

ვლადიმერ მიქელაშვილი

ნახევარგამტარული სპინტრონიკის ფართოზონიანი
გახსნილი მაგნიტური ნახევარგამტარები

წარმოდგენილია დოქტორის აკადემიური ხარისხის
მოსაპოვებლად

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი
თბილისი, 0175, საქართველო
თვე, 2009

საავტორო უფლება © 2009, ვლადიმერ მიქელაშვილი, 2009 წ.

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტი

ჩვენ, ქვემოთ ხელისმომწერნი ვადასტურებთ, რომ გავეცანით ვლადიმერ მიქელაშვილის მიერ შესრულებულ სადისერტაციო ნაშრომს დასახელებით: "ნახევარგამტარული სპინტრონიკის ფართოზონიანი გახსნილი მაგნიტური ნახევარგამტარები" და ვაძლევთ რეკომენდაციას საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტის სადისერტაციო საბჭოში მის განხილვას დოქტორის აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად.

თარიღი

ხელმძღვანელი: პროფ. პ.კერვალიშვილი

რეცენზენტი:

რეცენზენტი:

რეცენზენტი:

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

2009

ავტორი: ვლადიმერ მიქელაშვილი

დასახელება: ნახევარგამტარული სპინტრონიკის ფართოზონიანი
გახსნილი მაგნიტური ნახევარგამტარები

ფაკულტეტი : ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტი

ხარისხი: დოქტორი

სხდომა ჩატარდა:

ინდივიდუალური პიროვნებების ან ინსტიტუტების მიერ
ზემომოყვანილი დასახელების დისერტაციის 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

ნანო მეცნიერების, როგორც ინტერ-დისციპლინირებული მეცნიერების ძირითად ინსტრუმენტს, წარმოადგენს მანიპულაცია ნანომეტრულ ზომებში, რომლის საშუალებითაც შესაძლებელი გახდა ისეთი ნანოსტრუქტურების შექმნა, რომელთა პარამეტრები განისაზღვრება ქვანტური მექანიკის მასშტაბებში. ნანოსტრუქტურები, რომლებიც შექმნილია მცირე ზღვრული ზომის არაორგანული მყარი სხეულებისაგან - ნახევარგამტარებისაგან თავიანთი ზომისა და დაქვანტვის მაჩვენებლების გამო შესამჩნევად განსხვავდებიან ჩვეულებრივი კრისტალური მდგომარეობებისაგან ელექტრული და ოპტიკური თვისებებით. ამის გამო გაჩნდა სრულიად ახალი მასალების და ხელსაწყოების განვითარების პესპექტივა საინფორმაციო ტექნოლოგიებში, რომლებშიც ელექტრონის მუხტთან ერთად გამოყენებულია ელექტრონის სპინური თავისუფლების ხარისხი, რაც საშუალებას გვაძლევს გავაერთიანოთ ფერომაგნიტური ელემენტები ნახევარგამტარულ ხელსაწყოებში და შევქმნათ სპინტრონული ხელსაწყო, რომლის მოქმედების პრინციპი ეფუძნება ნახევარგანტარში ეფექტურ სპინურ ინჟექციას, სპინის მანიპულაციას, კონტროლსა და გადატანის თვისებებს, ასევე სპინის დეტექტირებას. აქედან გამომდინარე ძირითადი როლი ენიჭებათ ნახევარგამტარებს, რომლებიც გვევლინებიან საუკეთესო სპინურ ინჟექტორებად.

შესავალში განხილულია თემის აქტუალურობა, რაც მდგომარეობს იმაში, რომ გახსნილი მაგნიტური ნახევარგამტარების(გმნ) მრავალშროვანი სტრუქტურები პერსპექტიული ხელსაწყოებია, რომლებიც გამოირჩევიან მაგნიტური მდგომარეობის გარეგანი ელექტრული ველით კონტროლის შესაძლებლობებითა და გიგანტური პლანარული ჰოლის ეფექტით, რომელიც რამდენჯერმე აღემატება სიდიდით ჰოლის ეფექტს მეტალურ ფერომაგნეტიკებში.

დღესდღეობით არ არსებობს სპინ პოლარიზებული ელექტრონების ინჟექციის ეფექტური გზა არამაგნიტურ ნახევარგანტარში. სპინურ ინჟექცია მაგნეტური ნახევარგამტარიდან არამაგნიტურ ნახევარგამტარში გვაძლევს უკეთეს შედეგებს განსაზღვრული შემთხვევებისათვის, თუმცა ოთახის ტემპერატურიდან ძლიერ განსხვავებულ დაბალ ტემპერატურებზე. პრობლემას წარმოადგენს აგრეთვე მივადწიოთ მაღალი T_c ტემპერატურა, თუმცა კიურის ტემპერატურა (III,Mn)V გმნ-ში შეზღუდულია Mn -ის დაბალი ხსნადობისა და დაბალტემპერატურული-მოლეკულური სხივური ეპიტაქსიის ტექნოლოგიის სირთულის გამო.

პირველ თავში განხილულია სპინური მოვლენები ნახევარგამტარებში, სპინური გადატანის მექანიზმები და პრობლემები ფერომაგნეტიკი/ნახევარგამტარის მეტალი/ნახევარგამტარი გადასასვლელებზე.

მეორე თავი თეორეტიკულ ხასიათს ატარებს. მასში განხილულია ფერომაგნეტიზმი (III, Mn)V ტიპის გახსნილ ფერომაგნიტური

ნახევარგამტარებში, სპინტრონული მოვლენების ახსნისათვის გამოყენებული გაცვლითი მექანიზმები და თეორიები როგორებიცაა სპინ-ორბიტალური შეწყვილება, სტონერის გაცვლითი მექანიზმი, ზენერის კინეტიკური გაცვლის მოდელი, არაპირდაპირი გაცვლითი ურთიერთქმედება, რომლის გამოსათვლელად გახსნილ ნახევარგამტარებში გამოიყენება რუდერმან-კიტელ-კასუია-იოსიდა(რკკი) -ს მიახლოება; აგრეთვე სხვადასხვა თორიები(ეფექტური ჰამილტონიანის თორია, $k \cdot p$ მიახლოება).

მესამე თავში შევხებით გახსნილი მაგნიტური შენაერთების სინთეზის მეთოდებს. მოლეკულურ-სხივური ეპიტაქცია(მსე) და მისი მოდიფიკაცია -დაბალ-ტემპერატურული მსე მიუხედავად იმისა, რომ ერთ-ერთი ოპტიმალური მეთოდია ნახევარგამტარული შენაერთების მომზადებისათვის, ფუძემშრის მაღალი ტემპერატურისას მაღალი Mn-ის კონცენტრაციებზე ლეგირებისას ხდება სეგრეგაცია ზედაპირზე დაგროვებით, რაც ქმნის კომპლექსებს ელემენტარული As ატომების შემადგენლობით. მსე-თან ერთად ჩვენს ექსპერიმენტებში გამოყენებულია ბევრად უფრო თანამედროვე სინთეზის ლაზერო-პლაზმური მეთოდები, რომლიც დროსაც დაფენა მოითხოვს გაცილებით დაბალ ტემპერატურებს ვიდრე სხვა გაზრდის ტექნოლოგია. იგი გამოირჩევა მცირე სიხშირული დიაპაზონით, კოჰერენტულობითა და სიმძლავრის მაღალი სიმკვრივით. ამავე თავში შევხებით ფერომაგნიტური ნახევარგამტარების შესასწავლად გამოყენებულ გაზომვებს(ჰოლის ეფექტი, მაგნიტო-ოპტიკური კერის ეფექტი).

მეოთხე თავი ეძღვნება ჩვენს მიერ ჩატარებული სამუშაოების განსჯას და ძირითად შედეგებს. III-V ნაერთების Ga, InGaAs, InAs -ის ეპიტაქსიალური ფირები GaAs-ის ფუზემშრეზე Mn-ის შემცველობით მიღებული იქნა ლაზერო-პლაზმური დაფენის მეთოდებით, რომლებიც უზრუნველყოფენ ფერომაგნიტურ თვისებებს 500K-მდე ტემპერატურულ დიაპაზონში. ჰოლის ეფექტი $N_{Mn} = 13$ და 15 % რენტგენის სპექტრალური შემადგენლობით დაიმზირა InSb:Mn, Ge:Mn და Si:Mn -ის ფირებში. მოუწესრიგებლობები, რომლებიც იქმნებიან ასეთ ფირებში Mn-ის მაღალი კონცენტრაციისას წარმოადგენენ გრანულებს, რომლის შემადგენლობაში შედის Mn-სა და V-ტიპის ელემენტი, როგორიცაა ფერომაგნიტური მასალები MnAs, MnSb.

40-140 მნ სისქის GaSb:Mn - ის ფირები სინთეზირებული იქნა ლაზერული პლაზმური დაფენის მეთოდით. აღმოჩნდა, რომ ხვრელების კონცენტრაციის ერთზე მეტი მაგნიტუდის ცვლილებით ნეჯერობის მაგნეტიზაცია თითქმის იგივე რჩებოდა $M_s = 3.6 - 5.3$ მტ.

მოუწესრიგებლობების 2D სტრუქტურებში და კოლუმბის ფართო დიაპაზონის ფლუქტუაციური პოტენციალის გამოსათვლელად ჩვენ წარმოვადგინეთ GaAs/ δ -Mn/GaAs/ $In_xGa_{1-x}As$ /GaAs ქვანტური სტრუქტურა საკმაოდ მაღალი ძვრადობით ($2000 \text{ სმ}^2 \cdot \text{ვ}^{-1} \cdot \text{წმ}^{-1}$); InMnAs -ის ფირები, რომლებიც გაზრდილი იქნა $X_{Mn} = 0.3-0.5$ და $T_g = 280-330^\circ\text{C}$ პირობებში ამჟღავნებდა ფერომაგნიტურ თვისებებს ოთახის ტემპერატურაზე და 77K-

ზეც. ჩვენ აღმოვაჩინეთ, რომ პულსირებული ლაზერული დამუშავება ხელს უწყობს Mn -მინარევთა არსებით აქტივაციას არა მხოლოდ InMnAs -ის შემთხვევაში, აგრეთვე GaMnAs და GaMnSb - ფირების შემთხვევაშიც, თუმცა ამ არაწონასწორულ პროცესს მივყავართ Mn -აქცეპტორების არაერთგვაროვან განაწილებასთან, რომლის შედეგადაც ვიღებთ მომატებული კონცენტრაციის (გადაგვარებული ან "მეტალური წვეთები") და გაიშვიათებულ კონცენტრაციის (ძლიერ კომპენსირებული) მხარეს.

ექსპერიმენტალურ ნაწილში აღწერილია Ge:Mn, Si:Mn და Si:Fe- ის ფირების GaAs და Al₂O₃ ფუძემდრეზე, აგრეთვე InMnAs, GaMnSb, და GaMnAs ფერომაგნიტური შენაერთების მიღების ექსპერიმენტული მეთოდები დაბალ-ტემპერატურული მოლეკულურ სხივური ეპიტაქსიის, მეტალი-ოქსიდი-ნახევარგამტარი ჰიდრიდული ეპიტაქსიის, ლაზერო-პლაზმური დაფენის, ლაზერული აბლაციის, Nd:YAG პულსირებული ლაზერის ($\lambda = 1.06$ მკმ) გამოყენებით; ფერომაგნიტური რეზონანსი (ფმრ)- შესწავლილი იქნა 0.66 ტ მაგნიტურ ველში 9.3 გკვ სიხშირისას 77-500K ტემპერატურებზე გერეგანი მაგნიტური ველის სხვადასხვა ორიენტაციისას; ფუძემდრეზე, კრისტალის ხარისხი და ფირების ფაზური შემადგენლობა შესწავლილი იქნა რენტგენის დიფრაქციული მეთოდებით DRON-4 დიფრაქტომეტრის გამოყენებით; მაგნეტო-ოპტიკური თვისებები შესწავლილი იქნა გასწვრივი კერის ეფექტის გაზომვებით.

დასკვნის სახით ჩვენ შეგვიძლია განვაცხადოთ, რომ Ge:Mn/GaAs , Si:Mn /GaAs და Si:Fe/Al₂O₃ -ფენებისათვის მაგნიტურ ძალური მიკროსკოპიის მონაცემები 3d -მინარევთა მაღალ ელექტრულ აქტივობასთან ერთად გვიჩვენებს, რომ ფერომაგნეტიზმი გამოწვეულია 3d მინარეული მყარი სხნარით, ვიდრე ფერომაგნიტური ფაზური ჩანართებით.

