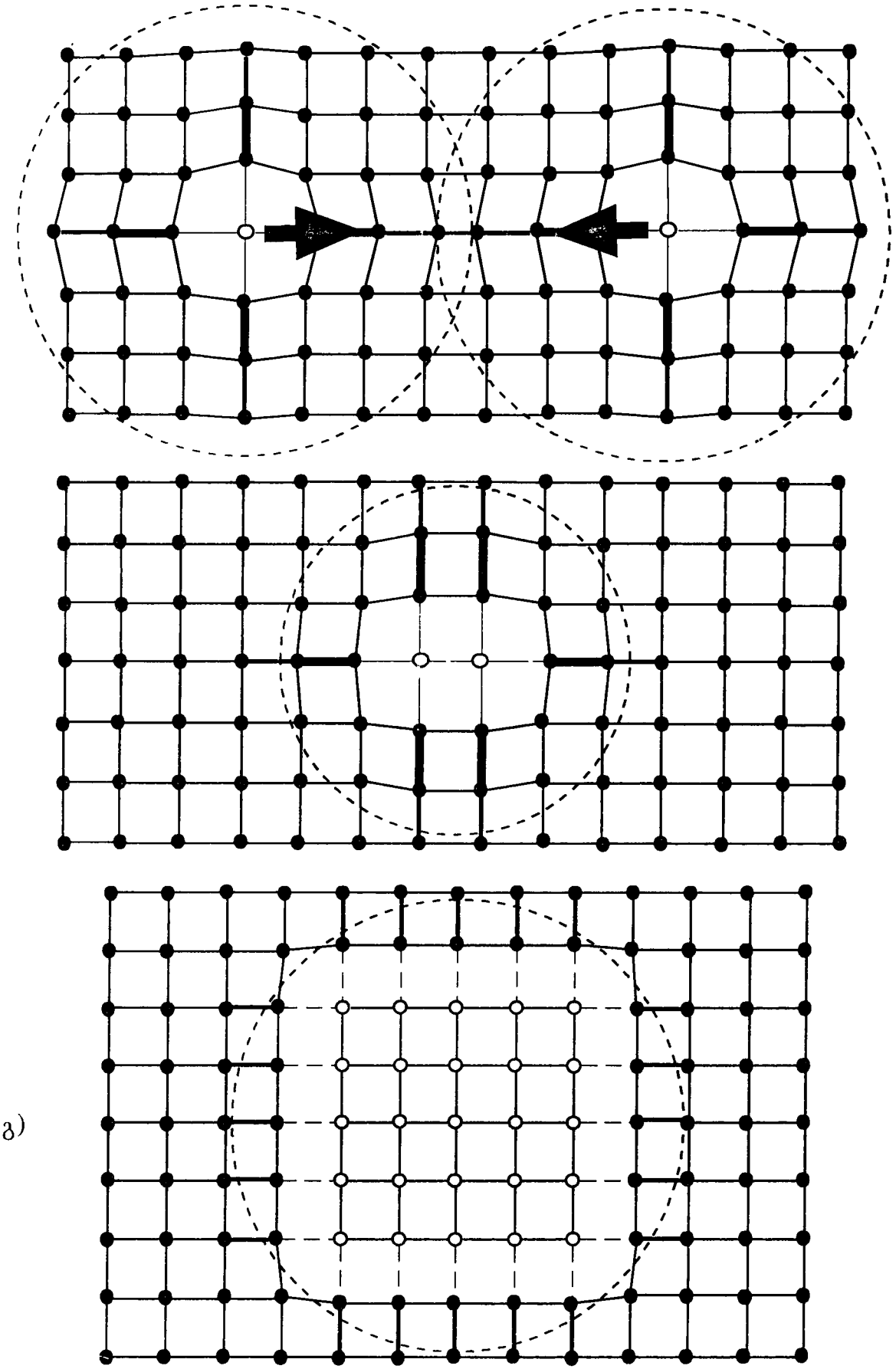
სადაც $\Delta V_A = \frac{4\pi}{3} r_B^3$ , ერთეულოვანი მინარეული ატომის არის მოცულობაა შესუსტებული ბმებით, $\Delta V_{reg} = \frac{4\pi}{3} r_{reg}^3$ - რეგულარული ატომის მიერ დაკავებული მოცულობა. ჩანასახთან ასეთივე მექანიზმით მივლენ ახალი ატომები, მართალია, უნდა გავითვალისწინოთ, რომ ორი მინარეული ატომისაგან შემდგარი კომპლექსის ენერგეტიკული დონე წანაცვლებული იქნება აკრძალული ზონის ცენტრისაკენ (ნახ.21), რაც ზრდის მისი ენერგეტიკული დონის მდებარეობას შესაბამისი ზონისაგან და შედეგად, შეამცირებს შესაბამისი ჩაჭერილი მუხტის მატარებლების ბორის რადიუსებს, რაც რამდენადმე შეამცირებს ახალი ატომების მისვლის ალბათობას. პრეციპიტატში ატომების რაოდენობის გაზრდის შედეგად, ის შეიძლება განვიხილოთ როგორც მეტალური ფაზა [99], რომლის ვარშემოც იქმნება შოტკის ბარიერი (ნახ.22), რასაც მივყავართ თავისუფალი მატარებლების წონასწორული კონცენტრაციების შემცირებასთან ე.ი. აკნ-ებისა მეტალური ფაზის გარშემო. პრეციპიტატის უკიდურესი გარე ატომების ქიმიური ბმა ძესერთან ნაკლებია, ვიდრე ერთეულოვანი ატომებისა, რამდენადაც პირველებს გააჩნიათ ერთი ან ორი მეზობელი რეგულარული ატომი, ხოლო ერთეულოვანებს – 4 (ნახ.23) და რასაკვირველია, ამ უკანასკნელების დამაკავშირებელი მუხტის სიმკვრივე მეტია. ამიტომ, მეტალური ჩანასახის გარე ატომების გამოსვლა უფრო ალბათურია, ვიდრე ერთეულოვანი ატომებისა. გადაადგილება. პრეციპიტატი გაიზრდება იმ დრომდე, სანამ პრეციპიტატის საზღვარზე წარმოქმნილი განტელების ნაკადი არ გაუტოლდება მათთან მისული




ნ.21 ლოკალური მინარევების იონიზაციის ენერგიის გაზრდა $E_2>E$ მინარეული ატომების მიახლოვებისას $r_2 > r_1$




ნ 22 მეტალური კონგლომერატის ჩანართი ნახევარგამტარში შესუსტებული ქიმიური ბმებით $E<E_g$ წარმოქმნით და შოტკის ბარიერი.



გ)

ნახ 23 მინარეული ატომებიდან კონგლომერატის ჩანასახის ღრმა ენერგეტიკული დონეების წარმოქმნა. ა)ბორის რადიუსების გადაფარვის და ერთმანეთისკენ მიგრაციის წარმოქმნა; ბ)ორი მინარეული ატომი კვანძებში კონგლომერატი ჩანასახი; გ)მინარევების ატომების ქიმიური ბმები რეგულარულ ატომებთან კონგლომერატის საზღვარზე.

ერთეულოვანი ატომებისაგან შექმნილი ჰანტელების ნაკადს. ამასთან, პრეციპიტატის ზომებისა და რაოდენობის ზრდისას პირველი ნაკადი იზრდება, ხოლო მეორე – მცირდება.

მინარეული ატომების ნაკადები, რომლებიც ქმნიან ჩანასახებს და ზრდიან მათ, იქნება განტელების კონცენტრაციის $N_D$, მინარევების კონცენტრაციის $N_{imp}$, განტელების გადაადგილების სიჩქარის $V_D$ და მათი შეხვედრის ალბათობის $W$, პროპორციული, ე.ი. $J_1 \sim N_{imp} \cdot N_D \cdot W_a \cdot V_D$ ჩანართიდან მიმავალი მინარეული ატომების ნაკადი $J_2$ იქნება პროპორციული ჩანასახების კონცენტრაციის $Z$, ატომების კონცენტრაციისა ერთი ქიმიური ბმით ჩანასახის საზღვარზე $n_1$, მათი განტელში გამოსვლის ალბათობის $W_{D_g}$ და განტელის სიჩქარის – $V_D$, ამიტომ $J_2 \sim Z \cdot n \cdot W_{D_g} \cdot V_D$

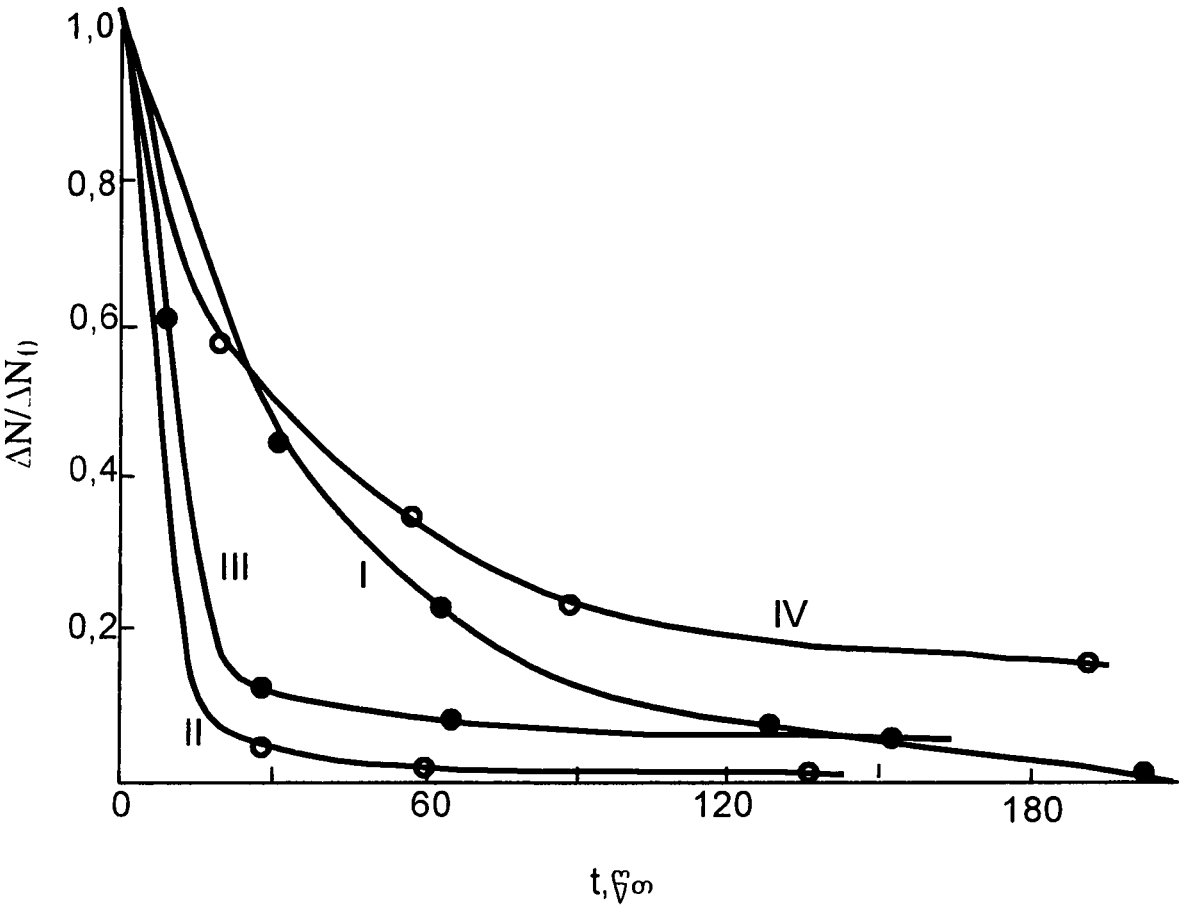
ერთეულოვანი მინარეული ატომების მიერ შექმნილი განტელების კონცენტრაცია $N'_D = N'_{imp} W_{DL}$ სადაც, $N'_{imp}$ - ერთეულოვანი ატომების კონცენტრაციაა $t$ – მომენტში, ხოლო $W_{DL}$ - კვანძთაშორის მდგომარეობაში მინარეული ატომის გამოსვლისა და განტელის შექმნის ალბათობაა. როგორც ცნობილია, ატომის კვანძთაშორის მდგომარეობაში გამოსვლის ალბათობა $W = \left(\frac{n}{N}\right)^{\beta}$ (I თავი), სადაც $n$ – აკნ-ების კონცენტრაციაა, $N_1$ – რეგულარული ატომების კონცენტრაცია, $\beta$ - აუცილებელი აკვაზების რაოდენობა. რეგულარული ატომისათვის $\beta=3$, რაც მის გარშემო უარყოფითი მუხტის სიმკვრივე 8e-ია. აქ e-ერთი ელექტრონის უარყოფითი მუხტის სიმკვრივეა. რადგანაც, მინარეული ატომი, იმის მიხედვით თუ რომელი ჯგუფისაა იგი, ბმას ანხორციელებს ერთი ან ორი ელექტრონით, დამაკავშირებელი უარყოფითი მუხტის სიმკვრივე იქნება 5e ან 6e, მაშინ როგორც გათვლები უჩვენებს, შესაბამისად $\beta$=1,88 ან $\beta$=2,25, ე.ი. განტელის შექმნა მინარეული ატომის კვანძთაშორის მდგომარეობაში გამოსვლით უფრო ალბათურია რეგულარული ატომის გაძოსვლასთან შედარებით. აქ გათვალისწინებული უნდა იქნას, რომ შოტკის ბარიერის გამო მცირდება აკნ-ების მოსვლის ალბათობა.

პრეციპიტატების შექმნა და მათი დაშლა ჩვეულებრივ ექსპერიმენტულად გაძოიკვლევა მყარი ხსნარის დაშლისა (პრეციპიტატების შექმნა) და აღდგენის (პრეციპიტატების ზომების შემცირება გაქრობამდე) შესწავლისას. მყარი ხსნარის დაშლის დაწყებიდან, როცა $Z$ და $n$ მცირეა, ცხადია, პირველი ნაკადი $J_1 > J_2$ და ხორციელდება ჩანასახებისა და მასში ატომების კონცენტრაციის ინტენსიური ზრდა, შესაბამისად მცირდება ერთეულოვანი ატომების კონცენტრაცია, რასაც დროის განმავლობაში მივყავართ ამ ნაკადების გატოლებასთან და მოცემული გარე პირობებისას მყარდება წონასწორობა ჩანასახების ზრდისა და დაშლის პროპორციებს შორის.

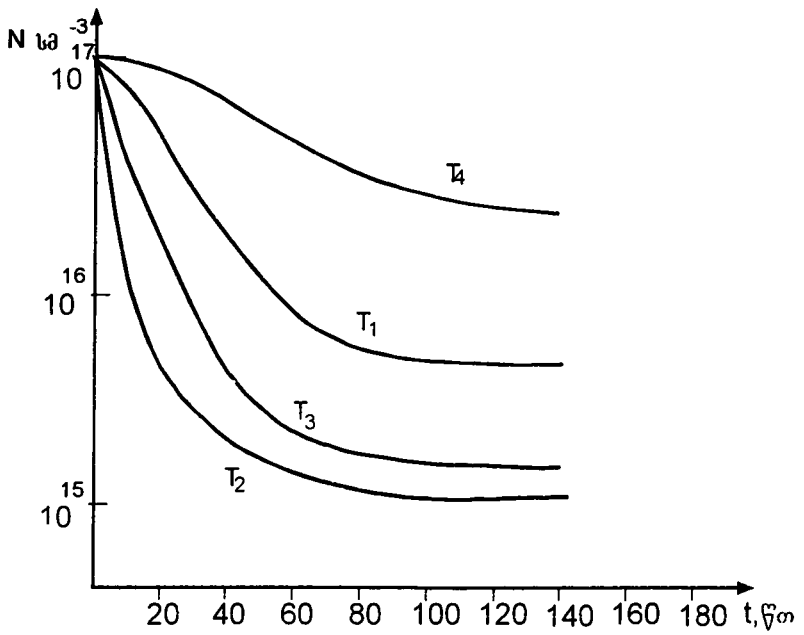
ცხრილში №4 მოყვანილია ნაკადების სიდიდეები კრისტალში გახსნილი (ერთეულოვანი მინარევული) ატომების სხვადასხვა კონცენტრაციებისათვის და გარე პირობებისათვის. ჩანს, რომ რაღაც დროის შემდეგ ნაკადები თანაბრდება. გარე პირობების შეცვლისას, რომელსაც მივყავართ, კერძოდ $n_1$ ზრდასთან, ხდება რეგულარული ატომებისაგან შემდგარი განტელების კონცენტრაციის ზრდა, რომლებიც პრეციპიტატთან მისვლისას ქმნიან განტელებს მინარევულ ატომებთან (რომლის გაწყვეტის შემდეგ უფრო დიდი ალბათობით კვანძში მოხვდება რეგულარული ატომი), რაც ხელს უწყობს $J_2$-ს ზრდას. ამდენად, $J_2$ ხდება ძეტი, ვიდრე $J_1$, რაც ნიშნავს პრეციპიტატის დაშლას (ნახ.24).

| $N_{\text{ატ}}$ (თეორიული) | $N_{\text{ატ}}$ (პრაქტ) | T, K | $J_1$ | $J_2$ | $J_1/J_2$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $5\cdot10$ | $5\cdot10$ | 300 | $0.785\cdot v$ | $0.0028\cdot v$ | >1 |
| $1\cdot10^{17}$ | $9\cdot10^{16}$ | 300 | $0.032\cdot v$ | $0.005\cdot v$ | >1 |
| $1\cdot10$ | $9.9\cdot10^{16}$ | 300 | $0.00031\cdot v$ | $0.0055\cdot v$ | <1 |
| $5\cdot10^{16}$ | $5\cdot10^{16}$ | 773 | $2.03\cdot10^{5}\cdot v$ | $1.7\cdot10^{6}\cdot v$ | <1 |
| $1\cdot10^{16}$ | $9\cdot10^{16}$ | 773 | $8\cdot10^{3}\cdot v$ | $3.06\cdot10^{4}\cdot v$ | <1 |
| $1\cdot10^{15}$ | $9.9\cdot10^{16}$ | 773 | $80\cdot v$ | $3.36\cdot10^{6}\cdot v$ | <1 |

ეს დაიმზირება ექსპერიმენტზეც, განსაზღვრული ტემპერატურებიდან და $n_1$ დან შესაბამისად, მყარი ხსნარების დაშლა ნელდება. ხოლო ტემპერატურის ძალიან ზრდისას ე.ი. $n_1$--ხდება მყარი ხსნარის აღდგენა [99] (ნახ 25)




ნახ.24 ექსპერიმენტულად მიღებული სპილენძის მყარი ხსნარის დაშლის კინეტიკა სხვადასხვა ტემპერატურაზე: T°C:
I-75, II-140; III-260; IV-350.




სურ.25 თეორიულად მიღებული, მყარი ხსნარის დაშლის კინეტიკა სხვადასხვა ტემპერატურაზე: $T_1<T_2<T_3<T_4$

ექსპერიმენტულად დადგენილია, რომ მესრის დეფექტების, დისლოკაციების და სხვა მინარევული ატომების არსებობა ცვლის მყარი ხსნარების დაშლის კინეტიკას. წრთობით ან დეფორმაციით მიღებული დეფექტები და დისლოკაციები ზრდიან დაშლის სიჩქარეს [100,101,102], ხოლო ზოგიერთი მინარევები, პირიქით – ამცირებენ. მაგალითად ბოლტაქსის, პიხუანის და მახნევის მიერ შესრულებულ ნაშრომებში, რომელთა შედეგები ძალიან საინტერესოა [2] ნაჩვენებია, რომ სპილენძის ატომების არსებობა ანელებს ოქროს მყარი ხსნარის დაშლას გერმანიუმში.

დეფორმაციების შედეგად წარმოიქმნებიან დისლოკაციები და რთული დეფექტები. წრთობის შედეგად წარმოიქმნებიან რთული დეფექტები: პოლივაკანსიები და კომპლექსები არაკონტროლირებად მინარევებთან და არა ერთეულოვანი ვაკანსიები, როგორც ადრე ითვლებოდა [82], რადგან როგორც ცნობილია, ვაკანსიები ნახევარგამტარებში ოთახის ტემპერატურაზე თავისუფლად მოძრაობენ [103]. ასეთი რთული დეფექტები ამახინჯებენ თავის გარშემო რეგულარულ ქიმიურ ბმებს, იწვევენ რა ამით მათ შესუსტებას, რომელიც თანდათან მცირდება რამდენიმე ატომურ მანძილზე (მორზეს პოტენციალი). ქიმიური ბმის შესუსტების გრადიენტი წარმოშობს დიფუზიის ამაძრავებელ ძალებს [104], რომლებიც მიმართულნი არიან ქიმიური ბმის ძლიერ შესუსტებული მხარესაკენ, ე.ი. დეფექტის მხარეს. ამიტომ, განსაზღვრული მანძილებიდან მინარევული ატომის განტელი იწყებს მიგრაციას დეფექტისაკენ. ამგვარად, დეფექტები ვლინდებიან, როგორც მინარევების კოაგულაციის დამატებითი (ზემოთ აღნიშნული ჩანასახები) ცენტრები.

Cu-ს ატომების არსებობა Ge-ში ამცირებს Li-ს მყარი ხსნარის დაშლის სიჩქარეს ორი მიზეზით: პირველ რიგში, როგორც ცნობილია, ელექტრულად აქტიური მინარევები ამცირებენ აკნ-ების შემასუსტებელ ზემოქმედებას ქიმიურ ბმებზე [105,106] (იხ I თავი), გარდა ამისა, Cu-ის ატომები წარმოადგენენ ძლიერ რეკომბინაციურ ცენტრებს და სითბური გენერაციულ-რეკომბინაციული წონასწორობისას, რეკომბინაცია მიმდინარეობს ინტენსიურად Cu-ს ატომებზე,

რაც ცხადია ამცირებს აკნ-ების წონასწორული კონცენტრაციების წილს, მოსულს Li-ს ატომებთან. ამგვარად, მცირდება აკნ-ების შემასუსტებელი ზემოქმედება და მათი Li-ს ატომებთან მისვლის ალბათობა, რაც ამცირებს მათი გადაადგილების სიჩქარეს.

ექსპერიმენტულად დამზერილი Li-ს ხსნადობის ზრდა წრთობის შემდეგ და სპილენძის ატომების არსებობის დროს კრისტალში, წონასწორულ ხსნადობასთან შედარებით, აიხსნება იმით, რომ ლითიუმის ატომების დიდი რაოდენობა რჩება მყარი ხსნარის დაშლის შედეგად შექმნილ პრეციპიტატებში, რომელიც დინამიკურ წონასწორობაში ყოფნისას Li-ს ერთეულოვან ატომებთან, "კვებავს" ამ უკანასკნელების კონცენტრაციას.

