

დავით ხომასურიძე

**A³B⁵ ტიპის ნახევარგამტარული მასალების რადიაციული
თვისებების შესწავლა**

წარმოდგენილია დოქტორის აკადემიური ხარისხის
მოსაპოვებლად

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი
თბილისი, 0175, საქართველო
4 ივნისი, 2012

საავტორო უფლება © 2012, დავით ხომასურიძე

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტი

ჩვენ, ქვემოთ ხელისმომწერნი ვადასტურებთ, რომ გავეცანით დავით ხომასურიძის მიერ შესრულებულ სადოქტორო ნაშრომს დასახელებით: "A³B⁵ ტიპის ნახევარგამტარული მასალების რადიაციული თვისებების შესწავლა" და ვაძლევთ რეკომენდაციას საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტის სადისერტაციო საბჭოზე მის განხილვას დოქტორის აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად.

თარიღი

ხელმძღვანელი: სრული პროფესორი ნოდარ კეკელიძე

რეცენზენტი: სრული პროფესორი ნუგზარ დოლიძე

რეცენზენტი: ასისტენტ პროფესორი თამარ ჭელიძე

სადისერტაციო საბჭოს სწავლული მდივანი სრული პროფესორი თინათინ კაიშაური

ავტორი: დავით ხომასურიძე
დასახელება: „A³B⁵ ტიპის ნახევარგამტარული მასალების რადიაციული თვისებების შესწავლა“
ფაკულტეტი : ”ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების“
ხარისხი: დოქტორი
სხდომა ჩატარდა: 2012 წლის 4 ივნისი

ინდივიდუალური პიროვნებების ან ინსტიტუტების მიერ შემომოყვანილი დასახელების ნაშრომის გაცნობის მიზნით მოთხოვნის შემთხვევაში მისი არაკომერციული მიზნებით კოპირებისა და გავრცელების უფლება მინიჭებული აქვს საქართველოს ტექნიკურ უნივერსიტეტს.

ავტორის ხელმოწერა

ავტორი ინარჩუნებს დანარჩენ საგამომცემლო უფლებებს და არც მთლიანი ნაშრომის და არც მისი ცალკეული კომპონენტების გადაბეჭდვა ან სხვა რაიმე მეთოდით რეპროდუქცია დაუშვებელია ავტორის წერილობითი ნებართვის გარეშე.

ავტორი ირწმუნება, რომ ნაშრომში გამოყენებული საავტორო უფლებებით დაცული მასალებზე მიღებულია შესაბამისი ნებართვა (გარდა ის მცირე ზომის ციტატებისა, რომლებიც მოითხოვენ მხოლოდ სპეციფიურ მიმართებას ლიტერატურის ციტირებაში, როგორც ეს მიღებულია სამეცნიერო ნაშრომების შესრულებისას) და ყველა მათგანზე იღებს პასუხისმგებლობას.

რეზიუმე

დისერტაციის ძირითად მიზანს წარმოადგენს დიდი ზომის დეფექტების ფიზიკური ბუნების გამოკვლევა InP-ს, InAs-ის და მათ ზოგიერთ მყარ ხსნარში. მიზნის მიღწევის ძირითად საშუალებად გამოყენებულ იქნა ნივთიერების კრისტალურ მესერში დენის მატარებელთა გაბნევის მექანიზმების დადგენა და მათი კონცენტრაციების ცვლილების კანონზომიერების გამოკვლევა.

ნიმუშები დასხივებულ იქნა ჩქარი ნეიტრონებით, მძლავრი ნაკადებით- $\Phi=2\cdot 10^{18}\text{ნ/სმ}^2$ და მაღალენერგეტიკული (50მეე) ელექტრონებით- $\Phi=5\cdot 10^{17}\text{ელ/სმ}^2$. გამოკვლევები ჩატარებულ იქნა ფართო ტემპერატურულ ინტერვალში $T=4.2\text{-}300\text{K}$. შესრულებულ იქნა კრისტალების გამოწვა 700°C ტემპერატურამდე. მონოკრისტალები მიღებულ იქნა ჰორიზონტალური ზონური ლღობის და ამოწევის მეთოდებით, მალეგირებელი მინარევების კონცენტრაცია იყო $10^{16}\text{-}10^{19}\text{სმ}^{-3}$ ფარგლებში სხვა და სხვა ნიმუშებისათვის.

საკითხი აქტუალურია ვინაიდან InP და InAs და მათი მყარი ხსნარები პოულობენ ფართო გამოყენებას ოპტოელექტრონიკასა და მიკროელექტრონიკაში. ამასთანავე InP დღეისათვის არის ერთერთი ყველაზე საუკეთესო მასალა ფოტო ელემენტების დასამზადებლად, რაც განსაკუთრებით აქტუალურია კოსმოსური მოწყობილობებისათვის. ამასთანავე ნაპოვნია InP-ს კრისტალების ხარისხის გაუმჯობესების ეფექტური საშუალება.

პირველად იქნა ნაჩვენები, რომ მაღალი ენერგიის მქონე ნაწილაკებით დასხივების შედეგად შესაძლებელია განხორციელდეს დიდი ზომის ტექნოლოგიური დეფექტების დაშლა და შესაბამისად კრისტალის ფიზიკური თვისებების მკვეთრი გაუმჯობესება. კერძოდ, ინდიუმის ფოსფიდში გამოვლენილია ელექტრონების ძვრადობის გაზრდა 100%-ით, ამასთანავე პირველად იქნა განხორციელებულ აღნიშნული მოვლენის რაოდენობრივი თეორიული ანალიზი. გამოკვლეულ იქნა

მოუწესრიგებლობის არეების ძირითადი პარამეტრები: მოუწესრიგებელი უბნების გეომეტრიული რადიუსი; მოუწესრიგებელი უბნების კონცენტრაცია; ატომების რიცხვი მოუწესრიგებელ უბნებში; მოუწესრიგებელი უბნების ეფექტური რადიუსი; ელექტრული ველის შეღწევადობა; ელექტრული ველის დამაბულობა ბარიერში. ნაჩვენებია, რომ დასხივების შედეგად დიდი ზომის დეფექტები იშლება შედარებით მცირე (წერტილოვანი ტიპის) დეფექტებად, რომლებიც თამაშობენ აქცეპტორების როლს და შესაბამისად ელექტრონების კონცენტრაცია მცირდება რამდენიმე რიგით.

ყველა საკვლევ ნივთიერებაში დადგენილ იქნა დენის მატარებელთა გაბნევის მექანიზმები, როგორც დასხივებულ ასევე დაუსხივებელ ნიმუშებში. პირველად იქნა ნაჩვენები, რომ InP-ში მუხტის მატარებელთა გაბნევა ნეიტრალურ ატომებზე არ აღიწერება ფართოდ აღიარებული ერგინსონის თეორიით და აუცილებელია გათვალისწინებულ იქნას გაბნევა ნეიტრალური ატომების მოუწესრიგებლობებზე.

ჩატარებული გამოთვლებისა და დენის მატარებელთა ძვრადობისა და კონცენტრაციის ტემპერატურული დამოკიდებულების ანალიზის საფუძველზე დადგენილ იქნა, რომ ხისტი დასხივების შედეგად წერტილოვანი დეფექტების გარდა წარმოიქმნება დიდი ზომის რადიაციული დეფექტები, რომელთა ანალიზი შეუძლებელია მხოლოდ ტრადიციული მექანიზმების განხილვით.

ნაჩვენებია, რომ InP-სა და InAs-ის მყარ ხსნარებში დასხივების შედეგად ჩნდებიან აქცეპტორული ტიპის დეფექტები, ღრმა ენერგეტიკული დონეებით, რომლებიც მკვეთრად ამცირებენ დენის მატარებელთა კონცენტრაციას.

მუხტის მატარებელთა კონცენტრაცია InAs-ის და InAs-ით მდიდარი InAs-InP მყარი ხსნარებისათვის ყოველ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე მნიშვნელოვნად იზრდება დასხივების შემდეგ და ტემპერატურის ზრდასთან ერთად არ იცვლება. ეს ფაქტი სუსტდება ფოსფორის

შემადგენლობის გაზრდით და შესამჩნევია მხოლოდ, როცა $n_0 \leq 4 \cdot 10^{18} \text{სმ}^{-2}$. დასხივების შედეგად წარმოიქმნება მცირე ენერგეტიკული დონეების მქონე დონორული ტიპის დეფექტები აკრძალულ ზონაში და ფერმის დონე გადაადგილდება გამტარებლობის ზონაში. დონორების როლს ასრულებენ რადიაციული დეფექტები, რომლებიც წარმოადგენენ კვანძთაშორისი დარიშხანის ატომებს.

ნაჩვენებია, რომ მუხტის მატარებელთა კონცენტრაცია InP-ში და InP-თი მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარებში ქმნის მუხტის მატარებელთა ჩამჭერ დეფექტებს ღრმა ენერგეტიკული დონეებით. აღნიშნულ შემთხვევაში ელექტრულად აქტიური რადიაციული დეფექტების როლს ასრულებენ ფოსფორის კვანძთაშორისი ატომები, რომლებიც, InP-InAs მყარი ხსნარების დასხივების შედეგად წარმოიქმნებიან გაცილებით მეტი რაოდენობით, ვიდრე დარიშხანის კვანძთაშორისი დეფექტები.

პირველადაა შესწავლილი მუხტის კონცენტრაციის და ძვრადობის ანომალური ტემპერატურული დამოკიდებულებები მოუწესრიგებელი უბნებით n -ტიპის InP-ეს კრისტალში. მოუწესრიგებელი უბნების შემცველ კრისტალებში ძვრადობა განისაზღვრება მესერულ და მინარევულ იონებზე გაბნევის გარდა, მოუწესრიგებელ უბნებზე გაბნევით. მოუწესრიგებელი უბნები ბლოკავენ დენის ძირითადი მატარებლების მოძრაობას და განაბნევენ მათ თავის მოცულობით მუხტზე. ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi = 2 \cdot 10^{18} \text{ნ/სმ}^2$) და 50მეგ, $\Phi = 5 \cdot 10^{17} \text{ე/სმ}^2$ ელექტრონების ნაკადით დასხივების შემდეგ მუხტის მატარებელთა კონცენტრაცია მკვეთრად მცირდება და ძვრადობა ორჯერ იზრდება.

შესწავლილ იქნა დასხივებული კრისტალების გამოწვის პროცესები $400^\circ\text{C} - 700^\circ\text{C}$ ტემპერატურულ ინტერვალში. ნაჩვენებია, რომ პროცესი ატარებს რთულ ხასიათს. ამასთანავე გამოვლინდა, რომ დასხივებული InAs-ით მდიდარი InAs-InP მყარი ხსნარების თერმო დამუშავება 700°C -ზე იწვევს დეფექტების გამოწვას და მუხტების კონცენტრაციის აღდგენას. InP-თი მდიდარ მყარ ხსნარებში დასხივების შედეგად წარმოიქმნება

მოუწესრიგებელი უბნები, რომლებიც ეფექტურ როლს თამაშობენ მუხტის
მატარებელთა გაბნევაში.

Abstract

The main goal for the dissertation is the research of physical nature of large size defects in InP, InAs and in some of their solid solutions. The main method used for accomplishing this was determining mechanisms of scattering of current carriers in crystal lattice and researching law of changes of electrons concentrations.

Samples were radiated with fast neutrons, powerful streams- $\Phi=2\cdot 10^{18}\text{n/cm}^2$ and highly energetic (50MeV) electrons- $\Phi=5\cdot 10^{17}\text{el/cm}^2$. Researches were carried out in wide range of temperature $T=4.2\text{-}300\text{K}$. Crystal annealing was done at up to 700°C temperature. Single crystals were acquired via methods of horizontal zonal melting. Concentration of doping impurities was $10^{16} - 10^{19}\text{cm}^{-3}$.

The topic is important as InP and InAs and their solid solutions are widely used in opto- and micro electronics. Also, InP represents one of the best materials for manufacturing photo elements, which is especially important for space equipment. In addition, effective way of improving quality of InP crystals has been discovered.

The work will display for the first time that using high energy particles for radiation can result in decomposition of large-size technological defects and, subsequently, improvement of physical properties of crystal. In particular, InP as observed to develop mobility increase of 100%, and also numerical theoretical analysis for this phenomenon was done for the first time. Also a research was carried out on main properties of disordered areas: geometrical radius of disordered areas; concentration of disordered areas; number of atoms in disordered areas; effective radius of disordered areas; penetration of electric field; tension of electric field in barrier. It is displayed that as a result of radiation, large-sized defects are disintegrated into smaller defects (of dotted type), which serve as acceptors and, as a result, concentration of electrons is decreased by several orders.

Mechanisms of scattering of electrical current carriers was determined in all substances, in both radiated and non-radiated samples. It was displayed for the first time that scattering of charge carriers on neutral atoms in InP is not characterized by widely used Erginsoy model and that it is essential to take into account the scattering on disordered statistical distribution of neutral atoms.

On the basis of calculations carried out, and analysis of temperature dependences of current carriers mobility and concentration, it was established that as a result of rigid radiation, besides dotted defects, large sized radioactive defects also emerge and cannot be analyzed using only traditional mechanisms.

It is displayed that as a result of radiation on InP and InAs solid solutions defects of acceptor type emerge with deep energetic levels which drastically reduce concentration of current carriers.

Concentration of charge carriers for InAs and InAs-InP solid solution rich with InAs, increases significantly on each fixed temperature as a result of radiation and does not change with temperature increase. This fact is weakened with increase of phosphorus composition and only becomes noticeable when $n_0 \leq 4.10^{18} \text{cm}^{-3}$. Donor type effects of small energetic levels emerge in forbidden zone and Fermi level moves to conductor zone as a result of radiation. Role of donors is accomplished by radioactive defects that represent interstitial atoms of arsenic.

It is displayed that concentration of charge carriers in InP and InAs-InP solid solutions rich with InP creates defects of charge carriers trapping character, with deep energetic levels. In given instance, role of electrically active radioactive defects are accomplished by interstitial phosphor atoms that, under the InP-InAs rigid radiation, emerge in significantly greater numbers than the interstitial atoms of arsenic.

For the first time, research has been done on anomaly temperature dependences of charge concentration and mobility in *n*-type InP crystal with disordered areas. Besides the scattering on lattice and impurity ions, mobility in

crystals containing disordered areas is also determined by scattering on disordered areas. Disordered areas block movement of main carriers of charge carriers and scatter them on their volume charge. Concentration of charge carriers is reduced drastically, and mobility increased twice after radiation with fast neutrons ($\Phi=2\cdot 10^{18}\text{n/cm}^2$) and electron streams of 50 Mev and $\Phi=5\cdot 10^{17}\text{e/cm}^2$.

Research was carried out on annealing process for radiated crystals at 400°C - 700°C temperature range. It is displayed that the process is of complex character and also that annealing radiated InAs-InP solid solutions rich with InAs at 700°C causes elimination of defects and restoration of charge concentration. As a result of radiation in solid solutions rich with InP disordered areas emerge, which act effectively in scattering charge carriers .

სარჩევი

შესავალი	20
თავი 1.ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ბინარული ნაერთების თვისებები (ლიტერატურული მიმოხილვა).....	26
1.1.ზოგადი თვისებები.....	26
1.2.ელექტრონების ენერგეტიკული სპექტრი, ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ენერგეტიკული ზონები.....	27
1.3. ელექტრული თვისებები.....	29
1.3.1. III–V ნაერთების ელექტრული თვისებების თავისებურებანი	29
1.3.2. გაბნევის მექანიზმები	30
1.3.3. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია.....	36
1.3.4 დასხივების გავლენა ელექტრულ თვისებებზე.....	37
1.4. დენის მატარებელთა გაბნევა სხვადასხვა ტიპის მოუწესრიგებელი უბნების მქონე ნახევარგამტარებში	39
1.4.1. არაერთგვაროვნობების ტიპები.....	39
1.4.2. ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი არეები.	42
დასკვნები.....	49
თავი 2. მასალები და გაზომვის მეთოდები.....	51
2.1. ექსპერიმენტული ნიმუშები.....	51
2.2. ჰოლის ეფექტის და ელექტროგამტარობის გაზომვების მეთოდიკა.....	52
2.2.1. მეთოდის არსი	52
2.2.2. ნიმუშების მომზადება გაზომვებისთვის.....	55
2.2.3. გაზომვების ჩატარება	56
2.2.4. გაზომვების ცდომილება.....	57
2.3. ექსპერიმენტული დანადგარები	58
2.3.1 დაბალტემპერატურული გაზომვები 4.2-300 K ტემპერატურულ ინტერვალში.....	58
2.3.2 დაბალტემპერატურული გაზომვები 78-300K ტემპერატურულ ინტერვალში.....	62
2.4. ნიმუშების დასხივება	65
2.5. ნიმუშების გამოწვა	66
შედეგები და მათი განსჯა	67

თავი 3.ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ელექტრული თვისებები	67
3.1. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია.....	67
3.2. დენის მატარებელთა ძვრადობა ინდიუმის არსენიდში.....	68
3.3. დენის მატარებელთა ძვრადობა ინდიუმის ფოსფიდში.....	72
3.3.1. მუხტის მატარებელთა გაბნევის პრობლემა ნეიტრალურ მინარევზე .	72
3.3.2. მუხტის მატარებელთა გაბნევის თავისებურებანი ელექტრულად ნეიტრალური მინარევების ატომებზე InP ნაერთში.	73
თავი 4. ჩქარი ნეიტრონებით დასხივებული InAs–ით მდიდარი InAs- InP მყარი ხსნარების ელექტრული თვისებები	79
4.1. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია.....	79
4.1.1 გამოწვამდე	79
4.1.2. იზოქრონული გამოწვა.....	83
4.2.2. იზოქრონული გამოწვა.....	92
თავი 5. ჩქარი ნეიტრონებით დასხივებული InP –თი მდიდარი In As–InP მყარი ხსნარების ელექტრული თვისებები	95
5.1. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია გამოწვამდე	95
5.2. დენის მატარებელთა ძვრადობა გამოწვამდე	98
5.3. იზოქრონული გამოწვა.....	102
თავი 6. ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი უბნების მქონე ინდიუმ ფოსფიდის კრისტალების ელექტრული თვისებები	104
6.1. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია.....	105
6.2. დენის მატარებელთა ძვრადობა	109
6.2.1. დასხივებამდე	109
6. 2.2. დასხივება.....	112
6.2.3. „ეფექტური“ დენის მატარებელთა „ჰოლის ძვრადობა“.....	115
გამოყენებული ლიტერატურა	129

ცხრილების ნუსხა

- ცხრილი 1. აკრძალული ზონის ტემპერატურული კოეფიციენტი 100–300K ტემპერატურულ არეში ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ნაერთებისთვის.
- ცხრილი 2. დენის მატარებელთა ეფექტური მასის მნიშვნელობები InAs -ის და InP-ს ნაერთებში ზონების ექსტრემუმების სიახლოვეს.
- ცხრილი 3. დენის მატარებელთა ძვრადობის თეორიულად გამოთვლილი და ექსპერიმენტულად გაზომილი მონაცემები ინდიუმის არსენიდის კრისტალისთვის საწყისი კონცენტრაციით $n_0=3 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$.
- ცხრილი 4. გათვლილი და ექსპერიმენტული დენის მატარებელთა ძვრადობის მონაცემები InP კრისტალებში.
- ცხრილი 5. დაყვანილი ფერმის დონის მონაცემები InAs და InAs-ით მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარებში.
- ცხრილი 6. InP-ს ექსპერიმენტული ნიმუშების მახასიათებლები 300K-ზე
- ცხრილი 7. n-InP ნიმუშებში მოუწესრიგებელი უბნების პარამეტრები 300K-ზე.

ნახაზების ნუსხა

- ნახ.1 ენერგეტიკული ზონების სტრუქტურა InAs-ის და InP- ნაერთებისთვის.
- ნახ.2 ენერგეტიკული სტრუქტურის სქემა. პოტენციალის რელიეფი და სივრცული მუხტის განაწილება ერთი მოუწესრიგებელი უბნისთვის.
- ნახ.3 ენერგეტიკული სტრუქტურის სქემა. დასხივებული ნახევარგამტარის პოტენციალის რელიეფი დასხივების მაღალი დოზებისათვის მოუწესრიგებელი უბნების ცენტრების შემადგენელი ხაზის გასწვრივ.
- ნახ.4 ენერგეტიკული სტრუქტურის სქემა არაერთგვაროვან ნახევარგამტარულ შენადნობში მცირე მასშტაბის (a) და დიდი მასშტაბის (b) შემადგენლობის ფლუქტუაციებით.
- ნახ.5 კრისტალების ერთგვაროვნების შესამოწმებელი ელექტროგამტარობის ზონდური მეთოდის ხელსაწყო.
- ნახ.6 ნიმუში ელექტრული თვისებების გასაზომად
- ნახ.7 ელექტრული თვისებების გასაზომი დანადგარის პრინციპიალური სქემა
- ნახ.8 ექსპერიმენტული ნიმუშები
- ნახ.9 ა) ელექტრული თვისებების გასაზომი 4.2–300 K ტემპერატურის ინტერვალში კრიოსტატის პრინციპიალური სქემა. ბ) კრიოსტატის შიდა ხედი
- ნახ.10 ელექტრული თვისებების გასაზომი მოწყობილობა 78–300 K ტემპერატურის არეში.
- ნახ.11 ნიმუშის დამჭერი მოთავსებული უჟანგავი ფოლადის მილში
- ნახ.12 ნიმუშის დამჭერი
- ნახ.13 დაბალტემპერატურული (78–300K) ნახევარგამტარების ელექტრული თვისებების გასაზომი დანადგარის პრინციპიალური ელექტრული სქემა.
- ნახ.14 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) ტემპერატურული დამოკიდებულება ინდიუმის არსენიდის ნიმუშისათვის $n=3 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ საწყისი კონცენტრაციით.
- ნახ.15 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულება ინდიუმის არსენიდის ნიმუშისათვის $n=3 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ საწყისი კონცენტრაციით.
- ნახ.16 დენის მატარებელთა ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება InP-ს ნიმუშში $n=3 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³ ელექტრონის კონცენტრაციით.
- ნახ.17 მოუწესრიგებელი გაბნევის ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება InP ნიმუშში.
- ნახ.18 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ს კრისტალისთვის ($n=3 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები: 1- დასხივებამდე, 2- ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ
- ნახ.19 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ის კრისტალისთვის InP-ს 10მომლ% დანამატით ($n=1,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³).

- დანამატით ($n_0=2.5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდე ბი: 1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ
- ნახ.42 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულება InP-ს კრისტალებში ($n_0=2.3 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³). მრუდეები: 1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ
- ნახ.43 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულება InP-ს კრისტალისთვის InAs-ის 20მოლ% დანამატით ($n_0=3.6 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდეები: 1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ, 3-300°C -ზე გამოწვის შემდეგ, 4-400°C -ზე გამოწვის შემდეგ
- ნახ.44 დენის მატარებელთა ძვრადობის კომპონენტის μ_{dis} , რომელიც განისაზღვრება დასხივების შედეგად წარმოქმნილი რადიაციული დეფექტებზე დენის მატარებელთა გაბნევით, ტემპერატურული დამოკიდებულება ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალში ($n_0=2.3 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³). უწყვეტი ხაზი –თეორიული, წერტილები –ექსპერიმენტალური მონაცემებია
- ნახ.45 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივებულ InAs-ის 20მოლ% დანამატით InP-ს კრისტალში ($n_0=3.6 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მონაცემები მოყვანილია 300 K ტემპერატურაზე
- ნახ.46 ელექტრონების კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე (T) ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებისთვის დასხივებამდე. მრუდეები: 1- ნიმუში 1 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ 300K-ზე, 2- ნიმუში 2 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,2 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³.
- ნახ.47 ელექტრონების კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე (n) ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებისთვის დასხივების შემდეგ. მრუდეები: 1- ნიმუში 1 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ 300K-ზე ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით $\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ² დასხივების შემდეგ. 2- ნიმუში 2 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,2 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³. 50 მეგ ენერგიის და $\Phi=5 \cdot 10^{17}$ ნ/სმ² ელექტრონების ნაკადით.
- ნახ.48 ელექტრონების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე (n) ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებისთვის შეჯამებული ორივე ნიმუშისათვის. ნიმუში 1- დასხივებამდე (მრუდი 1a) და ჩქარი ნეიტრონების ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) ნაკადით დასხივების შემდეგ (მრუდი 1b). ნიმუში 2- დასხივებამდე (მრუდი 2a) და 50 მეგ ენერგიის და $\Phi=5 \cdot 10^{17}$ ნ/სმ² ელექტრონების ნაკადით დასხივების შემდეგ (მრუდი 2b)
- ნახ.49 ჰოლის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურასთან დასხივებამდე n -InP კრისტალებში. მრუდეები: 1- ნიმუში 1 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ ოთახის ტემპერატურაზე, 2- ნიმუში 2 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,2 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³. ოთახის ტემპერატურაზე
- ნახ.50 დენის მატარებელთა ძვრადობის დამოკიდებულება (μ) ტემპერატურაზე ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებისათვის დასხივების შემდეგ. მრუდეები: 1-ნიმუში 1 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ; 2-ნიმუში 2 საწყისი

კონცენტრაციით $n_0=1,2 \cdot 10^{16}$ სმ^{-3} დასხივებულ 50 მეგ ენერჯის და $5 \cdot 10^{17}$ ელ/სმ^2 ელექტრონების ნაკადით დასხივების შემდეგ.

- ნახ.51. დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულება n -InP კრისტალებისთვის შეჯამებულია ორივე ნიმუშისათვის. ნიმუში 1– ნახ.47 დასხივებამდე (მრუდი 1a) და ჩქარი ნეიტრონების $\phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ^2 ნაკადით დასხივების შემდეგ (მრუდი 1b), ნიმუში 2– დასხივებამდე (მრუდი 2a) და 50 მეგ ენერჯით და $\phi=5 \cdot 10^{17}$ ელ/სმ^2 ელექტრონების ნაკადებით დასხივების შემდეგ (მრუდი 2b).
- ნახ.52. მოყვანილია დასხივებამდე და დასხივების შემდეგ მუხტის მატარებელთა ძვრადობის ფარდობითი ცვლილების დამოკიდებულება ტემპერატურაზე n -InP კრისტალებში
- ნახ.53 მოუწესრიგებელი არეს სქემა: 1- დაზიანების არე, რომელიც გარშემორტყმულია სივრცული მუხტით; 2 – „გამოფიტულ“ იარე
- ნახ.54. სივრცული მუხტის უბნებზე დენის მატარებელთა გაბნევისთან დაკავშირებული ძვრადობის μ_{dis} ტემპერატურული დამოკიდებულება. ექსპერიმენტული მონაცემები დასხივებამდე: მრუდი 1 ნიმუში 1–თვის, მრუდი 2 ნიმუში 2–თვის; თეორიული მონაცემები – მრუდი 3

მადლიერება

მადლობას ვუხდით ჩემს სამეცნიერო ხელმძღვანელს, პროფესორ ნოდარ კეკელიძეს დისერტაციაზე მუშაობის პერიოდში გაწეული სამეცნიერო და პედაგოგიური შრომისათვის. ასევე დიდი მადლიერების გრძნობა მინდა გამოვხატო ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორის, ქალბატონი ელზა ხუციშვილის მიმართ იმ ფასდაუდებელი პრაქტიკული და თეორიული დახმარებისათვის, რომელიც მან ჩემს სასარგებლოდ გასწია.

დ. ხომასურიძე

შესავალი

ნახევარგამტარების ფიზიკური და ქიმიური თვისებები უკიდურესად მგრძობიარეა მათში არსებული დეფექტების და მინარევების მიმართ. უფრო მეტიც, პრაქტიკულად ყველა ის უნიკალური თვისება, რომელთა მეშვეობითაც ნახევარგამტარული მასალები და ხელსაწყოები გახდა თანამედროვე მეცნიერების, ტექნიკის, ტექნოლოგიების, ინფორმატიკის, მართვის სისტემების და სხვათა წამყვან ძალად სწორად მინარევების წყალობითაა შექმნილი.

თავის მხრივ ნახევარგამტარებში დეფექტები პრაქტიკულად იგივე როლს თამაშობენ რასაც მინარევები. უპირველეს ყოვლისა დეფექტები განაპირობებენ ნახევარგამტარული მასალების კრისტალების ხარისხს და ასევე გამტარობის ტიპსაც, ანუ მათი ელექტრონიკაში გამოყენების შესაძლებლობებს. ამავ დროს დეფექტების საშუალებით, ისევე როგორც მინარევების გამოყენებით, შესაძლებელია მიზანმიმართულად ვცვალოთ ნახევარგამტარული მასალების თვისებები.

ნახევარგამტარებში, ისე როგორც მთლიანად მყარ სხეულებში, არსებული დეფექტები შესაძლოა დავეყოთ ორ დიდ კლასად: პირველი-კრისტალური მესერის ე.წ. ტექნოლოგიური დეფექტები, რომლებიც არსებობენ კრისტალში, ანუ ისინი, რომლებიც ყალიბდებიან კრისტალების ზრდის პერიოდში და მეორე – დეფექტები, რომლებიც წარმოიშვებიან კრისტალების მაღალენერგეტიკული ნაწილაკებით დასხივების შედეგად. კრისტალებში არსებობს მრავალი ტიპის დეფექტი. დასხივების შედეგად ყველაზე დიდი რაოდენობით წარმოიშვება ე.წ. წერტილოვანი დეფექტები, როგორცაა კვანძთაშორისი ატომები, ვაკანსიები და ე.წ. ანტისტრუქტურული დეფექტები (ლითონი არალითონის ქვემესერში და პირიქით) რომელთაგანაც, წარმოიშვება მათი წყვილები, მაგალითად, ბივაკანსიები და უფრო მაღალი რიგის გაერთიანებები. როცა დეფექტებისა

და მინარევების კონცენტრაციები მნიშვნელოვანია იზრდება ალბათობა მათი ურთიერთქმედებისა და ჩნდებიან ვაკანსიებისა და კვანძთაშორისი ატომების მინარევებთან და ერთმანეთთან ასოცირებული ცენტრები. წარმოიქმნება აგრეთვე უფრო დიდი გაერთიანებები, შემდგომ მცირე ზომის კლასტერები. ხოლო განსაკუთრებით ძლიერი დასხივების შემთხვევაში ჩნდებიან დიდი ზომის კლასტერები ე.წ. მოუწესრიგებლობის არეები. ასეთი ტიპის დეფექტები წარმოიქმნება, მაგალითად, კრისტალზე ჩქარი ნეიტრონების მძლავრი ნაკადების ზემოქმედების შედეგად, აგრეთვე მაღალენერგეტიკული ელექტრონებით (50 მევ) დასხივების დროს. აღნიშნულ სიტუაციებში ჩნდება ისეთი დიდი ზომისა და დიდი რაოდენობის მოუწესრიგებლობის არეები, რომ შესაძლოა განხორციელდეს მათი გადაფარვა. ასეთი არეები შეიძლება წარმოადგენდნენ ამორფულ ჩანართებს. იონებით დაბომბვის შემთხვევაში კრისტალის ზედაპირის მახლობლად ჩნდება ამორფული ფენები და სხვა.

ყველა ამ ტიპის დეფექტები არსებობს რეალურ კრისტალებშიც. ცხადია კრისტალების ტექნოლოგიის პროცესში მათი გაზრდის დროს ყოველთვის წარმოიქმნება დისლოკაციები. ასევე წერტილოვანი დეფექტები, მათი ასოციაციები და დიდი ზომის კლასტერები.

როგორც აღნიშნული იყო, დეფექტები განსაზღვრავენ კრისტალების თვისებებს და მათ ხარისხს. დიდი ზომისა და რაოდენობის დეფექტების არსებობის შემთხვევაში რადიკალურად იცვლება ნახევარგამტარების თვისებები.

ამავე დროს გამოყენებითი პრობლემების არსებობის გარდა, ძალიან მნიშვნელოვანია დეფექტწარმოქმნის ფიზიკური პროცესების თეორიული შესწავლის საკითხი, რაც წარმოადგენს ფიზიკის ფრიად რთულ ამოცანას დეფექტების დიდი რაოდენობისა და მათი მრავალფეროვნების გამო.

აღნიშნულთან დაკავშირებით დღეისთვის შედარებით უკეთაა შესწავლილი წერტილოვანი დეფექტები, როცა შესაძლებელია კრისტალის

დეფექტი წარმოვადგინოთ, როგორც დამუხტული ან ნეიტრალური ატომი ან ვაკანსია.

ბივაკანსიის შესწავლის დროსაც კი ჩვენ უკვე ვაწყდებით სერიოზულ პრობლემებს, დიდი ზომის დეფექტების შესწავლის დროს წარმოიქმნება პრინციპული ხასიათის მქონე პრობლემები, რაც მოითხოვს განსხვავებულ მიდგომას, ხოლო რაოდენობრივი ანალიზის ჩატარების შემთხვევაში – ფიზიკის სპეციალურ მოდელებსა და შესაბამის მათემატიკურ მიდგომას და დამუშავებას.

საკვალიფიკაციო ნაშრომის ძირითად მიზანს წარმოადგენს დიდი ზომის ტექნოლოგიური დეფექტების და მასთან დაკავშირებული რადიაციული ეფექტების შესწავლა.

სამუშაოში მიღწეული ძირითადი შედეგები შესაძლებელია ჩამოყალიბდეს შემდეგნაირად:

ჩვენს მიერ პირველად იქნა ნაჩვენები, რომ მაღალი ენერგიის მქონე ნაწილაკების დასხივების შედეგად შესაძლებელია განხორციელდეს დიდი ზომის ტექნოლოგიური დეფექტის დაშლა და შესაბამისად კრისტალის ფიზიკური თვისებების მკვეთრი გაუმჯობესება.

კერძოდ ნაჩვენები იქნა: რომ დასხივებამდე ელექტრონული ტიპის ინდიუმის ფოსფიდის ძვრადობა შეადგენდა $\mu=741\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$, ხოლო კრისტალის ჩქარი ნეიტრონების დიდი ნაკადით ($\Phi=2\cdot 10^{18}\text{ნ}/\text{სმ}^2$) დასხივების შედეგად მისი ძვრადობა გაიზარდა თითქმის ორჯერ და გახდა $\mu=1490\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$.

ასეთივე შედეგი დაფიქსირებული იქნა $n\text{-InP}$ -ს 50 მევ – ენერგიის მქონე ელექტრონებით დასხივების დროსაც. დასხივებამდე $\mu=3700\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$, ხოლო დასხივების შემდეგ $\mu=6700\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$.

განხორციელებული იქნა აღნიშნული მოვლენის რაოდენობრივი თეორიული ანალიზი და ექსპერიმენტული კვლევები.

ინდიუმის ფოსფიდი და ინდიუმის არსენიდი წარმოადგენენ უმნიშვნელოვანეს თანამედროვე ნახევარგამტარულ შენაერთებს,

რომლებიც მტკიცედ მკვიდრდებიან ოპტოელექტრონიკასა და მიკროელექტრონიკაში. მკაფიოდ გამოიკვეთა მათი გამოყენების პერსპექტივები ნანოტექნოლოგიების მიმართულებითაც. ამ ნივთიერებების ბაზაზე იქმნება მაღალი ეფექტურობის მქონე ფოტოელემენტები, ლაზერები, არაკოჰერენტული სისტემები, ფოტოდიოდები, მიმღებები და გამომსხივებლები, მაღალი სიხშირის გენერატორები ე.წ. განის დიოდები, მრავალი ტიპის გადამწოდები, დეტექტორები და სხვა. ყოველივე ეს განპირობებულია იმით, რომ აღნიშნულ ნივთიერებებს გააჩნიათ მრავალი უნიკალური თვისება: „პირდაპირი“ ენერგეტიკული ზონა, ელექტრონების მკრადობის მაღალი მაჩვენებლები. ამასთანავე, მაგალითად, InAs-ს აქვს უფრო დიდი აკრძალული ენერგეტიკული ზონა ($E_g = 0.36$ ევ) ვიდრე InSb-ს. ამის გამო მისი გამოყენების სფერო ინდიუმის ანტიმონიდთან შედარებით გაცილებით უფრო ფართოა.

თავის მხრივ დღეისთვის InP-ს ბაზაზე დამზადებული ფოტოელექტრული გარდამქმნელი წარმოადგენს ერთ-ერთ ყველაზე მაღალი მარგი ქმედების კოეფიციენტის მქონე ოპტოელექტრონულ ხელსაწყოს. განსაკუთრებით დიდია მისი კოსმოსში ფართო გამოყენების პერსპექტივები.

ოპტოელექტრონიკისა და მიკროელექტრონიკის ძალიან სწრაფი განვითარების გამო წარმოიშვა აუცილებლობა ისეთი ნივთიერებების შექმნისა, რომლებიც საშუალებას მოგვცემს თითქმის უწყვეტად ვცვალოთ მასალების ძირითადი პარამეტრები. მაგალითად, მათი ენერგეტიკული ღრეჩოს სიდიდე და შესაბამისად, დავამზადოთ სხვადასხვა ტალღის სიგრძის მქონე ლაზერი, მიმღები ან გამომსხივებელი. ასეთი პროცედურის განხორციელების საშუალებას იძლევა მყარი ხსნარები. მათ შორის განსაკუთრებული ადგილი დაიკავა InP-InAs-ის მყარმა ხსნარებმა, რომლებშიაც შემადგენლობის ცვლილების დროს მესრის პარამეტრის და სხვა სიდიდეების ცვლილება ემორჩილება ვეგარდის კანონს. InPAs მყარ ხსნარებს გააჩნიათ კარგი შერევის უნარი, რის გამოც მიიღება ნებისმიერი

შემადგენლობის მყარი ხსნარი. ამავე დროს, თანაბრად და მონოტონურად იცვლება აკრძალული ზონის სიგანის მნიშვნელობა, მუხტის გადამტანთა ეფექტური მასების მნიშვნელობები, ძვრადობა, სითბოგამტარობა და სხვა. განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია, რომ განსხვავებით ზოგიერთი სხვა შენადნობისგან InPAs მყარ ხსნარებში შემადგენლობის ცვლილების დროს არ ირღვევა ენერგეტიკული ზონების კონფიგურაცია, კერძოდ შენარჩუნებულია პირდაპირი ოპტიკური გადასვლების შესაძლებლობა, რაც მნიშვნელოვანია მაღალეფექტური ოპტოელექტრონული ხელსაწყოების შექმნისთვის განსაკუთრებით კი ლაზერისთვის.

უნდა აღინიშნოს, რომ InP-InAs-ის მყარი ხსნარების რადიაციული თვისებები ინტენსიურად არის შესწავლილი ნ.კეკელიძის, გ.კეკელიძის, დ.კეკელიძის ნაშრომებში, რის გამოც მნიშვნელოვანია სათანადო კვლევების შემდგომი გაფართოება, რაც განხორციელებულია მოცემულ საკვალიფიკაციო ნაშრომში. კერძოდ, ჩვენს მიერ დადასტურებულია, რომ InPAs მყარ ხსნარებში მათი მაღალენერგეტიკული ნაწილაკებით-ჩქარი ნეიტრონებით და 50მეგ-ის ენერგიის მქონე ელექტრონებით დასხივების შედეგად უპირატესად წარმოიქმნება ფოსფორის კვანძთაშორისი ატომები, რომლებიც ასრულებს დენის მატარებელთა ეფექტური ჩამჭერების როლს, რაც იწვევს კრისტალების ელექტროგამტარებლობის მკვეთრ შემცირებას. ასევე დადასტურებულია, რომ, მართლაც, InAs-ს გააჩნია უნიკალური რადიაციული თვისებები, რაც იმაში გამოიხატება, რომ დასხივების ნებისმიერი პირობების დროს ინდიუმის არსენიდში ყოველთვის წარმოიქმნება კვანძთაშორისი დარიშხანის ატომები, რომლებიც ასრულებს დონორების როლს.

დისერტაციის ძირითად მიზანს წარმოადგენს დიდი ზომის ტექნოლოგიური დეფექტების და მასთან დაკავშირებული რადიაციული ეფექტების, მაღალენერგეტიკული ნაწილაკებით დასხივების გავლენის შესწავლა InAs-ის და InP-ს ბინარული ნაერთების, InAs-ით და InP-ით

მდიდარი InAs-InP-ს მყარი ხსნარების ელექტრულ თვისებებზე.
დისერტაცია ემსახურება ამ მასალების თვისებების გაუმჯობესებას.

თავი 1. ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ბინარული ნაერთების თვისებები (ლიტერატურული მიმოხილვა)

1.1. ზოგადი თვისებები

ინდიუმის არსენიდი. სუფთა ინდიუმის არსენიდი ღია ვერცხლის-ცის ფერი შეფერილობის ნივთიერებაა ლითონური ბზინვით, დნება 943°C . მისი სიმკვრივეა 5.68 გ/სმ^3 , კრისტალდება სფალერიტის სტრუქტურაში. მესრის მუდმივაა $6,0585 \text{ \AA}$. InAs მდგრადია ჰაერზე ნორმალურ პირობებში. პრაქტიკულად არ იხსნება წყალში და ტუტეში. იწყებს დაჟანგვას 450°C ზემოთ. გახურებისას ვაკუუმში იშლება 700°C -ზე. ორთქლის დრეკადობა დნობის ტემპერატურაზე $-0,33\text{ატმ}$. ჩვეულებრივ, InAs-ს სინთეზის, ზონური გაწმენდის და მონოკრისტალების ამოწევის შემდეგ აქვს ელექტრონული გამტარობა. ეს განპირობებულია S და Se მინარევებით. ყველაზე დიდი ელექტრონების ძვრადობა დაიკვირვება InAs-ის კრისტალებში 10^{16}სმ^{-3} დონორების კონცენტრაციისას და უდრის $33000\text{სმ}^2/\text{ვ.წმ}$, მაღალ ტემპერატურებზე ის მცირდება მუხტების მესერის რხევებზე გაბნევის გამო. ხვრელების ძვრადობა InAs-ში $500\text{სმ}^2/\text{ვ.წმ}$. აკრძალული ზონის სიგანე $0,354\text{ევ}$ 300K -ზე და $0,46\text{ ევ}$ 0K -ზე [1-5].

ინდიუმის ფოსფიდი. ინდიუმის ფოსფიდი მთლიანობაში ჰგავს ინდიუმის არსენიდს, მაგრამ მუქი ნაცრისფერი ნივთიერებაა ფისის ბზინვით, მყარი და მყიფე. ისევე, როგორც InAs იგი არ იხსნება წყალში და ტუტეში, მდგრადია ჰაერზე ნორმალურ პირობებში, არ იშლება და არ იცვლის გარეგნულ იერს. მისი სიმკვრივე 4.78გ/სმ^3 , კრისტალდება სფალერიტის სტრუქტურაში. მესრის პარამეტრი $5,8688 \text{ \AA}$ მცირედ განსხვავდება InAs-სგან. 550°C ზემოთ InP თანდათანობით კარგავს სიპრიალეს, მუქდება და იშლება. 600°C ზემოთ InP-ს კრისტალები იჟანგება ჰაერზე. InP-ს დნობის ტემპერატურა უფრო მაღალია, ვიდრე InAs-ის და უდრის 1070°C . არ იხსნება წყალში. InP ყველაზე კარგად იხსნება

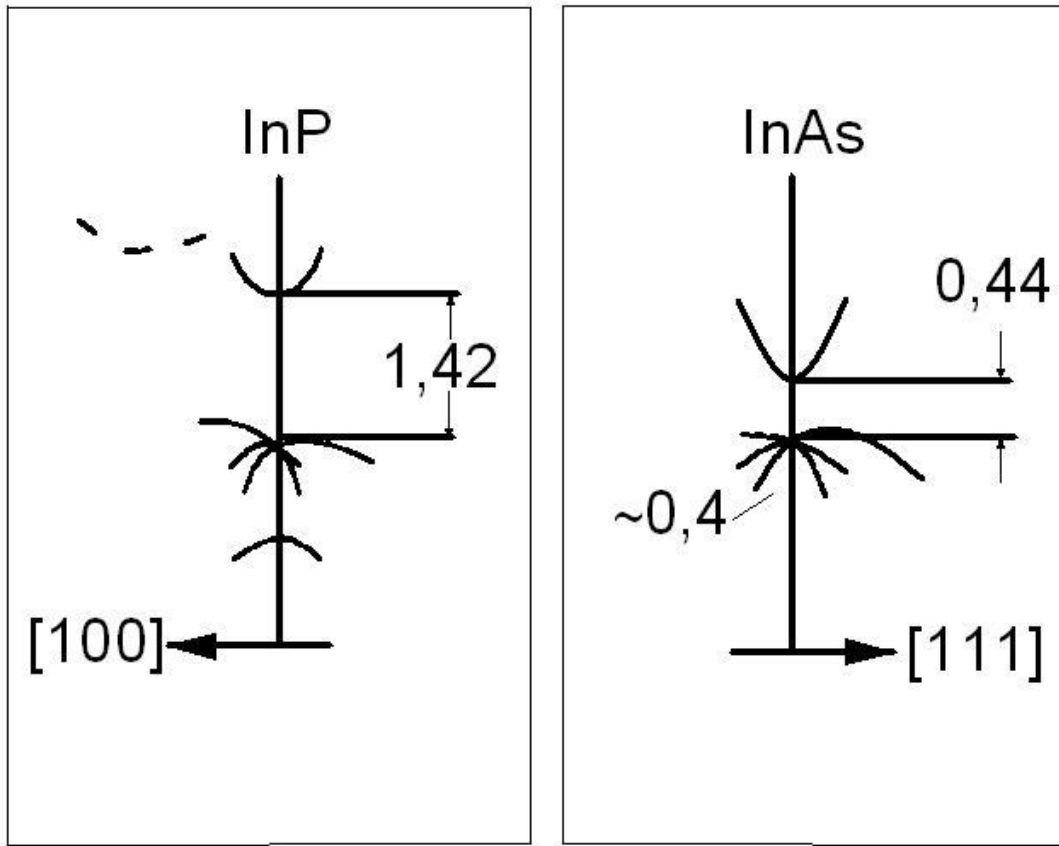
მარილმჟავაში, ძლიერ შლის მას სითბოს გამოყოფით. ტუტე ხსნარები არ მოქმედებენ InP-ზე. საკუთარი გამტარობა დაიკვირვება 500°C ზევით. ელექტრონების და ხვრელების ძვრადობა InP-ს მონოკრისტალებში 10^{16} სმ⁻³ მინარევის კონცენტრაციისას არის 6000სმ²/ვ·წმ და 650 სმ²/ვ·წმ შესაბამისად. მისი თერმული აკრძალული ზონა 0K ტემპერატურაზე 1.34 ევ-ია, ოპტიკური აკრძალული ზონა კი -1.41 ევ.