In_xGa_{1-x}As ქვანტური სტრუქტურისათვის, რომელიც შეიცავს Mn δ - ფენას GaAs - ის მატრიცაში, მოუწესრიგებლობები უკავშირდება ფართო დიაპაზონის ფლუქტუაციურ პოტენციალს, რომელიც გამოწვეულია Mn - ის ატომების არაერთგვაროვანი განაწილებით. დაბალი მაგნიტური ველისას ნიმუშებმა აჩვენა პარამაგნეტური ქცევა. მაღალი ველის დროს (30 ტ-მდე) არაჩვეულებრივი გადანაცვლებული ჰისტერეზისული მრუდი დაიშვირა, რომელიც ხასიათდება გამოყოფილი ფერო და ანტიფერომაგნიტური კუნძულებით.

InMnAs ფირების შემთხვევაში Mn-ის ოპტიმალური კონცენტრაციებისას ანომალური ჰოლის ეფექტი ოთახის ტემპერატურებზე განპირობებულია არა მეორადი ფაზის MnAs -ის ჩანართებით, არამედ InMnAs ნახევარგამტარის ფერომაგნიტური თვისებებით. ამ სისტემებისათვის გამოჩნდა მომატებული ხვრელების კონცენტრაციის ძლიერ-გადაგვარებული არეები (წვეთები), რომლებიც გამოყოფილი იყვნენ კომპენსირებული სპეისერებით, სადაც ხვრელების გადატანა ატარებდა ნახტომისებური ტიპის ხასიათს.

დასასრულს შეგვიძლია ავღნიშნოთ, რომ წარმოდგენილი ექსპერიმენტული მონაცემები გვიჩვენებენ მოუწესრიგებლობების გავლენას გმნ -ის თვისებებზე. მოუწესრიგებლობის ერთ-ერთი მიზეზი გახსნილ

მაგნიტურ ნახევარგამტარებში არის ალბათურად განაწილებული მაგნიტური მინარევის (Mn) მაღალი კონცენტრაცია, რომელიც საჭიროა მძლავრი მაგნეტიზმისათვის.

Abstract

The main applied instrument of nano science, the interdisciplinary science, is control and manipulation on a nanometric scale, which allows the fabrication of nanostructures with the properties mainly determined by quantum mechanics.

Nanostructures constructed from inorganic solids like semiconductors have new electronic and optical properties considerably different from those of the common crystalline state due to their size and quantization effects. For this reason provoked a prospect of development of principally new materials and devices for information technologies operating as charge, and spin degree of freedom of carriers, which allow include ferromagnetic elements into semiconductive devices and thus create the spintonic devices operating principle of which is based on effective spin injection into semiconductor, spin manipulation, control and transport properties, also spin detection. From this, the main role is addressed to the semiconductors being good injectors.

In the introduction the thesis subject actuality value has been discussed, which underscores that the Diluted Magnetic Semiconductors (DMS) such as the possibility of controlling the magnetic state of material with an electric field and the giant planar Hall effect, which exceeds the Hall effect in metal ferromagnets by several orders of magnitude.

There are no effective ways of injection of the spin-polarized current in non magnetic semiconductors at the present moment. The spin injection from magnetic semiconductors in non-magnetic ones gives good results in a number of cases, but while it takes place only at low temperatures, far from room temperature. the main goals in DMS studies is also to reach high T_C values, but Curie temperatures in (III,Mn)V DMS are limited by low solubility of Mn in III-V and by complexity of the LT-MBE (low-temperature molecular-beam epitaxy) technique.

In the first chapter there is reviewing the spin related phenomenon in the semiconductors, spin transfer mechanisms and transfer problems across ferromagnetic metal/semiconductor and metal/semiconductor junctions.

The second chapter is theoretical and deterministic. In this chapter we reviewed the Ferromagnetism in (III,Mn)V DMS, exchange interactions and theories for explaining spintronic phenomenon. This include either spin-orbital coupling, Stoner's exchange mechanism, Zener kinetic exchange model, a generalized Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) approach which is used to calculate indirect Exchange, and different theories (effective Hamiltonian theories, $k \cdot p$ approach).

In the third chapter we explain DMS synthesis methods. In spite of The Molecular-Beam Epitaxy (MBE) and its modification – LT-MBE being one of the optimal method for producing semiconducting alloys, at high substrate temperatures and high Mn concentration phase separation and surface segregation

takes place which creates complexes with As atoms. Together with MBE we use more advanced Laser Plasma Deposition (LPD) methods at which deposition needs more low temperature than other growth technology. Thanks to its narrow frequency bandwidth, coherence and high power density this instrument is used in many scientific research works and experiments. In this chapter are considered the measurement techniques (Hall Effect, Magneto-Optical Kerr Effect) for study ferromagnetic materials.

The forth chapter dedicated to discussing and main results of our work. Epitaxial films of III-V compounds of Ga, InGaAs, and InAs were grown by laser-plasma deposition methods, which exhibited ferromagnetic behavior up to 500K. The pronounced anomalous Hall Effect for InSb:Mn and GaSb:Mn DMS layers with an X-ray spectral content of manganese $N_{\text{Mn}} = 13$ and 15%, was observed for Ge:Mn and Si:Mn layers.

Disorders which take place in such films at high content of Mn, forms grains consisting of a Mn compound with a type V-element, such as MnAs or MnSb, which are ferromagnetic metals. GaSb:Mn Films with thickness 40-140 nm were deposited by means of laser plasma. We have found that the change of hole concentration, by more than one order of magnitude, keeps the value of the saturated magnetization roughly the same for all films in the range $M_s = 3.6\text{-}5.3$ mT.

For calculation of Disorder in 2D structures and Coulomb long-range fluctuation potential we introduced quantum well (QW) structures GaAs/ δ -Mn/GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs with high enough carrier mobility ($2000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$).

InMnAs film structures grown at $X_{\text{Mn}} = 0.3\text{-}0.5$ and $T_g = 280\text{-}330^\circ \text{ C}$ exhibited ferromagnetic properties both at room temperature and at 77 K. We have found that the pulsed laser annealing promotes the substantial activation of the Mn impurities (the increase of the holes concentration) not only in case of InMnAs, but also for GaMnAs and GaMnSb films.

However, this nonequilibrium process leads to the non-uniform distribution of Mn acceptors causing the appearance of areas both with the increased hole concentration (degenerated or “metallic droplets”) and with reduced that (strongly compensated region).

In the experimental part there are described Ge:Mn, Si:Mn and Si:Fe films on GaAs or Al_2O_3 substrate, also InMnAs, GaMnSb, and GaMnAs ferromagnetic alloys’ synthesis experimental methods by means of low-temperature MBE, metal-oxide-semiconductor hydride epitaxy, laser plasma deposition, laser ablation, Nd:YAG impulsive laser ($\lambda = 1.06 \text{ mkm}$) method. Ferromagnetic resonance (FMR) were studied at 77-500K, 9.3 GHz frequency, by different orientations of external (0.66T) magnetic field. Substrate, crystal quality and phase composition of the samples were studied by X-ray diffractive methods using DRON-4 diffractometer. Magneto-optical properties were studied by longitudinal Kerr effect.

As a conclusion we can declare that for Ge:Mn/GaAs, Si:Mn/GaAs and Si:Fe/Al₂O₃ films magnetic force microscopy measurements together with high electrical activity of 3D impurity shows ferromagnetism to be provoked by 3D solid solution rather than ferromagnetic phase conclusion.

For In_xGa_{1-x}As quantum wells with a Mn δ -layer in a GaAs matrix the disorder related to the long range fluctuation potential caused by nonuniform distribution of Mn atoms. At low magnetic fields sample exhibited paramagnetic behavior. In high fields the unusual shifted hysteresis loop is observed, attributed to the coexistence of separated ferro- and antiferromagnetic islands.

In the case of InMnAs films with optimal Mn concentrations anomalous Hall effect is caused by InMnAs ferromagnetic properties not by secondary phase MnAs conclusions. For this system strongly degenerated areas (droplets) with the increased holes concentration is appeared, separated by the compensated spacers, where the holes transport has the hopping character.

At the end it should be emphasized that the presented experimental data shows the effect of disorder in the properties of dilute magnetic semiconductors. The main reason for disorder in dilute magnetic semiconductors is the very high concentration of randomly distributed magnetic impurities (Mn), which is needed to provide sufficiently strong magnetism.

შინაარსი

შესავალი	18
1. სპინ-ელექტრული მოვლენები ნახევარგამტარებში	26
1.1. სპინ-პოლარიზებული გადატანა	29
1.2. სპინური გადაცემა მეტალი/ნახევარგამტარი საზღვარის გასწვრივ.....	35
2. (III, Mn)V ტიპის გახსნილი ფერომაგნიტური ნახევარგამტარები.....	41
2.1. ფერომაგნეტიზმის საწყისები.	44
2.2. სპინტორნული მოვლენების ახსნისათვის გამოყენებული გაცვლითი მექანიზმები და თეორიები	50
2.2.1. სპინ-ორბიტალური შეწყვილება	51
2.2.2. სტონერის გაცვლითი მექანიზმი.....	53
2.2.3. ზენერის კინეტიკური გაცვლის მოდელი.....	53
2.2.4. ეფექტური ჰამოლტონიანის თეორია	55
2.2.5. არაპირდაპირი გაცვლითი მექანიზმი გახსნილ მაგნეტურ ნახევარგამტარებში	57
2.2.6. სხვა გაცვლითი ურთიერთქმედებები.....	60
3. გახსნილი ნახევარგამტარული შენაერთების სინთეზი და გაზომვები .	61
3.1. მაგნიტური ნახევარგამტარების სინთეზის მეთოდები	61
3.1.1. მოლეკულურ-სხივური ეპიტაქსია	61
3.1.2. ფერომაგნიტური მასალების სინთეზი პულსირებული ლაზერის გამოყენებით	63
3.2. ფერომაგნიტური ნახევარგამტარების შესასწავლად გამოყენებული გაზომვები	66
3.2.1. ჰოლის ეფექტი	66
3.2.2. მაგნიტო-ოპტიკური კერის ეფექტი	69
3.2.3. ფერომაგნიტური რეზონანსის გაზომვები	73
4. ძირითადი შედეგები და მათი განსჯა.....	75
4.1. ფერომაგნეტიზმი ლაზერული მეთოდით მიღებულ აღმასისებრ ნახევარგამტარების GaSb, InSb, Ge და Si -ის თხელ ფირებში	75
4.2. მაგნიტური მოუწესრიგებლობების ეფექტები მაგნიტურ დისკრეტულ სტრუქტურებში და მათი გავლენა მუხტის გადატანით თვისებებზე	84

4.2.1.	ანომალური ჰოლის ეფექტი GaMnSb ფირებისათვის და სტრუქტურული მოუწესრიგებლობები.....	85
4.2.2.	მოუწესრიგებლობები 2D სტრუქტურებში და კოლუმბის ფართო დიაპაზონის ფლუქტუაციური პოტენციალი.....	89
4.2.3.	ელექტრონ-სპინ რეზონანსის გაზომვები და გაცვლითი მექანიზმი.....	94
4.3.	ფერომაგნეტიზმი InMnAs -ის ფირებში ოთახის ტემპერატურებზე.....	96
4.4.	ლაზერული დაფენით შექმნილი InMnAs -ის ფირების გადატანითი თვისებები მაღალ მაგნიტურ ველში	99
5.	ექსპერიმენტული ნაწილი	110
6.	დასკვნა	114
	გამოყენებული ლიტერატურა	118

ცხრილების ნუსხა

ცხრილი 4.1 . ალმასისებრი გმნ ფენების პარამეტრები (შედარებულია მაგნეტური ნახევარგამტარების უწინ ცნობილ სიდიდეებთან ოთახის ტემპერატურაზე მაღალ ტემპერატურებზე).....78

ცხრილი 4.2. ნიმუშის ტექნოლოგიური და ფიზიკური პარამეტრები(M ალნიშნავს მეტალურ, ხოლო I- გამტარებლობის აქტივაციურ ტიპს).....92