## §2.4 ნახევარგამტარებში არსებული მინარევების ტიპისა დაკონცენტრაციის დიფუზიაზე გავლენის მექანიზმი

მიგრაციის ახალი მექანიზმი თვისობრივად ხსნის ნახევარგამტარებში არსებული მინარევების ტიპისა და კონცენტრაციის დიფუზიაზე გავლენის მექანიზმს. როგორც უკვე იყო აღნიშნული I თავში, აკნ-ები ამცირებენ კრისტალში ატომებს შორის ბმის ენერგიას და აადვილებენ მათ გადაადგილებას. ცნობილია, რომ ელექტრულად აქტიური მინარეული ატომების არსებობა ნახევარგამტარის კრისტალში ამცირებს აკნ-ების შემასუსტებელ მოქმედებას ქიმიურ ბმებზე. ეს გამოწვეულია იმით, რომ ხდება ამ მოქმედების ეკრანირება იონიზირებული მინარეული ატომის მუხტით. ფაქტიურად, აკნ-ების მოცემული კონცენტრაცია არალეგირებულ ნახევარგამტარში სივრცულად თანაბრად განაწილებული, მინარევების არსებობის შემთხვევაში ხდება არათანაბარი. თავისუფალი მატარებლების სიმკვრივე იონიზირებულ ატომთან საშუალოზე მეტია, ხოლო ატომებს შორის სივრცეში – საშუალოზე ნაკლები. ფაქტიურად, მიუხედავად იმისა, რომ აკნ-ები თავისუფლები არიან, მათი რაღაც ნაწილი "შეყოვნებულია" მინარეულ ატომთან, რაც ამცირებს მათ მიერ შეკორპანილ ატომთა რიცხვს, ე.ი. $n_{ეფ}$ და შესაბამისად მცირდება აკნ-ების

საშუალო შემასუსტებელი მოქმედება. სამწუხაროდ, ბმის ენერგიის და დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდეებს შორის რაოდენობრივი თანაფარდობა ჯერჯერობით არაა დადგენილი, ამიტომ შესაძლებელია საუბარი ამ სიდიდეებს შორის ცვლილებების კორელაციაზე. შევაფასოთ სუფთა უმინარევო ნახევარგამტარში აკნ-ების მოცემული კონცენტრაციით გამოწვეული ბმის ენერგიის შემცირება. თუ გავითვალისწინებთ, რომ თითოეული ზონა-ზონა გადასვლით წარმოქმნილი აკნ კრისტალის ენერგიას ამცირებს $E_g(T)/2$-ით, სადაც $E_g(T)$ არის აკრძალული ზონის სიგანე T-ტემპერატურაზე (აქ სიმარტივისათვის არაა გათვალისწინებული განსხვავება ელექტრონისა და ხვრელის შემასუსტებელ მოქმედებას შორის), მაშინ საკუთარ ნახევარგამტარში ამ ენერგიის შემცირება შესაძლებელია ასე ჩაიწეროს:

$$\Delta U = (n_i+p_i)\cdot E_g(T)/2 \qquad (2.3)$$

სადაც, $n_i$ და $p_i$ ელექტრონებისა და ხვრელების საკუთარი კონცენტრაციებია. აღსანიშნავია, რომ მინარევული ატომების არსებობისას წარმოქმნილი აკნ-ების შემასუსტებელი მოქმედება $E_{imp}$, მცირეა ვიდრე საკუთარ ნახევარგამტარში $E_{imp}<E_g/2$, რაც დაკავშირებულია იმასთან, რომ იონიზირებული მინარევის მუხტი თავისკენ იზიდავს თავისუფალ მატარებლებს და ამით ზრდის მის გარშემო თავისუფალი მუხტის სიმკვრივეს, ანუ ქმნის თავისუფალი მუხტის არაერთგვაროვან განაწილებას, რაც ხელს უშლის ამ აკნ-ების ქაოსურ მოძრაობას და მათ მიერ შემორბენილი ატომების რიცხვი ხდება ნაკლები, ვიდრე მაშინ როცა ისინი არ ძიიზიდებოდა ძინარეული ცენტრებით, ე.ი. სუფთა ნახევარგამტარში. ფაქტიურად ხდება აკნ-ების დამაკავშირებელ ელექტრონებთან ურთიერთქმედების ეკრანირება. ბმის ენერგიის ცვლილება შეიძლება შეფასდეს პირველ მიახლოებაში [107,108], იმ დაშვებით, რომ ყოველი დამუხტული მინარევული ატომი ეფექტურად აკავებს მხოლოდ ერთ ელექტრონს, რომლის შემასუსტებლი მოქმედება უფრო ნაკლებია, ვიდრე იმ ელექტრონებისა, რომლებიც პირობითად არ ურთიერთქმედებენ მინარევთან. ამრიგად, მიუხედავად იმისა, რომ თავისუფალი მატარებლები განურჩეველნი არიან, ჩვენ

ფორმალურად აკნ-ები დავყავით ორ ჯგუფად. ამის გათვალისწინებით იმ ელექტრონების კონცენტრაცია, რომელთა შემასუსტებელი მოქმედება უფრო ნაკლებია, გაუტოლდება მინარევის კონცენტრაციას. მინარევი, კონცენტრაციით $N_{imp}$, რომელიც მოცემულ ტემპერატურაზე ქმნის $n_{imp}$ ან $p_{imp}$ თავისუფალ მატარებლებს - აკნ-ებს, შეცვლის თანაფარდობას n–სა და p-ს საერთო კონცენტრაციებს შორის; ეს კი თავის მხრივ შეცვლის $\Delta U$-ს, რომლის სიდიდეც განისაზღვრება აკნ-ების ჯამური მოქმედებით. მაგალითად, დონორების შემთხვევაში $n=n_i+n_{imp}$, $p=n_i^2/(n_i+n_{imp})<p_i$ და მივიღებთ:

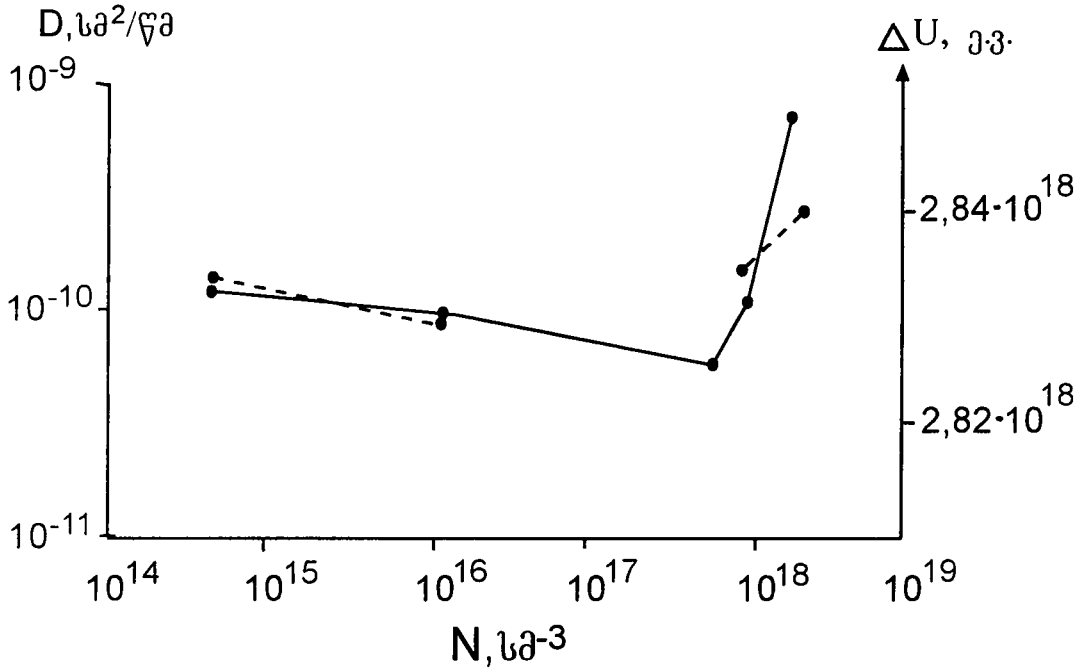
$$\Delta U = n_i \cdot E_g(T)/2 + p \cdot E_g(T)/2 + n_{imp} \cdot E_{imp} \qquad (2.4)$$

(2.4) ფორმულიდან ჩანს, რომ ზონა-ზონა გადასვლებით წარმოქმნილი და მინარევების იონიზაციით მიღებული აკნ-ების კონცენტრაციების იმ არეში, სადაც $(p \cdot E_g/2 + n_{imp} \cdot E_{imp}) < p_i \cdot E_g/2$, ბმის შესუსტება მინარეულ ნახევარგამტარში ნაკლებია, ვიდრე საკუთარში და პირიქით - ბმის ენერგია მეტია, თუ უტოლობა შებრუნებულია.

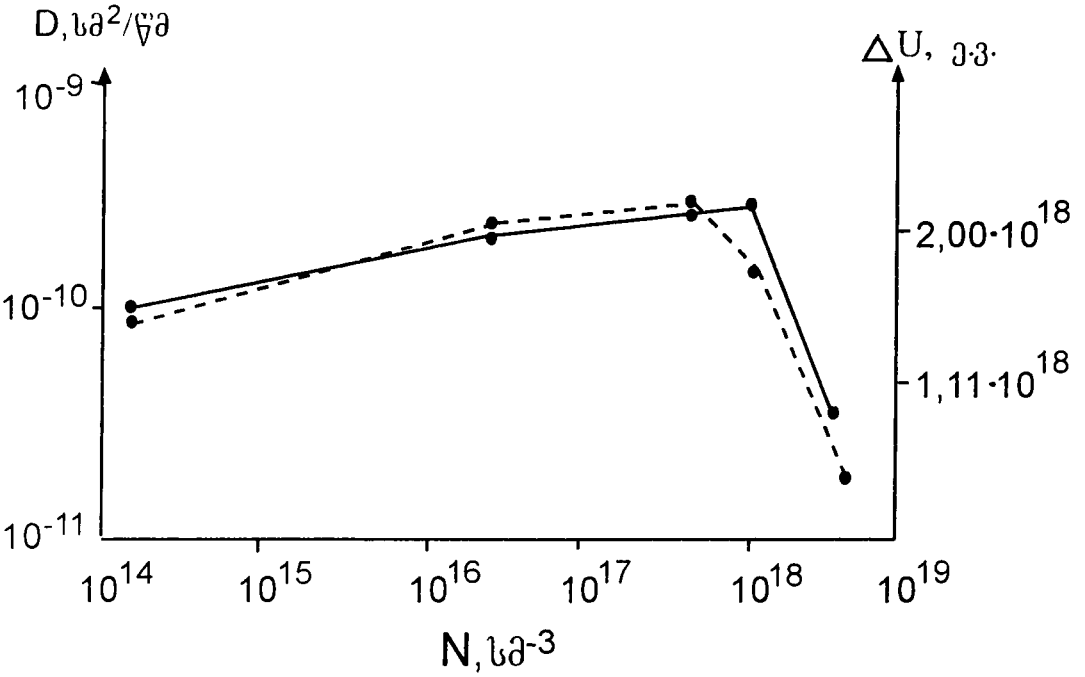
$E_{imp}$-ის სიდიდის შეფასება ხდება იმ ექსპერიმენტული ფაქტის გათვალისწინებით, რომ როდესაც მინარევის კონცენტრაცია უტოლდება ზღვრულ ხსნადობას, დნობის ტემპერატურა არ იცვლება. მაშინ $\Delta U_{ხს} = \Delta U_{imp}$ განტოლებიდან მივიღებთ

$$n_i \cdot E_g(T)\ 2 \quad p_i \cdot E_g(T)\ 2 \quad n_i \cdot E_g(T)\ 2 \quad p \cdot E_g(T)\ 2 \cdot n_{imp} \cdot E_{imp} \qquad (2.5)$$

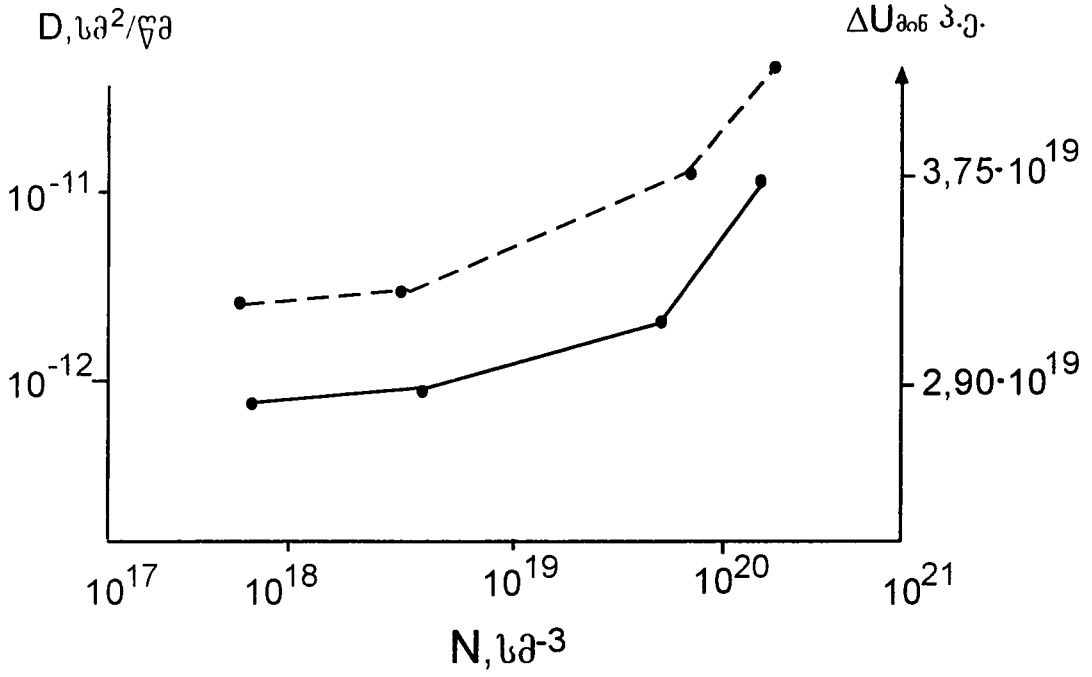
საიდანაც შეგვიძლია განვსაზღვროთ $E_{imp}$, რომელიც Ge-თვის აღმოჩნდა ~0,10ევ-ის ტოლი, ხოლო Si-თვის ~ 0,12ევ-ის ტოლი. $U_{imp}$-ის ასეთივე მნიშვნელობები მიიღება, იმ შემთხვევაშიც თუ $E_{imp}$-ს შევარჩევთ ისე, რომ მიგვიღოთ საუკეთესო კორელაცია ნახ.26,27,28 გამოთვლილ და ექსპერიმენტულ მრუდებს შორის. (2.5) ფორმულაში შემავალი პარამეტრების მნიშვნელობებისათვის მოცემულ ტემპერატურაზე, $\Delta U$-ს $N_{imp}$-ზე დამოკიდებულებას შეიძლება ჰქონდეს მინიმუმი. ეს ის არეა, სადაც ატომებს შორის ბმები ძლიერდება, რასაც ადასტურებს ლეგირებულ ნიმუშებში ფაზათაქანაკური კრისტალის ტემპერატურული დამოკიდებულების შესწავლა




ნახ.26 Ge-ში Sb-ის იზოთერმული (T=1160K) დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდისა (მარცხენა შკალა, უწყვეტი ხაზი) და ბმის ენერგიის შემცირების $\Delta U_{მინ}$ (მარჯვენა შკალა პუნქტირი) დამოკიდებულებები კრისტალში უკვე არსებულ Sb-ის კონცენტრაციაზე.




ნახ.27 Ge-ში Sb-ის იზოთერმული (T=1160K) დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდისა (მარცხენა შკალა, უწყვეტი ხაზი) და ბმის ენერგიის შემცირების $\Delta U_{მინ}$ (მარჯვენა შკალა პუნქტირი) დამოკიდებულებები კრისტალში უკვე არსებულ Al-ის კონცენტრაციაზე.




ნახ.28 Si-ში B-ის იზოთერმული (T=1423K) დიფუზიის კოეფიციენტის D-ს სიდიდისა (მარცხენა შკალა, პუნქტირი) და ბმის ენერგიის შემცირების ΔUმინ სიდიდის (მარჯვენა შკალა, უწყვეტი ხაზი) დამოკიდებულებები კრისტალში უკვე არსებულ B-ის კონცენტრაციაზე, პირობით ერთეულებში.

[107]. ნახ.26-ზე მოცემულია ΔU-სა და იზოთერმული D-ს დამოკიდებულებები ნიმუშში უკვე არსებული მინარეული ატომების კონცენტრაციაზე. ეს მრუდები კარგ კორელაციაშია ერთი ტიპის მინარევის ორმაგი დიფუზიის ექსპერიმენტულ მრუდებთან. (2.5) ფორმულის ანალიზიდან ჩანს, რომ სუფთა ნიმუშში დიფუზიისას, თუ დიფუნდირებადი მინარევის ატომები დიფუზიის ტემპერატურაზე წარმოქმნიან აკნ-ებს, ხდება n-სა და p-ს გადანაწილება და სინამდვილეში დიფუზია მიმდინარეობს არა საკუთარ ნახევარგამტარში, არამედ მინარეულში, ამიტომ ΔU და D გარკვეულ არეში შეიძლება იყოს ნაკლები, ვიდრე საკუთარ ნახევარგამტარში. თუ ნახევარგამტარში უკვე არსებობს მინარევი, რომელიც აკომპენსირებს დიფუნდირებადი მინარევით წარმოქმნილ აკნ-ებს, მაშინ მინარევებისაგან წარმოქმნილი აკნ-ების კონცენტრაცია მცირდება და n-სა და p-ს შორის თანაფარდობა უახლოვდება საკუთარ ნახევარგამტარისას $n_i = p_i$. შედეგად ΔU დაიწყებს გაზრდას და მიუახლოვდება სიდიდეს, რომელიც მას უნდა ჰქონდეს საკუთარ ნახევარგამტარში. ამიტომ D-ს სიდიდე გაიზრდება და სრული კომპენსაციის დროს იქნება მაქსიმალური. ნახევარგამტარში უკვე არსებული მაკომპენსირებელი მინარეული ატომების $N_{შმ}$ კონცენტრაციის შემდგომ ზრდასთან ერთად მიმდინარეობს გამტარებლობის ტიპის შეცვლა და ნიმუში ხდება p–ტიპის, და

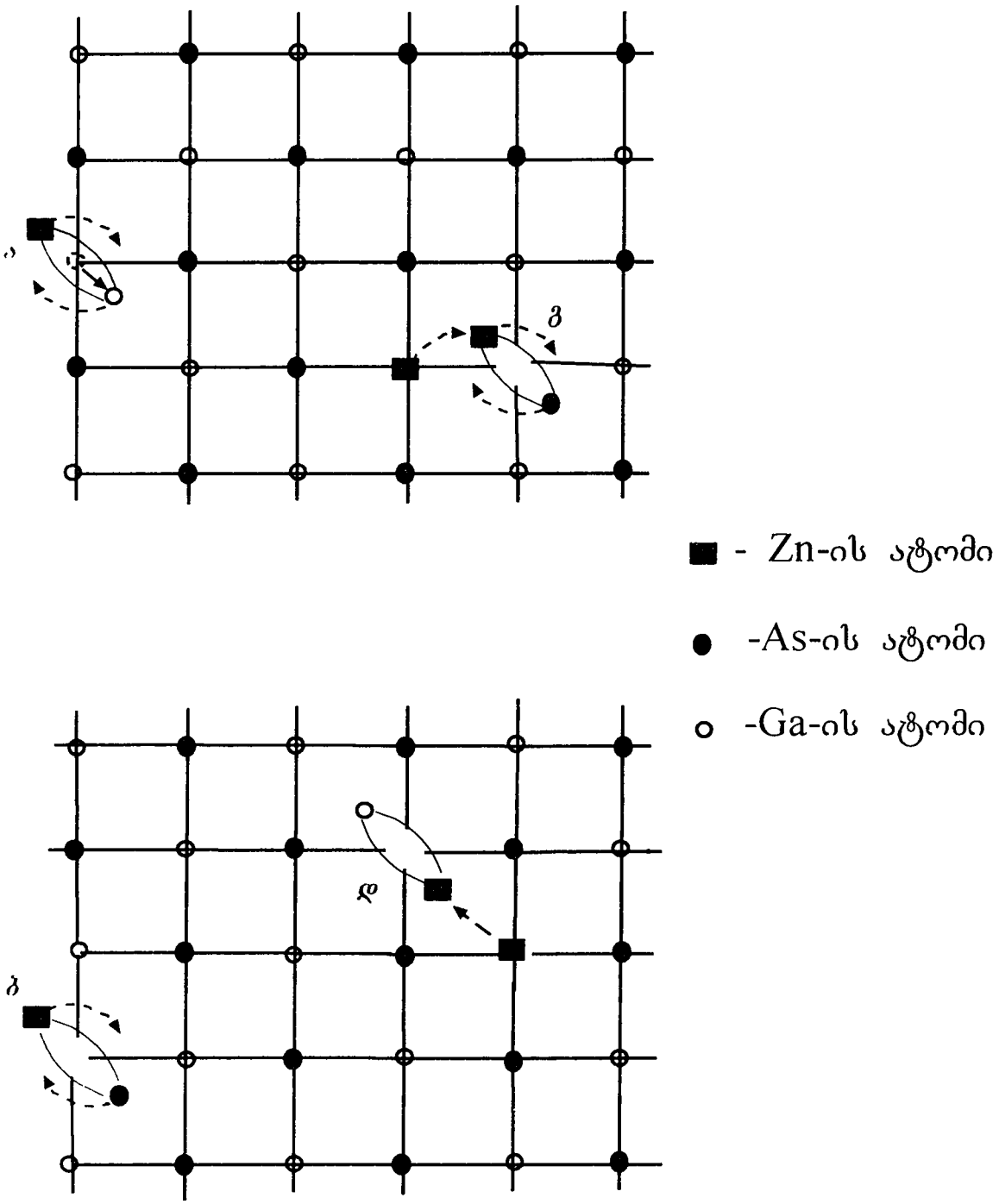
$$\Delta U = p_i \cdot E_g(T)/2 = n \cdot E_g(T)/2 = p_{აკ} E_{აკ} \qquad (2.6)$$

სადაც $p_{აკ}$ - აქცეპტორული მინარევებისაგან წარმოქმნილი აკნ-ების კონცენტრაციაა, $E_{აკ}$ - ენერგია, რამდენითაც ამცირებს ბმას აქცეპტორიდან წარმოქმნილი თითოეული ხვრელი. ნახ.27-ზე ნაჩვენებია ΔU-ს დამოკიდებულება ატომების კონცენტრაციაზე, რომლებიც აკომპენსირებენ მინარეული ატომებისაგან მიღებულ აკნ-ებს. სხვადასხვა ტიპის მინარევების ორმაგი დიფუზიისას (დონორები აქცეპტორებიან ნიმუშში ან პირიქით), ნიმუშში უკვე არსებული მინარევის მაღალი კონცენტრაციით გამოწვეული ბმის ენერგიის დაახლებითი შემცირება, ანუ ΔU-ს ზრდა კლებულობს პერეკომპენსირების გამო და იწვევს D-ს სიდიდის შემცირებას, რაც იქნა დამზერილი ექსპერიმენტზე

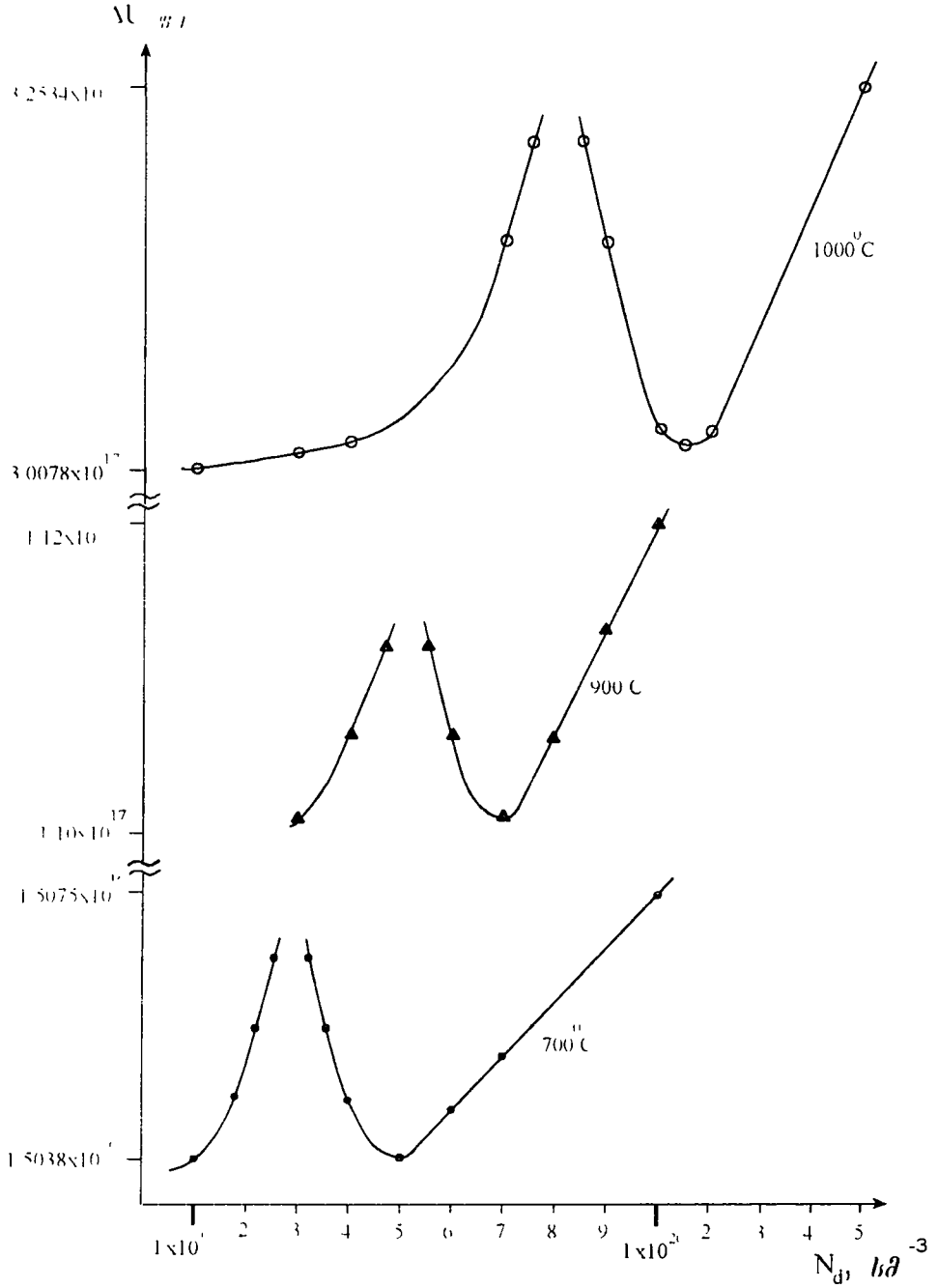
(ნახ.28) [3,6,7,8,13]. ΔU-ს ცვლილება $N_{imp}$-თან მიმართებაში კარგ კორელაციაშია D-ს ცვლილებასთან $N_{imp}$–ის სიდიდისაგან.

ერთნაირი ტიპის მინარევების ორმაგი დიფუზიისას $N_{imp}$-ის მაღალი კონცენტრაციებისას (2.5) ფორმულაში $n_{imp}\cdot E_{imp}$ წევრის როლი ხდება სულ უფრო საგრძნობი, ანუ $p\cdot E_g(T)/2 + n_{imp}\cdot E_{imp} > p_1\cdot E_g/2$ $N_{imp}$-ის ზრდასთან ერთად ΔU იზრდება და ხდება მეტი, ვიდრე სუფთა ნახევარგამტარში დიფუზიისას, რაც იწვევს D-ს სიდიდის გაზრდას (ნახ.28) [3,6,7,8,13].

