

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ფიზიკის დეპარტამენტი

(საუნივერსიტეტო გრანტი №1)

პროექტის დასახელება:

ნანოგანზომილებიანი ატომური კლასტერების ფორმირება  $n-Si$  კრისტალებში მაღალენერგეტიკული ნაწილაკებით დასხივების მეთოდის გამოყენებით

მიმართულება: ნანომასალები, ნანოტექნოლოგიები

ნომინაცია: (სამეცნიერო-თეორიული)

ანგარიში

(აპრილი – დეკემბერი, 2011)

პროექტის ხელმძღვანელი:

ფიზ.-მათ. მეცნ. დოქტ.,

სრული პროფ.

თეიმურაზ ფალავა

(ხელმოწერა)

თბილისი – 2011

## რადიაციული დეფექტების ბუნების დამოკიდებულება დასხივების ენერგიაზე

როგორც ცნობილია [1], დაბალი ენერგიის ნაწილაკებით ( $E \leq 10$  მგევ) დასხივებისას  $n-Si$  კრისტალებში წარმოიქმნებიან მხოლოდ მეორადი წერტილოვანი რადიაციული დეფექტები ( $A$ -ცენტრები,  $E$ -ცენტრები, დივაკანსიები,  $V + O_2$  და ა.შ.), რომლებიც ხასიათდებიან კომპონენტებს შორის გარკვეული ბმის ენერგიით, აქვთ განსხვავებული იონიზაციის ენერგიები, გამოიწვევიან სხვადასხვა ტემპერატურულ ინტერვალებში, ხასიათდებიან განსხვავებული რეკომბინაციული თვისებებით და ა.შ. თუ დასხივების ენერგია  $E \geq 10$  მგევ-ზე, წერტილოვან დეფექტებთან ერთად წარმოიქმნებიან კრისტალური მესრის მოუწესრიგებელი არეები, ე.წ. კლასტერები, რომელთა ბირთვის ზომა შესაძლებელია რამდენიმე ასეული ანგსტრემის რიგის იყოს, ხოლო ეფექტურმა რადიუსმა – რამდენიმე ათას ანგსტრემს მიაღწიოს [2]. ისინი იწვევენ დენის ძირითადი მატარებლების ძვრადობის მკვეთრ შემცირებას. გარდა ამისა მათი წარმოქმნის ალბათობა, წერტილოვანი დეფექტებისგან განსხვავებით [3], არ არის დამოკიდებული მინარეული ატომების ტიპსა და კონცენტრაციაზე [4]. კლასტერების ბირთვები შედგებიან ვაკანსიების ან მათი ასოციაციებისაგან და წარმოადგენენ დიელექტრიკულ ჩანართებს როგორც  $n-$ , ასევე  $p-$ ტიპის სილიციუმის კრისტალებში.

ნაშრომებში [5,6], გამოითქვა მოსაზრება, რომ კლასტერების ბირთვები შესაძლებელია წარმოადგენდნენ კვანძთაშორისი (საკუთარი ან/და მინარეული) ატომების გროვებს.

თუ როგორი ტიპის იქნება კლასტერების ბირთვები, ალბათ დამოკიდებული იქნება კრისტალზე დაცემული ნაწილაკების ენერგიასა და ბუნებაზე.

ამ მოსაზრების დასადასტურებლად ჩვენ გამოვიკვლევთ 2 და 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით და 25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივების გავლენა  $n-Si$  კრისტალების ელექტრულ თვისებებზე.

$n-Si$  კრისტალებში წერტილოვანი და მაკროსკოპიული რადიაციული დეფექტების მახასიათებლები (შემადგენლობა, იონიზაციის ენერგია, თერმოსტაბილურობა, ზომები და სხვა) უკეთაა შესწავლილი, ვიდრე  $p-Si$  კრისტალებში.  $n-Si$  კრისტალები ჩვენ გამოვიკვლიეთ ერთი კონკრეტული მიზნით – დაგვედინა წერტილოვანი რადიაციული დეფექტებისა და კლასტერების (მაკროსკოპიული რადიაციული დეფექტების

ანუ მოუწესრიგებელი არეების) ბუნების (შემაღგენლობის) დამოკიდებულება კრისტალზე დაცემული ნაწილაკების ენერგიასა და ტიპზე.

ამ მიზნით ჩვენ გამოვიკვლიეთ БКЭ 40-75 მარკის  $n$ -ტიპის სილიციუმის მონოკრისტალები ხვედრითი წინდობით 40-75 ომი-სმ; ელექტრონების კონცენტრაცია  $N = 6 \cdot 10^{13}$  სმ<sup>-3</sup>; დისლოკაციების სიმკვრივე  $N_g \approx 10^3 - 10^4$  სმ<sup>-2</sup>. ნიმუშები მიღებული იყო ზონური დნობის მეთოდით და ამიტომ ჟანგბადის ატომების კონცენტრაცია  $N_o \approx 2 \cdot 10^{16}$  სმ<sup>-3</sup>. გამოსაკვლევი ნიმუშების ზომები იყო 1x3x10 მმ, რომლებსაც ვასხივებით 300K ტემპერატურაზე სხვადასხვა ენერგიისა და ტიპის ნაწილაკებით: 2 და 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით და 25 მგევ ენერგიის პროტონებით. კვლევისათვის ვიყენებდით ჰოლის მეთოდს. ელექტრონების კონცენტრაცია გამოითვლებოდა ფორმულით:

$$N = \frac{I \cdot H}{e V_H d} \quad (1.1)$$

სადაც  $I$  – ნიმუშში გამავალი დენია,  $H$  – მაგნიტური ველის დაძაბულობა,  $e$  – ელექტრონის მუხტი,  $V_H$  – ჰოლის პოტენციალთა სხვაობა,  $d$  – ნიმუშის სისქე.

სხვადასხვა ენერგიისა და ტიპის ნაწილაკებით დასხივებისას წარმოქმნილი რადიაციული დეფექტების იდენტიფიკაციის მიზნით გამოვიკვლიეთ ამ დეფექტების იონიზაციის ენერგია, თერმოსტაბილურობა და დეფექტების გავლენა მუხტის ძირითადი მატარებლების  $N$  კონცენტრაციასა და  $\mu_H$  ჰოლის ძვრადობაზე 77-300 K ტემპერატურულ ინტერვალში.

რადიაციული დეფექტების იონიზაციის ენერგიის განსაზღვრის მიზნით ვაგებდით ელექტრონების კონცენტრაციის დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე 77-300 K ტემპერატურულ ინტერვალში. ამა თუ იმ დეფექტის იონიზაციის ენერგია ძლიერად კომპენსირებულ ნიმუშებში გამოითვლებოდა ფორმულით:

$$E_i = \frac{k(\ln N_2 - \ln N_1)}{1/T_2 - 1/T_1} \quad (1.2)$$

სადაც  $N_2$  და  $N_1$  ელექტრონების კონცენტრაციებია  $T_2$  და  $T_1$  ტემპერატურებზე,  $k$  – ბოლცმანის მუდმივა. სუსტად კომპენსირებულ ნიმუშებში დეფექტების  $E_i$  იონიზაციის ენერგიას ვსაზღვრავდით იმ დაშვებით, რომ  $E_F = E_i$  იმ ტემპერატურაზე,

როდესაც დეიონიზირებულია კონკრეტული რადიაციული დეფექტების 1/3. ამისათვის ვიყენებდით ფორმულას:

$$N = N_c F_{1/2} \left( \frac{E_F}{kT} \right) \quad (1.3)$$

სადაც  $N_c$  გამტარებლობის ზონის ეფექტურ მდგომარეობათა სიმკვრივეა,  $F_{1/2}$  – ფერმი-დირაკის ინტეგრალი,  $E_F$  – ფერმის დონე,  $k$  – ბოლცმანის მუდმივა. შესაბამის უბნებს  $N = f(10^3 / T)$  დამოკიდებულების მრუდზე ვირჩევდით დეფექტის შესაბამისი დონის იონიზაციის ხარისხის და გამტარებლობის ზონის გადაგვარების გათვალისწინებით.

ჰოლის ძვრადობა იგივე ტემპერატურულ ინტერვალში გამოითვლებოდა ფორმულით:

$$\mu_H = \frac{A}{eN\rho} \quad (1.4)$$

სადაც  $\rho$  ნიმუშის ხვედრითი წინაღობაა,  $N$  – ელექტრონების კონცენტრაცია,  $e$  – ელექტრონის მუხტი, ხოლო  $A$  – ჰოლ-ფაქტორი, რომელიც დაახლოებით ერთის ტოლია.

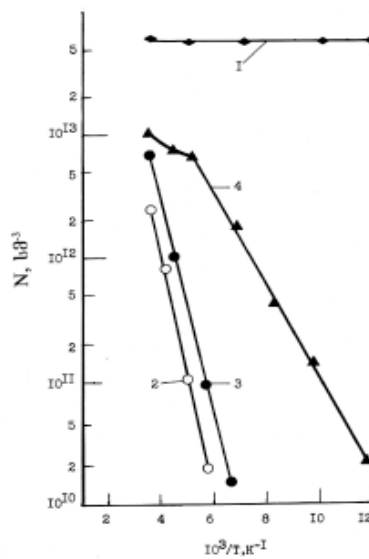
როგორც ცნობილია, ყოველი კონკრეტული რადიაციული დეფექტი, გარდა იონიზაციის ენერჯისა, ხასიათდება გარკვეული დისოციაციის ტემპერატურით. ამ პარამეტრების ცოდნა სრულიად საკმარისია დეფექტების სრული იდენტიფიკაციისთვის.