ნახაზების ნუსხა

ნახ. 1.1. მდგომარეობათა სიმკვრივის ილუსტრაცია სპინ პოლარიზებული გადატანისას ფერომაგნეტურიდან(ფმ) პარამაგნეტურ(პმ) მეტალში.....	30
ნახ. 1.2. დენის შენახვის ილუსტრაცია ფერომაგნეტიკი/ნახევარგამტარის საკონტაქტო არესთან, რომელიც წარმოდგენილია სპინზე დამოკიდებული ქიმიური პოტენცილით, ორივე (ა)გასასასვლელის ნულოვანი წინააღმდეგობითა და (ბ)გასასასვლელის განსაზღვრული წინააღმდეგობით.	32
ნახ. 1.3. Fe/GaAs შოტკის ბარიერის ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი.....	39
ნახ. 2.1. ზემოთ: ჩანაცვლების MnGa და კვანძთაშორისი MnI ატომები GaAs- ში. ქვემოთ: Mn-ის ორი e_g 3d და სამი t_{2g} 3d ორბიტალები.....	48
ნახ. 2.2. გარდამავალ მეტალთა დონორთა(D(0/+)) და აქცეპტორთა (A(0/-)) დონეების მიახლოებითი პოზიციები. აქცეპტორთა მდგომარეობები, რომლებიც აღნიშნულია A_1 და ღრმა A_2 დონეებით მიღებულია სპინ-რეზონანსის ექსპერიმენტით GaP:Mn -თვის და ფოტოემისიის მომაცემებით (GaMn)As-თვის შესაბამისად	49
ნახ. 2.3. ლოკალიზებული სპინები(ისრები) თხელი დონორის ან აქცეპტორის ახლოობაში.....	58
ნახ. 2.4. გაცვლა ორი თხელი ორბიტალის მეშვეობით: (ა) ძირითადი გეომეტრია, (ბ) ნულოვანი გაცვლა, რომელიც განპირობებულია ერთი სპინის იზოლირებით, (გ) ფერომაგნეტური გაცვლა და (დ) ანტიფერომაგნეტური გაცვლა.....	59
ნახ. 3.1. მოლეკულურ-სხივური ეპიტაქსიის დანადგარის სქემა.....	61
ნახ. 3.2. პულსირებული ლაზერული დაფენის სქემატური გამოსახულება.....	64
ნახ. 3.3. ჰოლის ელემენტის სქემატური გამოსახულება.....	67
ნახ. 3.4 . მოკე-ს გეომეტრიები.....	70
ნახ. 3.5. ოპტიკური გეგმა პოლარული მოკე-სთვის	71
ნახ. 4.1. ფმრ სპექტრი (ა)GaSb:Mn/GaAs, (ბ)Ge:Mn/GaAs, და (გ) Si:Mn/GaAs ნიმუშების, რომლებიც ორიენტირებულია მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულად სხვადასხვა ტემპერატურებზე (აღნიშნულია მრუდებთან ახლოს); ვერტიკალური ღერძი (მასშტაბი არაა ნაჩვენები, ფარდობითი ერთეულები) წარმოადგენს ფმრ აბსორბციის სპექტრის პირველი რიგის წარმოებულის Y' ამპლიტუდას.....	79
ნახ. 4.2. ფმრ აბსორბციის სპექტრის პირველი წარმოებული 50 მნ სისქის Si:Mn და 75 მნ სისქის Ge:Mn ფირებისათვის ოთახის ტემპერატურაზე. რიცხვები წირების თავზე აღნიშნავენ გრადუსებში კუთხეებს ნიმუშის სიბრტყესა და მაგნიტურ ველს შორის.....	81

- ნახ. 4.3 .** 50 ნმ სისქის Si:Fe -ის ფმრ სპექტრი, რომელიც დაფენილია საფირზე განსხვავებული ტემპერატურებისას (კელვინი, აღნიშნულია მრუდებზე). მაგნეტური ველი პარალელურია ნიმუშის სიბრტყის.....82
- ნახ.4.4.** გმნ ფენების ზედაპირთა აძმ ტოპოგრაფია (ა,გ) და მძმ სურათები (ბ,დ) GaAs -ის ფიზეშრეზე. (ა,ბ)- თვის GaSb:Mn/GaAs ჩარჩოს ზომაა 2.5×2.5 მკმ², ხოლო (გ,დ) -თვის SiMn/GaAs -- 5×5 მკმ²83
- ნახ. 4.5 ა.** (Ga,Mn)Sb ნუმუშის ელექტრონულ დიფრაქციული სურათი. გადიდებული არე გვიჩვენებს {440} მატრიცის და MnSb -ის {220} რეფლექსებს.....85
- ნახ. 4.5 ბ.** (Ga,Mn)Sb -ის ელექტრონული მიკროსკოპიის სურათი, რომელიც მატრიცაში გრანულების დემონსტრირებას ახდენს.....86
- ნახ. 4.6.** ჰოლის წინააღმდეგობის მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულება GaMnSb/GaAs სტრუქტურებისათვის: 1, $p=5 \times 10^{20}$ სმ⁻³, $T_s = 200$ °C; 2, $p=1.5 \times 10^{20}$ სმ⁻³, $T_s = 200$ °C; 3, $p=3 \times 10^{19}$ სმ⁻³, $T_s = 440$ °C.....87
- ნახ. 4.7.** ქვანტური სტრუქტურის კონფიგურაციული სურათი.....90
- ნახ. 4.8.** წინააღმდეგობის ტემპერატურული დამოკიდებულება ნიმუშებისათვის ა, ბ, გ.....92
- ნახ.4.9.** ბ) ნიმუშისათვის მაგნიტური ველის დამოკიდებულება მაგნიტურ მომენტებზე.....93
- ნახ. 4.10.** InMnAs ფირების ზედაპირების წინააღმდეგობის დამოკიდებულება, სხვადასხვა დაფენის ტემპერატურებზე. $X_{Mn} = 0.5$97
- ნახ. 4.11.** ორ ტემპერატურაზე გაზომილი InMnAs ფირების მაგნიტური ველის დამოკიდებულება ჰოლის წინააღმდეგობაზე. InMnAs ფირების სისქე შეადგენდა 460 ნმ, $T_g = 3200$ C, $X_{Mn} = 0.33$. სკანირებული ფართი 4×4 მკმ.....98
- ნახ. 4.12.** სპეციფიური წინააღმდეგობის ტემპერატურული დამოკიდებულება InMnAs -ის ფირებში. ჩასმული ნახაზი გვიჩვენებს იგივე დამოკიდებულებას კოორდინატებში $\ln(\rho_{xx}) - (1/T)^{1/4}$100
- ნახ. 4.13.** ჰოლის წინააღმდეგობის მაგნიტურ ველთან დამოკიდებულება InMnAs -ის ფირებში სხვადასხვა ტემპერატურებზე : 1 – $T=25$ K, 2 – $T=40$ K, 3 – $T=88$ K. ჩანართი გვიჩვენებს RH (B) წირს $T=25$ K-ზე გადიდებულ მასშტაბში.....101
- ნახ. 4.14.** სპეციფიური წინააღმდეგობის მაგნიტურ ველთან დამოკიდებულება InMnAs -ის ფირებში განსხვავებულ ტემპერატურებზე : 1 – $T=25$ K, 2 – $T=40$ K, 3 – $T=88$ K. ჩანართი გვიჩვენებს მაგნეტოწინააღმდეგობის მრუდს $T=4.2$ K-ზე.....103
- ნახ. 4.15.** ხვრელების გადატანის სქემატური გამოსახულება InMnAs -ში.....105
- ნახ. 4.16.** ნორმალიზებული მრუდები, რომლებიც აღწერენ ასიმეტრიული წინააღმდეგობის $R_a(B) = [R_{xy}(B) + R_{xy}(-B)]/2$ მაგნეტური ველის დამოკიდებულებას $T = 25$ K -ზე (მრუდი 1) და $T = 40$ K (მრუდი 2) გრძივი წინააღმდეგობის $R_{xx}(B)$ მრუდთან ერთად $T = 25$ K (მრუდი 3).....108

დისერტაციაში გამოყენებული აბრევიატურები

აბმ	ატომურ-ძალური მიკროსკოპია
აჰე	ანომალური ჰოლის ეფექტი
გმგ	გვირაბული მაგნიტური გადასასვლელი
გმნ	გახსნილი მაგნიტური ნახევარგამტარი
გმწ	გიგანტური მაგნიტური წინააღმდეგობა
დტ-მსე	დაბალ-ტემპერატურული მოლეკულურ სხივური ეპიტაქსია
ესრ	ელექტრონულ სპინური რეზონანსი
კპმ	კოჰერენტული პოტენციალური მიახლოება
ლპდ	ლაზერული პლაზმიდან დაფენა
ლსმ	ლოკალური სიმკვრივის მიახლოება
მეედ	მაღალი ენერგიის ელექტრონული დიფრაქცია
მოაფე	მეტალ-ორგანული აორთქლების ფაზური ეპიტაქსია
მოკე	მაგნიტო-ოპტიკური კერის ეფექტი
მონ	მეტალ-ოქსიდ-ნახევარგამტარი
მოქად	მეტალ-ოქსიდი ქიმიურად აორთქლებით დაფენა
მდშ	მაგნიტური დისკრეტული შენაერთი
მსე	მოლეკულურ-სხივური ეპიტაქსია
მფ	მონოფენა
მმმ	მაგნეტურ ძალური მიკროსკოპია
პლდ	პულსირებული ლაზერული დაფენა
პმ	პარამაგნეტური
რკკი	რუდერმან-კიტელ-კასუია-იოსიდა
სფთ	სიმკვრივე-ფუნქციონალური თეორია
უმწ	უარყოფითი მაგნეტოწინააღმდეგობა
ფემ	ფოტოელასტიკური მოდულატორი
ფმრ	ფერომაგნიტური რეზონანსი
ქს	ქვანტური სტრუქტურა
2Dეა	ორ განზომილებიანი ელექტრონული აირი

მადლიერება

მინდა მადლიერება გამოვხატო საერთაშორისო სამეცნიერო ტექნოლოგიური ცენტრის(ISTC) მიმართ, რომელმაც დააფინანსა პროექტი - “Spin-polarized transport in ferromagnetic semiconductors” #G-1335, რომლის ბაზაზეც ჩემი უშუალო მონაწილეობით შესრულდა წინამდებარე სამუშო.

მინდა მადლობა მოვუხადო ამავე პროექტის მენეჯერს და ჩემ სამეცნიერო ხელმძღვანელს, პროფ. **პაატა კერვალიშვილს** გაწეული წვლილისათვის.

შესავალი

ნანო მეცნიერების, როგორც ინტერ-დისციპლინირებული მეცნიერების ძირითად ინსტრუმენტს, წარმოადგენს მანიპულაცია ნანომეტრულ მასშტაბებში, რომლის საშუალებითაც შესაძლებელი გახდა ისეთი ნანოსტრუქტურების შექმნა, რომელთა პარამეტრები განისაზღვრება ქვანტური მექანიკის მასშტაბებში. ეს დარგი მოიცავს ნანო სპინტრონიკის, სპინტრონული მასალების წარმოებისა და ნანო სპინელექტრონული გამზომი ხელსაწყოების შექმნასა და ტექნოლოგიების განვითარებას.

ნანოსტრუქტურები, რომლებიც შექმნილია მცირე ზღვრული ზომის არაორგანული მყარი სხეულებისაგან - ნახევარგამტარებისაგან თავიანთი ზომისა და დაქვანტვის მაჩვენებლების გამო შესამჩნევად განსხვავდებიან ჩვეულებრივი კრისტალური მდგომარეობებისაგან ელექტრული და ოპტიკური თვისებებით.

ნანოსპინელექტრონიკა, ემყარება რა მაგნიტური ნახევარგამტარების გამოყენებას, წარმოადგენს მეცნიერებისა და ინჟინერიის ახალ სფეროს. ამის მიზეზია სრულიად ახალი მასალების და ხელსაწყოების განვითარების პესპექტივა საინფორმაციო ტექნოლოგიებში, რომლებშიც ელექტრონის მუხტთან ერთად გამოყენებულია ელექტრონის სპინური თავისუფლების ხარისხი, რაც საშუალებას გვაძლევს გავაერთიანოთ ფერომაგნიტური ელემენტები ნახევარგამტარულ ხელსაწყოებში და ამგვარად მოვახდინოთ მონაცემთა ინტეგრირება მაგნიტურ მეხსიერებაში. რამდენადაც ელექტრონის სპინი წარმოადგენს ქვანტურ-მექანიკურ თავისუფლების ხარისხს, ქვანტური ინტერფერენციული ეფექტები შესაძლებელია გამოყენებული იქნას ხელსაწყოებში, რომელთაც მივყავართ ქვანტური კომპიუტერის შექმნისაკენ[1].