ინდიუმის ფოსფიდი ტექნოლოგიის თვალსაზრით არის ერთ-ერთი რთული მასალა. ფოსფორის ორთქლის მაღალი დრეკადობის გამო (ორთქლის დრეკადობა დნობის ტემპერატურაზე 25ატმ) შეიმჩნევა მნიშვნელოვანი ტექნოლოგიური სიძნელები.

III-V ტიპის ცხრა ნაერთებს შორის ინდიუმის ფოსფიდის სინთეზი და მონოკრისტალების მიღება დაკავშირებულია დიდ სიძნელებთან. ამიტომ ყველა ოპერაცია InP-ს მიღების თაობაზე ხორციელდება მაღალი წნევის აპარატურაში. ინდიუმის ფოსფიდის სინთეზი ტარდებოდა სამზონიან ლუმელში მიჩილულ კვარცის ამპულაებში. ძირითადი მარეგულირებელი მინარევებია *n*-ტიპის მონოკრისტალების მიღებისათვის S, Se, Te, Si, Ge, Sn, ხოლო *p*-ტიპის – Zn და Cd [1-5].

1.2. ელექტრონების ენერგეტიკული სპექტრი, ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ენერგეტიკული ზონები

საერთოდ ნახევარგამტარების ბევრი თვისება დამოკიდებულია მხოლოდ გამტარობის ზონის ფორმაზე მინიმუმის არეში და ვალენტური ზონის მაქსიმუმის არეში. დღეისთვის დაგროვილი თეორიული და ექსპერიმენტული მასალა გვამღევეს საშუალებას წარმოვადგინოთ InAs-ს და InP-ს კუბური ნაერთების ზონური სტრუქტურები, ნახ. 1.



ნახ. 1. ენერგეტიკული ზონების სტრუქტურა InAs-ის და InP- ნაერთებისთვის.

ენერგეტიკული ნაპრალების მნიშვნელობები მოყვანილი ნახ.1-ზე მიეკუთვნება 0K ტემპერატურას. E_g -ს (აკრძალული ზონის სიგანე) გადათვლა 300K ტემპერატურისთვის შეიძლება გაკეთდეს dE_g/dT მამრავლით, რომლის მნიშვნელობა მოყვანილია ცხრილ 1-ში [6].

ცხრილი 1. აკრძალული ზონის ტემპერატურული კოეფიციენტი 100–300K ტემპერატურულ არეში ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ნაერთებისთვის.

ნაერთი	InAs	InP
$- dE_g/dT \cdot 10^{-4}, \text{ევ}$	3.5	4.5

ვალენტური ზონა ბრილუენის ზონის ცენტრში გადაგვარებულია და შედგება მძიმე და მსუბუქი ხვრელების ზონებისგან და მესამე სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედების გამო ახლჩილი ზონისაგან. მაგრამ

ვალენტური ზონის აბსოლუტური მაქსიმუმები მცირე მანძილით დაშორებული არიან ბრილუენის ზონის ცენტრიდან.

ამრიგად, ინდიუმის არსენიდს და ინდიუმის ფოსფიდს აქვთ პირდაპირი აკრძალული ზონები. გამტარობის ზონის აბსოლუტური მინიმუმი განლაგებულია ბრილუენის ზონის ცენტრში $k(0, 0, 0)$ წერტილში.

დენის მატარებელთა ეფექტური მასის მნიშვნელობები გამტარობის ზონის ფსკერზე და ვალენტური ზონის კენწეროში მოყვანილია ცხრილში 2.

ცხრილი 2. დენის მატარებელთა ეფექტური მასის მნიშვნელობები InAs -ის და InP-ს ნაერთებში ზონების ექსტრემუმების სიახლოვეს.

ნაერთი	InAs	InP
m^*_n/m_0	0.02	0.073
m^*_{p1}/m_0	0.41	-
m^*_{p2}/m_0	0.025	-

InAs-ის და InP-ს ნაერთებში აკრძალული ზონის სიგანის სივიწროვისა და აქედან გამომდინარე ვალენტური და გამტარობის ზონებს შორის ურთიერთქმედების გამო, დაიმზირება გამტარობის ზონის ფორმის გადახრა პარაბოლურიდან. InAs-ის და InP-ს ნაერთების მყარი ხსნარის ზონური სტრუქტურა, ყველა ტიპის ეფექტური მასა იცვლება ვეგარდის კანონის შესაბამისად.

1.3. ელექტრული თვისებები

1.3.1. III–V ნაერთების ელექტრული თვისებების თავისებურებანი

III–V ნახევარგამტარული ნაერთები განსხვავდება მონოატომური ნახევარგამტარებისგან იმით, რომ მესერის შემადგენელი ატომების ქიმიურ კავშირებში არის იონური კავშირის გარკვეული წვლილი. ამიტომ გადატანის მოვლენებში ელექტრონების გაბნევამ ოპტიკური ფონონებით

შეიძლება ითამაშოს მნიშვნელოვანი როლი. ეს განსხვავება მონოატომური ნახევარგამტარებისგან გადატანის მოვლენების ახსნას III-V ნაერთებში ზედმიწევნით რთულს ხდის.

მეორე მნიშვნელოვანი განსხვავება III-V ნაერთებისა Ge-ის და Si-სგან არის გამტარობის ზონის მნიშვნელოვანი არაპარაბოლოურობა. მაგალითად InAs-ის და InP-ს ნაერთში მუხტის კონცენტრაციისას $n > 2 \cdot 10^{17} \text{სმ}^{-3}$ ეფექტური მასა იზრდება, რაც მიუთითებს ზონის არაპარაბოლოურობაზე.

დენის მატარებელთა ძვრადობა, როგორც ცნობილია, განისაზღვრება მუხტის ეფექტური მასით და ურთიერთქმედებით მესერთან. თუ გავითვალისწინებთ, რომ III-V ნაერთებში ქიმიური კავშირების სიმტკიცე იონური კომპონენტის გამო უფრო მაღალია ვიდრე შესაბამის იზოელექტრულ ელემენტში, მოსალოდნელია, რომ დენის მატარებელთა ურთიერთქმედება მესერთან III-V ნაერთებში უფრო სუსტია, ვიდრე Ge-ში და Si-ში. შესაბამისად დენის მატარებელთა ძვრადობა III-V ნაერთებში იქნება უფრო დიდი, ვიდრე იზოელექტრონულ ელემენტებში. საერთოდ, დენის მატარებელთა ძვრადობა იონურ კრისტალებში ძალიან მცირეა, ამიტომ იონური კავშირის წვლილის გაზრდა გარკვეული სიდიდის ზემოთ გამოიწვევს ძვრადობის შემცირებას. სინამდვილეში, IV-IV, III-V, II-VI, I-VII ნაერთების რიგში ძვრადობას აქვს მაქსიმუმი III-V ნაერთებში, ხოლო ინდიუმის არსენიდს აქვს იონური მდგენელის ყველაზე დაბალი წვლილი III-V ნაერთებს შორის.

1.3.2. გაზნევის მექანიზმები

გადატანის მოვლენების შეფასება ინდიუმის არსენიდში და ინდიუმის ფოსფიდში ჩატარებულია საკმაოდ დიდი რაოდენობის სამუშაოებში [1-15] და შეიძლება მოვახდინოთ მათი სისტემატიზება. ძვრადობის მაქსიმალური მნიშვნელობები InAs-ში და InP-ში არის

4800სმ²/ვ.წმ და 43000სმ²/ვ.წმ. ინდიუმის არსენიდში და ინდიუმის ფოსფიდში და მათ მყარ ხსნარებში გაბნევის ძირითადი მექანიზმებია გაბნევა მინარევის იონებზე და მესერის რხევებზე.

ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის შესახებ ლიტერატურაში წინააღმდეგობრივი მონაცემებია იმის შესახებ, თუ რომელ მექანიზმს ეძლევა უპირატესობა. ავტორები ხშირად აკეთებენ ერთმანეთის გამომრიცხავ დასკვნებს. მათი გამოთვლები ეყრდნობა გრაფიკულ მეთოდს. ზუსტი შედეგები შეიძლება მიღებულ იქნას მხოლოდ სწორი რაოდენობრივი გათვლებით თეორიაზე დაყრდნობით.

გაბნევა ოპტიკურ ფონონებზე. პოლარიზაციის ხარისხი III–V ნაერთებში იზრდება, როცა III–V ნაერთების კომპონენტები შეიცვლება უფრო მსუბუქი ელემენტებით. შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ პოლარული გაბნევა იქნება უპირატესი ელექტრონულ ძვრადობაში ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდისათვის. პოლარული და იონური გაბნევით აიხსნება ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება ინდიუმის არსენიდისთვის და ინდიუმის ფოსფიდისთვის 200–300K ინტერვალში.

სფალერიტის ტიპის კრისტალებისთვის ოთახის ტემპერატურაზე ძვრადობას ოპტიკურ რხევებზე გაბნევისას აქვს შემდეგი სახე [16,17]:

$$\mu_{opt} = 3 \cdot 10^{31} \left(\frac{e}{e_c^*} \right)^2 \left(\frac{m_o}{m^x} \right)^{3/2} F M a^3 \nu \left(\exp \frac{h\nu}{kT} - 1 \right) \text{ სმ}^2/\text{ვ.წმ} \quad (1)$$

სადაც m_o და e -თავისუფალი ელექტრონის მასა და მუხტია, e_c^* - ეფექტური მუხტი, M -დაყვანილი ატომის მასა, a - მესერის მუდმივა, ν - ძირითადი ოპტიკური სიხშირე, F - მდორედ ცვალებადი ფუნქცია $h\nu/kT$ -სა, რომელიც ოთახის ტემპერატურაზე InAs-ის და InP-თვის არის ~0.7. პოლარულ რხევებზე გაბნევის მექანიზმი არის ძირითადი გაბნევის მექანიზმი 10^{16} – 10^{17} სმ⁻³ მინარევის შემცველობისას.

ტემპერატურის დაწევასთან ერთად გაბნევა ოპტიკურ ფონონებზე ჭარბობს ~150K-მდე, InAs-დან გადასვლისას InP-ში პოლარული

ურთიერთქმედება მესერთან ძლიერდება მასალის იონურობის გაზრდის გამო. მიუხედავად ოპტიკურ ფონონებზე გაზნევის დიდი გავლენისა, არ შეიძლება უგულებელვყოთ გაზნევა მინარევის იონებზე.

გაზნევა მინარევის იონებზე. მინარევის არსებობა ძალიან მნიშვნელოვანია და განმსაზღვრელია ნახევარგამტარებში მათი გამოყენებისთვის, რადგანაც ისინი არიან ხელსაწყოების აქტიური ელემენტები. კონველმა და ვაისკოპფმა [18] მიიღეს ფორმულა იონებზე გაზნევის ძვრადობისთვის:

$$\mu = \frac{2^{7/2} \varepsilon_0^2 (kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} m^{*1/2} e^3 N i \ln \left[1 + \frac{36(k_0 T)^2 \varepsilon^2 d^2}{e^4} \right]}, \quad (2)$$

სადაც Ni -იონების კონცენტრაციაა, ε_0 -სტატიკური დიელექტრიკული მუდმივა, $d=0.5Ni^{-1/3}$ მინარევის იონებს შორის მანძილის საშუალოს ნახევარია.

მინარევის იონებზე გაზნევის თეორიის შემდგომი განვითარება კვანტურ-მექანიკური მიახლოების საფუძველზე განახორციელა ბრუქსმა, ჰერინგმა და მანსფილდმა [19,20] :

როცა $\eta^* < 0$

$$\mu_i = \frac{2^{7/2} \varepsilon_0^2 (kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} e^3 m^{*1/2} N i g(b)} \cdot \frac{1}{300}, \quad (3)$$

სადაც $b = \frac{24 \cdot \pi \cdot m^* \varepsilon (kT)^2}{n e^2 L^2}$ და $g(b) = \ln(b+1) - \frac{b}{b+1}$

როცა $\eta^* < 4$

$$\mu_i = \frac{32 \varepsilon_0^2 m^* (kT)^3 F_2(\eta^*)}{n N i e^3 h^3 g(b)} \quad (4)$$

$b = \frac{\eta (kT)^{1/2} \varepsilon_0 h}{e^2 (2m^*)^{1/2} F'_{1/2}(\eta^*)}$ და $g(b) = \ln(b+1) - \frac{b}{b+1}$

სადაც η^* -დაყვანილი ფერმის დონეა (ათვლილი გამტარობის ზონის ფსკერიდან), ხოლო $F_2(\eta^*)$ ფერმის ინტეგრალი.

ძალიან დიდი η^* -თვის ($\eta^* > 6$), გათვლები სრულდება მოტის ფორმულით [16,17]:

$$\mu_i = \frac{3h^2 \varepsilon_0^2}{16\pi^2 e^3 (m^*)^3 g(b)} \quad (5)$$

$$\text{სადაც } b = \frac{h^2 \epsilon_0}{e^2 m^*} \cdot \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2} n^{1/3} \quad \text{და} \quad g(b) = \ln(b-1)$$

ინდიუმის არსენიდში და ინდიუმის ფოსფიდში მინარევის იონებზე გაბნევას ერთნაირი წვლილი შეაქვს ჯამურ ძვრადობაში უკვე $n > 5 \cdot 10^{17} \text{ სმ}^{-3}$ კონცენტრაციების დროს.

თხევადი აზოტის ტემპერატურაზე და დაბლა სჭარბობს გაბნევა მინარევის იონებზე. მინარევის კონცენტრაციის ზრდისას იონებზე გაბნევის როლი იზრდება. ელექტრონების კონცენტრაციის ზრდისას გაბნევას თან ახლავს ელექტრონებით იონის ეკრანირების ეფექტები. როცა $n \sim 10^{18} \text{ სმ}^{-3}$ გაბნევა იონებზე სჭარბობს სხვა მექანიზმებს უკვე ოთახის ტემპერატურაზე, $n \sim 10^{19} \text{ სმ}^{-3}$ მთლიანად დომინირებს გაბნევა იონებზე.

გაბნევა აკუსტიკურ რხევებზე. აკუსტიკურ რხევებზე გაბნევის ამოცანის ამოხსნის ორი გზა არსებობს: დენის მატარებელთა ურთიერთქმედება მესერის ატომების სითბურ რხევებზე და დეფორმაციული პოტენციალის შემოღება [16,17].

პირველ შემთხვევაში მესერის ატომების რხევებს მიეწერება კვაზი ნაწილაკების ფონონების თვისებები. მეორე შემთხვევაში რხევები წარმოგვიდგება როგორც განივი და გრძივი ტალღები. მათი გავრცელების დროს კრისტალში შინაგანი ველის პერიოდულ პოტენციალს ზედ ედება დამატებითი პერიოდული პოტენციალი. ეს იწვევს კრისტალის ენერგეტიკული სტრუქტურის ცვლილებას. ეს ექვივალენტურია დენის მატარებლის ცვლადი პოტენციალის, ე.წ. დეფორმაციის პოტენციალის, გაჩენისა. ეს ორივე მიდგომა იყო გამოყენებული InAs-და InP-ში გაბნევის მექანიზმის განხილვისას [14,15].

დენის მატარებელთა ურთიერთქმედება მესერის აკუსტიკურ რხევებთან განისაზღვრება დეფორმაციის პოტენციალებით: [14]-ში მოყვანილია ორი სხვადასხვა მნიშვნელობები InAs-თვის $E_D=9.5\text{ევ}$ და 11.5ევ , InP-სთვის $E_D=6.5\text{ევ}$ და 14ევ .

ოთახის ტემპერატურაზე მაღლა ძვრადობა იცვლება, როგორც $\mu \sim T^{3/2}$ ე.ი. დომინირებს გაბნევა მესერის აკუსტიკურ რხევებზე.

ძვრადობა μ_{ac} ოთახის ტემპერატურაზე ერთი რიგით მეტია ოპტიკური ფონონების ძვრადობაზე μ_{opt} ე.ი. მისი წვლილი 10 ჯერ ნაკლებია ოპტიკურ-ზე. ტემპერატურის შემცირებით μ_{ac} იზრდება უფრო ნელა μ_{opt} -თან შედარებით. მაგრამ დასაწყისში ჭარბობს გაბნევა ოპტიკურ რხევებზე. ტემპერატურის შემცირებით კი ჭარბობს გაბნევა იონის მინარევებზე.

გაბნევა ნეიტრალურ მინარევებზე. მინარევებს შორის მნიშვნელოვანია ნეიტრალური მინარევები. რასაკვირველია არაიონიზებული მინარევებიც აგრეთვე განაბნევენ დენის მატარებლებს. ნეიტრალურ მინარევებზე დენის მატარებელთა გაბნევასთან დაკავშირებული საკითხები ნახევარგამტარებში, შესწავლილი იყო დიდი ხნის წინ [16,21-24]. რაც შეეხება მუხტის გაბნევის საკითხს ნეიტრალურ მინარევებზე-მხოლოდ ერგინსოის სამუშაომ [21] მიიღო მრავალმხრივი აღიარება ყველა გამოყენებულ მიდგომებს შორის [16,21-24]. ერგინსოის მიდგომა დაფუძნებულია ნეიტრალური წყალბადის ტიპის ატომების მიერ დენის მატარებელთა გაბნევის მოდელზე, მაგრამ ექსპერიმენტულმა მონაცემებმა, რომლებიც ეხება დენის მატარებელთა გაბნევას მინარევის ნეიტრალურ ატომებზე, ჯერ კიდევ ვერ ჰპოვა საკმარისი ახსნა ერგინსოის [21] მოდელის ფარგლებში, თუმცა ეს მოდელი ფართოდ გამოიყენება ბევრ სამუშაოში.

გაბნევა ნეიტრალურ მინარევებზე სხვა მექანიზმებთან შედარებით შეიძლება იყოს მნიშვნელოვანი მხოლოდ დაბალ ტემპერატურებზე. როგორც წესი, ამ დროს გამტარობის ელექტრონების ენერგია მნიშვნელოვნად ნაკლებია ნეიტრალური მინარევის ატომის იონიზაციის ენერგიაზე (ნელი ელექტრონების შემთხვევა). მაგრამ მინარევის ატომის სიახლოვეს ელექტრონის ველის კონფიგურაციის ზუსტი მონაცემები არ არსებობს. ამიტომ ნეიტრალურ მინარევებზე დენის მატარებელთა გაბნევის თეორიის ამოცანა ბევრად უფრო რთულია და მიღებული შედეგები ნაკლებ ზუსტია, ვიდრე იონიზებული მინარევების ცენტრებზე გაბნევისას.

ერგინსოიმ [21] გამოთვალა ნეიტრალური წყალბადისებური ატომების მინარევების გავლენა ძვრადობაზე. გამოსახულებას ძვრადობისთვის, რომელიც მან მიიღო, აქვს შემდეგი სახე:

$$\mu_N = \frac{4\pi^3 m^x e^3}{5N_n \varepsilon_0 h^3} \frac{1}{300} \quad (6)$$

ფორმულიდან ჩანს, რომ μ_N μ_i - გან განსხვავებით აშკარად არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე. ტემპერატურული დამოკიდებულება განისაზღვრება N_n მეშვეობით. ეს გამოსახულება მიღებულია ვარაუდით, რომ იზოენერგეტიკული ზედაპირები სფერულია და გამოყენებულია ბოლცმანის განტოლება გადატანითი მოვლენებისათვის მხოლოდ ნელი ელექტრონებისათვის. ერგინსოის ფორმულა არ ვარგა ღრმა დონეებიანი მინარევებისთვის. მინარევები, რომლებიც ქმნიან ღრმა დონეებს, არ შეიძლება განიხილებოდეს როგორც წყალბადის ატომის მსგავსი. არაიონიზებულ მდგომარეობაში მათ გააჩნიათ უფრო მცირე გაბნევის განივი კვეთი, ვიდრე წყალბადის მსგავს ატომებს. ასე რომ, ამ შემთხვევაში ელექტრონის ტალღური ფუნქცია უფრო ძლიერად არის ლოკალიზებული მინარევების ცენტრებზე და ვრცელდება მხოლოდ მესერის პარამეტრის ზომის მანძილზე. არსებობს მეორე-სკლარის მოდელი, რომელიც გამოვიყენეთ ჩვენს გამოთვლებში[22]:

$$\mu_N = \frac{1,17 \cdot 10^{22}}{N_n \varepsilon_0} \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \left[0,734 \cdot 10^{-2} \frac{\varepsilon_0 T^{1/2}}{\left(\frac{m^*}{m_0} \right)} + 30,2 \frac{\left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{1/2}}{\varepsilon_0 T^{1/2}} \right] \text{ სმ}^2/\text{ვ.წმ} \quad (7)$$

ელექტრონების გაბნევა ელექტრონებზე. ელექტრონ-ელექტრონული ურთიერთქმედების ფიზიკური არსი წარმოადგენს ელექტრონებს შორის იმ ენერგიის გადანაწილებას, რომელსაც ისინი ღებულობენ ელექტრული ველისგან. შედეგად ჩქარი ელექტრონები ღებულობენ უფრო ნაკლებ იმპულსს იმის ხარჯზე, რომ ენერგიის ნაწილს ღებულობენ ნელი ელექტრონები.

მაღალი ლეგირების დონის შემთხვევაში ელექტრონ- ელექტრონების გაბნევის როლი ძალიან მცირეა, რადგან ყველა გაბნეულ ელექტრონს აქვს ერთი და იგივე სიჩქარე, რომელიც განისაზღვრება ფერმის დონით.

გაბნევა დისლოკაციებზე და წერტილოვან დეფექტებზე.
დისლოკაციური გაბნევა შეიძლება გამოძღვანდეს მხოლოდ ძალიან სუფთა კრისტალებში, საკმარისად დაბალ ტემპერატურაზე, როცა მოშორებულია ყველა დანარჩენი ქმედითი გაბნევის მექანიზმი. ლეგირებულ კრისტალებში ეს პირობები შეუძლებელია პრაქტიკულად განხორციელდეს.

პიეზოელექტრული გაბნევა მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ზოგიერთ მასალებში, როგორც არის II-VI ტიპის ნაერთები, რომლებიც ხასიათდებიან ასიმეტრიის ზოგიერთი ნიშნებით. გათვლებმა გვიჩვენა, რომ ჩვენს კრისტალებში, სადაც $n \geq 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ პიეზოელექტრული გაბნევა უმნიშვნელოა. ის შეიძლება განმსაზღვრელი იყოს დაბალ ტემპერატურებზე ზედმიწევნით სუფთა კრისტალებში, რომლებიც ახლოს არიან საკუთარ გამტარობასთან.

1.3.3. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია

სტექიომეტრიიდან გადახრის გავლენა III-V ნაერთების თვისებებზე დღემდე ბოლომდე არ არის დადგენილი. მიუხედავად იმისა, რომ გამოყენებული იყო ყველაზე ეფექტური მეთოდები, ვერ ხერხდება ნარჩენი მინარევების კონცენტრაციის შემცირება.

ჩვეულებრივ არ დაიმზირება ცვლილება სტექიომეტრიული და არასტექიომეტრიული ნადნობიდან ამოწეულ კრისტალებს შორის. ამიტომ სრული საფუძველი გვაქვს, ვთქვათ, რომ ყველა ეს ნაერთი მომზადების ნებისმიერ პირობებში სტექიომეტრიულია 10^{15} ატ/სმ^3 ფარგლებში.

ინდიუმის ფოსფიდი არის მასალა InAs-თან შედარებით მაღალი აკრძალული ზონით ϵ_g . გათვლების თანახმად მისი საკუთარი დენის მატარებელთა კონცენტრაცია ოთახის ტემპერატურაზე $n \leq 1 \cdot 10^8 \text{ სმ}^3$. მაგრამ

ტექნოლოგიური სიძნელების გამო ამჟამად ნარჩენი მინარევის კონცენტრაცია ე.წ. „სუფთა“ კრისტალებში აღემატება რამდენიმე რიგით საკუთარ კონცენტრაციას.

III–V ნაერთებში ყველაზე მნიშვნელოვანი აქცეპტორული მინარევებია I და II ჯგუფის ელემენტები (მაგ. Zn, Cd), ხოლო დონორული მინარევებია VI ჯგუფის ელემენტები (მაგ. S, Se, Te). ყველა ამ მინარევს აქვს III–V ნაერთებში საკმარისად დიდი ხსნადობა და შედარებით მცირე იონიზაციის ენერგია.

დენის მატარებელთა კონცენტრაცია (n) გამოითვლება:

$$R = \frac{A}{ne} \quad (8)$$

ფორმულით, სადაც e ელექტრონის მუხტია, R –ჰოლის კოეფიციენტი, A –ჰოლის ფაქტორის მნიშვნელობები უხეშად შეფასებული InAs და InP–თვის არის 1–1,2 ფარგლებში ელექტრონული გაზის გადაგვარების ხარისხის და გაბნევის მექანიზმების გათვალისწინებით. A –ფაქტორი განისაზღვრება ძვრადობის და ჰოლის კოეფიციენტის დამოკიდებულებით მაგნიტური ველის დამაბულობაზე.

1.3.4 დასხივების გავლენა ელექტრულ თვისებებზე

ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებმა ფართო გამოყენება ჰპოვეს თანამედროვე ტექნიკაში. ბუნებრივია, რომ ეს მასალები გახდნენ ფართო კვლევის საგანი რადიაციული დასხივების გავლენის გამოსაკვლევად მათი კრისტალების თვისებებზე [8,11,26-36].

ჩატარებული სამუშაოების მიზანი იყო ნახევარგამტარების ფუნდამენტური პარამეტრების კავშირის დადგენა რადიაციულად სტიმულირებული მახასიათებლების ცვლილებებთან, გამოავლინონ, თუ რა როლს თამაშობენ დასხივების პირობები მასალის საწყის მდგომარეობაზე. განსაკუთრებული ყურადღება ექცევა დასხივებულ ნახევარგამტარებში

ფერმის დონის სტაბილიზაციას და მისთვის შესაბამისი ელექტროფიზიკური ზღვრული პარამეტრების შეფასებას.

ინდიუმის არსენიდი. III-V ნაერთებს შორის განსაკუთრებულ ინტერესს იწვევს InAs. ეს ინტერესი განპირობებულია შემდეგით: ყველა სხვა მასალაში, InAs-ის გარდა, დასხივებისას ფერმის დონე შორდება გამტარობის ზონას და ჩაინაცვლებს ქვემოთ. ინდიუმის არსენიდში კი რადიაციული დეფექტების დაგროვებისას ფერმის დონე გადაადგილდება გამტარობის ზონისაკენ. InAs-ის პროტონებით დასხივებისას მიღებულია, რომ InAs-ის ელექტროფიზიკური პარამეტრების ცვლილება რადიაციული ზემოქმედებისას შეიძლება განიხილებოდეს როგორც რადიაციული „თვითკომპენსაციის“ პროცესი, როდესაც ფერმის დონე მდებარეობს აკრძალული ზონის შუაში. ამ დროს InAs-ის ქცევის თავისებურებანი დასხივებისას არ განისაზღვრება მასალაში დეფექტების წარმოქმნით.

ინდიუმის ფოსფიდი. საკმარისად მცირე რაოდენობის სამუშაო [35-37] ეძღვნება რადიაციული დეფექტების შესწავლას InP კრისტალებში. შესწავლილია InP არალეგირებული და Te ლეგირებული კრისტალები. მიღებულია, რომ ელექტროფიზიკური თვისებების ცვლილებების კანონზომიერება დამოკიდებულია საწყისი მასალის ლეგირების დონეზე. გამოწვა მთლიანად აცილებს კრისტალს რადიაციულ დეფექტებს. შესწავლილია *n* და *p*-ტიპის InP-ს კრისტალები.

შესწავლილია როგორც ჩქარი ნეიტრონებით, ისე მაღალი ენერჯის ელექტრონებით დასხივებული ნიმუშები. ძვრადობის ცვლილებების თავისებურებანი დასხივებისას და გამოწვისას *n*-InP-ში ძირითადად განპირობებულია $\epsilon \sim 0.2$ ევ გაბნევის ცენტრების შემოყვანით. განიხილება ფერმის დონის ზღვრული მდგომარეობები InP კრისტალებში, რომელიც მიიღწევა დასხივებისას. დასხივებას მივყავართ *n*-ტიპის InP-ს გარდაქმნამდე მაღალ ომიან *n*- ტიპის მასალაში.

ძირითადი განსხვავება InP-ს და InAs-ს კრისტალებს შორის არის ის, რომ თუ InAs-ის ნიმუშებში დასხივების შედეგად ხორციელდება

დონორების წარმოქმნის პროცესი, InP-ში წარმოიქმნება დონორული და აქცეპტორული ცენტრები. მთლიანობაში დასხივება იწვევს ელექტრონების კონცენტრაციის შემცირებას.

ლიტერატურული მონაცემების ანალიზი რადიაციის გავლენის შესახებ InP-ს და InAs-ის ნიმუშებისთვის გვიჩვენებს, რომ საკითხის სირთულის გამო ხშირად მოყვანილია ურთიერთგამომრიცხავი მონაცემები. ამავე დროს დასხივების პროცესს თან სდევს სხვადასხვა პირობებზე დამოკიდებული უამრავი ძნელად გასათვალისწინებელი პროცესები. ყველაფერმა ამან განაპირობა InP-ს და InAs-ის დასხივებული ნიმუშების თვისებების შესწავლის აუცილებლობა.

1.4. დენის მატარებელთა გაბნევა სხვადასხვა ტიპის მოუწესრიგებელი უბნების მქონე ნახევარგამტარებში

1.4.1. არაერთგვაროვნობების ტიპები

სხვადასხვა ტიპის არაერთგვაროვანი ნახევარგამტარების გამოკვლევა წარმოადგენს დამოუკიდებელ ამოცანას ნახევარგამტართა მასალათმცოდნეობისათვის. ასეთი მასალები საინტერესოა არიან იმიტომაც, რომ მოუწესრიგებელი არეები ჩვეულებრივ ნანომეტრის ზომისაა. ნახევარგამტარების ზოგიერთი თვისებების გამოკვლევამ აჩვენა, რომ ნახევარგამტარებში შეიძლება შეგვხვდეს სხვადასხვა ტიპის და სხვა და სხვა წარმოშობის არაერთგვაროვნობები. ამ არაერთგვაროვნობებს მნიშვნელოვნად შეუძლიათ იმოქმედონ დენის მატარებელთა ძვრადობაზე. არაერთგვაროვნობის ერთ-ერთი ტიპი დაიმზირება ლეგირებულ და კომპენსირებულ ნახევარგამტარებში[38]. ასეთი მოუწესრიგებლობები გამოწვეულია მინარევის იონების არაერთგვაროვანი განაწილებით. არაერთგვაროვანი ნახევარგამტარების სხვა კლასს წარმოადგენენ მაღალი ენერგიის ნაწილაკებით დასხივებული ნახევარგამტარები[39]. ასეთი დასხივება ნიმუშში ქმნის მოუწესრიგებელ უბნებს. ესენი არიან ტიპიური ზომის 10^{-6} სმ დეფექტების კლასტერები .

არაერთგვაროვნობები წარმოიქმნება არამართო დასხვიებისას, არამედ კრისტალის ზრდისას. ზრდის მეთოდებისგან დამოუკიდებლად კრისტალში ყოველთვის არის ესა თუ ის არაერთგვაროვნობა, მოუწესრიგებელი უბნები. არაერთგვაროვან ნახევარგამტარებს მიეკუთვნებიან აგრეთვე პოლიკრისტალები. აქ არაერთგვაროვნობები წარმოდგენილია ენერგეტიკული ბარიერებით, პოლიკრისტალების მარცვლების საზღვრებზე[40]. ყველა ზემოთ ჩამოთვლილი არაერთგვაროვნობის ტიპი გამოწვეულია მინარევის იონების და ელექტრონების შემთხვევითი სივრცული განაწილებით და აქვს ელექტროსტატიკური ბუნება. ასეთი ტიპის მოუწესრიგებლობებს ნახევარგამტარულ ენერგეტიკულ ზონებში შეაქვთ შესწორება ისეთი გზით, რომ ოპტიკური აკრძალული ზონა რჩება უცვლელი.

არსებობს აგრეთვე ისეთი ტიპის არაერთგვაროვნობა, ე.წ. არაერთგვაროვანი ნახევარგამტარული შენადნობი, რომელიც დაკავშირებულია შემადგენლობის შემთხვევით სივრცულ ფლუქტუაციებთან[41]. ასე რომ, პოტენციალები, რომელთაც შეაქვთ შესწორება ვალენტური და გამტარობის ზონების კიდეებში იქნება სხვადასხვა ამპლიტუდის და ნიშნის.

მიუხედავად ამკარა მრავალნაირობისა ყველა არაერთგვაროვნობას აქვს საერთო მახასიათებელი: ძირითადად მათი მოდულირების პოტენციალი არის ფართო მასშტაბის, მათი ტიპური სივრცული ზომა აჭარბებს ძირითად მიკროსკოპულ სიგრძეს, როგორცაა დენის მატარებელთა დებროილის ტალღის სიგრძე და თავისუფალი განარბენის სიგრძე. მოუწესრიგებელი არეების ელექტრული ველის გავრცელების სიგრძე ჩვეულებრივ აჭარბებს მუხტის თავისუფალი განარბენის სიგრძეს. მოუწესრიგებლობა სხვადასხვა ტიპის ნახევარგამტარებში შეიძლება აღიწეროს ნახევარგამტარების ერთიანი მოდელის ფარგლებში, როცა ენერგეტიკული ზონები მოდულირებულნი არიან ფართო მასშტაბის შემთხვევითი პოტენციალით. ჩვეულებრივად, ნახევარგამტარული

კრისტალები, რომლებიც შეიცავენ სხვადასხვა წარმომავლობის მოუწესრიგებელ არეებს, არიან დაბალი ხარისხის, რაც დადასტურებული იყო დენის მატარებელთა ძვრადობის დაბალი მნიშვნელობებით. საკმარისი ყურადღება უნდა მიექცეს არაერთგვაროვნობების ეფექტებს, რომლებიც ბლოკავენ დენის მატარებელთა დინებას. პრობლემაა, როცა არაერთგვაროვნობა არის იმდენად დიდი, რომ მნიშვნელოვნად ცვლის ნახევარგამტარების თვისებებს ერთგვაროვან მასალასთან შედარებით. ერთგვაროვნობის ეფექტი ძირითადად დამოკიდებულია ტემპერატურის ინტერვალზე და მინარევის ლეგირების დონეზე. [42]-ში მივიდნენ იმ დასკვნამდე, რომ დიდი ზომის სტრუქტურული არასრულყოფილობები გავლენას ახდენენ ძირითადად მაღალი წინაღობის მასალების თვისებებზე. მაშინ, როცა დაბალი წინაღობის მასალებში ეფექტი აქვს მინარევების განაწილებასთან დაკავშირებულ არაერთგვაროვნობებს. ჩვეულებრივ ნახევარგამტარები მოუწესრიგებელი არეებით შეიცავენ არაერთგვაროვნად განაწილებული მინარევების უბნებს და დიდ დეფექტებს გადიდებული, 10^{18} – 10^{20} cm^{-3} რიგის, კონცენტრაციით. გარკვეულ პირობებში ასეთი მოუწესრიგებელი არეები შესაძლოა განსხვავდებოდნენ მატრიცის თვისებებისაგან და ძლიერ გავლენას ახდენდნენ მათ თვისებებზე. ნახევარგამტარების თვისებები კრისტალების მოცულობაში დეფექტების ასეთი არაერთგვაროვანი განაწილებით, მნიშვნელოვნად განსხვავდება იმ კრისტალების თვისებებისგან, რომლებშიც გვაქვს დეფექტების იგივე რაოდენობა, მაგრამ ერთგვაროვნად არის განაწილებული მოცულობაში [43-45].

დენის მატარებელთა გაბნევის თეორიული განხილვის მთავარი საკითხია არაერთგვაროვნობის ელექტროსტატიკური პოტენციალი $V(x)$, რომელიც არეგულირებს ენერგეტიკულ ზონებს ნახევარგამტარებში. $V(x)$ პოტენციალის ძირითადი მახასიათებლებია არაერთგვაროვნობის ამპლიტუდა, პოტენციალის განაწილების ფუნქცია და არაერთგვაროვნობის სივრცული განფენილობა. ყველაზე მნიშვნელოვანია არაერთგვაროვნობის

ძირითადი მახასიათებლები როგორ არიან დამოკიდებული $V(x)$ პოტენციალზე და რა პირობებში იქნებიან იმდენად დიდი, რომ მნიშვნელოვნად შეცვალონ ნახევარგამტარების თვისებები ერთგვაროვან მასალებთან შედარებით. ამჟამად ექსპერიმენტული ცოდნა ასეთი მასალების შესახებ მწირია, მცირე გამონაკლის გარდა და მოითხოვს შემდგომ სრულყოფას.

1.4.2. ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი არეები.

ნახევარგამტარებში სხვადასხვა ტიპის არაერთგვაროვნობებს შორის ყველაზე ხშირად გვხვდება ტექნოლოგიური წარმოშობის უბნები. მიუხედავად იმისა, თუ რა მეთოდით არის კრისტალი გაზრდილი, მასში ყოველთვის არის არაერთგვაროვნობა, მოუწესრიგებელი არეები. ჩვეულებრივ, მკაცრად იდეალურად ერთგვაროვანი კრისტალების გაზრდა პრაქტიკულად შეუძლებელია.

მოუწესრიგებელი არეების წარმოქმნა ხდება უპირატესად III-IV ნახევარგამტარულ ნაერთებში. ამას განსაკუთრებით ხელს უწყობს ლოკალური გადახრები სტექიომეტრიიდან, რომელიც ჩნდება კრისტალის ზრდის დროს ამ ნაერთებში შემადგენლობის ფლუქტუაციების გამო.

ამიტომ, ძვრადობის გაზომვების შედეგების ზუსტი ახსნისთვის, განსაკუთრებით III-V ტიპის ნაერთებში, აუცილებელია მხედველობაში მივიღოთ, რომ დენის მატარებელთა გაბნევა არ განისაზღვრება მხოლოდ მესერის რხევებით და მინარევის იონებით. ხანგრძლივ და რთულ ტექნოლოგიურ პროცესებს ხშირად თან სდევს განსაკუთრებულად გაწმენდილი ძვირი მასალების გარდაქმნა დეფექტურ, უვარგის პროდუქციაში. წუნი ხშირად შეადგენს პროდუქციის მნიშვნელოვან ნაწილს. ჩვეულებრივად წუნდებული მასალებია კრისტალები მოუწესრიგებელი არეებით.

1.4.3. დასხივებული ნახევარგამტარები

სხვა არაერთგვაროვანი ნახევარგამტარების კლასს წარმოადგენს ნახევარგამტარი მაღალი ენერჯის ნაწილაკებით, მაგ. ნეიტრონებით

დასხივებული. ასეთი დასხივება ნიმუშში ქმნის მოუწესრიგებელ უბნებს, დეფექტების კლასტერებს (ძირითადად დივაკანსიებს), ტიპური ზომებით 10^{-6} სმ[46]. მოუწესრიგებელი უბნები ჩვეულებრივ აიწერება ე.წ. გოსსიკის მოდელით [47], სადაც ყველა მოუწესრიგებელი უბანი არის სფერული R_0 რადიუსის ჩანართი და შეიცავს ლოკალური ცენტრების მაღალ კონცენტრაციას. ეს მოდელი ერთის მხრივ საკმარისად მარტივია ანალიზისთვის, და მეორეს მხრივ საკმარისად აღწერს ამ ტიპის რადიაციული დეფექტების მთავარ არსს.

განვიხილოთ არაერთგვაროვანი პოტენციალის რელიეფის თვისებები მოუწესრიგებელი არეების სხვადასხვა კონცენტრაციისთვის N_i ე.ი. დასხივების სხვადასხვა დოზისთვის. ვთქვათ გვაქვს დაუსხივებელი n -ტიპის ნახევარგამტარი თხელი დონორების N_d კონცენტრაციით. დეფექტები მოუწესრიგებელ უბნებში არიან აქცეპტორის ტიპის, სიმკვრივით $N_A \gg N_d$ და ენერგიით ϵ_i , რომელიც გაზომილია გამტარობის ზონის კიდიდან. სამუშაოში [48] მითითებულია, რომ უნდა განიხილებოდეს ორი შესაძლებლობა:

$$\frac{2\pi \cdot e^2 N_A R_0^2}{k V_0} < 1 \quad \text{და} \quad \frac{2\pi \cdot e^2 N_A R_0^2}{k V_0} > 1, \quad (9)$$

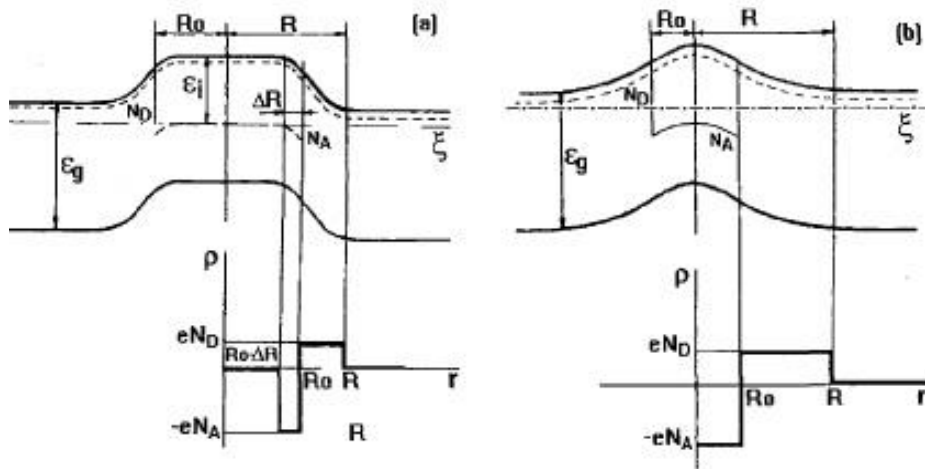
სადაც $V_0 = \epsilon_i + \eta$ და η არის ქიმიური პოტენციალის დონე დასხივებამდე, κ -დიელექტრიკული მუდმივა, N_A - აქცეპტორების კონცენტრაცია, e - მუხტი. პირველ შემთხვევაში მთელი მოუწესრიგებელი უბანი არის სივრცული მუხტის ტიპის, ხოლო მეორე შემთხვევაში გვაქვს ნეიტრალური ცენტრი (ნახ.2). ასეთი სიტუაცია შეიძლება განხორციელდეს ნეიტრონებით დასხივებულ Ge-ში და Si-ში[46].