რადიაციული დეფექტების თერმოსტაბილურობის ტემპერატურული ინტერვალების დასადგენად ვიყენებდით იზოქრონული გამოწვის მეთოდს 80-600 °C ტემპერატურულ ინტერვალში ბიჯით 10<sup>0</sup> C. გამოწვის დრო 10 წთ. სხვადასხვა ტემპერატურაზე გამოწვის ყოველი ციკლის შემდეგ ვზომავდით ელექტრონების კონცენტრაციას 77-300 K ტემპერატურულ ინტერვალში. იზოქრონული გამოწვის პროცესში  $N$  – ის ცვლილებას 300 K -ზე ვსაზღვრავდით  $N(10^3 / T)$  დამოკიდებულების მრუდების საშუალებით.  $N$  – ის განსაზღვრის ცდომილება არ აღემატება 10%-ს.

სხვადასხვა რადიაციული დეფექტების კონცენტრაციები გამოითვლებოდა საფეხურებიანი  $N = f(10^3 / T)$  და  $N = f(T_{\text{წმ}})$  დამოკიდებულებათა მრუდების საშუალებით 77-300 K და 80-600 °C ტემპერატურულ ინტერვალში შესაბამისად.

§1.1 2 და 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით და 25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივებისას  $n-Si$  კრისტალებში წარმოქმნილი რადიაციული დეფექტების ენერგეტიკული სპექტრი და თერმოსტაბილურობა.

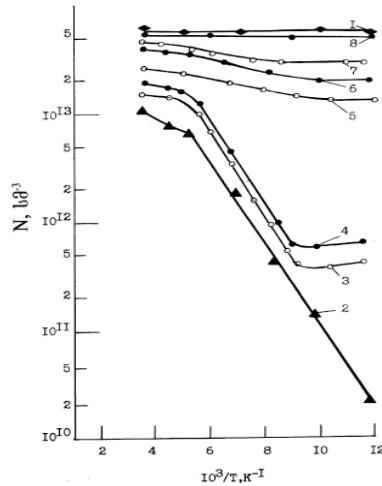
ნახ.1. მოცემულია ელექტრონების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 2 მგევ ენერგიის ელექტრონებით სხვადასხვა დოზით დასხივებულ  $n-Si$  კრისტალებში. ელექტრონების კონცენტრაციის ტემპერატურული დამოკიდებულება  $\Phi = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ სმ}^{-2}$  დოზით დასხივებულ კრისტალებში შეესაბამება აქცეპტორული დეფექტების იონიზაციის ენერგიით  $E_c - 0,17 \pm 0,01$  ევ (ნახ.1.1, მრუდი 4).  $\Phi = 3,2 \cdot 10^{14} \text{ სმ}^{-2}$  დოზით დასხივებულ კრისტალებში  $\lg N = f(10^3 / T)$  დამოკიდებულების მრუდი შეესაბამება  $E_c - 0,39 \pm 0,02$  ევ ენერგიის მქონე აქცეპტორულ დეფექტებს (ნახ. 1.1, მრუდი. 3), ხოლო  $\Phi = 4 \cdot 10^{14} \text{ სმ}^{-2}$  დოზით დასხივებულ კრისტალებში, როგორც ამას მრუდი 2-ის ანალიზი გვიჩვენებს, გამოსაკვლევ ნიმუშებში სხვა დეფექტებთან ერთად წარმოქმნილიან აქცეპტორული დეფექტები დეიონიზაციის ენერგიით  $E_c - 0,44 \pm 0,02$  ევ.



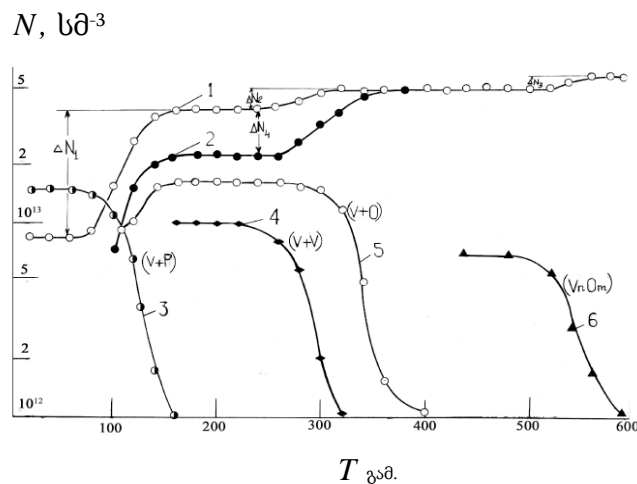
ნახ. 1.1. ელექტრონების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 2 მგევ ენერგიის ელექტრონების სხვადასხვა დოზით დასხივებულ კრისტალებში.  $\Phi$ ,  $\text{სმ}^{-2}$ : 1 – 0; 2 –  $4 \cdot 10^{14}$ ; 3 –  $3,2 \cdot 10^{14}$ ; 4 –  $1,5 \cdot 10^{14}$ .

ასეთი დეიონიზაციის ენერგიის მქონე დეფექტები სამეცნიერო ლიტერატურაში ცნობილია. კერძოდ, აქცეპტორული დონე  $E_c - 0,17 \pm 0,01$  ევ შეესაბამება A – ცენტრებს,  $E_c - 0,39 \pm 0,02$  ევ – დივაკანსიებს, ხოლო  $E_c - 0,44 \pm 0,02$  ევ – E – ცენტრებს [1].

ამ დეფექტების ( $A$  – ცენტრების,  $E$  – ცენტრების და დივაკანსიების) თერმოსტაბილურობის დადგენის მიზნით ჩავატარეთ  $\Phi = 1,5 \cdot 10^{14}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით დასხივებული ნიმუშის იზოქრონული გამოწვა 80–600 °C ტემპერატურულ ინტერვალში (ნახ. 1.2). ნახ. 2-ზე მიღებული მრუდების საშუალებით ავაგეთ  $N = f(T_{\text{გამ}})$  მრუდები (ნახ. 1.3.)



ნახ. 1.2. ელექტრონების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 2 მგევ ენერგიის ელექტრონების  $1,4 \cdot 10^{14}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით დასხივებულ  $n - Si$  კრისტალებში იზოქრონული გამოწვის ყოველი ციკლის შემდეგ. 1 – დასხივებამდე; 2 – დასხივების შემდეგ;  $T_{\text{გამ}}^{\circ}C$  : 3 – 105, 4 – 110, 5 – 120, 6 – 160 7 – 315, 8 – 450.



ნახ. 1.3. ელექტრონებისა (1,2) და რადიაციული დეფექტების (3-6) კონცენტრაციების ცვლილება იზოქრონული გამოწვის პროცესში 2 მგევ ენერგიის ელექტრონების  $1,4 \cdot 10^{14}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით დასხივებულ  $n - Si$  კრისტალებში. 1 – ელექტრონების კონცენტრაციის ცვლილება იზომებოდა 200 K – ზე; 2 – 100 K – ზე;

ელექტრონების კონცენტრაციის ცვლილებას გამოწვის ყოველი ციკლის შემდეგ ვზომავდით 200 (ნახ. 1.3, მრუდი 1) და 100 K (ნახ. 1.33, მრუდი 2) ტემპერატურებზე. იზოქრონული გამოწვის პირველ საფეხურზე 80-140<sup>0</sup>C ტემპერატურულ ინტერვალში გამოიწვებიან E – ცენტრები, რომელთა კონცენტრაცია  $N_E = \Delta N_1 / 2 \approx 1,5 \cdot 10^{13}$  სმ<sup>-3</sup>. მეორე საფეხურზე 250-320<sup>0</sup>C ტემპერატურულ ინტერვალში გამოიწვებიან დივაკანსიები კონცენტრაციით  $N_{V_2} = \Delta N_2 = 1 \cdot 10^{13}$  სმ<sup>-3</sup>. 300-400<sup>0</sup>C ტემპერატურულ ინტერვალში გამოიწვებიან A – ცენტრები. მათი კონცენტრაცია გამოითვლება 1 და 2 მრუდებს შორის სხვაობით ( $\Delta N_4$ ). როგორც ნახ.1.33 მრუდი 5-დან ჩანს, A – ცენტრების კონცენტრაცია დასხივების შემდეგ უდრის 0,9·10<sup>13</sup> სმ<sup>-3</sup>-ს, ხოლო შემდგომ მათი კონცენტრაცია გამოწვის პროცესში მატულობს (მრუდი 3) და აღწევს  $\Delta N_4 = N_A = 1,6 \cdot 10^{13}$  სმ<sup>-3</sup>-ს.