მეცნიერთა დიდი ძალისხმევა მიმართულია სპინ-პოლარიზებული გადატანის შესწავლისაკენ ნანოზომის მრავალშროვანი სტრუქტურებში, რომლებიც შეიცავენ ფერომაგნიტური მეტალისა და არამაგნიტური ნახევარგამტარის მონაცვლეობით ფენებს. სპინტრონული ხელსაწყო

მოქმედების პრინციპი ეფუძნება ნახევარგანტარში ეფექტურ სპინურ ინჟექციას, სპინის მანიპულაციას, კონტროლსა და გადატანის თვისებებს, ასევე სპინის დეტექტირებას. აქედან გამომდინარე ძირითადი როლი ენიჭებათ ნახევარგამტარებს, რომლებიც გვევლინებიან საუკეთესო სპინურ ინჟექტორებად. სპინ-პოლარიზებული დენის გადატანის რეალიზაცია ახალ შესაძლებლობებს გვიხსნის მყარი სხეულების ელექტრონიკაში. მაგალითად, სპინ-პოლარიზებული ლუმინესცენციის მოვლენა საშუალებას გავძლევს შევქმნათ მაღალი სიხშირის დიოდები, რომელთა გამოსავალი მახასიათებლები იცვლება გარეგანი მაგნიტური ველით, ანდა ახალი თაობის ვიწრო მილიმეტრული და სუბმილიმეტრული ტალღის დიაპაზონის ხელსაწყოების შექმნა გვძლევს მოდულირებულ და მაგნიტური ველით სიხშირე რეგულირებად გენერატორებს, გამაძლიერებლებს, მიმღებებსა თუ ფილტრებს.

გიგანტური მაგნიტოწინააღმდეგობის (გმწ) ეფექტის აღმოჩენამ 1988 წელს ფერტისა და კოლეგების მიერ [2] სპინტრონიკის განვითარებას დასაბამი დაუდო. ეს მოვლენა დაიმზირა თხელ ფირებზე დაკვირვებისას, რომლებიც შედგებოდა არამაგნიტური მეტალისა და ფერომაგნეტიკის მონაცვლეობითი შრეებისაგან. აღმოჩნდა, რომ არამაგნიტური ფენის სისქის ცვლილებასთან დამოკიდებულად ადგილი ქონდა მაგნიტური ფენების ფერომაგნეტიკურ და ანტიფერომაგნეტიკურ ურთიერთქმედებას, მაგნიტური ფენის ანტიფერომაგნეტიკური მდგომარეობა განიცდიდა ფერომაგნეტიკური მდგომარეობაში გარდაქმნას გარეგანის ველის გავლენით. ელექტრონთა მაგნიტური მომენტების პარალელურად თანამიმართულების შემთხვევაში, გამტარებლობის ელექტრონების გაზრდა მინიმალურია, რაც იწვევს მასალის მცირე ელექტრულ წინააღმდეგობას და სპინ-პოლარიზებული ელექტრონების არამაგნეტიკური მასალაში გავლისას სპინური კოჰერენტულობის შენარჩუნებასთან ერთად არ გვაქვს მაგნიტური მომენტების კარგვა ანუ ადგილი აქვს ”სპინურ გადატანას”.

რამდენიმე ელექტრული ტექნოლოგიების კომპანიამ, IBM -ის ჩათვლით, ახლახანს განაცხადეს მეხსიერების ხელსაწყოთა განვითარების შესახებ (ე.წ. MRAM), რომელიც შეიცავდა გვირაბულ მაგნიტური გადასასვლელისაგან (გმგ) და უზრუნველყოფდა არა მარტო გაზრდილ მახსოვრობის სიმკვრივეს, არამედ მეხსიერების მაღალ დაშვების სიჩქარეს და მონაცემთა სრულად შენახვის შესაძლებლობას ენერგიისაგან დამოუკიდებლად. ასეთი პირველი ინდუსტრიული დიზაინის ხელსაწყო ბაზარზე 2003 წელს გამოჩნდა. თუმცა, მის ნაკლოვანებას წარმოადგენდა მცირე ინტეგრაციის მასშტაბი, რომელსაც განაპირობებდა დამატებითი მმართველი ტრანზისტორების გამოყენების აუცილებლობა. ასეთი ლიმიტაციის დაძლევა დღესდღეობით უკავშირდება ნახევარგამტარული სპინტრონიკის განვითარებას და სახელდობრ, სპინური ტრანზისტორების შექმნას. ამ შემთხვევაში სპინტრონულ ანალოგებს შეუძლიათ არა მარტო გადართონ ან დეტექტირება მოახდინონ ელექტრული და ოპტიკური სიგნალების, არამედ გააძლიერონ ისინი და მრავალფუნქციური გახადონ ხელსაწყო.

ფერომაგნიტური ნახევარგამტარების მრავალშროვანი სტრუქტურები პერსპექტიული ხელსაწყოებია, რომლებიც გამოირჩევიან მაგნიტური მდგომარეობის გარეგანი ელექტრული ველით კონტროლის შესაძლებლობებითა და გიგანტური პლანარული ჰოლის ეფექტით, რომელიც რამდენჯერმე აღემატება სიდიდით ჰოლის ეფექტს მეტალურ ფერომაგნეტიკებში. სუპერ გიგანტური ტუნელური მაგნეტო-წინააღმდეგობის ეფექტი პირველად დაიმზირა ეპიტაქსიალურ სტრუქტურებში $(\text{GaAs})\text{As}/\text{GaAs}/(\text{Ga,Mn})\text{As}$ [3]. დღესდღეობით არ არსებობს სპინ პოლარიზებული ელექტრონების ინჟექციის ეფექტური გზა არამაგნიტურ ნახევარგამტარში. სპინურ ინჟექცია მაგნეტური ნახევარგამტარიდან არამაგნიტურ ნახევარგამტარში გვადლევს უკეთეს შედეგებს განსაზღვრული შემთხვევებისათვის [4], თუმცა ოთახის ტემპერატურიდან ძლიერ განსხვავებულ დაბალ ტემპერატურებზე.

მნიშვნელოვანი კვლევები ამ პრობლემების გადაწყვეტისათვის მიმართულია გახსნილი მაგნიტური ნახევარგამტარებისაკენ(გმნ) და აქედან მაგნეტური დისკრეტული შენაერთებისაკენ(მდშ),რომლებიც გვევლინებიან შესაფერის მასალებად და კარგ ინჟექტორებად. გმნ-ზე მეცნიერთა ყურადღება შეაჩერა ახალმა კრიტიკული ტემპერატურის $T_c = 110$ K მნიშვნელობამ, რომელიც მიღებული იქნა GaMnAs-სთვის. გამოყენებული იქნა ვირტუალური კრისტალური მიახლოების თეორეტიკული მოდელი მაგნიტურ ნახევარგამტარებში გადატანის და მაგნეტურ თვისებებზე მოუწესრიგებლობების გავლენის შესასწავლად. ბოლცმანის განტოლება ბორნის მიახლოებასთან ერთად გაბნევის შესაფასებლად გვამღებს ანიზოტროპიული მაგნიტური წინააღმდეგობის ეფექტის შეფასებას 12%-ით. ძირითად გასაღებს კინეტიკური და მაგნეტური ანიზოტროპიული ეფექტების ახსნისათვის წარმოადგენს ძირითადი ნახევარგამტარის სავალენტო ზონაში მძლავრი სპინ-ორბიტალური შეწყვილება.

არადიაგონალური გამტარებლობის კოეფიციენტების ყველაზე გასაოცარი თვისება, რომელსაც ადგილი აქვს (GaMn)As და გმნ -ის სხვა არსენიდებსა თუ ანტიმონიდებში, არის დიდი ანომალური ჰოლის ეფექტი, რომელიც განპირობებულია სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედებით. მეტალებში სტანდარტული დაშვება არის ის, რომ ანომალურ ჰოლის ეფექტი წარმოიშობა სპინ-ორბიტალური შეწყვილების კომპონენტით ზონათა კვაზინაწილაკებსა და კრისტალურ დეფექტებს შორის ურთიერთქმედების დროს.

დღესდღეობით გმნ-ის ე.წ. დისკრეტული მაგნიტური შენაერთები ყველაზე უპირატესი მასალებია სპინური ინჟექციის პრობლემის გასადაწყვეტად[4,5]. ეს შენაერთები მოიცავენ მაგნეტური იონების ქვეფენების(მაგ.Mn) პერიოდულ სისტემას ,რომელთა ქვემოწონოვნა მოთავსებულია - მაგნიტური სუპერმესრის შემქმნელ ნახევარგამტარულ ფენებს შორის, არამაგნეტური ნახევარგამტარის (GaAs,GaSb,InAs) მატრიცაში, მაგალითად: Mn/GaAs ან Mn/GaSb. ამ შემთხვევაში გვაქვს

ალბათურად განაწილებული როგორც Mn -ის იონები, ისე მარგანეცემცველი შრეების MnAs (ან MnSb)-ის 2D მაგნეტური კუნძულები. ასეთ სისტემებში შესაძლებელია არა მარტო "ფერომაგნეტური მეტალი - არამაგნეტური ნახევარგამტარი" საზღვრის ხარისხის კონტროლი, არამედ მუხტის გადამტანთა კონცენტრაციის მართვა და მაგნეტური მოწესრიგებულობის ტიპის ცვლილება. დისკრეტული შენაერთები შეიძლება მივაკუთვნოთ ალბათურ მაგნეტურ სისტემებს, რომლებიც შეიცავენ მაგნეტური ფაზის მტკიცე არაჰომოგენურ განაწილებებს ქვემონოფენებში.

გასხნილი მაგნეტური ნახევარგამტარების (გმნ) ალმასისებრი კრისტალები, რომლებიც ლეგირებული არიან 3d რკინა-ჯგუფის მინარევებით ხასიათდება ფერომაგნეტური 3d-იონური სპინური მოწესრიგებით. ფერომაგნეტური მეტალებისაგან უპირატესად ეს გმნ-ი მინარევთა შემადგენლობის ცვლილების მანიპულირებით ხასიათდებიან სპინური პოლარიზაციის სრული ხარისხით[6]. სპინური დიფუზიის სიგრძე შეიძლება გაზრდილი იქნას მუხტის გადამტანთა მაღალი ძვრადობისა და სრულყოფილი კოვალენტური კავშირის მესერის არსებობის ხაჯზე. პრაქტიულად მიმზიდველია გამოვიყენოთ ყველაზე უფრო ზოგადი სილიციუმის ტექნოლოგია, იმისათვის რათა ვაწარმოოთ გმნ-ის ალმასისებრი ნახევარგამტარები, რომლებიც ძირითადად ემყარება Ge და Si. სპინტრონიკული გამოყენებისათვის მნიშვნელოვანია გამოვიყენოთ ალმასისებრი ფირების დაფენის საყოველთაო ტექნოლოგია, რათა მიღწეული იქნას გმნ-ის არამაგნეტური ნახევარგამტარული საკონტაქტო ზონა მაქსიმალური სპინური ინჟექციის ეფექტურობით გმნ-დან არამაგნეტურ ნახევარგამტარში და მინიმალური დეფექტებით.

გმნ, რომლებიც ეფუძვნებიან ალმასისებრ კრისტალებს და ლეგირებული არიან 3d- რკინა-ჯგუფის მინარევებით, ამავედროულად უზრუნველყოფენ 3d-იონთა სპინების ფერომაგნეტურ მოწესრიგებულობას. თავდაპირველად დანილოვმა და სხვებმა [6,7] წარმოადგინეს გმნ-ული

GaSb:Mn და InSb:Mn -ის 30-100 ნმ სისქის ეპიტაქსიალური ფენები ~ 500 K კიურის ტემპერატურით(InAs:Mn -სთვის არანაკლებ 77K), რომლებიც ლაზერული სინთეზით იქნა ნაწარმოები.Si და Ge წარმოადგენს ფართოდ გავრცელებულ სილიციუმის მყარსხეულოვანი ელექტრონიკის მასალებს, რაც ერთობ მიმზიდველს ხდის მათ სპინტრონიკაში გამოყენების თვალსაზრისით.

III-Mn-V ტიპის გმნ ის ინტერესი მას შემდეგ გაიზარდა, რაც აღმოჩენილი იქნა ფერომაგნეტიზმი $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -ის ფირებში კიურის ტემპერატურით $T_c \approx 7.5$ K [8]. ეს მაგნიტური ნახევარგამტარები ადვილად შეიძლება იქნან შექმნილი კრისტალური GaAs- ის ფუძემდებზე, რაც საშუალებას გვაძლევს განვაკითხოთ ახალი სპინტრონული ხელსაწყოები [8,9].

დმშ -ში შესაძლებელია არა მარტო ”ფერომაგნეტიკი-არამაგნეტური ნახევარგამტარი” საზღვრის ხარისხის კონტროლი, არამედ ვმართოთ მუხტის გადამტანების კონცენტრაცია და მაგნიტური მოწესრიგების ტიპი. დმშ-ში შეიძლება ჩაითვალოს როგორც ალბათური მაგნიტური სისტემები სადაც ადგილი აქვს მაგნიტური ფაზის ძლიერ არაჰომოგენურ (არაერთგვაროვან) განაწილებას ქვე-მონოფენებში.