ახლა განვიხილოთ GaAs-ში Zn-ის თერმული დიფუზიის მექანიზმი, როდესაც ნიმუშში უკვე იყო შეყვანილი Zn. Zn-ის ატომები GaAs-ის მოცულობაში შედიან Zn-ით დაფარული ზედაპირიდან (ნახ.29), Ga-ის [illegible] მახლობლად შექმნილი Zn-Ga ჰანტელით (ა) და As-ის კვანძის მახლობლად Zn-As ჰანტელით (ბ). ორივე სახის ჰანტელურ წარმონაქმნს უნდა გააჩნდეს დონორული თვისებები, ვინაიდან თითოეული კვანძის მახლობლად ზედმეტი Zn-ის არსებობა ზრდის ელექტრონების რაოდენობას. ეს დონორები კომპენსირდება Ga-ის კვანძებში უკვე მყოფი Zn-ის ატომებით, რომლებსაც აქვთ აქცეპტორული თვისებები. დიფუზიის ტემპერატურებისას ამ ატომების ნაწილი გამოდის კვანძთაშორის და ქმნის ჰანტელებს (ნახ.29 გ,დ), ამისთვის საჭირო აქტივაციის ენერგია უფრო მეტია, ვიდრე ზედაპირიდან ჰანტელური კონფიგურაციის მოცულობაში შეღწევისთვისაა საჭირო, ვინაიდან ეს ჰანტელები წარმოიქმნებიან GaAs-ის ზედაპირზე Zn-ის დაფენის პროცესში და მოცულობაში შესაღწევად მათ მხოლოდ ორიენტაციის შეცვლა სჭირდებათ (ნახ.29ა,ბ), ამიტომ მოცულობაში წარმოქმნილი ჰანტელების კონცენტრაცია ნაკლებია ზედაპირიდან შემოსულ ჰანტელთა კონცენტრაციაზე. ბუნებრივია, რომ ტემპერატურის ზრდასთან ერთად იზრდება როგორც ჰანტელების მოცულობაში წარმოქმნის, ასევე მათი ზედაპირიდან შეღწევის ალბათობები. კრისტალში ჰანტელების მოძრაობა ხორციელდება ჰანტელის შექმნის, მისი ორიენტაციის ცვლილების, ჰანტელის დაშლისა და ახლის წარმოქმნის ეტაპების ალბათობით [106,108].




ნ.29 GaAs-ში Zn-ის თერმული დიფუზიის მექანიზმის სქემატური გამოსახვა: Zn-ის ატომები GaAs-ის ზედაპირზე Ga-ის (ა) ან As-ის (ბ) კვანძის მახლობლად ქმნიან Zn-Ga ან Zn-As ჰანტელს. GaAs-ის მოცულობაში Ga-ის კვანძებში უკვე მყოფი Zn-ის ატომების ნაწილი დიფუზიის ტემპერატურაზე გამოდის კვანძთაშორის და ქმნის Zn-As (გ) ან Zn-Ga (დ) ჰანტელს.




ნახ.30 GaAs-ში Zn-ის დიფუზიისას ბმის ენერგიის ცვლილების დამოკიდებულებები კრისტალში უკვე არსებულ Zn-ის კონცენტრაციაზე, როდესაც:
$T=700^0C$, დონორული ტიპის ჰანტელების კონცენტრაცია $n_g=3\cdot10^{19}$სმ$^{-3}$; $E_{ბმ}=10^{-6}$ ევ,

$T=900^0C$, $n_g=5\cdot10^{19}$სმ$^{-3}$; $E_{ბმ}=7\cdot10^{-6}$ ევ,
$T=1000^0C$, $n_g=9\cdot10^{19}$სმ$^{-3}$; $E_{ბმ}=5\cdot10^{-6}$ ევ.

დონორული ტიპის ჰანტელური მდგომარეობები ამცირებენ აკნ-ების მეშასუსტებელ მოქმედებას, რაც იწვევს დიფუზიის კოეფიციენტის შემცირებას, მაგრამ თუ კრისტალში უკვე არსებობს Zn-ის ატომები $N_I$ კონცენტრაციით, რომელთაც აქცეპტორული ბუნება აქვთ, იმყოფება კვანძში და იონიზირებულია დიფუზიის ტემპერატურაზე, მაშინ ნაწილობრივ ანეიტრალებს დონორულ ჰანტელურ მდგომარეობას და ეს ზრდის $D_{ეფ.}$ $N_I$-ის მატებისას, როდესაც აქცეპტორული Zn-ის კონცენტრაცია მეტი ხდება, ვიდრე დონორულისა, ე.ი. ხდება პერეკომპენსაცია, იზრდება აკნ-ების მიზიდვა აქცეპტორული Zn-ის ატომებით, ძლიერდება მათი შეშასუსტებელი მოქმედება და აქედან გამომდინარე $D_{ეფ}$ მცირდება და $D=\varphi(N_I)$ მრუდზე წარმოიშვება მინიმუმი (ნახ.30). $N_I$-ის შემდგომი ზრდისას $(n\cdot E_g(T)/2 + p_{imp}\cdot E_{imp}) > n_i\cdot E_g/2$ და შესაბამისად $\Delta U$ და $D_{ეფ}$ ისევ იზრდება. ნახ.30-ზე ნაჩვენებია გარკვეულ ტემპერატურაზე ბმის ენერგიის ცვლილება ნიმუშში უკვე არსებული Zn-ის კონცენტრაციასთან დამოკიდებულებაში. დიფუზიის ჩატარების ტემპერატურის მომატებით იზრდება ჰანტელური მდგომარეობების კონცენტრაცია და მისი კომპენსაციისათვის საჭიროა უფრო მეტი $N_I$, ვიდრე შედარებით დაბალ ტემპერატურაზე. რაც გამოიწვევს D-ს მინიმუმის და მაქსიმუმის გადაადგილებას $N_I$-ს უფრო მაღალი კონცენტრაციებისაკენ. დათვლებისას, მხედველობაში მივიღეთ, რომ ტემპერატურის ზრდასთან ერთად იზრდება ჰანტელების $n_{dimm}$ კონცენტრაცია და აკნ-ების შემასუსტებელი მოქმედება [107]. ნახაზიდან ჩანს, რომ ეს დამოკიდებულება კარგ კორელაციაშია $D_{ეფ}$-ის დამოკიდებულებაზე ნიმუშში უკვე არსებული Zn-ის კონცენტრაციასთან ($N_I$). დიფუზიის ჩატარების ტემპერატურის ზრდისას მინიმუმებისა და მაქსიმუმების წანაცვლება $N_I$-ის მაღალი კონცენტრაციებისკენ, დაკავშირებულია დონორული ბუნების ჰანტელების კონცენტრაციის ზრდასთან, რომლებიც წარმოიქმნებიან მოცულობაშიც და შემოდიან ზედაპირიდანაც, და მათი კომპენსაციისათვის საჭიროა მეტი რაოდენობა საწყისი აქცეპტორებისა.

## დასკვნები

1. ახალ მოსაზრებებზე დაყრდნობით ახსნილია აქამდე გაურკვეველი ექსპერიმენტული ფაქტი, რომ ვაკანსია მოძრაობს მით უფრო ადვილად, რაც მეტი ელექტრონი აქვს მას ჩაჭერილი თავის დონეებზე, აგრეთვე დივაკანსიის შექმნის მექანიზმი. ამ მექანიზმის მიხედვით, ვაკანსიებს შორის მოთავსებული ატომების გადასვლა ვაკანსიაში უფრო ალბათურია, ვიდრე სხვა ატომებისა, რის გამოც ორი უარყოფითად დამუხტული ვაკანსია ერთმანეთს უახლოვდება და წარმოიქმნება დივაკანსია, რომელსაც უფრო დაბალი ენერგია აქვს, ვიდრე ორ ცალკეულ ვაკანსიას.
2. რაც უფრო სუსტადაა ბმული მინარეული ატომი მესერთან, მით უფრო ადვილად გამოიდევნება იგი საკუთარი ატომის მიერ კვანძთაშორის მდგომარეობაში და უფრო ნაკლებად "მიიზიდავს" და "განიზიდავს" მოძრავ ვაკანსიას, ე.ი. მით მცირეა კომპლექსის "მაკ+ვაკანსია" როგორც შექმნის, ასევე მისი დაშლის ალბათობა.
3. [illegible] შექმნისა და დაშლისათვის შემოთავაზებულ პარაგრაფში მინარეული ატომების ჩანასახის შექმნის აუცილებელ პირობად, მისი ზრდისა და დაშლისათვის ითვლება მინარეული ატომების პერმანენტული მიგრაცია კრისტალში ყველა ტემპერატურაზე სხვადასხვა ინტენსივობით. მინარეული ატომების მოძრაობა კრისტალში შეიძლება დაიყოს ორ ნაკადად, ერთი-მიმართული ერთმანეთისკენ, რომელიც უზრუნველყოფს ჩანასახის შექმნას და მის ზრდას და მეორე-მიმართული მინარეული ატომების თავმოყრებიდან, რომელიც უზრუნველყოფს მათ დაშლას. შემოთავაზებული მექანიზმის საშუალებით ახსნილია პრეციპიტატების შექმნისა და დაშლის მექანიზმები.
4. ახსნილია ნიმუშში საწყისად არსებული მინარევების კონცენტრაციის გავლენა სხვა (ან იგივე) მინარევის დიფუზიის კოეფიციენტზე ამ ნიმუშში. ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების გავლენის საშუალებით დიფუზიის პროცესზე შემოთავაზებული მექანიზმი კარგად აღწერს კრისტალში მინარევის ბმის ენერგიასა და დიფუზიის კოეფიციენტს შორის არსებულ კორელაციას.

# III თავი

# ექსპერიმენტის მეთოდიკა

Si-ში ფოტოსტიმულირებული მოცულობითი დიფუზიის საკვლევად ვზომავდით მინარევის (დიფუზანტის) კონცენტრაციას და ვადგენდით მათი განაწილების პროფილებს ვოლტ-ფარადული (*C-V*) მახასიათებლის (დანადგარი AMC-1590) მეთოდით. გამტარებლობის ტიპს ვაკონტროლებდით თერმოზონდის საშუალებით; გაზომვები ტარდებოდა ფოტონურ ზემოქმედებამდე და მის შემდეგ, იდენტურ პირობებში. Si-ში დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა განისაზღვრებოდა მინარევების განაწილების ექსპერიმენტული პროფილებით.

## §3.1 ნიმუშების მომზადება

ფოტოსტიმულირებული მიგრაციის გამოსაკვლევად ვიყენებდით სილიციუმის ნიმუშებს: n-ტიპის,

1. ლეგირებული ფოსფორით (КЭФ-4,5), ორიენტაციით (100), საწყისი დონორების კონცენტრაციით: $N_d \approx 10^{15} cm^{-3}$, $\rho = 4,5 \Omega \cdot cm$, სისქით $d = 350 \pm 20 \mu m$
2. ლეგირებული ფოსფორით (КЭФ-1), ორიენტაციით (100), საწყისი დონორების კონცენტრაციით: $N_d \approx 5 \cdot 10^{15} cm^{-3}$, $\rho = 1 \Omega \cdot cm$, სისქით $d = 340 \pm 20 \mu m$
3. ლეგირებული ფოსფორით (КЭФ-0,5), ორიენტაციით (111), საწყისი დონორების კონცენტრაციით: $N_d \approx 10^{16} cm^{-3}$, $\rho = 0,5 \Omega \cdot cm$, სისქით $d = 380 \pm 20 \mu m$
4. p-ტიპის, ლეგირებული ბორით (КДБ-10), ორიენტაციით (100), საწყისი დონორების კონცენტრაციით: $N_A \approx 10^{15} cm^{-3}$, $\rho = 10 \Omega \cdot cm$, სისქით $d = 300 \pm 15 \mu m$

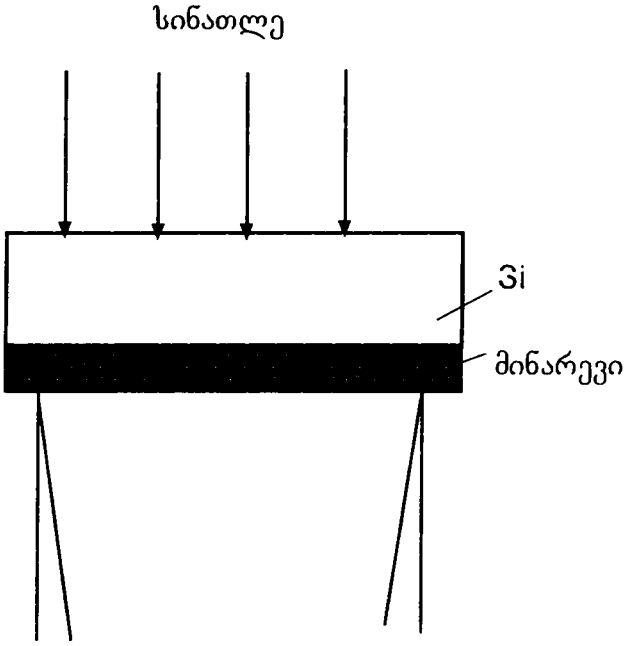
ნიმუშები იჭრებოდა მართკუთხედის ფორმით, ზომებით 1,5cmX2cm. ყველა ნიმუში მუშავდებოდა ქიმიურად: ხდებოდა მოდუღება იზოპროპილის სპირტში 3÷5წთ-ის განმავლობაში, ამის შემდეგ – მოდუღება დიმეთილფორმამიდში

5÷10წთ-ის განმავლობაში. ნიმუშების გარეცხვა ხდებოდა დეიონიზირებული წყლის ჭავლში, წყლის წინაღობა იყო ≈4MOhm. შემდეგ მიმდინარეობდა ნიმუშების შრობა. ჟანგის ფენის წარმოშობის შესაძლებლობა ფოტონური ზემოქმედების პროცესში კონტროლდებოდა ლაზერული ელიფსომეტრიის ხელსაწყოთი და აუცილებლობის შემთხვევაში, ჟანგის ფენას ვაცილებდით 10%-იან HF-ში.

დიფუზიის შესასწავლად Si-ს ერთ მხარეზე დაიტანებოდა დიფუზანტი დანადგარზე УВН-2М-I თერმული დაფრქვევის საშუალებით. დაფენის პროცესში ნიმუშის ტემპერატურა არ აღემატებოდა 300K-ს. დაფენილი ფენის სისქე, რომელიც იზომებოდა ინტერფერენციის მეთოდით "Leitz"-ის მიკროსკოპით, ვარირებდა 0,8÷1,0μm ინტერვალში.

ექსპერიმენტები ტარდებოდა იფდ (იმპულსურ-ფოტონური დამუშავების) დანადგარზე დაბალტემპერატურული ფოტონური დამუშავებით (დანადგარის აღწერა მოყვანილია ქვემოთ). დასხივების მომენტში ხდებოდა ტემპერატურის გაზომვა. ნიმუშების დასხივება ხდებოდა იმ მხრიდან, რომელიც არ იყო დაფარული დიფუზანტით (ნახ.31) $P=140$ვტ/სმ$^2$ სიმძლავრის თეთრი სინათლით. იმპულსის ხანგრძლივობა იცვლებოდა 0,1წმ-დან 10წმ-მდე. დასხივების შემდეგ დიფუზანტის მოცილება ხდებოდა ქიმიური ხსნარის საშუალებით.

ვოლტ-ფარადული და დიფერენციალური გამტარებლობის მეთოდებით მინარევების კონცენტრაციის განაწილების პროფილების ასაგებად ქიმიური მოწამვლით ხდებოდა ნიმუშის გარკვეული სისქის ფენის მოცილება. მოწამვლამდე ხდებოდა ნიმუშების განცხიმვა დიმეთილფორმამიდში დულილით 5÷10წთ-ის განმავლობაში, შემდეგ მათი გასუფთავება დეიონიზირებულ წყალში და ამის შემდეგ ხდებოდა ნიმუშების მოთავსება მომწამვლელში.

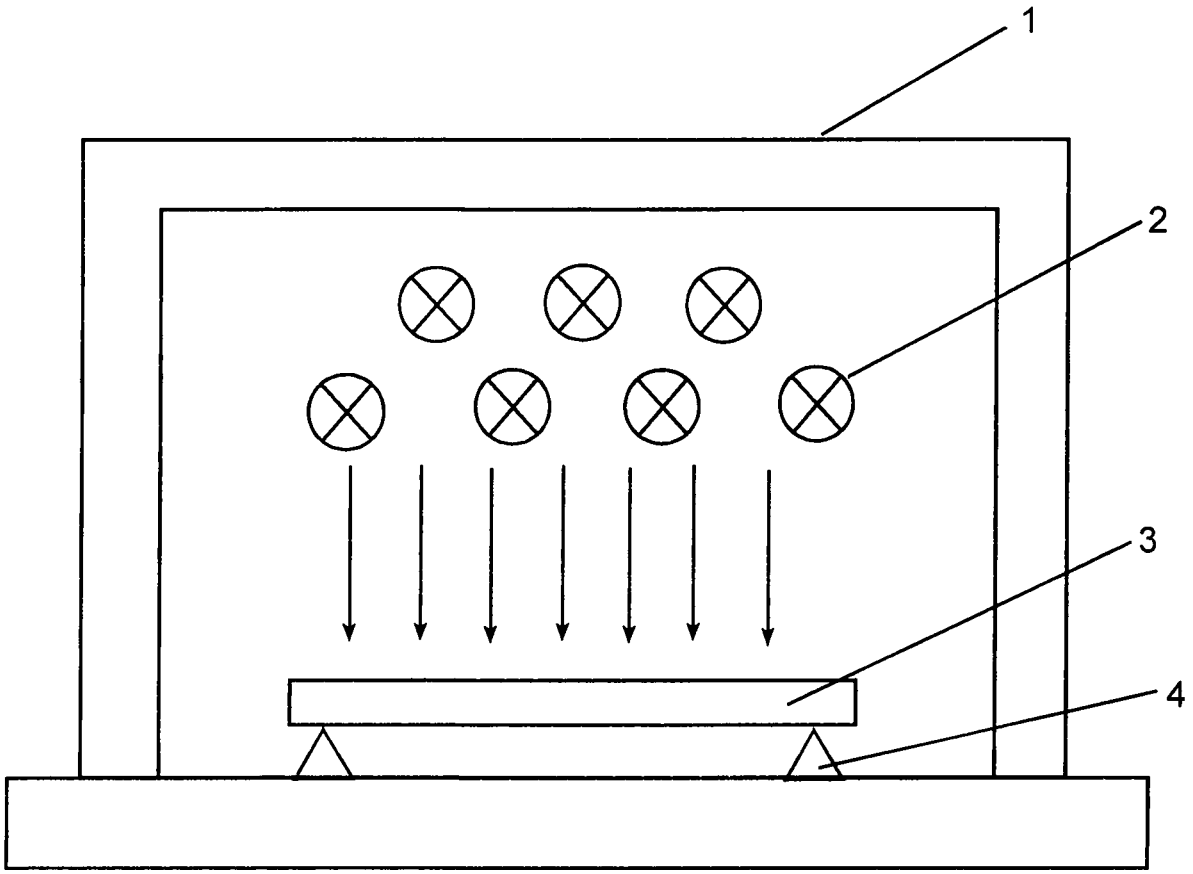



ნახ.31 მინარევით დაფარული Si-ს ნიმუშის დასხივების სქემატური გამოსახულება

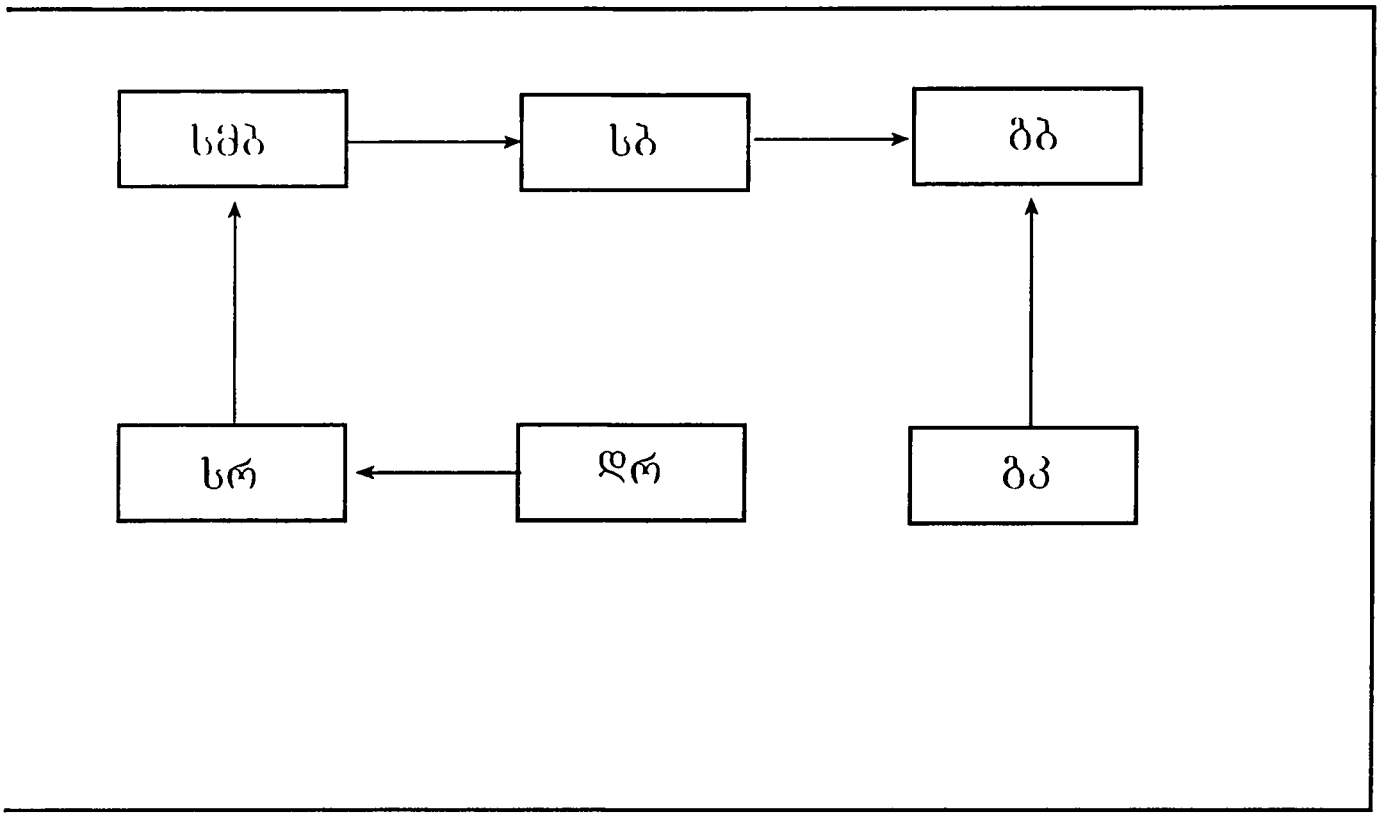
## §3.2. იმპულსურ-ფოტონური დამუშავების მეთოდიკა

ჰალოგენური ნათურებით დასხივება ხდებოდა იფდ დანადგარზე [111], რომელშიც გამოსხივების წყაროს წარმოადგენს ორ ფენად განლაგებული 19КГ100×220 ჰალოგენური ნათურისაგან შემდგარი ნაკრები (ნახ.32). ნათურების ასეთი განლაგება უზრუნველყოფს 100სმ$^2$ ფართობის ფირფიტის თანაბარ დამუშავებას. დანადგარის ბლოკსქემა ნაჩვენებია ნახ.33-ზე. დანადგარი საშუალებას იძლევა გამოსხივების სიმძლავრის სიმკვრივე ვცვალოთ 0-დან 140 ვტ.სმ$^2$-მდე, ხოლო იმპულსის ხანგრძლივობა - 0,1წმ-დან 10წმ-მდე. ამრეკლი დამზადებულია კერსილისაგან, რომელიც ხასიათდება სტაბილური ოპტიკური თვისებებით. იმისდა მიხედვით, თუ რა ფიზიკური ან ტექნოლოგიური ამოცანა იყო შესასრულებელი, ნიმუშის ტემპერატურის რეგულირება ხდებოდა გახურებული ჰაერის მოცილების სიჩქარის მეშვეობით. მთელს ფართზე ფირფიტების არათანაბარი გახურების თავიდან ასაცილებლად ნიმუშის შეხება დაძჭერთან უნდა იყოს მინიმალური, ან უნდა ეხებოდეს მთელი ზედაპირის ფართობით. ეს შესაძლებელია გამოსხივების ბლოკში ნიმუშების მოთავსებით კვარცის ნემსებზე, ან პოლირებული ზედაპირის მქონე კერსილის დამჭერზე.