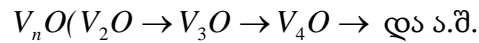
როგორც ჩანს, E – ცენტრების დისოციაციის დროს გამონთავისუფლებული მონოვაკანსიები შედიან კვაზიქიმიურ რეაქციაში ჟანგბადის ატომებთან და იწვევენ A – ცენტრების კონცენტრაციის ზრდას. მსგავსი ეფექტი ( $N_A$  – ს ზრდა) არ შეინიშნება დივაკანსიების დაშლის პროცესში, ვინაიდან დივაკანსიების ბმის ენერგია დაახლოებით 1,6 ევ-ის ტოლია, ხოლო მიგრაციის ენერგია უდრის 1,3 ევ-ს, ამიტომ მათი მხოლოდ 25% იშლება მონოვაკანსიებად, ხოლო დანარჩენი 75% დისოციაციის გარეშე მიგრირებს კრისტალში, უერთდება ჟანგბადის ან ფოსფორის ატომებს, განიცდის კონვერსიას და გარდაიქმნება  $PV_2$  ან  $OV_2$  ტიპის დეფექტებად. როგორც ნახ. 3-დან ჩანს, სხვაობა  $N_A$  –სა და  $N_{V_2}$  –ს შორის საკმაოდ დიდია (მრუდები 4,5), ამიტომ დივაკანსიების 25%-ის დაშლა მონოვაკანსიებად ვერ უზრუნველყოფს A – ცენტრების კონცენტრაციის საგრძნობ ცვლილებას [7,8,9].

A – ცენტრების გარკვეული ნაწილი 300-400<sup>0</sup>C ტემპერატურულ ინტერვალში იშლება ჟანგბადის ატომებად და მონოვაკანსიებად. A – ცენტრების დაახლოებით 35-50% მიგრირებს კრისტალში, უერთდება კვანძთაშორის ჟანგბადს და გარდაიქმნებიან  $VO_2$  ტიპის დეფექტად ანუ განიცდის კონვერსიას [10,11], ხოლო ჟანგბადის მიმართ უფრო მაღალი რიგის რადიაციული დეფექტები წარმოიქმნებიან დიფუნდირებადი ჟანგბადის ატომების  $VO_2$ ,  $VO_3$  და ა.შ. მრავალკომპონენტებიანი ცენტრების მიერ შთანთქმის გზით.  $VO_n$  ტიპის დეფექტების პარალელურად წარმოიქმნებიან  $V_nO$  ტიპის

დეფექტებიც.  $V_2O$  დაიშორება უშუალოდ დასხივების შემდეგ,  $V_3O$  –  $VO$  და  $V_2O$ -ს გამოწვის შემდეგ ( $T_{გამ} > 300^{\circ}C$ ),  $V_4O$  წარმოიქმნება  $V_3O$ -ის გამოწვის პროცესში ( $T_{გამ} \approx 450^{\circ}C$ ) და ა.შ.  $VO$  ( $A$  – ცენტრების) გამოწვის მთელი პროცესი შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სქემის საშუალებით [10]:



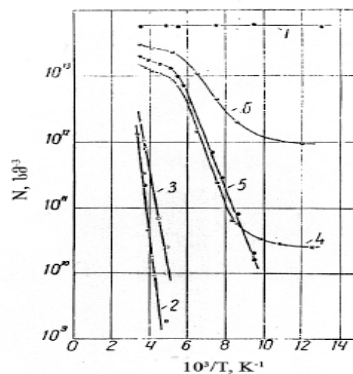
↓



ამ დეფექტების უმრავლესობა ოპტიკურად და ელექტრულად აქტიურებია და გამოიწვებიან  $T_{გამ} \geq 450^{\circ}C$  -ზე [10]. სწორედ ეს დეფექტები გამოიწვებიან იზოქრონული გამოწვის მესამე ეტაპზე (ნახ. 1.3, მრუდები 1,6). მათი კონცენტრაცია მცირეა და არ აღემატება  $\Delta N_3 = 10^{13}$  სმ<sup>-3</sup>-ს.

ამგვარად, 2 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივებისა და იზოქრონული გამოწვის პროცესში  $n$  –  $Si$  კრისტალებში წარმოიქმნებიან  $A$  – ცენტრები,  $E$  – ცენტრები, დივაკანსიები და  $V_nO_m$  ტიპის მრავალკომპონენტური რადიაციული დეფექტები. მრავალკომპონენტური დეფექტები უპირატესად წარმოიქმნებიან იზოქრონული გამოწვის პროცესში დაახლოებით  $300$ – $450^{\circ}C$  ტემპერატურულ ინტერვალში [10].

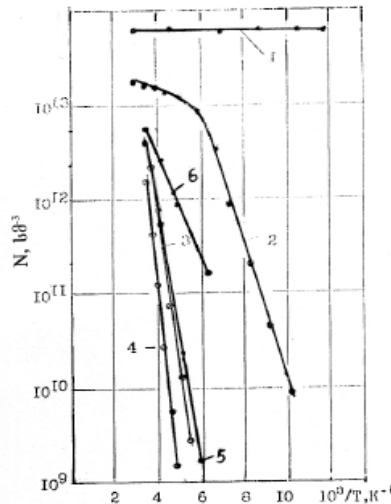
ნახ. 1.4 მოცემულია ელექტრონების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 8 მგევ ელექტრონების სხვადასხვა დოზით დასხივებულ  $n$  –  $Si$  კრისტალებში ( $\Phi_1 = 10^{14}$ ,  $\Phi_2 = 5 \cdot 10^{13}$ ,  $\Phi_3 = 10^{13}$  სმ<sup>-2</sup>).



ნახ. 1.4. დენის გადამტანების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივებულ  $n$  – ტიპის სილიციუმის კრისტალებში: 1 – დასხივებამდე, 2,3 –  $\Phi = 10^{14}$  სმ<sup>-2</sup>, 4,5 –  $\Phi = 5 \cdot 10^{13}$  სმ<sup>-2</sup>, 6 –  $\Phi = 10^{13}$  სმ<sup>-2</sup>.



ნახ. 1.5 კი მოცემულია ელექტრონების კონცენტრაციის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 25 მგევ ენერგიის პროტონების სხვადასხვა დოზით ( $\Phi_1 = 2,7 \cdot 10^{12}$ ,  $\Phi_2 = 8 \cdot 10^{12}$  სმ<sup>-2</sup>) დასხივებულ გამოსაკვლევ ნიმუშებში.



ნახ. 1.5. მუხტის თავისუფალი მატარებლების კონცენტრაციის დამოკიდებულება პროტონების სხვადასხვა დოზით დასხივებულ  $n$ -ტიპის სილიციუმის კრისტალებში: 1 – დასხივებამდე, 2,3,4 –  $\Phi_1 = 2,7 \cdot 10^{12}$  სმ<sup>-2</sup>, 5,6 –  $\Phi_2 = 8 \cdot 10^{12}$  სმ<sup>-2</sup>.

მიღებული შედეგების ანალიზმა ცხადყო, რომ 2 და 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივებულ კრისტალებში წარმოიქმნებიან ერთი და იგივე ტიპის წერტილოვანი მეორადი რადიაციული დეფექტები:  $A$  – ცენტრები ( $V + O$ ), იონიზაციის ენერგიით  $E_c - 0,17 \pm 0,01$  ევ,  $T_{გამ} = 300-400^{\circ}C$ ;  $E$  – ცენტრები ( $V + P$ ) იონიზაციის ენერგიით  $E_c - 0,44 \pm 0,02$  ევ,  $T_{გამ} = 100-150^{\circ}C$ ; დივაკანსიები ( $V + V$ ), იონიზაციის ენერგიით  $E_c - 0,39 \pm 0,02$  ევ,  $T_{გამ} = 250-300^{\circ}C$ ;

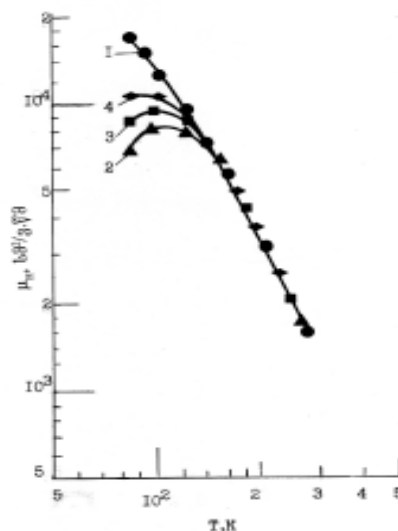
25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივებულ კრისტალებში დაიმზირება აქცეპტორული ცენტრები, რომლებსაც შეესაბამება ენერგეტიკული დონეები  $E_c - 0,17$ ,  $E_c - 0,38$ ,  $E_c - 0,13$ ,  $E_c - 0,42$  და  $E_c - 0,54$  ევ.  $\Phi_1 = 8 \cdot 10^{12}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით დასხივებულ კრისტალებში დონეები  $E_c - 0,38$  (მრ. 5) და  $E_c - 0,13$  ევ (მრ. 6) შეესაბამება  $E$  და  $A$ -ცენტრებს, რომელთა იონიზაციის ენერგია შემცირებულია კლასტერების გარსში არსებული უარყოფითად დამუხტულ აქცეპტორულ ცენტრებს შორის ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედების გამო.  $\Phi_2 = 2,7 \cdot 10^{12}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით

დასხივებულ კრისტალებში დონე  $E_c - 0,42$  ევ (მრ. 3) წარმოადგენს  $E$ -ცენტრების და დივაკანსიების ჰიბრიდს, ხოლო დეფექტი, რომელსაც შეესაბამება დონე  $E_c - 0,54$  ევ (მრ. 4) უცნობია. დონე  $E_c - 0,17$  ევ (მრ. 2) შეესაბამება  $A$ -ცენტრებს.

იზოქრონული გამოწვის პროცესში წარმოიქმნებიან  $V_n O_m$  ტიპის მრავალკომპონენტური ცენტრები, რომლებიც გამოიწვევიან  $T_{გამ} \geq 500$  °C.