დმშ-ის შესწავლის ერთ-ერთ ძირითად მიზანს წარმოადგენს მივაღწიოთ მაღალი T_c ტემპერატურა, თუმცა კიურის ტემპერატურა (III,Mn)V დმშ -ი შეზღუდულია Mn -ის დაბალი ხსნადობისა და დტ-მსე(დაბალტემპერატურული-მოლეკულ სხივური ეპიტაქსია) ტექნოლოგიის სირთულის გამო. ნაჩვენებია, რომ $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ფენების შემთხვევაში Mn -ის ოპტიმალური კონცენტრაციაა $x \approx 0.05 - 0.06$. კიურის ტემპერატურამ ამ ფირებისათვის $p = 3.5 \cdot 10^{20} \text{ სმ}^{-3}$ ხვრელების კონცენტრაციისას მიაღწია 110K.-ს[10]. ახლახანს T_c სიდიდე გაიზარდა 160K [11] და მიუახლოვდა შესაძლებელ თორეტიკულ ზღვარს[12].

მაღალი Mn კონცენტრაციებისას($N_{\text{Mn}} \approx 10^{21} \text{ სმ}^{-2}$) III-Mn-V სისტემები წარმოადგენენ ძლიერ მოუწესრიგებელ გარემოს, რომლეთა მოწესრიგების

პარამეტრი დაკავშირებულია არა მარტო Mn დონორების ალბათურ განაწილების ხასიათთან, არამედ Mn -ის მატასტაბილური დონორებით გამოწვეულ ძლიერ კომპენსაციასა და ზრდის დეფექტების გავლენასთან.

ჩვეულებრივ Mn -ი III-V ნახევარგამტარებში მოქმედებს როგორც მაგნეტური მინარევი, და აგრეთვე აქცეპტორი, რომელიც ჩაენაცვლება Ga -ის იონებს, თუმცა მაღალი კონცენტრაციებისას იგი იკავებს დონორულ კვანძთაშორის პოზიციებს. მაღალი კონცენტრაციებისას Mn-ი ქმნის V ელემენტთან 2D მაგნიტურ მარცვლოვან კუნძულებს. ამგვარად საქმე გვაქვს 3 ტიპის მოუწესრიგებლობასთან:

- 1- სტრუქტურული -სხვადასხვა ფაზის მარცვლოვანი სტრუქტურები;
- 2 - მაგნიტური - მაგნეტური იონების არაერთგვაროვანი განაწილება იწვევს ლოკალური მაგნიტური მომენტების ფლუქტუაციას;
- 3 -ელექტრული - დამუხტული მინარევების არაერთგვაროვან განაწილებას მიჰყვარს ფლუქტუაციურ პოტენციალამდე.

მასალათა მონოფენების(მფ) გაერთიანება გამოყენებულია სხვადასხვა ტიპის ციფრული შენაერთების და ეგრეთწოდებული δ-ლეგირებული ნახევარგამტარების შექმნისათვის. მოცემულ შემთხვევაში Mn-ი ჩაენაცვლება III ჯგუფის ელემენტს როგორც აქცეპტორი. ამ შემთხვევაში მიიღება MnAs ქვემნოწოფენები GaAs ან InAs -ში, ან MnSb – GaSb -ში. ასეთი სტრუქტურების უპირატესობაა, რომ ციფრულ შენაერთში მუხტის გადამტანები ურთიერთქმედებენ როგორც სტრუქტურათა მაგნეტურ, ისე ნახევარგამტარულ კომპონენტებთან, როგორცაა ელექტრული თვისებების შემთხვევა არამაგნეტურ ციფრულ შენაერთში. ეს ერთგვარი კონტრასტია 3D ნალექებთან, რომლებიც ჩამაგრებულები არიან III-V სტრუქტურებში, რომელთათვისაც როგორც ჩანს ადგილი არ აქვს მუხტის გადამტანთა ურთიერთქმედებას ფერომაგნეტიზმთან.

წინამდებარე სამუშოს მიზანს წარმოადგენს Mn- ით ლეგირებული მაღალი კიურის ტემპერატურის Si,Ge,GaAs,GaSb,InGaAs გახსნილი ფერომაგნიტური მასალების მიღება მეტალ-ოქსიდ-ნახევარგამტარული

(მონ) დაჰიდრატებით, მოლეკულურ სხივური ეპიტაქსიით(მსე) და ლაზერო-პლაზმური დაფენით(ლპდ) GaAs და Al_2O_3 ფუძეშერეზე სინთეზის ოპტიმალური პირობების ძიებით. შექმნილი ნიმუშების კვლევა ჰოლის ეფექტის, ფერომაგნიტური რეზონანსის, დამაგნიტების, მაგნიტო-ოპტიკური კერის ეფექტის და სხვა გაზომვებით, რათა შესწავლილი იქნას სპინური პოლარიზაციის, გადატანის ეფექტურობის და მაგნეტური მოუწესრიგებლობების მოვლენები ამ ნიმუშებში.

1. სპინ-ელექტრული მოვლენები ნახევარგამტარებში

სპინტრონიკას ანუ სპინურ მოვლენებზე დამყარებულ ელექტრონიკას სხვაგვარდ მაგნიტოელექტრონიკასაც უწოდებენ. ის წარმოადგენს ინტერდისციპლინირებულ მეცნიერებას, რომელიც ემყარება მაგნიტური და გახსნილი ნახევარგამტარების გამოყენებას და აფართოებს ინფორმაციის დამუშავების სიჩქარეს. ეს არის მოწინავე ტექნოლოგია, რომელიც ექსპლოატირებას უწევს ელექტრონების მუხტთან ერთად მათ სპინურ თვისებებს - დეტექტირებად მცირე მაგნიტურ ენერგეტიკულ მდგომარეობებს, რომლებიც ხასიათდებიან სპინი - $\frac{1}{2}$ და სპინი $\frac{1}{2}$ ქვანტური დონეებით. სპინტრონიკის მნიშვნელობა განპირობებულია ახალი ტიპის ენერგეტიკულად დამოუკიდებელი მახსოვრობის ელემენტების (MRAM), ქვანტური ერთეულოვან ელექტრული ლოგიკური სტრუქტურების და ულტრა მაღალი ჩაწყობის სიმკვრივის მონაცემთა ინფორმაციული გადამტანების შექმნისა და განვითარების ერსპექტივებით.

კლასიკური ხელსაწყოებისაგან განსხვავებით სპინტრონიკულ ხელსაწყოებში ელექტრული მუხტის გარდა ჩართულია სპინებიც, რომლებიც კონტროლდება გარეგანი მაგნიტური ველით და ახდენენ ელექტრონთა პოლარიზებას, რომლებიც თავის მხრივ აკონტროლებენ ელექტრულ დენს.

თანამედროვე ინტეგრალურ სქემები 100ნმ ფართზე შეიცავენ მილიად ტრანზისტორს. ეს ფართი 500-ჯერ მცირეა ვიდრე ჩვენი თმის დიამეტრი. მურის კანონის მიხედვით ჩიპში ელემენტთა რაოდენობა ორმაგდება დაახლოებით ყოველი 18 თვის შემდეგ. მაგრამ არსებობს ზღვარი, რომლის მიღწევის შემდეგ ფიზიკურად შეუძლებელია მუხტზე დამოკიდებული ხელსაწყოების ზომების შემცირებაც თუ არ გამოვიყენებთ მუხტთა სპინურ მდგომარეობებს და სპინზე დამოკიდებულ მოვლენებს.

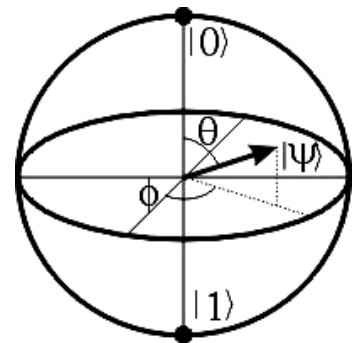
რამდენადაც პაულის პრინციპიდან გამომდინარე ორი შეწყვილებული ფერმიონის ქვანტურ - მექანიკური ტალღური ფუნქცია უნდა იყოს ანტისიმეტრიული, ორ ელექტრონს არ შეუძლია ერთდროულად

დაიკავოს ერთი და იგივე ქვანტური მდგომარეობა და შესაბამისად არ შეიძლება ქონდეს ერთნაირი სპინი.

ქვანტურ კომპიუტერებში ბიტი შეცვლილია ქვანტური ბიტით ანუ სხვაგვარად ქიუბიტით, ხოლო მნიშვნელობები ქვანტური ორდონიანი სისტემის ნულოვანი ($|0\rangle$) და პირველადი ალგზნების ($|1\rangle$) დონეებით. იმ დროს, როდესაც კლასიკურ კომპიუტერებში ინფორმაცია შენახულია ბიტურ ფორმაში, რომელთაც შეიძლება 2 მნიშვნელობა ქონდეს - 0 ან 1, ყველა მდგომარეობა $|\Psi(t)\rangle = a(t)|0\rangle + b(t)|1\rangle$ შეიძლება გამოყენებული იქნას ინფორმაციის დაშიფვრისათვის ქიუბიტში. აქ ფაქტი წარმოშობს მასიურ პარალელიზმს ხდება რა ორი ძირითადი მდგომარეობის სუპერპოზიცია,

$$|\Psi\rangle = \cos \theta |0\rangle + e^{i\phi} \sin \theta |1\rangle$$

რაც შეიძლება წარმოვადგინოთ სფეროზე წერტილების სახით. რაღაც შეხედულებით ქიუბიტი შესაძლოა იყოს 0 და 1 მდგომარეობებში ერთდროულად, თუმცა ჩვენ არ შეგვიძლია ავღწეროთ n ქიუბიტის მდგომარეობა n წერტილებით სფეროზე (n კომპლესური რიცხვები), თუმცა საჭიროა ყურადღება გავამახვილოთ $2^n - 1$ კომპლესურ რიცხვებზე. უფრო ნათლად, ქვანტური სისტემის აღწერა ექპონენციალურად რთულდება ნაწილაკთა ზრდასთან ერთად.



სპინტრონიკის ან სხვაგვარად მაგნეტოელექტრონიკის საწყისები გვაბრუნებენ 1988 წელს, როდესაც ალბერტ ფერტმა [2] პარიზში და პიტერ გრიუნბერგმა იულიხში [13] ჩაატარეს ექსპერიმენტი, სადაც დენი გადიოდა ფერომაგნეტურ ფირებში, რომლებიც არამაგნეტური მეტალური სპეისერით იყო გამოყოფილი. მაგნეტიზაციის ფარდობითი ცვლილებით ამ ფირებში ფერომაგნიტურიდან ანტიფერომაგნიტურამდე ხდებოდა წინააღმდეგობის გიგანტურად ცვლილება, რამაც საფუძველი დაუდო გიგანტურ მაგნიტო წინააღმდეგობის(გმწ) ეფექტს. გმწ შესაძლებელს ხდიდა ორ მდგომარეობიანი მაგნიტური კონფიგურაციის (პარალელური ან

ანტიპარალელური, რომელიც ასიცირდება 0 ან 1 ბიტთან) ინფორმაცია ელექტრულად ან სხვაგვარად გარდაეცმნა სპინური ინფორმაცია ელექტრულად.

მალე, ამ აღმოჩენის შემდგომ ექსპერიმენტებში არამაგნეტური მეტალური სპეისერი შეიცვალა არამაგნიტური იზოლატორით. ამ წესით სპინ-პოლარიზებული ელექტრონები "ტუნელირებდნენ" ერთი ფერომაგნიტური მასალიდან მეორეში იზოლატორული ბარიერის გავლით და მაგნეტიზაციის ფარდობითი ცვლილება იწვევდა წინააღმდეგობის დამოკიდებულებას. ამ სისტემას ეწოდა გვირაბული მაგნიტურ გადასასვლელი(გმგ) და ეფექტს - გვირაბული მაგნიტური წინააღმდეგობა. გმწ სისტემებისაგან განსხვავებით გმგ სისტემა ამჟღავნებდა ძაბვის დიდ ვარდნას გმგ გასწვრივ მეორე ფერომაგნეტიკში და მუშაობდა მცირე ელექტრულ დენზე. დღესდღეობით ენერგეტიკულად დამოუკიდებელი მაგნიტური ოპერატიული მეხსიერებები (MRAM) შექმნილია გმგ-ების მწკრივისაგან სპეციალური გამოყენებისათვის. სპინური ტრანზისტორებში სპინ-პოლარიზებული ელექტრონები ინჟექტირებული არიან მაგნიტური წყაროდან და მათი მანიპულაცია და კონტროლი ხდება სანამ ისინი მოხვდებიან მაგნიტურ არხში. ასეთი ტიპის ხელსაწყოებში გამოყენებულია არა მარტო ელექტრონის მუხტის თვისება, არამედ ელექტრონის სპინური თავისუფლების ხარისხი ხელსაწყოს მენიპულირებისათვის.