»დიდი« მოუწესრიგებელი უბნების შემთხვევაში

$$\frac{2\pi \cdot e^2 N_A R_0^2}{k V_0} > 1 \quad (10)$$

აქ ყოველ მოუწესრიგებელ უბანს შეესაბამება პოტენციალის პიკი ბრტყელი წვეროთი და V_0 სიმაღლით. ამ უბნის ფარგლებში

$$\Delta R = \frac{kV_0}{4\pi^2 e^2 R N_A} \angle R_0 \quad (11)$$



ნახ.2 ენერგეტიკული სტრუქტურის სქემა. პოტენციალის რელიეფი და სივრცული მუხტის განაწილება ერთი მოუწესრიგებელი უბნისთვის.

ა) “დიდი” მოუწესრიგებელი უბანი, ბ) “პატარა” მოუწესრიგებელი უბანი.

ΔR სფერულ ფენას აქვს უარყოფითი მუხტი

$$Q_0 = -\frac{kV_0 R_0}{e} \quad (12)$$

მაშინ, როცა დადებითი დონორების მაკომპენსირებული მუხტი დაიკავებს $R_0 < r < R$ მოუწესრიგებელ უბანს, რომელიც ესაზღვრება ამ სფერულ ფენას (ნახ.2ა). აქ

$$R \approx \left(-\frac{3kV_0 R_0}{4\pi \cdot e^2 N_D} \right)^{1/3} \quad (13)$$

აღწერილ მდგომარეობას ადგილი აქვს მხოლოდ ძალიან მცირე დოზებით დასხივებისას, როცა არ ხდება სივრცული მუხტის ინდივიდუალური მოუწესრიგებელი უბნების ირგვლივ გადაფარვა, ხოლო როცა იწყება გადაფარვა სიტუაცია რთულდება. მაგრამ დაახლოებით $N_D = 3/4\pi R^3$ –მდე ჯერ კიდევ დაიმზირება ნეიტრალური სივრცეები მოუწესრიგებელ უბნებს შორის. ფერმის დონე დაფიქსირებულია მოუწესრიგებელ უბნებზე და პოტენციალის რელიეფის ამპლიტუდა არ არის დამოკიდებული N_i -ზე და რჩება V_0 -ის ტოლი.

დასხივების უფრო მაღალი დოზებისთვის, როცა

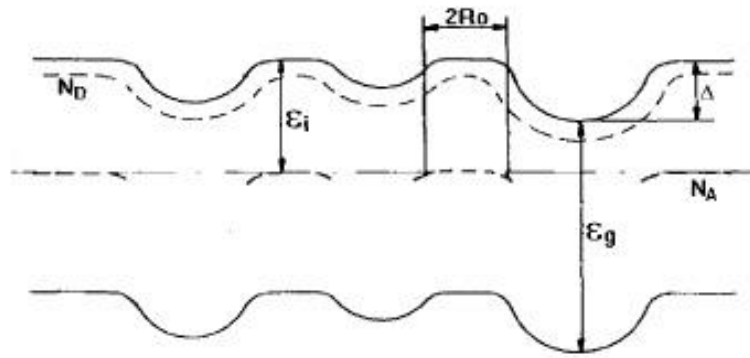
$$\frac{3}{4\pi R^3} \angle Ni \angle \frac{3}{4\pi R_0^3} \quad (14)$$

eN_D სიმკვრივის დადებითი სივრცული მუხტი ნაწილდება თანაბრად ნიმიუმში და შეიცავს უარყოფით ჩანართებს (მოუწესრიგებელ არეებს)

საშუალო მუხტით $Q \simeq -N_D/N_i$. რადგანაც ამ მუხტის სიდიდე მცირდება დასხივების დოზის გაზრდით, პოტენციალის ამპლიტუდა Δ :

$$\Delta \simeq \frac{e^2 \cdot N_D}{kNiR_0} \quad (15)$$

მცირდება Ni -ს გაზრდით.



ნახ.3. ენერგეტიკული სტრუქტურის სქემა. დასხივებული ნახევარგამტარის პოტენციალის რელიეფი დასხივების მაღალი დოზებისათვის მოუწესრიგებელი უბნების ცენტრების შემაერთებელი ხაზის გასწვრივ.

ჩვეულებრივ, პოტენციალის რელიეფს აქვს ნახ.3-ზე ნაჩვენები ფორმა. საბოლოოდ, ზედმიწევნით დიდი დოზებისთვის $Ni \geq 3/4\pi R_0^3$ მოუწესრიგებელი უბნები შეირწყმებიან. ნიმიუმში გადაიქცევა p -ტიპის ერთგვაროვან ნახევარგამტარად, როცა $\epsilon_i > \epsilon_g/2$ და n -ტიპის ნახევარგამტარად, როცა $\epsilon_i < \epsilon_g/2$. აქამდე ჩვენ ვიხილავდით „დიდ“ მოუწესრიგებელ უბნებს, მაგრამ თუ

$$\frac{2\pi \cdot e^2 \cdot N_A R_0^2}{kV_0} \angle 1 \quad (16)$$

მაშინ დაბალი Ni -თვის სივრცული მუხტის ფენის რადიუსი გამოისახება არა (13), არამედ $R = R_0(N_A/N_D)^{1/3}$ ტოლობით. ამ შემთხვევაში რელიეფის სიმაღლეა:

$$V = \frac{2\pi \cdot e^2 \cdot N_A R_0^2}{k} \angle V_0 \quad (17)$$

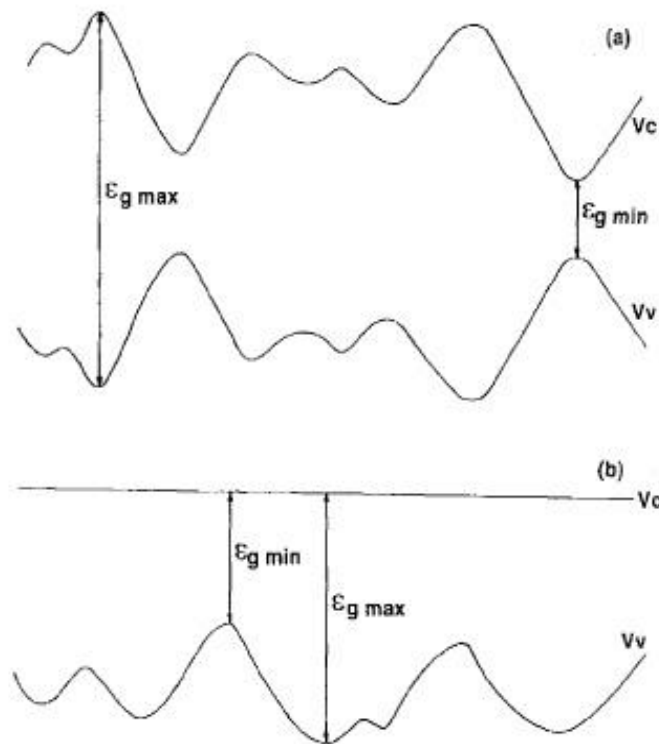
როცა $Ni \approx 3N_D / 4\pi N_A R_0^3$ სივრცული მუხტის უბნები იკავებენ მთელ ნიმუშს. ამ მომენტიდან აქცეპტორების საერთო რიცხვი ნიმუშში აჭარბებს დონორების რიცხვს და მოუწესრიგებელი უბნები გადაიქცევიან ნეიტრალურ ცენტრად. Ni -ის შემდეგი გაზრდით ზემოთ აღწერილი სიტუაცია მეორდება. მაშასადამე, მაღალი ენერგიის ნაწილაკებით დასხივებული ნახევარგამტარები ხასიათდებიან პოტენციალის ასიმეტრიული რელიეფით. მისი შესამჩნევი თავისებურებაა ამპლიტუდის შემცირება დასხივების დოზის გაზრდით. თუ დოზა მნიშვნელოვნად დიდია, ყველა მოყვანილი პოტენციალის რელიეფის განხილვას მიყვავართ სტანდარტულად ლეგირებული ნახევარგამტარისკენ, სადაც მინარევები არის არაერთგვაროვნად განაწილებული.

1.4.4 მოუწესრიგებელი ნახევარგამტარული შენადნობი

ზემოთ განხილულ ყველა არაერთგვაროვნობის ტიპს აქვს საერთო თვისება: მიუხედავად მათი მნიშვნელოვანი განსხვავებისა ისინი დაკავშირებულია იონების და ელექტრონების არაერთგვაროვან განაწილებასთან და აქვთ სუფთა ელექტროსტატიკური ბუნება. ამ სახის არაერთგვაროვნობა ერთნაირად ცვლის გამტარობისა და სავალენტო ზონის კიდევს ისე, რომ ნებისმიერ წერტილში ოპტიკური აკრძალული ზონის სიგანე რჩება უცვლელი (ნახ.2, ნახ.3). მაგრამ არსებობს სხვა ტიპის არაერთგვაროვნობა, წარმოვიდგინოთ, რომ გვაქვს ნახევარგამტარული შენადნობი $A_c B_{1-c}$, სადაც A და B არის ორი სახვადასხვა ნივთიერება c -შემადგენლობის სივრცული შემთხვევითი ფლუქტუაციებით. ϵ_g სიდიდე აგრეთვე იცვლება, ასე რომ პოტენციალები, რომლებიც არეგულირებენ გამტარობას და აკრძალული ზონების კიდევს, იქნება განსხვავებული, როგორც ამპლიტუდით, ისე ნიშნით. მათი ფარდობითი ამპლიტუდები განისაზღვრება $d\chi/dc$ და $d(\chi + \epsilon_g)dc$ კავშირით, სადაც χ არის ელექტრონისადმი სწრაფვა.

ყველა რეალური მყარი ხსნარი ამა თუ იმ ხარისხით ხასიათდება შემადგენლობის სივრცული ფლუქტუაციებით. მცირე მასშტაბიანი ფლუქტუაციები დაკავშირებული არიან მესერის კვანძებში ატომების სტატისტიკურ განაწილებასთან. ასეთ ფლუქტუაციებს აქვთ მცირე ამპლიტუდა და გავლენას ახდენენ ნახევარგამტარების თვისებებზე, მხოლოდ დაბალ ტემპერატურებზე.

დიდი სივრცული ზომების და ამპლიტუდების ფლუქტუაციები, როგორცაა ტექნოლოგიური წარმოშობის [49] ფლუქტუაციები, იწვევენ ანტიპარალელური (კონტრვარიანტული) ზონების მოდულაციას.



ნახ.4. ენერგეტიკული სტრუქტურის სქემა არაერთგვაროვან ნახევარგამტარულ შენაღნობში მცირე მასშტაბის (a) და დიდი მასშტაბის (b) შემადგენლობის ფლუქტუაციებით.

არაერთგვაროვანი შენაღნობის ზონური დიაგრამა იგივეა, რაც ნახ.4ა-ზე. მხოლოდ შედარებით ვიწრო ზონის არაერთგვაროვნობის სიგრძით L , რომელიც გაცილებით ნაკლებია მაკრანირებელ სიგრძე- L_s -ზე

ნიმუშში. თუ $L > L_s$, დენის ძირითადი მატარებლების პოტენციალი ეკრანირდება და ზონური დიაგრამა გამოიყურება ნახ.4b-ს მსგავსად.

თუ არაერთგვაროვნობები დაკავშირებულია მესერის კვანძებში არაურთიერთქმედებადი კომპონენტის სუფთა სტატისტიკურ განაწილებასთან, მაშინ არაერთგვაროვნობის ზომა და ამპლიტუდა Δ შეიძლება შევაფასოთ [50-52]:

$$\Delta \sim 10^{-2} \frac{\alpha^4 c^2 (1-C)^2 m^3}{\hbar^6 N^2}, \quad (18)$$

სადაც $\alpha = d\chi/dc$ და N არის მესერის კვანძების რიცხვი 1სმ^3 -ში. ეს შეფასებები გვაძლევს L და Δ -თვის მცირე სიდიდეებს. მაგალითად, III-V ნახევარგამტარულ ნაერთებისთვის (18) განტოლება გვაძლევს $\Delta < 1\text{მეV}$. ასეთი ტიპის არაერთგვაროვნობა ანუ მოუწესრიგებელი გაბნევა პირველად დაფიქსირებული იყო SiGe ნახევარგამტარულ შენადნობებში [53]. მოუწესრიგებელი გაბნევის წვლილი ელექტრონების ძვრადობაში გამომჟღავნდა, აგრეთვე, რიგი III-V ტიპის ნაერთების მყარ ხსნარში [54]. ამ მექანიზმის წვლილის გათვლები პირველად ჩაატარა ბრუქსმა [54]. ბრუქსის მიხედვით მოუწესრიგებელ შენადნობში შემადგენლობა იცვლება ერთი უბნიდან მეორემდე სტატისტიკური ფლუქტუაციის ხარჯზე. ეს იწვევს ენერგეტიკული ზონების დეფორმაციას, პიკებს და ჩავარდნებს ზონების კიდეებზე. ეს მსგავსია დეფორმაციული პოტენციალისა მესრული ატომების სითბური რხევების გაბნევის თეორიაში. ბრუქსის გამოსახულებას ძვრადობისთვის აქვს შემდეგი სახე:

$$\mu_{dis} = \frac{(2\pi)^{1/2} e\hbar^u N_0}{3(m^*)^{5/2} (kT)^{1/2} c(1-c)(E_a - E_b)^2} \quad (19)$$

სადაც N_0 არის ატომების რიცხვი მოცულობის ერთეულში, c - არის შენადნობის ერთ-ერთი კომპონენტის შემადგენლობა, $E_a - E_b$ - ზონის კიდეების ენერჯის პოზიციას A და B შენადნობის ორი კომპონენტისთვის. ასე, რომ „შენადნობის“ გაბნევა შეიძლება განხილულ იქნას როგორც „გაყინული“ გაბნევა მესერის სითბური რხევებით. „შენადნობის“ გაბნევის თავისებურებაა, ის, რომ დენის მატარებელთა მცირე კონცენტრაციისას

მისი გაბნევის წვლილი ძვრადობაში იზრდება შენადნობის კომპონენტების შემცველობის გაზრდისას.

დენის მატარებელთა მაღალი კონცენტრაციისას ძვრადობა არ არის დამოკიდებული შენადნობის კომპონენტების შემადგენლობაზე და გაბნევა განისაზღვრება იონიზებული მინარევებით. გაბნევის ეს მექანიზმი მჟღავნდება არამარტო SiGe-ის და III-V ნაერთების შენადნობებში, არამედ ნეიტრალური მინარევების შემთხვევაშიც. [55] სამუშაოში ნაჩვენებია იყო, რომ Sn-ს ატომები SiGe-ის შენადნობებში იქცევიან არც, როგორც ნეიტრალური და არც, როგორც იონიზებული ცენტრები. შეფასება გვიჩვენებს, რომ დენის მატარებელთა გაბნევა გამოწვეული იყო Sn-ის მოუწესრიგებელი განაწილებით.

ჩვენს სამუშაოში განვიხილეთ ასეთი ეფექტი დენის მატარებელთა გაბნევისას ელექტრულად ნეიტრალური მინარევის ატომებზე InP-ნაერთში. InP-ს არჩევანი განპირობებული იყო იმით, რომ III-V კრისტალებში, განსაკუთრებით InP-ში, ნეიტრალური მინარევები ბევრად უფრო ეფექტურია ამ მასალების დიდი დიელექტრიკულობის გამო.

დასკვნები

მოყვანილმა ლიტერატურულმა მიმოხილვამ InAs-ის და InP-ის თვისებების შესახებ გვიჩვენა რომ:

- გამოკვლეულია ინდიუმ არსენიდის და ინდიუმ ფოსფიდის ზონური სტრუქტურა და სხვა ფიზიკური თვისებები. ეს ნივთიერებები არიან პირდაპირზონიანი, დენის მატარებელთა დიდი ძვრადობით, მდგრადი, ხელსაწყობებში გამოსადეგი. ინდიუმ არსენიდი თავისი თვისებებით ძალიან ჰგავს ინდიუმის ანთიმონიდს, მაგრამ, უკეთესი ელექტრული თვისებებით. მათ გამოყენების სფეროები თითქმის ერთნაირი აქვთ. ცნობილია, რომ ინდიუმის ანთიმონიდი მნიშვნელოვანი სტრატეგიული მასალაა.

- ინდიუმის ფოსფიდი ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი ნახევარგამტარია. ის ითავსებს დენის მატარებელთა მაღალ ძვრადობას და შედარებით დიდ აკრძალულ ზონას პირდაპირ ზონური გადასვლებით, კარგ სითბურ თვისებებს.
- ლიტერატურაში შესწავლილია InAs-ში და InP-ში დენის მატარებელთა გაბნევის ძირითადი მექანიზმები, მაგრამ მათი წვლილის შესახებ ურთიერთგამომრიცხავი მონაცემებია.
- ლიტერატურაში არ არსებობს მონაცემები ნეიტრალურ მინარევებზე გაბნევის შესახებ ამ ნივთიერებებში.
- ინდიუმ არსენიდის და ინდიუმ ფოსფიდის გამოყენების არის გასაფართოებლად საჭიროა მათი მყარი ხსნარების შესწავლა.
- მწირი მონაცემები არსებობს InAs-ის და InP-ს მეორე კომპონენტის მცირე დანამატით თვისებებზე და განსაკუთრებით მათი თვისებების ცვლილებებზე დასხივების შემდეგ.
- არ არსებობს მონაცემები ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი უბნების მქონე III-V კრისტალების თვისებების შესახებ.

თავი 2. მასალები და გაზომვის მეთოდები

2.1. ექსპერიმენტული ნიმუშები

ქიმიური კავშირი III-V ნახევარგამტარულ ნაერთებში თავისი ბუნებით შუალედურია იონურ და კოვალენტურ კავშირებს შორის. III-V ნაერთების თერმული არამდგრადობა ქიმიური ბმის შერეული ტიპის შედეგია. InAs და InP მიეკუთვნება ნაერთებს დნობის ტემპერატურაზე დიცოციაციის მნიშვნელოვანი წნევით. ამიტომ ექსპერიმენტული ნიმუშები ძირითადად მიღებული იყო დაშლადი ნაერთებისთვის ჰორიზონტალური ზონური დნობის მეთოდით. გამოყენებული იქნა აგრეთვე კრისტალების ამოწვევის ჩოხრალსკის მეთოდი დაშლადი ნაერთებისთვის. ექსპერიმენტული კრისტალების მისაღებად საწყის მასალად გამოყენებული იქნა ლითონური In-000, წითელი ფოსფორი ნახევარგამტარული B5 კლასის, განსაკუთრებული სისუფთავის ლითონური დარიშხანი (B4 და B5).

ექსპერიმენტისთვის მიღებული იყო ბინარული ნაერთების InAs-ის და InP-ს, InAs-ით და InP-თი მდიდარი InAs-InP-ის მყარი ხსნარების არალეგირილებული და ლეგირებული მონოკრისტალები. საკვლევი ნიმუშები ამოჭრილი იყო ალმასის დისკოთი, კრისტალის სიგრძის გასწვრივ, ზრდის ღერძის პერპენდიკულარულად.

ნიმუშებზე შესწავლილი იყო ელექტრული თვისებები. ნიმუშების შემადგენლობა განისაზღვრებოდა ქიმიური ანალიზით და მიკრო რენტგენულ-სპექტრალური ანალიზით MAP მიკროანალიზატორზე, ჰოლის ეფექტის გაზომვებით. რენტგენული და ქიმიური ანალიზისთვის ძირითადად გამოიყენებოდა დაჭრილი ნიმუშების ჩამონაჭერები. ნიმუშების ერთგვაროვნობა მოწმდებოდა რენტგენოსტრუქტურული ანალიზით და ელექტროგამტარობის ზონდური მეთოდის გაზომვებით. ორივე მხრიდან კრისტალის შემოწმებამ გვიჩვენა, რომ გაზომვების შედეგებში არ არსებობდა ლოკალური არაერთგვაროვნებით გამოწვეული ამოვარდნები.

ექსპერიმენტული ნიმუშების რენტგენოსტრუქტურულმა, ქიმიურმა ანალიზებმა და ელექტრული თვისებების (ნახ.5) გამოკვლევამ გვიჩვენა, რომ საკვლევი ნიმუშები იყო ერთგვაროვანი კომპონენტების თანაბარი განაწილებით.



ნახ.5. კრისტალების ერთგვაროვნების შესამოწმებელი ელექტროგამტარობის ზონდური მეთოდის ხელსაწყო .

2.2. ჰოლის ეფექტის და ელექტროგამტარობის გაზომვების მეთოდისა

ჰოლის კოეფიციენტის და კუთრი ელექტროგამტარობის გაზომვები განკუთვნილია დენის მატარებელთა კონცენტრაციის და მათი ძვრადობის განსაზღვრისთვის [56,57].

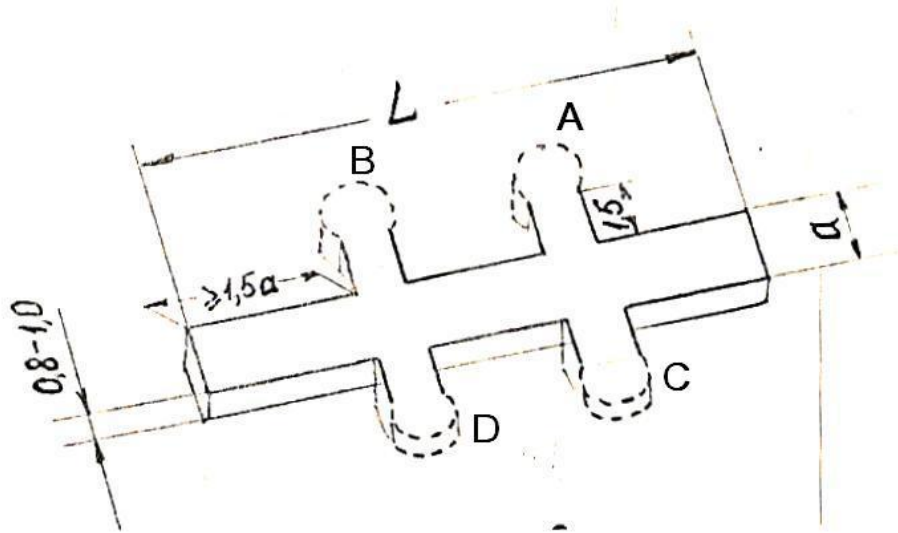
2.2.1. მეთოდის არსი

თუ ნიმუშს (ნახ.6.) მოვათავსებთ მაგნიტურ ველში H და გავატარებთ H მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულ I დენს , მაშინ მაგნიტური ველის

ზემოქმედებით ნიმუშში წარმოიქმნება ჰოლის ძაბვა-პოტენციალთა სხვაობა. A და C წერტილებს შორის ჰოლის ძაბვა იქნება:

$$V_H = H \cdot \frac{I \cdot R}{10^8 d}, \quad (20)$$

სადაც I -ნიმუშში გამავალი დენია, H -მაგნიტური ველის დამაბულობა ერსტედებში, d -ნიმუშის სისქე სმ, R -ჰოლის კოეფიციენტი სმ³/კულ.



ნახ.6. ნიმუში ელექტრული თვისებების გასაზომად.

თუ ვიცით ჰოლის კოეფიციენტი (R), ერთი სახის დენის მატარებელთა შემთხვევაში მათი კონცენტრაცია იქნება:

$$n, p = \frac{A}{e \cdot R} \quad (21)$$

სადაც n, p - ელექტრონების და ხვრელების კონცენტრაციებია სმ⁻³, e -ელექტრონის მუხტი, A - ჰოლ - ფაქტორია, რომლის სიდიდე განისაზღვრება მუხტების გაბნევის მექანიზმით.

თუ σ - ნიმუშის კუთრი ელექტროგამტარობაა, $\text{ომ}^{-1}\text{სმ}^{-1}$, მაშინ ნიმუშისთვის ძაბვის ვარდნა V_{AB} A და B წერტილებს შორის დენის გავლისას ნიმუშში დაკავშირებულია კუთრ ელექტროგამტარობასთან შემდეგი თანაფარდობით:

$$\sigma = en\mu = \frac{I \cdot l}{V_{AB} \cdot S} \quad (22)$$

სადაც, l – მანძილია A და B წერტილებს შორის სმ; S – ნიმუშის კვეთის ფართობი სმ²; ჰოლის კოეფიციენტი გამოითვლებოდა ფორმულით:

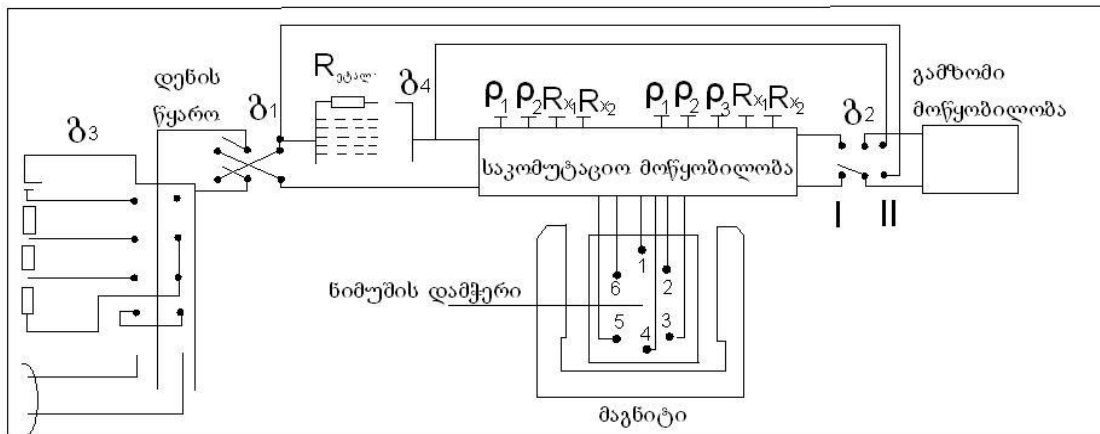
$$R = 10^8 \frac{V_H d}{IH} \quad (23)$$

(21) და (22) ფორმულებიდან გამომდინარეობს

$$\mu = R\sigma, \quad (24)$$

სადაც μ – დენის მატარებელთა ძვრადობაა სმ²/ვ. წმ.

ჰოლის კოეფიციენტის და კუთრი ელექტროგამტარობის გასაზომი პრინციპიალური სქემა მოყვანილია ნახ.7.



ნახ.7. ელექტრული თვისებების გასაზომი დანადგარის პრინციპიალური სქემა

დენის წყარო – რეგულირებადი მუდმივი დენის წყარო სტაბილიზაციის კოეფიციენტით $\pm 0.5\%$.

რეტალ – ეტალონური წინაღობა ნიმუშში გამავალი დენის გასაზომად.

ამ დენის სიდიდე უნდა იზომებოდეს 0.5% სიზუსტით. ეტალონური წინაღობის სიდიდე უნდა იყოს იმავე რიგის, რაც გასაზომი ნიმუშის წინაღობაა.

საკომპუტაციო მოწყობილობა – აერთებს ნიმუშს დენის წყაროსთან და გასაზომ მოწყობილობასთან.

გასაზომი მოწყობილობის სიზუსტის კლასი არ უნდა იყოს 0.5-ზე ნაკლები, გასაზომი მოწყობილობის შემავალი წინაღობა უნდა იყოს 3 რიგით უფრო მაღალი, ვიდრე წინაღობა კონტაქტებს შორის, რომლებსაც უერთდება გასაზომი მოწყობილობა.

ნიმუშის დამჭერი უერთდება 1,4 დენის კონტაქტებს და 2,3,5,6 გასაზომ კონტაქტებს.

გ₁ –ნიმუშში დენის პოლარობის გადამრთველი,

გ₂– გასაზომი მოწყობილობის მუშაობის სახეობის გადამრთველი,

I პოზიცია– ნიმუშების პარამეტრების გაზომვა,

II პოზიცია– $R_{\text{კტ}}$ ძაბვის ვარდნის ე.ი. ნიმუშში გამავალი დენის გაზომვა.

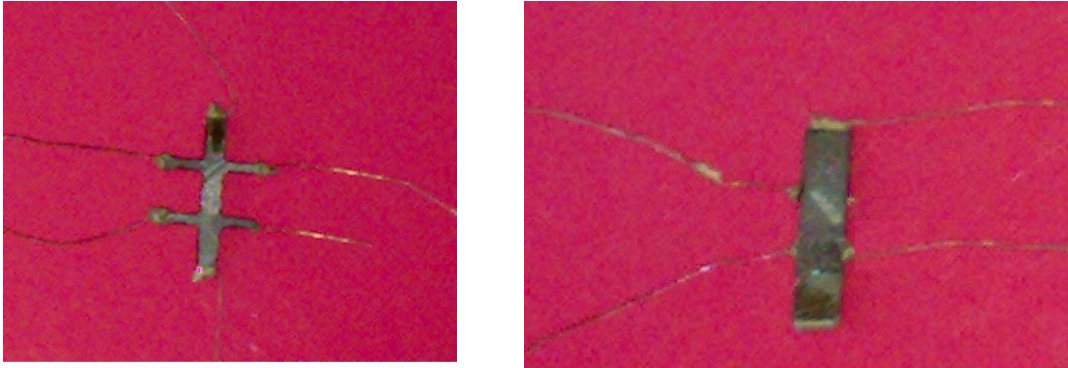
მაგნიტი-იძლევა საშუალებას მივიღოთ მაგნიტური ველის დამაბულობა $\pm 1.5\%$ ფარდობითი ცდომილებით. მაგნიტური ველის არაერთგვაროვნობა ნიმუშის სიგრძის გასწვრივ არ აღემატებოდა $\pm 0.5\%$.

გასაზომი მოწყობილობა-არა ნაკლებ 1.5 სიზუსტის კლასის, შინაგანი 10^{14} ომი წინაღობით, მგრძნობიარობით არა ნაკლებ 100მკვ და მაქსიმალური გასაზომი ძაბვით არა ნაკლებ 10ვ. **დენის სიდიდე**-უნდა იზომებოდეს არა ნაკლებ 0.5%-ით როცა $R_{\text{კტ}} \leq 10^5$ ომ. ხოლო როცა $R_{\text{ა}} \geq 10^5$ ომ, მაშინ არა ნაკლები 3% სიზუსტით. **გ₃**– ნიმუშის კვების ბლოკის გადამრთველი, **გ₄** – ეტალონური წინაღობების გადამრთველი. მონტაჟის დანადგარის მოწყობილობების გადინების წინაღობა არ უნდა იყოს 10^{15} ომზე ნაკლები. გასაზომი მოწყობილობის გადინების საერთო წინაღობა არ უნდა იყოს 10^{14} ომზე ნაკლები. გადამრთველების კონტაქტების გარდამავალი პოტენციალები არ უნდა აღემატებოდეს 10^{-6} ვ. გასაზომი მოწყობილობა უერთდება გასაზომ სქემას გარდამავალი კაბელების გარეშე. დამჭერი კოლოფი მოთავსებული იყო გამომწვარი სპილენძის სტატიკურ ეკრანში.

2.2.2. ნიმუშების მომზადება გაზომვებისთვის

ჰოლის კოეფიციენტის და კუთრი ელექტროგამტარობის გაზომვები ტარდება ალმასის დისკოთი გამოჭრილ მართკუთხა პარალელებიპედის

ნიმუშზე (ნახ.8). ნიმუშის სიგრძეს და სიგანეს შორის დაცული იყო 3:1 შეფარდება, ზომები მითითებულია ნახ.6-ზე.



ნახ.8. ექსპერიმენტული ნიმუშები

დაჭრის შემდეგ ნიმუშების გახეხვა ხდებოდა მიკროფხვნილით M-7, ირეცხებოდა დისტილირებულ წყალში და შემდეგ მუშავდებოდა მომწამლავ ხსნარში. გაზომვისთვის მომზადებულ ნიმუშებზე დაიტანებოდა კონტაქტები დენის და პოტენციალის გასაზომად. n -ტიპის ნიმუშებისთვის გამოყენებული იყო ინდიუმის და ტელურის შენადნობი, ხოლო p -ტიპის ნიმუშებისთვის ინდიუმის და თუთიის შენადნობი.

2.2.3. გაზომვების ჩატარება

გაზომვები ტარდებოდა კომპენსაციური მეთოდით მუდმივ დენზე [58]. ნიმუშს თავსდება დამჭერში, რომელიც უნდა აკმაყოფილებდეს პირობებს:

- ა) ნიმუშის დამჭერმა უნდა უზრუნველყოს ნიმუშის გაზომვა სიბნელებში
- ბ) დამჭერის კონსტრუქციამ უნდა უზრუნველყოს მაგნიტური ველის ძალოვანი ხაზების პერპენდიკულარობა ნიმუშში გამავალი დენის მიმართულებასთან. მაგნიტური ველის მიმართულების გადახრა ნორმალურისკენ არ უნდა აღემატებოდეს $\pm 5^\circ$. ჰოლის ზონდები განლაგებული იყო დენის და მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულ წრფეზე;

ჰოლის კოეფიციენტის გაზომვები საჭირო იყო ჩაგვეტარებინა ისეთ მაგნიტურ ველზე, რომ დაცული ყოფილიყო პირობა,

$$\frac{\mu H}{10^8} \ll 1 \quad (25)$$

შემდეგ ვსაზღვრავდით ნიმუშში გამავალი დენის მნიშვნელობას ძაბვის ვარდნის გაზომვით ეტალონურ წინაღობაზე და ნიმუშში გამავალ დენის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის. იზომებოდა ძაბვის ვარდნა 2 წყვილ პოტენციალურ ზონდზე დენის ორი საწინააღდეგო მიმართულებისას.

გაზომვისას დენის ძალის სიდიდეს ვარჩევდით ისე, რომ სიგნალის სიდიდე ყოფილიყო რამდენიმე ვოლტი და გამორიცხულიყო ნიმუშების გაცხელება, ამის შემდეგ იზომებოდა ძაბვა 2 წყვილ ჰოლის ზონდებს შორის დენის და მაგნიტური ველის ორი სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის.

ჰოლის ძაბვის ნიშნის მიხედვით განისაზღვრებოდა კრისტალის გამტარობის ტიპი.

2.2.4. გაზომვების ცდომილება

ჰოლის ეფექტის და ელექტროგამტარობის გაზომვებს თან ახლავს რიგი პარაზიტული ეფექტი. ზემოთ მითითებული გაზომვები ელექტრული და მაგნიტური ველის სხვადასხვა მიმართულებისას გვაძლევენ საშუალებას ავიცილოთ გვერდით ეფექტებთან დაკავშირებული ცდომილებები. თვით ჰოლის ელექტრომამოძრავებელი ძალა (ე.მ.ძ) არის ძალიან მცირე დენის მატარებელთა დიდი კონცენტრაციის დროს. პარაზიტული ელექტრომამოძრავებელი ძალა თუ არ აღემატება ჰოლის ე.მ.ძ-ს, მაშინ არის იგივე რიგის, თან დაბალ ტემპერატურებზე გაზომვების ხანგრძლივობა იზრდება, ამიტომ გამოყენებული იყო სპეციალური ხელსაწყოები ელექტრომამოძრავებელი ძალის გასაზომად.

შესაძლო ცდომილების გაზომვების ანალიზი გვიჩვენებს, რომ საშუალო კვადრატული ცდომილება 8–10% ფარგლებშია ჰოლის კოეფიციენტისათვის, ხოლო ელექტროგამტარობისათვის არ აღემატება

4–5%-ს. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის და ძვრადობის განსაზღვრისას მაქსიმალური ცდომილება შეადგენს $\pm 10\%$.

2.3. ექსპერიმენტული დანადგარები

ელექტრული თვისებების გაზომვისას გამოყენებული იყო რამდენიმე დანადგარი:

- 1) ომური კონტაქტების დასამზადებელი დანადგარები - ა) ლითონის შედნობით, ბ) ქიმიური დალექვით;
- 2) კრისტალების ელექტრული თვისებების გასაზომი დანადგარი 4.2–300K ტემპერატურის არეში მოიცავდა: ა) კრიოსტატს 4.2–300K არისათვის, ბ) კრიოსტატს 78–300K არისათვის.

2.3.1 დაბალტემპერატურული გაზომვები 4.2-300 K ტემპერატურულ ინტერვალში

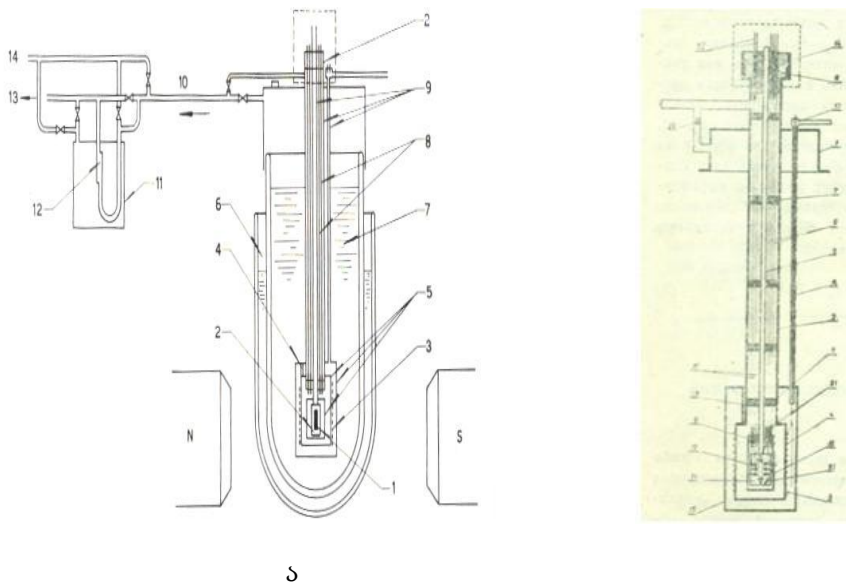
ჩვენი ექსპერიმენტების ყველაზე რთულ ნაწილს წარმოადგენდა 4.2-300K დაბალტემპერატურული გაზომვები, კერძოდ ელექტროგამტარებლობისა და ჰოლის კოეფიციენტის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების განსაზღვრა.

გაზომვები ტარდებოდა დანადგარზე, რომელიც საშუალებას იძლევა ჩატარდეს ექსპერიმენტები ძალიან ფართო ტემპერატურულ ინტერვალში – 4.2-300K, ანუ ოთახის ტემპერატურიდან თხევადი ჰელიუმის ტემპერატურამდე.

დანადგარს გააჩნდა აგრეთვე თხევადი გაზების ამოტუმვის სისტემა ვაკუუმური დეგუმის სახით, რომლითაც შესაძლებელი იყო ტემპერატურის დაწვევა $T=1.5K$ -მდე. ამ სისტემის გამოყენება შეიძლებოდა აგრეთვე თხევადი აზოტის გამოსატუმბად. ამავე დროს, უნდა აღინიშნოს, რომ სამწუხაროდ თხევადი ჰელიუმის სიძვირის გამო ექსპერიმენტების ძირითადი ნაწილი ჩატარებულ იქნა თხევადი აზოტის გამოყენებით, ანუ ტემპერატურულ ინტერვალში 78K-300K.

ცნობილია, რომ კრისტალების დაბალტემპერატურული გაცივებისათვის გამოიყენება ორი ძირითადი მეთოდი. პირველი—როცა ნიმუშის გაცივება ხდება მეტალის ან შენადნობის საშუალებით, რომელიც ასრულებს ე.წ. „სიცივის გადამცემის“ როლს, ან მეორე—როცა ნიმუში ცივდება გაზის საშუალებით.

მართალია, პირველი მეთოდი ხშირად მოხერხებულია, მაგრამ იმ შემთხვევაში, თუ კრისტალი არ ხასიათდება მაღალი თბოგამტარობით ნიმუშზე შესაძლოა გაჩნდეს ტემპერატურული გრადიენტები, რაც ცხადია არასასურველი მოვლენაა. რაც შეეხება გაზის გამოყენებას, ამ დროს ნიმუში ცივდება თანაბრად, რაც მნიშვნელოვანი უპირატესობაა. მე-9 ნახაზზე წარმოდგენილია კრიოსტატის პრინციპიალური სქემა და შიდა ხედი.



ნახ.9 ა) 4.2–300K ტემპერატურის ინტერვალში ელექტრული თვისებების გასაზომი კრიოსტატის პრინციპიალური სქემა.1-ნიმუში, 2-ტეფლონი, 3-გამახურებელი, 4-სითბოწინაღობა ბრინჯაოსგან, 5-სპილენძის ჭიქები, 6-თხევადი აზოტი, 7-თხევადი ჰელიუმი ან წყალბადი,8-ელექტრული გამომყვანები,9-უქანგავი ფოლადის მილი, 10-თხევადი აირის ორთქლის ამოტუმბვა, 11-ჭიქა, 12-რეზინის მილი, 13-ტუმბოსაკენ, 14-ატმოსფერო; ბ) კრიოსტატის შიდა ხედი

დაბალ ტემპერატურებზე ნახევარგამტარის ელექტროწინაღობა შესაძლოა ძლიერ გაიზარდოს, ამიტომ კრისტალში საჭიროა გამოყენებულ იქნას კარგი ხარისხის იზოლატორი და განხორციელდეს ელექტრომეტრული დაცვა. ჩვენ ყველგან ვიყენებდით ტეფლონს. ნიმუში მაგრდებოდა ტეფლონის ფირფიტაზე (11). საკუთარი ელექტროკონტაქტების საშუალებით.

ნიმუშის მომზადების დროს მასზე ხორციელდებოდა ინდიუმის კონტაქტების შედუღება ინერტულ გაზში 300°C -ზე გახურებით. შედუღებულ კონტაქტებზე მიერჩილებოდა მანგანინის მავთულები, რაც გაცილებით უკეთესია სპილენძის მავთულებთან შედარებით, ვინაიდან მანგანინი ცუდად გადასცემს სითბოს, რაც მნიშვნელოვანია ძალიან დაბალტემპერატურული გაზომვების დროს. თუმცა მხოლოდ თხევადი აზოტის გამოყენების პირობებში დასაშვებია მცირე დიამეტრის სპილენძის გამტარების გამოყენებაც.

ტეფლონის ფირფიტა შეიცავდა მცირე ზომის ხვრელებს, რომელშიაც გაყრილი იყო კრისტალზე მირჩილული მავთულები. ეს უკანასკნელები მჭიდროდ იყო ჩასმული ტეფლონის ქვედა საყელურში(6). ასეთი გზით ნიმუში მაგრდებოდა იზოლაციურ ფირფიტაზე თავისივე ელექტრომავთულების საშუალებით და გამორიცხავდა ნიმუშის დამაგრების დამატებით მოწყობილობას, რაც ყოველთვის არასასურველია დაბალტემპერატურული გაზომვების დროს.

ცხადია, დაბალტემპერატურული გაზომვების დროს ძალზე მნიშვნელოვანია ტემპერატურის გაზომვა დიდი სიზუსტით.

ჩვენ ვსარგებლობდით ორი ტიპის თერმომეტრით: სპილენძ-კონსტანტანის თერმოწყვილით და ნახშირის წინაღობით. თერმოწყვილი კარგია შედარებით მაღალტემპერატურული უბნისათვის-თხევადი აზოტის ტემპერატურის ზემოთ. უფრო დაბალ ტემპერატურებზე მისი მგრძნობიარობა მკვეთრად ეცემა. ხოლო თხევადი ჰელიუმის

ტემპერატურის უბანში თერმოწყვილი სავსებით გამოუსადეგარია. ამ დროს ჩვენ ვხმარობდით ნახშირის თერმომეტრებს.

თერმოწყვილს ვაგრადუირებდით მისი თერმოელექტრომამოძრავებელი ძალის გაზომვით რეპერულ წერტილებზე: თხევადი აზოტი, ყინულისა და წყლის ნარევი. ვიყენებდით ცხრილების მონაცემებსაც და ვაკონტროლებდით გამოთვლებით. თერმოწყვილის ე.მ.ძ.-ის ტემპერატურული დამოკიდებულება ჩაიწერება პოლინომის სახით და კოეფიციენტების განსაზღვრა ხდება რეპერულ წერტილებზე გაზომვის გზით.

კარგი თერმული კონტაქტის მიზნით თერმოწყვილს (12) პირდაპირ ვარჩილავდით ნიმუშის კონტაქტზე, ხოლო დაბალი ტემპერატურების გაზომვისათვის ნახშირის წინაღობას (20) ვათავსებდით ნიმუშთან მაქსიმალურად ახლოს. მირჩილვა დაუშვებელია, ვინაიდან – 100°C-ზე გათბობის დროსაც კი ნახშირის თერმომეტრები იცვლიან პარამეტრებს.