**§12 2 ან 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივების გავლენა ჰოლის ძვრადობაზე  $n - Si$  კრისტალებში.**

ნახ. 1.6 მოცემულია მუხტის მატარებლების ჰოლის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 2 მგევ ენერგიის ჩქარი ელექტრონების სხვადასხვა დოზით დასხივებულ გამოსაკვლევ ნიმუშებში. როგორც ნახ. 1.6 ჩანს, ფონონებზე გაბნევის ტემპერატურულ ინტერვალში ჰოლის ძვრადობა  $\mu_H$  სწორხაზოვნად იზრდება.  $\mu_H$  შემცირებას იწყებს მხოლოდ თხევადი აზოტის ტემპერატურის მახლობლობაში, რაც შეესაბამება დამუხტულ წერტილოვან დეფექტებზე გაბნევას.



ნახ. 1.6. ელექტრონების ჰოლის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 2 მგევ ენერგიის ელექტრონების სხვადასხვა დოზით დასხივებულ  $n - Si$  კრისტალებში.  $\Phi$ , სმ<sup>-2</sup>: 1 – 0, 2 –  $4 \cdot 10^{14}$ , 3 –  $3,2 \cdot 10^{14}$ , 4 –  $1,5 \cdot 10^{14}$ .

როგორც ცნობილია [7],  $E$ -ცენტრების წარმოქმნისას გამტარებლობის ზონიდან იხარჯება ორი ელექტრონი. ამ დროს ქრება ( $E$ -ცენტრის შემადგენლობაში შედის) ფოს-

ფორის ატომი თავისი მეხუთე ელექტრონითურთ, ხოლო  $E$ -ცენტრი ფორმირების შემდეგ ჩაიჭერს კიდევ ერთ ელექტრონს.

ნეიტრალური  $E$ -ცენტრების წარმოქმნის შემდეგ კრისტალის კვანძებში დადებითი ფოსფორის ატომების კონცენტრაცია იქნება  $N_p - N_E$ . შესაბამისად ამდენივე იქნება თავისუფალი ელექტრონების კონცენტრაცია გამტარებლობის ზონაში, რომლებსაც გარკვეულ ტემპერატურაზე შეუძლიათ დამუხტონ აქცეპტორული ტიპის რადიაციული დეფექტები. ამიტომ უარყოფითად ან დადებითად დამუხტული წერტილოვანი დეფექტების მაქსიმალური კონცენტრაცია ნიმუშში იქნება:

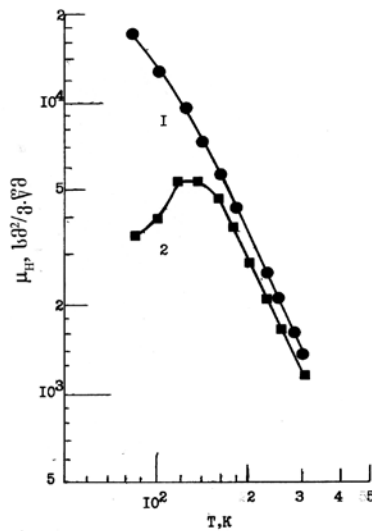
$$N_{max}^{\pm} = 2(N_p - N_E) \quad (1.5).$$

თუ კრისტალში წარმოქმნილი რადიაციული დეფექტების ჯამური კონცენტრაცია  $N_{\text{რად}}$  აღემატება  $N_p$ -ს, მაშინ ნაწილი რადიაციული დეფექტებისა დარჩება დაუმუხტავი. თუ  $N_{\text{რად}} < N_p$ , მაშინ დამუხტული წერტილოვანი რადიაციული დეფექტების რაოდენობა ნაკლები იქნება  $2(N_p - N_E)$ -ზე. როგორც ნახ. 1.1-დან ჩანს, გამოსაკვლევ ნიმუშებში  $N_{\text{რად}} > N_p$ -ზე. წინააღმდეგ შემთხვევაში  $f - N(10^3/T)$  დამოკიდებულების მრუდი იქნებოდა საფეხურიანი (ოთახისა და თხევადი აზოტის ტემპერატურების მახლობლობაში ექნებოდა ჰორიზონტალური უბნები). ამიტომ დამუხტული დეფექტების კონცენტრაცია იქნება  $2(N_p - N_E)$ , ხოლო რადიაციული დეფექტების გარკვეული ნაწილი ( $N_{\text{რად}} - 2(N_p - N_E)$ ) დარჩება დაუმუხტავი.

როგორც ნახ. 1.2-დან ჩანს,  $\Phi = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ სმ}^{-2}$  დოზით დასხივებულ კრისტალებში (მრუდი 2)  $N_E = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ სმ}^{-3}$ , ხოლო  $N_p = 6 \cdot 10^{13} \text{ სმ}^{-2}$ -ს. (1.5) გამოსახულების თანახმად დამუხტული გამბნევი წერტილოვანი დეფექტების კონცენტრაცია იქნება  $2(6 \cdot 10^{13} - 1,5 \cdot 10^{13}) = 9 \cdot 10^{13} \text{ სმ}^{-3}$ -ის ტოლი. დასხივების დოზის გაზრდით გაიზრდება  $N_E$ , ხოლო  $N_p$  უცვლელი რჩება. შესაბამისად შემცირდება გაბნევა დამუხტულ დეფექტებზე, მაგრამ გაიზრდება ნეიტრალურ ცენტრებზე. ნეიტრალურ ცენტრებზე გაბნევა ძალიან სუსტია დამუხტულ დეფექტებზე გაბნევასთან შედარებით. ამიტომ  $\mu_H$  -ის მნიშვნელობა სხვადასხვა დოზით დასხივებულ კრისტალებში უმნიშვნელოდ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან (ნახ. 1.6).

ნახ. 1.7 მოცემულია  $\mu_H(T)$  დამოკიდებულების მრუდები 8 მგეც ენერჯის ელექტრონებით დასხივებულ კრისტალებში ( $\Phi = 10^{14} \text{ სმ}^{-2}$ ). როგორც ნახაზიდან ჩანს, ელექ-

ტრონების ჰოლური ძვრადობა მცირდება როგორც ფონონური, ასევე დამუხტულ ნაწილაკებზე გაბნევის ტემპერატურულ ინტერვალში. ეს მიუთითებს იმაზე, რომ 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივებულ  $n-Si$  კრისტალებში წარმოიქმნიებიან კლასტერები, რომელთა ბირთვები შედგებიან მონოვაკანსიების ან მათი ასოციატებისაგან და წარმოადგენენ  $p$ -ტიპის ჩანართებს. ვაკანსიების ნაწილი გამოდის კლასტერის ფარგლებიდან, შედის კვაზიქიმიურ რეაქციაში კრისტალის მატრიცაში არსებულ მინარეულ ატომებთან და კლასტერის გარშემო წარმოქმნიან შრეს, რომელიც შედგება აქცეპტორული ტიპის მეორადი რადიაციული დეფექტებისაგან, რომლებიც გარკვეულ ტემპერატურაზე იმუხტებიან უარყოფითად. კლასტერის გარშემო წარმოიქმნება დადებითი მოცულობითი მუხტი. ამის გამო კლასტერები ორგვარად მოქმედებენ ელექტრონების ძვრადობაზე: როგორც დიელექტრიკული ჩანართები ისინი იწვევენ ელექტრონების ნაკადის ბლოკირებას, ხოლო როგორც დამუხტული მაკროსკოპიული ჩანართები ასევე იწვევენ მათ გაბნევასაც. როგორც დიელექტრიკული ჩანართები ძვრადობაზე ისინი მოქმედებენ როგორც მაღალ ასევე დაბალ ტემპერატურებზე, ხოლო როგორც გამბნები ცენტრები, მხოლოდ დაბალ ტემპერატურებზე.



ნახ. 1.7. ელექტრონების ჰოლის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე 8 მგევ ენერგიის ელექტრონების  $\Phi = 10^{14}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით დასხივებულ  $n-Si$  კრისტალებში.

გამოვთვალოთ კლასტერების ეფექტური რადიუსი  $r_2$ , 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივებულ  $n-Si$  კრისტალებში. წინასწარ აღვნიშნოთ, რომ ნახევარგამ-

ტარების მოცულობაში არსებობენ კლასტერები, რომელთა ზომები რამდენიმე ათეული და ასეული ატომთაშორის მანძილის თანაზომადია. ისინი წარმოადგენენ ორფაზიან სისტემას, რომელშიაც მე-2 ფაზა წარმოადგენს სფერულ ან ელიფსურ ჩანართს.

განვიხილოთ შემთხვევა, როდესაც ჩანართი სფერული ფორმისაა და გამოვიყენოთ [2] ნაშრომში მიღებული გამოსახულება ჰოლის ძვრადობის ეფექტური მნიშვნელობისათვის:

$$\mu_{\text{ფ3}} = \mu \frac{1 - f/4}{1 + f/2} \quad (1.6)$$

სადაც  $\mu$  – ძვრადობაა ნიმუშის დაუმახინჯებელ არეში, რომელიც განისაზღვრება მუხტის მატარებლების გაბნევით ფონონებზე და სხვა წერტილოვან გამბნევ ცენტრებზე;  $\mu_{\text{ფ3}}$  – ძვრადობაა დასხივების შემდეგ;  $f$  – ჩანართების მიერ დაკავებული მოცულობის წილი, რომელიც ჩვენს შემთხვევაში წარმოადგენს კლასტერს, რომელიც გარშემორტყმულია პოტენციური ბარიერით.