ნახევარგამტარული სპინტრონიკის ერთ-ერთ ასპექტს წარმოადგენს სპინ-პოლარიზებული გადატანის გამოყენების შესაძლებლობა ფერომაგნეტი/ნახევარგამტარის კონტაქტისას სპინური ინჟექციისათვის. ეფექტური სპინური ინჟექციისათვის მნიშვნელოვანია მივიღოთ ზოგადი წარმოდგენა სპინ პოლარიზებული გადატანის მექანიზმებზე.

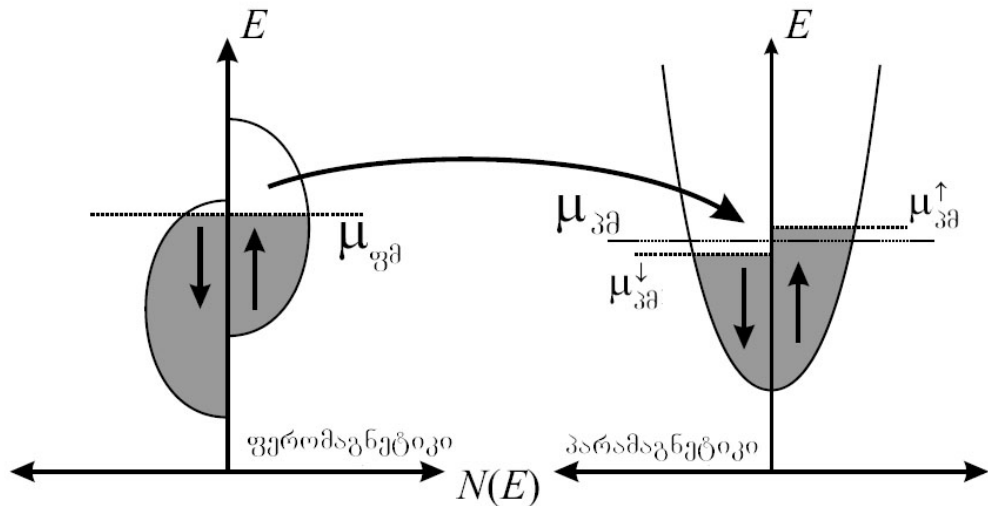
არსებობს ორი ზოგადი მიახლოება სპინის ინჟექციისა და დეტექტირებისათვის: სპინ პოლარიზებული გადატანის და ცირკულარულად პოლარიზებული ოპტიკის გამოყენებით. გადატანითი მიახლოება ეფუძნება სპინზე დამოკიდებულ გადატანის შესაძლებლობას

ფერომაგნეტიკისა და ნახევარგამტარის კონტაქტის გამყოფი საზღვართან. ამ წესით სპინ პოლარიზებული გადამტანები უნდა ინჟექტირებულ იქნან ფერომაგნეტიდან გადატანითი მოძრაობით, ან დეტექტირებულ იქნან გადატანითი მოძრაობით ფერომაგნეტში, რომელიც ეფექტი ძლიერდება სპინური ფილტრაციის მექანიზმით. მეორე მხრივ, ოპტიკური მიახლოება ეფუძნება კუთხური მომენტების გადატანას ცირკულარულად პოლარიზებულ ფოტონებსა და მუხტის გადამტანებს შორის ნახევარგამტარში. სპინ პოლარიზებული გადამტანები შესაძლოა ინჟექტირებული იქნან ცირკულარულად პოლარიზებული ფოტო აღზნების მეშვეობით და დეტექტირებული - გამოსხივებული სინათლის ცირკულარული პოლარიზაციით ან ფარადეის როტაციით.

1.1. სპინ-პოლარიზებული გადატანა

ადრეულ ექსპერიმენტებში სპინ პოლარიზებული გადატანა ისწავლებოდა მეტალურ სტრუქტურებში სპინურ ინჟექციებზე. ხდებოდა შესწავლა სპინ პოლარიზებული ელექტრონების შესაძლო ინჟექციების ფერომაგნეტიდან პარამაგნეტურ მეტალში, რომელიც ხასიათდებოდა ძაბვის ვარდნით მეორე ფერომაგნეტში. ეფექტის ასეთი გაგება ემყარებოდა სპინ დამოკიდებულ გამტარებლობას, რომელიც გამოწვეული იყო ფერომაგნეტის მდგომარეობათა სიმკვრივის სპინთა სპონტანური პოლარიზაციით, როგორც ეს აღნიშნულია ნახ. 1.1 -ზე. ეს გახდა ყველაზე გამოსაცნობი სურათი, რომელიც იგნორირებას ახდენდა საკონტაქტო ზედაპირის როლს სპინური ინჟექციის მექანიზმში.

ნახაზზე ფერომაგნეტიკს გააჩნია შიდა სპინური პოლარიზაცია, რომელიც მოცემულია მდგომარეობათა სპინზე დამოკიდებული სიმკვრივით, რაც ზრდის სპინზე დამოკიდებულ გამტარებლობას. ეს დაშვებულია სპინ პოლარიზებული ელექტრონების ინჟექციისათვის პარამაგნეტიკში, რას იწვევს ქიმიური პოტენციალის μ სპინურ დაყოფას[14].



ნახ 1.1. მდგომარეობათა სიმკვრივის ილუსტრაცია სპინ პოლარიზებული გადატანისას ფერომაგნეტიკურიდან(ფმ) პარამაგნეტიკურ(პმ) მეტალში.

რამდენიმე მცდელობა იქნა გამოქვეყნებული სპინთა ინჟექციასა და დეტექტირების პრობლემებზე ფერომაგნეტიკი/ნახევარგამტარი სტრუქტურებში ჰამარმა და თანამშრომლებმა შეისწავლეს სპინური ინჟექცია NiFe -დან InAs ქვანტურ სტრუქტურაში, გააერთიანეს რა რაშბას სპინური დაყოფა დეტექტირებისათვის[15]. დამზერილი ეფექტი 0.9% -ს შეადგენდა და დისკუსიის საგნად ხდიდა ამ ეფექტს გამოყენებისათვის. შემდგომში კვლევები ხორციელდებოდა სპინური სარქველის გამოყენებით, სადაც ორ ფერომაგნიტურ ინჟექტორსა და დეტექტორს შორის კეთდებოდა წინაღობის გაზომვები. თუმცა გაუმჯობესება 0.2 % -ს შეადგენდა. ამ ექსპერიმენტებმა საფუძველი ჩაუყარა სპინური ინჟექციის თეორეტიკულ გამოკვლევებს ფერომაგნეტიკი/ნახევარგამტარი სისტემებისათვის.

მარტივი დიფუზიური მოდელი სპინ პოლარიზებული გადატანისათვის ფერომაგნეტიკი/ნახევარგამტარი საზღვარისთვის შემოგვთავაზა შმიდტმა და თანამშრ., რომელიც ეყრდნობა ფუნდამენტალურ დაბრკოლებათა შეფასებას, რომლისაც ადგილი აქვს ჩვეულებრივ მეტალურ ფერომაგნეტსა და ნახევარგამტარს შორის გამტარებლობის ღრეჩოს არსებობით[16]. მათი სამუშაო იყო განშტოება სონისა და თანამშრ., სამუშაოების, რომლებიც სპინ პოლარიზებული გადატანის დიფუზიურ

მოდელს ეყარებოდნენ დენის გარდაქმნის იდეით მეტალურ საკონტაქტო ზედაპირთან.[17]. ეს ძირითადი მიახლოება გულისხმობს ორი დენის მოდელს ელექტროქიმიური პოტენციალით $\mu^{\uparrow,\downarrow}$ და დენის სიმკვრივით $j^{\uparrow,\downarrow}$ (თვითოეული სპინის მიმართულებისათვის) და დაკავშირებულია ომის კანონით

$$\partial\mu^{\uparrow,\downarrow} = -\frac{e}{\sigma^{\uparrow,\downarrow}} j^{\uparrow,\downarrow}, \quad (1.1)$$

სადაც $\sigma^{\uparrow,\downarrow}$ - სპინზე დამოკიდებული გამტარებლობაა. პოტენციალური სხვაობა ორ სპინის მიმართულებას შორის განისაზღვრება დიფუზიური განტოლებით

$$\frac{\mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow}}{\tau_{sf}} = D \frac{\partial^2(\mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow})}{\partial x^2}, \quad (1.2)$$

სადაც D - დიფუზიური მუდმივაა, და τ_{sf} - სპინური რელაქსაციის სიჩქარე. ეს მიახლოება ეფუძვნება დიფუზიურ გადატანას დიდი სპინური კოჰერენტულობის სიგრძით, იმის გამო რომ გვექნება კარგად განსაზღვრული ელექტროქიმიური პოტენციალი $\mu^{\uparrow,\downarrow}$. მიჩნეულია, რომ ფერომაგნეტიკს გააჩნია შიდა სპინური პოლარიზაცია, რომელიც მოიცემა

$$\alpha = \frac{\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow}}{\sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow}}, \quad (1.3)$$

და დიფუზიური მუდმივა საშუალოდ ტოლია

$$D = \frac{(1+\alpha)D^{\uparrow} + (1-\alpha)D^{\downarrow}}{2}, \quad (1.4)$$

ამოცანის გადაწყვეტისათვის ომის კანონი დავწეროთ სრული დენის სიმკვრივისა და გამტარებლობისათვის

$$\frac{\partial\mu_0}{\partial x} = -\frac{e}{\sigma} j \quad (1.5)$$

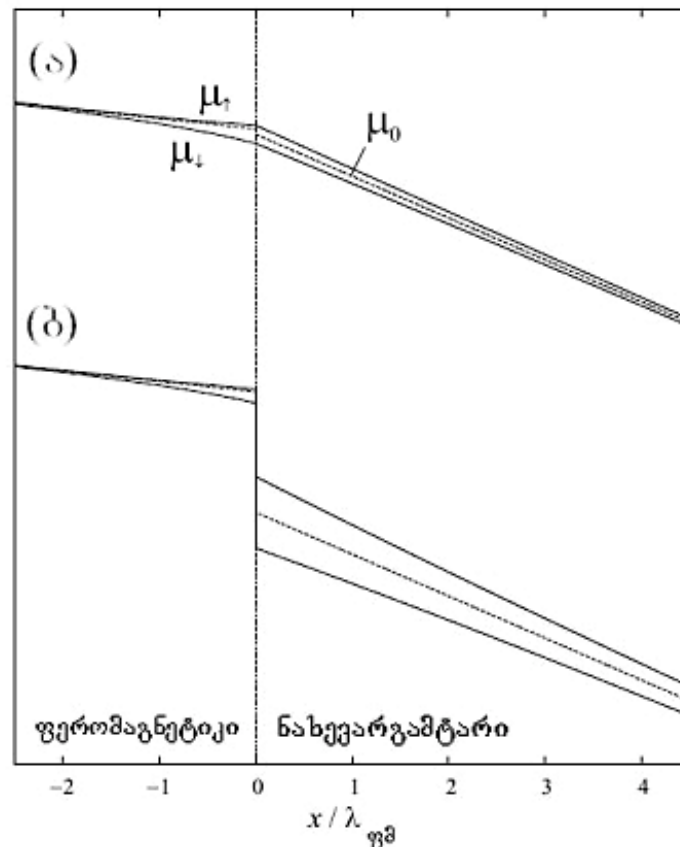
სადაც საშუალო ელექტროქიმიური პოტენციალი

$$\mu_0 = \frac{(1+\alpha)\mu^{\uparrow} + (1-\alpha)\mu^{\downarrow}}{2}, \quad (1.6)$$

სანამ პოტენციალური სხვაობა $\mu^\uparrow - \mu^\downarrow$ განიცდის ექსპონენციალურ შემცირებას სპინური განარბენის სიგრძის მასშტაბზე

$$\lambda = \sqrt{D\tau_{sf}} \quad (1.7)$$

სათანადო საზღვრული პირობები სპინური ინჟექციისათვის ნახევარგამტარის მოცულობაში, არის შიდა სპინური პოლარიზაცია ფერომაგნეტის მოცულობის სიღრმეში და ნულოვანი სპინური პოლარიზაცია ნახევარგამტარის მოცულობის სიღრმეში დენის შენახვით (არანაირი სპინური გაბნევა) საკონტაქტო ზედაპირზე. ეს მდგომარეობა აღწერილია ნახ. 1.2ა- ზე.