როგორც აღნიშნული იყო კრიოსტატის შიგა ხედი მოტანილია მე-3 ნახაზზე.

ხელსაწყოს „ქუდში“ (1) ჩადუღებულია ფართო დიამეტრის მილი (2), რომლის ბოლოზე მირჩილულია სპილენძის ჭიქა (3) და მასზე დახვეულია ნიქრომის მავთული – გამახურებელი (4).

კრიოსტატში გამოყენებული ყველა მილი წარმოადგენს უჟანგავი ფოლადისაგან დამზადებულ თხელკედლიანი მილს, რომელსაც გააჩნია დიდი თერმოწინააღმდეგობა. ეს თერმოწინააღმდეგობა დაბალ ტემპერატურებზე იზრდება. აღნიშნული საჭიროა იმისათვის, რომ „ქუდიდან“, რომელიც იმყოფება ოთახის ტემპერატურაზე, არ მოხდეს სითბოს გადაცემა კრიოსტატში და ნიმუშისაკენ.

ფართო მილში (2) ჩაყენებულია მეორე ვიწრო მილი (5), რომელიც ასევე დამზადებულია თხელკედლიანი უჟანგავი ფოლადისგან. აღნიშნულ მილზე წამოცმულია ტეფლონის რგოლები (საყელურები) (6), (7), (8). ამ

რგოლებში გაყრილია მანგანინის მცირე კვითის ელექტრომაგვითულები და თერმოწყვილი (10).

ვიწრო მილის (5) ბოლოზე დამაგრებულია ტეფლონის ფირფიტა (11), ნიმუშით (12). ქვედა ტეფლონის რგოლზე (6), ჩამოცმულია თხელკედლიანი სპილენძის ჭიქა, რომელიც იცავს ნიმუშს და აგრეთვე ასრულებს ტემპერატურის გამთანაბრებლის როლს. ტეფლონის რგოლის (8) ქვედა ნაწილი მჭიდროდაა ჩასმული (2) მილის ზედა გაფართოებულ ნაწილში, რითაც იკავებს (5) მილს. ღრეჭო, რომელიც არსებობს (2) მილსა და (8) ტეფლონის რგოლს შორის ვაკუუმურად იხურება რეზინის მანჟეტით (14) ან ამოივსება სანთლით. სანთელი ძალიან კარგად ხურავს თერმოწყვილის გამოსავალზე და ზედა ტეფლონის რგოლში (8) არსებულ ვიწრო ხვრელებს, საიდანაც კრიოსტატიდან გამოდიან მანგანინის ელექტრომაგვითულები.

მე-(3) მილის ცოტა ზემოთ მე-(2) მილზე მირჩილულია კიდევ ერთი სპილენძის ჭიქა (15). თუ დიუარის ზომები ამის საშუალებას იძლევა. მოსახერხებელია აღნიშნული ჭიქა დამზადდეს შლიფის (მჭიდრო) საცობით.

თხელი მელხიორის მილის (16) საშუალებით ხდება (3) და (15) მილებს შორის არსებული მოცულობის გამოტუმბვა.

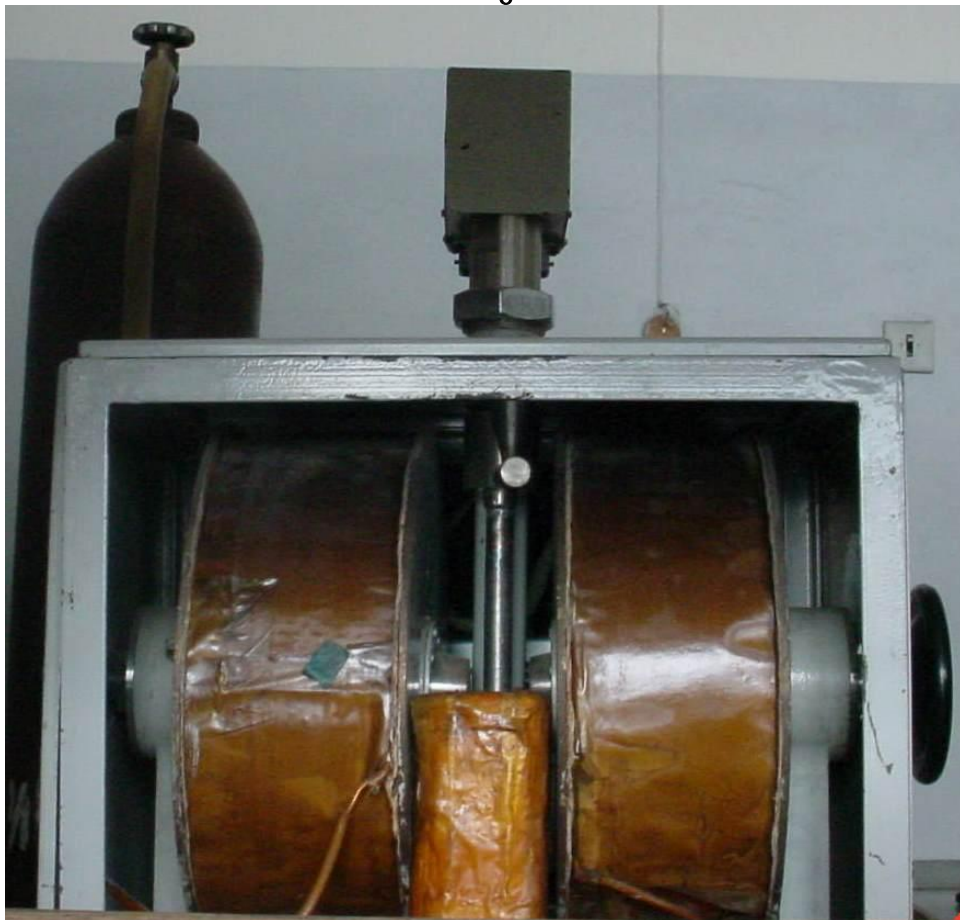
2.3.2 დაბალტემპერატურული გაზომვები 78-300K ტემპერატურულ ინტერვალში

დანადგარი (ნახ.10) შედგებოდა ვაკუუმური სისტემისაგან და ელექტრული გასაზომი კვანძების და ხელსაწყოების კომპლექსისგან. ვაკუუმური სისტემა გამოიყენებოდა მუშა მოცულობის ამოსატუმბად ნიმუშის გახურების გარეშე $5 \cdot 10^{-3}$ მმ.ვ.წყ.სვ. წნევამდე თხევადი აზოტის გამოყენებით.

ნიმუშის დამჭერი მოთავსებულია უჟანგავი ფოლადის (ნახ.11) მილში, შეერთებულია დგართან და განცალკევებულია ატმოსფეროსგან წამოსაცმელ ქანჩიანი ლითონური გამჭიდროებული რგოლით.

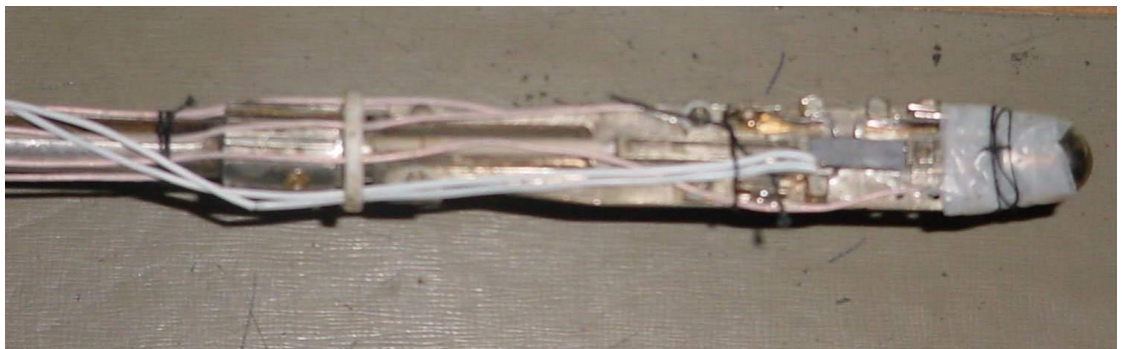
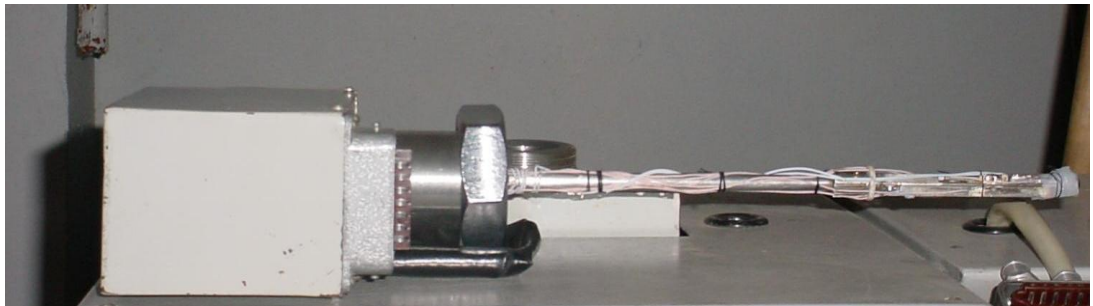


ნახ.10. ელექტრული თვისებების გასაზომი მოწყობილობა 78–300 K ტემპერატურის არეში.



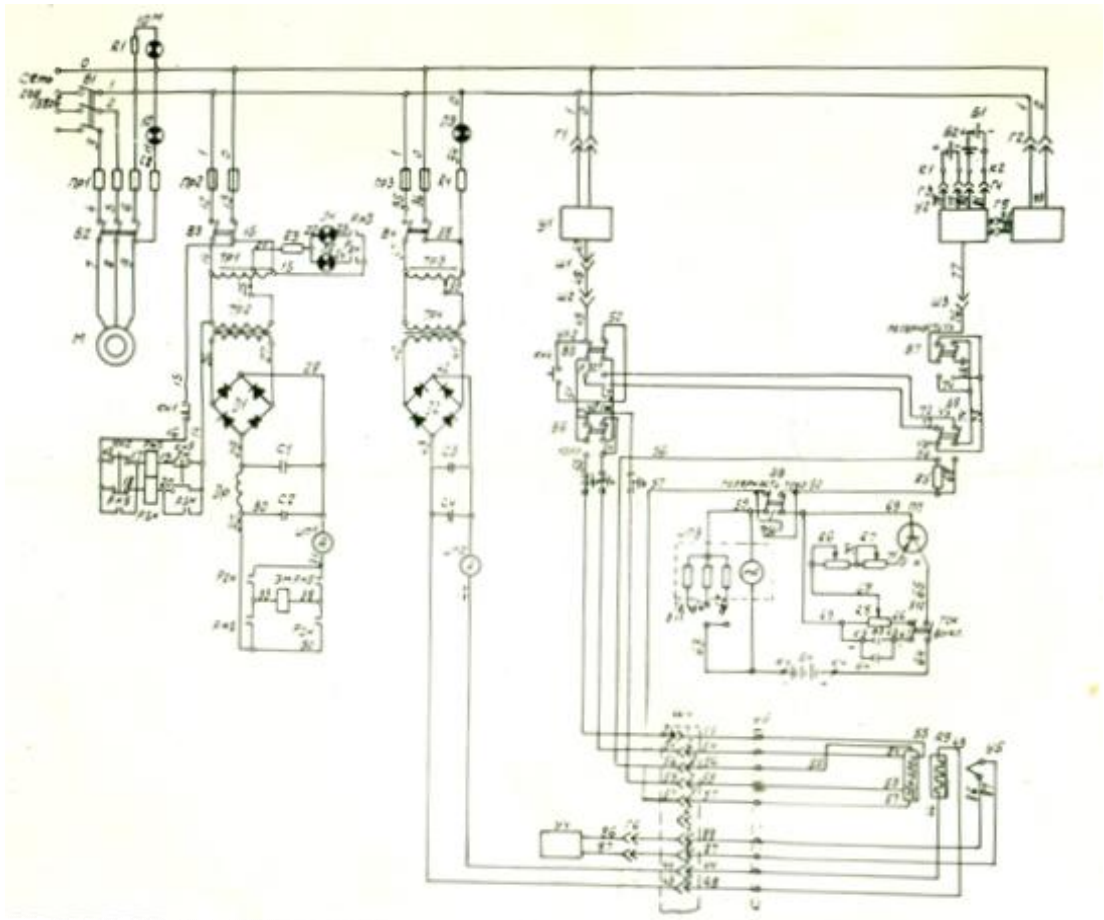
ნახ.11. ნიმუშის დამჭერი მოთავსებული უჟანგავი ფოლადის მილში

დგარის ქვედა ნაწილი შეერთებულია ვაკუუმურ სისტემასთან. ლითონურ მილზე, რომელშიც არის ნიმუშის დამჭერი, ეცმევა ვაკუუმური დიუარი თხევადი აზოტის ჩასასხმელად. ნიმუში თავსდება დამჭერში ხუთ კონტაქტს შორის: ზემო, ქვემო და სამი გვერდითი. ნიმუშის ერთი მხარე მიეჭირება კორპუსის ზედაპირს (ნახ.12), რომელიც დაფარულია საიზოლაციო მასალით (ქარსით). ნიმუშსა და კორპუსს შორის ელექტრული კონტაქტის ასარიდებლად დამჭერის მეორე მხარეს მოთავსებულია გამახურებელი, რომელიც გადის კერამიკის მილში, მუდმივი მაგნიტური ველის მაქსიმალური დაძაბულობა შეადგენდა 8000 ერსტედს.



ნახ. 12. ნიმუშის დამჭერი

ელექტრული სქემა (ნახ.13) შედგება 5 წრედისგან: ა) ფორვაკუუმის ტუმბოს კვების წრედი, ბ) ელექტრომეტრული გაზომვების წრედი, გ) სტანდარტული კომპენსაციური სქემა მუდმივ დენზე, დ) ელექტრომაგნიტის კვების წრედი, ე) ნიმუშის გამახურებლის წრედი.



ნახ.13. დაბალტემპერატურული (78–300K) ნახევარგამტარების ელექტრული თვისებების გასაზომი დანადგარის პრინციპიალური ელექტრული სქემა.

გაზომვები ტარდებოდა სტანდარტული ზომის ნიმუშებზე დატანილი კონტაქტებით არსებული სტანდარტული კომპენსაციური მეთოდით, მუდმივ დენზე და მუდმივ მაგნიტურ ველში. მაღალმომიანი ნიმუშები იზომებოდა ელექტრომეტრის გამოყენებით.

2.4. ნიმუშების დასხივება

გამოსაკვლევი ნიმუშები დასხივებული იქნა რეაქტორის ვერტიკალურ არხებში $T=70^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურაზე ერთი კვირის განმავლობაში. სწრაფი ნეიტრონების მაქსიმალური ინტეგრალური ნაკადი იყო $2 \cdot 10^{18}$ ნაწ/სმ². წელი და რეზონანსული ნეიტრონების ნაკადის შესასუსტებლად, ნიმუშები გახვეულ იქნა ინდიუმის ფოლგაში, ან განთავსებულ იქნა ინდიუმის კონტეინერში და შემდგომ - კადმიუმის ყუთში.

კრისტალების დასხივება ელექტრონების 50 მეგ ენერგიით და $5 \cdot 10^{17}$ ნაწ/სმ² ნაკადით ხდებოდა ერევნის ფიზიკის ინსტიტუტში. დასხივებისას ტემპერატურა ოთახის ტემპერატურასთან ახლოს იყო.

ნიმუშების ელექტრო პარამეტრების გაზომვები შესრულდა დასხივებამდე და მის შემდეგ.

2.5. ნიმუშების გამოწვა

დასხივებული კრისტალების იზოქრონული გამოწვა შესრულდა თერმოდამუშავების ჩასატარებელ დანადგარზე 200-700°C ტემპერატურის ფარგლებში, 100°C ინტერვალით 5 საათის დაყოვნებით. ინდიუმის არსენიდში და ინდიუმის არსენიდით მდიდარ InAs-InP მყარი ხსნარების ნიმუშებში გამოწვა 400°C-ზე დაბალ ტემპერატურებზე ტარდებოდა ვაკუუმში კვარცის ამპულაებში, ხოლო უფრო მაღალ ტემპერატურებზე 400 დან 700°C -მდე As-ის ორთქლის წნევის დინამიურ წონასწორობაზე.

ინდიუმის ფოსფიდის და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარ InAs-InP მყარი ხსნარების ნიმუშებში გამოწვა ხდებოდა 300-600°C ტემპერატურულ არეში ვაკუუმში კვარცის ამპულაებში. ინდუქტირებული რადიოაქტივობის შესასუსტებლად დასხივებული ნიმუშების გამოკვლევა შესრულებული იყო ნახევარი წლის შემდეგ ოთახის ტემპერატურაზე. წრთობა ხდებოდა წყალში ყინულით. გამოწვის ყოველი საფეხურის შემდეგ ხდებოდა ელექტრული თვისებების გაზომვა.

შედეგები და მათი განსჯა

თავი 3. ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ელექტრული თვისებები

ამ თავში წარმოდგენილია ელექტროგამტარობის, ჰოლის ეფექტის და დენის მატარებელთა ძვრადობის გაზომვის შედეგები ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის ფოსფიდის ექსპერიმენტულ ნიმუშებში. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია იყო 10^{16} – 10^{18} სმ⁻³ 4.2–300 K ტემპერატურის ფარგლებში.

3.1. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია

დენის მატარებელთა კონცენტრაცია (n) მინარევიან ნახევარგამტარებში განისაზღვრება ჰოლის კოეფიციენტით (R) გამოსახულებით:

$$n = \frac{A}{e \cdot R} \quad (26)$$

სადაც A -ჰოლ- ფაქტორია, წარმოადგენს ჰოლის ძვრადობის შეფარდებას დრეიფულ ძვრადობასთან და დამოკიდებულია მუხტების გაბნევის მექანიზმზე, ელექტრონული გაზის გადაგვარების ხარისხზე და დენის მატარებელთა მუდმივი ენერჯის ზედაპირების ფორმაზე.

A -ს სიდიდე მუხტის გაბნევის შერეული მექანიზმის შემთხვევაში წარმოადგენს ინტეგრალების შემდეგ კომბინაციას [59,60]:

$$A = \frac{3}{2} \cdot \frac{F_{1/2}(\eta^*) \phi_{9/2}(\eta^*, a)}{\phi_3^2(\eta^*, a)} \quad (27)$$

სადაც $\Phi_{9/2}$ და Φ_3 არის კინეტიკური ინტეგრალები:

$$\phi_{9/2} = \int_0^\infty \frac{(\varepsilon^*)^{9/2} \exp(\varepsilon^* - \eta^*) d\varepsilon^*}{(\varepsilon^{*2} + a^2) \{1 + \exp(\varepsilon^* - \eta^*)\}^2} \quad \text{და} \quad \phi_3 = \int_0^\infty \frac{(\varepsilon^*)^3 \exp(\varepsilon^* - \eta^*) d\varepsilon^*}{(\varepsilon^{*2} + a^2) \{1 + \exp(\varepsilon^* - \eta^*)\}^2} \quad (28)$$

სადაც $\varepsilon^* = \frac{\varepsilon}{kT}$, $\eta^* = \frac{\eta}{kT}$, k -ბოლცმანის მუდმივაა, T -ტემპერატურაა.

$F_{1/2}(\eta^*)$ -ფერმის ინტეგრალია, a -პარამეტრი, რომელიც გამოისახება გაბნევის სხვადასხვა მექანიზმების ძვრადობის კომპონენტების შეფარდებით.

A -ჰოლ-ფაქტორის სიდიდე გამოითვლება შემდეგნაირად: ჰოლის კოეფიციენტის (R) და კუთრი ელექტროგამტარობის (σ) ნამრავლით ვითვლით ჰოლის ძვრადობას ($\mu=R\sigma$), ხოლო ფერმის დონე η^* – ფორმულიდან [60-63]:

$$n = \frac{4\pi(2m^*kT)^{3/2}}{h^3} \cdot F_{1/2}(\eta^*) \quad (29)$$

შემდეგ გამოითვლება შეფარდება:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\Phi_{9/2}(\eta^*, a)}{\Phi_3(\eta^*, a)} \quad (30)$$

სადაც μ -ჰოლის ძვრადობაა საკვლევ ნიმუშში და μ_0 -ჰოლის ძვრადობა ნიმუშში მინარევის გარეშე. μ/μ_0 -და η^* სიდიდეებით გამოითვლება a -ს სიდიდე.

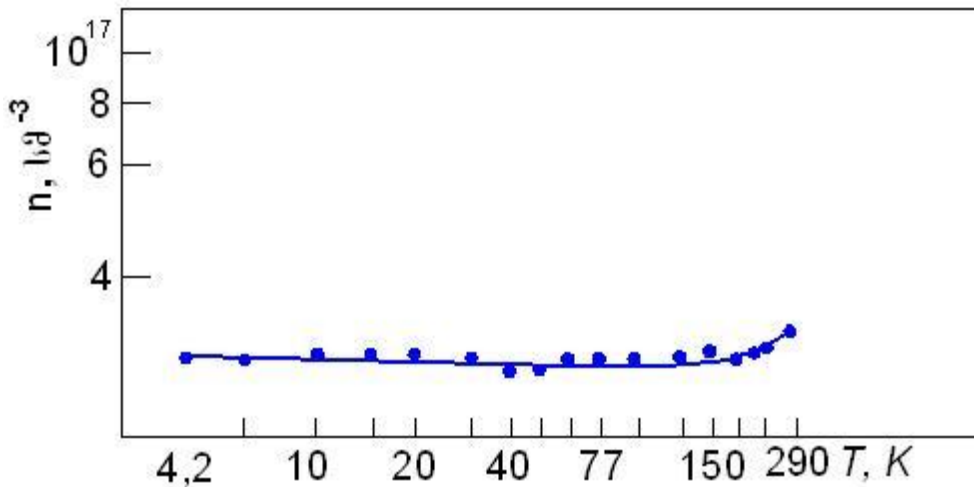
ვიციტ რა η^* და a შეიძლება A -ს გამოთვლა (27) ფორმულიდან. გამოთვლებმა გვიჩვენეს, რომ ექსპერიმენტულ ნიმუშებში დენის მატარებელთა კონცენტრაციის 10^{16} – 10^{18} სმ⁻³ ინტერვალში ჰოლ- ფაქტორის მნიშვნელობა საკმარისი მიახლოებით შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ უდრის ერთს, რაც ემთხვევა ლიტერატურულ მონაცემებს. A ცოტა მეტია 1–ზე, მაგრამ დენის მატარებელთა მაღალი ძვრადობის დროს და ძლიერი მაგნიტური ველის გამოყენებით (-5კგაუსი) გვაახლოებს იმ პირობებს, როცა $A=1$ და არ არის დამოკიდებული გაზნევის მექანიზმზე. მიღებულია, რომ ოთახის ტემპერატურაზე III–V ნაერთებისთვის $A=1$ ე.ი. ჰოლის ძვრადობა ტოლია დრეიფული ძვრადობის. მექანიზმების დაწვრილებითი რაოდენობრივი ანალიზი გვაძლევს საშუალებას, რომ A ჩავთვალოთ 1–ს ტოლად ოთახის ტემპერატურაზე, იმის საფუძველზე, რომ ჰოლის კოეფიციენტმა გამოამჟღავნა ძალიან სუსტი დამოკიდებულება მაგნიტური ველზე, როცა მისი დამაბულობა იცვლებოდა 1 დან 16 კგაუსამდე.

3.2. დენის მატარებელთა ძვრადობა ინდიუმის არსენიდში

სამეცნიერო ლიტერატურაში ფართოდ არის გაშუქებული ინდიუმის არსენიდის ელექტრული თვისებები, მაგრამ მონაცემები გაზნევის

მექანიზმების შესახებ ურთიერგამომრიცხავია. ამიტომ ჩვენს მიერ შესწავლილია ინდიუმის არსენიდის ნიმუშების ელექტრული თვისებები თეორიული გათვლების გამოყენებით.

შესწავლილია ჩვენს მიერ ელექტრონული გამტარობის ინდიუმის არსენიდის ნიმუშები დენის მატარებელთა საწყისი კონცენტრაციით $3 \cdot 10^{16}$ – $2.7 \cdot 10^{18} \text{ სმ}^{-3}$ ფარგლებში და 4.2 – 300 K ტემპერატურულ ინტერვალში. ნახ.14,15–ზე მოყვანილია ელექტრული თვისებების გაზომვის შედეგები ინდიუმის არსენიდის ერთ–ერთი ნიმუშისთვის.

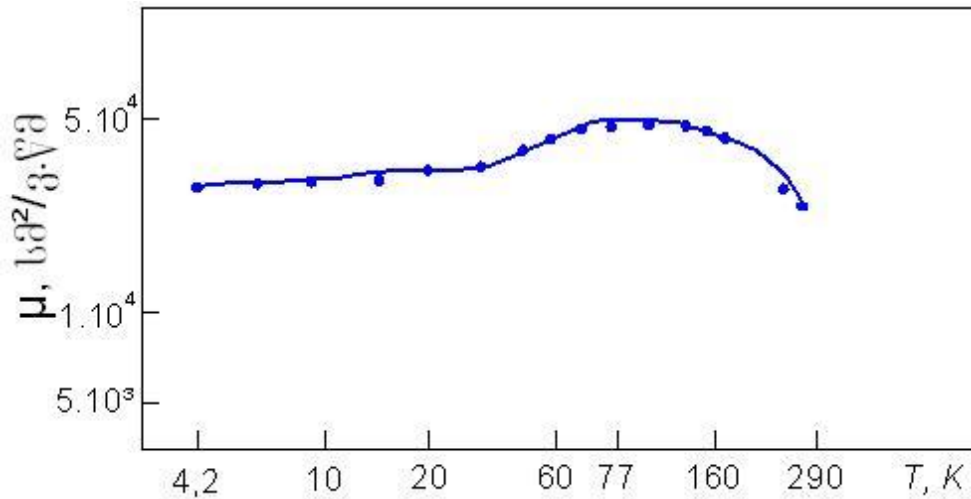


ნახ. 14. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) ტემპერატურული დამოკიდებულება ინდიუმის არსენიდის ნიმუშისათვის $n_0=3 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ საწყისი კონცენტრაციით.

როგორც ნახ.14–დან ჩანს დენის მატარებელთა კონცენტრაცია, პრაქტიკულად არ იცვლება ტემპერატურის ზრდასთან 4.2 – 300 K ტემპერატურულ ინტერვალში ნიმუშის გადაგვარების გამო. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია მხოლოდ მცირედ იზრდება 300 K ტემპერატურასთან ახლო უბანში.

დენის მატარებელთა ძვრადობის თეორიული გათვლა ჩატარებული იყო სამი ძირითადი გაზნევის მექანიზმის გათვალისწინებით: გაზნევა სითბურ (τ_{ac}) და ოპტიკურ (τ_{opt}) რხევებზე და იონიზებულ მინარევეებზე. საერთო რელაქსაციის დრო (τ) გამოისახებოდა შემდეგნაირად[60-63]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{ac}} + \frac{1}{\tau_{opt}} + \frac{1}{\tau_i} \quad (31)$$



ნახ. 15. დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულება ინდიუმის არსენიდის ნიმუშისათვის $n_0=3 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ საწყისი კონცენტრაციით.

იმისთვის, რომ მოხდეს τ -ს გასაშუალება ენერგიების მიხედვით, მისი გამოსახულება ისმება ძვრადობის საერთო გამოსახულებაში. რომელიც მიიღება კინეტიკური განტოლებიდან:

$$\mu = \frac{4e}{3\pi^{1/2}m^*} \cdot \int_0^\infty \tau(\varepsilon^*) \varepsilon^{*3/2} e^{-\varepsilon^*} d\varepsilon^* \quad (32)$$

მიღებული ინტეგრალი შეიძლება გამოისახოს მესრის რხევებზე (μ_L) და მინარევის იონებზე (μ_i) ძვრადობის შეფარდებით და ჯამური ძვრადობა შეიძლება განსაზღვრული იყოს μ_L/μ_i შეფარდების მეშვეობით.

ასეთი ამოცანა გადაწყვეტილი იყო მანსფილდის ფორმულაში [20]. გათვლების დროს ჩვენ გამოვიყენეთ ამ სამუშაოს შედეგები. ამრიგად, ჯამური ძვრადობა გამოისახება:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{F} \left(\frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_{opt}} + \frac{1}{\mu_{ac}} \right), \quad (33)$$

სადაც μ_i , μ_{opt} , μ_{ac} არიან ძვრადობის კომპონენტები, რომლებიც დაკავშირებული არიან მინარევის იონებზე, ოპტიკურ და აკუსტიკურ ფონონებზე დენის მატარებელთა გაბნევასთან, F -შემასწორებელი ფაქტორია ფერმის დონის სხვადასხვა მნიშვნელობისთვის. ამრიგად, ამოცანა დაიყვანება μ_i , μ_{opt} , μ_{ac} გამოთვლებთან. გაბნევა იონებზე გამოითვლებოდა

ბრუქს-ჰერინგ-მანსფილდის (3) ფორმულით, μ_{opt} – (1) ფორმულით, ხოლო გაზნევა აკუსტიკურ ფონონებზე–[17,60-63]-ით:

$$\mu_{ac} = \frac{\sqrt{8\pi}}{3} \cdot \frac{e\hbar^4 \rho V_i^2}{(kT)^{3/2} E_1^2 m^{*5/2}} \quad (34)$$

სადაც V_i - გრძივი ფონონების სიჩქარეა, ρ - კრისტალის სიმკვრივე, E_1 - პარამეტრია, რომელიც აღებულ იქნა აკრძალული ზონის სიგანის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების გაზომვებიდან k – ბოლცმანის მუდმივაა, \hbar – პლანკის მუდმივაა, m^* - ეფექტური მასაა e - ელექტრონის მუხტია.

დენის მატარებელთა ძვრადობის გამოთვლის შედეგები ინდიუმის არსენიდის კრისტალისთვის მოყვანილია ცხრილ 3-ში.

ცხრილი 3. დენის მატარებელთა ძვრადობის თეორიულად გამოთვლილი და ექსპერიმენტულად გაზომილი მონაცემები ინდიუმის არსენიდის კრისტალისთვის საწყისი კონცენტრაციით $n_0=3 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$.

ტემპერატურა T, K	ფერმის დაყვანილი დონე, η^*	ოპტიკურ ფონონებზე გაზნევისთან დაკავშირებული ძვრადობა, μ_{opt} , $\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$	აკუსტიკურ ფონონებზე გაზნევისთან დაკავშირებული ძვრადობა, μ_{ac} , $\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$	მინარევის იონებზე გაზნევისთან დაკავშირებული ძვრადობა, μ_l , $\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$	ჯამური თეორიულად გამოთვლილი ძვრადობა, μ_{theory} , $\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$	ექსპერიმენტული ძვრადობა, μ_{exp} , $\text{სმ}^2/\text{ვ}\cdot\text{წმ}$
290	-1.05	28000	3800000	220000	23000	22000
250	-0.8	35000	4700000	190000	27000	28000
200	-0.4	50000	6300000	160000	33000	34000
170	-0.1	73000	7800000	143000	39400	39000
150	0.15	99000	9200000	134000	44500	42000
130	0.45	151000	11400000	116000	47600	44000
100	1.0	422000	15500000	9430	50000	46000
77	1.7	1420000	22700000	8800	51000	45000
60	2.35			7200	43000	42000
40	3.85			6000	36000	36000
30	5.3			5300	32000	33000
20	8.1			2500	25000	30000
15	10.8			2500	25000	29000
10	16.3			2500	25000	29000
6	20			2500	25000	28000
4.2				2500	25000	28000

ცხრილი 3-დან ჩანს, რომ დენის მატარებელთა ძვრადობა მცირდება ტემპერატურის გადიდებასთან ერთად 100–300K ტემპერატურულ

ინტერვალში. თეორიულმა გათვლებმა გვიჩვენეს, რომ ამ ტემპერატურულ უბანში ჭარბობს გაბნევა მესერის ოპტიკურ რხევებზე (ცხრილი 3). მისი წვლილი მცირდება ტემპერატურის ზრდასთან ერთად, ხოლო გაბნევა მინარევის იონებზე მცირეა და იწყებს დომინირებას მხოლოდ უფრო დაბალ ტემპერატურებზე. ძალიან დაბალ ტემპერატურაზე, 4.2K უბანში, ელექტრონული გაზი გადაგვარებულია და ძვრადობა არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე. მსგავსი შედეგები დაიშვირება InAs-ის სხვა კრისტალებზე.

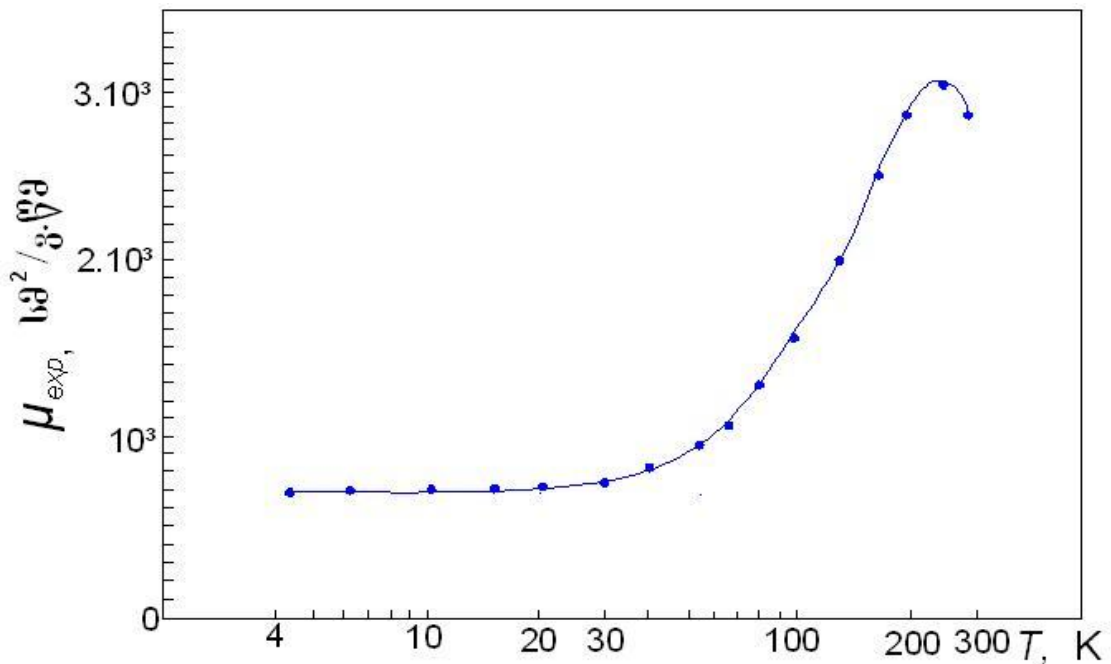
3.3. დენის მატარებელთა ძვრადობა ინდიუმის ფოსფიდში

3.3.1. მუხტის მატარებელთა გაბნევის პრობლემა ნეიტრალურ მინარევზე

სამუშაო [64]-ში მინარევების ნეიტრალურ ატომებზე მუხტის გაბნევის განხილვისას ნაჩვენებია სხვაობა ექსპერიმენტულ მონაცემებსა და თეორიას [21] (ერგინსოის წყალბადის ტიპის ატომებით მუხტის გაბნევის მოდელი) შორის. ამასთან ეს სხვაობა შეადგენს არა რამდენიმე პროცენტს, არამედ რამდენიმე რიგს. იგივე შედეგები მიღებული იყო ნეიტრალურ მინარევებზე მუხტის გაბნევის განხილვისას Si-Ge-ის ნახევარგამტარულ შენადნობებში [65,66]. აღმოჩნდა, რომ ძვრადობა, რომელიც დაკავშირებულია მუხტის გაბნევასთან ნეიტრალური მინარევების ატომებზე [21] თეორიის შესაბამისად $\mu_{theory} < \mu_{Sn}$ (ძვრადობა, რომელიც დაკავშირებულია მუხტის გაბნევასთან კალის ნეიტრალურ ატომებზე Si-Ge შენადნობში). ასე, რომ ეს პრობლემა აქტუალურია ნახევარგამტარებში გადატანის მოვლენების განხილვისას. ეს საკითხი განსაკუთრებულად მნიშვნელოვანია III-V ნახევარგამტარულ ნაერთებისთვის. კერძოდ, ინდიუმის ფოსფიდისთვის. უნდა აღინიშნოს, რომ III-V კრისტალებში, განსაკუთრებით InP-ს ნაერთში ნეიტრალური ცენტრები შეიძლება აღმოჩნდნენ უფრო ეფექტური ამ მასალების დიელექტრიკული მუდმივის დიდი მნიშვნელობის გამო.

3.3.2. მუხტის მატარებელთა გაბნევის თავისებურებანი ელექტრულად ნეიტრალური მინარევების ატომებზე InP ნაერთში.

ნახ.16 გვიჩვენებს ჩვენს მიერ გაზომილ ჰოლის ძვრადობის ტიპიურ ტემპერატურულ დამოკიდებულებას InP-ს კრისტალებში. ძვრადობის სიდიდე ოთახის ტემპერატურაზე შეადგენს $2.9 \cdot 10^3$ სმ²/ვ.წმ, ხოლო 250K-ზე $3.1 \cdot 10^3$ სმ²/ვ.წმ. ტემპერატურის თანდათანობით დაწვევისას ოთახის ტემპერატურიდან დაბალი ტემპერატურისაკენ 30K ძვრადობა მკვეთრად მცირდება. 30–20K-ის არეში მისი ცვლილება მცირდება, 20K-მდე პრაქტიკულად არ იცვლება და აღწევს $6.85 \cdot 10^2$ სმ²/ვ.წმ სიდიდეს თხევადი ჰელიუმის ტემპერატურაზე. ძვრადობის მსგავსი ცვლილება დაიმზირებოდა InP-ს სხვა კრისტალებისთვის.



ნახ.16. დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ_{exp}) ტემპერატურული დამოკიდებულება InP-ს ნიმუშში $n=3 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³ ელექტრონის კონცენტრაციით.

10^{16} – 10^{17} სმ⁻³ მინარევის შემცველი InP-ს კრისტალებში ექსპერიმენტულად განსაზღვრული მუხტის ძვრადობის შედარებამ თეორიულად გათვლილ ძვრადობასთან გვიჩვენა, რომ ყველა მთავარი გაბნევის მექანიზმებს (აკუსტიკური და ოპტიკური ფონონები და იონიზებული მინარევები) შორის ოთახის ტემპერატურაზე მთავარია

ოპტიკურ ფონონებზე გაბნევის მექანიზმი. ტემპერატურის შემცირებისას ოპტიკურ ფონონებზე გაბნევის ეფექტურობა მცირდება და დომინირებს გაბნევა მინარევის იონებზე. ზოგადად ჩვენ გვაქვს ნეიტრალური და დამუხტული გაბნევის ცენტრები. მათ კონცენტრაციებს შორის შეფარდება დამოკიდებულია ტემპერატურაზე. მინარევის იონებზე გაბნევის წვლილი ჯამურ გაბნევაში იზრდება მინარევის კონცენტრაციის ზრდასთან ერთად. $n=10^{17}\text{სმ}^{-3}$ მნიშვნელობისთვის ის ჯერ კიდევ არ დომინირებს. ტემპერატურის შემცირებისას ოთახის ტემპერატურის დაბლა მინარევის იონების წვლილი მუხტების გაბნევაში იზრდება, მაგრამ ტემპერატურის ცვლილებისას ოთახიდან თხევადი აზოტის ტემპერატურამდე (77K) ადგილი აქვს მინარევის დონეების დეიონიზაციას, და ჩნდება გაბნევის ნეიტრალური ცენტრები. ასე რომ საჭიროა მხედველობაში მივიღოთ, რომ ნეიტრალური მინარევის ატომებზე მუხტის გაბნევას შეუძლია შეიტანოს მნიშვნელოვანი წვლილი გაბნევის პროცესებში დაბალ ტემპერატურებზე. ამრიგად, გაბნევის მექანიზმის ცვლილება ტემპერატურასთან დამოკიდებულებაში შეიძლება დაკვირვებულ იქნას შემდეგ არეებში. ყველაზე მაღალ არეში ($T>250\text{K}$) ჭარბობს გაბნევა ოპტიკურ ფონონებზე. ნეიტრალური დონორების კონცენტრაცია ოთახის ტემპერატურის მახლობლად არის ძალიან დაბალი. უფრო დაბალ ტემპერატურებზე ($T<250\text{K}$) 77K-მდე ჭარბობს გაბნევა დამუხტულ დონორებზე. ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება განისაზღვრება იონიზებული და ნეიტრალური ატომების რაოდენობებს შორის თანაფარდობით და ელექტრონების საშუალო ენერგიით. ტემპერატურულ არეში როცა $T<77\text{K}$, სადაც იონიზებული მინარევი ნეიტრალური ხდებიან დენის მატარებელთა „გაყინვის“ გამო, დომინირებს გაბნევა ნეიტრალურ დონორებზე. ენერგეტიკული ზონის მატარებლების ძვრადობა კონტროლდება ნეიტრალური მინარევებით და ნაწილობრივ დამუხტული მინარევებით. ტემპერატურულ არეში $T<30\text{K}$ გაბნევა განისაზღვრება ნეიტრალური მინარევებით.

InP კრისტალში ექსპერიმენტულად განსაზღვრული მუხტის ძვრადობიდან μ_{exp} გამოყოფილი იყო ძვრადობის კომპონენტი, რომელიც დაკავშირებულია ნეიტრალური მინარევების ატომებზე მუხტის გაბნევასთან (μ_n) და შედარებულია თეორიულ ვარაუდთან. ჯამური ძვრადობა (μ_{exp}) დამოკიდებულია ძვრადობის სხვადასხვა კომპონენტებზე. ეს კომპონენტები დაკავშირებული არიან თოთოეული გაბნევის მექანიზმთან შემდეგნაირად:

$$\frac{1}{\mu_{exp}} = \frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{F} \left(\frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_L} \right) \quad (35)$$

სადაც μ_L და μ_i არიან კომპონენტები, რომლებიც დაკავშირებული არიან მესრის რხევებზე და იონიზებულ მინარევზე გაბნევასთან შესაბამისად; F -შემასწორებელი ფაქტორია, რომელიც ითვალისწინებს სხვადასხვა გაბნევის პროცესების კომბინაციის ეფექტს [20]. გათვლების შედეგები მოცემულია ცხრილში 4.

დაბალ ტემპერატურებზე ძვრადობა, რომელიც დაკავშირებულია მინარევების იონებზე გაბნევასთან, ძლიერ განსხვავდება ექსპერიმენტული ძვრადობისგან და μ_i -ს წვლილი ძალიან მცირეა. ამიტომ დენის მატარებელთა გაბნევა ნეიტრალური მინარევების ატომებზე, ისეთ დაბალ ტემპერატურებზე, როგორცაა $T < 77K$, შეიძლება იყოს ჭარბი. ნეიტრალური ცენტრები Nn ხდებიან დომინანტებად. ეს მიუთითებს იმაზე, რომ მუხტის გადატანის პროცესი ძირითადად კონტროლირდება გაბნევით დამუხტულ იონებზე. ამრიგად, ქვემოთ ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ დაბალ ტემპერატურებს $T < 30K$ და არ მივიღებთ მხედველობაში გათვლებისას ფონონურ გაბნევას და იონებზე გაბნევას. ჩვენ შეგვიძლია ვივარაუდოთ რომ $\mu_{exp} \approx \mu_n$ ამ ტემპერატურულ არეში.

მოდელი [21]-ის შესაბამისად გათვლები გვაძლევენ ძალიან შემცირებულ მნიშვნელობებს ძვრადობისთვის, რომელიც დაკავშირებულია მუხტის გაბნევასთან ნეიტრალური მინარევების ატომებზე. როცა $Nn = 0.1N_i$

ცხრილი 4. გათვლილი და ექსპერიმენტული დენის მატარებელთა ძვრადობის მონაცემები InP კრისტალებში.