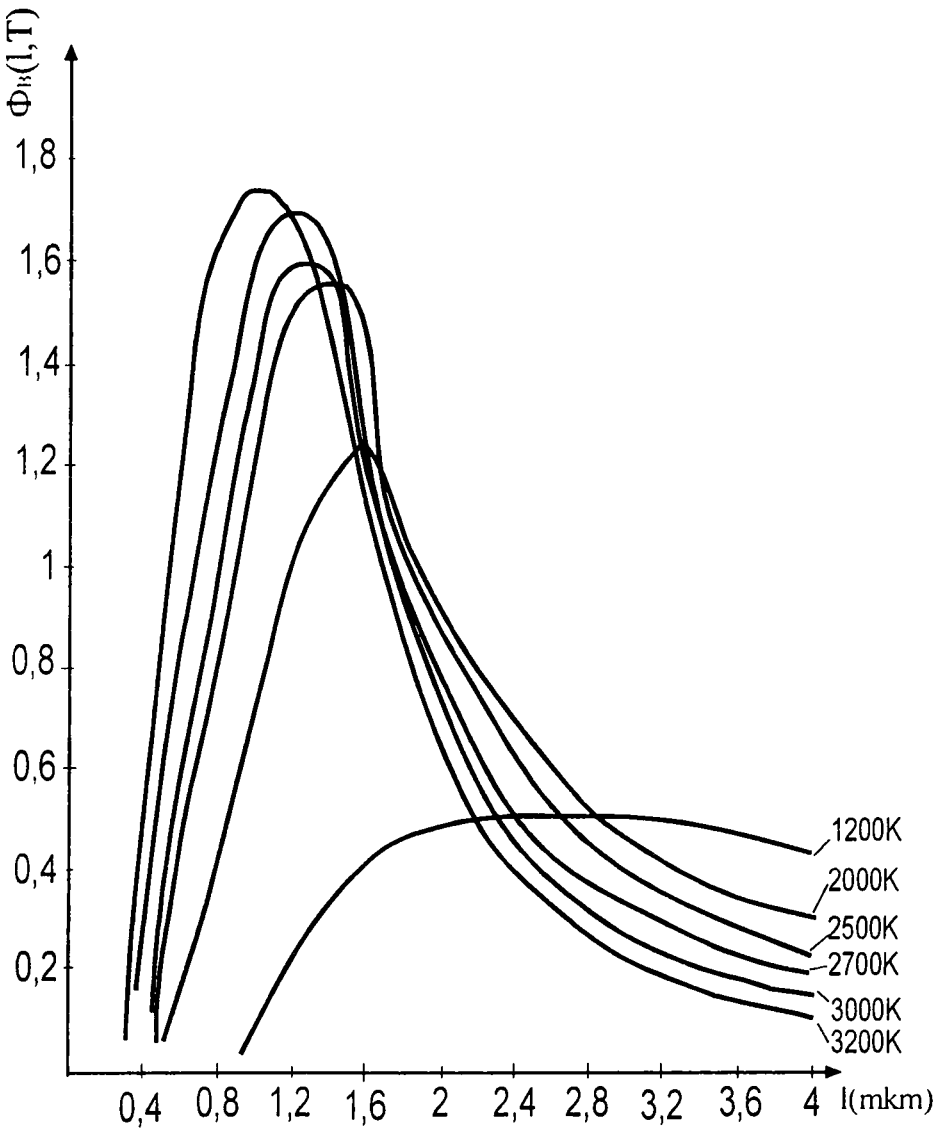
მიწოდებული ძაბვის მიხედვით ვარვარების ნათურების ვოლფრამის ძაფი სხვადასხვა ტემპერატურებამდე ხურდება, რაც იწვევს ფოტონების ნაკადისა და მისი სპექტრალური განაწილების შეცვლას (ნახ.34). რადგან ვილფრამის ძაფის გახურება ხდება ინერციულად, სინათლის იმპულსის ხანგრძლივობა არ შეესაბამება ნათურაზე მიწოდებული ძაბვის ხანგრძლივობას. ინერციულია ასევე თვითონ კრისტალის გახურების პროცესიც. დანადგარში გათვალისწინებულია სინათლის იმპულსის ტემპერატურისა და სპექტრალური შემადგენლობის ცვლილების დინამიკის განსაზღვრის შესაძლებლობა. ნახ.35-ზე ნაჩვენებია ნიმუშის ტემპერატურისა და სინათლის იმპულსის ინტენსივობის დროზე დამოკიდებულებები იფდ-2 დანადგარის სხვადასხვა რეჟიმებში მუშაობისას. ტემპერატურის გაზომვების ჩვენი შედეგები კარგ თანხვდენაშია [112] ლიტერატურიდან ცნობილ შედეგებთან.



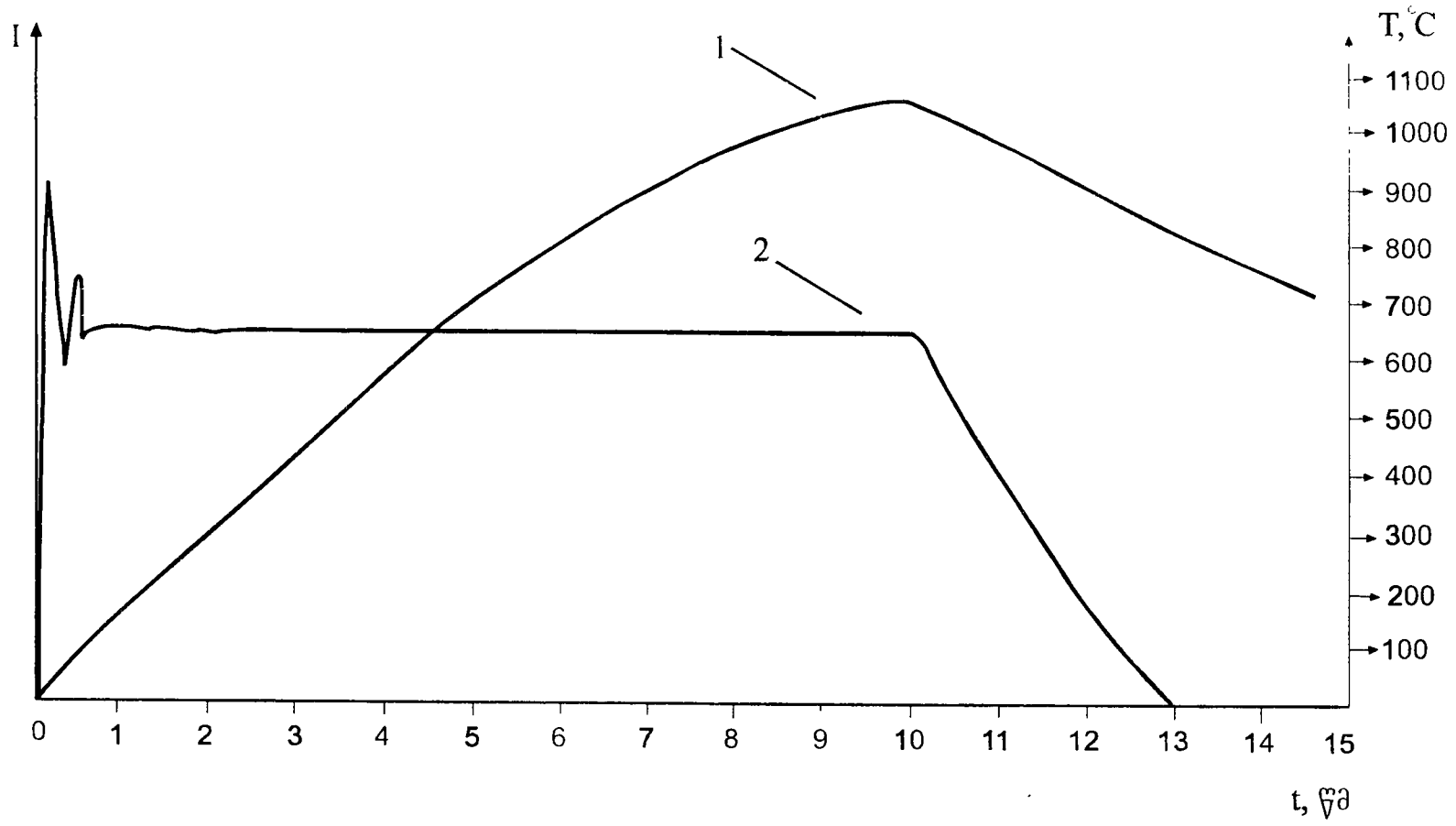

ნახ.32 იფდ დანადგარის გამოსხივების წყაროს სქემა: 1. ამრეკლი, 2. ჰალოგენური ნათურები, 3. ნიმუში, 4. დამჭერი



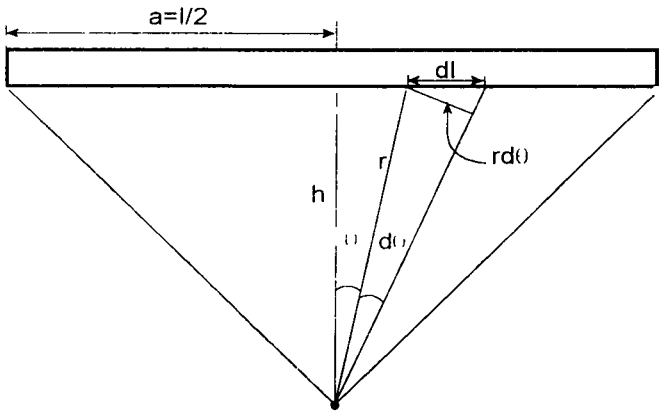

ნახ.33 იფდ დანადგარის ბლოკ-სქემა
სიმისტორის მართვის ბლოკი - სმბ
სიმისტორის ბლოკი - სბ
სიმძლავრის რეგულატორი - სრ
დროის რელე - დრ
გამომსხივებლის ბლოკი - გბ
ნიმუშის ტემპერატურისა და გამოსხივების ინტენსივობის გასაზომი კომპლექსი - გკ




ნახ.34 ჰალოგენური ნათურების ვოლფრამის ვარვარების ძაფის გამოსხივების ეფექტური სხვადასხვა ტემპერატურაზე.




ნახ.35 ნიმუშის ტემპერატურისა და სინათლის იმპულსის ინტენსივობის დროზე დამოკიდებულებები




ნახ.36 სინათლის ინტენსივობის გამოთვლის სქემა ნიმუშის ნათურებთან მდებარეობაზე დამოკიდებულებით.

ინტენსივობის დათვლა ხდებოდა შემდეგნაირად: ვთქვათ, l არის ნათურის სიგრძე, ხოლო h ნიმუშიდან მისი მინიმალური დაშორება (ნახ.36), მაშინ ერთი ცენტრალური ნათურისათვის განათებულობა იქნება:

$$dE = \frac{Idl}{r^2}\cos\vartheta = \frac{I}{h^2}\cos^2\vartheta\cos\vartheta\frac{rd\vartheta}{\cos\vartheta} = \frac{I}{h}\cos\vartheta d\vartheta \quad (3.1)$$

სადაც $r = \frac{h}{\cos\vartheta}$, $dl = \frac{rd\vartheta}{\cos\vartheta}$

$$E = \int_{\vartheta_h}^{\vartheta_h}\frac{I}{h}\cos\vartheta d\vartheta = \frac{I}{h}\int_{\vartheta_h}^{\vartheta_h}\cos\vartheta d\vartheta = \frac{I}{h}(\sin\vartheta_h + \sin\vartheta_h) = \frac{2I}{h}\sin\vartheta_h \quad (3.2)$$

$$\sin\vartheta_h = \frac{1}{\sqrt{1+ctg^2\vartheta_h}} \quad (3.3)$$

$$ctg\vartheta_h = \frac{h}{a} \quad (3.4)$$

საბოლოოდ მივიღებთ, რომ I ძალისა და l სიგრძის ერთი ცენტრალური ნათურის განათებულობა ნიმუშიდან h მანძილზე ტოლია:

$$E = \frac{2I}{h}\frac{1}{\left(1+\frac{4h^2}{l^2}\right)^{1/2}} \quad (3.5)$$

ნათურებიდან დაშორების სხვადასხვაობის გამო, განათებულობის ფარდობითი ცვლილება იქნება:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{h_1}{h_2}\frac{\left(1+\frac{4h_1^2}{l^2}\right)^{1/2}}{\left(1+\frac{4h_2^2}{l^2}\right)^{1/2}} \quad (3.6)$$

სადაც $E_1$ და $E_2$ არის ნათურის განათებულობა $h_1$ და $h_2$ მანძილზე შესაბამისად.

განვიხილოთ ნათურა, რომელიც ცენტრალურისაგან იმყოფება Δ მანძილზე. ამ შემთხვევაში h-ის როლს შეასრულებს $h_1 = \sqrt{h^2+\Delta^2}$. თუ წინა შემთხვევაში (ერთი ნათურა ცენტრალურია) r=h, ϑ=0, ამ შემთხვევაში, როცა

$r=h_1$, $\vartheta=\vartheta_{10}$, თანაც $tg\vartheta_{10}=\Delta/h$. $\vartheta_1$ არის კუთხე, რომელსაც ადგენს ნათურის კიდურა წერტილის რადიუს-ვექტორი დაკვირვების სიბრტყის ნორმალთან.

$$tg\vartheta_{\Delta} = \frac{\Delta^2 + a^2}{h} \qquad (3.7)$$

$\vartheta$-თი ინტეგრება შესაძლებელია მოვახდინოთ ისევე, როგორც წინა შემთხვევაში, მხოლოდ უნდა გავითვალისწინოთ, რომ, როცა $r_1=h_1$ , $\vartheta_1=\vartheta_{10}$ შედეგად მივიღებთ:

$$E_1 = \frac{2I}{h_1}(\sin\vartheta_{\Delta} - \sin\vartheta_{\Delta 0}) \quad (3\ 8)$$

$$\sin\vartheta = \frac{1}{\sqrt{1+ctg^2\vartheta_1}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{4h^2}{4\Delta^2+l^2}}}, \Rightarrow \sin\vartheta_{\Delta 0} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{h^2}{\Delta^2}}}, \quad h_{\Delta} = \sqrt{h^2+\Delta^2} \quad (3\ 9)$$

$$E_{\Delta} = \frac{2I}{h\sqrt{1+\frac{\Delta^2}{h^2}}}\left[\frac{1}{\sqrt{1+\frac{4h^2}{4\Delta^2+l^2}}} - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{h^2}{\Delta^2}}}\right] \quad (3.10)$$

(3.10) არის ფორმულა I ინტენსივობის ერთი ნათურის განათებულობისა, რომელიც h-თაა დაშორებული ნიმუშიდან და $\Delta$-თი ცენტრალური ნათურისაგან. ყველა ნათურის განათებულობის მისაღებად საჭიროა მათი აჯამვა $\Delta$-თი.

## §3.3. მინარევის კონცენტრაციის გაზომვის მეთოდიკა

კონცენტრაციების გაზომვა მიმდინარეობდა (C-V) დიფერენციალური ტევადობის მეთოდით. მეთოდს საფუძვლად უდევს ე.წ. „გაღარიბების მიახლოება“, რომელშიც იგულისხმება, რომ გაღარიბებულ არეში არსებობს მუხტი, დაკავშირებული მხოლოდ იონიზირებულ აქცეპტორთან ან დონორთან, ანუ იგნორირებულია მუხტის ცალისუფალ მატარებლებთან (ელექტრონები და ხვრელები) დაკავშირებული მუხტი.

საფეხურებრივი p-n -გადასასვლელისათვის, თერმული წონასწორობის პირობებში, მუხტის განაწილებას, E ველის დაძაბულობასა და პოტენციალს აქვთ ნახ.37-ზე ნაჩვენები სახე.

გაუსის თეორიის თანახმად:

$$E = \frac{1}{2\varepsilon_0}\int \rho(x)dx \qquad (3.11)$$

$$E_{max} = \frac{qN_D x_n}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{qN_A x_p}{\varepsilon\varepsilon_0} \qquad (3\ 12)$$

$$|\Phi| = \int E(x)dx \Leftrightarrow \Phi_T = \frac{1}{2}E_{max}W \quad (3.13)$$

სადაც W – გაღარიბებული არის სიგანეა. იგი ტოლია:

$$W = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q}\left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right)\right]^{1/2} \quad (3.14)$$

საფეხურებრივი p-n -გადასასვლისათვის, როცა, მაგალითად $N_D >> N_A$ (ან პირიქით)

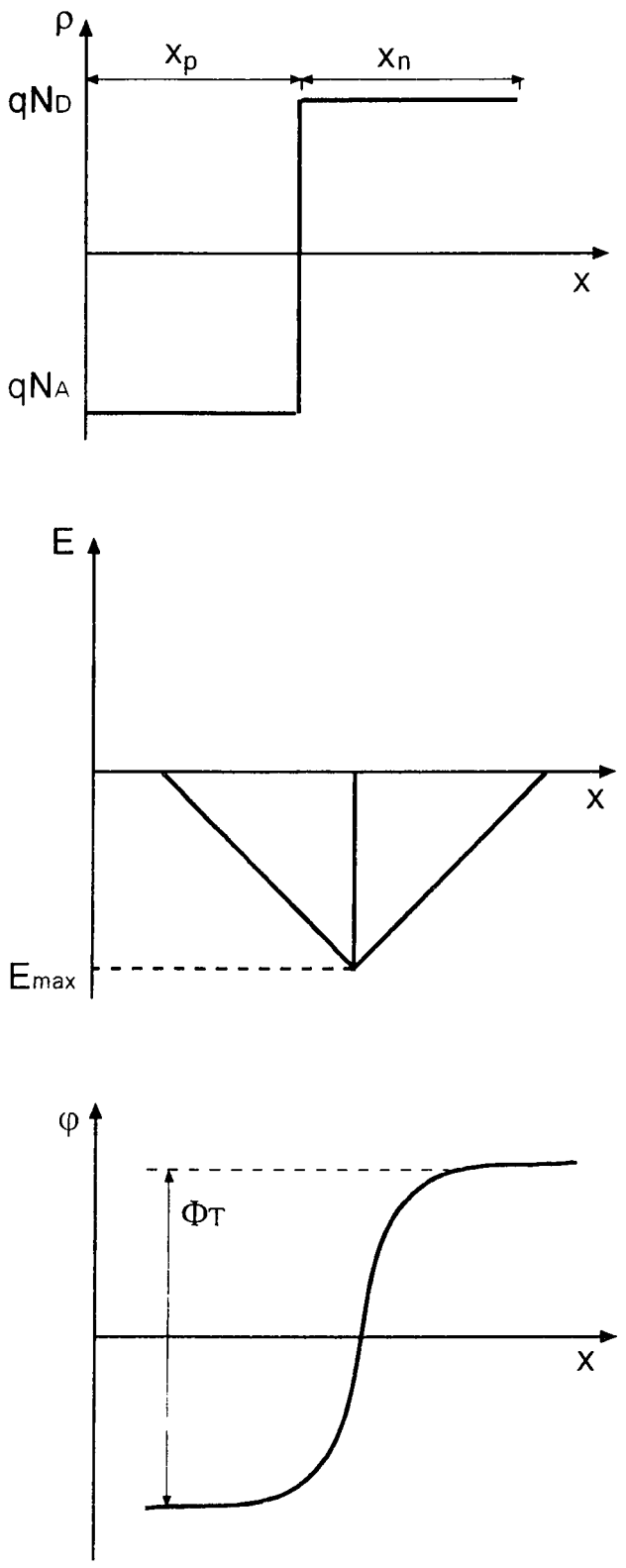
$$W = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Phi_B}{qN_A}\right)^{1/2} \quad (3.15)$$

სადაც $\Phi_B$ – ბარიერის სიმაღლეა.

დიფერენციალური ტევადობა ფართის ერთეულზე იქნება:C=(∂Q/∂V), რომელიც ტოლია ბრტყელ-პარალელური კონდენსატორის W შემონაფენებს შორის C ტევადობისა:

$$C = \frac{\partial Q}{\partial V} = \frac{\partial Q}{WdE} = \frac{\partial Q}{W/\frac{\partial Q}{\varepsilon\varepsilon_0}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{W} \quad (3.16)$$

თუ p-n-გადასასვლელზე მოდებულია $V_R$ უარფოფითი წანაცვლება, მაშინ (3.16) მიიღებს სახეს:




ნახ.37 მუხტის განაწილება, E ველის დაძაბულობა და პოტენციალი საფეხურებრივი p-n-გადასასვლელისთვის, თერმული წონასწორობის პირობებში

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{W} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\Phi_B + V_R)}{qN_A}\right)^{1/2}} = \left[\frac{qN_A\varepsilon\varepsilon_0}{2(\Phi_B + V_R)}\right]^{1/2} \quad (3\ 17)$$

აქედან:

$$C^2 = \frac{qN_A\varepsilon\varepsilon_0}{2(\Phi_B + V_R)}$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 N_A}(\Phi_B + V_R) \quad (3.18)$$

$$tg\varphi = \frac{1/C^2}{(\Phi_B + V_R)} = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 N_A} \quad (3.19)$$

ანუ, როცა $1/C^2=0$, $V_R=-\Phi_B$ (ნახ.38).

ეს მეთოდი შეიძლება გამოყენებულ იქნას ნებისმიერი სახის მინარევის განაწილების გამოსავლენად, რისთვისაც გამოიყენება ან ასიმეტრიული $p\text{-}n^+$-გადასასვლელი, ან შოტკის ბარიერი.

დავუშვათ dQ არის ნაზრდი, დაკავშირებული dV წანაცვლების ძაბვის ზრდასთან, ხოლო dW - გაღარიბებული არის ცვლილება (ნახ.39) მაშინ:

$$dQ = \rho d(x) = qN(x)d(x),$$

$$\text{ან} \quad dQ = qN(W)dW \qquad (3.20)$$

ველის დაძაბულობის ცვლილება dE ტოლია:

$$dE = \frac{dQ}{\varepsilon\varepsilon_1} = \frac{qN(W)dW}{\varepsilon\varepsilon}$$

$$\text{ხოლო} \quad dV = WdE = \frac{qN_1WdW}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{qN(W)}{2\varepsilon\varepsilon_0}d(W^2) \quad (3.21)$$

ვინაიდან $C=\varepsilon\varepsilon_0/W$, მაშინ (3.18)-ის გამოყენებით მივიღებთ:

$$\frac{d}{dV}\left(\frac{1}{C^2}\right) = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 N} \quad (3.22)$$

$$\text{ან} \quad \frac{1}{\frac{d}{dV}\left(\frac{1}{C^2}\right)} = \frac{q\varepsilon\varepsilon_0 N}{2}$$

$$\text{აქედან} \qquad N(W) = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 \frac{d}{dV}\left(\frac{1}{C^2}\right)} \qquad (3.23)$$

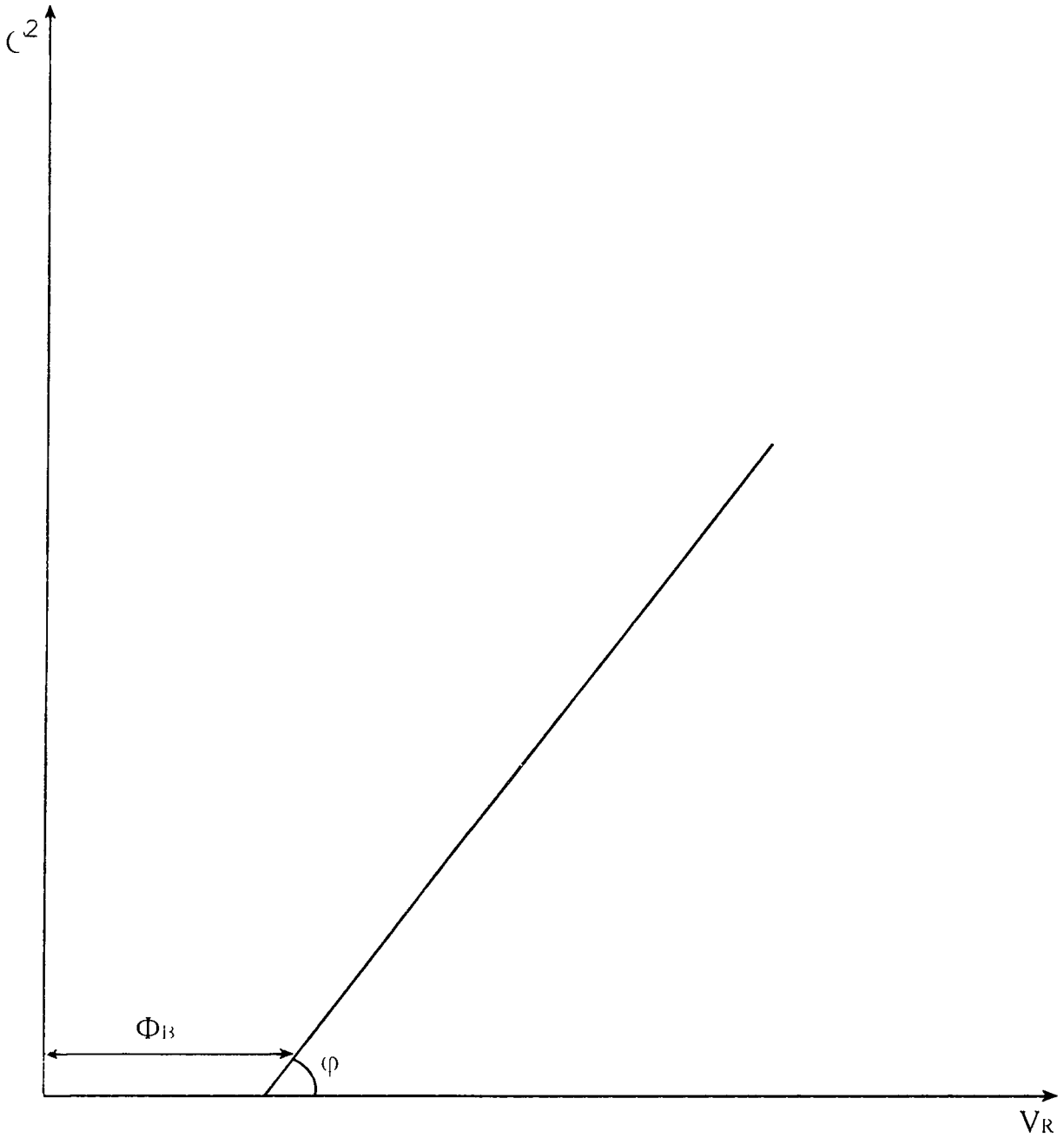
ან ვინაიდან: $\frac{d}{dV}\left(\frac{1}{C^2}\right) = -2C^3 \frac{dC}{dV} = -\frac{2}{C^3}\frac{dC}{dV}$ (3.24)

საბოლოოდ მივიღებთ: $$N(W) = \frac{C^3/q\varepsilon\varepsilon_0}{dC/dV} \qquad (3.25)$$

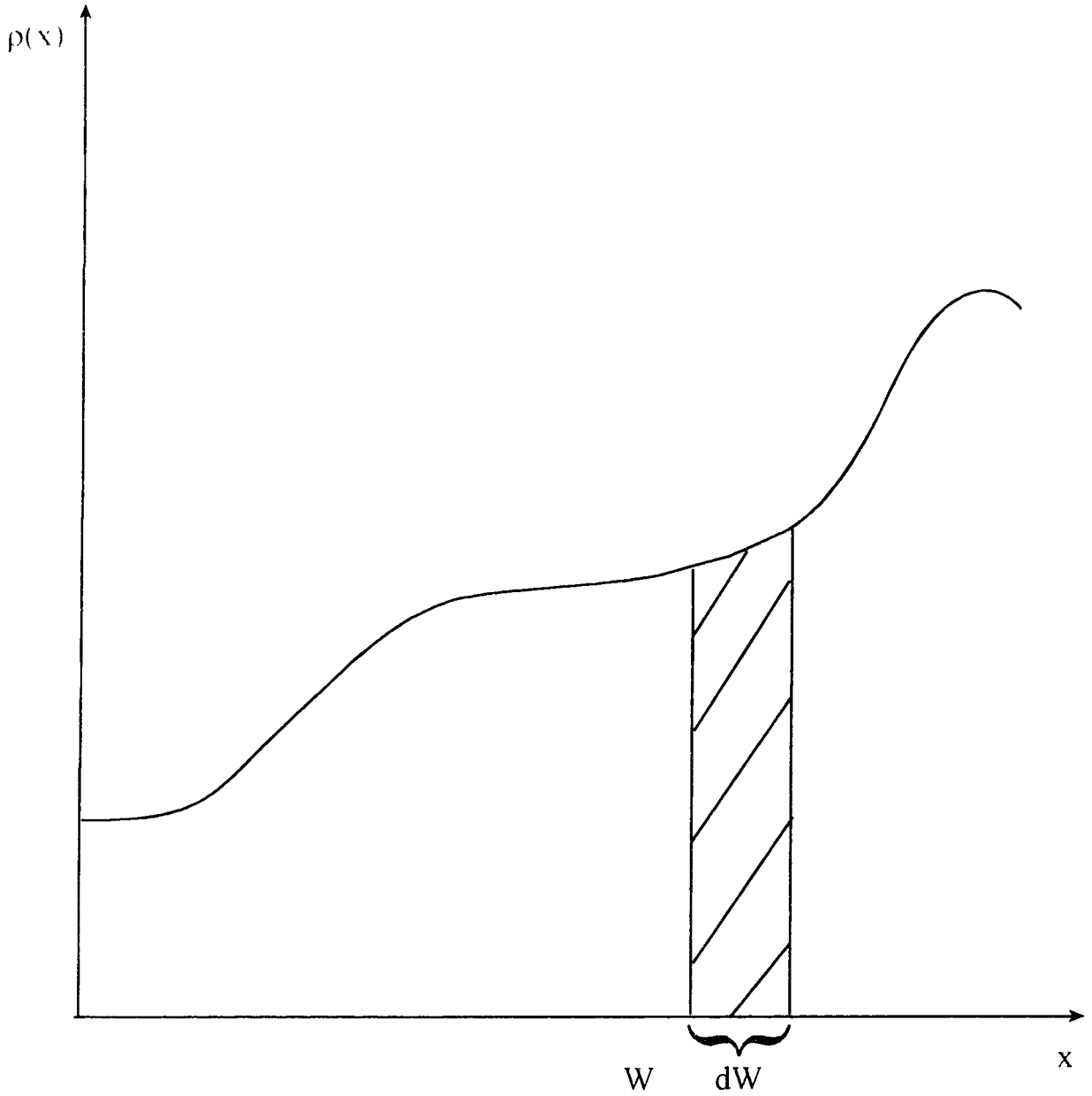
(3.23) და (3.25) წარმოადგენენ დიფერენციალური C-V მეთოდით მინარევის პროფილის გაზომვის საფუძველს. ამ მეთოდის ფართოდ გამოყენება გამოწვეულია შემდეგი ფაქტორებით:

1. მეთოდი საშუალებას იძლევა გაიზომოს ელექტრულად აქტიური მინარევების კონცენტრაციები, რაც მნიშვნელოვანია ხელსაწყოების შექმნის თვალსაზრისით;
2. მეთოდი არადამაზიანებელია;
3. მეთოდი ადვილად განსახორციელებელია და ექვემდებარება ავტომატიზირებას.