ნახ. 1.2 დენის შენახვის ილუსტრაცია ფერომაგნეტიკი/ნახევარგამტარის საკონტაქტო არესთან, რომელიც წარმოდგენილია სპინზე დამოკიდებული ქიმიური პოტენცილით $\mu^{\uparrow,\downarrow}$ ორივე (ა)გასასასვლელის ნულოვანი წინააღმდეგობითა და (ბ)გასასასვლელის განსაზღვრული წინააღმდეგობით.

ნახაზიდან ჩანს, რომ საშუალო ქიმიური პოტენციალს გააჩნია წრფივი ხასიათი, როგორც ჩანს ომის კანონიდან (1.5). ამას გარდა პოტენციალური სხვაობა ორი სპინის მიმართულებებისათვის

ექსპონენციალურ ხასიათს ატარებს, როგორც ნაჩვენებია (1.2) განტოლებაში. უფრო სიცხადისათვის პარამეტრები შერჩეულია შემდეგნაირად: $\alpha=0.6$, $\lambda_{\text{ნ}} / \lambda_{\text{ფ}} = 5$, $\sigma_{\text{ნ}}^{-1} / \sigma_{\text{ფ}}^{-1} = 4$ და (ბ)-ზე - $\beta = 0.4$ და $R_0 / (\sigma_{\text{ფ}}^{-1} \lambda_{\text{ფ}}) = 10$.

დენის სპინური პოლარიზაციისათვის გადასასვლელის გასწვრივ ვიღებთ

$$P = \frac{I^{\uparrow} - I^{\downarrow}}{I^{\uparrow} + I^{\downarrow}} = \frac{\alpha}{1 + \Gamma}, \quad (1.8)$$

$$\Gamma = (1 - \alpha^2) [(\lambda_{\text{ნ}} / \sigma_{\text{ნ}}) / (\lambda_{\text{ფ}} / \sigma_{\text{ფ}})] \quad (1.9)$$

განტოლებიდან აშკარაა, რომ დიდი Γ -კოეფიციენტისას დენის პოლარიზაცია ჩაიხშობა ამ კოეფიციენტის მიერ შიდა სპინ პოლარიზებულ ფერომაგნიტურ α -სთან მიმართებაში. ნახევარგამტარებს გააჩნიათ რამდენი რიგით დიდი წინააღმდეგობა ვიდრე ჩვეულებრივ ფერომაგნეტებს, რომლებსაც მეორე მხრივ სპინური განარბენის სიგრძე უფრო ნაკლები აქვთ, ვიდრე უმრავლესობა ნახევარგამტარებს. ამგვარად Γ -კოეფიციენტი იქნება დიდი, გარდა თუ ფერომაგნეტიკის შიდა სპინური პოლარიზაცია ერთნაირია.

შმიდტმა და თანამშრომლებმა გამოიყენეს სპინური სარქველის კონფიგურაცია ორი ფერომაგნიტური კონტაქტით. იმის დაშვებით, რომ გვაქვს მცირე სპინური გაბნევები ნახევარგამტარში, ფერომაგნეტა შორის მანძილი L განსაზღვრავს ნახევარგამტარის ეფექტურ წინაღობას და $\lambda_{\text{ნ}}$ შეიცვლება $L/2$ -ით. Γ -კოეფიციენტისათვის გვექნება

$$\Gamma = (1 - \alpha^2) [(L/2 / \sigma_{\text{ნ}}) / (\lambda_{\text{ფ}} / \sigma_{\text{ფ}})] \quad (1.10)$$

ფარდობითი წინაღობის ცვლილება პარალელურ და ანტიპარალელური კონფიგურაციებისათვის მოიცემა

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\alpha^2}{1 + \Gamma / (1 - \alpha^2) + \Gamma^2}, \quad (1.11)$$

წინამდებარე დისკუსია გამორიცხავს გადასასვლელის წინაღობის შესაძლებლობას, რომელიც ორიგინალურად წარმოდგენილია რაშბას მიერ[18]. მან გამოაქვეყნა გამტარებლობის ღრეზოს შესაძლო პრობლემის

გადაწყვეტა, რაც მდგომარეობს მაღალომიანი სპინური შერჩევითი კონტაქტების გამოყენებაში(ე.წ გვირაბული სპეისერები). თუ გამოვრიცხავთ გადასასვლელზე გაბნევებს, მაშინ გადასასვლელის წინააღმდეგობა $R^{\uparrow,\downarrow}$ აღძრავს პოტენციალურ გადანაცვლებას გადასასვლელზე, რომელიც მოიცემა

$$\Delta\mu^{\uparrow,\downarrow} = -eR^{\uparrow,\downarrow}j^{\uparrow,\downarrow} \quad (1.12)$$

გადასასვლელის წინააღმდეგობას მიჩნეულია, რომ აქვს სპინური პოლარიზაცია

$$\beta = -\frac{R^{\uparrow} - R^{\downarrow}}{R^{\uparrow} + R^{\downarrow}}, \quad (1.13)$$

გადასასვლელის სრული წინააღმდეგობა

$$R_0 = \frac{R^{\uparrow}R^{\downarrow}}{R^{\uparrow} + R^{\downarrow}} \quad (1.14)$$

ეს მდგომარეობა გამოსახულია ნახ.1.2 ბ -ზე. დენის სპინური პოლარიზაცია გადასასვლელის გასწვრივ მოიცემა

$$P = \frac{I^{\uparrow} - I^{\downarrow}}{I^{\uparrow} + I^{\downarrow}} = (\beta + \alpha \Gamma_{\text{ფფ}})/(1 + \Gamma_{\text{ფფ}} + \Gamma_{\text{ფბ}}), \quad (1.15)$$

$$\Gamma_{\text{ფფ}} = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \alpha^2)R_0} (\lambda_{\text{ფფ}} / \sigma_{\text{ფფ}}) \quad (1.16)$$

$$\Gamma_{\text{ფბ}} = \frac{1 - \beta^2}{R_0} (\lambda_{\text{ფბ}} / \sigma_{\text{ფბ}}) \quad (1.17)$$

ამით აისახება ის, რომ დენის პოლარიზაცია ძირითადად მოიცემა წინააღმდეგობის პოლარიზაციისა β და შიდა პოლარიზაციის α ჯამით (ნორმალიზებულია $\Gamma_{\text{ფფ}}$ -ით), გამტარობის ღრეჩოს პრობლემა ამოხსნილია თუ გადასასვლელის წინააღმდეგობა R_0 გაცილებით დიდია ვიდრე ფერომგანეტიკისა და ნახევარგამტარის.

დიფუზიური მოდელი წარმოადგენს კონცეპტუალურ ხედვას, რომლის მიხედვითაც გადატანა არის როგორც წრფივი პასუხი, თუმცა გვირაბული გადატანისას ის წარმოადგენს ძალზედ არაწრფივ პროცესს, რომელსაც გავლენის მოხდება შეუძლია სპინთა პოლარიზაციაზე,

ბალისტიკური მექანიზმები სრულიად გამორიცხულია, რადგან ადგილი აქვს ამ შემთხვევაში ზონათა გადაფარვებს გადასასვლელზე. სხვადასხვა სპინური ზონები ფერომაგნიტში სხვადასხვა ძალით ეწყვილებიან ზონებს ნახევარგამტარში.

1.2. სპინური გადაცემა მეტალი/ნახევარგამტარი საზღვარის გასწვრივ

ყველაზე პირდაპირი გზა სპინური პოლარიზაციის ელექტრულად შესაქმნლად არის სპინური ინჟექცია ანუ სპინ-პოლარიზებული მუხტის გადამტანების ინჟექცია. ფერომაგნიტურ მეტალი/ნახევარგამტარი სისტემებში ამის გაკეთება ცოტა რთულია. შმიდტმა და თანამშ. -ბმა წარმოადგინეს მარტივი ანალიზი, რომელიც ამ მოვლენისათვის საკმაოდ კარგ ახსნას გვაძლევს. ის ნათლად აღწერს თუ რატომ გვაძლევს ფერომაგნიტური მეტალი/ნახევარგამტარ -ში სპინური ინჟექცია მხოლოდ 1%-ს

თეორია ეფუძნება იმ დაშვებას, რომ სპინური გაბნევა ხდება ძალიან მცირე დროში, ვიდრე სხვა ელექტრული გაბნევის მოვლენები. ამ დაშვებით ორი ელექტროქიმიური პოტენციალი $\mu^\uparrow$, $\mu^\downarrow$, რომელიც ტოლი არ უნდა იყოს, განისაზღვრება ორივე სპინური მიმართულებისათვის ხელსაწყოს ნებისმიერ წერტილში. თუ დენის დინება ერთ-განზომილებიანია x -მიმართულებით, ელექტროქიმიური პოტენციალი დაკავშირებულია დენთან გამტარებლობით σ , დიფუზიური მოდმივით D , და სპინური განარბენის სიგრძით τ_{sf} ომის კანონით და დიფუზიის განტოლებით. დანაკარგების გამორიცხვისათვის ჩვენ ვუშვებთ სრულყოფილ გადასასვლელს სპინური გაბნევის ან გადასასვლელის წინაღობის გარეშე, რომელ გზაზეც ელექტროქიმიური პოტენციალი და დენის სიმკვრივე განგრძობადია. ამ განტოლებიდან დაწყებით პირდაპირ ალგებრას მიყვართ ელექტროქიმიური პოტენციალის დაყოფით ორი მასალის საზღვართან, რაც პროპორციულია დენის სრულ სიმკვრივესთან გადასასვლელზე. ელექტროქიმიურ პოტენციალთა განსხვავება უარესდება

ექსპონენციალურად მასალის შიგნით და უახლოვდება ნულოვან განსხვავებას. გაუარესების ტიპური სიგრძე წარმოადგენს მასალის სპინური განარბენის სიგრძეს $\lambda = \sqrt{D\tau_{sf}}$. ნახევარგამტარში სპინური განარბენის სიგრძეს შეუძლია გადააჭარბოს მის ფერომაგნიტურ ორეულს რამდენიმე მაგნიტუდით. განუსაზღვრელ სპინური განარბენის სიგრძის შეზღუდვას მიყვავართ ელექტროქიმიური პოტენციალის დაყოფისაკენ გადასასვლელზე, რომელიც მთელი ნახევარგამტარისათვის მუდმივი რჩება. ამავდროულად ჩვენ ვხედავთ, რომ ფერომაგნიტური კონტაქტი გავლენას ახდენს ნახევარგამტართა ელექტრონულ სისტემაზე სპინური განარბენის მანძილზე. ფერომაგნიტური კონტაქტი, რომელიც მოდებულია სპინური განარბენის სიგრძეზე ნაკლებ დისტანციაზე, ქმნის განსხვავებულ სპინის პოლარიზაციაზე დამოკიდებულ ხასიათს. ეს თეორია განვიხილოთ ერთგანზომილებიანი ფერომაგნეტიკისათვის, რომელიც განვრცობილია $-\infty$ დან 0 -მდე და არის ნახევარგამტართან კონტაქტში ისევე, როგორც მეორე ფერომაგნეტიკთან, რომელიც განვრცობილია x_0 დან ∞ -მდე. x - ზე დამოკიდებული დენის სიმკვრივის სპინური პოლარიზაცია x პოზიციაზე განისაზღვრება $\alpha(x) = \frac{j^\uparrow - j^\downarrow}{j^\uparrow + j^\downarrow}$. ჩვენ დავუშვით ფერომაგნეტიკის მოცულობაში სპინური პოლარიზაცია გადასასვლელთან მოშორებით ($\pm \infty$) რომ იყოს β -ს ტოლი. სივრცული ფერომაგნეტიკების თანახმად ჩვენ შეგვიძლია დავწეროთ გამტარებლობები $\uparrow$ და $\downarrow$ მდგომარეობებისათვის ფერომაგნეტიკებისათვის: $\sigma_\uparrow = \sigma(1 + \beta)/2$ და $\sigma_\downarrow = \sigma(1 - \beta)/2$ სადაც σ -არის მოცულობითი გამტარებლობა. (ჩვენ ვუშვებთ, რომ ორივე ფერომაგნეტიკის ფიზიკური თვისებები არის ერთნაირი და დამაგნიტებულობა პარალელური ან ანტიპარალელური).