დასხივების დასაწყისში, როდესაც კლასტერების კონცენტრაცია მცირეა, მათზე, როგორც დამუხტულ ჩანართებზე, გაბნევა შეიძლება უგულებელვყოთ. დასხივების დასაწყისში წერტილოვანი დეფექტების გავლენაც იქნება ძალზე უმნიშვნელო. ამ პირობებში

$$\frac{d(\frac{\mu_{\text{ფ3}}}{\mu})}{d\Phi} = -\frac{3}{4} \frac{df}{d\Phi} \quad (1.7)$$

კლასტერის მიერ დაკავებული მოცულობის წილი  $f$  წარმოადგენს გამოსხივების ინტეგრალური ნაკადის ( $\Phi$ ), ერთი კლასტერის საშუალო ეფექტური მოცულობისა ( $\bar{V}_{\text{ფ3}}$ ) და მათი წარმოშობის მაკროსკოპიული კვეთის ( $\sum_r$ ) ფუნქციას.

$$f = 1 - \exp(-\sum_r \bar{V}_{\text{ფ3}} \Phi) \quad (1.8)$$

მცირე დოზების შემთხვევაში ჩანართის მიერ დაკავებული მოცულობა წარმოადგენს  $\Phi$  – ს წრფივ ფუნქციას:

$$f = \bar{V}_{\text{ფ3}} \sum_r \Phi \quad (1.9)$$

შესაბამისად:

$$\frac{d(\frac{\mu_{\text{ფფ}}}{\mu})}{d\Phi} = -\frac{3}{4} \bar{V}_{\text{ფფ}} \sum_r \quad (1.10)$$

$\bar{V}_{\text{ფფ}}$ -ის განსაზღვრისათვის მის გარშემო არსებული მოცულობითი მუხტის გათვალისწინებით აუცილებელია ვიცოდეთ პოტენციალის დამოკიდებულება რადიუს-ვექტორზე, რომლის სათავე მდებარეობს ჩანართის შუაში. მუხტის ძირითადი მატარებლისათვის გაუმჭირვალე  $r$  რადიუსის სფერული ჩანართის მოცულობის განსაზღვრისათვის, რომლის ზედაპირზე სფეროს ცენტრისკენ მიმართული  $E_1$  ენერგიის მუხტის მატარებლების სიჩქარის მდგენელი უდრის ნულს, ვღებულობთ გამოსახულებას:

$$\bar{V}(E) = \frac{4\pi}{3} r^3(E) \quad (1.11)$$

ვინაიდან მუხტის მატარებლების სიჩქარის ცენტრალური მდგენელი უდრის ნულს, ამიტომ  $q\psi = E$ , სადაც  $q$  – მატარებლის მუხტია,  $\psi$  – პოტენციალი მოცულობითი მუხტის ფუნქციაში.

$\bar{V}_{\text{ფფ}}$ -ის გამოსათვლელად ნაშრომში [12] დაუშვეს, რომ

$$\bar{V}_{\text{ფფ}} = \frac{4\pi}{3} r_2^3 \quad (1.12)$$

თან თვლიდნენ, რომ  $r < r_2$  პირობებში პოტენციალი იზრდება ძალიან სწრაფად და პოტენციური ორმოს სიღრმე  $\psi_0 \ll kT$ , მაშინ ჰოლის ძვრადობის ცვლილების სიჩქარისთვის გვექნება:

$$\frac{d\mu_{\text{ფფ}}}{d\Phi} = -\pi\mu r_2^3 \sum_r \quad (1.13)$$

აქედან შეიძლება განვსაზღვროთ  $r_2$  – მოცულობითი მუხტის გარეთა რადიუსი.  $\mu$  – ძვრადობაა ნიმუშის დაუზიანებელ არეში;  $\mu_{\text{ფფ}}$  – ძვრადობაა კრისტალური მესრის დამახინჯებულ არეში;  $\Phi$  – ელექტრონების ინტეგრალური ნაკადი;  $\sum_r$  – კლასტერების წარმოქმნის მაკროსკოპული კვეთა.

$$r_2 = \sqrt[3]{\frac{|d\mu_{\text{ფფ}}/d\Phi|}{\pi\mu \sum_r}} \quad (1.14)$$

$\frac{d\mu_{\text{ფფ}}}{d\Phi}$  და  $\mu$ -ს მნიშვნელობებს ვიღებთ ჩვენს მიერ მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემებიდან (ნახ. 1.6).

$\sum r$ -ის მნიშვნელობა შეიძლება ვიპოვოთ ნაშრომში [2]:

$$\frac{d\mu_{\text{ფფ}}}{d\Phi} = \frac{1,5 \cdot 10^2 \cdot \text{სმ}^2 / \text{ვ} \cdot \text{წმ}}{10^{14} \text{ სმ}^{-2}}, \quad \mu = 1,4 \cdot 10^3 \text{ სმ}^2 / \text{ვ} \cdot \text{წმ},$$

$$\sum r = N_A \sigma = 5 \cdot 10^{22} \text{ სმ}^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-27} \text{ სმ}^2 = 25 \cdot 10^{-5} \text{ სმ} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ სმ}$$

სადაც  $N_A$  – სილიციუმის ატომების რიცხვია 1 სმ<sup>3</sup>-ში,  $\sigma$  – კლასტერებისა და ვაკანსიური გროვების წარმოქმნის მიკროსკოპიული კვეთა,  $\pi = 3,14$ . თუ ამ მონაცემებს შევიტანთ (1.14) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$r_2 = \sqrt[3]{\frac{\frac{5 \cdot 10^2 \text{ სმ}^2 / \text{ვ} \cdot \text{წმ}}{10^{14} \text{ სმ}^{-2}}}{3,14 \cdot 1,4 \cdot 10^3 \frac{\text{სმ}^2}{\text{ვ} \cdot \text{წმ}} \cdot 5 \cdot 10^{22} \text{ სმ}^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-27} \text{ სმ}^2}} = \approx 10^4 \text{ \AA}}$$

თუ ჩავთვლით, რომ რაც ნაკლებია ლეგირების დონე, მით მეტი უნდა იყოს მოცულობითი მუხტის რადიუსი, მიღებული შედეგი დამაკმაყოფილებლად შეიძლება ჩაითვალოს.

ამგვარად, 2 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივებულ  $n$ -Si კრისტალებში ელექტრონების გაბნევას განაპირობებენ დამუხტული წერტილოვანი მეორადი რადიაციული დეფექტები და ფოსფორის დადებითი იონები, რომლებიც ძვრადობაზე მოქმედებენ მხოლოდ დაბალ ტემპერატურებზე. 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივებულ ნიმუშებში  $\mu_H$  – ზე მოქმედებენ როგორც დამუხტული წერტილოვანი დეფექტები, ასევე ელექტრონებისთვის გაუმჭირვალე  $p$ -ტიპის კლასტერები (დიელექტრიკული ჩანართები), რომლებსაც გარს აკრავს მოცულობითი მუხტი. ამის გამო ისინი  $\mu_H$  – ს შემცირებას იწვევენ როგორც თხევადი აზოტის, ასევე ოთახის ტემპერატურებზე.

### §1.3 25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივების გავლენა ჰოლის ძვრადობაზე $n$ -Si კრისტალებში

მაღალენერგეტიკული ნაწილაკებით დასხივებისას ნახევარგამტარებში წარმოიქმნიან რთული სტრუქტურული დარღვევები, ე.წ. მოუწესრიგებელი არეები ანუ კლას-

ტერები, რომლებიც იწვევენ დასხივებული ნახევარგამტარის ელექტრული და გალვანომეტრული თვისებების სპეციფიკურ ცვლილებებს.

[5,6] ნაშრომების ავტორებმა ჰოლისა და ფოტო-ჰოლ მეთოდის საშუალებით შეისწავლეს 30 და 660 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივების გავლენა მუხტის ძირითადი მატარებლების  $\mu_H$  ჰოლის ძვრადობასა და სხვადასხვა ტიპის რადიაციული დეფექტების წარმოქმნის  $\eta$  ეფექტურობაზე. ჩატარებული გამოკვლევების საფუძველზე ამ ნაშრომების ავტორებმა გამოთქვეს მოსაზრება, რომ კლასტერები შედგება ორი ნაწილისაგან: ცენტრალური ანუ ბირთვებისაგან და პერიფერიული – ანუ გარსებისაგან. კლასტერის ბირთვი შედგება საკუთარი წერტილოვანი სტრუქტურული დეფექტებისაგან (ვაკანსიური ან კვანძთაშორისი ასოციატებისაგან), ხოლო გარსი - მეორადი რადიაციული დეფექტებისაგან (ვაკანსია + მინარეული დეფექტი (A – ცენტრი, E – ცენტრი, დივაკანსია+ჟანგბადის ატომი და ა.შ.)).

თუ კლასტერის ბირთვი შეიძლება განვიხილოთ როგორც დიელექტრიკული ჩანართი, მაშინ უნდა ველოდოდოთ მუხტის ძირითადი მატარებლების ეფექტური ძვრადობის ( $\mu_{\text{eff}}$ ) შემცირებას ნიმუშის ფაქტიური მოცულობის შემცირების გამო [2]. მეორე ზღვრულ შემ-ში, როდესაც ჩანართის წინაღობა მცირეა და შეიძლება იგი უგულვებელვყოთ ნახევარგამტარული მატრიცის წინაღობასთან შედარებით (მეტალური ჩანართი), მაშინ  $\mu_{\text{eff}}$  წარმოადგენს ამ ჩანართების  $f$  მოცულობითი წილის ზრდად ფუნქციას [13].