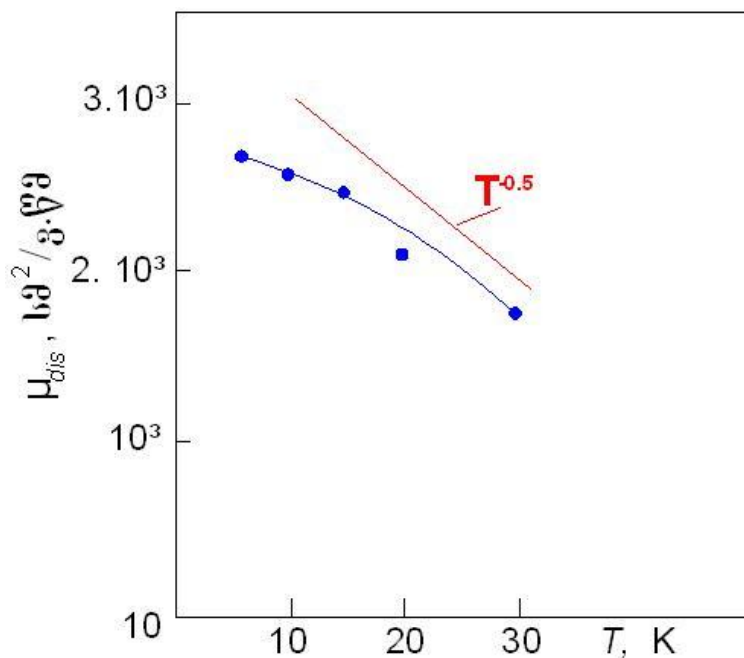
ტემპერა ტურა, T , K	ოპტიკური ფონონებზე გაბნევის ძვრადობა , μ_{opt} , სმ ² /ვ.წმ	აკუსტიკუ რი ფონონებზე გაბნევის ძვრადობა μ_{ac} , სმ ² /ვ.წმ	მინარევის იონებზე გაბნევის ძვრადობა, μ_i სმ ² /ვ.წმ	მინარევის ნეიტრალურ ი ატომებზე ტ გაბნევის ძვრადობა,, μ_n , სმ ² /ვ.წმ	ჯამური ძვრადობა μ_{theory} , სმ ² /ვ.წმ	ჯამური ექსპერიმენ ტური ძვრადობა μ_{exp} , სმ ² /ვ.წმ
290	7100	260000	14100			2900
250	10000	324000	13300			3100
200	21000	453000	10900			2900
170	36000	577000	9600			2560
150	57000	697000	8800			2410
130	116000	864000	8640			2060
100	484000	1280000	7430	2890		1620
80	2200000	1800000	6680	2600	1870	1350
65			6560	2360	1740	1110
55			6100	2180	1610	987
40			5930	1880	1430	850
30			5640	1650	1280	776
20			5620	1390	1110	730
15			5480	1240	1000	715
10			3560	1000	950	700
6			3560	920	920	686

(N_i მინარევის იონების კონცენტრაციაა) გაბნევა მინარევის ნეიტრალურ ატომებზე არის იმავე რიგის, რაც გაბნევა მინარევის იონებზე. ეს ეწინააღმდეგება ფიზიკურ კონცეფციას. ამასთანავე [21] მოდელის შესაბამისად μ_n არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე. ზემოთ თქმულის და იმ შედეგების საფუძველზე, რომელიც მიღებულია Sn მინარევებისთვის SiGe შენადნობებში [55] ცხადია, რომ მოდელი [21] არ შეიძლება გამოყენებულ იქნას ჩვენი ექსპერიმენტების ინტერპრეტაციისათვის. ამიტომ, μ_n გათვლებისთვის ჩვენ გამოვიყენეთ [22] მოდელი. თუ დავუშვებთ, რომ $\mu_{exp}=\mu_n$ 4.2K ტემპერატურაზე [22] მოდელის შესაბამისად გამომდინარეობს, რომ $Nn\sim 1.10^{17}cm^{-3}$. მაგრამ [22] თეორიასთან შედარება გვიჩვენებს სხვაობას თეორიასა და ექსპერიმენტს შორის.

ექსპერიმენტის გადახრა მნიშვნელოვანია. კომპენსაციის ეფექტი გამორიცხულია იმიტომ, რომ ძვრადობის მნიშვნელობა ოთახის ტემპერატურაზე არ გვიჩვენებს მნიშვნელოვან კომპენსაციას საკვლევ ნიმუშში. იმისათვის რომ მივაღწიოთ ექსპერიმენტული ძვრადობის სრულ შეთანხმებას თეორიულთან, ბუნებრივია, ვივარაუდოთ მუხტის გაბნევის დამატებითი მექანიზმი, რომელიც გამოწვეულია მინარევის ნეიტრალური ატომების მოუწესრიგებელი განლაგებით. ეს მექანიზმი მსგავსია Si-Ge-ში „შენადნობის“ გაბნევისა, ასე რომ სრული ძვრადობა შეიძლება წარმოდგენილი იქნას, როგორც

$$\frac{1}{\mu_{dis}} = \frac{1}{\mu_{exp}} - \frac{1}{\mu_n} \quad (36)$$

შესრულებული μ_{dis} გათვლების ტემპერატურული დამოკიდებულება (36) ფორმულის თანახმად წარმოდგენილია ნახ.17 და შედარებულია ბრუქსის μ_{dis} თეორიულ გამოსახულებასთან, რომელიც მოცემულია (19) ფორმულით[54].



ნახ.17. მოუწესრიგებელი გაბნევის ძვრადობის (μ_{dis}) ტემპერატურული დამოკიდებულება InP ნიმუშში.

თუ ჩვენ მივიღებთ მხედველობაში, რომ მინარევის ნეიტრალური ატომების კონცენტრაცია არ იცვლება 3.0–4.2K ტემპერატურულ ინტერვალში, მაშინ [54] თეორიის თანახმად μ_{dis} განისაზღვრება ძირითადად ტემპერატურით. ჩვენი შეფასებები გვიჩვენებენ, რომ ექსპერიმენტულად განსაზღვრული μ_{dis} იცვლება ტემპერატურის ცვლილებისას როგორც $\approx T^{0.5}$. მოუწესრიგებელი გაბნევის ძვრადობის μ_{dis} დამოკიდებულება ტემპერატურაზე $T^{0.5}$ გვიჩვენებს მოუწესრიგებელი გაბნევის არსებობას და ამტკიცებს ჩვენს ვარაუდს, რომ ექსპერიმენტარული ძვრადობის და თეორიას [54] შორის სხვაობა განისაზღვრება მუხტის გაბნევით მინარევის ნეიტრალური ატომების მოუწესრიგებელი განლაგების გამო. ამრიგად მცდელობა, რომ შემოვიტანოთ დამატებითი შენადნობის გაბნევა 4.2–3.0 K არეში აუმჯობესებს თეორიის დამთხვევას ძვრადობის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან InP კრისტალებში [67,68].

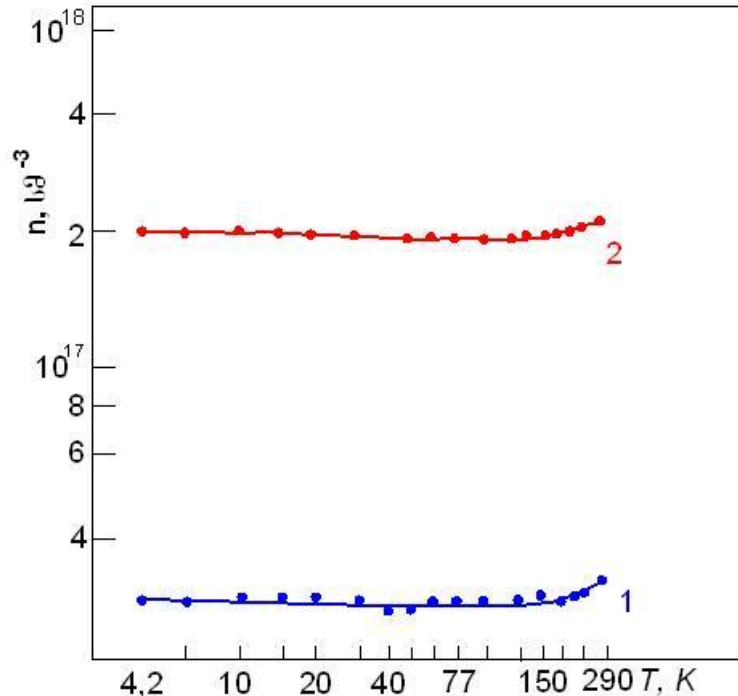
თავი 4. ჩქარი ნეიტრონებით დასხივებული InAs-ით მდიდარი InAs- InP მყარი ხსნარების ელექტრული თვისებები

შესწავლილი იყო ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2\cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივებული InAs-ის და InAs-ით მდიდარი მყარი ხსნარების კრისტალები InP-ს 10 და 20 მოლ%-ის დამატებით InAs-ში. დენის მატარებელთა საწყისი კონცენტრაცია (n_0) საკვლევ ნიმუშებში იცვლებოდა $1,5\cdot 10^{16}$ - $2,2\cdot 10^{19}$ სმ⁻³ ინტერვალში.

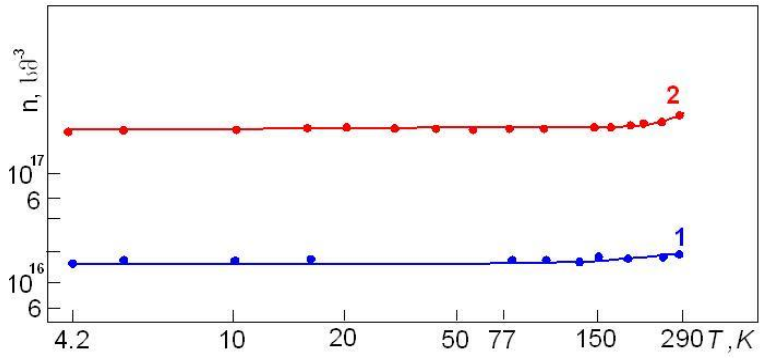
4.1. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია

4.1.1 გამოწვამდე

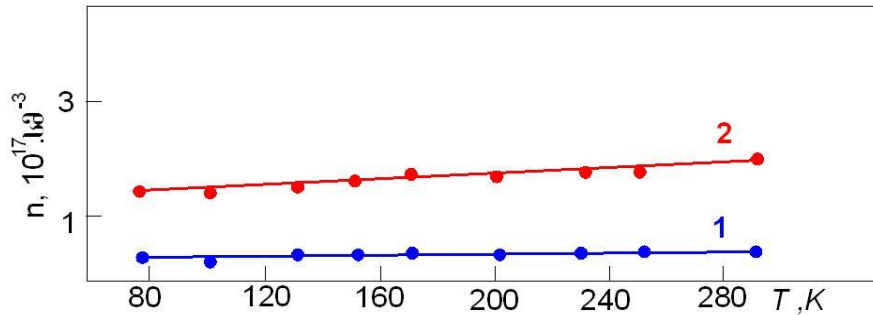
დენის მატარებელთა გაზომვების ექსპერიმენტული შედეგები დასხივებამდე და ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2\cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ საკვლევ ნიმუშებისთვის მოყვანილია ნახ.18–23-ზე.



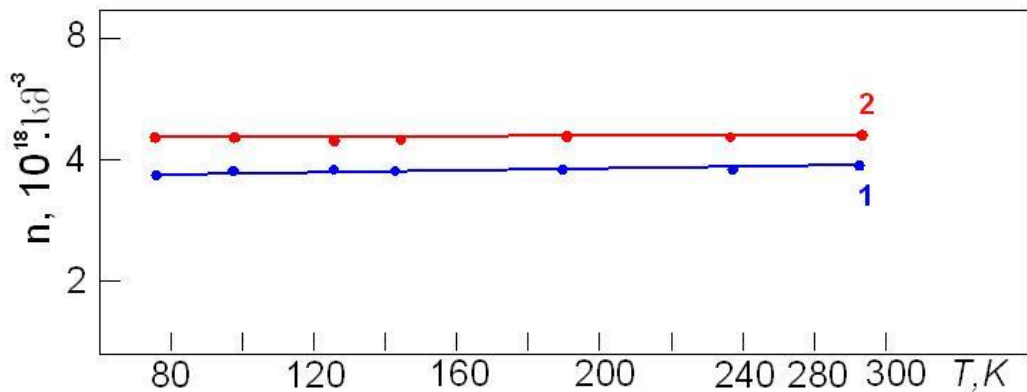
ნახ. 18 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ს კრისტალისთვის ($n_0=3\cdot 10^{16}$ სმ⁻³) მრუდები: 1- დასხივებამდე, 2- ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2\cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ



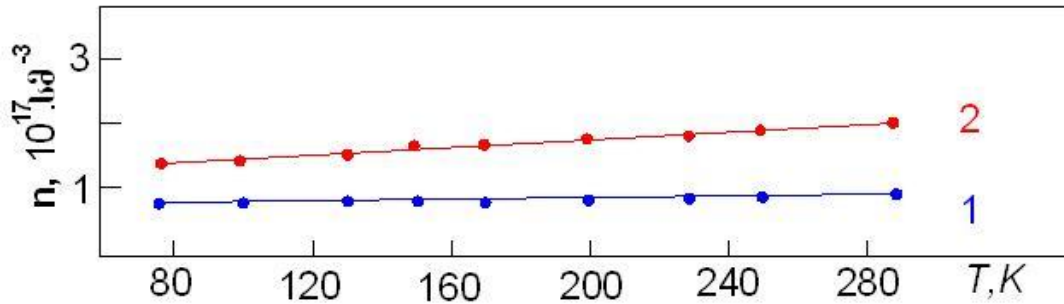
ნახ.19 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ის კრისტალისთვის InP-ს 10მოლ% დანამატით ($n_0=1,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები: 1-დასხივებამდე, 2- ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/ სმ²) დასხივების შემდეგ.



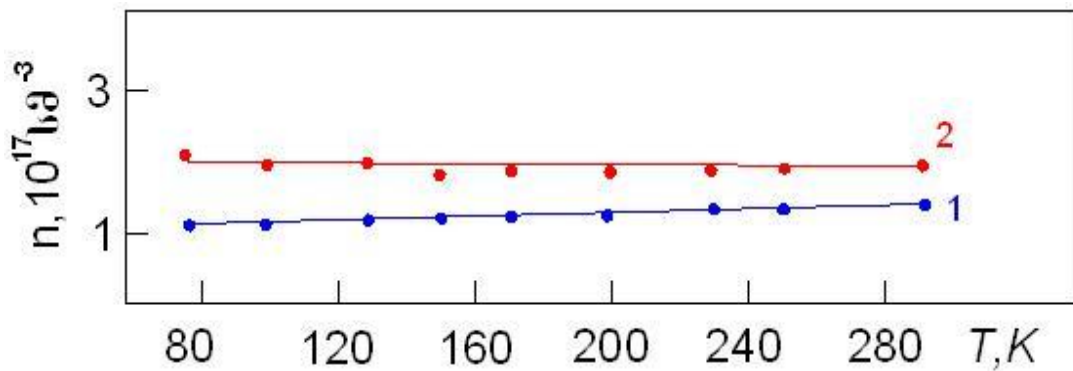
ნახ.20 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ის კრისტალისთვის InP-ს 10მოლ% დანამატით ($n_0=3,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები: 1-დასხივებამდე, 2- ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/ სმ²) დასხივების შემდეგ.



ნახ.21 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ის კრისტალისთვის InP-ს 10მოლ% დანამატით ($n_0=4,3 \cdot 10^{18}$ სმ⁻³). მრუდები: 1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ .



ნახ.22. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ის კრისტალისთვის InP-ს 20მოლ% დანამატით ($n_0=8.4 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები: 1- დასხივებამდე, 2- ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ



ნახ. 23 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ის კრისტალისთვის InP-ს 20მოლ% დანამატით ($n_0=1.6 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³). მრუდები: 1- დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ

დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) ტემპერატურული დამოკიდებულებები ინდიუმის არსენიდისთვის (ნახ. 18) და ინდიუმის არსენიდით მდიდარი InAs-InP მყარი ხსნარებისთვის (ნახ.19-23) გვიჩვენებენ, რომ ყოველ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე დენის მატარებელთა კონცენტრაცია მნიშვნელოვნად იზრდება ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ. მაგრამ ტემპერატურის ზრდასთან ერთად n თითქმის არ იცვლება. მხოლოდ 300K ტემპერატურის მიდამოებში n მცირედ იზრდება, როგორც დასხივებამდე, ისე დასხივების შემდეგ.

დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ზრდა ფიქსირებულ ტემპერატურაზე სუსტდება დასხივების შემდეგ ფოსფორის

შემადგენლობის გაზრდით. ასე რომ, თუ ინდიუმის არსენიდის შემთხვევაში დასხივებით კონცენტრაციის მომატება მნიშვნელოვანია, უკვე InAs-ის კრისტალისთვის InP-ს 10მოლ% დანამატით (ნახ. 19-21), დასხივების შემდგომ კონცენტრაციის მომატება ნაკლებად არის გამოხატული. ხოლო InP-ს 20მოლ% დანამატით კრისტალში (ნახ. 22,23) დასხივებით გამოწვეული კონცენტრაციის ზრდა შედარებით სუსტად არის გამოვლენილი. დაფიქსირებული დენის მატარებელთა კონცენტრაცია იზრდება თითქმის ერთი რიგით, მაგრამ ეს ეფექტი შედარებით შესამჩნევია მხოლოდ დენის მატარებელთა დაბალი კონცენტრაციებისთვის.

როცა ელექტრონების საწყისი კონცენტრაცია $n_0 \geq 4 \cdot 10^{18} \text{ სმ}^{-3}$ (ნახ. 21) დასხივებით გამოწვეული დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ცვლილება უმნიშვნელოა. მიღებული კანონზომიერება აიხსნება დასხივების შედეგად წარმოქმნილი დონორული ტიპის სტრუქტურული დეფექტების წარმოქმნით. როგორც ანალიზი გვიჩვენებს დონორული ტიპის რადიაციული დეფექტის როლს თამაშობს კვანძთაშორისი დარიშხანის ატომი. დაფიქსირებული მოვლენა აღსანიშნავია იმით, რომ დონორული ტიპის დეფექტების წარმოქმნა InAs-ით მდიდარ მყარ ხსნარში მსგავსია InAs-ის კრისტალებისა. ამავე დროს დასხივება არ ცვლის დენის მატარებელთა კონცენტრაციის მუდმივობას ტემპერატურის ზრდასთან თითქმის 300K-მდე. ეს მოვლენა გამოკვლეულ ნიმუშებში მიგვანიშნებს, რომ უპირატესობა აქვს იმ სტრუქტურული დეფექტების წარმოქმნას, რომლებსაც გააჩნიათ თხელი ენერგეტიკული დონეები აკრძალულ ზონაში. წარმოქმნილი დონორული დონეები გადაფარავს საწყის დონორულ ზონას და მივყავართ მასალასთან გადაგვარებული ელექტრონების გაზით.

ფერმის დონის გამოთვლები ადასტურებენ, რომ საკვლევ ნიმუშებში დასხივება გადაადგილებს ფერმის დონეს გამტარებლობის ზონის არეში (ცხრილი 5).

ამრიგად, სხვა მასალებისგან განსხვავებით (InP-ს ჩართვით), InP-ს 10 და 20მოლ%-ის დამატებით InAs-ის კრისტალებში დასხივება ზრდის

დენის მატარებელთა კონცენტრაციას და ქმნის ძირითადად დონორული ტიპის დეფექტებს, როგორც ეს დაიმზირებოდა InAs-ის კრისტალებში.

ცხრილი 5. დაყვანილი ფერმის დონის მონაცემები InAs და InAs-ით მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარებში.

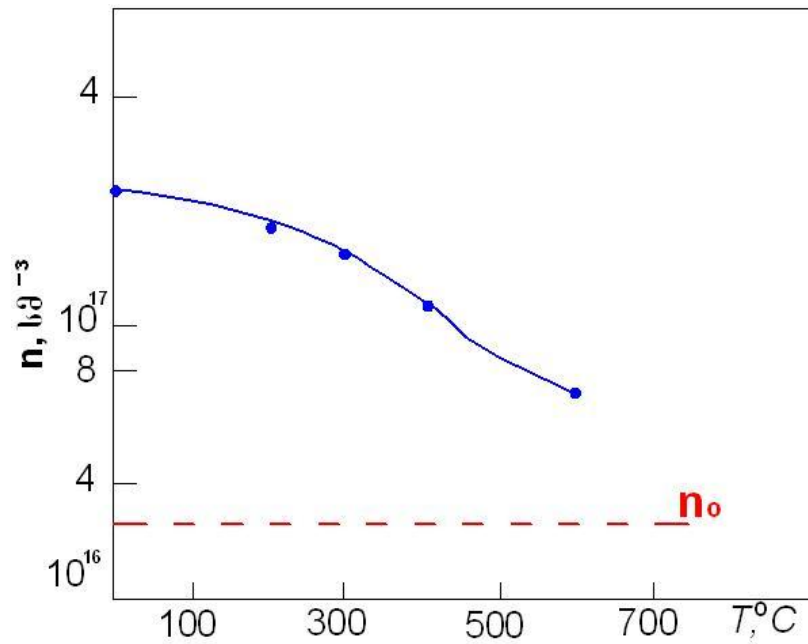
ნიმუში	დენის მატარებელთა კონცენტრაცია, n , $სმ^{-3}$	ფერმის დაყვანილი დონე η^*	შენიშვნა
InAs	$3 \cdot 10^{16}$	-1.08	დასხივებამდე
InAs	$2.2 \cdot 10^{17}$	1.6	დასხივების შემდეგ
In P _{0.1} As _{0.9}	$1.5 \cdot 10^{16}$	-2.05	დასხივებამდე
In P _{0.1} As _{0.9}	$3 \cdot 10^{17}$	1.75	დასხივების შემდეგ
In P _{0.2} As _{0.8}	$8.4 \cdot 10^{16}$	-0.4	დასხივებამდე
In ₈ P _{0.2} As _{0.8}	$2 \cdot 10^{17}$	0.7	დასხივების შემდეგ

პირველად ეს მოვლენა InAs-ის კრისტალებში გამოვლენილი იყო [4,9,10] ნაშრომებში, ხოლო შემდგომ დამტკიცდა [37,69-72] ნაშრომებში.

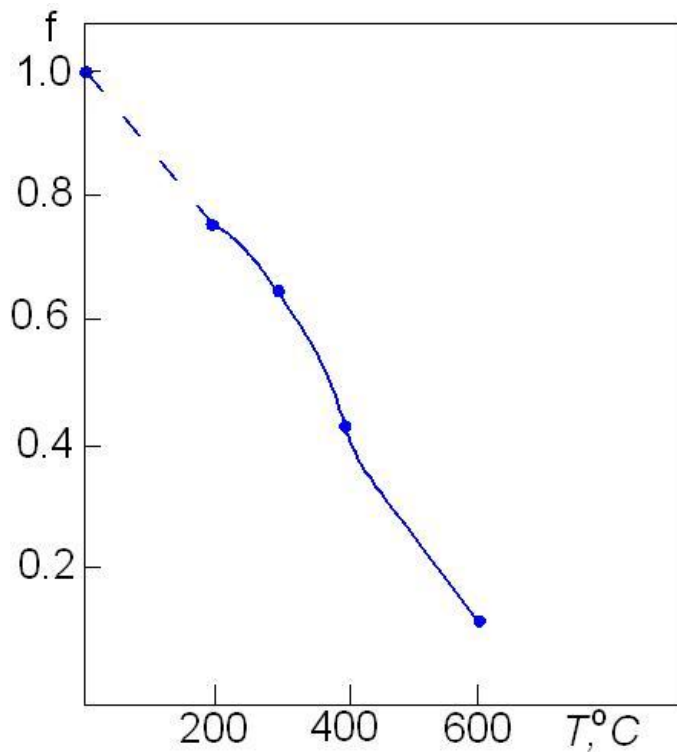
4.1.2. იზოქრონული გამოწვა

InAs-ით მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარებში ჩქარი ნეიტრონებით დასხივებული იზოქრონული გამოწვა 200–700°C ტემპერატურულ ინტერვალში რთულად მიმდინარეობს. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის აღდგენა ხდება 300–400°C ტემპერატურებზე, მაგრამ 600°C-ზე გამოწვა მთლიანად არ აღადგენს n -ს. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის დამოკიდებულებები და გამოუწვავი დეფექტების წილი f გამოწვის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებით მოცემულია ნახ.24–26- ზე InP-ს 10მლ% დანამატით InAs-ის კრისტალებისთვის.

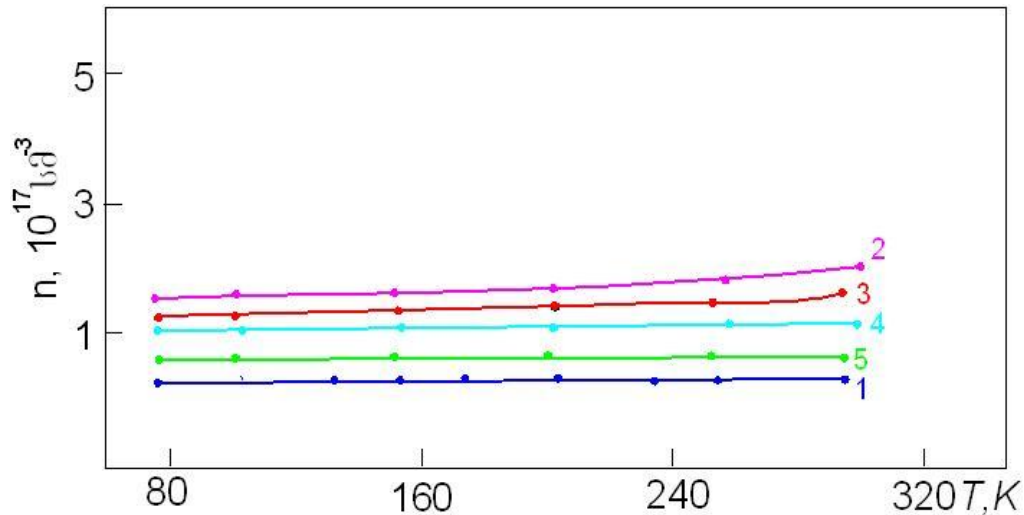
ნახ.24- 26-დან ჩანს, რომ InP-ს 10მლ% დანამატით InAs-ის კრისტალის 600°C-ზე გამოწვის ტემპერატურაზე დეფექტების 10% რჩება გამოუწვავი. ამ შემთხვევაში ადგილი აქვს ორი ურთიერთსაწინააღდეგო: თერმოკონვერსიის და გამოწვის პროცესებს, რაც დაფიქსირებული იყო InAs-ის გამოწვის შემთხვევაშიც. შეიძლება გამოვყოთ გამოწვის შედეგები 400°C და 500°C-ზე.



ნახ.24 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე ჩქარი ნეიტრონებით დასხივებული $\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ² InP-ს 10მოლ% დანამატით ($n_0=3,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³) InAs-ის კრისტალში. მოყვანილი მონაცემები გაზომილია 300K ტემპერატურაზე.



ნახ. 25. გამოუმწვარი დეფექტების წილის დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე ჩქარი ნეიტრონებით $\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ² InP-ს 10მოლ% დანამატით ($n_0=3,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³) InAs-ის კრისტალში. მოყვანილი მონაცემები გაზომილია 300 K ტემპერატურაზე.



ნახ.26.დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს 10მოლ% დანამატით ($n_0=3,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³) InAs-ის კრისტალში. მრუდები: 1-გამოწვამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ, 3-300°C -ზე გამოწვის შემდეგ, 4-400°C -ზე გამოწვის შემდეგ, 5-600°C-ზე გამოწვის შემდეგ.

დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ტემპერატურული დამოკიდებულება გამოწვის ყოველ საფეხურზე მოყვანილია ნახ.26-ზე.

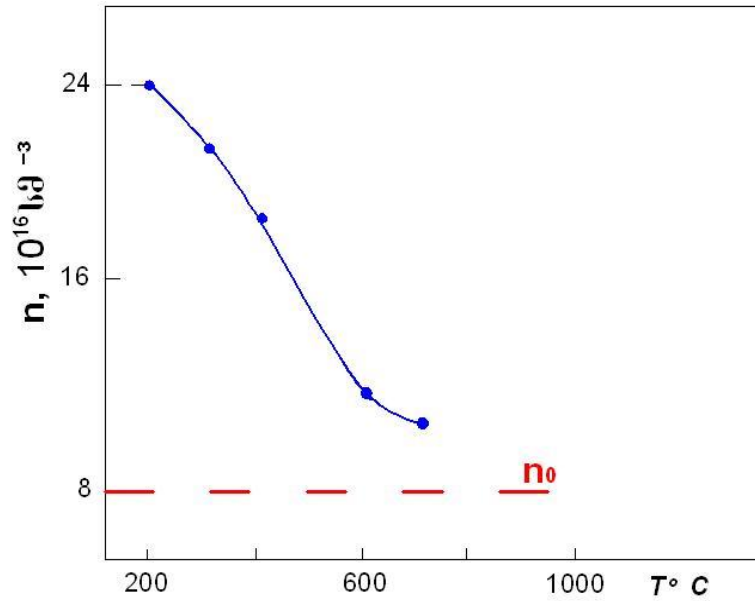
როგორც ჩანს, დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ტემპერატურული დამოკიდებულების კანონზომიერება გამოწვის ყოველ საფეხურზე ერთნაირია, რაც მიუთითებს ღრმა დონეების წარმოქმნის არარსებობაზე და დეფექტების მნიშვნელოვან დაგროვებაზე.

ინდიუმის არსენიდში ფოსფორის 20 მოლური პროცენტის დამატებისას უკვე იგრძნობა ინდიუმის ფოსფორის ქვემესერის გავლენა.

ნახ.27–29-ზე მოყვანილია ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივებული InP-ს 20მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში გამოწვის შემდეგ დენის მატარებელთა კონცენტრაციის გაზომვის მონაცემები.

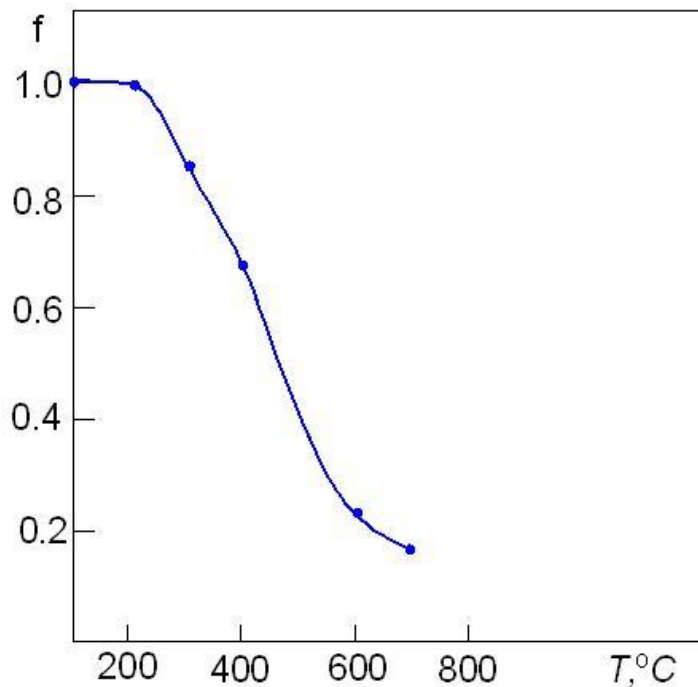
ნახ.28-ზე წარმოდგენილია გამოუწვავი დეფექტების წილის დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე. გამომწვარი დეფექტების წილი (f) განისაზღვრება, როგორც

$$f = \frac{n_0 - n_0}{n_r - n_0}, \quad (37)$$

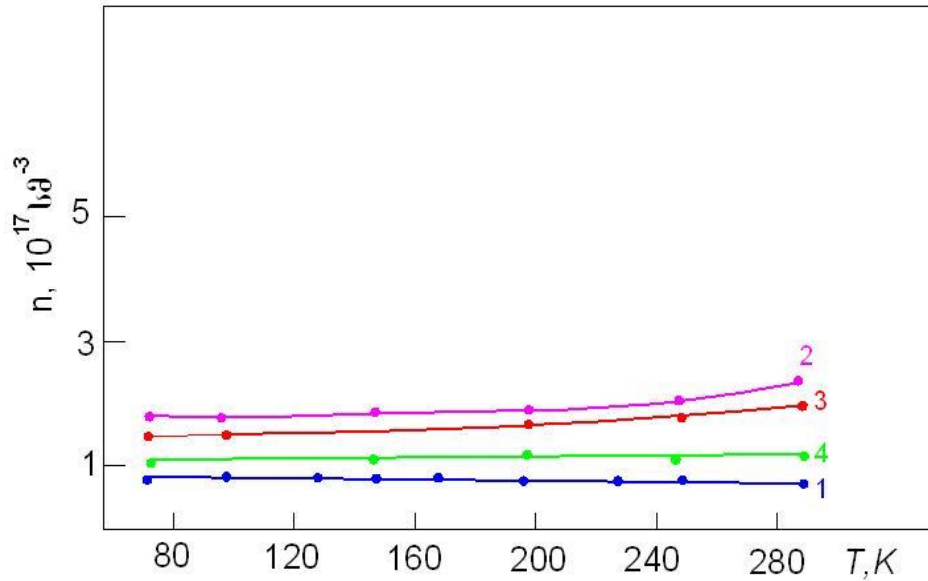


ნახ.27 დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2\cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივებული InP-ს 20მლ% დანამატით ($n_0=8.4\cdot 10^{16}$ სმ⁻³) InAs-ის კრისტალში. მოყვანილი მონაცემები გაზომილია 300 K ტემპერატურაზე.

სადაც, n_0 - არის დენის მატარებელთა კონცენტრაცია დასხივებამდე, n - დასხივების შემდეგ.



ნახ.28. გამოუმწვარი დეტექტების წილის (f) დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2\cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივებული InP-ს 20მლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n_0=8.4\cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მოყვანილი მონაცემები გაზომილია 300 K ტემპერატურაზე.



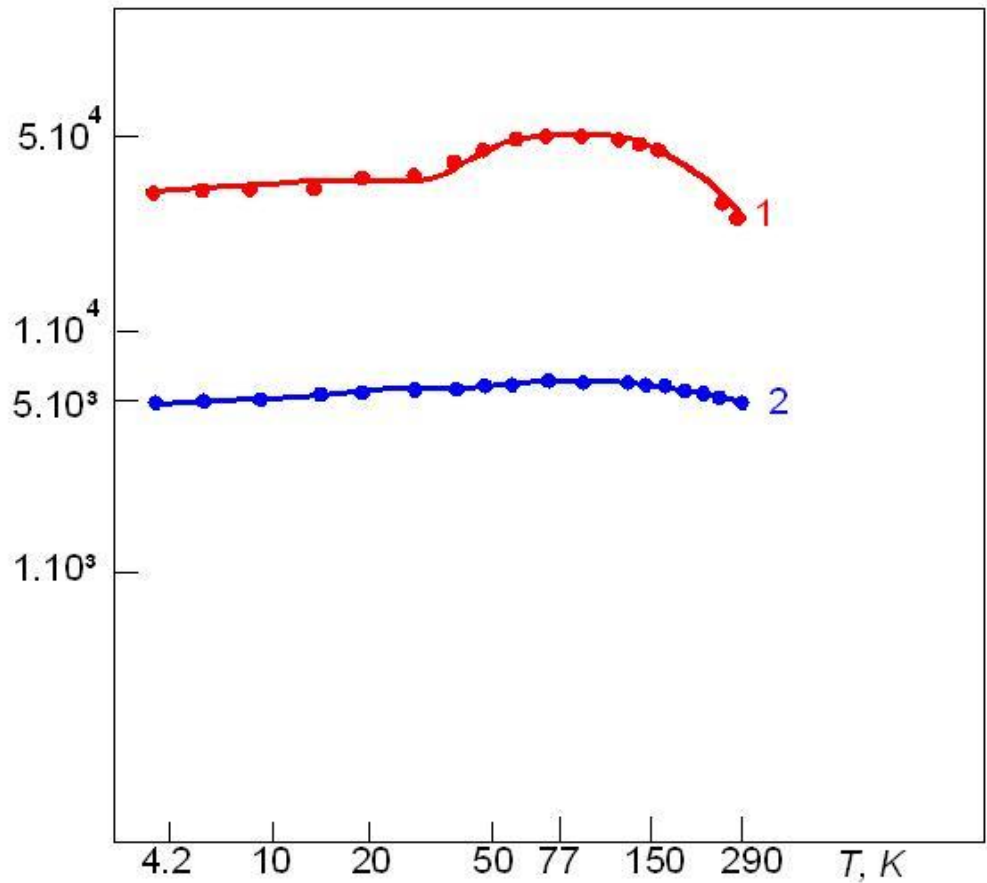
ნახ.29. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს 20მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n_0=8,4 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები:1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ, 3-300°C -ზე გამოწვის შემდეგ, 600°C-ზე გამოწვის შემდეგ.

ნახ.27-29-დან ჩანს, რომ InP-ს 20მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში თერმული გამოწვის პროცესები ზედმიწევნით რთულია და ამჟღავნებენ დამოკიდებულებას კრისტალის მინარევის შემცველობაზე. უკვე ფოსფორის 20 მოლური პროცენტის დამატებისას ინდიუმის არსენიდში კრისტალი ამჟღავნებს მაღალ თერმოსტაბილურობას 200°C-ზე გამოწვის ტემპერატურამდე. უმნიშვნელოდ იცვლება ელექტრული თვისებები 300°C -ზე გამოწვის ტემპერატურაზეც. 700°C-ზე გამოწვისას არ გვაქვს დენის მატარებელთა კონცენტრაციის სრული აღდგენა InP-ს 20მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში. დაახლოებით 15% ელექტრულად აქტიური დეფექტები რჩება გამოუწვავი.

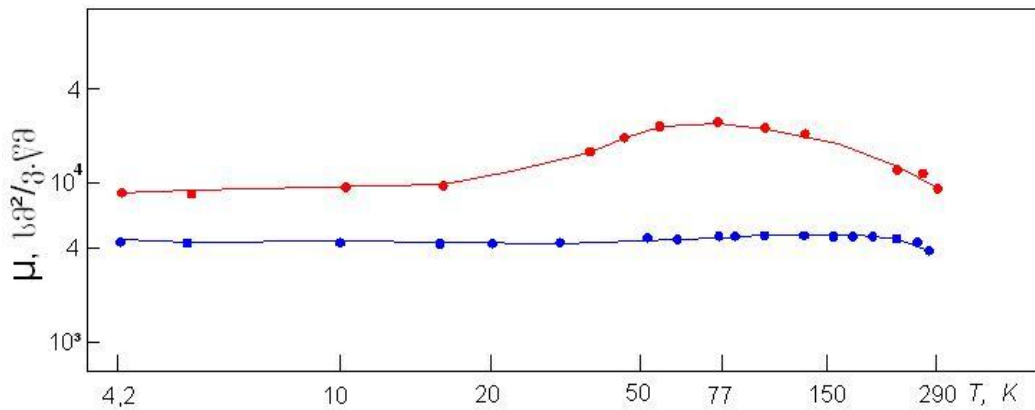
4.2 დენის მატარებელთა ძვრადობა

4.2.1. გამოწვამდე

დენის მატარებელთა ძვრადობის ექსპერიმენტული შედეგები დასხივებამდე და ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ საკვლევი ნიმუშებისთვის მოყვანილია ნახ.30–35- ზე.



ნახ. 30 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InAs-ის კრისტალში ($n=3 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები:1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ.

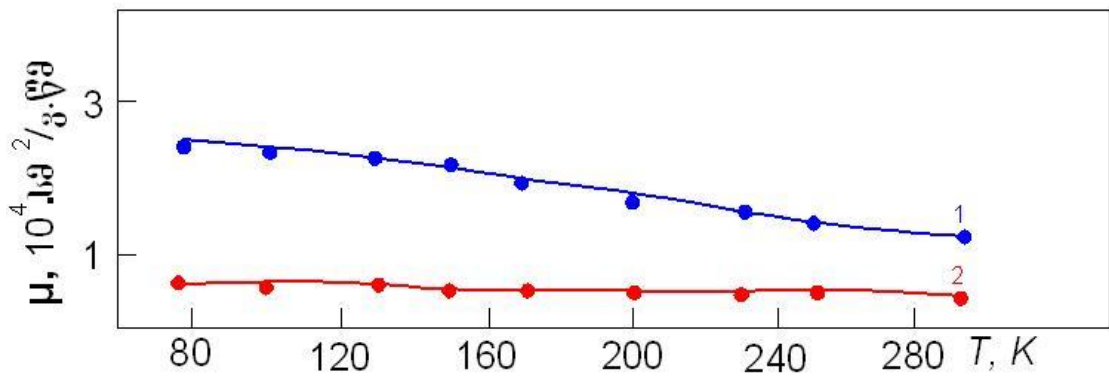


ნახ.31 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს 10მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n=1.5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები:1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ.

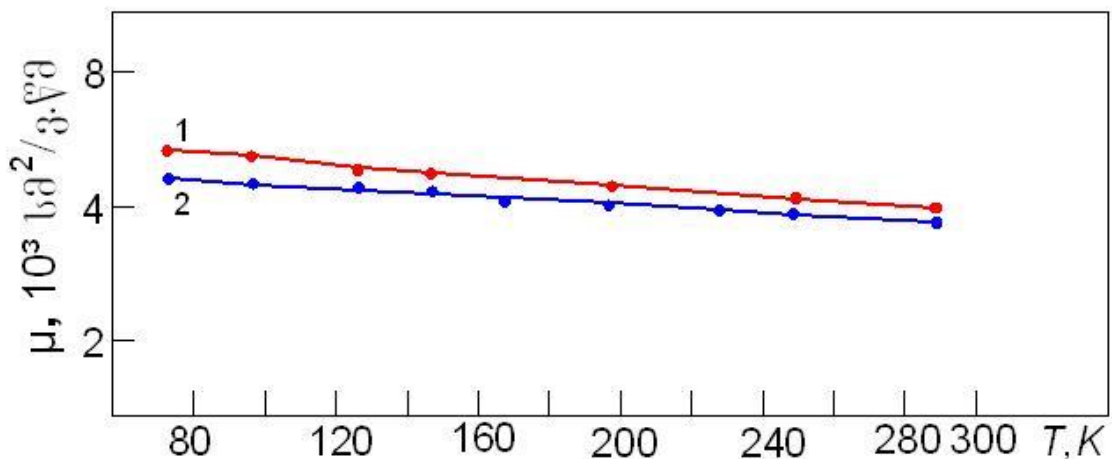
ძვრადობის ცვლილება ინდიუმის არსენიდში დასხივების შემდეგ შეესაბამება დენის მატარებელთა ძვრადობის ცვლილებას. ნახ.30–35-დან

ჩანს, რომ ძვრადობა მცირდება დასხივების შემდეგ მთელ გამოკვლეულ ტემპერატურის ინტერვალში (4.2–300K), რაც გამოწვეულია მასალის მოცულობაში დამატებითი გაბნევის ცენტრების აღმოცენებით.

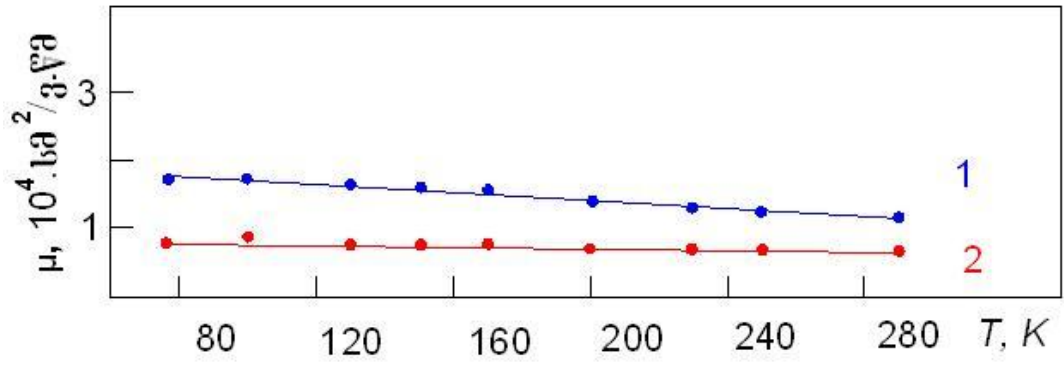
n -ტიპის ინდიუმის არსენიდში ძვრადობა დასხივების შემდეგ $T=300K$ ტემპერატურაზე მცირდება $\mu=22000$ სმ²/ვ.წმ-დან $\mu=4080$ სმ²/ვ.წმ სიდიდემდე, რაც ეკვივალენტურია დაახლოებით 10^{19} სმ⁻³ იონიზირებული ცენტრების წარმოქმნით.