ვოლტ-ფარადული მახასიათებლის გადასაღებლად ჩვენს მიერ გამოყენებული იყო ორკაპილარიანი ვერცხლისწყლის ზონდი, დიამეტრებით: 0,8მმ და 1,2მმ. ვერცხლისწყლის კონტაქტი ფირფიტასთან დაფუძნებულია ზიარჭურჭლის პრინციპზე, რაც უზრუნველყოფს კონტაქტის დიამეტრის სიზუსტესა და მუდმივობას ±5%-იან ფარგლებში.




ნახ.38 $1/C^2$-ის დამოკიდებულება (პიკოფარადებში) VR წანაცვლებაზე (ვოლტებში)




ნახ 39 მოცულობითი მუხტის სიმკვრივის (ρ(x)) დამოკიდებულება სიღრმეზე (x)

# IV თავი

# ფოტოსტიმულირებული მიგრაცია n- და p- ტიპის გამტარებლობის Si-ში

## §4.1. სინათლის ზემოქმედება Al-ის და In-ის დიფუზიაზე n- და p-ტიპის გამტარებლობის Si-ში

შემოთავაზებული მიგრაციის ახალი მექანიზმის დასამტკიცებლად ჩვენს მიერ ჩატარებულ იქნა კვლევები Al-ის და In-ის ფოტოსტიმულირებული დიფუზიისა n- და p- ტიპის გამტარებლობის Si-ს კრისტალებში.

მეტალით დაფარული Si-ის ნიმუშების დასხივების შემდეგ თავისუფალი დენის მატარებლების კონცენტრაციის გაზომვამ ნიმუშის იმ ზედაპირთან, რომელიც დაფარული იყო მეტალით, აჩვენა კონცენტრაციის მინიმუმებისა და მაქსიმუმების არსებობა, რომლებიც ერთმანეთისაგან გარკვეული მანძილით იყო დაშორებული. თუ დავუშვებთ, რომ კონცენტრაციის მინიმუმები და მაქსიმუმები ჩნდებიან მდგარი ტალღის კვანძებსა და კონებში, რომელიც წარმოიქმნება დაცემული და მეტალის (დიფუზანტის შრე) ზედაპირიდან არეკლილი ტალღების ზედდების შედეგად, მაშინ ამ სინათლის კვანტების ენერგიისათვის მიიღება $h\nu=0,95\pm0,05$ევ, რომლებისთვისაც Si გაიჭვირვალეა. ამ ექსტრემუმების სიდიდე დროის განმავლობაში მცირდება და სრულიად ქრება 24სთ-ის განმავლობაში. აღნიშნული მეტასტაბილური მდგომარეობების ბუნების შესწავლა წარმოადგენს ცალკე საკვლევ საკითხს, ამ ეფექტის თავიდან აცილებისათვის ქვემოთ მოყვანილი შედეგები აღებულია გასხივებიდან 24სთ-ის შემდეგ.

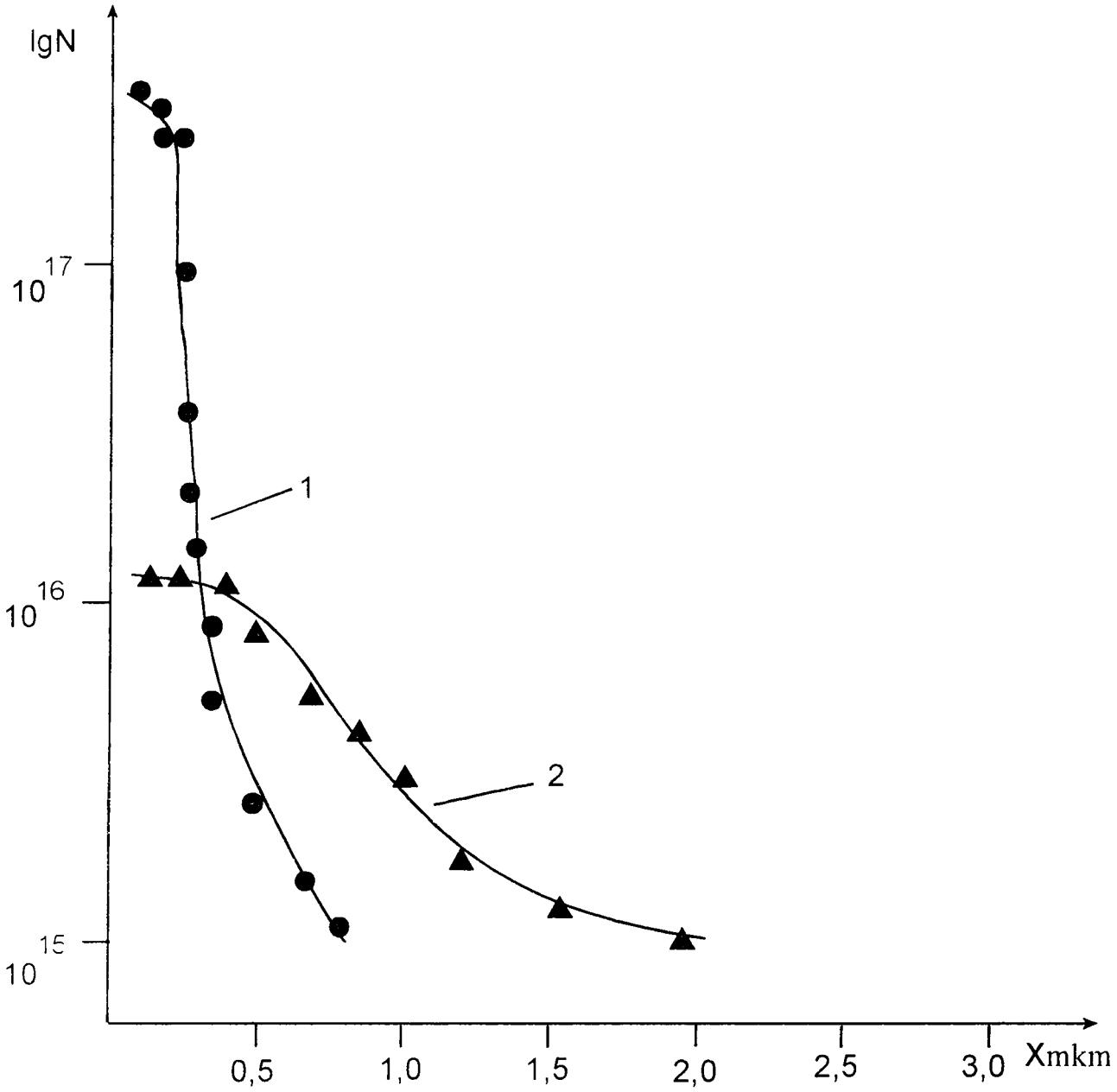
In-ის, ისევე როგორც Al-ის ფოტოსტიმულირებული დიფუზიისას სინათლის იმპულსის ხანგრძლივობის ზრდა ამცირებს მინარეული ატომების შეღწევის სიღრმეს და ზრდის მათ კონცენტრაციას ზედაპირთან როგორც n- ასევე p-ტიპის ნიმუშებში [113]. დიფუზიის კოეფიციენტების შედარება, გამოთვლილი მინარევების განაწილების ექსპერიმენტული პროფილებით აჩვენებს, რომ იმპულსის ხანგრძლივობის ზრდით, ე.ი. ნიმუშზე მოქმედი ფოტონების

ჯამური ნაკადის ზრდით, მცირდება ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტი. მართლაც, სურ.40-ზე მოცემულია In-ის მინარეული ატომების განაწილების პროფილები n-ტიპის Si-ში, რომელიც დამუშავებული იყო ჰალოგენური ნათურების სინათლით სხვადასხვა რეჟიმებში. 1 და 2 მრუდებით დათვლილი დიფუზიის კოეფიციენტები შესაბამისად ტოლია: $D_1 \approx 5 \cdot 10^{-10} cm^2/sec$, $D_2 \approx 8 \cdot 10^{-9} cm^2/sec$

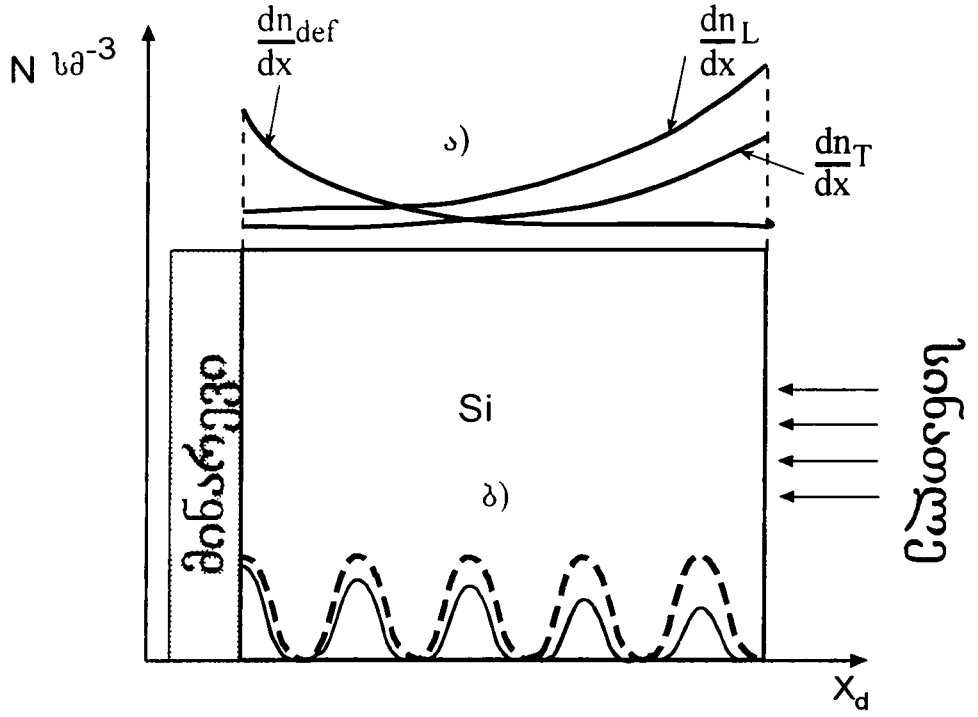
მოცემული შედეგების ასახსნელად აუცილებელია ჰალოგენური ნათურების სინათლით გამოწვეული ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის სპეციფიკის გათვალისწინება. დიფუზიის დროს ნახევარგამტარულ ფირებში, რომლის განხივება ხდება დიფუზანტით დაუფარავი მხრიდან, ხდება $h\nu \geq E_g$ კვანტების შთანთქმა ($E_g$ - აკრძალული ზონის სიგანეა) განხივებულ ზედაპირზე ხოლო მკრთალი-ნახევარგამტარი გამყოფ ზედაპირზე, კვანტებისა – ენერგიით $h\nu < E_g$. განხივებული ზედაპირის თხელ ფენაში $h\nu \geq E_g$ სინათლის შთანთქმა ქმნის ანტიდამაკავშირებელ კვაზინაწილაკებს, რომლებიც თავისი დიფუზიური გარბენის გამო ქმნიან თავისუფალი მატარებლების გრადიენტს $dn_L/dx$. გარდა ამისა, წარმოიქმნება ტემპერატურის გრადიენტი $dT/dx$, რომელიც თავის მხრივ ქმნის ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების გრადიენტს $dn_T/dx$ და ფონონების გრადიენტს $d\Phi_П/dx$, რომლებიც მიმართულნი არიან ერთნაირად. თუ გავიხსენებთ, რომ $W_{ტოტ} = W_{კ} \cdot W_{ტ}$ მიგრაციული აქტის ალბათობაა, მაშინ შესაბამისად, დიფუზიის კოეფიციენტი იზრდება ნიმუშის მეტალიზირებული ზედაპირიდან განხივებულისაკენ, რაც ქმნის დიფუზიის მამოძრავებელ ძალებს (დმძ) (სურ.41), რომლებიც განსაზღვრავენ მინარეული ატომების ნაკადებს იმავე მიმართულებით.

$$J_i = \left| D_L \frac{dn_I}{dx} \right| + \left| D_I \frac{dn_I}{dx} \right| + \left| D_{ФП} \frac{d\Phi_П}{dx} \right| \quad (4.1)$$

ეს ნაკადი თავისი მიმართულებით თანხვდება ნაკადს, რომელიც განისაზღვრება კონცენტრაციის გრადიენტით $J_{imp} = -D_{imp} dN/dx$, რის გამოც იზრდება მინარეული ატომების შეღწევადობა მოცულობაში და შესაბამისად – დიფუზიის კოეფიციენტი.




ნახ.40 In-ის ატომების განაწილების პროფილები n-ტიპის Si-ში (КЭФ-4,5), ჰნს-ით სხვადასხვა რეჟიმებში დამუშავებისას.
1- 1 იმპულსი, ხანგრძლივობით 10წმ.
2- 1 იმპულსი, ხანგრძლივობით 5წმ.
გასხივების სიმძლავრე $P=140$ვტ/სმ$^2$.




ნახ.41 ა) სხვადასხვა გზით მიღებული აკნ-ების განაწილების მაგალითი Si-ს მოცულობაში
ბ) პოტენციური ბარიერის ფორმის მაგალითი:
1. სინათლის ზემოქმედების გარეშე
2. სინათლით ზემოქმედებისას.

ნახევარგამტარში გასული სინათლე $h\nu<E_g$ შთაინთქმება მეტალის მიერ და აგრეთვე იმ დეფექტებზე, რომლებიც არსებობენ მეტალი-ნახევარგამტარის კამეჩის ზედაპირულ არეში, რაც ქმნის აკნ-ების გრადიენტს $dn_{ძნ}/dx$. მეტალზე სინათლის შთანთქმა ქმნის ტემპერატურულ გრადიენტს (სანამ არ დამყარდება თანაბარი ტემპერატურა მთელ ნიმუშში), რაც იწვევს აკნ-ების გრადიენტის $dn_M/dx$ და ფონონების გრადიენტის $d\Phi_M/dx$ გაჩენას ანალოგიური მიმართულებით, რაც ქმნის დიფუზიის მამოძრავებელ ძალას, მიმართულს მეტალიზირებული ზედაპირისაკენ (სურ.41). მინარეული ატომების ნაკადი, შექმნილი ამ ძამოძრავებელი ძალებით გამოისახება:

$$J_2 = \left| D_{ნეფ} \frac{dn_{ნეფ}}{dx} \right| + \left| D_M \frac{dn_M}{dx} \right| + \left| D_{ΦM} \frac{d\Phi_M}{dx} \right| \quad (4.2)$$

ძინარეულების ძელწყაკა ნიმუშის სიღრმეში ხდება $dN_{ძინ}/dx$ კონცენტრაციის გრადიენტისა და გასხივებული ზედაპირისაკენ მიმართული დმძ-ის არსებობის ხარჯზე. ამ ნაკადს კონკურენციას უწევს დმძ, მიმართული მეტალით დაფარული ზედაპირისაკენ. მინარეული ატომების ეფექტური ნაკადი ნიმუშის სიღრმეში განსაზღვრული იქნება ფორმულით:

$$J_{EF}=J_{IMP}+J_1-J_2 \quad (4.3)$$

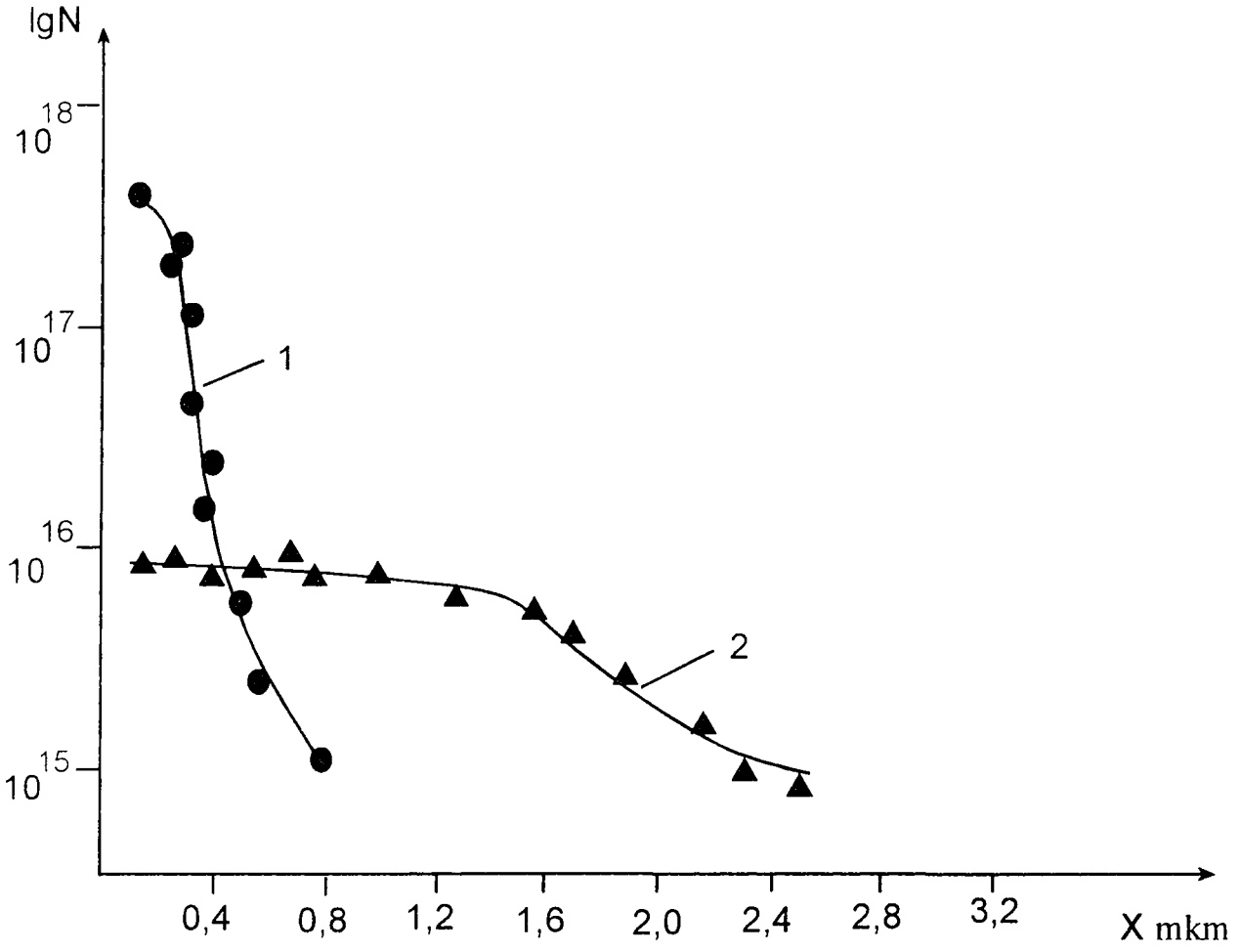
სინათლით დამუშავების სხვადასხვა რეჟიმების დროს, (4.3)-ის მდგენელებს ექნებათ განსხვავებული მნიშვნელობები და ამ ნაკადებს შორის დამყარებული წონასწორობა განსაზღვრავს მინარევების შეღწევის სიღრმეს და შესაბამისად, დიფუზიის ეფექტური კოეფიციენტის სიდიდეს.

იმპულსის ხანგრძლივობის გაზრდა, სხვა თანაბარი პირობებისას (ინტენსივობა და სინათლის ჯამური ნაკადი) ზრდის ტემპერატურას დიფუზანტით დაფარულ ზედაპირთან (სურ.35). ცნობილია, რომ ზედაპირი წარმოადგენს როგორც ვაკანსიების წყაროს, ასევე მათ ჩამჭერს, დამოკიდებულს პროცესის კონკრეტულ პირობებზე. ტემპერატურის ზრდისას იზრდება როგორც ვაკანსიების წარმოქმნის ალბათობა მოცულობაში, ასევე მათი ზედაპირიდან სიღრმეში შეღწევა, გარდა ამისა, ადგილი აქვს სხვა დეფექტების (მინარეული

ატომების მეტასტაბილურ ასოციაციებს რეგულარულ ატომებთან და კაკანსიებთან) შელწევას. ყველა ეს პროცესი ზრდის ზედაპირთან დეფექტების კონცენტრაციას და $h\nu<E_g$ კვანტების შთანთქმას, ასევე იზრდება ვაკანსიების კონცენტრაცია და ამით, შესაბამისად, ჩაჭერილი მინარეული ატომების კონცენტრაცია ძიგრირებული ჰანტელებიდან, რაც თავისთავად, ამცირებს ჰანტელების შელწევის სიღრმეს [73] და ზრდის მინარეული ატომების კონცენტრაციას ზედაპირთან. შელწევის სიღრმეს ასევე ამცირებენ მეტალით დაფარული ზედაპირისაკენ მიმართული დმძ-ები [73,76,114]. ამ პროცესების შედეგად მინარეული ატომების განაწილების პროფილი ხდება უფრო მკვეთრი.

ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის დროს სინათლით გასხივების პირობების (რეჟიმის) გავლენა ნიმუშში მინარეული ატომების გადანაწილების პროფილებზე ასევე ვლინდება შემდეგ ექსპერიმენტში. ნიმუში КЭФ-4,5 დაფარული ერთი მხრიდან In-ით სხივდებოდა ჰალოგენური ნათურების სინათლით საწინაარმდეგო მხრიდან 1 იმპულსით, ხანგრძლივობით 10წმ; ამის შემდეგ In იხსნებოდა ქიმიურად და განისაზღვრებოდა დიფუზიური პროფილი (სურ.42.მრ.1.). ამის შემდეგ იგივე ნიმუში სხივდებოდა იმავე მხრიდან იგივე ინტენსივობით, მაგრამ 5წმ-ის განმავლობაში და კვლავ განისაზღვრებოდა პროფილი (სურ.42.მრ.2). სურათიდან ჩანს, რომ მეორე დასხივების შემდეგ მინარეების შელწევის სიღრმე იზრდება, ხოლო მინარეული ატომების კონცენტრაცია ზედაპირთან – ძცირდება (პროფილი განირთხმება). In-ის ატომების რაოდენობის გათვლა, შემოსაზღვრული შესაბამისად 1 და 2 მრუდებით აჩვენებს, რომ ატომთა ეს რაოდენობები ერთმანეთის ტოლია, ე.ი. მოხდა პირველი დასხივების შემდეგ შესული მინარეული ატომების გადანაწილება.