დიელექტრიკული ჩანართები წარმოადგენენ ვაკანსიური ტიპის, ხოლო მეტალური ჩანართები კვანძთაშორისი ატომებისაგან შემდგარ დეფექტებს [13,14].

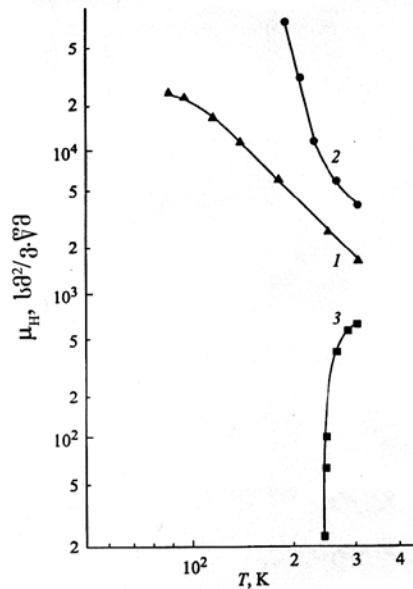
რადიაციული დეფექტების წარმოქმნის ეფექტურობა და ბუნება დამოკიდებულია დასხივების ენერგიასა და მინარეული ატომების მრავალფეროვნებაზე [15].

მოცემულ პარაგრაფში განიხილება 25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივების გავლენა ელექტრონების ჰოლის ძვრადობაზე, რომელიც ნახევარგამტარის ყველაზე უფრო მგრძობიარე პარამეტრია მაღალენერგეტიკული დასხივებისადმი.

ნახ. 1.8 მრუდი 1 შეესაბამება ელექტრონების გაბნევას ფონონებზე საწყის, დაუსხივებელ ნიმუშებში. მრუდები 2 და 3 ნახ. 1.8 წარმოადგენენ  $\mu_H(T)$  დამოკიდებულების მრუდებს  $\Phi = 8,1 \cdot 10^{12}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით დასხივებულ ნიმუშებში. დასხივების



შემდეგ გამოსაკვლევ ნიმუშებში ჰოლის ძვრადობა მნიშვნელოვნად აღემატება ელექტრონების ჰოლის ძვრადობას დასხივებამდე (შეადარეთ მრუდები 1 და 2) და მკვეთრად იზრდება ტემპერატურის შემცირებით.  $90^{\circ}\text{C}$  –ზე დაბალტემპერატურული თერმული დამუშავების და  $300\text{K}$  –ზე 30 დღე-ღამის განმავლობაში დაბერების (დაყოვნების) შემდეგ  $\mu_H(T)$  დამოკიდებულების მრუდის მნიშვნელობა  $300\text{K}$  –ზე გაცილებით ნაკლებია ვიდრე დაუსხივებელ ნიმუშში და ტემპერატურის შემცირებით მკვეთრად მცირდება (იხ. მრუდი 3).



ნახ. 1.8. ელექტრონების ჰოლის ძვრადობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე  $25$  მგევ ენერჯის პროტონების  $\Phi = 8,1 \cdot 10^{12}$   $\text{სმ}^{-2}$  დოზით დასხივებამდე (1) და დასხივების შემდეგ (2,3). 2 – უშუალოდ დასხივების შემდეგ, 3 –  $90^{\circ}\text{C}$  –ზე გამოწვისა და  $30$  დღე-ღამის განმავლობაში  $300\text{K}$  –ზე დაბერების შემდეგ.

ელექტრონების ჰოლის ძვრადობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება საწყის ნიმუშებში მოწმობს, რომ  $77 - 300\text{K}$  ტემპერატურულ ინტერვალში დომინირებს ელექტრონების გაბნევის ფონონური მექანიზმი. ამის გამო  $\mu_H(T)$  დამოკიდებულების მრუდის წანაცვლება ზევით ან ქვევით დასხივების შემდეგ არ შეიძლება ავხსნათ ამა თუ იმ გამბნევი ცენტრების კონცენტრაციის ცვლილებით კრისტალში. ძვრადობის მაღალი მნიშვნელობა დასხივებულ კრისტალებში, რომელიც მივიღეთ ჩატარებული ჰოლის გაზომვების დროს, გვიჩვენებს, რომ დასხივების შედეგად კრისტალის მოცულობაში წარმოიქმნა მატრიცასთან შედარებით მაღალი გამტარებლობის ჩანართები, ომური გადასასვლელით ნახევარგამტარულ მატრიცასთან საზღვარზე. თუ მატრიცასთან შედა-

რებით მაღალი გამტარებლობის ჩანართებს, რომლებიც სავარაუდოდ წარმოადგენენ კვანძთაშორისი ატომების გროვებს, აქვს სფეროს ფორმა, მაშინ ეფექტური ძვრადობა  $\mu_{\text{ფ}}$  გამოითვლება ფორმულით:

$$\mu_{\text{ფ}} = \mu_H \frac{1+3f}{1-6f} \quad (1.15)$$

სადაც  $\mu_H$  ჰოლის ძვრადობაა მატრიცაში,  $f$  – კვანძთაშორისი ატომების გროვების ჯამური მოცულობითი წილი დასხივებულ გამოსაკვლევ ნიმუშში [13]. თუ  $\mu_H$  პარამეტრად მივიღებთ ჰოლის ძვრადობის მნიშვნელობას საწყის ნიმუშში, რომელიც დაახლოებით  $1,4 \cdot 10^3$  სმ<sup>2</sup>/ვ·წმ-ის ტოლია, ხოლო  $\mu_{\text{ფ}}$  პარამეტრად დასხივების შემდეგ ჰოლის გაზომვების შედეგად მიღებულ ძვრადობის მნიშვნელობებს ოთახის ტემპერატურაზე, რომელიც დაახლოებით  $4,4 \cdot 10^3$  სმ<sup>2</sup>/ვ·წმ-ს უდრის, მივიღებთ  $f \approx 0,1$ .

ჩვენს მიერ გამოთვლილი კვანძთაშორისი ატომების გროვების ჯამური მოცულობითი  $f$  წილის მიღებული მნიშვნელობა არ არის საღ აზრს მოკლებული, ვინაიდან დაახლოებით ასეთი მნიშვნელობები მიიღება  $f$  – ისათვის მსუბუქი იონებით დასხივებული სილიციუმის კრისტალებისთვის [16].

ვაკანსიური ტიპის კლასტერები, რომლებიც გარკვეული რაოდენობით მაინც წარმოიქმნებიან გამოსაკვლევ ნიმუშებში, შედგებიან მულტივაკანსიური დეფექტებით გაჯერებული ბირთვებისა და მეორადი რადიაციული დეფექტებისაგან წარმოქმნილი გარსებისაგან. კლასტერების გარსის ფორმირება ხდება კლასტერის ბირთვიდან მონოვაკანსიების მატრიცაში დიფუზიის შედეგად. ამ დროს ისინი კვაზიქიმიურ რეაქციაში შედიან მინარეულ ატომებთან და კლასტერის გარშემო იქმნება მეორადი რადიაციული დეფექტების ფენა. ვაკანსიების მატრიცაში შეღწევის სიღრმე და შესაბამისად კლასტერის გარსის ზომები განისაზღვრება მინარეული ატომების კონცენტრაციით კრისტალის დაუსხივებელ ნაწილში [17]. ჩვენს ექსპერიმენტში მონოვაკანსიების კლასტერიდან გამოსვლისა და მატრიცაში ღრმად შეღწევის მიზნით, დასხივებულ კრისტალებს ვახურებით  $90^{\circ}\text{C}$  – მდე  $10$  წთ-ის განმავლობაში. თერმოდამუშავების ტემპერატურა ლიმიტირებული იყო  $E$  – ცენტრებისა და კლასტერების გამოწვის დაწყების ტემპერატურით –  $100$  და  $200^{\circ}\text{C}$  შესაბამისად [18]. დასხივებული კრისტალების თერმოდამუშავების და  $300\text{K}$  – ზე დაბერების შემდეგ, მონოვაკანსიები ტოვებენ ვაკანსიური ტიპის

კლასტერების ბირთვებს და მიისწრაფვიან კვანძთაშორისი ატომების გროვებისაკენ, რომლებიც დისლოკაციების მსგავსად კრისტალურ მესერში წარმოქმნიან დრეკად დაძაბულობებს. ვაკანსიები შედიან კვანძთაშორისი ატომების გროვების გარშემო არსებულ მინარეულ ატომებთან კვაზიქიმიურ რეაქციაში და ამ გროვების გარშემო წარმოქმნიან მათ მაეკრანირებელ გარსებს. წარმოქმნილი გარსები შედგებიან  $A$  – ცენტრებისაგან,  $E$  – ცენტრებისაგან, დივაკანსიებისაგან და სხვა აქცეპტორული ტიპის მეორადი რადიაციული დეფექტებისაგან, აგრეთვე მალეგირებელი (ფოსფორი) და ფონური (ჟანგბადი, ნახშირბადი) მინარეული ატომებისაგან, რომლებმაც მონაწილეობა ვერ მიიღეს კვაზიქიმიურ რეაქციებში მონოვაკანსიებთან. ვაკანსიების გარკვეული ნაწილი განიცდის რეკომბინაციას მეტალური ჩანართების შემადგენელ კვანძთაშორის ატომებთან. ოთახისა და უფრო დაბალ ტემპერატურებზე აქცეპტორული ტიპის რადიაციული დეფექტები  $n-Si$  კრისტალებში იმუხტებიან უარყოფითად. შესაბამისად, კვანძთაშორისი ატომების გროვები გარდაიქმნებიან გამტარებლობის ელექტრონებისათვის გაუმჭირვალე, გამბნევ კვაზი დიელექტრიკულ ჩანართებად. ამის გამო ექსპერიმენტში, დასხივებულ კრისტალებში დაბერების შემდეგ დაიმზირება მუხტის ძირითადი მატარებლების ძვრადობის ეფექტური მნიშვნელობის მკვეთრი შემცირება (ნახ. 1.8, მრუდი 3).