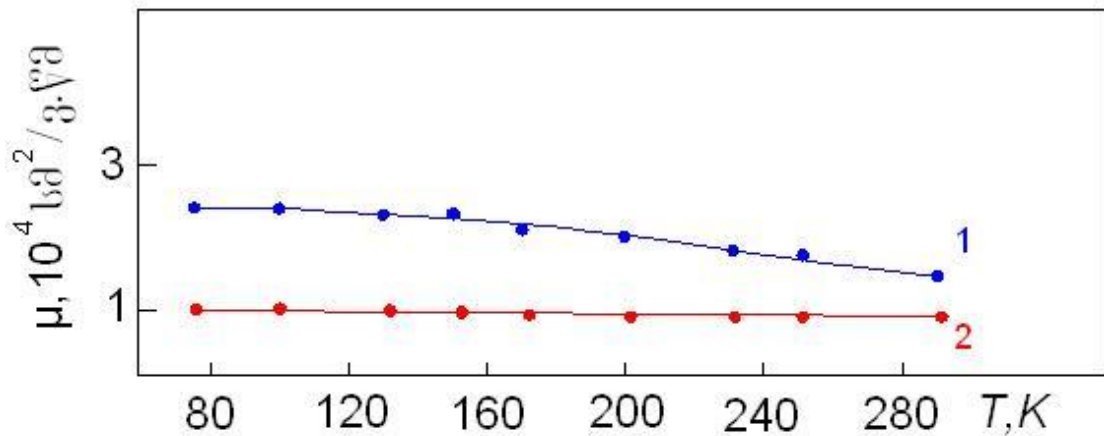
ნახ.32. დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს 10მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n_0=3.5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³) მრუდები:1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ.



ნახ.33 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს 10მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n_0=4.3 \cdot 10^{18}$ სმ⁻³). მრუდები:1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ



ნახ.34 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს 20მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n=8.4 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდეები:1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ



ნახ.35 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს 20მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n=1.6 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³). მრუდეები:1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ

მსგავსი შედეგები მიღებულია ინდიუმის არსენიდის სხვა კრისტალებზე. ძვრადობის მიახლოებითი ანალიზი გვიჩვენებს, რომ დენის მატარებელთა გაბნევის მექანიზმები დასხივებულ და დაუსხივებელ InAs-ის კრისტალების ნიმუშებში იდენტურია.

მაგრამ როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ დასხივებისას წარმოიქმნება დამუხტული რადიაციული ცენტრების მნიშვნელოვანი რაოდენობა და ელექტრონების კონცენტრაცია იზრდება. ორივე ეს ეფექტი იწვევს მესრის რხევებზე დენის მატარებელთა გაბნევის დამუხრუჭების აღკვეთას. ასე რომ

ძვრადობის მნიშვნელოვანი გაზრდა ტემპერატურის დაცემით არ დაიმზირება. მეორეს მხრივ დენის მატარებელთა კონცენტრაციის მნიშვნელოვანი გაზრდა ხელს უწყობს ელექტრონული გაზის გადაგვარების ხარისხის გაზრდას. როგორც შედეგი, ვღებულობთ ძვრადობის მხოლოდ უმნიშვნელოდ გადიდებას შედარებით მაღალი ტემპერატურის არეში და სწრაფ გადასვლას გადაგვარებულ მდგომარეობაში ტემპერატურის დაცემისას. შემდეგ დაიმზირება ძვრადობის უცვლელი ტემპერატურის ცვლილების დროს. დაწვრილებითი რაოდენობრივი თეორიული გათვლები გვიჩვენებენ, რომ შეუძლებელია დენის მატარებელთა ძვრადობის აღწერა 4.2–300K ინტერვალში ნეიტრონების დიდი დოზით დასხივების შემდეგ წერტილოვან დეფექტებზე და მესრის რხევებზე გაბნევის თეორიაზე დაყრდნობით.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ ძვრადობა 300K ტემპერატურაზე თითქმის 5–ჯერ მცირდება, რაც ექვივალენტურია $\sim 10^{19}$ იონიზებული ცენტრების წარმოქმნისა. მაგრამ თეორიული გათვლები გვიჩვენებენ, რომ ბრუქს–ჰერინგის თეორიაც არ აღწერს დაფიქსირებული ელექტრონების ძვრადობის ტემპერატურულ დამოკიდებულებას.

ინდიუმის არსენიდით მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარებში, ისევე როგორც ინდიუმის არსენიდის კრისტალებში, დასხივების შედეგად წარმოქმნილი რადიაციული დეფექტები ახდენენ მნიშვნელოვან გავლენას დენის მატარებელთა ძვრადობაზე. ყველა გამოკვლეულ ნიმუშში ძვრადობა მნიშვნელოვნად ეცემა. მთლიანობაში ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე დასხივების შემდეგ მიუთითებს დასხივების შემდეგ ეფექტურ გამბნევ დამუხტული ცენტრების წარმოქმნაზე. ასე, მაგალითად, ინდიუმის არსენიდში ფოსფორის 10 მოლ%-ის დამატებით დაფიქსირებულია ძვრადობის შემცირება $1.2 \cdot 10^4$ სმ²/ვ.წმ–დან $4 \cdot 10^3$ სმ²/ვ.წმ სიდიდემდე 300K ტემპერატურაზე ($n=3.5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³), რაც ტოლფასია $4 \cdot 10^{18}$ სმ⁻³ მინარევის შეყვანისა.

ინდიუმის არსენიდის კრისტალებში ფოსფორის 10 მოლ%-ის და 20 მოლ%-ის დამატებით ტემპერატურული დამოკიდებულებების განსხვავება არ დაიმზირება.

20 მოლ% კრისტალის ხსნარში, როცა $n=1.6 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³ ძვრადობა დასხივების შემდეგ თითქმის ორჯერ ეცემა. ეს დაკავშირებულია მასალაში დამატებითი გაბნევის ცენტრების წარმოქმნასთან.

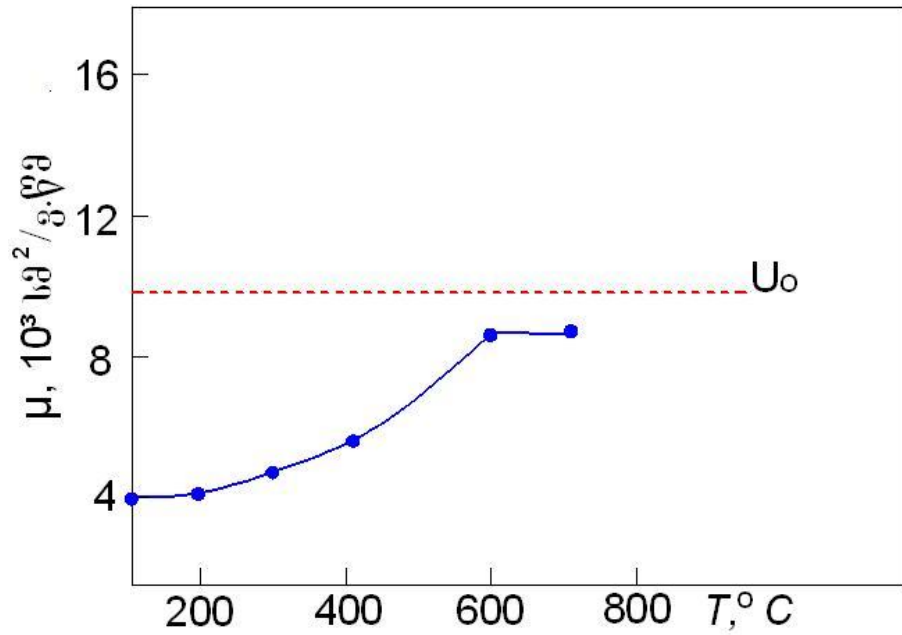
ამრიგად, ზემოთ აღწერილი დენის მატარებელთა ცალკეული გაბნევის მექანიზმების წვლილი ინდიუმის არსენიდის ჯამურ ძვრადობაში ზოგადად მსგავსია ძვრადობისა ინდიუმ არსენიდით მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარებში. შეინიშნება მხოლოდ მცირე ცვლილებები. InAs-InP მყარ ხსნარებში აუცილებელია მხედველობაში მიღებულ იქნას დამატებითი გაბნევის მექანიზმი მყარი ხსნარის მოუწესრიგებლობაზე[73].

ამრიგად, ინდიუმის არსენიდით მდიდარ InAs-InP მყარი ხსნარების კრისტალებში ჩქარი ნეიტრონების დიდი ნაკადით დასხივება იწვევს დამუხტულ დეფექტებზე გაბნევის სიჭარბეს უკვე 300K ტემპერატურაზე.

რაც შეეხება InAs-ით მდიდარ InAs-InP მყარი ხსნარების ძლიერ ლეგირებული კრისტალების შემთხვევას, მაგალითად, როცა $n=4.8 \cdot 10^{18}$ სმ⁻³ დასხივების შემდეგ ძვრადობა არ განიცდის მნიშვნელოვან ცვლილებებს, ფიქსირდება მხოლოდ ძვრადობის მცირე შემცირების ტენდენცია.

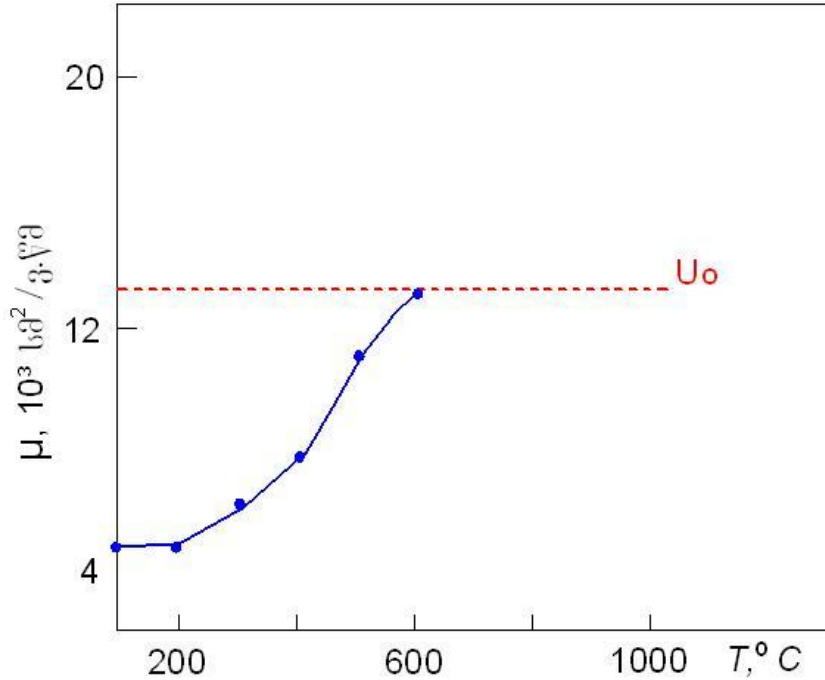
4.2.2. იზოქრონული გამოწვა

ჩატარებული 200–700°C –ზე ტემპერატურულ ინტერვალში გამოწვა გვიჩვენებს, რომ 600°C–ზე გამოწვა სრულად არ აღადგენს როგორც დენის მატარებელთა კონცენტრაციას, ასევე ძვრადობას. ისევე, როგორც დენის მატარებელთა კონცენტრაციის შემთხვევაში, 200°C გამოწვის ტემპერატურამდე არ იცვლება ძვრადობის სიდიდე (ნახ.36–38).

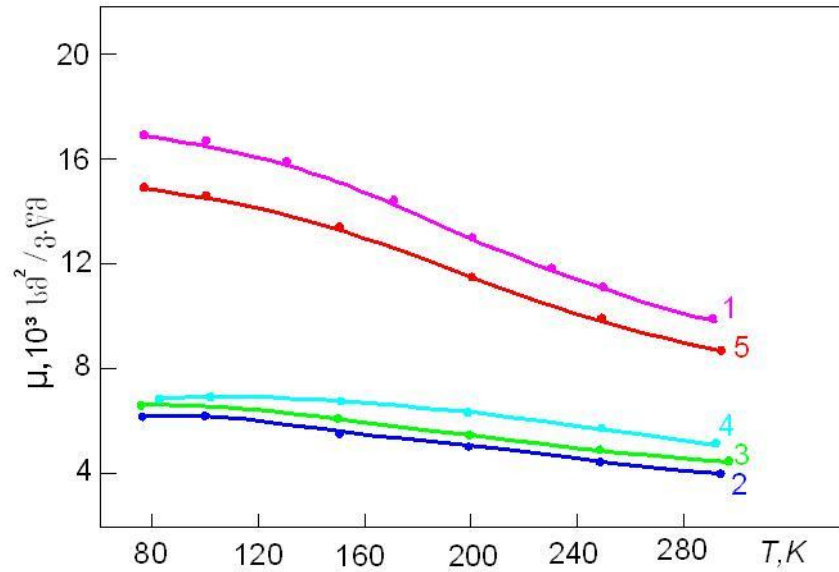


ნახ.36 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2\cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივებულ InP-ს 20 მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n_0=8,4\cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მონაცემები მოყვანილია 300 K ტემპერატურაზე.

ძვრადობა გამოწვის შემდეგ 600° C-ზე თითქმის მთლიანად აღსდგება.



ნახ.37 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2\cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივებულ InP-ს 20 მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n_0=1.6\cdot 10^{17}$ სმ⁻³). მონაცემები მოყვანილია 300 K ტემპერატურაზე.



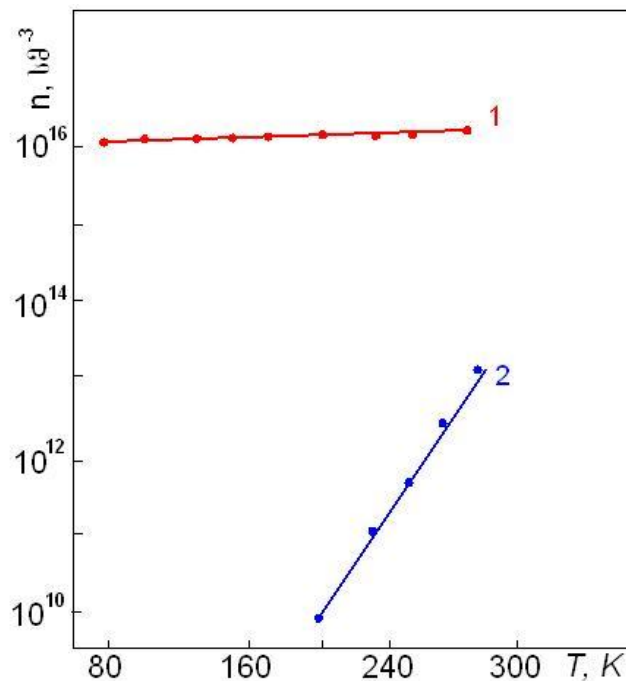
ნახ.38 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს 20მოლ% დანამატით InAs-ის კრისტალში ($n=8,4 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³).
 მრუდები: დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ, 3-200°C-ზე გამოწვის შემდეგ, 4-300°C-ზე გამოწვის შემდეგ, 5-600°C-ზე გამოწვის შემდეგ

თავი 5. ჩქარი ნეიტრონებით დასხივებული InP –თი მდიდარი In As–InP მყარი ხსნარების ელექტრული თვისებები

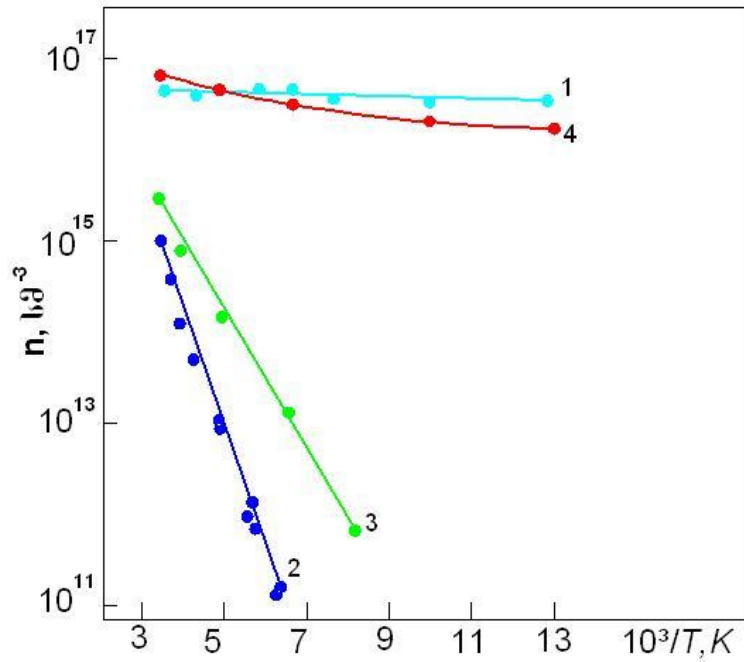
შესწავლილ იქნა ინდიუმის ფოსფიდის და ინდიუმ–ფოსფიდით მდიდარი მყარი ხსნარების კრისტალები InAs-ის 20 და 30 მოლ%-ის დამატებით InP-ში. საწყისი დენის მატარებელთა კონცენტრაცია (n_0) საკვლევ ნიმუშებში იყო $1.5 \cdot 10^{16} - 4.3 \cdot 10^{18} \text{ სმ}^{-3}$ ფარგლებში.

5.1. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია გამოწვამდე

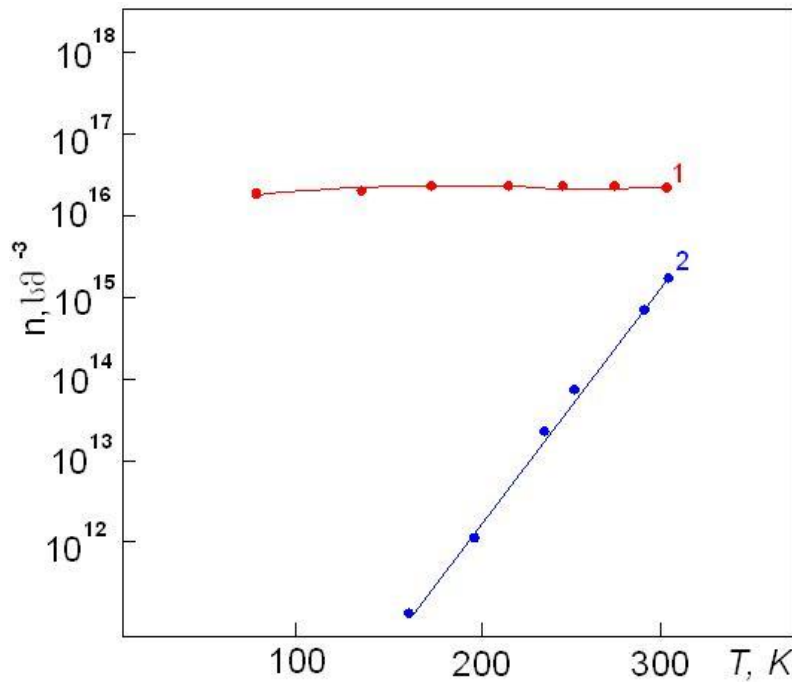
დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) ტემპერატურული დამოკიდებულებების გაზომვის შედეგები საკვლევ ნიმუშებში დასხივებამდე და ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi = 2 \cdot 10^{18} \text{ ნ/სმ}^2$) დასხივების შემდეგ მოყვანილია ნახ. 39-41-ზე.



ნახ. 39. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) ტემპერატურული დამოკიდებულება InP-ს კრისტალისთვის ($n_0 = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$) მრუდები: 1- დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონების ($\Phi = 2 \cdot 10^{18} \text{ ნ/სმ}^2$) ნაკადით დასხივების შემდეგ.



ნახ. 40. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე InP-ს კრისტალისთვის InAs-ის 20მოლ% დანამატით ($n_0=3.6 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები: 1-დასხივებამდე, 2- ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/ სმ²) დასხივების შემდეგ, -300°C -ზე გამოწვის შემდეგ, 4-400°C -ზე გამოწვის შემდეგ.



ნახ. 41. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) ტემპერატურული დამოკიდებულება InP-ს კრისტალისთვის InAs-ის 30მოლ% დანამატით ($n_0=2.5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები: 1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონების ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) ნაკადით დასხივების შემდეგ.

ნახ. 39-41-ზე. მოყვანილი შედეგები გვიჩვენებენ რომ დენის მატარებელთა კონცენტრაცია ინდიუმის ფოსფიდში და ინდიუმის ფოსფიდში InAs-ის 20 და 30მოლ% დანამატით მნიშვნელოვნად მცირდება დასხივების შემდეგ ყოველ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე. მაგ., ოთახის ტემპერატურაზე ინდიუმის ფოსფიდის ნიმუშისთვის ეს შემცირება თითქმის სამი რიგისაა. $n_0=1.5 \cdot 10^{16} \text{სმ}^{-3}$ სიდიდისას დასხივების შემდეგ მიღებულია $n_0=3.2 \cdot 10^{13} \text{სმ}^{-3}$. ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარ მყარ ხსნარებში დაიმზირება დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ძლიერი შემცირება დასხივების შემდეგ, მაგრამ თითქმის ორი რიგით ნაკლები, ვიდრე ინდიუმ ფოსფიდის კრისტალში. InAs –ის დამატება InP-ს კრისტალებში ამცირებს ამ ეფექტს.

მაგალითად, InP-ს კრისტალში InAs-ის 20მოლ% დანამატით დენის მატარებელთა კონცენტრაცია მცირდება $3.6 \cdot 10^{16} \text{სმ}^{-3}$ –დან $7.5 \cdot 10^{14} \text{სმ}^{-3}$ –მდე გაზომვის ტემპერატურაზე 300K-ზე. ხოლო InP-ს კრისტალში InAs-ის 30მოლ% დანამატით $2.5 \cdot 10^{16} \text{სმ}^{-3}$ –დან $7.8 \cdot 10^{14} \text{სმ}^{-3}$ –მდე. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის მსგავსი მკვეთრი შემცირება დასხივების შემდეგ გამოძვავნებულია *p*-ტიპის კრისტალებისთვისაც. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ასეთი შემცირება ინდიუმის ფოსფიდის და ინდიუმ–ფოსფიდით მდიდარ მყარ ხსნარებში საწინააღმდეგოა იმისა, რაც დაფიქსირებული იყო ინდიუმ არსენიდის და ინდიუმ არსენიდით მდიდარ InAs– InP მყარ ხსნარებში.

დაფიქსირებული დენის მატარებელთა კონცენტრაციის შემცირება მიგვანიშნებს, რომ ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით დასხივება საკვლევ ნიმუშებში ქმნის მათ მოცულობაში ძირითადად დეფექტებს, რომლებიც თამაშობენ დენის მატარებელთა ჩამჭერი ცენტრების როლს.

როგორც ანალიზი გვიჩვენებს, რადიაციული დეფექტი-ფოსფორის კვანძთაშორისი ატომი ასრულებს დენის მატარებელთა ჩამჭერის როლს.

ნახ. 39-41–დან ჩანს, რომ დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ცვლილება ტემპერატურასთან დამოკიდებულებით დასხივებამდე და

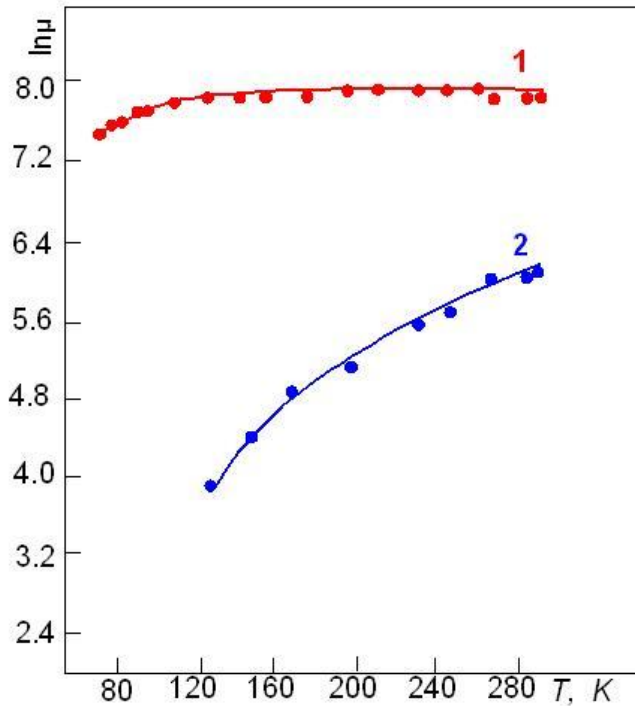
დასხივების შემდეგ მკვეთრად განსხვავდება მთელ 77–300K ტემპერატურულ ინტერვალში. დასხივებამდე ყველა ნიმუშში დენის მატარებელთა კონცენტრაცია თითქმის არ იცვლება ტემპერატურის ცვლილებით. დასხივების შემდეგ კი დაიშორება ძლიერი ტემპერატურული დამოკიდებულება. 200–300K ტემპერატურის ფარგლებში დენის მატარებელთა კონცენტრაცია მცირდება თითქმის ორი–სამი რიგით. ბუნებრივია, ეს არის დასხივების დროს შექმნილი ღრმა დონის ცენტრების მოქმედების შედეგი. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ტემპერატურული დამოკიდებულებიდან განსაზღვრული იყო ამ დონეების იონიზაციის ენერგია $\epsilon_c \approx 0.4$ ევ. ინდიუმის ფოსფიდისთვის და $\epsilon_c \approx (0.25-0.29)$ ევ. ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარი მყარი ხსნარებისთვის. როცა $n_0 \geq 2 \cdot 10^{13}$ სმ⁻³, მაშინ დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ცვლილება დასხივების შემდეგ უმნიშვნელოა.

5.2. დენის მატარებელთა ძვრადობა გამოწვამდე

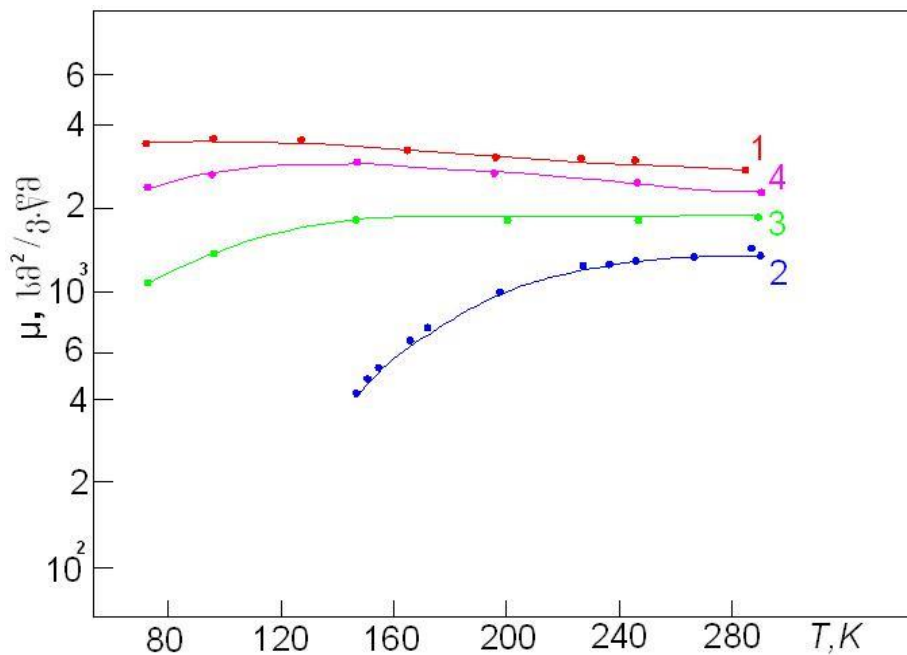
დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულების ექსპერიმენტული მონაცემები საკვლევ ნიმუშებში დასხივებამდე და ჩქარი ნეიტრონების ($\Phi = 2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) ნაკადით დასხივების შემდეგ მოყვანილია ნახ. 42-43-ზე.

დასხივება იწვევს დენის მატარებელთა ძვრადობის შემცირებას ყოველ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე, როგორც ინდიუმ ფოსფიდში, ისე ინდიუმ ფოსფიდის კრისტალისში InAs-ის 20მოლ% დანამატით.

ინდიუმ ფოსფიდის და ინდიუმ ფოსფიდის InAs-ის 20 მოლ% დანამატით კრისტალებში ძვრადობის ანალიზი დასხივების შემდეგ გვიჩვენებს, რომ დასხივება ამცირებს ძვრადობას მთელ გამოკვლეულ ტემპერატურულ არეში ყოველ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე. მაგრამ ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულების კანონზომიერება იცვლება დასხივების შემდეგ (ნახ.43).



ნახ. 42. დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულება InP-ს კრისტალებში ($n_0=2.3 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³). მრუდები: 1 დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონების ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) ნაკადით დასხივების შემდეგ.



ნახ. 43 დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულება InP-ს კრისტალისთვის InAs-ის 20მლ% დანამატით ($n_0=3.6 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მრუდები: 1-დასხივებამდე, 2-ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ, 3-300°C -ზე გამოწვის შემდეგ, 4-400°C -ზე გამოწვის შემდეგ.

დაფიქსირებულია ძვრადობის უფრო ძლიერი ტემპერატურული დამოკიდებულება, ვიდრე ეს მოსალოდნელი იყო წერტილოვან იონიზებულ დეფექტებზე დენის მატარებელთა გაბნევით. ეს მიგვანიშნებს, რომ დენის მატარებელთა გაბნევის მექანიზმები იცვლება საკვლევ InAs-InP კრისტალებში. დასხივების შემდეგ ძვრადობის ასეთ ძლიერ ტემპერატურულ დამოკიდებულებას ჩვენ მივაწერთ დასხივების პროცესში მასალაში დიდი ზომის მოუწესრიგებელი უბნების წარმოქმნას. ხისტი დასხივებით გამოწვეული ინდიუმის ფოსფიდის და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარი მყარი ხსნარების და ინდიუმ არსენიდის და ინდიუმ არსენიდით მდიდარი მყარი ხსნარების ელექტრული თვისებების ცვლილების შედარება გვიჩვენებს, რომ ინდიუმის ფოსფიდში და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარ მყარ ხსნარებში წარმოიქმნება გაბნევაში უფრო ეფექტური რადიაციული დეფექტები.

ამკარაა ინდიუმის ფოსფიდის მესერი უფრო ძლიერად ირღვევა დასხივებით. ალბათ, ეს იმის შედეგია, რომ ფოსფორის ატომის მასა ორჯერ უფრო მსუბუქია, ვიდრე დარიშხანის ატომის მასა.

ამრიგად, შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ InP და InP-თი მდიდარი მყარი ხსნარების კრისტალებში დასხივების შემდეგ წარმოიქმნება მოუწესრიგებელი უბნების საკმაოდ დიდი დაოდენობა, რომლებიც განსაზღვრავენ ძვრადობის სიდიდეს.

ბუნებრივია, ვივარაუდოთ, რომ ერთდროულად წარმოიქმნება წერტილოვანი დეფექტებიც. რამდენად სტაბილურია ისინი ოთახის ტემპერატურის მიდამოებში, შეიძლება გადაწყდეს მხოლოდ InAs-InP-ს მყარი ხსნარების დამატებითი გამოკვლევით. ზემოაღნიშნული ვარაუდი შემოწმებული იყო დენის მატარებელთა ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულების თეორიული გათვლებით. ჩატარდა დენის მატარებელთა ძვრადობის კომპონენტის (μ_{dis}), (რომელიც განისაზღვრება დასხივების შედეგად წარმოქმნილ რადიაციულ დეფექტებზე დენის

მატარებელთა გაბნევით), გამოყოფა საკვლევ კრისტალებში. μ_{dis} კომპონენტი რასაკვირველია შეიძლება განისაზღვროს შეფარდებიდან:

$$\frac{1}{\mu_{dis}} = \frac{1}{\mu_2} - \frac{1}{\mu_1} \quad (38)$$

μ_1 - არის ძვრადობა დასხივებამდე, μ_2 - ძვრადობა დასხივების შემდეგ. μ_1 -სა და μ_2 -ს მონაცემებს ჩვენ ვიღებთ ექსპერიმენტიდან. ექსპერიმენტულად დადგენილი თეორიისა და ექსპერიმენტის კომპონენტს ვადარებთ თეორიულად გამოთვლილს.

თავდაპირველად ამ კომპონენტის გამოთვლები ჩავატარეთ წერტილოვან ცენტრებზე დენის მატარებლების გაბნევაზე დაფუძნებული თეორიის საფუძველზე. აღმოჩნდა, რომ ჩვენს მიერ თეორიულად გათვლილი მონაცემები ვერ აღწერენ μ_{dis} კომპონენტის ტემპერატურულ დამოკიდებულებას. შემდეგ გამოვიყენეთ გოსიკის, ვაისბერგის, მაკ-ნიკოლსონის და ბერგის თეორიები [47,48,74,75]. მაკ-ნიკოლსონის და ბერგის თანახმად[75]:

$$\frac{1}{\mu_{dis}} = C \frac{(\eta - \eta_{dis})^{2/3} x^2}{\left(\frac{1000}{T}\right)^{1/2}} \quad (39)$$

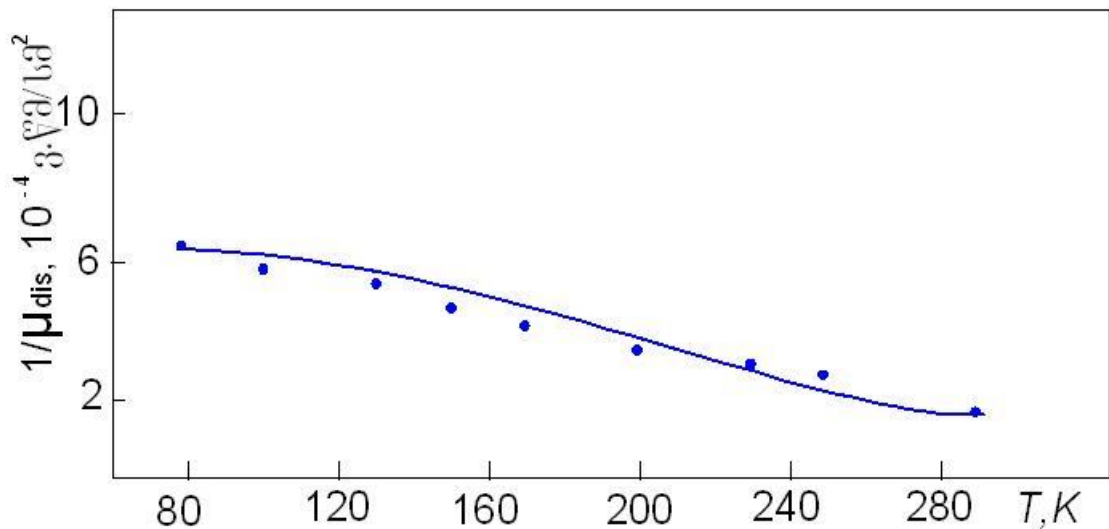
სადაც,
$$C = \frac{\pi \cdot 10^{3/2}}{e} \cdot (2m^*k)^{1/2} \cdot N_{dis} \left(\frac{3\epsilon\alpha_r}{e^2 N_a}\right)^{2/3}$$

$$x = 2g_0^{1/2} \cos\left[\frac{4\pi}{3} + \frac{1}{3} \cos^{-1}(-g_0^{3/2})\right]$$

$$g_0 = 1 + \frac{kT}{(\eta - \eta_{dis})^{2/3}} \cdot \left(\frac{\epsilon}{9e^2 N_a a_r^2}\right)^{1/3}$$

სადაც $\eta - \eta_{dis}$ ფერმის დონეების სხვაობაა დაუზიანებელ და ძლიერად დაზიანებულ უბნებში.

გამოთვლებმა მოგვცეს თეორიისა და ექსპერიმენტის კარგი დამთხვევა, თუმცა ვიწრო ტემპერატურულ უბანში (ნახ.44)



ნახ.44 დენის მატარებელთა ძვრადობის კომპონენტის μ_{dis} , (რომელიც განსაზღვრება დასხივების შედეგად წარმოქმნილ რადიაციულ დეფექტებზე დენის მატარებელთა გაბნევით), ტემპერატურული დამოკიდებულება ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალში ($n_0=2.3 \cdot 10^{17}$ სმ⁻³). უწყვეტი ხაზი –თეორიული, წერტილები – ექსპერიმენტული მონაცემები.

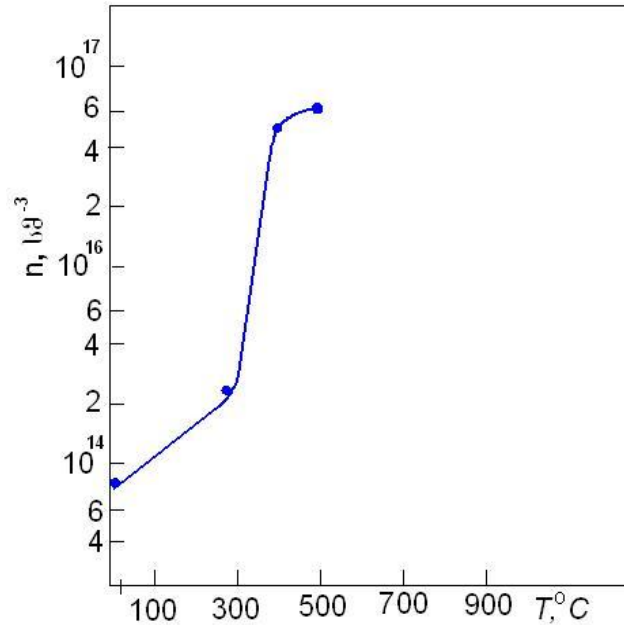
[47,48,74,75] თეორიებმა მოგვცეს დამაკმაყოფილებელი დამთხვევა ექსპერიმენტთან. ამრიგად, InP-ს და InP-თი მდიდარი InAs-InP მყარი ხსნარების კრისტალებში დასხივებისას წარმოქმნილი მოუწესრიგებელი უბნები არიან მთავარი დეფექტები, რომლებიც განსაზღვრავენ ძვრადობას.

5.3. იზოქრონული გამოწვა

იზოქრონული გამოწვის ექსპერიმენტული შედეგები ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარების კრისტალებში მოყვანილია ნახ.45-ზე.

როგორც ნახ.45-დან ჩანს გამოწვის პროცესი არის რთული. თერმოდამუშავებას 300°C ტემპერატურაზე მიყვავართ $\epsilon_c=0.25$ ევ დონის გამოწვამდე. მაგრამ ამ დროს ჩნდება $\epsilon_c=0.14$ ევ დონე. შემდეგი გამოწვა 400°C-ზე მთლიანად გამოწვავს ღრმა დონეებს და დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ტემპერატურული დამოკიდებულება უბრუნდება საწყის მნიშვნელობას.

ამრიგად, დასხივებით წარმოქმნილი ცენტრების გამოწვა არის რთული პროცესი, რომელსაც თან ახლავს დეფექტების გადაჯგუფება.



ნახ.45. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე ჩქარი ნეიტრონებით ($\Phi=2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივებულ InAs-ის 20მოლ% დანამატით InP-ს კრისტალში ($n_0=3.6 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³). მონაცემები მოყვანილია 300 K ტემპერატურაზე.

ამ გადაჯგუფებას მივყავათ ერთი ღრმა დონის გაქრობამდე და მეორე დონის წარმოქმნამდე, რომლის გამოწვა ხდება 400°C–ტემპერატურაზე.

400°C–ზე გამოწვის შემდეგ დენის მატარებელთა ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება უახლოვდება $\mu(T)$ დამოკიდებულებას დასხივებამდე InAs-ის 20მოლ% დანამატით InP-ს კრისტალში.

თავი 6. ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი უბნების მქონე ინდიუმ ფოსფიდის კრისტალების ელექტრული თვისებები

დიდ ინტერესს წარმოადგენს ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი არეების, დიდი ზომის დეფექტების გავლენის გამოკვლევა III-V ნაერთების, განსაკუთრებით InP-ს ელექტრულ თვისებებზე. მნიშვნელოვანია, რომ ზუსტად InP-ს კრისტალების ზრდისას წარმოიშობა უდიდესი რაოდენობის წუნი ფოსფორის ზედმიწევნით მაღალი ორთქლის წნევის გამო, რომელიც ქმნის ტექნოლოგიურ სიძნელეებს. დამატებით ფოსფორის ატომების მასა ორჯერ ნაკლებია დარიშხანის ატომების მასაზე. ამრიგად, ზრდის პროცესში შესაძლებელია უფრო ეფექტური მოუწესრიგებელი უბნების წარმოქმნა InP-ს კრისტალებში, ვიდრე InAs-ის კრისტალებში. თუმცა, კრისტალები მოუწესრიგებელი უბნებით განიხილება, როგორც გამოუსადეგარი მასალა მრავალი ელექტრონული ხელსაწყოს შესაქმნელად, მაგრამ ეს მოუწესრიგებელი მასალები მაინც გამოიყენება ზოგიერთ სპეციალურ მყარი სხეულის მიკროელექტრონიკის ხელსაწყოებში[76-80].

ამავე დროს, მოუწესრიგებელი არეების შემცველი InP-ს კრისტალები იქნება შესაფერისი საუკეთესო მასალა მოუწესრიგებელი არეების ელექტრული თვისებების გამოკვლევისთვის.

როგორც აღვნიშნეთ, ინდიუმის ფოსფიდი ტექნოლოგიის თვალსაზრისით არის ურთულესი მასალა. ფოსფორის ორთქლის წნევა ნადნობის თავზე „სტექიომეტრიული“ შემადგენლობისთვის ნაერთის დნობის ტემპერატურაზე შეადგენს რამდენიმე ათეულ ატმოსფეროს და ქმნის ტექნოლოგიურ სიძნელეებს. ამიტომ სწორედ InP-ს კრისტალების გაზრდისას მიიღება ყველაზე მეტი წუნის რაოდენობა. ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი უბნებით InP-ს კრისტალების ელექტრული თვისებების გამოკვლევა და მათი ხარისხის გაუმჯობესება აქტუალურია InP-ს კრისტალების უნიკალური თვისებების გამო.

ჩვეულებრივ სითბური გამოწვა გამოიყენება მოუწესრიგებელი უბნების მოსაცილებლად და სტრუქტურული სრულყოფილების გასაუმჯობესებლად. მაგრამ, აღნიშნული მეთოდი შრომატევადია, მაღალტემპერატურული ვაკუუმური სითბური გამოწვის პროცედურის სირთულის გამო და ხასიათდება დაბალი წარმადობით, რაც მკვეთრად ამცირებს მისი გამოყენების ეფექტურობას. ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი უბნების დაშლისთვის და დეფექტური ნიმუშების ხარისხის გაზრდისთვის გამოვიყენეთ ხისტი დასხივება. ეს მეთოდი თავისუფალია სითბური დამუშავების მეთოდის ნაკლოვანებებისგან.

მნიშვნელოვანია ის ფაქტი, რომ ხისტი დასხივების პირობებშიც კი GaAs, InP, InAs მასალები ინარჩუნებენ კრისტალურ სტრუქტურას [81-116]. ამ თვალსაზრისით ნეიტრონებით და მაღალენერგეტიკული ელექტრონებით დასხივების ტექნოლოგიას გააჩნია თვალსაჩინო უპირატესობა იონურ ლეგირებასთან შედარებით. ვინაიდან, პირველ შემთხვევაში ჩვენ ვიღებთ ნანონაწილაკებს, მხოლოდ ნივთიერების მოწესრიგებულ – კრისტალურ მატრიცაში, ხოლო იონებით დაბომბვის შედეგად ნივთიერება პრაქტიკულად მთლიანად „ირღვევა“ და ვიღებთ სასურველ ნივთიერებას (მათ შორის ნანონაწილაკებს) ამორფულ გარემოში. ჩვენს მიერ სრულიად ახალი შედეგი იქნება მიღებული წუნდებული n -InP კრისტალებში.