სურ.42-ზე გამოსახული პროფილის განრთხმა აიხსნება იმით, რომ იმპულსის მცირე ხანგრძლივობისას მიიღწევა ნაკლები ტემპერატურა. ამას აგრეთვე ხელს უწყობს მეტალის არარსებობა ზედაპირზე, რომელზეც შეიაინთქმებოდა ფოტონების ნაწილი (ნაწილი კი აირეკლებოდა). ამის გამო




ნახ.42 In-ის ატომების განაწილების პროფილები n-ტიპის Si-ში (КЭФ-4,5), გასხივების შემდეგ რეჟიმებში:
1- 1 იმპულსი, ხანგრძლივობით 10წმ.
2- 1 იმპულსი, ხანგრძლივობით 5წმ, დიფუზანტის მოხსნის შემდეგ.
გასხივების სიმძლავრე $P=140$ვტ/სმ$^2$.

ყველა პროცესი (ჰანტელების, ვაკანსიებისა და სხვა დეფექტების მოძრაობა, კომპლექსების შექმნა და დაშლა, პრეციპიტატების შექმნა და დაშლა, ანუ ყველაფერი, რაც იწვევს დიფუზიური ზონის "დაბურვას" და ზრდის $h\nu<E_g$ ენერგიის კვანტების შთანთქმას), რომელთათვისაც აუცილებელია ფონონების არსებობა, ხორციელდება გაცილებით ნაკლები აქტივობით, ვიდრე მაღალი ტემპერატურებისას, შესაბამისად მცირდება ამ დეფექტების კონცენტრაცია, რაც განსაზღვრავს სინათლის შთანთქმის შემცირებას. გარდა ამისა, მეტალის არარსებობის გამო აღარ არსებობს $dn_M/dx$. ყველა ზემოთჩამოთვლილი ფაქტორი ზრდის გასხივებული ზედაპირისაკენ მიმართული დმძ-ს როლს. ამიტომაც, მყარდება განსხვავებული მიმართულების ნაკადების ახალი წონასწორობა. განსხვავებული იმისაგან, რომელიც განსაზღვრავდა პროფილის ფორმას მაღალ ტემპერატურებზე. გაუსხივებელი ზედაპირისაკენ მიმართული დმძ-ების შემცირების გამო მინარეული ატომები შეაღწევენ ნიმუშში უფრო დიდ სიღრმეზე.

ამრიგად, დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა დამოკიდებულია ჰალოგენური ნათურების სინათლით დამუშავების რეჟიმზე. კერძოდ, პროცესები, რომლებიც განსაზღვრავენ ზედაპირული კონცენტრაციის ზრდას და მათი შეღწევის სიღრმის შემცირებას ურთიერთკავშირშია ერთმანეთთან. ამიტომაც, თეთრი სინათლით სტიმულირებული დიფუზიისას შეუძლებელია 0,5მკმ-ზე მეტი სისქის მიღება მინარევების მაღალი ზედაპირული კონცენტრაციით $N_{\text{ზინ}}>10^{17}$სმ$^{-3}$. სხვადასხვა ტემპერატურაზე ფსდ-ს გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ რაც უფრო მაღალია ტემპერატურა, რომელზეც მიმდინარეობს ფსდ, მით უფრო ნაკლებია $D_{\text{ფსდ}}/D_{\text{II}}$ ფარდობა (ცხრ.5), სადაც $D_{\text{IT}}$ – თერმული დიფუზიის კოეფიციენტია (მიღებული ღუმელში გახურებით) იმავე ტემპერატურაზე, რომელიც მიიღწევა ფსდ-ს დროს. თუ დავუშვებთ, რომ დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდე ძირითადად განისაზღვრება თავისუფალი მატარებლების კონცენტრაციით, მათი შექმნის გზისაგან დამოუკიდებლად, მაშინ თერმული დიფუზიის შემთხვევაში (ღუმელში) $D_{\text{II}}=\varphi(n_{\text{II}})$, სადაც $n_{\text{IT}}$ – ტემპერატურით შექმნილი თავისუფალი

მატარებლების კონცენტრაციაა, ხოლო ფსდ-ს შემთხვევაში დიფუზიის კოეფიციენტი $D_{ფსდ}$ განისაზღვრება ოპტიკური გზით წარმოქმნილი თავისუფალი მატარებლების – $n_L$ და ნიმუშის სინათლით გახურების შედეგად წარმოქმნილი თავისუფალი მატარებლების $n_{IL}$ ჯამური კონცენტრაციით, ე.ი. $D_{ფსდ}=\varphi(n_{IL}+n_L)$ დაბალ ტემპერატურებზე $n_L>>n_{TF}$, ამიტომ $D_{ფსდ}>>D_{TF}$. ტემპერატურის მატებასთან ერთად, სულ უფრო დიდ როლს თამაშობს $n_{TL}$ და $D_{TF}$ სიდიდე უახლოვდება $D_{II}$, ხოლო როდესაც $n_{II}>>n_I$, $D_{ფსდ}$-ს სიდიდე ძირითადად განსაზღვრული იქნება $n_{TL}$-ით და დიფუზიის აჩქარების ეფექტი შემცირდება, რაც დაიმზირება ექსპერიმენტზეც (ცხრ.5)

$D_{ფსდ}/D_I$ დამოკიდებულება ოპტიკური და ტემპერატურული გზით წარმოქმნილი მატარებლების კონცენტრაციაზე ცხრილი 5

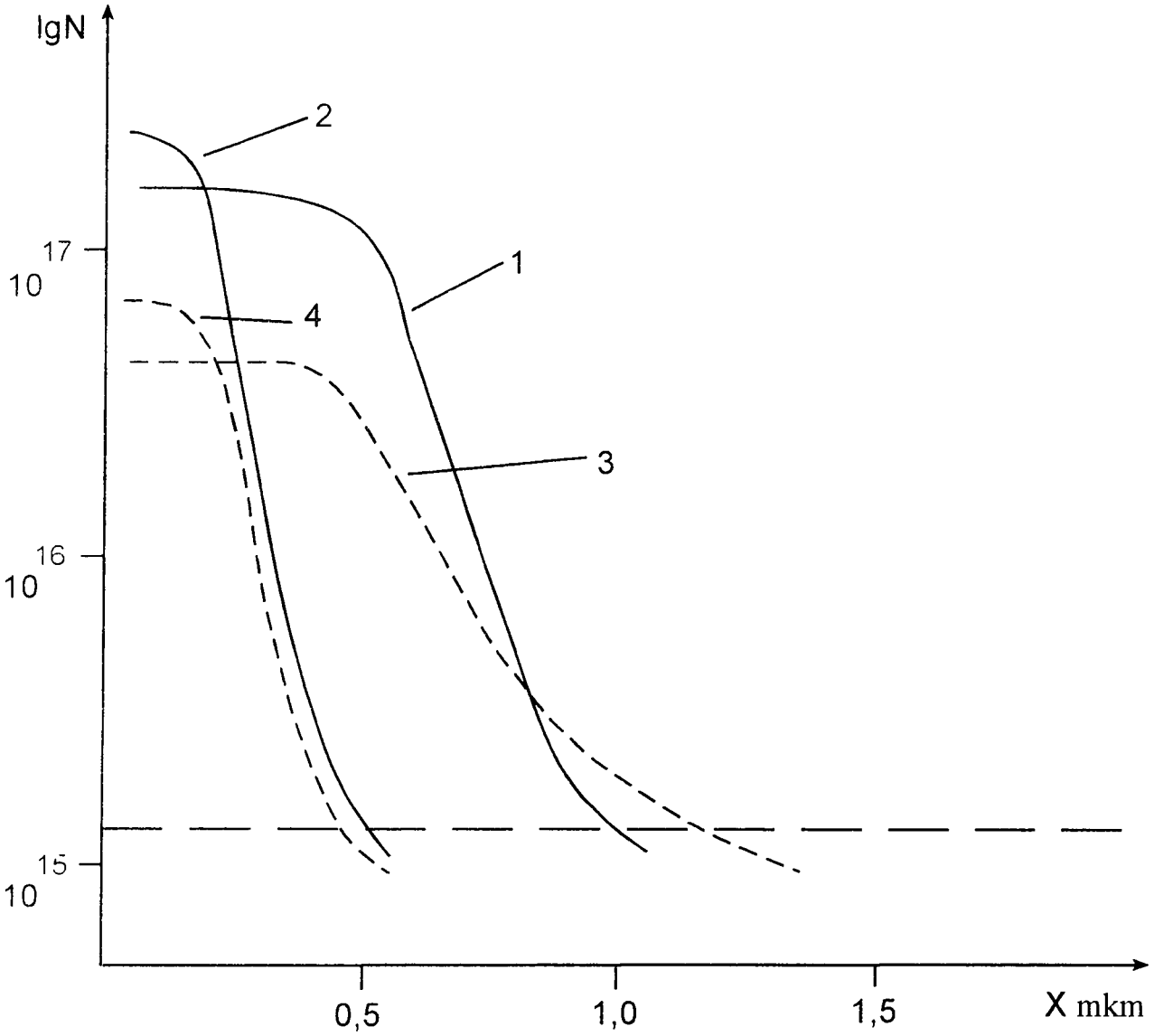
| დიფუზიის ტემპერატურა T°C | $D_T$, სმ²/წმ | $D_{ფსდ}$, სმ²/წმ | $n_i$, სმ⁻³ | $(n_i+n_L)$, სმ⁻³ $n_I=1.8\ 10^{19}$ | $D_{ფსდ}/D_T$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 120 | $2.7\ 10^{-17}$ ექსპერიმენტი | $6.4\ 10^{-10}$ | $1,2\ 10^{13}$ | $1.8\cdot10^{19}$ | $2.8\cdot10^{27}$ |
| 820 | $2,2\ 10^{-15}$ | $2,7\cdot10^{-11}$ | $1,5\cdot10^{18}$ | $1,95\cdot10^{19}$ | $1,2\cdot10^{4}$ |
| 1020 | $4,6\ 10^{-13}$ | $6,5\ 10^{-11}$ | $8,5\ 10^{18}$ | $2,65\ 10^{19}$ | $1,4\cdot10^{2}$ |
| 1200 | $1.8\ 10^{-11}$ | $6.8\ 10^{-11}$ | $1.6\cdot10^{19}$ | $3,4\cdot10^{19}$ | 3,8 |
| 1280 | $7,1\ 10^{-11}$ | $8,5\cdot10^{-11}$ [6] | $3,1\cdot10^{19}$ | $4,9\cdot10^{19}$ | 1,2 |

ეს მოსაზრებები დასტურდება იმ ფაქტებით, რომ 1280°C-ზე ფსდ-ს ჩატარებისას [26] შრომის ავტორების მიერ არ დაიმზირებოდა დიფუზიის აჩქარება, ხოლო ფსდ-ს ჩატარებისას შედარებით დაბალ ტემპერატურებზე (620÷760°C) ადგილი ჰქონდა დიფუზიის აჩქარებას.

[63] შრომა საშუალებას გვაძლევს რაოდენობრივად შევაფასოთ ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა. მიუხედავად იმისა, რომ შრომაში არ არის მოყვანილი სინათლის ინტენსივობა, საიდანაც შეიძლება განგვესაზღვრა აკნ-ების კონცენტრაცია, მაგრამ შრომაში ნათქვამია,

რომ ფოტოსტიმულირებით $720^0$C-ზე მიიღება დიფუზიის კოეფიციენტის ისეთი მნიშვნელობა, როგორც ღუმელში $900^0$C-ზე ვახურების დროს. დიფუზიის ახალი მექანიზმის თანახმად, დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდე მოცემულ ტემპერატურაზე განისაზღვრება აკნ-ების კონცენტრაციით, ე.ი. ფაქტიურად დაფიქსირებულია აკნ-ების კონცენტრაცია $n_i=4\cdot10^{18}$სმ$^{-3}$. მით უმეტეს თუ უფრო დაბალ ტემპერატურაზე ისეთივე დიფუზიის კოეფიციენტია, როგორც უფრო მაღალ ტემპერატურაზე. ამ უკანასკნელში რასაკვირველია, მთავარ როლს თამაშობს აკნ-ების კონცენტრაცია. მაშასადამე, $720^0$C-ზე მიღებული ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა განისაზღვრება $n=n_i^{900}=4\cdot10^{18}$სმ$^{-3}$. ამ n-ის მნიშვნელობით გამოთვლილი ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა დიფუზიის ახალი მექანიზმიდან გამომდინარე (1.3) ფორმულით მინარევების დიფუზიისთვის ($D=2,5\cdot10^{-15}$სმ$^2$/წმ) აღმოჩნდა კარგ თანხვედრაში $900^0$C-ზე P-ის თერმული დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობასთან ($D=1,5\cdot10^{-15}$სმ$^2$/წმ).

სურ.43-ზე მოყვანილია Al-ის და In-ის ატომების განაწილების პროფილები n- და p-ტიპის Si-ში ექსპერიმენტის იდენტურ პირობებში. როგორც ჩანს, Al-ის შეღწევის სიღრმე (პუნქტირი) დაახლოებით 2-ჯერ მეტია, ვიდრე In-ის. ეს იმას ნიშნავს, რომ $D_{Al}=1\cdot10^{-11}$cm$^2$/sec დაახლოებით 4-ჯერ მეტია, ვიდრე $D_{In}$ $2.5\ 10^{-12}$cm$^2$/sec. მაშინ როცა, თერმიული დიფუზიის დროს $1000^0$C-ზე ეს განსხვავება ბევრად მეტია - $D_{Al}=1\cdot10^{-13}$cm$^2$/sec დაახლოებით 20-ჯერ მეტია, ვიდრე $D_{In}=5\cdot10^{-15}$cm$^2$/sec [115]. თანაფარდობის ასეთი შემცირება Al-ის და In-ის ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტებს შორის ჩვენი აზრით, გამოწვეულია აქცეპტორული დონეების განსხვავებული განლაგებით აკრძალულ ზონაში ანტიდამაკავშირებელ (გამტარებლობის) ზონასთან მიმართებაში: $E_c$ 0,96eV In-თვის და $E_c$=1,05eV – Al-თვის [115] ჰალოგენური ნათურების სინათლით ზემოქმედებისას იმ ფოტონების რაოდენობა, რომლებსაც შესწევთ უნარი გადაიყვანონ In-ის დონეზე ჩაჭერილი ელექტრონი ანტიდამაკავშირებელ ხოხაძე ძალია, ვიდრე Al-ის შემთხვევაში. ხოლო როგორც ცნობილია, აქცეპტო-




ნახ.43 In-ის და Al-ის განაწილების პროფილები, მიღებული ფსდ-ს შედეგად n-ტიპის (КЭФ-4,5) და p-ტიპის (КДБ-10) Si-ის ნიმუშებში.
n-ტიპის ნიმუშებში:
1- Al-1 იმპულსი, ხანგრძლივობით 10წმ.
2- In-1 იმპულსი, ხანგრძლივობით 10წმ.
p-ტიპის ნიმუშებში:
3- Al-5 იმპულსი, ხანგრძლივობით 5წმ.
4- In-5 იმპულსი, ხანგრძლივობით 5წმ.
გასხივების სიმძლავრე $P=140$ვტ/სმ$^2$.

რული დონეები წარმოადგენენ დამაკავშირებელ დონეებს და ელექტრონის აქიდან წასვლა ნიშნავს ბმის შესუსტებას [6,7], რაც ხელს უწყობს დიფუზიის კოეფიციენტის ზრდას In-ის შემთხვევაში მეტად, ვიდრე Al-ის შემთხვევაში.

ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის დროს დასხივების რეჟიმებისას, რომლებიც უზრუნველყოფენ მინარეული ატომების შეღწევის სიღრმის ზრდას, მცირდება მათი ზედაპირული კონცენტრაცია და პირიქით, დასხივების რეჟიმები, რომლებიც უზრუნველყოფენ მინარეული ატომების დიდ ზედაპირულ კონცენტრაციას, მცირდება მათი შეღწევის სიღრმე, ე.ი. ეს ორი პროცესი ურთიერთშეთანხმებულია. ამიტომაც, თეთრი სინათლით გამოწვეული ფსდ-ს დროს შეუძლებელია 0,5 მკმ-ზე მეტი სიღრმის მიღება მინარეული ატომების მაღალი ზედაპირული კონცენტრაციით (წონასწორული ხსნადობის რიგისა და მეტი).

ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის დროს, მინარეული ატომების განაწილების პროფილები დამოკიდებულია სინათლით დამუშავების რეჟიმებზე. ფსდ-ს კოეფიციენტის ზრდა თერმიულთან შედარებით ანალოგიურ ტემპერატურაზე მით მეტია, რაც უფრო ნაკლები ტემპერატურები მიიღწევა სინათლით ზემოქმედებისას.

**§4.2 ნახევარგამტარში თანაბრად განაწილებული მინარევების გადანაწილება სინათლის გავლენით.**

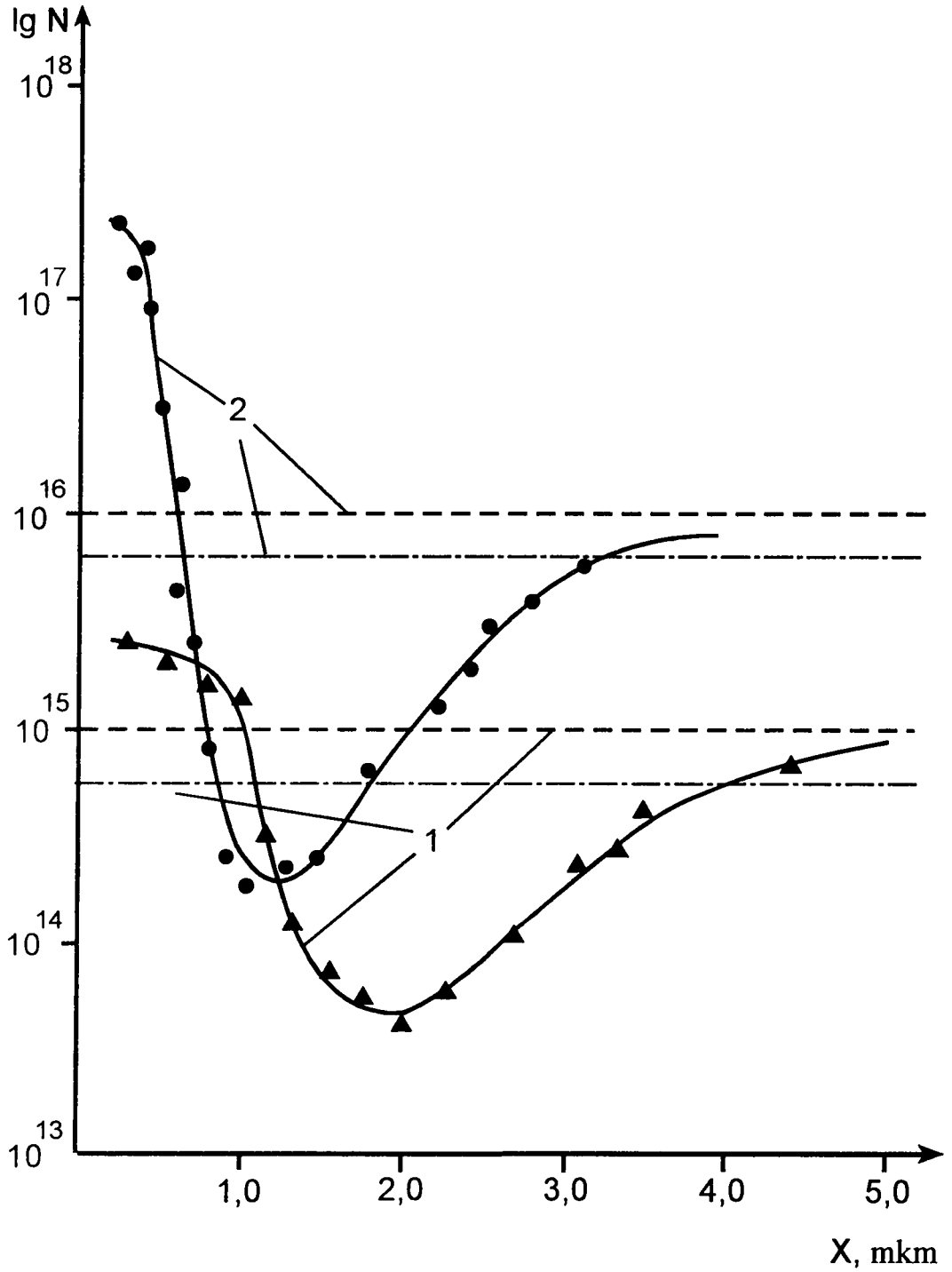
როგორც უკვე ნაჩვენები იყო ჩვენს მიერ, ნახევარგამტარის განათება არაკოჰერენტული სინათლით წარმოქმნის დიფუზიის მამოძრავებელ ძალებს (დმძ), რომლებიც ზეგავლენას ახდენენ მინარევების გადანაწილების პროფილებზე. ეს დმძ-ები ნიმუშის გასხივებისას ზემოქმედებას უნდა ახდენდნენ აგრეთვე იმ მინარეულ ატომებზეც, რომლებიც თანაბრად არიან განაწილებულები საწყისად ლეგირებულ ნიმუშში და უნდა იწვევდნენ მათ გადანაწილებას. ამ ძოცლენის კვლევის შედეგები მოყვანილია ამ პარაგრაფში.

ექსპერიმენტები ტარდებოდა n-ტიპის (КЭФ-4,5 და КЭФ-0,5) და p-ტიპის (КДБ-10) ნიმუშებზე.

ჰალოგენური ნათურების სინათლით Si-ის სხვადასხვა რეჟიმებით დამუშავებამ აჩვენა, რომ მცირე ხანგრძლივობის იმპულსების (0,1sec, როცა ნიმუშის $T \leq 300^0C$) რაოდენობის ზრდით ხდება ნიმუშში გამტარებლობის თანაბარი კომპენსაცია, ყველა საკვლევ ნიმუშში მუდმივ მნიშვნელობაზე გასვლით. მაგალითად, КЭФ-0,5 – თვის (სურ.44.მრ.1). სინათლის უცვლელი ინტენსივობისას, იმპულსის დროის ზრდით, ე.ი. ფაქტიურად ტემპერატურის ზრდით ($T \leq 300^0C$), მატარებლების კონცენტრაცია იმატებს, რაც თავის მხრივ, ხელს უწყობს პრეციპიტატების რაოდენობისა და ზომების ზრდას [2]. ეს გამოიხატება ერთეულოვანი მინარევული ატომების კონცენტრაციის კლებით, რომელიც განსაზღვრავს თავისუფალი მატარებლების წონასწორულ კონცენტრაციას. შემდგომი განათებით ხდება ზედაპირული კონცენტრაციის აღდგენა, ე.ი. პრეციპიტატების დაშლა.

იმპულსების ხანგრძლივობის და მათი რაოდენობის შემდგომი ზრდისას, ე.ი. უფრო მაღალი ტემპერატურებისას ($T > 1000^0C$) ხდება მინარევების ზედაპირთან დაგროვება დმძ-ების ხარჯზე. სურ.44-ზე მოყვანილია მინარევების კასკადების პროფილები ზედაპირთან ჰალოგენური ნათურების სინათლით ზემოქმედების შედეგად. სურათიდან ჩანს, რომ ხდება ადრე თანაბრად განაწილებული მინარევული ატომების გადანაწილება ნახევარგამტარულ ნიმუშში, კერძოდ, მინარევების კონცენტრაციის ზრდა ზედაპირთან მისი შემცირებით მეზობელ არეში. ეს მტკიცდება ზედაპირთან მოსული ატომების რაოდენობის ტოლობით მეზობელი არიდან გამოსული ატომების რაოდენობასთან. მინარევული ატომების გადანაწილების ეფექტი იზრდება სინათლის იმპულსების ხანგრძლივობის და მათი რაოდენობის ზრდით. ამასთან, გადანაწილების ეფექტი მკვეთია იმ ზედაპირთან, რომლის მხრიდანაც ხორციელდება დასხივება.

მინარევების გადანაწილება დაკავშირებულია იმასთან, რომ როგორც ნაჩვენები იყო, ნიმუშის გასხივების დროს სინათლის შთანთქმის შედეგად $h\nu \geq E_g$ გასხივებული ზედაპირის თხელ ფენაში და $h\nu < E_g$ სინათლისა ნიმუშის მეორე მხარეზე, წარმოიქმნება დიფუზიის მამოძრავებელი ძალები, რომლებიც მიმარ-




ნახ.44 საწყისად თანაბრად განაწილებული ფოსფორის მინარეული ატომების გადანაწილება Si-ის ნიმუშებში, ჰნს-ით ზემოქმედების შედეგად, იმპულსებით 10secX4 (T~1200$^0$C)

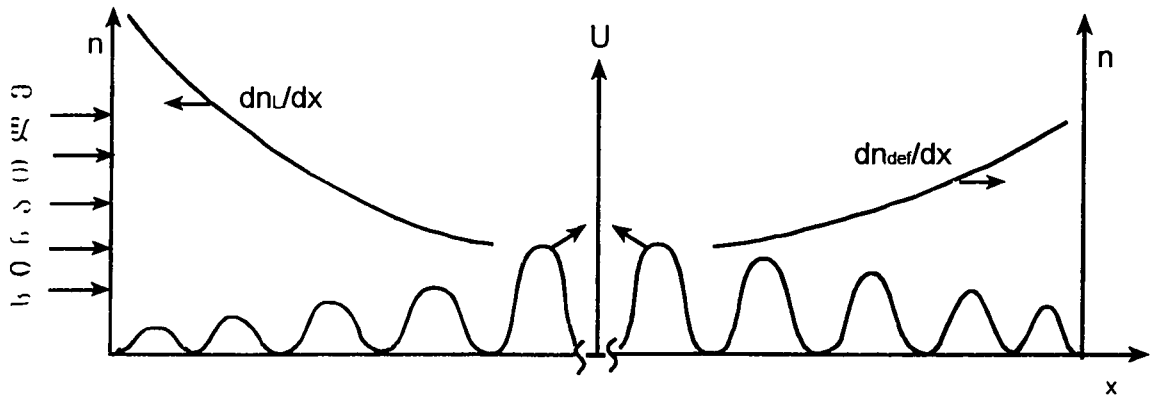
1. КЭФ-4,5

2. КЭФ-0,5

პუნქტირებით აღნიშნულია ნიმუშების საწყისი კონცენტრაციები. წერტილიანი პუნქტირებით აღნიშნულია კონცენტრაციის მაქსიმალური შემცირება 0,1secX10 იმპულსით ზემოქმედების შედეგად.