ძვრადობის მკვეთრი შემცირება მინიმუმით  $\mu_{\text{ფფ}}(T)$  დამოკიდებულების მრუდზე დაიმზირებოდა აგრეთვე პლასტიკურად დეფორმირებული და ჯერ 25 მგევ ენერჯის პროტონების მცირე დოზებით და შემდგომ 2,2 მგევ ენერჯის ელექტრონებით დასხივებულ  $n-Si$  კრისტალებში [19]. კრისტალების ინფრაწითელი სინათლით განათება გაზომვის პროცესში ამცირებდა მინიმუმის სიღრმეს. ამ ნაშრომის ავტორების აზრით გამოვლენილი ეფექტი აიხსნება მეორადი რადიაციული დეფექტების დაგროვებით დისლოკაციებზე დეფორმირებულ, ხოლო კლასტერების გარშემო – დასხივებულ კრისტალებში. მეორადი რადიაციული დეფექტების დაგროვება ხდება ნიმუშების იზოქრონული გამოწვის, ელექტრონებით დასხივებისა და დასხივებული ნიმუშების ბუნებრივი დაბერების დროს.

კვაზიდიელექტრიკული ჩანართების მოცულობითი  $f_1$  წილის სიდიდის შეფასებისათვის უხეში მიახლოებით შეიძლება გამოვიყენოთ (1.15) ფორმულის ანალოგიური ფორმულა:

$$\frac{\mu_{\text{ვგ}}}{\mu_H} \approx \frac{1-f_1}{1+f_1} \quad (1.16)$$

თუ (1.16) ფორმულაში შევიტანთ  $\mu_{\text{ვგ}}$ -სა და  $\mu_H$  – ის ცდისეულ მნიშვნელობებს ( $7 \cdot 10^2$  და  $1,4 \cdot 10^3$  სმ<sup>2</sup>/ვ·წმ შესაბამისად) მივიღებთ  $300K$  – ზე  $f_1 \approx 0,3$ .

ვინაიდან კვაზიდიელექტრიკული ჩანართები წარმოიქმნებიან კვანძთაშორისი ატომების გროვების ბაზაზე, ამიტომ  $f_1$  – ის მიღებული მნიშვნელობა მეტია  $f$  – ზე.

ნიმუშის ტემპერატურის შემცირებით, კვაზიდიელექტრიკული ჩანართების დეფექტებისაგან შემდგარ გარსში იზრდება დამუხტული მეორადი რადიაციული დეფექტების კონცენტრაცია. ეს იწვევს ჩანართების ეკრანირების ხარისხის ზრდას და შესაბამისად,  $\mu_{\text{ვგ}}$ -ის შემცირებას დაბალ ტემპერატურებზე, როგორც ეს ნაჩვენებია ექსპერიმენტალურ მრუდზე (ნახ. 1.8, მრუდი 3).

$240K$  ტემპერატურაზე  $\mu_H = 2 \cdot 10$  სმ<sup>2</sup>/ვ·წმ-ს. შესაბამისად,  $f_1 \approx 0,9$ . ტემპერატურის შემდგომი შემცირებისას ნიმუშის წინაღობა მკვეთრად მატულობს და ელექტრული გაზომვების ჩატარება შეუძლებელი ხდება.

მიღებული შედეგების საფუძველზე შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ მაღალენერგეტიკული პროტონებით დასხივების შედეგად  $n-Si$  კრისტალებში, ვაკანსიური კლასტერების გარდა, წარმოიქმნებიან კვანძთაშორისი ატომების გროვები. ეს მაკროსკოპიული დეფექტები სხვადასხვაგვარად მოქმედებენ მუხტის ძირითადი მატარებლების ჰოლის ძვრადობის ეფექტურ ( $\mu_{\text{ვგ}}$ ) მნიშვნელობაზე. ვაკანსიური ტიპის კლასტერები (დიელექტრიკული ჩანართები) იწვევენ  $\mu_{\text{ვგ}}$ -ის შემცირებას, ხოლო კვანძთაშორისი ატომების გროვები კი – გაზრდას.  $\mu_{\text{ვგ}}(T)$  დამოკიდებულების სიდიდე და სახე (ფორმა) დამოკიდებულია ამ დეფექტების კონცენტრაციათა შეფარდებაზე. 25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივებულ  $n-Si$  კრისტალებში უპირატესად წარმოიქმნებიან კვანძთაშორისი ატომების გროვები, რაც იწვევს  $\mu_{\text{ვგ}}$ -ის ზრდას. პროტონებით დასხივებული ნიმუშების ბუნებრივი დაბერების პროცესში მეტალური ჩანართების გარშემო წარმოიქმნებიან გამტარებლობის ელექტრონებისათვის გაუმჭირვალე უარყოფითად დამუხტული გარსები, რაც იწვევს  $\mu_{\text{ვგ}}$ -ის შემცირებას.

ამგვარად, 25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივების შემდეგ  $n-Si$  კრისტალებში დაიმზირება მუხტის ძირითადი მატარებლების ძვრადობის ეფექტური მნიშ-

ვნილობის  $\mu_{\text{ფ}}$ -ის მკვეთრი ზრდა. ეს ფაქტი წარმოადგენს პირდაპირ ექსპერიმენტულ დადასტურებას, იმისა, რომ ამ პირობებში გამოსაკვლევ ნიმუშებში უპირატესად წარმოიქმნებიან მეტალური ჩანართები. სავარაუდოდ, მეტალური ჩანართები წარმოადგენენ კვანძთშორისი ატომების ან მათი ასოციაციების გროვებს ანუ ე.წ. ატომურ კლასტერებს.

სავარაუდოდ, დასხივებული ნიმუშების თერმული დამუშავებისა ( $T_{\text{ამ}}=90^{\circ}\text{C}$ ) და  $300\text{K}$  –ზე 30 დღე-ღამის განმავლობაში ბუნებრივი დაბერების შემდეგ, მეტალური ჩანართების ანუ ატომური კლასტერების გარშემო წარმოიქმნებიან გამტარებლობის ელექტრონებისათვის გაუმჭირვალე უარყოფითად დამუხტული დეფექტური შრეები, რაც იწვევს ამ ჩანართების გარდაქმნას კვაზიდელექტრიკულ ჩანართებად და შესაბამისად  $\mu_{\text{ფ}}$ -ის მკვეთრ შემცირებას.

რომელი ტიპის ჩანართები წარმოიქმნებიან უპირატესად – მეტალური თუ დელექტრიკული – როგორც ჩატარებულმა გამოკვლევებმა გვიჩვენა, დამოკიდებულია იმ ნაწილაკების ენერგიასა და ტიპზე, რომლითაც ხდება კრისტალების დასხივება.

არ არის გამორიცხული, რომ მსგავსი ეფექტი  $\mu_{\text{ფ}}$ -ის მნიშვნელობის გაზრდა პროტონებით დასხივებულ  $n\text{-Si}$  კრისტალებში – გამოვლინდეს სხვა ენერგიისა და ტიპის ნაწილაკებით დასხივებისას. ზღვრული ენერგიის დადგენა სხვასხვა ტიპის ნაწილაკებისთვის, რომლების ზემოქმედების შედეგად  $n\text{-Si}$  კრისტალში წარმოიქმნებიან მეტალური ჩანართები, წარმოადგენს შემდგომი კვლევის საგანს.

ჩვენს მიერ დადგენილ იქნა, რომ 2 და 8 მგევ ენერგიის ელექტრონებით დასხივებისას  $n\text{-Si}$  კრისტალებში არ წარმოიქმნებიან მეტალური ჩანართები. მათი წარმოქმნა ხდება 25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივების შედეგად.

აქედან გამომდინარე შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ ელექტრონების ენერგიის ზღვრული მნიშვნელობა, რომლის ზემოქმედება  $n\text{-Si}$  კრისტალებში იწვევს მეტალური ჩანართების წარმოქმნას,  $E_{e_{\text{ზღვრ}}}>8$  მგევ-ზე, ხოლო პროტონებისათვის –  $E_{p_{\text{ზღვრ}}}\geq 25$  მგევ.

#### **§1.4 მეტალური ჩანართების რადიუსის განსაზღვრა ძვრადობის ტემპერატურული მრუდების საშუალებით.**

მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემები საშუალებას იძლევა გამოვითვალოთ მეტალური ჩანართების მიერ დაკავებული ჯამური მოცულობა და მათი  $R$  რადიუსი გამოსაკვლევ  $n\text{-Si}$  კრისტალებში.