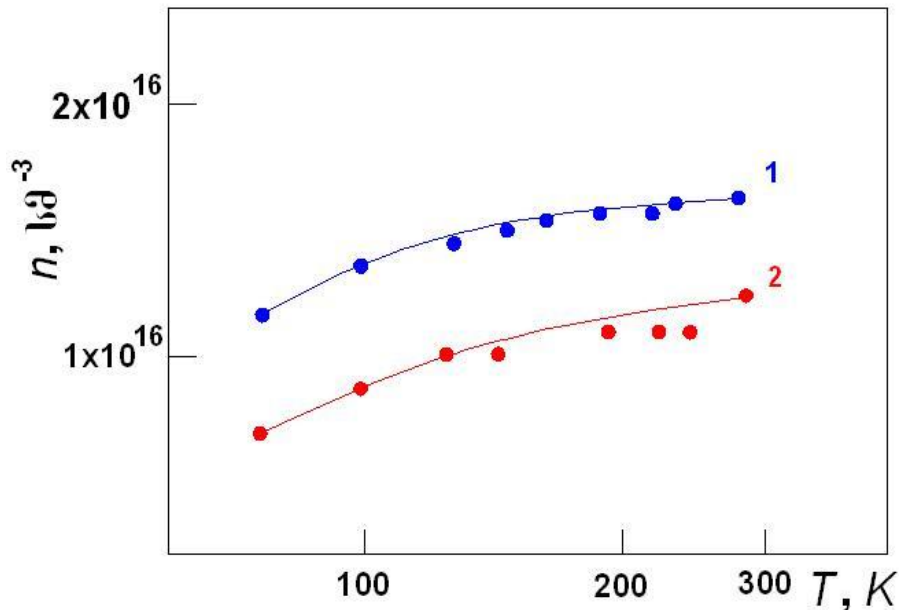
6.1. დენის მატარებელთა კონცენტრაცია

n -ტიპის ინდიუმ ფოსფიდის კრისტალების ექსპერიმენტული ნიმუშების მახასიათებლები მოყვანილია ცხრილში 6.

ჰოლის კოეფიციენტის გაზომვები ტემპერატურასთან დამოკიდებულებით დასხივებამდე n -InP-ს ნიმუშებისთვის ტემპერატურის მომატებით მიუთითებს დენის მატარებელთა კონცენტრაციის სუსტ ზრდაზე (ნახ.46). ეს დამოკიდებულება უახლოვდება გაჯერებას 200-300K ტემპერატურებზე .

ცხრილი 6. InP-ს ექსპერიმენტული ნიმუშების მახასიათებლები 300K-ზე

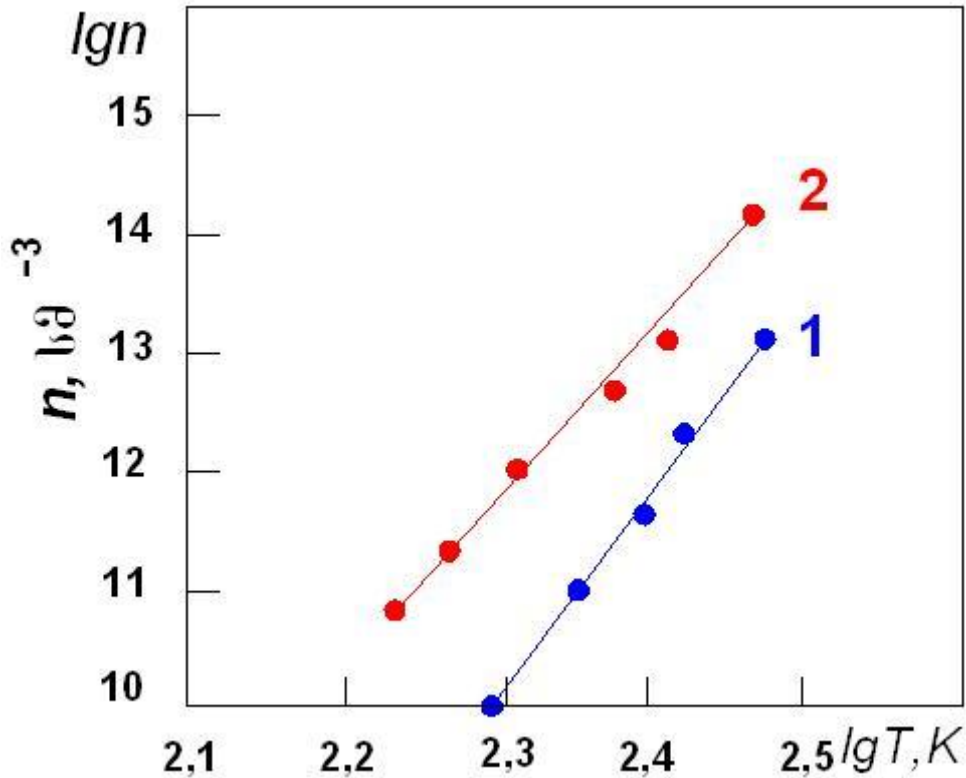
ნიმუშის #	დენის მატარებელთა კონცენტრაცია, n , სმ ³	კუთრი ელექტრო წინაღობა, ρ , ომ.სმ	დენის მატარებელთა ძვრადობა, სმ ² /ვ.წმ	შენიშვნა
1	$1,51 \cdot 10^{16}$	0,57	741	დასხივებამდე
	$1,4 \cdot 10^{13}$	301,1	1490	ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით $\phi = 2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ ² დასხივების შემდეგ
2	$1,18 \cdot 10^{16}$	0,14	3700	დასხივებამდე
	$2,16 \cdot 10^{14}$	4,3	6700	50მეგ და $\phi = 5 \cdot 10^{17}$ ე/სმ ² ელექტრონების ნაკადით დასხივების შემდეგ



ნახ.46. ელექტრონების კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე (T) ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებისთვის დასხივებამდე. მრუდები: 1- ნიმუში 1 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ 300K-ზე, 2- ნიმუში 2 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,2 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³.

დენის მატარებელთა კონცენტრაციის გამოკვლევის შემდეგ InP-ს კრისტალებში დასხივების შედეგები ნაჩვენებია ნახ.47-ზე. დენის მატარებელთა კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე

დასხივებამდე ძლიერ განსხვავდება $n(T)$ დამოკიდებულებისგან დასხივების შემდეგ. თუ დენის მატარებელთა კონცენტრაცია დასხივებამდე მცირედ იცვლებოდა ტემპერატურულ ინტერვალში, დასხივების შემდეგ

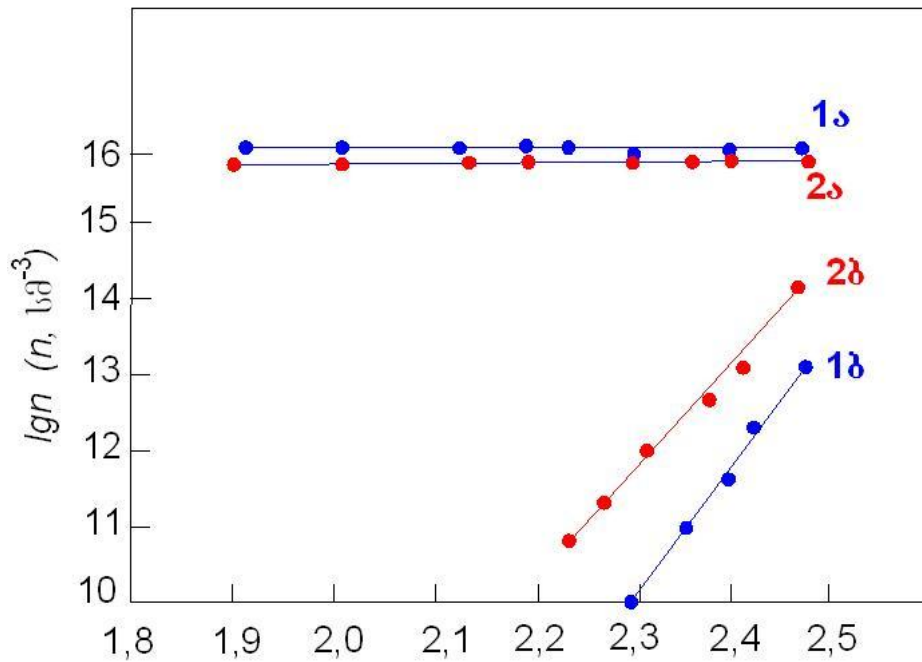


ნახ.47. ელექტრონების კონცენტრაციის (n) დამოკიდებულება ტემპერატურაზე (n) ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებისთვის დასხივების შემდეგ. მრუდები: 1- ნიმუში 1 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,5 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ 300K-ზე ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით $\Phi=2 \cdot 10^{18} \text{ ნ/სმ}^2$ დასხივების შემდეგ. 2- ნიმუში 2 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,2 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$. 50 მეგ ენერჯის და $\Phi=5 \cdot 10^{17} \text{ ნ/სმ}^2$ ელექტრონების ნაკადით.

ფიქსირდება დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ძლიერი დამოკიდებულება ტემპერატურაზე (ნახ.48). ორივე სახის დასხივების დროს დენის მატარებელთა კონცენტრაცია დასხივების შემდეგ მცირდება თითქმის ოთხი რიგით, როგორც ყოველ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე, ასევე ტემპერატურის შემცირებასთან ერთად. ფიქსირებულ ტემპერატურაზე დენის მატარებელთა კონცენტრაცია მცირდება ~ 3 რიგით. მაგალითად, ოთახის ტემპერატურაზე კონცენტრაცია მცირდება $n_0=1,5 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ -დან $1,4 \cdot 10^{13} \text{ სმ}^{-3}$ -მდე, ნიმუში 1-სთვის, ხოლო ნიმუში 2-ის შემთხვევაში n_0 მცირდება $1,2 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ -დან $2,6 \cdot 10^{14} \text{ სმ}^{-3}$ -მდე. ტემპერატურის შემცირებით

დენის მატარებელთა კონცენტრაცია მცირდება $1.4 \cdot 10^{13} \text{ სმ}^{-3}$ -დან $8.6 \cdot 10^9 \text{ სმ}^{-3}$ -მდე ნიმუში 1-ის შემთხვევაში და $2.6 \cdot 10^{14} \text{ სმ}^{-3}$ -დან – $2.2 \cdot 10^{11} \text{ სმ}^{-3}$ -მდე ნიმუში 2-ის შემთხვევაში.

დამზერილი მოვლენა დენის მატარებელთა კონცენტრაციის მკვეთრი შემცირებისას დასხივების შემდეგ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე და ტემპერატურის შემცირებით შესაძლოა მჭიდროდ იყოს დაკავშირებული: ერთის მხრივ დიდი მოუწესრიგებელი უბნების დაშლასთან, რომლებიც მასალაში წარმოქმნილი იყო კრისტალის ზრდის პროცესში; მეორეს მხრივ აღწერილი მოვლენა შესაძლოა დაკავშირებული იყოს მრავალი წერტილოვანი დეფექტების წარმოქმნასთან, რომელიც თან ახლავს



ნახ.48. ელექტრონების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე (n) ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებისთვის შეჯამებული ორივე ნიმუშისთვის. ნიმუში 1– დასხივებამდე (მრუდი 1ა) და ჩქარი ნეიტრონების ($\Phi=2 \cdot 10^{18} \text{ ნ/სმ}^2$) ნაკადით დასხივების შემდეგ (მრუდი 1ბ). ნიმუში 2– დასხივებამდე (მრუდი 2ა) და 50 მეგ ენერგიის და $\Phi=5 \cdot 10^{17} \text{ ნ/სმ}^2$ ელექტრონების ნაკადით დასხივების შემდეგ (მრუდი 2ბ)

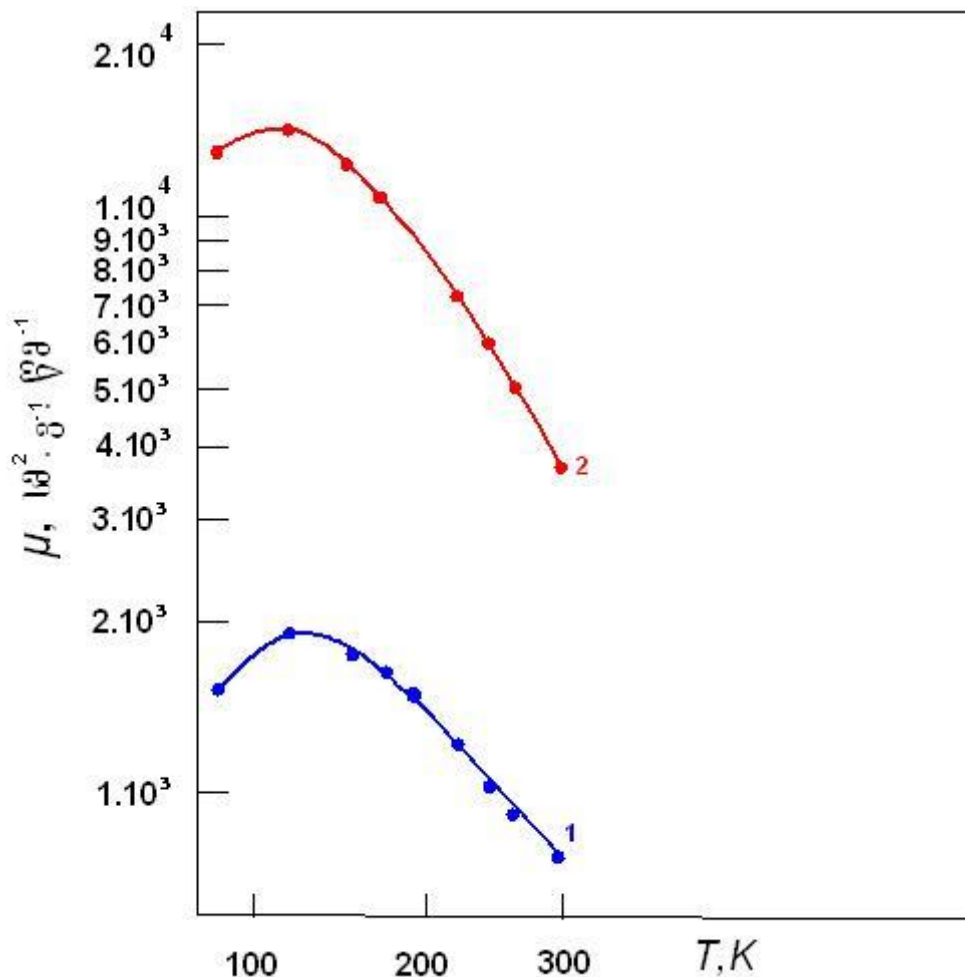
დასხივებას. ეს წერტილოვანი ცენტრები, მოქმედებენ რა, როგორც ჩამჭერები დენის მატარებლებისთვის, ამცირებენ დენის მატარებელთა კონცენტრაციას დასხივების შემდეგ. ჰოლის კოეფიციენტის

ტემპერატურული დამოკიდებულებიდან გამოთვლები გვაძლევენ ღრმა დონების იონიზაციის ენერჯისთვის: $\epsilon_c - \epsilon_i$ ტოლია 0.7 ევ და 0.44 ევ ნიმუშებში 1 და 2-სთვის შესაბამისად.

6.2. დენის მატარებელთა ძვრადობა

6.2.1. დასხივებამდე

დენის მატარებელთა ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულებების გაზომვის შედეგები საკვლევ ნიმუშებში მოყვანილია ნახ.49.-ზე.



ნახ.49. ჰოლის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე დასხივებამდე n -InP კრისტალებში. მრუდები: 1- ნიმუში 1 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,5 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ ოთახის ტემპერატურაზე, 2-ნიმუში 2 საწყისი კონცენტრაციით $n_0=1,2 \cdot 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ ოთახის ტემპერატურაზე.

გაზომვის შედეგები დასხივებამდე n -InP-ს კრისტალებში (ნახ.49.) (ცხრილი 6) გვიჩვენებენ ძვრადობის ზედმიწევნით დაბალ მნიშვნელობებს. ეს ეფექტი უფრო დიდია ოთახის ტემპერატურაზე, ვიდრე 77 K-ზე. ჰოლის ძვრადობის ტემპერატურულ დამოკიდებულებებს ერთი შეხედვით აქვთ იერი, რომელიც დამახასიათებელია მესრის რხევებზე და მინარევის იონებზე დენის მატარებელთა გაბნევის შერეული ტიპის მექანიზმების მოქმედებისთვის. ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულებების განხილვა გამოკვლეულ ნიმუშებში გვიჩვენებენ, რომ დენის მატარებელთა გაბნევის მოვლენები არ შეიძლება აიხსნას მხოლოდ ამ მექანიზმებით[47,48,73,74].

ამავე დროს დენის მატარებელთა ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება განსხვავდება ერთგვაროვანი ნიმუშებისთვის დამახასიათებელი ტემპერატურული დამოკიდებულებისგან. ასეთი ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება უჩვეულოა. ფიქსირებული ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება საპირისპიროა მინარევის იონებზე დენის მატარებელთა გაბნევის. როგორც წესი, ნიმუშები, რომლებიც შეიცავენ მინარევის ძალიან დიდ რაოდენობას, ხასიათდებიან ძვრადობის დაბალი სიდიდებით და ისიც მხოლოდ დაბალ ტემპერატურაზე, სადაც საერთოდ დომინირებს გაბნევა მინარევის იონებზე. ჩვენ მიერ განხილული ნიმუშები არიან არალეგირებული და შეიცავენ არა უმეტეს 10^{16} cm^{-3} მინარევს. მიუხედავად ძვრადობის საწყისი დაბალი მნიშვნელობისა ოთახის ტემპერატურასთან ახლო მიდამოებში, ძვრადობა ნიმუშებში მცირდება ტემპერატურის გაზრდით.

დენის მატარებელთა ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულების კანონზომიერება დაუსხივებელ ნიმუშებში არის $\mu(T) \sim T^{1.2}$ და $\mu(T) \sim T^{-1.8}$ ნიმუში 1 და ნიმუში 2-სთვის შესაბამისად. ამ კანონზომიერებიდან გამომდინარეობს, რომ ზედმიწევნით დაბალი

ძვრადობის მნიშვნელობები ოთახის ტემპერატურის მიდამოებში არ არის იონიზებულ მინარევებზე გაბნევის შედეგი. ამრიგად, ფიქსირებული ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება საპირისპიროა დენის მატარებელთა იონიზებულ მინარევებზე გაბნევის. ბუნებრივია, რომ მივიღოთ მხედველობაში წერტილოვანი დეფექტების არსებობა. მაგრამ მათზე გაბნევის წვლილი აშკარად ძალიან უმნიშვნელოა.

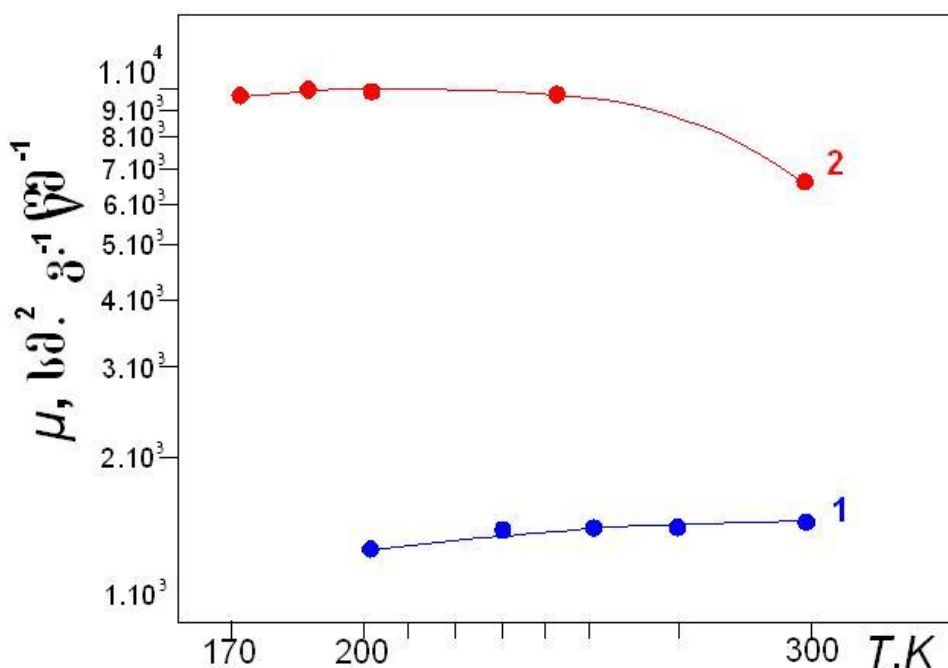
ამრიგად ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება გვიჩვენებს, რომ საკვლევ ნიმუშებში დენის მატარებელთა გაბნევა არ შეიძლება აიხსნას მხოლოდ მესრის რხევებზე და მინარევის იონებზე გაბნევის შერეული მექანიზმით. ბუნებრივია, ვივარაუდოთ მესამე, დამატებითი დენის მატარებელთა გაბნევის მექანიზმის არსებობა.

ჩვეულებრივ დიდი მოუწესრიგებელი არეები, რომლებიც კრისტალში ზრდის დროს ხშირად წარმოიქმნება, შეიძლება იყოს დაბალი ძვრადობის მიზეზი. მოუწესრიგებელი უბნების წარმოქმნა მოსალოდნელია ძირითადად III-V ნაერთებში Ge და Si-თან შედარებით. ამას ხელს უწყობს ის ლოკალური გადახრები სტექიომეტრიიდან, რომლებიც შეიძლება არსებობდეს ამ ნაერთებში შემადგენლობის ფლუქტუაციის გამო წარმოქმნილი კრისტალის ზრდის დროს. ამას ხელს უწყობს ის, რომ ფოსფორის მასა ორჯერ მსუბუქია As-ის ატომის მასაზე. ამიტომ InP-ს კრისტალის ზრდის დროს ეფექტური მოუწესრიგებელი უბნების წარმოშობას უფრო მეტი ალბათობა აქვს, ვიდრე InAs-ში. ეს უბნები არ ცვლიან მატრიცის თვისებებს, მაგრამ მთლიანად ცვლიან კრისტალის თვისებებს, კერძოდ მის ელექტრულ თვისებებს. მოუწესრიგებელი უბნები არიან დენის მატარებელთა გაბნევის ეფექტური ცენტრები და იწვევენ ძვრადობის შემცირებას. მოუწესრიგებელი უბნების არსებობა n -InP-ს კრისტალებში დამტკიცებული იყო შემდგომი დასხივებით.

6. 2.2. დასხივება

ჰოლის ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება დასხივებული წუნდებული ინდიუმ-ფოსფიდის კრისტალებში მოყვანილია ნახ.50, 51-ზე.

დენის მატარებელთა ძვრადობის გამოკვლევების შედეგები გვიჩვენებენ, რომ ნიმუშების ელექტრული თვისებები დასხივების შემდეგ კი არ უარესდება, როგორც მოსალოდნელი იყო, არამედ უმჯობესდება.

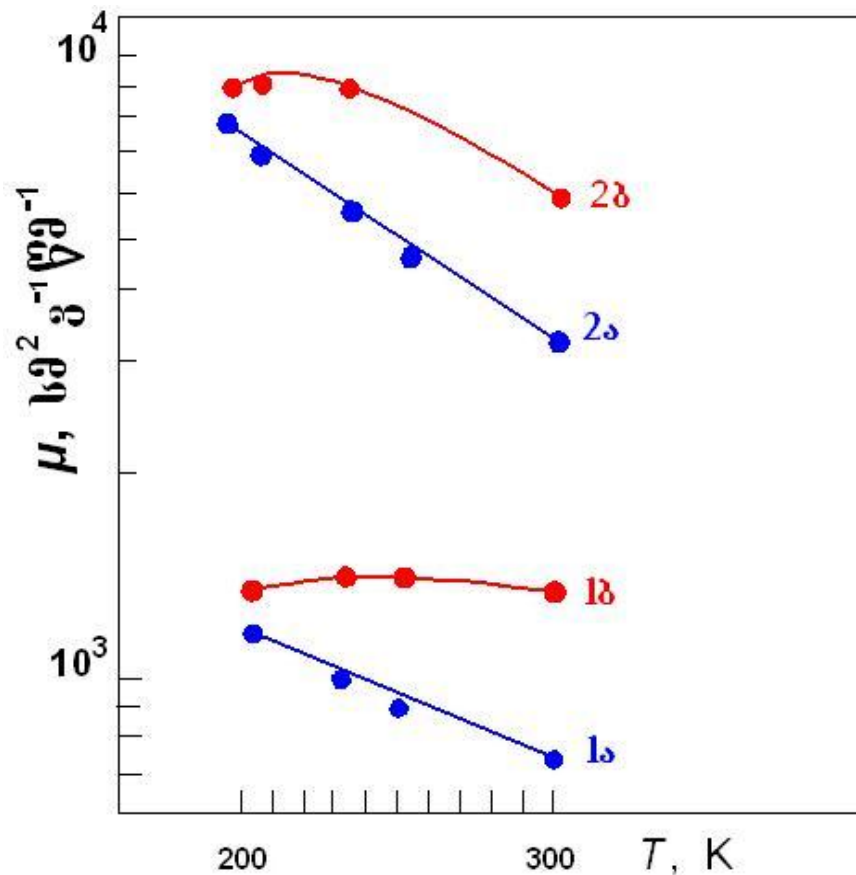


ნახ.50.დენის მატარებელთა ძვრადობის დამოკიდებულება (μ) ტემპერატურაზე ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალებისთვის დასხივების შემდეგ.

მრუდები: 1-ნიმუში 1 საწყისი კონცენტრაციით $n_0 = 1,5 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით ($\phi = 2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ²) დასხივების შემდეგ, 2-ნიმუში 2 საწყისი კონცენტრაციით $n_0 = 1,2 \cdot 10^{16}$ სმ⁻³ დასხივებულ 50 მეგ ენერჯის და $5 \cdot 10^{17}$ ე/სმ² ელექტრონების ნაკადით დასხივების შემდეგ.

ამრიგად, დენის მატარებელთა ძვრადობა, რომელიც არის კრისტალის ხარისხის ძირითადი ინდიკატორი, დასხივების შემდეგ ყველა ტემპერატურაზე იზრდება. კერძოდ, დენის მატარებელთა ძვრადობა იზრდება დაახლოებით ორჯერ ოთახის ტემპერატურაზე, როგორც ჩქარი ნეიტრონებით, ისე მაღალი ენერჯის ელექტრონებით დასხივების

დროს (ცხრილი 6). ამავე დროს დასხივების შემდეგ იცვლება ძვრადობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების კანონზომიერება.

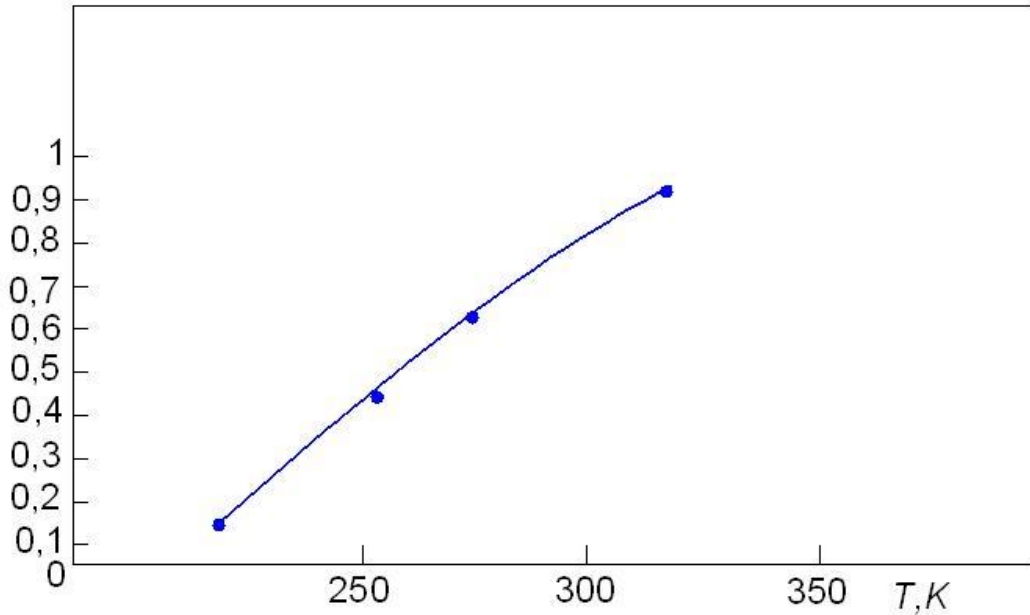


ნახ.51. დენის მატარებელთა ძვრადობის (μ) ტემპერატურული დამოკიდებულება n -InP კრისტალებისთვის შეჯამებულია ორივე ნიმუშისთვის. ნიმუში 1-დასხივებამდე (მრუდი 1ა) და ჩქარი ნეიტრონების $\phi = 2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ² ნაკადით დასხივების შემდეგ (მრუდი 1ბ), ნიმუში 2-დასხივებამდე (მრუდი 2ა) და 50 მეგ ენერგიით და $\phi = 5 \cdot 10^{17}$ ელ/სმ² ელექტრონების ნაკადებით დასხივების შემდეგ (მრუდი 2ბ).

ფიქსირდება ბევრად უფრო სუსტი ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება, ვიდრე დასხივებამდე (ნახ. 51. 1ბ და 2ბ). ნახ. 52-ზე მოყვანილია მუხტის მატარებელთა ძვრადობის ფარდობითი ცვლილების $\Delta\mu$ დამოკიდებულება ტემპერატურაზე T,

$$\Delta\mu = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1} \quad (40)$$

სადაც μ_1 და μ_2 ძვრადობის მნიშვნელობებია n -InP კრისტალებში დასხივებამდე და დასხივების შემდეგ.



ნახ.52. მოყვანილია მუხტის მატარებელთა ძვრადობის ფარდობითი ცვლილების $\Delta\mu$ დამოკიდებულება ტემპერატურაზე *n*-InP კრისტალებში დასხივებამდე და დასხივების შემდეგ.

ამრიგად, საკვლევი ინდიუმ ფოსფიდის კრისტალების ელექტრული თვისებების მონაცემები მნიშვნელოვნად განსხვავდება ჩვეულებრივი სრულყოფილი Ge, Si, და სხვა III-V ნახევარგამტარების თვისებებისგან და არ შეიძლება ახსნილი იქნას ჩვეულებრივად მიღებული თეორიული მიახლოებებით.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, InP-ს ელექტრული თვისებების ექსპერიმენტულად გამოკვლეული შედეგები და მათი თავისებურებანი (დასხივებამდე დაბალი ძვრადობის მნიშვნელობები და მათი გადიდება დასხივების შემდეგ) არ შეიძლება ახსნილი იქნას მინარევის იონების კონცენტრაციის გაზრდით, მინარევის კომპლექსების შექმნით, მეორე ფაზის გამოყოფით და სხვა მსგავსი მოვლენებით, რომლებიც ფიქსირდება ზოგადად ლეგირებულ კრისტალებში. მეორე ფაზა შეიძლება იყოს ძვრადობის დაბალი მნიშვნელობების მიზეზი თუ ის იკავებს ნიმუშის მოცულობის მნიშვნელოვან ნაწილს (ათეული პროცენტები), რასაც არ უნდა ჰქონდეს ადგილი ჩვენს ნიმუშებში. იონებისა და ნეიტრალური მინარევის

კონცენტრაციის მარტივი გადიდებისას, თუ ისინი შეერთდებიან კომპლექსებში, მათ შეუძლიათ ეფექტურად შეამცირონ დენის მატარებელთა ძვრადობა მხოლოდ დაბალ ტემპერატურაზე და არ შეუძლიათ გამოიწვიონ დენის მატარებელთა ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულების პარალელური გადაადგილება (ნახ.51).

დენის მატარებელთა ანომალურ გაბნევას საკვლევ ნიმუშებში აქვს უფრო დიდი ეფექტი 300 K –ზე, ვიდრე უფრო დაბალ ტემპერატურებზე. (ნახ.51). ეს ეწინააღმდეგება მინარევის იონებზე გაბნევის თეორიას.

ზემოთ თქმულიდან გამომდინარე, ბუნებრივია, ყველაზე სავარაუდოა დაზიანებების არსებობა ძირითადად მესერის მაღალი რიგის მოუწესრიგებელი უბნების სახით. ეს მიგვანიშნებს დენის მატარებელთათვის გაუმჭირვალე სიცარიელების არსებობაზე, რომლებიც ჩაფლულია (ჩაძირულია) მატრიცაში.

6.2.3. „ეფექტური“ დენის მატარებელთა „ჰოლის ძვრადობა“.

დენის მატარებელთა ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულებების ექსპერიმენტული შედეგები შეიძლება კარგად აიხსნას [47,48,73,74,117] სამუშაოებში წარმოდგენილი მოუწესრიგებელი უბნებიანი მასალების თეორიული მოდელების გამოყენებით. თუ წერტილოვანი დეფექტის შემთხვევაში პოტენციალის ორმოს სიღრმე მცირეა, მაშინ მოუწესრიგებელი უბნის შემთხვევაში ორმო ჩვეულებრივ ღრმაა. აქედან გამომდინარე, თუ დენის მატარებელი განიცდის მნიშვნელოვან გადახრას და აღწევს ისე ახლო წერტილოვან დეფექტთან, რომ ველი, რომელსაც ქმნიან გარემომცველი ეკრანირებული მუხტები, შეიძლება უგულებელვყოთ. მაგრამ, ამავე დროს, მოუწესრიგებელი უბნის შემთხვევაში ველს, რომელსაც ქმნის ეკრანირებული მუხტი, შემოაქვს მნიშვნელოვანი წვლილი გაბნევის მექანიზმში. სამუშაოში [117] განხილულია ჰოლის ეფექტი და გამტარობა გაუმტარ სვრეტებიან მასალაში

იმ მიახლოებაში, რომ ყველა სვრეტი არის მთლიანად გარშემორტყმული გამტარი მასალით.

გოსიკმა და კროუფორდმა [47,48] შემოიღო მოდელი n -ტიპის დასხივებული მასალისთვის, სადაც დასხივება ქმნის მცირე ძლიერლეგიერებულ უბნებს n -ტიპის მატრიცაში. p -უბანი გარშემორტყმულია პოტენციალის ორმოთი, რომელიც წარმოიქმნება იმის გამო, რომ ენერგეტიკული ზონების პოზიცია ფერმის დონესთან მიმართებით განსხვავდება იმ უბნისგან, რომელიც გარეთაა. პოტენციალის ორმო ბლოკავს ძირითად მატარებელთა დინებას და ამავე დროს ძლიერად უწყობს ხელს არაძირითადი მატარებლების (ხვრელების) გავლას. დაზიანებული კვანძები შეიძლება წარმოვიდგინოთ, როგორც დიდი ცარიელი უბნები მატრიცაში. დიდი ცარიელი უბნების გარდა, ნეიტრონებს შემოაქვთ წერტილოვანი დეფექტები, რომლებიც მოქმედებენ, როგორც გაზნევის ცენტრები არაძირითადი მატარებლებისთვის.

მოუწესრიგებელი უბნები გარშემორტყმულია საკმარისი სიღრმის და სიგანის პოტენციალის ორმოებით, რომ მოახდინონ გავლენა მოცულობით ელექტრულ თვისებებზე. სუსტია მაგნიტური ველი, სადაც ელექტრონის ტრაექტორიის სიმრუდის რადიუსი ბევრად მეტია მისი თავისუფალი განარბენის სიგრძეზე $r \gg \ell$. ეს ექვივალენტურია $\frac{\mu H}{C} \ll 1$. ძლიერი მაგნიტური ველის შემთხვევაში, თუ $r \ll \ell$, მაშინ $\frac{\mu H}{C} \gg 1$.

ამ მოდელის მიხედვით კრისტალის ძლიერად დანგრეული არე იძენს გამტარებლობას, რომელიც განსხვავებულია მატრიცის გამტარობისაგან. მაგ. p -გამტარებლობა n -მასალაში (ნახ.7). მოუწესრიგებელი არის გარშემო იქმნება მოცულობითი მუხტი და გამოფიტული არე შესაბამისი პოტენციალური ბარიერებით V_B , V_{Bin} . გოსსიკის გამარტივებული სქემის მიხედვით მოუწესრიგებელი არე განიხილება, როგორც სფერო. ნახ. 53-ის მიხედვით R' -არის

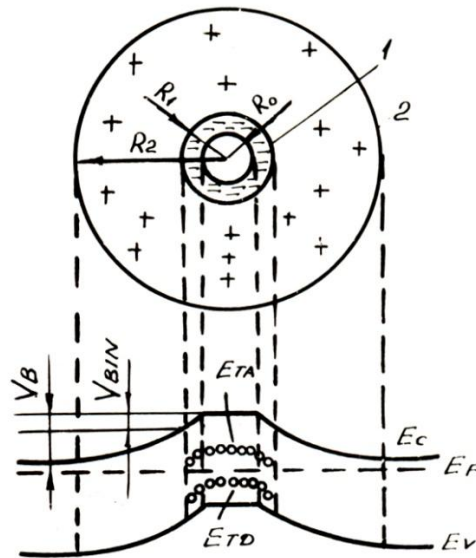
მოუწესრიგებელი არის რადიუსი; R_1 -მოცულობითი მუხტის, როგორც სფეროს რადიუსი; R_2 -მატრიცის არის რადიუსი, რომელიც გამოფიტულია დენის ძირითადი მატარებლებისგან. სტაციონარულ მდგომარეობაში წარმოიქმნება შესაბამისი პოტენციალური ბარიერები:

$$V_B = eN_d R_1^2 / 3E [(R_2/R_1)^3 + 1/2 - 3/2 (R_2/R_1)^2], \quad (41)$$

$$V_{Bin} = eN_T R_1^2 / 6E [1 - 3(R_0/R_1)^2 + 2(R_0/R_1)^3] \quad (42),$$

სადაც, V_B -არის პოტენციალი ძირითადი მასალისა და გამოფიტული არის საზღვარზე, V_{Bin} -პოტენციალი გამოფიტულ არესა და დარღვეული არის საზღვარზე, N_d -დონორების კონცენტრაცია საწყის მასალაში. N_T -ღრმა ცენტრების კონცენტრაცია მოუწესრიგებელ არეში.

მსხვილი მოუწესრიგებლობები მოქმედებენ, როგორც დიელექტრიკები, იწვევენ დენის მატარებელთა გაბნევას მოცულობით



ნახ.53. მოუწესრიგებელი არის სქემა. 1-დაზიანების არე, რომელიც გარშემორტყმულია სივრცული მუხტით. 2-„გამოფიტული“ არე, მოუწესრიგებელი p -ტიპის უბნები, გარშემორტყმული დადებითი მუხტით n -მატრიცაში, რომელიც იზოლირებს მას მატრიცისგან.

მუხტზე და ამით ბლოკავენ დენის მატარებელთა ნაკადს. მოუწესრიგებელი უბნები გარშემორტყმულია რა საკმაოდ სიღრმის და სიგანის პოტენციალის ორმოებით მნიშვნელოვნად მოქმედებენ ელექტრულ თვისებებზე, კერძოდ,

დენის მატარებელთა ჰოლის ძვრადობაზე. ორმო მოქმედებს როგორც იზოლირებული გაუმტარი სიცარიელე.

პირველ მიახლოებაში ჩატარებული იყო გამოთვლები გამტარებისთვის, რომლებიც შეიცავენ გაუმტარ სიცარიელეს, მოუწესრიგებელ უბნებს, ეფექტურს დენის მატარებელთა გაბნევისას ამ უბნებზე გარკვეულ პირობებში. ეს გათვლები გვამძლევენ შემდეგ გამოსახულებას ეფექტური ჰოლის ძვრადობისთვის [73,74].

$$\mu^* = \mu \frac{1-f/4}{1+f/2}, \quad (43)$$

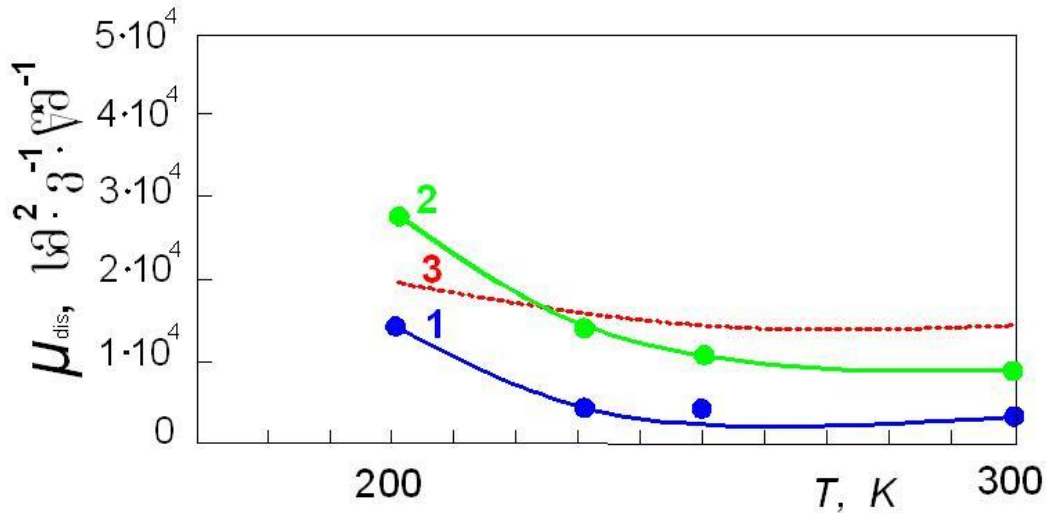
სადაც μ^* დენის მატარებელთა ჰოლის ძვრადობაა მოუწესრიგებელ უბნებიანი ნახევარგამტარებისთვის, მოუწესრიგებელი უბნები მოქმედებენ სიცარიელის მსგავსად. მიახლოებითი შეფასებები გვამძლევენ საშუალებას დავასკვნათ, რომ n ტიპის ინდიუმ ფოსფიდის საკვლევ კრისტალებში მოუწესრიგებელი უბნები იკავებენ კრისტალის მნიშვნელოვან მოცულობას. ჩვენს ნიმუშებში f -ს მნიშვნელობა, რომელიც ახასიათებს კრისტალის მოუწესრიგებლობის ხარისხს, არის 0,85–0,90.

პრობლემა, თუ როგორ დავაკავშიროთ დენის მატარებელთა გაბნევა მოუწესრიგებელ უბნებზე ძვრადობის ცვლილებებთან, რთულია. მაგრამ პირველ მიახლოებაში ბუნებრივია ვივარაუდოთ, რომ ძვრადობის შებრუნებული სიდიდე, რომელიც დაკავშირებულია გაბნევასთან მოუწესრიგებელ უბნებზე, განისაზღვრება როგორც სხვაობა დასხივებამდე და დასხივების შემდეგ ძვრადობის ექსპერიმენტული სიდიდეების შებრუნებულ სიდიდეებს შორის.

$$\frac{1}{\mu_{dis}} = \frac{1}{\mu_1} - \frac{1}{\mu_2} \quad (44)$$

სადაც μ_{dis} - მოუწესრიგებელ უბნებზე გაბნევასთან დაკავშირებული ძვრადობაა, μ_1 - ძვრადობა დასხივებამდე, μ_2 - ძვრადობა დასხივების შემდეგ.

მოუწესრიგებელ უბნებზე დენის მატარებელთა გაბნევასთან დაკავშირებული μ_{dis} - გათვლის შედეგები (44, 45) ფორმულიდან მოყვანილია ნახ.54 (მრუდები 1 და 2).



ნახ.54. სივრცული მუხტის უბნებზე დენის მატარებელთა გაბნევასთან დაკავშირებული ძვრადობის μ_{dis} ტემპერატურული დამოკიდებულება. ექსპერიმენტული მონაცემები დასხივებამდე: ნიმუში 1–თვის მრუდი 1, ნიმუში 2–თვის მრუდი 2, თეორიული მონაცემები – მრუდი 3.

მრუდი 3 გვიჩვენებს ძვრადობას μ_{dis} , რომელიც განპირობებულია სივრცული მუხტის უბნებზე დენის მატარებელთა გაბნევით. μ_{dis} გამოთვლილი იყო გოსიკ–ვაისბერგის თეორიის საფუძველზე ფორმულით:

$$\mu_{dis} = e [N_{dis} (2mkT)^{1/2} A]^{-1}, \quad (45)$$

სადაც N_{dis} – სივრცული მუხტის უბნების კონცენტრაციაა, e – ელექტრონის მუხტი, A – სივრცული მუხტის გაბნევის ეფექტური არე, m – დენის მატარებელთა ეფექტური მასა, k –ბოლცმანის მუდმივა, T – ტემპერატურა. μ_{dis} გათვლებმა n -InP ნიმუშებისთვის მოგვცა დამაკმაყოფილებელი თანხვდომა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან (ნიმუში 2). მოუწესრიგებელ უბნებზე გაბნევის ძვრადობა ძლიერ არის დამოკიდებული სივრცული მუხტის უბნის ეფექტურ A არეზე. ასე რომ, დაფიქსირებული სხვაობა

ექსპერიმენტულ და თეორიულ მონაცემებს შორის ნიმუში 1-თვის დაკავშირებულია იმასთან, რომ A მასალაში დამოკიდებულია დეიონიზაციის განფენილობაზე და დენის მატარებელთა კონცენტრაციაზე. ამასთანავე A დამოკიდებულია რა მოუწესრიგებელი უბნის ფორმაზე, გარკვეულწილად დამოკიდებულია სივრცული მუხტის უბნის ეფექტურ რადიუსზე. სფერული უბნისთვის $A \sim R_{\text{eff}}^2$ (R_{eff} -სივრცული უბნის რადიუსია). ამიტომ მოუწესრიგებელი უბნის რადიუსში მცირე ცვლილება გვაძლევს მნიშვნელოვან სხვაობას ძვრადობაში. მოუწესრიგებელი უბნის რეალური ფორმა შეიძლება იყო არარეგულარული. განსხვავება 1 და 2 მრუდებს შორის დაკავშირებულია R_{eff}^2 და N_{dis} სხვადასხვა მნიშვნელობასთან საკვლევ ნიმუშებში, რაც დამტკიცებულია გათვლებით (ცხრილი 7).