თულნი არიან ნიმუშის მოცულობიდან შესაბამის ზედაპირებამდე. $h\nu \geq E_g$ კვანტების შთანთქმა იწვევს ზედაპირული არის გახურებასა და იონიზაციას, რის შედეგადაც წარმოიქმნებიან ფონონებისა და აკნ-ების გრადიენტები $dn_\Phi/dx$ და $dn_i/dx$, სადაც $n_i$ აკნ-ების კონცენტრაციაა, ხოლო $n_\Phi$ – ფონონების კონცენტრაცია. მიუხედავად იმისა, რომ ტემპერატურა თანაბრდება მთელ ნიმუშში 0,2წმ-ის განმავლობაში [83] და $dn_\Phi/dx$ ქრება, ის მაინც თამაშობს მნიშვნელოვან როლს იმპულსის საწყის სტადიაზე, რისი გათვალისწინებაც აუცილებელია მთელ ნიმუშში გასული $h\nu < E_g$ კვანტების შთანთქმა ხდება ნიმუშის გაუსხივებელი მხარის ზედაპირული არის დეფექტებზე, რის შედეგადაც წარმოიქმნებიან აკნ-ები, რომლებიც ქმნიან $dn_{def}/dx$ გრადიენტს, სადაც $n_{def}$ – იმ აკნ-ების კონცენტრაციაა, რომლებიც წარმოიქმნებიან დეფექტებზე ფოტონების შთანთქმისას. აღნიშნული გრადიენტები ქმნიან დიფუზიის მამოძრავებელ ძალებს, რომლებიც როგორც ცნობილია [116], მიმართულნი არიან დიფუზიის კოეფიციენტის ზრდის მიმართულებით, ხოლო რადგან $D = A_0(n_i/N_A)^\beta W_\Phi$ (I თავი), დიფუზიის კოეფიციენტი იზრდება $n_i$ და $n_\Phi$ ზრდის შესაბამისად (სურ.45). ამრიგად, მინარეული ატომების ნახტომები მეტად ალბათურია ზედაპირებისაკენ ძიძართულებით, რაც განაპირობებს მინარეული ატომების გადანაწილებას მათი კონცენტრაციის ზედაპირებთან ზრდით მეზობელ უბნებში კლების ხარჯზე. რადგანაც $h\nu < E_g$ კვანტების შთანთქმის შედეგად წარმოქმნილი აკნ-ების კონცენტრაცია გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე $h\nu > E_g$ კვანტებისა და ამასთან, ძიცკძულ ზედაპირთან არ არსებობს ტემპერატურის გრადიენტი dT, ცხადია, რომ გაუსხივებელ ზედაპირთან ნაკლებია აკნ-ის კონცენტრაციის გრადიენტი და დიფუზიის მამოძრავებელი ძალები, შესაბამისად – გადანაწილებაც.

სურ.44-ზე ილუსტრირებულია მინარევების გადანაწილება საწყისი მინარევის ტიპსა და კონცენტრაციაზე დამოკიდებულება. ერთნაირ რეჟიმებში გასხივების შედეგად ჩანს, რომ მინარევების კონცენტრაციის ზრდით მატულობს გადანაწილების ეფექტიც, რადგანაც იზრდება მიგრაციულ ნახტომებში მონაწილე ატომების რაოდენობა.




ნახ 45 ატომების ბმის ენერგიის პოტენციური ბარიერის რელიეფის სქემატური გამოსახულება, გამოწვეული ფოტოაღგზნებული მატარებლების კონცენტრაციის გრადიენტით.
U - პოტენციური ენერგია
n - ფოტოაღგზნებული მატარებლების კონცენტრაცია.

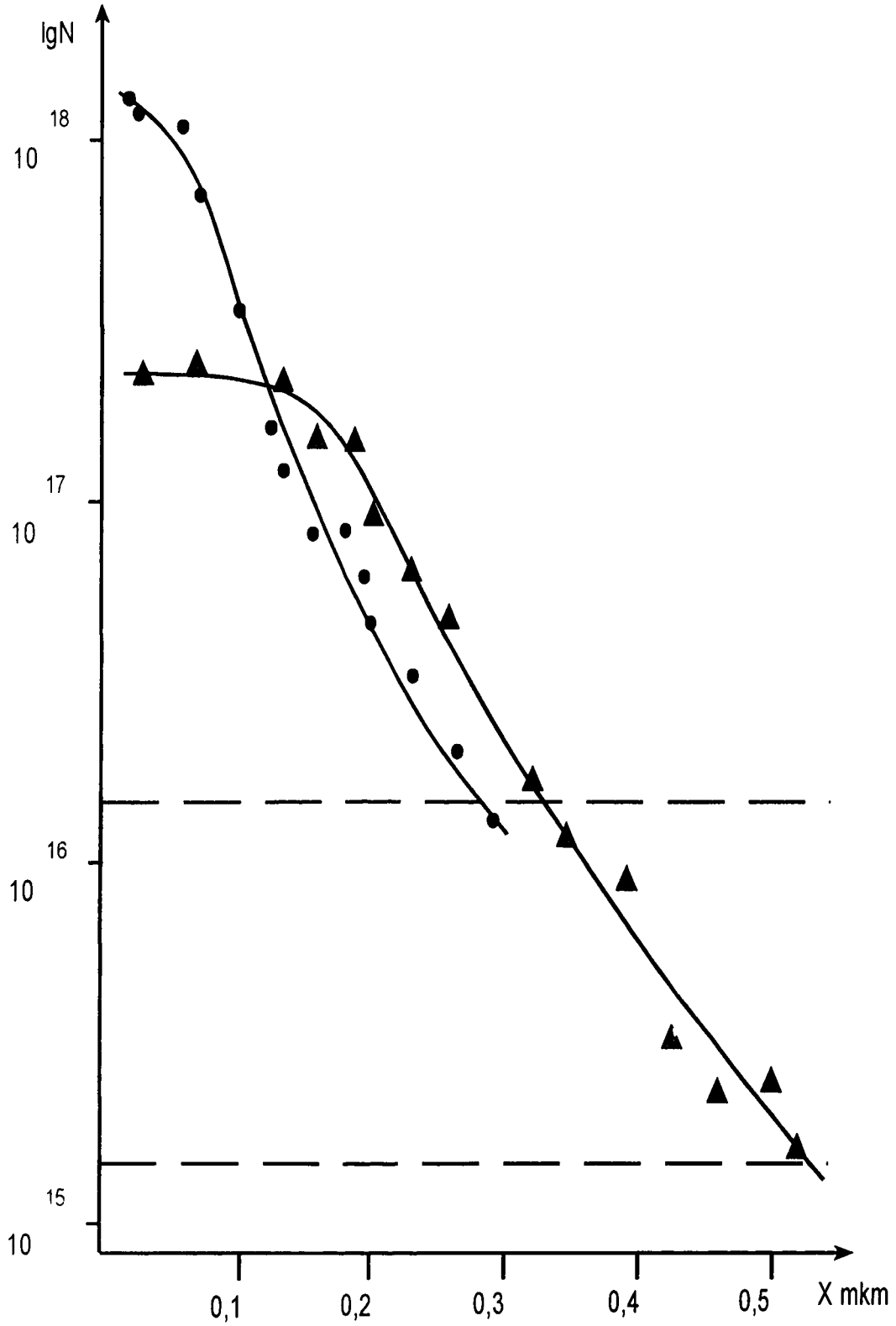
გადანაწილების შედეგად მიღებული პროფილებიდან შესაძლებელია დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობის შეფასება. მართლაც, თუ დიფუზიური ხაზის სიღრმეს ავიღებთ იმ არიდან მანძილს, სადაც მინარევების კონცენტრაცია ძირითადია ზედაპირამდე, მაშინ $D=x^2/t$ ტოლობიდან შესაძლებელია მივიღოთ მნიშვნელობა $D\approx(1,5\div2,5mkm)^2/t(=40sec)$, $D\approx1\div1,5\cdot10^{-9}cm^2/sec$ თუ გავითვალისწინებთ, რომ t=10secX4 დროს ნიმუში ხურდება $1200^0$C-მდე და შედარებით მიღებული ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის კოეფიციენტებს შესაბამის თერმიული დიფუზიის კოეფიციენტებს ამავე ტემპერატურაზე – $D_{1200}\approx10^{-11}cm^2/sec$, დავინახავთ ამ რეჟიმში გასხივებისას ადგილი აქვს დიფუზიის ფოტოსტიმულირებას.

§4.3 საწყისი დონორული მინარევების კონცენტრაციის გავლენა აქცეპტორების ფოტოსტიმულირებულ მიგრაციაზე.

§2.4-ში განხილული იყო ნიმუშში არსებული მინარევების საწყისი კონცენტრაციის გავლენა თერმული დიფუზიის იზოთერმულ კოეფიციენტზე. კერძოდ, ნაჩვენები იყო, რომ ერთნაირი ტიპის მინარევების დიფუზია ამცირებს დიფუზიის კოეფიციენტს (მაგალითად, დონორების (აქცეპტორების) დიფუზია, როცა ნიმუშში საწყისად უკვე არსებობს დონორები (აქცეპტორები)), ხოლო საწყისისაგან განსხვავებული ტიპის მინარევების დიფუზია -- ზრდის დიფუზიის კოეფიციენტს [3].

ძირითულ პარაგრაფში მოყვანილია საწყისი დონორული მინარევების კონცენტრაციის გავლენა აქცეპტორების ფოტოსტიმულირებულ დიფუზიაზე. გამოკვლეული იყო Al-ის ფოტოსტიმულირებული დიფუზია n-ტიპის Si-ის ნიმუშებში ფოსფორის ატომების სხვადასხვა კონცენტრაციით (КЭФ-4,5, КЭФ-1, КЭФ-0.5) გასხივება ხდებოდა ჰალოგენური ნათურების სინათლით დიფუზანტით დაუფარავი მხრიდან.

სურ.46-ზე მოყვანილია აქცეპტორული მინარევების განაწილების პროფილები ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის შედეგად, რომელიც ტარდებოდა




ნახ.46 Al-ის აქცეპტორული მინარევული ატომების განაწილების პროფილები Si-ში ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის შედეგად. $16\ -3$ $15\ -3$

ა) КЭФ-0,5 ($N_d$=10 სმ ), ბ) КЭФ-4,5 ($N_d$=10 სმ )

ტრიალი რეჟიმებში სხვადასხვა საწყისი კონცენტრაციის დონორული მინარევების (ფოსფორი) n-ტიპის ნიმუშებში. სურათიდან ჩანს, რომ ნიმუშისათვის, დონორების საწყისი კონცენტრაციით $\approx 1{,}5\cdot10^{16}$სმ$^{-3}$ (КЭФ-0,5) მინარევების განაწილების პროფილი ვიწროა, ხოლო ატომების ზედაპირული კონცენტრაცია უფრო მეტია, ვიდრე იმ ნიმუშში, რომლის საწყისი კონცენტრაციაა $\approx 1{,}5\cdot10^{15}$სმ$^{-3}$ (КЭФ-4,5) ნიმუშის პროფილს, რომლის საწყისი კონცენტრაცია $\approx 5\cdot10^{15}$სმ$^{-3}$-ია (КЭФ-1) შუალედური ფორმა აქვს (სურათზე მოყვანილი არაა). ასევე განსხვავებულია დიფუნდირებული აქცეპტორული ატომების საერთო რაოდენობა ნიმუშებისათვის დონორების სხვადასხვა საწყისი კონცენტრაციებით. დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობის შეფასება, მინარევის შეღწევის სიღრმის მიხედვით იძლევა უფრო დიდ მნიშვნელობას ნიმუშისათვის დონორების ნაკლები საწყისი კონცენტრაციით. თუ საწყისი მინარევების გავლენის გამოსაკვლევად ქიმიური ბმის შესუსტებაზე და შესაბამისად, მინარევების მიგრაციის სიდიდეზე გამოვიყენებთ დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობას, როგორც ეს კეთდება თერმული დიფუზიის შემთხვევაში (სადაც ითვლება, რომ რაც უფრო მეტია დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა, ისიც გაძლიერებულია მინარევული პროფილის სიგანის, ატომების შეღწევის სიღრმიდან. ეს ნაკლებია ატომის ბმის ენერგია), მაშინ ფსდ-ს შემთხვევაში მიგრაციის ინტენსივობის შეფასებისათვის ეს მიგვიყვანს მცდარ შედეგამდე. რადგანაც ფსდ-ს დროს დიფუზანტის მეტალური წყაროდან მინარევების განაწილების პროფილები დამოკიდებულია დიფუზიის კონკრეტულ რეჟიმებზე [113,117], ამიტომ, ჩვენი აზრით, მიგრაციის ინტენსივობის შესაფასებლად უფრო კორექტული იქნება გამოვიდეთ დიფუნდირებული ატომების რაოდენობის შედარებით სხვადასხვა ნიმუშებისათვის (სხვადასხვა საწყისი დონორული კონცენტრაციებით). თუ ატომების რაოდენობას შევაფასებთ ექსპერიმენტული მონაცემების თანახმად, დავინახავთ, რომ დიფუნდირებული აქცეპტორული ატომების რაოდენობა მით უფრო მეტია, რაც უფრო მეტია საწყისი დონორების კონცენტრაცია ეს მიანიშნებს იმაზე, რომ როგორც თერმიული დიფუზიის

შემთხვევაში. დიფუნდირებადი (ნიმუშში შესაყვანი) აქცეპტორების გავლენა კომპენსირდება დონორების საწყისი კონცენტრაციით და ბმის ხვედრითი $\Delta U$ ენერგიის შემცირება სინათლით წარმოქმნილი აკნ-ებით უფრო მეტია, კრისტალში, რადგან ხდება სხვადასხვა ტიპის მინარევული ატომების გავლენის შესუსტება მათ შორის ურთიერთქმედების გამო მეტი საწყისი დონორული კონცენტრაციით. მართლაც, თუ ვისარგებლებთ ფორმულით §2.4-დან:

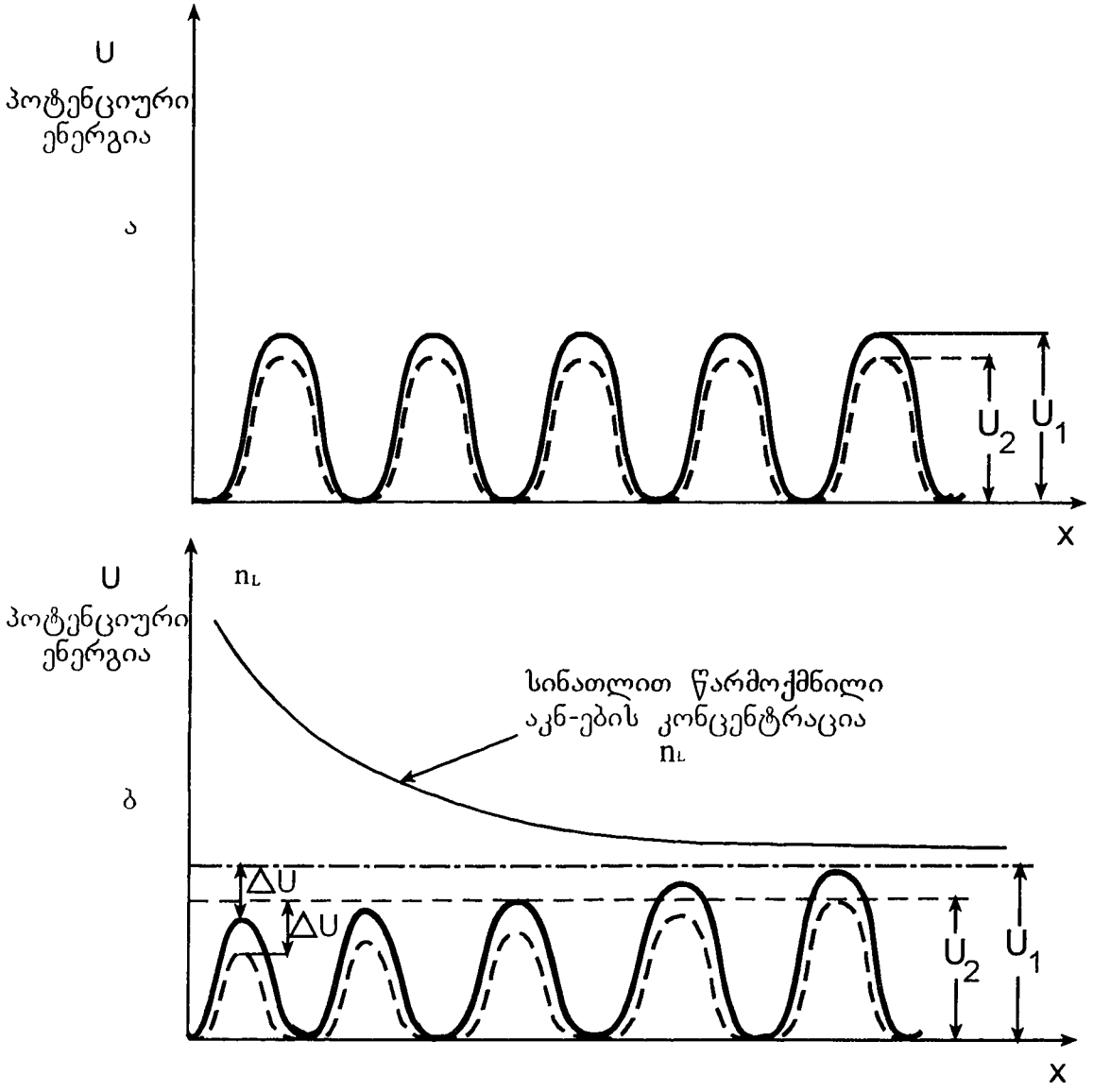
$$\Delta U=n_1E_g(T)/2+pE_g(T)/2+n_{imp}E_{imp}$$

ჩანს, რომ ზონა-ზონა გადასვლებით წარმოქმნილი აკნ-ების კონცენტრაციისათვის, აუცილებელია არა მხოლოდ ტემპერატურით წარმოქმნილი აკნ-ების $n_1$ კონცენტრაციის გათვალისწინება, არამედ სინათლით წარმოქმნილისაც $n_L$, ხოლო აქცეპტორების ეფექტური კონცენტრაცია იქნება $N_A^{ეფ}=N_A^0-N_d$, ე.ი.

$$\Delta U=(n_T+n_L)E_g(T)/2+(N_A-N_d)E_g(T)/2+(N_A-N_d)E_{imp} \qquad (4.4)$$

სადაც $E_g(T)$ – სილიციუმის აკრძალული ზონის სიგანეა მოცემულ ტემპერატურაზე, $E_{imp}$ – მინარევით წარმოქმნილი აკნ-ების შემასუსტებელი სიდიდეა.

მიღებული პროფილების ასახსნელად განსხვავებული საწყისი კონცენტრაციების ნიმუშებში, ერთნაირ რეჟიმებში გასხივებისას, აუცილებელია მათი დიფუზიის კოეფიციენტების მნიშვნელობების სხვაობის გათვალისწინება. როგორც უკვე აღნიშნული იყო §2.4-ში, აქცეპტორების დიფუზიისას ნიმუშებში რომელშიც უკვე არის დონორული მინარევები, რომლებიც ამცირებენ აკნ-ების შემასუსტებელ მოქმედებას, აქცეპტორების შეყვანის დროს ხდება ამ მოქმედების კომპენსაცია და ატომებს შორის ბმის ენერგია მცირდება დონორული მინარევების კონცენტრაციის ზრდით განსაზღვრულ სიდიდემდე, რომელიც სრულ კომპენსაციას უზრუნველყოფს. ეს კი თავის მხრივ ნიშნავს მადიფუნდირებელი ატომებისათვის პოტენციური ბარიერის სიმაღლის შემცირებას (სურ.47ა), რაც უზრუნველყოფს მეტი რაოდენობის ატომების შეღწევას დაბალომიან ნიმუშებში, მაღალომიან ნიმუშებთან შედარებით. ყველა




ნახ.47 პოტენციური ბარიერების (U) სქემატური გამოსახულება Al-ის ატომების ნახტომებისათვის, ნიმუშში განსხვავებული საწყისი დონორული მინარევის შემცველობისას (ა) და ანალოგიური ნიმუშებისათვის განხივების შემდეგ (ბ) ΔU-პოტენციური ბარიერის მაქსიმალური შემცირება, სინათლით წარმოქმნილი არათანაბრად განაწილებული აკნ-ების მაქსიმალური კონცენტრაციის შემასუსტებელი მოქმედების შედეგად.

ნიმუშში განსხვავებული საწყისი კონცენტრაციებით, გასხივების ერთნაირი რეჟიმებისას წარმოქმნილი აკნ-ების (თავისუფალი მატარებლები) გრადიენტები ქმნიან არაიდენტურ დმძ-ებს, რაც გამოწვეულია დიფუნდირებადი ატომების გრადიენტით. ამ ატომების კონცენტრაცია ზედაპირთან დიდია და ეცემა სიღრმის მიხედვით, შესაბამისად იცვლება კომპენსაციის ხარისხი. ამიტომ ზედაპირთან დონორების მოქმედება აკნ-ების შემასუსტებელ თვისებებზე ნაკლებია, ე.ი. შესუსტება მეტია [119], რაც უფრო მეტად ამცირებს პოტენციურ ბარიერს დიფუნდირებადი ატომებისათვის მეტალიზირებული ზედაპირისაკენ მიმართულებით (სურ.47ბ). რაც უფრო მეტია ნიმუშში დონორების საწყისი კონცენტრაცია, მით უფრო მეტია ზედაპირებთან პოტენციური ბარიერების შემცირება, რაც განსაზღვრავს ზედაპირებისაკენ მიმართულებით ატომების ნახტომების მაღალ ინტენსივობას. ამით გამოწვეული ჰიგრირებული ატომების ნაკადი მეტია სინათლის გრადიენტით გამოწვეულ ნაკადზე, რადგან დიფუნდირებადი ატომების გრადიენტი მეტია, ვიდრე სინათლით წარმოქმნილი აკნ-ების გრადიენტი. შედეგად, ნიმუშში შეღწეული ატომები თავს მოიყრიან ზედაპირთან და მით უფრო მეტი რაოდენობით, რაც უფრო მეტი იქნება ნიმუშში დონორების საწყისი კონცენტრაცია.

# დასკვნები

1. დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა დამოკიდებულია ჰალოგენური ნათურების სინათლით დამუშავების რეჟიმზე. კერძოდ, პროცესები, რომლებიც განსაზღვრავენ ზედაპირული კონცენტრაციის ზრდას და მათი შეღწევის სიღრმის შემცირებას ურთიერთკავშირშია ერთმანეთთან. ამიტომაც, თეთრი სინათლით სტიმულირებული დიფუზიისას შეუძლებელია 0,5მკმ-ზე მეტი სისქის მიღება მინარევების მაღალი ზედაპირული კონცენტრაციით. ფსდ-ს კოეფიციენტის ზრდა თერმიულთან შედარებით ანალოგიურ ტემპერატურაზე მით მეტია, რაც უფრო ნაკლები ტემპერატურები მიიღწევა სინათლით ზემოქმედებისას.
2. ჰალოგენური ნათურების სინათლით ზემოქმედების შედეგად ხდება ნიმუშში არსებული საწყისი მინარევების გადანაწილება და ეს ეფექტი იზრდება სინათლის იმპულსების ხანგრძლივობის და მათი რაოდენობის ზრდით. ამასთან, გადანაწილების ეფექტი მეტია იმ ზედაპირთან, რომლის მხრიდანაც ხორციელდება დასხივება.
3. რაც უფრო მეტია ნიმუშში დონორების საწყისი კონცენტრაცია, მით უფრო მეტია ზედაპირებთან პოტენციური ბარიერების შემცირება. რაც განსაზღვრავს ზედაპირებისაკენ მიმართულებით ატომების ნახტომების მაღალ ინტენსივობას. ამით გამოწვეული მიგრირებული ატომების ნაკადი მეტია სინათლის გრადიენტით გამოწვეულ ნაკადზე, რადგან დიფუნდირებადი ატომების გრადიენტი მეტია, ვიდრე სინათლით წარმოქმნილი აკნ-ების გრადიენტი. შედეგად, ნიმუშში შეღწეული ატომები თავს მოიყრიან ზედაპირთან და მით უფრო მეტი რაოდენობით, რაც უფრო მეტი იქნება ნიმუშში დონორების საწყისი კონცენტრაცია.