ეფექტურ გარემოთა თეორიის თანახმად ჰოლის მეთოდით გამოთვლილი ელექტრონების კონცენტრაცია განისაზღვრება მათი კონცენტრაციით შედარებით დაბალი გამტარებლობის მატრიცაში, მაშინ როდესაც ჰოლის ძვრადობის ეფექტური მნიშვნელობა წარმოადგენს მეტაკური ჩანართების  $f$  მოცულობითი წილის ზრდად ფუნქციას

$$\mu_{\text{ვ}}/\mu_H \approx (1+3f)/(1-6f) \quad (1.17)$$

სადაც  $\mu_H$  ჰოლის ძვრადობაა მატრიცაში [13]. ვინაიდან წერტილოვანი რადიაციული დეფექტები ოთახის ტემპერატურაზე სუსტად მოქმედებენ ძვრადობაზე, ამიტომ ძვრადობის მნიშვნელობა დაუსხივებელ კრისტალში, რომელიც  $1,4 \cdot 10^3$  სმ<sup>2</sup>/ვ.წმ-ს ტოლია, შეიძლება გამოვიყენოთ  $\mu_H$  პარამეტრის ნაცვლად. მაღალენერგეტიკული პროტონების  $\Phi = 8,1 \cdot 10^{12}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით დასხივების შემდეგ გამოსაკვლევ  $n-Si$  კრისტალებში  $\mu_{\text{ვ}}=4,5 \cdot 10^3$  სმ<sup>2</sup>/ვ.წმ-ს. თუ ამ მნიშვნელობებს შევიტანთ (1.17) ფორმულაში, მივიღებთ:  $f \approx 0,1$ , რაც არ არის ფიზიკურ აზრს მოკლებული მსუბუქი იონებით დასხივებული  $Si$ -ის კრისტალებისათვის [16,15]. თუ გვეცოდინება მეტალური ჩანართების მოცულობითი წილი  $f$ , შეიძლება განვსაზღვროთ მათი რადიუსი  $R$ . ჩანართების რაოდენობა დასხივებულ ნიმუშში

$$N = VN_r \quad (1.18)$$

სადაც  $N_r$  ჩანართების კონცენტრაციაა, ხოლო  $V$  – გამოსაკვლევი ნიმუშის მოცულობა. ჩანართებით დაკავებული მოცულობა

$$V_1 = Vf \quad (1.19)$$

ერთი ჩანართის მოცულობა

$$V = \frac{V_1}{N} \quad (1.20)$$

თუ (1.20) ფორმულაში შევიტანთ (1.19) და (1.18) ფორმულებით განსაზღვრულ  $V_1$  –სა და  $N$  –ის მნიშვნელობებს, მივიღებთ:

$$V_2 = \frac{Vf}{VN_r} = \frac{f}{N_r} \quad (1.21)$$

თუ დავუშვებთ, რომ ჩანართები სფერული ფორმისაა, მაშინ

$$V_2 = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{f}{N_r} \quad (1.22)$$

აქედან

$$R = \sqrt[3]{\frac{3f}{4\pi N_r}} \quad (1.23)$$

[2,15,16] ნაშრომებში მიღებული შედეგების საფუძველზე, ჩვენი შეფასებით 25 მგევ ენერგიის პროტონების  $\Phi \approx 10^{13}$  სმ<sup>-2</sup> დოზით დასხივებულ *n-Si* კრისტალებში  $N_r \approx 5 \cdot 10^{13}$  სმ<sup>-3</sup>. თუ  $N_r$  – ისა და  $f$  – მნიშვნელობას შევიტანთ (1.23) ფორმულაში, მივიღებთ:

$$R = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot 0,1}{4 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{13} \text{ სმ}^{-3}}} \approx 800 \text{ \AA} = 80 \text{ ნმ}.$$

მიღებული ექსპერიმენტული შედეგები შესაძლებლობას გვაძლევს ვივარაუდოთ, რომ 25 მგევ ენერგიის პროტონებით დასხივების პროცესში *n-Si* კრისტალებში წარმოიქმნებიან ნანოგანზომილებიანი ატომური კლასტერები. ამ ჩანართების გამტარებლობა გაცილებით აღემატება დაუსხივებელი კრისტალის გამტარებლობას და მატრიცასთან გამყოფ საზღვარზე წარმოიქმნიან ომურ კონტაქტს.

როგორც ცნობილია [20-22], ნახევარგამტარული მასალების ლეგირება ატომური კლასტერებით დასხივების გზით წარმოადგენს ნახევარგამტარების თვისებების მართვისა და მათ საფუძველზე მიკრო- და ნანოელექტრონული ხელსაწყოების შექმნის პერსპექტიულ მეთოდს.

მოცემულ თემაში მიღებული შედეგები მოხსენებულ იქნა და გამოქვეყნდა შემდეგ საერთაშორისო კონფერენციაზე:

Пагава Т.А., Чхартишвили Л.С., Беридзе М.Г. и др. Формирование металлических включений в кристаллах n-Si с помощью протонного облучения и определение их радиуса. *Materialy VII miedzynarodowej naukowo-practycznej konferencji "Nauka I Inowacja – 2011"*, 07 – pazdziernika 2011, vol. 15, Fizyka, pp.25-30.

### ლიტერატურა

- [1]. Ж. Бургден, М. Ланно. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М.; «Мир», 1985 г. 231 с.
- [2]. Р.Ф. Коноплева, В.Л. Литвинов, Н.А. Ухин. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. М.; Атомиздат, 1971, 175 с.
- [3]. В.Л. Винницкий, Г.Н. Ерициян, И.Д. Конозенко, М.И. Старчик. Скорость введения

- $\gamma$  – радиационных дефектов в кремнии. ФТП, **2**, 9, 1236 (1968).
- [4]. Kimerling L.G., DeAngelis H.M., Carnes C.P. Rad. Def. in Neutron irradiated Semiconductors. Phys. Rev., 313, 427, (1971).
- [5]. В.Н. Кузнецов, П.Ф. Лугаков. Эффективность введения и природа дефектов в кремнии, облученном высокоэнергетическими протонами. ФТП, **13**, 4, 625 (1979).
- [6]. В.Н. Кузнецов, П.Ф. Лугаков. Влияние температуры облучения протонами 640 МэВ на образование радиационных дефектов в кремнии  $n$  – типа. ФТП, **14**, 10, 1924 (1980).
- [7]. В.В. Емцев, Т.В. Машовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М.; «Радио и Связь», 1981, 248 с.
- [8]. Т.А. Пагава, Н.Т. Бжалава, Н.И. Иайсурадзе, Д.З. Хочолава, Л.С. Чхартишвили. Два канала отжига дивакансий в облученных кристаллах кремния  $n$  – типа. УФЖ, т.55, №11, 1195 (2010).
- [9]. Т.А. Пагава. Зависимость кинетики отжига А-центров и дивакансий от температуры, энергии и дозы облучения. ФТП, **36**, 10, 1159 (2002).
- [10]. Ю.В. Помозов, М.Г. Соснин, Л.И. Хируненко, В.И. Яшник, Н.В. Абросимов, В Шредер, М. Хене. Кислородосодержащие радиационные дефекты в  $Si_{1-x}Ge_x$ . ФТП, **34**, 9, 1030 (2000).
- [11]. В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. Дефекты в кремнии и на его поверхности. М.; «Наука», 1990, 112 с.
- [12]. Read W.T. Dislocations in crystals. Phyl. Mag., **45**, 775 (1954).
- [13]. Е.В. Кучис. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.; «Радио и связь», 1990.
- [14]. И.В. Антонов, С.С. Шаймиев, С.А. Смагулова. Трансформация при отжиге электрически активных дефектов в кремний, имплантированными ионами высоких энергий. ФТП, **40**, 5, 557 (2006).
- [15]. Р.Ф. Коноплева, В.И. Остроумов. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с кремнием. М.; «фтомиздат», 1975.
- [16]. А.Л. Асеев, Л.И. Федина, Д. Хеэль, Х. Барч. Скопления междуузельных атомов в кремнии и германии. Новосибирск, Наука, 1991.
- [17]. Т.А. Пагава, Н.И. Майсурадзе, М.Г. Беридзе. Влияние дозы облучения высокоэнергетическими протонами на подвижность электронов в кристаллах  $n - Si$ . ФТП, **45**, 5, 582 (2011).
- [18]. Физические процессы в облученных полупроводниках, под. редакцией Л.С. Смирнова. Новосибирск, Наука, 1977.



- [19]. Л.С. Милевский, Т.М. Ткачева, Т.А. Пагава. Эффект прилипания и аномальное рассеяние основных носителей на взаимодействующих центрах в пластически деформированном кремнии  $n$  – типа. ЖЭТФ, **69**, 12, 2132 (1975).
- [20]. М.Г. Милвидский, В.В. Чалжышев. Наноразмерные атомные кластеры в полупроводниках – новый подход к формированию свойств материалов. ФТП, **32**, 5, 513 (1998).
- [21]. В.В. Козловский, В.А. Козлов, В.Н. Ломасов. Модифицирование полупроводников пучками протонов. ФТП, **34**, 2, 129 (2000).
- [22]. В.А. Козлов, В.В. Козловский. Легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении протонами и  $\alpha$  – частицами. ФТП, **35**, 7, 769 (2001).