შეფასებები გოსიკის მიხედვით გვაჩვენებენ ნიმუშებში 1 და 2 შესაბამისად $N_{\text{dis}} \sim 10^{18}$ სმ⁻³. მოუწესრიგებელი უბნების ზომებია $\sim 60 \text{ \AA}$, და 270 \AA შესაბამისად 10^4 და 10^6 ატომების რიცხვით. მოუწესრიგებელ უბნებს უკავიათ კრისტალის მნიშვნელოვანი მოცულობა. აშკარაა, რომ

ცხრილი 7. n-InP ნიმუშებში მოუწესრიგებელი უბნების პარამეტრები 300K-ზე.

ნიმუშის ნომერი	მოუწესრიგებელი უბნის გეომეტრიული რადიუსი R_{dis} , სმ	მოუწესრიგებელი უბნების კონცენტრაცია N_{dis} , სმ ⁻³ .	ატომების რიცხვი მოუწესრიგებელ უბანში	მოუწესრიგებელი უბნის რადიუსი R_{eff} , cm	ელექტრული ველის შეღწევა დობა, W, სმ	ელექტრული ველის დაძაბულობა ბარიერში, E, ვ/სმ.
1	$6.2 \cdot 10^{-7}$	$4.6 \cdot 10^{18}$	$2.0 \cdot 10^4$	$3.6 \cdot 10^{-7}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$7.8 \cdot 10^4$
2	$2.7 \cdot 10^{-6}$	$3.7 \cdot 10^{16}$	$1.6 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^{-6}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$6.8 \cdot 10^4$

მოუწესრიგებელი უბნის R_{eff} ნიმუში 2-სთვის არის 5-ჯერ უფრო დიდი, ვიდრე 1 ნიმუშისთვის, მაგრამ მოუწესრიგებელი უბნების კონცენტრაცია N_{dis} ორი რიგით დაბალია. შესაბამისად ისეთი მაღალი დენის მატარებელთა

კონცენტრაციისთვის, როგორც ჩვენი საკვლევ ნიმუშებშია $r_{\text{ფ}}$ ახლო არის მოუწესრიგებელი უბნის რადიუსთან და სუსტადაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე. შეფარდება დენის მატარებელთა თავისუფალი განარბენის სიგრძესა და მანძილებს შორის $n\text{-InP}$ -ში, რომელზეც განფენილია მოუწესრიგებელი არეები, გვაძლევს საშუალებას ვამტკიცოთ, რომ სწორედ კრისტალის ზრდის პროცესში წარმოქმნილი მოუწესრიგებელი არეები არიან ელექტრონული ტალღების გაბნევის მიზეზი და არა უფრო პატარა ზომის არაერთგვაროვნებები, როგორცაა უბრალო იონების ცენტრები. ეს დამტკიცებულია გათვლებით წერტილოვან დეფექტებზე დენის მატარებელთა გაბნევის თეორიით.

ამრიგად, საწყის InP კრისტალებში დაფიქსირებულია მოუწესრიგებელი უბნები და მათი ეკრანირება თავისუფალი მუხტებით მცირეა (ცხრილი 2). ამიტომ ეფექტური მოცულობა, რომელიც უკავია მოუწესრიგებელ უბანს, ხდება ფართომასშტაბური. თუმცა მოსალოდნელია გვექნდეს მოუწესრიგებელი უბნების ზომის ფართო დიაპაზონი. ბუნებრივია, ამ მოუწესრიგებელი უბნების მნიშვნელოვანი წილი უნდა იყოს საკმარისად დიდი რადიუსის. დიდი მასშტაბის მოუწესრიგებლობის უბანს აქვს ბარიერი, რომელიც არ არის გამჭვირვალე ელექტრონებისთვის. ამრიგად, ელექტრონი არ ტუნელირებს (არ გაძვრება) ამ ბარიერში და შემოუვლის მოუწესრიგებელ უბანს. შედეგად გაიზრდება გაბნევა. ეკრანირების სიგრძის უხეში შეფასებით, როცა $N_{dis} \cdot 10^{18} \text{სმ}^{-3}$, მაშინ მოუწესრიგებელი უბნის გეომეტრიული რადიუსი R_{dis} შეადგენს 10^{-6}სმ . ამ კონცენტრაციისას მოუწესრიგებელი უბნის მიერ დაკავებული მოცულობა განისაზღვრება ეკრანირების სიგრძით და 1 და 2 ნიმუშებისთვის შესაბამისად არის $8 \cdot 10^{-17} \text{სმ}^3$ და $1 \cdot 10^{-18} \text{სმ}^3$. მოუწესრიგებელი უბნების კონცენტრაცია 10^{17}სმ^{-3} კი უკვე საკმარისია, რომ შევავსოთ მთელი მოცულობა ეფექტური მოუწესრიგებელი უბნებით.

ბარიერის სიგანე (W) რომელიც ახასიათებს მანძილს ნახევარგამტარის სიღრმეში, რომელზეც აღწევს ელექტრონი ველი, არის

მოუწესრიგებელი უბნების კონცენტრაციის უკუპროპორციული და ტემპერატურასთან დამოკიდებულებით პრაქტიკულად არ იცვლება. აგრეთვე არ იცვლება ტემპერატურის ცვლილებით ბარიერის ელექტრული ველის დაძაბულობა. დასხივების შემდეგ მოუწესრიგებელი უბნების კონცენტრაცია მცირდება, W იზრდება და გამოფიტული არე კარგავს აზრს.

ამრიგად, დასხივება მაღალი ენერგიის ნაწილაკებით შლის მოუწესრიგებელ უბნებს და ამცირებს მათ მოცულობას, რაც იწვევს დენის მატარებელთა ძვრადობის გადიდებას. უნდა აღვნიშნოთ, რომ დასხივებას არ შეუძლია მიიყვანოს მოუწესრიგებელი უბნები მთლიან დაშლამდე და მათ გახსნამდე. დაშლის შემდეგ რჩება უფრო პატარა წარმონაქმნები, რომლებიც ნაკლებად ეფექტურნი არიან გაბნევის პროცესში. დასხივებულ მასალაში მოუწესრიგებელი უბნების დაშლა დამოკიდებულია საკვლევი ნიმუშების საწყის ხარისხზე.

საქმე იმაშია, რომ მოუწესრიგებლობის დიდი ხარისხის დროს (მაღალი f) მოუწესრიგებელი უბნის განხილვა არ შეიძლება, როგორც იზოლირებულის. ბუნებრივია ვივარაუდოთ რომ მითითებულ შემთხვევაში ადგილი ექნება მნიშვნელოვან ურთიერთქმედებებს.

მოუწესრიგებლობის უბნები შეიძლება გადაიკვეთოს თავისი გარე (მოცულობითი მუხტის) მოცულობებით ან ცენტრალური ბირთვებით. მსგავს მოვლენებს შესაძლოა ადგილი ჰქონდეს კრისტალის ზოგ უბნებში მაინც. ამ დროს საჭიროა მივიღოთ მხედველობაში გაჟონვის ეფექტი და სხვა გართულებები.

უფრო ზუსტი მოდელი ვარაუდობს, რომ მოუწესრიგებელი უბნის მთლიანი მოცულობა არ არის იზოლატორი. მაგრამ ჩვენს მიერ ჩატარებულმა გამოთვლებმა აჩვენა, რომ პირველ მიახლოებაში დენის მატარებლებს არ შეუძლიათ შეაღწიონ სივრცული მუხტის უბანში, რომელიც განიხილება როგორც იზოლირებული უბანი[118-123].

დასკვნები

1. შესწავლილი იყო ელექტრონული გამტარობის ინდიუმ არსენიდის ნიმუშების ელექტრული თვისებები $3 \cdot 10^{16} - 2.7 \cdot 10^{18} \text{სმ}^{-3}$ დენის მატარებელთა საწყისი კონცენტრაციით და 4.2–300K ტემპერატურული ინტერვალის ფარგლებში.

დადგენილია:

- დენის მატარებელთა კონცენტრაცია არ იცვლება მთელ 4.2–300K ტემპერატურულ ინტერვალში.
- გაბნევის (გაბნევა მესრის რხევებზე და მინარევების იონებზე) მექანიზმების წვლილი მნიშვნელოვნად იცვლება ტემპერატურის ცვლილებასთან. 100–300K ინტერვალში ჭარბობს გაბნევა მესერის ოპტიკურ რხევებზე. 4.2–100 K ინტერვალში დომინირებს გაბნევა მესერის იონებზე. 4.2 K ტემპერატურის მიდამოებში ელექტრონული გაზი გადაგვარებულია და ძვრადობა არ არის დამოკიდებული ტემპერატურაზე.

2. შესწავლილი იყო ელექტრონული გამტარობის ინდიუმ ფოსფიდის ნიმუშების ელექტრული თვისებები დენის მატარებელთა საწყისი კონცენტრაციით $10^{16} - 10^{17} \text{სმ}^{-3}$ ფარგლებში და 4.2–300 K ტემპერატურულ ინტერვალში.

დადგენილია:

- $T > 250$ K ტემპერატურისას ჭარბობს გაბნევა ოპტიკურ ფონონებზე. 77–250 K ინტერვალში ჭარბობს გაბნევა დამუხტულ დონორებზე. 30–70K-მდე იონიზებულ მინარევებთან ერთად შეაქვს წვლილი ჯამურ გაბნევაში გაბნევის ნეიტრალურ მინარევებზე. 4.2–30 K ტემპერატურულ ინტერვალში გაბნევა განისაზღვრება ნეიტრალური მინარევებით.
- ინდიუმის ფოსფიდში გაბნევა ნეიტრალურ მინარევებზე არ შეიძლება აიხსნას თეორიით, რომელიც დაფუძნებულია წყალბადის ტიპის ნეიტრალური ატომების მოდელზე.

- ნეიტრალური მინარევების ატომები ინდიუმის ფოსფიდში განაზღვრენ არა როგორც მხოლოდ ნეიტრალური ცენტრები, არამედ ჩნდება ატომების მოუწესრიგებლობაზე დამატებითი გაზნვის მექანიზმი.

3. შესწავლილია ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის არსენიდით მდიდარი მყარი ხსნარების კრისტალების ელექტრული თვისებები 4.2–300K ტემპერატურულ ინტერვალში დასხივებამდე და დასხივების შემდეგ. დასხივება ხდებოდა ჩქარი ნეიტრონებით. ჩქარი ნეიტრონების მაქსიმალური ინტეგრალური ნაკადი შეადგენდა $2 \cdot 10^{18}$ ნ/სმ². საკვლევ ნიმუშებში კონცენტრაცია იცვლებოდა $1.5 \cdot 10^{16}$ – $2.2 \cdot 10^{19}$ სმ⁻³ ინტერვალში.

დადგენილია:

- დენის მატარებელთა კონცენტრაცია ინდიუმ არსენიდში და ინდიუმის არსენიდით მდიდარ InAs–InP მყარ ხსნარებში (როცა $n < 10^{18}$ სმ⁻³) დასხივების შემდეგ მნიშვნელოვნად (3 რიგით) იზრდება და არ იცვლება ტემპერატურასთან ერთად 4.2–300K ინტერვალში.
- InP–ს მცირე დამატებების გაზრდით 10–დან–20 მოლ%-მდე InAs –ში დასხივების შემდეგ დაფიქსირებული კონცენტრაციის ზრდა მცირდება. ინდიუმ არსენიდში და ინდიუმის არსენიდით მდიდარ მყარ ხსნარებში დასხივება წარმოქმნის უპირატესად დონორული ტიპის ცენტრებს, რომლებსაც მიყვავართ დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ზრდასთან. „რადიაციული დონორები“ ქმნიან წვრილ დონეებს აკრძალულ ზონაში, გადაფარავენ საწყის დონორულ ზონას და შემდეგ უერთდებიან გამტარობის ზონას. ფერმის დონე გადაადგილდება გამტარობის ზონის არეში.
- ჩქარი ნეიტრონებით დასხივებული ინდიუმის არსენიდით მდიდარი InAs–InP მყარი ხსნარების იზოქრონული გამოწვა 200–700°C ტემპერატურულ ინტერვალში იწვევს რადიაციული დეფექტების მოცილებას. 700°C ტემპერატურის არეში დენის მატარებელთა კონცენტრაციის მნიშვნელოვანი ნაწილი აღსდგება.

- დენის მატარებელთა ძვრადობის გაზომილი ექსპერიმენტული შედეგები ინდიუმ არსენიდით მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარებში შეესაბამება დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ცვლილებას. ძვრადობა მცირდება დასხივების შემდეგ მთელ 4.2–300K არეში. გაბნევის მექანიზმები InAs-ზე InP-ს დამატებით ძირითადად არ იცვლება. დასხივების შემდეგ დაიმზირება მხოლოდ მცირე ცვლილებები. ინდიუმის არსენიდზე InP-ს მცირე დამატებით იზრდება გაბნევა მესრის ოპტიკურ რხევებზე, იონური კავშირის წვლილის გაზრდის გამო. ინდიუმის არსენიდით მდიდარ მყარ ხსნარებში დასხივების შედეგად წარმოქმნილი რადიაციული დეფექტები იწვევენ ძვრადობის მნიშვნელოვან დაცემას დასხივების შემდეგ.
- გადაგვარებულ ნიმუშებში როცა $n > 4.8 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ძვრადობა არ განიცდის მნიშვნელოვან ცვლილებას დასხივების შემდეგ. 200–700°C ტემპერატურაზე გამოწვის შემდეგ ძვრადობა თითქმის აღსდგება.

4. შესწავლილ იქნა ინდიუმის ფოსფიდის და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარი მყარი ხსნარების კრისტალების ელექტრული თვისებები 4.2–300K ინტერვალში დასხივებამდე და დასხივების შემდეგ საწყისი დენის მატარებელთა კონცენტრაცია (n_0) საკვლევ ნიმუშებში იყო $1.5 \cdot 10^{16}$ – $4.3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ფარგლებში.

დადგენილია:

- დენის მატარებელთა კონცენტრაცია ინდიუმის ფოსფიდში და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარ InAs-InP მყარ ხსნარებში დასხივების შემდეგ, მცირდება (დაახლოებით 3 რიგით). InAs-ის მცირე დამატებები (20–30–მდე მოლ%) ამცირებს ამ ეფექტს. დასხივება ინდიუმის ფოსფიდის და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარ მყარ ხსნარებში ქმნის კრისტალების მოცულობაში დეფექტებს, რომლებიც არიან დენის მატარებელთა ჩამჭერი ცენტრები. დასხივება ცვლის დენის მატარებელთა კონცენტრაციის

ტემპერატურულ დამოკიდებულებას, დაიმზირება უფრო ძლიერი ტემპერატურული დამოკიდებულება.

- დასხივების შედეგად წარმოქმნილი ღრმა დონეების ცენტრების იონიზაციის ენერგია ინდიუმის ფოსფიდისთვის არის $\epsilon_c-0.4$ ევ, ხოლო ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარი მყარი ხსნარებისთვის – $\epsilon_c-(0.25\pm 0.29)$ ევ).
- როცა $n_0 > 2 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ცვლილება დასხივების შემდეგ უმნიშვნელოა.
- გამოწვა 300°C არეში იწვევს $\epsilon_c-0.25$ ევ დონის გაქრობას და ახალი დონის $\epsilon_c-0.14$ ევ წარმოქმნას. 400°C გამოწვა აქრობს მთლიანად ღრმა დონეებს. აღსდგება დენის მატარებელთა კონცენტრაციის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების კანონზომიერება.
- ჩქარი ნეიტრონებით დასხივებული ინდიუმის ფოსფიდში და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარ მყარ ხსნარებში დენის მატარებელთა ძვრადობა მცირდება ყოველ ფიქსირებულ ტემპერატურაზე და დაიმზირება უფრო ძლიერი ტემპერატურული დამოკიდებულება. ძვრადობის ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ინდიუმის ფოსფიდში და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარ მყარ ხსნარებში დასხივების შემდეგ წარმოიქმნება ისეთი-გაბნევაში უფრო ეფექტური რადიაციული დეფექტები, როგორცაა მოუწესრიგებელი უბნები. ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება დასხივების შემდეგ უკეთესად აღიწერება იმ თეორიით, რომელიც ეყრდნობა მოუწესრიგებელ უბნებზე გაბნევს.
- დასხივების ეფექტები ინდიუმის ფოსფიდში და ინდიუმის ფოსფიდით მდიდარი მყარი ხსნარების ელექტრულ თვისებებზე საპირისპიროა დასხივების ეფექტებისა ინდიუმის არსენიდის და ინდიუმის არსენიდით მდიდარი მყარი ხსნარების ელექტრულ თვისებებზე.

4. შესწავლილია ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი უბნების შემცველი n -ტიპის ინდიუმის ფოსფიდის კრისტალების ელექტრული თვისებები. მოცულობითი კრისტალები მიღებულ იქნა, როგორც ამოწვევით ნადნობიდან ისე ჰორიზონტალური ზონური დნობით. ნიმუშები იყო ანომალურად დაბალი დენის მატარებელთა ძვრადობის მნიშვნელობით. ნიმუშების ხარისხის გასაუმჯობესებლად ნიმუშები დასხივებულ იქნა ჩქარი ნეიტრონების ნაკადით $\Phi = 2 \cdot 10^{18} \text{ სმ}^{-3}$ და მაღალი ენერჯის ელექტრონების 50მეგ ენერჯით და $5 \cdot 10^{17} \text{ ე/სმ}^2$ ნაკადით.

დადგენილია:

- დენის მატარებელთა კონცენტრაციის და დენის მატარებელთა ანომალური ტემპერატურული ცვლილება, ძვრადობის დაბალი მნიშვნელობები და ძვრადობის ტემპერატურული დამოკიდებულება დაკავშირებულია კრისტალში მოუწესრიგებელ უბნებთან და ამ უბნებთან სივრცული მუხტის უბნების არსებობით.
- მოუწესრიგებელი უბნების შემცველი n - ტიპის ინდიუმის ფოსფიდის დენის მატარებელთა ძვრადობა მესერული და მინარევების იონებზე გაბნევის გარდა განისაზღვრება გაბნევით მოუწესრიგებელ უბნებზე. მოუწესრიგებელ უბნებზე გაბნევისთან დაკავშირებული ძვრადობის კომპონენტი იცვლება შემდეგნაირად $\mu_{dis} (T) \sim T^{-1.5}$. მოუწესრიგებელი უბნები ახდენენ ძლიერ გავლენას ძვრადობის სიდიდეზე, ბლოკავენ დენის ძირითადი მატარებლების მოძრაობას და განაბნევენ მათ თავის მოცულობით მუხტზე. დასხივების შემდეგ დენის მატარებელთა კონცენტრაცია მკვეთრად მცირდება და დენის მატარებელთა ძვრადობა ორჯერ იზრდება. თეორიულ მოდელთან შედარებამ გვიჩვენა, რომ რადიაციულ დასხივებას მივყავართ მოუწესრიგებელი უბნების დაშლისკენ. დასხივება ქმნის კრისტალებში დეფექტებს, რომლებიც არიან ჩამჭერი ცენტრები ელექტრონებისთვის და იწვევენ დენის მატარებელთა კონცენტრაციის მკვეთრ შემცირებას. წვრილი წარმონაქმნები

დასხივების შემდეგ ნაკლებად ეფექტურია მუხტის გაბნევის პროცესებში და შეაქვთ მცირე წვლილი ჯამურ გაბნევაში.

- დასხივება შეიძლება გამოყენებულ იქნას ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი უბნების მოსაშორებლად. გამოთვლილია იმ პოტენციალის ორმოს პარამეტრები, რომელიც წარმოიქმნება ტექნოლოგიური წარმოშობის მოუწესრიგებელი უბნების ირგლივ n -InP კრისტალებში. სფერული ფორმის სივრცული მუხტის უბნები, რომლებითაც გარშემორტყმულია მოუწესრიგებელი უბნები, კარგად აღწერს ელექტრულ თვისებებს მოუწესრიგებელი უბნების მქონე n -InP-ს კრისტალებში. მოუწესრიგებელ უბნებიან ნახევარგამტარში აუცილებელია გათვალისწინებულ იქნას დამატებით მესერულ რხევებზე და მინარევების იონებზე მუხტის გაბნევასთან ერთად მუხტების გაბნევა მოუწესრიგებელ უბნებზე.

გამოყენებული ლიტერატურა

1. Горелик С. С., Дашевский М. Я., Материаловедение полупроводников и металловедение. Москва: Металлургия, 1973, стр.1-496.
2. Твердые растворы в полупроводниковых системах. Справочник . Москва: Изд. Наука, 1978, стр.1-195.
3. Пасынков В. В., Сорокин В. С, Материалы электронной техники, Москва:2 изд., М. 1986
4. Нашельский А. Я. Технология полупроводниковых материалов. Москва: Металлургия, 1987. стр.1-431
5. Мейлихов Е. З., Лазарев С. Д., Электрофизические свойства полупроводников. (Справочник физических величин), М., 1987
6. Handbook Series on semiconductor parameters In 2 Volumes Volume 1: Si, Ge, C (Diamond), GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb Volume 2: Ternary and Quaternary III-V Compounds 1996
7. Madelung O. Physics of III-V Compounds, New York: J.Wiley and Sons Inc. 1964, pp. 1-477.
8. Aukerman L. W. Phys. Rev. 115 (5), 1133–1135, 1959
9. Kekelidze N.P. and Kekelidze G.P. Radiation effects in indium phosphide, indium arsenide compounds and their solid solutions. Inst. Phys. Conf. Ser. No. 31: 1977 Chapter 5, p.387.
10. Kekelidze N., Kekelidze G. Radiation Effects in Indium Arsenide Compounds and their Solid Solutions. Radiation Effects in Semiconductors. Inst.Phys., Conf.Ser 31, , Bristol, London, 1976
11. Колин Н.Г., Меркурисов Д.И., Соловьев С.П. Электрофизические свойства InP, облученного быстрыми нейтронами реактора. ФТП, 2000, т. 34, вып. 2, стр.153.
12. Ehrenreich H. Electron mobility at Indium-Arsenide-phosphide [In (As_yP_{1-y})] J.Phys.Chem.Solids, vol.12, p.97,1959
13. Ehrenreich J. H. Electron mobility at Indium-Arsenide-phosphide In (As_yP_{1-y}) J.Phys.Chem.Solids, vol.8, p.130, 1959
14. Rode D.L.Phys.Rev.2,4,1012,1970.

15. Rode D.L. Phys. Rev. 3, 3287, 1971
16. Anselm A.I. Introduction to the Theory of Semiconductors, M.: Nauka, 1978
17. Blatt Frank J. Theory of mobility of electrons in solids. Москва: Изд. физ.-мат. лит. 1963, pp. 1-224
18. Conwell V.F. E., Weiskoph V.F., Phys. Rev. 1950, 77, 388
19. Brooks H., Phys. Rev. 1951, 83, 879 (A)
20. Mansfield, R., Impurity Scattering, Proc. Phys. Soc., Sect. B, 1956, vol. 69, no. 433, pp. 76-82.
21. Erginsoy, C., Neutral Impurity Scattering in Semiconductors, Phys. Rev., 1950, vol. 78, no. 6, pp. 1013-1014
22. Sclar N., Neutral Impurity Scattering in Semiconductores, Phys. Rev. 104, 1559-1561, 1956
23. Zeeger. K Semiconductor Physics, Wien: Springer Verlag, 1973.
24. Bonch-Bruevich V.L., Kalashnikov S. G.: Physics of semiconductors, Nauka, M., 1977.
25. Norton P., Braggins T., Levinstein H. Impurity and lattice scattering parameters as determined from Hall and mobility analysis in n-type silicon. Phys. Rev. 1973, B 8, p. 5632.
26. Колин Н.Г., Меркурисов Д.И., Соловьев С.П. Электрофизические свойства ядерно-легированного фосфида индия. ФТП, т. 34, вып. 2, 157 (2000)
27. Брудный В.Н., Гриняев С.Н. Локальная электронейтральность и закрепление химического потенциала в твердых растворах соединений III-V: границы раздела, радиационные эффекты. ФТП, т. 32, вып. 3, 315 (1998).
28. Колин Н.Г., Брудный В.Н., Гриняев С.Н. Электронные свойства облученных полупроводников, модель закрепления уровня Ферми. ФТП, т. 37, вып. 5, 557 (2003).
29. Брайлковский Е.Ю., Карапетян Ф.К., Таргачник В.П. Отжиг точечных радиационных дефектов в n-InP. ФТП, т. 13, вып. 10, 2044 (1979).
30. Aukerman L.W. Radiation effects// Semiconductor and semimetals/ Ed. by R.K. Willardson and A.C. Bear. -N-Y: Academic Press, V.4, 343-409, 10, 1968;
31. Kekelidze N.P., Kekelidze G.P. Inst. Phys. Conf. Ser., 1, 387, 1977;

32. Kolin N.G., Brudnyi V.N., Grinyaev S.N. The Model of Fermi-level Pinning in Semiconductors: Radiation Defects, Interface Boundaries. *Physica B*:2004, Vol.344, 1.
33. Brudnyi V.N., Peshev V.V. and Smorodinov S.V. Characterization of W Defects in Electron-Irradiated InP. *Phys. stat. sol. (a)* 128, 311 1991.
34. Пешев В.В., Смородинов С.В. Температурные зависимости накопления центров ЕЮ (E_c 0,62 эВ) в n-InP. *ФТП*, 1990, т. 24, вып. 5, 879.
35. Бойко В.М., Бублик В.Т., Воронова М.И., Колин Н.Г., Меркурисов Д.И., Щербачев К.Д. Влияние облучения реакторными нейтронами и температуры на структуру монокристаллов InP. *ФТП*, 2006, т. 40, вып. 6, 641.
36. Brudnyi V.N., Peshev V.V., and Smorodinov S.V. New Metastable W-Center in Electron-Irradiated n-Type InP. 1989, *Phys. stat. sol. (a)* 114, k139
37. Kekelidze N.P., Electrical and Optical Properties of InAs and InP Compounds Irradiated with 50 Mev Electrons. *Radiation Effects*, 1977, vol.32, pp113-119.
38. Shklovskii B.L., Efros A.L. *Electronic Properties of Doped Semiconductor*. Berlin: Springer 1984.
39. Gulyacv Y.V., Plesskii V.P. *sov.Phys. JETP*, 44, 772.
40. Vinetskii, V.L. and Kholodar, G.A. (1969) *Statistical Interaction of Electrons*.
41. Fistul, V.L. (1969) *Heavily Doped Semiconductors* (N.Y.:Plenum)
42. Zabrodskii A.G. and Shlimak I.S. 1975 *Sov.Phys.-Semicond.*, 9, 391.
43. Keldysh L.V. and Prosho G.P. 1963 *Sov.Phys.-Solid State*, 5, 2481.
44. Fritzesche H. *J.Non-cryst.Solids* 1971, 6, 49.
45. Shklovskii B.I. and Efros A.L. 1972 *Sov.Phys.JETR*, 35, 610.
46. Коноплёва Р.Ф., Литвинов В.Л., Ухин Н.А. Характеристика радиационного повреждения полупроводников высокоэнергетическими частицами. Москва: Атом.издат 1971
47. B.R.Gossick, Disorderd Regions in Semiconductors Bombarded by Fast Neutrons, *J. Appl. Phys.* 1959, 30, 1214-1218
48. Crawford J.H, Cleland J. W. Nature of Bombardment Damage and Energy Levels in Semiconductors *J. Appl. Phys.* 1959, 30, 1204-1213

49. Власенко А.И., Гаврилюк Ю.Н., Латуга В.З., Любченко А.В., Сальков Е.А. Письма в ЖТФ, 1979, 5, 1013
50. Алферов И.А., Портной Е.А., Рогачев А.А., Ф.Т.П 2, 1001, 1968.
51. Барановский С.Д., Ефрос А.Л. Ф.Т.П, 1978, 12, 1328.
52. Петросян С.Г., Шик А.Л. Ф.Т.П 18, 1984, 1065.
53. Кекуа М.Г., Хуцишвили Э.В. Твёрдые растворы полупроводниковой системы германий-кремний. Тбилиси: Мецниереба.1985. 175 с.
54. Makowski L. and Glicksman M., Disorder Scattering in Solid Solutions of III–V Semiconducting Compounds, *J.Phys. Chem. Solids*, 1973, vol. 34, pp. 487–492.
55. Khutsishvili E.V., Kekelidze N.P., Jakeli V.G., Pagava M. O, Charge Carriers Scattering on the Tin Impurity Atoms in Polycrystalline Alloys Si-Ge System, *Unorganic Materials* 2006, 42, 398-400.
56. Буш Г., Викклер У. Определение характеристических параметров полупроводников, изд. ИЛ, 1959, М.
57. Полупроводники в науке и технике Сборник статей под. Ред. А.Ф. Иоффе. Изд. АН СССР, 1957-1958.
58. Киреев Г.С. Физика полупроводников. Описание лабораторных работ, 1963
59. Фистуль В.И. Физика и химия твердого тела. Изд. Металлургия М. 1995, 320с.
60. Фистуль В.И. Сильно легированные полупроводники. Москва: изд. Наука, 1967
61. Стельбанс Л.С. Физика полупроводников. Москва: Советское радио, 1967. стр.449
62. Шалимова К.В. Физика полупроводников. Москва: Энергия, 1971. стр.311.
63. Smith R.A. *Semiconductors*. Cambridge: University Press, 1982, p.558.
64. Jakeli V.G., “Charge Impurity States and Kinetic Phenomena in Semiconductors”, *Phys-Math. Dr.Dissertation*, Iv.Javakhishvili Tbilisi State University, 1995.
65. Khutsishvili E.V., Gabrichidze L.L., Tsagareishvili O.A., Kobulashvili N.V., *Inorganic Materials*, 2009, Vol. 45, No. 6, pp. 599–601. © Pleiades Publishing, Ltd., 2009. Carrier Mobility in Si1 –xGex Crystals 2009, in *Neorganicheskie Materialy*, 2009, Vol. 45, No. 6, pp. 655.

66. Khutsishvili E.V., Gabrichidze L.L., Tsagareishvili O.A., Kobulashvili N.V., Inorganic Materials, 2009, Vol. 45, No. 6, pp. 599–601. © Pleiades Publishing, Ltd., 2009, Carrier Mobility in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Crystals. 2009, in Neorganicheskie Materialy, 2009, Vol. 45, No. 6, pp. 655
67. Kekelidze N., Khutsishvili E., Khomasuridze D., Kvirkvelia B. "Current Carriers Scattering on the Neutral Impurity Atoms in Crystals of Indium Phosphide". Advances in Applied Physics and Materials Science Congress. Book of Abstracts. Antalya, Turkey, 2011, p.16
68. Kekelidze N., Khutsishvili E., Khomasuridze D., Kvirkvelia B. "Current Carriers Scattering on the Neutral Impurity Atoms in Crystals of Indium Phosphide". Advances in Applied Physics and Materials Science Congress. USA 2011.
69. Walukevitz W. J. Vac. Sci. Technol. B5[4], 1987, p.1062.
70. Gerstenberg H. Phys. Stat. Sol. (a), 128, 1991, 4831.
71. Колин Н.Г., Брудный В.Н., Потапов А.И. Электрофизические свойства InAs, облученного протонами. ФТП, 2003, т. 37, вып. 4, 408.
72. Bolshakova I., Duran I., Holyaka R., Hristoforou E., and Marusenkov A. Sensor Letters, Vol. 5, 283–288, 2007.
73. Alexander Y Shik, Electronic properties of inhomogeneous semiconductors. Electrocomponent Science Monographs, volume 9. Gordon and Breach Publishers, 1995. pp.1-50.
74. Weisberg L.R., Anomalous Mobility Effects in Some Semiconductors and Insulators, J. Appl. Phys., 1962, vol.33, №5, pp.1817-1822
75. Mcnicols J.Z., Berg N. IEEE Trans. Nucl. Soc. #5-18, 6, 21 1971
76. Шпинар Л.И., Ясковец И.И. Вопросы атомной науки и техники, вып.4(23), с 25-26, 1982
77. М.Г. Мильвидский. Полупроводниковые материалы в современной электронике. Москва, Наука 1986, 143с
78. Kuznetsova T, Meier S. T., Cundiff and P. Thomas. Phys. Rev. 2007, B 76, 153301
79. Baranovski S. Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics & Optoelectronic Applications. ISBN-13: 978-0-470-09504-1. Gordon and Breach Publishers, 1995. pp.1-50. 2006
80. Kuznetsova I., Gógh N., Förstner J., Meier T., Cundiff S. T., Varga I., and Thomas P., Phys. Rev. B 81, 075307-075317, 2010.

81. Kekelidze N.P. and Kekelidze G.P. Electrical and optical properties of InAs and InP compounds and their solid solutions of $\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$ irradiated with fast neutrons and γ -rays. Defects in Semiconductors: Session, 1972,8, 387.
82. Колин Н.Г., Брудный В.Н., Меркурисов Д.И., Новиков В.А. Электрофизические и оптические свойства InP, облученного большими интегральными потоками нейтронов. ФТП, 2005, т. 39, вып. 5, 528.
83. Колин Н.Г., Брудный В.Н., Гриняев С.Н. Электрофизические и оптические свойства InAs, облученного электронами (2МэВ): энергетическая структура собственных дефектов. ФТП, 2005, т. 39, вып. 4, 409.
84. Marcos H B., Ibanez J., Cusco R., Martinez F.L., Gonzalez-Diaz G., Artus L. Lattice recovery by rapid thermal annealing in Mg⁺-implanted InP assessed by Raman spectroscopy. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 175-177 2001, 252-256.
85. Pesenti G.C., Boudinov H., Carmody C., Jagadish C. Variable temperature Hall-effect measurements in ion bombarded InP. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 218, 2004, 386-390.
86. Nikolic D., Vasic A., Dolicanin E., Stankovic K., Osmokrovic P., Ser. A: Appl. Math. Inform. and Mech. vol. 2, 1 2010, 45-52.
87. Oldham T.R. (Ed.). Ionizing radiation effects in MOS oxides. World Scientific Publishing Co., USA, 2000.
88. Schrimpf and R.D., Fleetwood D.M. (eds). Radiation Effects and Soft Errors in Integrated Circuits and Electronic Devices. World Scientific 2004.
89. V.A.J. van Lint and Holmes-Siedle A.G. Radiation effects in electronics in R.A. Meyers (ed), Encyclopedia of Physical Science and Technology, 3rd Edition. Academic Press, New York, 2000.
90. Kekelidze G.P., Kekelidze N.P., Kekelidze D.G., et al. "Radiation Resistant Materials for Cosmic Solar Cells" G.E.N., 2004, #4, p.190
91. Кекелидзе Н.П, Ахвледиани Л.А., Получение и некоторые свойства твёрдых растворов системы InP – InAs, Сообщения АН Грузии, 1977, 88, №3, 573
92. Kekelidze G. et al. Buii.Acad.Scie/Georgia. 2000, vol.161, №1, 42-45.
93. Coates R. and Mitchell E.W. J. The Optical and Electrical Effects of High Concentrations of Defects in Irradiated Crystalline Gallium Arsenide, Adv.Phys. 24., 1975 pp.593-644
94. Kekelidze N., Kekelidze G., L.Milovanova, Abu-El Kheir. Electron Scattering Mechanisms in Irradiated Indium Arsenide and Indium Phosphide Crystals.

Proceedings of International Conference on Defects and Radiation Effects in Semiconductors, 1980, Oiso, Japan, 171.

95. Kekelidze N., Kekelidze G., Optical Absorption near the Threshold in n-type InP, InAs Crystals and their $\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$ Solid Solutions. Physics Letters, 1972, V.42, #2

96. Kekelidze G.P., Defects in A^3B^5 Type Compounds, Proceedings of Int. Conf. on Radiation Physics of Semiconductors and Related Materials; Tbilisi State University Press, 1980, Edited by G.P.Kekelidze, V.I.Shakhovtsov, pp.211-224

97. Кольченко Т.И., Ломако В.М., Мороз С.Е. Образование электронных ловушек в n-InP при облучении у-квантами. ФТП, 1987, т. 21, вып. 6, 1075.

98. Кольченко Т.И., Ломако В.М., Мороз С.Е. Влияние легирования серой на образование глубоких центров в n-InP при облучении. ФТП, 1988, т. 22, вып. 7, 1311.

99. Кольченко Т.И., Ломако В.М., Мороз С.Е. О дефектах, возникающих в n-InP при низкотемпературном облучении. ФТП, 1988, т. 22, вып. 4, 740.

100. Бакин Н.Н., Брудный В.Н., Пешев В.В., Смородинов С.В. Образование центров ЕЮ (E_c 0,62 эВ) в области пространственного заряда и нейтральном объеме n-InP при электронном и у-облучениях. ФТП, 1989, т. 23, вып. 5, 890.

101. McKeever S.W.S., Walters R.J., Messenger S.R., Summers G.P., Deep level transient spectroscopy of irradiated p-type InP grown by metalorganic chemical vapor deposition. J. Appl. Phys. 1991, 69 (3), 1435.

102. J. Leloup, M. Derdouri and H. Djerassi. Room-temperature electron irradiation of n-type InP. Inst. Phys. Conf. Ser. No. 31: 1977, Chapter 5, 372.

103. Deiri M., Kana-ah A., Cavenett B.C., Kennedy T.A. and Wilsey N.D. Optical detection of the Ptn antisite resonances in InP. J. Phys. C: Solid State Phys., 1984, 17, L793.

104. Suski J., Sibille A. and Bourgoin J. Defects in low temperature electron irradiated InP. Solid State Communications, 1984, Vol. 49, No. 9, 875.

105. Bourgoin J.C., von Bardeleben H.J., and Stievenard D. Irradiation Induced Defects in III-V Semiconductor Compounds. Phys. stat. sol. (a) 1987, 102, 499.

106. Коршунов Ф.П., Радауцан С.И., Соболев Н.А., Тигиняну И.М., Урсаки В.В., Кудрявцева Е.А. Краевая фотолюминесценция кристаллов n-InP, облученных электронами с энергией 3,5-И МэВ. ФТП, 1989, т. 23, вып. 9, 1581.

106. Ibanez J., Cusco R., Artus L., De la Puente E., Jiminez J. Evaluation of free-carrier concentration in Si+-implanted InP by means of photoluminescence. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 175-177, 2001, 246251.

107. Mulpuri V. Rao, Brookshire, S. Mitra, Syed B. Qadri, R. Fischer, J. Grun, N.

Papanicolaou, M. Yousuf, M.C. Ridgway. Athermal annealing of Si-implanted GaAs and InP. *J. Appl. Phys.* 2003, 94 (1), 130.

108. Chicoine M., Roorda S., Masut R.A., Desjardins P. Nanocavities in He implanted InP. *J. Appl. Phys.* 2003, 94 (2), 6116

109. Santhakumar K., Jayavel P., Kesavamoorthy R., Magudapathy P., Nair K.G.M., Ravichandran V. Raman investigations on nitrogen ion implantation effects on semi-insulating InP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 194, 2002, 451-457.

110. Carmody C., Boudinov H., Tan H.H., Jagadish C., Lederer M.J., Kolev V., Luther-Davies B., Dao L.V., Gal M. Ultrafast trapping times in ion implanted InP. *J. Appl. Phys.* 2002, 92 (5), 2420.

111. Carmody C., Tan H.H., Jagadish C., Gaarder A., Marcinkevicius S. Ultrafast carrier trapping and recombination in highly resistive ion implanted InP. *J. Appl. Phys.* 2003, 94 (2), 2420.

112 Cesca A., Gasparotto G., Mattei V., Rampazzo F., Boscherini B., Fraboni F., Priolo G., Ciatto F., Acapito D., Bocchi C.. Atomic environment of Fe following high-temperature implantation in InP. *Phys. Rev.*, 2003, Vol.68, 68.

113. Carmody C., Tan H. H., Jagadish C., Douheret O., Maknys K., Anand S., Zou Y., Dao L., Gal M. Structural, electrical, and optical analysis of ion implanted semi-insulating InP. *J. Appl. Phys.* 2004, 95 (2), 477.

114. Колин Н.Г., Брудный В.Н., Меркурисов Д.И., Новиков В.А. Электрофизические и оптические свойства InP, облученного большими интегральными потоками нейтронов. *ФТП*, 2005, т. 39, вып. 5, 528.

115. Boyko V.M., Bublic V.T., Voronova M.I., Kolin N.G., Mercurisov D.I., Sherbachev K.D. Structure of InP single crystals irradiated with reactor neutrons. *Physica B*: 2006, Vol. 373, 82.

116. Болтакс Б.И., Савин Э.П. Влияние нейтронного облучения на электрические свойства арсенида индия. В кн.: *Радиационная физика неметаллических кристаллов*. Минск, 1970, с. 116-123.

117. Juretschke H.J., Landauer R., Swanson J.A. Hall Effect and Conductivity in Porous Media. *J.Appl.Phys.*, 1956, vol.27, №8, pp.838-839

118. Kekelidze N., Kekelidze D., Milovanova L., Khutsishvili E., Davitaya Z., Kvirkevelia B., Khomasuridze D. “Electrical Properties of InP Crystals with Inhomogeneous Regions”. *Advances in Applied Physics and Materials Science Congress. Book of Abstracts*. 2011, Antalya, Turkey, p.23

119. Kekelidze N., Kekelidze D., Milovanova L., Khutsishvili E., Davitaya Z., Kvirkevelia B., Khomasuridze D. “Electrical Properties of InP Crystals with Inhomogeneous Regions”. 2011, *Acta Physica Polonica A.*, p.27.

120. Tsintsadze G., Tsintsadze M., Kekelidze N., Kekelidze D., Milovanova L., Khutsishvi E., Davitaya Z., Khomasuridze D., Kvirvelia B. "Radiation Technology of Nanoclusters Obtaining in Semiconductor indium phosphide crystals". Proc. of XIX Mendeleev Congress on "General and Applied Chemistry", 25-30 September, Volgograd, Russia, 2011, p.650.

121. კეკელიძე ნ., ცინცაძე გ., კეკელიძე დ., მილოვანოვა ლ., ხუციშვილი ე., კვიციანი ბ., ვეფხვაძე ა., ხომასურიძე დ., ჯახუტაშვილი თ. „ნანონაწილაკების წარმოქმნა InP-ს კრისტალებში მათი ჩქარი ნეიტრონების დიდი ნაკადით დასხივების შედეგად“. ნანოქიმია და ნანოტექნოლოგიები. პირველი საერთაშორისო კონფერენციის მასალები. თბილისი, 23-24 მარტი, 2010წ. გვ. 147-151.

122. ხუციშვილი ე., მეტრეველი ვ., გაბრიჭიძე ლ., ქობულაშვილი მ., ხომასურიძე დ., კვიციანი ბ., კეკელიძე ნ. InAs-ის კრისტალების სითბური გაფართოება და შინაგანი ხახუნი”, გამოყენებითი ფიზიკის აქტუალური საკითხები. საერთაშორისო კონფერენციის შრომები. თბილისი, 30 მარტი 2011წ. გვ. 164-166.

123. ხომასურიძე დ., კეკელიძე ნ., კეკელიძე დ., მილოვანოვა ლ., ხუციშვილი ე., დავითაია ზ., კვიციანი ბ. "წუნდებული InP კრისტალების ხარისხის გაუმჯობესება რადიაციული ტექნოლოგიის მეშვეობით." გამოყენებითი ფიზიკის აქტუალური საკითხები. საერთაშორისო კონფერენციის შრომები. თბილისი, 30 მარტი 2011წ. გვ. 278-281.