## დისერტაციის ძირითადი შედეგები

1. ფოტოსტიმულირებული დიფუზიის ფაქტის აღმომჩენებმა გამოტქვეს აზრი, რომ Si-ს კრისტალის ელექტრონული ქვესისტემის აღგზნება ხელს უწყობს მინარევული ატომების მიგრაციას, მაგრამ კონკრეტული მექანიზმი ატომურ დონეზე არ იყო შემოთავაზებული.
2. დღეისათვის შემოთავაზებულ მიგრაციის მექანიზმებს არ შეუძლიათ ახსნან საკუთარი კვანძთაშორისო ატომის მიერ მინარეული ატომის გამოდევნა და ერთნაირი ნიშნით დამუხტული დეფექტების შეერთების ფაქტები (დივაკანსიების, მათი თავმოყრების და მინარევების პრეციპიტატების).
3. დღემდე არ არსებობდა მოსაზრება, რომელიც თვისობრივად მაინც ახსნიდა ყველა იმ ექსპერიმენტულ მონაცემებს, რომელიც მიღებულია ორძაგი დიფუზიის კვლევისას.
4. ავტორების ნაწილი არ აქცევს ყურადღებას იმას, რომ არაკოჰერენტული სინათლით დასხივების შედეგად ადგილი აქვს დიფუზიის აჩქარებას შედარებით სათანადო ტემპერატურის თერმული დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობასთან ($D_{ფსდ} \approx 1000 D_T$). ისინი თვლიან, რომ განათებით გახურების შედეგად ადგილი აქვს თერმულ დიფუზიას. სინამდვილეში კი, მათი მონაცემებიდან (გრაფიკებიდან) გამოთვლილი დიფუზიის კოეფიციენტის სიდიდეები გაცილებით მეტია, კიდრე მოცემულ ტემპერატურებზე თერმული დიფუზიის ფორმულით გამოთვლილები. ავტორების ერთმა ჯგუფმა მიაქცია ყურადღება იმას, რომ სინათლით სწრაფი გახურებისას ადგილი ჰქონდა დიფუზიის სტიმულირებას.
5 დიფუზიის პროცესში ძირითადი წვლილი შეაქვს ანტიდამაკავშირებელი კაზისაწილაკების კონცენტრაციას, რომლის ცვლა შესაძლებელია სხვადასხვა საშუალებებით: ტემპერატურით, რადიაციით, ინჟექციით,

წნევით და ა.შ. დიფუზიური ნახტომის ელემენტარული აქტი გამოწვეულია არა კინეტიკური ენერგიის ფლუქტუაციით, არამედ მოცემული ატომის გარშემორტყმულ ატომებთან ურთიერთქმედების პოტენციური ენერგიის ფლუქტუაციით, ამასთან პოტენციური ენერგიის ფლუქტუაცია უნდა იყოს ისეთი, რომ ბმის ენერგია შემცირდეს, რაც მიიღწევა მოცემულ ატომთან აუცილებელი რაოდენობის ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების (აკნ) მოსვლით. თერმული პროცესები წარმოადგენენ შემოთავაზებული მექანიზმის კერძო შემთხვევას, რომელიც ერთნაირად სამართლიანია როგორც თერმიული, ისე ათერმიული პროცესებისათვის.

6. ახალ ძირითად დებულებაზე დაყრდნობით ახსნილია აქამდე გაურკვეველი ექსპერიმენტული ფაქტი, რომ ვაკანსია მოძრაობს მით უფრო ადვილად, რაც მეტი ელექტრონი აქვს მას ჩაჭერილი თავის დონეებზე, აგრეთვე დივაკანსიის შექმნის მექანიზმი. ამ მექანიზმის მიხედვით, ვაკანსიებს შორის მოთავსებული ატომების გადასვლა ვაკანსიაში უფრო ალბათურია, ვიდრე სხვა ატომებისა, რის გამოც ორი უარყოფითად დამუხტული ვაკანსია ერთმანეთს უახლოვდება და წარმოიქმნება დივაკანსია, რომელსაც უფრო დაბალი ენერგია აქვს, ვიდრე ორ ცალკეულ ვაკანსიას.

7. რაც უფრო სუსტადაა ბმული მინარეული ატომი მესერთან, მით უფრო ადვილად გამოიდევნება იგი საკუთარი ატომის მიერ კვანძთაშორის მდგომარეობაში და უფრო ნაკლებია კომპლექსის "მაკ+ვაკანსია" შექმნის ალბათობა; ასევე მაკ-ის (მინარევული ატომი კვანძში) ვაკანსიაში გადასვლის სიადვილის გამო მცირეა კომპლექსის "მაკ+ვაკანსია" დაშლის ალბათობაც.

8. პრეციპიტატების შექმნისა და დაშლისათვის შემოთავაზებულ მექანიზმში მინარეული ატომების ჩანასახის შექმნის აუცილებელ პირობად, მისი ზრდისა და დაშლისათვის ითვლება მინარეული

ატომების პერმანენტული მიგრაცია კრისტალში ყველა ტემპერატურაზე სხვადასხვა ინტენსივობით. მინარეული ატომების მოძრაობა კრისტალ'ში შეიძლება დაიყოს ორ ნაკადად, ერთი-მიმართული ერთმანეთისკენ, რომელიც უზრუნველყოფს ჩანასახის შექმნას და მის ზრდას და მეორე-მიმართული მინარეული ატომების თავმოყრებიდან, რომელიც უზრუნველყოფს მათ დაშლას. შემოთავაზებული მექანიზმის საშუალებით ახსნილია პრეციპიტატების შექმნისა და დაშლის მექანიზმები

9. ახსნილია ნიმუშში საწყისად არსებული მინარევების კონცენტრაციის გავლენა სხვა (ან იგივე) მინარევის დიფუზიის კოეფიციენტზე ამ ნიმუშში. ანტიდამაკავშირებელი კვაზინაწილაკების გავლენის საშუალებით დიფუზიის პროცესზე შემოთავაზებული მექანიზმი კარგად აღწერს კრისტალში მინარევის ბმის ენერგიასა და დიფუზიის კოეფიციენტს შორის არსებულ კორელაციას.
10. დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა დამოკიდებულია ჰალოგენური ნათურების სინათლით დამუშავების რეჟიმზე. კერძოდ, პროცესები, რომლებიც განსაზღვრავენ ზედაპირული კონცენტრაციის ზრდას და მათი შეწყვეტის სიღრმის შემცირებას ურთიერთკავშირშია ერთმანეთთან. ამიტომაც, თეთრი სინათლით სტიმულირებული დიფუზიისას შეუძლებელია 0.5მკმ-ზე მეტი სისქის მიღება მინარევების მაღალი ზედაპირული კონცენტრაციით. ფსდ-ს კოეფიციენტის ზრდა თერმიულთან შედარებით ანალოგიურ ტემპერატურაზე მით მეტია, რაც უფრო ნაკლები ტემპერატურები მიიღწევა სინათლით ზემოქმედებისას.
11. ჰალოგენური ნათურების სინათლით ზემოქმედების შედეგად ხდება ნიმუშში არსებული საწყისი მინარევების გადანაწილება და ეს ეფექტი იზრდება სინათლის იმპულსების ხანგრძლივობის და მათი რაოდენობის ზრდით. ამასთან, გადანაწილების ეფექტი მეტია იმ ზედაპირთან, რომლის მხრიდანაც ხორციელდება დასხივება.

12. რაც უფრო მეტია ნიმუშში დონორების საწყისი კონცენტრაცია, მით მეტია დიფუნდირებადი ატომების კონცენტრაცია ზედაპირთან, რაც გამოწვეულია იმით, რომ ამ შემთხვევაში ზედაპირებთან მეტია პოტენციური ბარიერების შემცირება, რაც განსაზღვრავს ზედაპირების მიმართულებით ატომების ნახტომების მაღალ ინტენსივობას. შედეგად, ნიმუშში შეღწეული ატომები თავს მოიყრიან ზედაპირთან და მით უფრო მეტი რაოდენობით, რაც უფრო მეტი იქნება ნიმუშში დონორების საწყისი კონცენტრაცია.

გამოყენებული ლიტერატურა:


1 Диффузия в полупроводниках Болтакс. Б.И. Москва, Изд. Физ-Мат. Лит , 1961

2 Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках . Болтакс Б.И., Ленинград, Изд. «Наука», 1972.

3 Болтакс Б И , Прохоров В М , Новожилова Л.И. ЖТФ, 1958, 28, с 990.

4 Петров Д.А., Шашков Ю М , и др Исследование диффузии Al в Ge. Отчет ИМЕТ , 1958

5 Машовец Т В., Рывкин С М Диффузия В в Si. ЖТФ, 1955, 25, 9, 1531.

6 Valenta M Investigation of diffusion of Al in Ge on high temperatures. Semikond Elektron. , 1959, №316, 3270 .

7 Fuller C , Severins J. The mechanism of diffusion B in Si. Phys. Rev., 1954, 96, 1, 21.

8 Scaff J, Theurer H. Diffusion with equilibrum zink in GaAs. OSR Repert, 1945, 24, 1408.

9 Fuller C S The mechanism of diffusion B in Si Phys Rev. 1952, 86, №1, p 136

10 Dunlap W Diffusion of II group impurities in GaAs. Phys. Rev 1955, 97, №3, p 614

11 Crawford G., Schweinler., Stevens D The mechanism of electrodiffusion. J. Appl Phys 1956, 27, p 830 .

12. Elliot G. The diffusion mechanism in II-IV Semiconductors. Nature, 1957, 180, p 1350

13 Балабанова Л А , Бредов М М Исследование двоиной диффузии в GaAs ЖТФ. 1957, 27, №7, с 1401

14 Maeser F , Brenkmann J Philips Res Rep. 1954, 9, p 225

15 Longini R L Sol St Electr , 1962, 5, p. 127.

16 Casey H C , Panish M B., Chang L L Phys. Rev., 1967, 162, 660.

17. Болтакс Б.И., Джафаров Т.Д. В сборник «Арсенид галлия», г. Томск, 1975, вып. 6, ст.123-136.

18 Leonard R Weisberg and Joseph Blanc Phys.. Rev., 1968, v.131, N 4, p 1548

19 Блашку А И , Болтакс Б И , Джафаров Т.Д ,19772, ФТП, 6, 1791.

20 Boltaks B I , Dzhafarov T D Phys Stat Sol , 1967, 19, 705.

21 Weisberg L, R , Blanc J Diffusion with interstitiial-substutional equilibrum zinc in GaAs J Phys Rev , 1963, 131, N 4, p 1548-1553

22 Френкель Я И – Статистическая физика – М -Лен , 1948г

23 Ахманов С А., Емильянов В.И , Коротеев Н.И.., Семигонов В.Н – УФН, 147, в 4 , с 675, 1985г.

24 Вавилов В.С. – «Миграция атомов в полупроводниках и изменения числа и структуры дефектов, инициируемые возбуждением электронной подсистемы» - УФН, т.167, №4, с..407-412, 1997г.

25 Ниязова О Р , Климова О А. – «Радиационно ускоренная диффузия золота в кремнии» - ФТТ, т 12, вып 7, с.2199-2200, 1970г.

26 Джафаров Е Д – «Фотостимулированные атомные процессы в полупроводниках». - Москва, Энерогатомиздат, 1984.

27 Ascheron C. et al. Nucl.Instrum.Methods B64 706, 1992.

28 Оксигендлер Б Л , - «Прикладная ядерная физика» - Письма в ЖЭТФ 24, 12, 1976г

29. Bourgoin Y.C, Corbett J W., - A new Mechanism for Interstitial Migration – Phys Lett, v 38A, №2, p 135-137, 1972

30 Watkins G D – A review of EPR Studies in Irradiated Silicon – In: Effects des Rayonnements sur les Semiconducteurs – Paris, Dinod, p.97-111, 1964.

31 Холломон Д, Тарнболи Д – В кн · Успехи физики металлов. т.1. пер. с англ. под ред. Я.С Уманского и Б.Н.Финкельштейна. М. «Металлургиздат», с 304-334, 1956г.

32 Becker R – Ann Phys , B32, p 128-134, 1983

33 GirifalcoL A , Herman H - "Acta Met", v 13, p 583-597, 1965.

34 Келли А., Никлсон Р – «Дисперсионное твердение», пер. с англ. М «Металлургия», с.300б 1966г.

35 Кестер В. – В кн. «Тонкая структура и своиства твердых растворов», пер с нем М «Металлургия», с 196-220, 1968г.

36 Рытова Н С, Фистуль В.И., Гринштейн П.М. – ФТП, т.5, с.1961-1968, 1971г

37. Джафаров Е.Д «Дефекты и диффузия в эпитаксиальных структурах». Л «Наука», 1978г, с 145-147

38. Зюзь Л Н, Кив А Е, Ниязова О Р и др – письма в журн эксперим и теор физики, 1970, №12, с.213

39. Болтакс Б И, Конорова Л.Ф., Молкович Р.Ш. ФТП, вып.6, 1975.

40 C W White and P S Pearcy, eds., - "Laser and Electron Beam Processing of Materials" – Academic, New York, 1980.

41 T F.Gibbons, L D.Hess and T W.Sigmon eds., - "Laser and Electron Beam Solid Interactions and Materials Processing" – North-Holland, New York, 1981

42 B R Appleton and G K Celler, eds., - "Laser and Electron-Beam Interactions with Solids" - North-Holland, New York, 1982

43 R Berger, F Rudolf, C Jaccard, M.E.Roulet, W Luthy, M.R.T.Siregar and M P Weber, Nucl Instrum.Methods 168, 469 (1980)

44 E.Fogarassy, R.Stuck, M.Hodean, A.Williaux, M.Toulemonde and P.Siffert, in Proceedings of the Photovoltaic Solar Energy Conference III, Cannes, France, 1980, p.639

45 F Nielsen, A.Nylandsted Larsen and G.Sorensen, in Proceedings of the 10th Nordic Semiconductor Meeting, Elsinore, Denmark, 1982, p.F1:1.

46 K Nishiyama, M Arai and N.Watanabe, Jpn.J.Appl.Phys. 19, L.563, 1980.

47 C Drowley and C Hu, Appl Phys Lett 38, 876 (1981)

48 R A Powell, T.O Yep and R T.Fulks, Appl Phys Lett. 39, 150 (1981).

49 R T.Fulks, C.J Russo, P.R.Hanley and T.I.Kamins, Appl.Phys.Lett. 39, 604 (1981)

50 V E Borisenko and V A Labunov, Phys.Status Solidi, A.72, K.171 (1982).

51 D F Downey, C J Russo and J T White, Solid State Technol 25, 87 (1982).

52 S R.Wilson, R.B.Gregory, W M.Paulson. A.H.Hamdi and F.D. McDaniel, Appl Phys Lett. 41, 978 (1982)

53 A Nylandsted Larsen and L Correra, Radiat.Eff.Lett. 76, 67 (1983)

54 J Narayan, O W Holland, R E Eby, J.J.Wortman, V Ozguz and G A Rozgonyi, Appl Phys Lett , 43, 15 (1983)

55 T O Sedwick, This Journal, 130, 484 (1983).

56 J Kato and S Iwamatsu, ibid , 131, 1145 (1984)

57 S Iwamatsu and J Kato, J.Vac.Soc.Jpn , 25, 735 (1982).

58 K Nishiyama, M Arai and N Watanabe, Jpn.J Appl Phys.Lett , 43, 15 (1983)

59. V E.Borisenko and A.Nylandsted Larsen – "Incoherent light-induced diffusion of arsenic into silicon" – Appl.Phys.Lett. 43(6), 1983, pp.582-584.

60 Juri Kato and Yoshiteru Ono – "Phosphorus Diffusion Using Spin-on Phosphosilicate-Glass Source and Halogen Lamps" – J.Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology vol 132, №7, 1985, pp.1730-1732.

61. J P de Souza , C M Hasenack and J E Swart – "The doping of silicon with boron by rapid thermal processing" – Semicond.Sci.Technol. 3(1988), pp 277-280

62. D Eirug Davies and C.E.Ludington – "Transient diffusion doping in Si" – J.Appl Phys. vol 59, №6, 1986, pp.2035-2037.

63. Yutaka Ishikawa, Kazuyuki Yamauchi and Ichiro Nakamichi – "The Enhanced Diffusion of Low-Concentration Phosphorus, Arsenic and Boron in Silicon During IR-Heating" – Japanese Journal of Applied Physics, vol 28, №8. 1989, pp L1318-L1321

64 J Nishizawa – "Ultrashallow, high doping of boron using molecular layer doping" -Appl Phys Lett , vol.56, №14, 1990, pp.1334-1335.

65 Yutaka Ishikawa and Katsutoshi Sugioka – "Doping of Phosphorus and Boron into Silicon by Solid-Phase Diffusion at Low Temperatures (< 650°C)" – Jpn J Appl Phys , vol 34, part 2, №1A, 1995, pp.L82-L84.

66 Yutaka Ishikawa and Mitsuharu Marayama – "Diffusion of Phosphorus and Boron into Silicon at Low Temperatures by Heating with Light Irradiation" – Jpn.J.Appl.Phys., vol.36, part 1, №12A, 1997, pp.7433-7436.

67 Gerasimov A.B Proc. 4th Int.Conf. Materials Science Forum, N.Y. 1990.

68 Герасимов А Б , Голубков В Б , и др Письма в ЖТФ, т 6., вып 1 , с 58, 1980

69 Гвердцители И Г , Герасимов А Б , Гогуа З.Г., Джибути З.В., Пхакадзе М Г , Сообщения АН ГССР, 127, №3, 1987

70 Гвердцители И Г , Герасимов А Б , Гогуа З.Г., Джибути З.В., Пхакадзе М Г , Сообщения АН ГССР, 128, №2, 1987, с 293-296

71 Гвердцители И.Г , Герасимов А.Б., Пхакадзе М.Г., Церцвадзе А.А Сообщения АН ГССР, 115, №3, с.513, 1984.

72 Герасимов Б А., Герасимов А.Б., Церцвадзе А.А. – Сообщения АН ГССР, т 77, вып 1, с 53-56. 1975г

73 Бохочадзе З Г – «Исследование нового механизма диффузии примесей в полупроводниках», кандидатская диссертация, ТГУ, Тбилиси, 1999г.

74 Gerasimov A B , Bibilashvili A P , Bokhochadze Z G., Kazarov R.E. and others - Bull of Georgian Academy of Sciences, 159, №3, p.423, 1999.

75 Bibilashvili A , Gerasimov A , Kazarov R.,. Vepkhvadze M – SiC Device New Technology, IEEE, 1998, №1, p.45-46.

76. ნ.გოჩალეიშვილი – დიფუზიის მექანიზმი GaAs-ში – საკანდიდატო დისერტაცია, თბილისი, 2002.

77 Gerasimov A., Bibilashvili A., Gochaleishvili N., Bokhochadze Z - "On Nature of the Difference between the Values of Self-Diffusion Coefficients for Elements in Solid and Liquid States" Bullletin of the Georgian Academy of Sciences, 2001, 163, № 1, p 49-52

78 Gerasimov A , Gochaleishvili N., Samadashvili Z., Bokhochadze Z , Vepkhvadze M , Maziashvili E. - "On the Mechanism of Self-Diffusion in Semiconductors of $A^{III}B^{V}$- Type" Bulletin of the Georgian Academy of Sciences. 2001, 163, № 2, p 266-269

79 Gerasimov A , Gochaleishvili N , Maziashvili E. – "Comparative Analysis of Self-Diffusion in $A^{II}B^{VI}$, $A^{III}B^{V}$ and $A^{IV}B^{VI}$ Semiconductor Compounds" Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, 2001, 163, № 3, p. 455-457.

80. Gerasimov A., Gochaleishvili N., Bokhochadze Z., Vepkhvadze M., Maziashvili E., Samadashvili Z., Chiradze G. – "Type and Concentration of Impurity Influence Mechanism in Semiconductor". Diffusion Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, 2001, 163, № 3, p. 458-461.

81 Ланно М , Бургуэн Ж , - «Точечные дефекты в полупроводниках», Изд. «Мир». Москва, 1984г. т 1. с 89.

82 Бургуэн Ж , Ланно М , - «Точечные дефекты в полупроводниках», Изд. «Мир». Москва, 1985г, т 2, с.91-104

83 Харрисон У – «Электронная структура и свойства твердых тел», Изд. «Мир», т.1, Москва, 1983г, с.382.

84 Емцев В В , Машовец Т В – «примеси и точечные дефекты в полупроводниках», Изд «Радио и связь», Москва, 1981г

85. Герасимов А Б , Бохочадзе З.Г , Гочалеишвили Н.Д., Самадашвили З Д , Чирадзе Г Д., Сборник научных трудов "Интелекти", №3, ISSN 1512-0279. Тбилиси. 1998. с 17

86. Вавилов В.С , Кив А Е , Ниязова Д.Р - "Механизм образования и миграции дефектов в полупроводниках". Москва, Изд. "Наука" 1981, с 368.

87. Герасимов Б А., Герасимов А Б , Церцвадзе А.А., "Влияние зарядового состояния примесей на их диффузию в полупроводниках". Сообщения АН ГССР, 1975, т 77, вып. 1, с 53-56

88. Lindfeld U. "Forces around defects", Procceding of fourth "Lund" International conference of deep level impurities in semiconductors, May 20 – June 3, 1983, Eger, Hungary, p 6

89 Scheffer M., Bachlet C B, Vigheron J.P., "Electronic structure and Lattice Distractions around simple defects in Si and Ge", Procceding of fourth "Lund" International conference of deep level impurities in semiconductors, May 20 June 3, 1983, Eger, Hungary, p 7

90 Ху С " Диффузия в кремнии и германии" – в кн: Атомная диффузия в полупроводниках – Москва, "Мир', 1975, с.253

91. Алания Н.М, Герасимов А.Б., Джандиери М.Ш., Каспарян К.И., Церцвадзе А.А, "О механизме взаймодействия радиационных дефектов с примесями в процессе радиационной самодиффузии"

92 Басман А Р., Герасимов А Б, Гоготишвили М К, Долидзе Н.Д., Каспарян К И, Кахадзе Н.Г., Коноваленко Б М., "Влияние донорных примесей на кинетику отжига радиационных дефектов в германии" – ФТП, 1973, т 7 ,с 1377-1381

93. Герасимов А Б, Гоготишвили М.К, Коноваленко Б М, "Влияние энергии связи атомов с решеткой на кинетику отжига радиационных дефектов в германии р-типа" – ФТП, 1986, т.20., вып.5., с794-799.

94. Герасимов А Б., Долидзе Н.Д., Каспарян К.И., Кахадзе Н.Г, Коноваленко Б М, Мцхветадзе М Г, "Влияние меди на кинетику отжига радиационных дефектов в германии" – ФТП, 1972, т.6 , вып.8 с 1587-1590

95 Вавилов В С., Ухин Н А – «Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах» - М.: «Атомиздат», 1969, с 311

96 Герасимов А Б – «Механизмы миграции и взаимодействия точечных дефектов в радиационной физике неметаллических материалов», докторская диссертация, Тбилиси, 1988г.

97 Gallon J H, Robinson W H – Phys Letters, 1982, v 87A, p 365.

98 Vaid B A , Sharma K C , Sual V.K – Phys.Stat.Sol., 1983, v.119, p.703.

99 Фистуль В.И – «Распад примесных полупроводниковых твердых растворов», М «Металлургия», 1977г.

100 Фольмер М. – «Кинетика образования новой фазы», Москва, изд «Наука», 1986г

101 Kato H , Yokorawa M , Kohara R , Okabayashi Y , Tahasanagi S Sol Electronics, The mechanism of selfdiffusion in InAs. 1969, v.12, p.137.

102 Tweet A Phys Rev . 1957, 106, №2, p 221

103 Fuller C S , Struthers J D , Ditzenberger J A., Wolfstirn K.B , Phys.Rev., 1954, 93, p 1182

104 Dixon J R , Enright D.P., J Appl.Phys., 1959, 30, №5, p.753.

105 Смирнов Л С. – «Вопросы радиационной технологии полупроводников», Новосибирск, изд. «Наука», 1980г, с.296.

106 Маннинг Д – «Кинетика диффузии в кристаллах», Москва, изд. «Мир», 1971г

107 Герасимов А Б , Чирадзе З.Г – «Влияние мелких примесей на температурную зависимость микротвердости и фотомеханического эффекта в полупроводниках», ФТП, 2002г, т 36, №10, с 1191-1193

108 Gerasimov A B , Bokhochadze Z G , Vepkhvadze M T , Gochaleishvili N G , Maziashvili E N , Samadashvili Z.D., Chiradze G.D. – "Type and Concentration of Impurity Influence Mechanism in Semiconductor on Diffusion" – Bulletin of Georgian Academy of Sciences, 2001, v.163, №3, p 458-461

109 Герасимов А Б , Чирадзе З Г – «Влияние рода и концентрации мелких примесей на микротвердость и фотомеханический эффект в полупроводниках», ФТП, 2001г, т 35, №3, с 385-386.

110 Gerasimov A B , Gochaleishvili N G., Samadashvili Z.D., Bokhochadze Z G , Vepkhvadze M T , Maziashvili E N About the Mechanism of Auto-Diffusion in $A^{III}B^{V}$-type Semiconductors. – Bulletin of Georgian Academy of Sciences, 2001, v 163, №2, p 266-269.

111 Куправа М А Исследование механизма фотонного отжига в полупроводниках преимущественно с ковалентными связями Канд.дис физ.-мат. наук, Тбилиси, 1993г.

112 Борисенко В.Е. Твердофазные процессы в полупроводниках при импульсном нагреве. Минск, Навука і техника, 1992г.

113 Gerasimov A B , Bibilashvili A P., Bokhochadze Z G , Kazarov R E , Vepkhvadze M T , Kutivadze N G , Samadashvili Z.D. Chiradze G.D Influence of Photostimulated Diffusion-Motive Force on Impurity Redistribution Bulletin of Georgian Academy of Sciences, 1999, v 159. №3, p 417-420

114 Gerasimov A B , Bibilashvili A P , Bokhochadze Z G , Kazarov R E , Chiradze G.D., Samadashvili Z.D. A Role of Anticonnecting Quasiparticles in Mechanism of Migration Act. Bulletin of Georgian Academy of Sciences, 1999, v.160, №3, p.444-446.

115 А Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. Москва. Изд «Мир». 1977, с 562

116 Малкович Ф Ш Математика диффузии в полупроводниках. Санкт-Петербург. Изд «Наука». 1999г, с 389

117 A Gerasimov, N.Gochaleishvili, I.Lomidze, E.Maziashvili-Photostimulated Diffusion of Ag and Cd in Epitaxial Structures of GaAs- Bull Georg Acad Sci v.166, №2, 2002, p 267-272

118. Петров Д.А., Шашков И.М. отчет IMET по теме «Исследование процессов диффузии примесей в полупроводниках», 1958.

119 A Gerasimov, Z Bokhochadze, M.Vepkhvadze, N Gochaleishvili, E Maziashvili, Z Samadashvili, G Chiradze-Type and Concentration of Impurity Influence Mechanism in semiconductor on Diffusion- Bull Georg Acad Sci v 163, №2, 2001, p 458-461