იმისათვის რომ გავარჩიოთ სპინ-პოლარიზებული ეფექტები ნორმალური დენის გადატანისაგან, დავწეროთ ელექტროქიმიური პოტენციალები ფერომაგნეტიკებისათვის ორივე სპინური მიმართულებისათვის: $\mu^\uparrow = \mu_0 + \mu_1$ და $\mu^\downarrow = \mu_0 + \mu_2$, ისე, რომ

ელექტროქიმიური პოტენციალი სპინური ეფექტებისაგან თავისუფალი იყოს. რელაქსაციის დროის მუდმივის დიდი მნიშვნელობისათვის დაახლოებით შეგვიძლია დავწეროთ $\mu^{\uparrow,\downarrow} = \mu_0 + \gamma^{\uparrow,\downarrow} x$. იმ დროს, როცა ორივე სპინური არხის გამტარებლობა ფერომაგნეტიკში განსხვავებულია, ისინი ერთმანეთის ტოლი უნდა იყონ ორ განზომილებიან ელექტრონულ აირში(2Dეა), რადგან მასში მდგომარეობათა სიმკვრივე ფერმის დონეზე მუდმივია და გამტარებლობის დიფუზიური რეჟიმი პროპორციულია მდგომარეობათა სიმკვრივისა ფერმის ენერგიაზე. თვითოეული სპინური არხი ამგვარად ამჟღავნებს ნახევარგამტარის სრული გამტარებლობის ნახევარს. სპინური განარბენის მცირე მნიშვნელობისას ნახევარგამტარში შეგვიძლია დავამტკიცოთ, რომ ორი ფერომაგნეტიკის კვაზი ფერმის დონეთა დაყოფა, იდენტური უნდა იყოს. ელექტროქიმიური პოტენციალის სიმეტრიული დაყოფა გადასასვლელზე იწვევს განსხვავებულ დახრილობას და ელექტროქიმიური პოტენციალების გადაკვეთას $x_0/2$ წერტილზე. ამგვარად ჩვენ ვიღებთ სხვადასხვა ძაბვის ვარდნას ორი სპინის მიმართულებისათვის ნახევარგამტარში, რასაც მივყავართ დენის სპინურ პოლარიზაციასთან. ანტიპარალელური შემთხვევისათვის სადაც სპინთა უმცირესობა მარცხნივ ეწყვილება სპინთა უმრავლესობას მარჯვნივ, დაყოფა სიმეტრიულია და დენი არაპოლარიზებული. პარალელური მაგნეტიზაციისას დენის სიმკვრივის განსაზღვრული სპინური პოლარიზაცია ნახევარგამტარში ზუსტად გამოითვლება დენით გადასასვლელზე მუხტის შენახვის საზღვრული პირობებისას და გამოისახება

$$\alpha = \beta(\lambda_{\text{ფმ}} \sigma_{\text{ნგ}} / \sigma_{\text{ფმ}} x_0)(2 / [(2(\lambda_{\text{ფმ}} \sigma_{\text{ნგ}} / \sigma_{\text{ფმ}} x_0)+1)-\beta^2]) \quad (1.18)$$

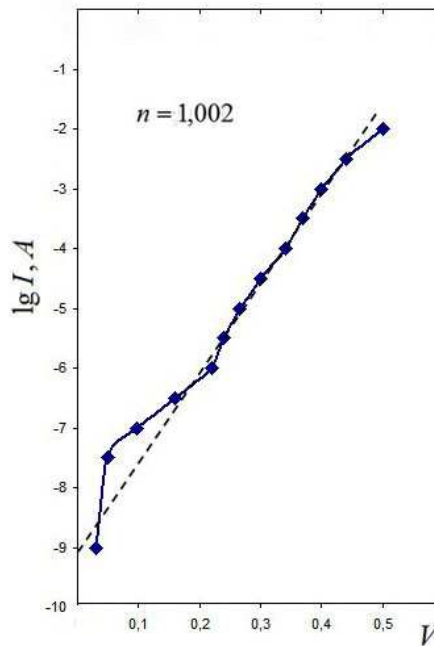
ტიპიური ფერომაგნეტიკებისათვის α დომინირებს $(\lambda_{\text{ფმ}} \sigma_{\text{ნგ}} / \sigma_{\text{ფმ}} x_0)$ -ით და მაქსიმუმი მნიშვნელობა α -სათვის არის β . თუმცა ეს მაქსიმუმი შესაძლოა მიიღწეს განსაზღვრული ზღვრული მდგომარეობისას, მაგ: $x_0 = 0$, $\sigma_{\text{ნგ}} / \sigma_{\text{ფმ}} = \infty$, ან $\lambda_{\text{ფმ}} = \infty$, რაც შორსაა რეალურ სიტუაციისაგან. ცხადია, თუნდაც $\beta=80\%$, $\lambda_{\text{ფმ}}$ -უნდა იყოს 100ნმ-ზე დიდი ან $x_0 = 10$ ნმ-ზე მცირე

რათა მივიღოთ მნიშვნელოვანი(1%) დენის პოლარიზაცია. ხელსაწყოთათვის ელექტროქიმიური პოტენციალის გამოთვლით შესაძლოა მივიღოთ $R_{\text{ჰარ}}$ და $R_{\text{ანტ}}$ სრული წინაღობის პარალელური და ანტიპარალელური კონფიგურაციები.

დიფუზიური გადატანის რეჟიმში მხოლოდ ტიპიური ფერომაგნეტიკისათვის დენი მცირე სპინური პოლარიზაციით შეიძლება ინჟექტირდეს ნახევარგამტარულ 2D-ში მაღალი სპინური განარბენის სიგრძით იმ დროსაც, როდესაც ნახევარგამტარის და ფერომაგნეტიკის გამტარებლობები თანაბარია. ეს სიტუაცია მძვინვარებს, როცა გამოყენებულია ფერომაგნიტური მეტალი. ამ შემთხვევაში სპინური პოლარიზაცია ნახევარგამტარში მცირეა. ცხადია, ეფექტური სპინური ინჟექციისათვის საჭიროა კონტაქტები, სადაც სპინური პოლარიცია არის 100 %. ასეთი კონტაქტის ნიმუშის დემონსტრაციაა გიგანტური ზეემანის დაყოფა ნახევარ მაგნიტურ ნახევარგამტარში ყველა დენის გადამტანი ელექტრონის სპინის ერთმიმართულად განლაგებისათვის დაბალ ზეემანის დონეზე. მეორე მიმართულება ეყრდნობა ეგრეთ წოდებულ ჰოისლერის (Heusler) შენაერთებს ან სხვა ნახევარ-მეტალურ ფერომაგნეტიკებს.

ექსპერიმენტები ბალისტიკური გადატანის რეჟიმში თითქოს წყვიტავენ აღნიშნულ პრობლემას, თუმცა ელექტროქიმიური პოტენციალის დაყოფა ფერომაგნეტიკში, რომელიც აუცილებელია სპინური ინჟექციის მიღწევისათვის, შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც ფერომაგნეტიკის წინაღობა შედარებითი მაგნიტუდისაა კონტაქტურ წინაღობასთან. მსგავსი არგუმენტებს შეიძლება მივმართოთ, როცა შოტკის ბარიერი გამოიყენება, როგორც კონტაქტი.

შოტკის კონტაქტების შექმნისათვის ელექტროქიმიური მეთოდით კვლევები ჩატარებულია Fe/GaAs მასალებზე[19]. მესერის მუდმივა Fe-სათვის ($a_0 = 2.866\text{\AA}$) თითქმის ორჯერ ნაკლებია GaAs-ზე ($a_0 = 5.654\text{\AA}$), კონტაქტის ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი მოცემულია ნახ.1.3-ზე.



ნახ. 1.3. Fe/GaAs შოტკის ბარიერის ვოლტ ამპერული მახასიათებელი[19]

თერმოდინამიკური ემისიის მოდელით

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right)\right] \quad (1.19)$$

სადაც I - გაზომილი დენია მოცემული V ძაბვის მნიშვნელობისათვის; q - ელექტრონის მუხტი; k - ბოლცმანის მუდმივა; T -გაზომვის ტემპერატურა; n - “იდეალობის კოეფიციენტი” ($n < 1.08$ არის იდეალური) და I_s - განისაზღვრება, როგორც ნაჯერობის დენის სიმკვრივე. ეს განტოლება გამოყენებულია ნაჯერობის დენისა და იდეალობის კოეფიციენტის გამოსავლენად. ნახ.1.3 - ზე გამოსახული ვოლტ-ამპერული მახასიათებელისათვის $n = 1.002$, რაც მიგვანიშნებს იდეალურთან მიახლოებულ კონტაქტზე[19].

ამ კონტაქტების შემთხვევაში ნახევარგამტარის წინაღობა იზრდება სივრცული მუხტის არის წინააღობით. თუმცა, სპინ დამოკიდებული ეფექტები არ ხდება, რადგან I/V -მახასიათებელი შოტკის ბარიერისა არ არის დამოკიდებული მდგომარეობათა სიმკვრივეზე მეტალში და მთელი რიგი ექსპერიმენტებისა[7,8] სპინური გადაცემის ეფექტურობა შეადგენს მხოლოდ

1%. დაბალი ეფექტურობის მიზეზები კარგად გარკვეული არაა, თუმცა შმიდტმა დაასაბუთა, რომ დიფუზიური რეჟიმისას (როდესაც სპინები გაიბნევიან უფრო ნაკლები სიხშირით, ვიდრე ელექტრონები) სპინის ინჟექციის ეფექტურობა ფერომაგნეტური მეტალიდან ნახევარგამტარში პროპორციულია მათი გამტარებლობათა ფარდობისა σ_N / σ_{FM} . ფერომაგნეტური მეტალებისათვის ეს ფარდობა უდრის 10^{-4} და ტიპური ხელსაწყოთათვის ასახავს მაქსიმუმ 1% სპინური ინჟექციის ეფექტურობას.

2. (III, Mn)V ტიპის გახსნილი ფერომაგნიტური ნახევარგამტარები

(III,Mn)V ტიპის გახსნილ მაგნიტურ ნახევარგამტარებზე(გმნ) ძირითადი კვლევები 1990 წელს დაიწყო და კონცენტრირდა 3 ძირითად მიმართულებაზე: ამ სისტემებში ფერომაგნეტიზმის მიკროსკოპიული წარმოშობისა და ფუნდამენტალური ფიზიკის შესწავლა; დეფექტებისა და გაზრდის მასალათმცოდნეობა; ახალი შესაძლებლობების სპინტრონული ხელსაწყოების განვითარება. III-V მასალები განეკუთვნებიან ფართოდ გამოყენებად ნახევარგამტარებს და ფერომაგნეტიზმი ამ მასალებში ახალი სპინტრონული ხელსაწყოების შექმნის შესაძლებლობას გვპირდება გათვალისწინებით შემდეგი კრიტერიუმებისა: ფერომაგნიტური გარდაქმნის ტემპერატურა უნდა აჭარბებდეს ოთახის ტემპერატურას; მოძრავი მუხტის გადამტანები ძლიერად უნდა ეწინააღმდეგებოდნენ ცვლილებებს მოწესრიგებულ მაგნიტურ მდგომარეობაში; მასალებმა უნდა შეინარჩუნონ ფუნდამენტური ნახევარგამტარული მახასიათებლები, აგრეთვე მგრძნობელობა ლეგირებაზე და სინათლეზე.

II-IV ფერომაგნიტური გმნ-ბი. ნახევარგამტართა გამოყენებისათვის უმრავლეს შემთხვევაში ხდება მათი ლეგირება და ვიღებთ p ან n ტიპის ნახევარგამტარებს, რომლებიც სხვადასხვა თვისებებით გამოირჩევიან. ამავე წესით ვხელმძღვანელობთ როდესაც მაგნიტურ ელემენტებს შევურევთ არამაგნიტურ ნახევარგამტარს და ვიღებთ გახსნილ მაგნიტურ ნახევარგამტარებს. გმნ-ზე კვლევები კონცენტრირდება II-VI შენაერთებზე, როგორიცაა CdTe და ZnSe, სადაც კათიონების ვალენტობა შესაბამისობაშია მაგნიტურ იონთან, როგორიცაა Mn -ი. ამ მოვლენით ამ ტიპის შენაერთების მომზადება შესაძლებელია როგორც მოცულობით ფორმაში, ისე თხელი ეპიტაქსიალური ფენების სახით, თუმცა II-VI გმნ-ის ლეგირება წარმოადგენს პრობლემას რაც ამ მასალებს ნაკლებად მიმზიდველს ხდის. ამას გარდა, მაგნიტური ურთიერთქმედება II-VI გმნ-ში დომინირებულია ანტიფერომაგნიტური ურთიერთგაცვლით Mn- ის სპინებს შორის, რაც

იწვევს პარამაგნეტურ, ანტიფერომაგნეტურ ან სპინურ-მინურ ქცევას. აქამდე შეუძლებელია შევქმნათ გმნ ნახევარგამტარები II-VI ბაზაზე დაბალ ტემპერატურებზე ქვანტური სტრუქტურებისათვის, რომელიც იყენებს რკკი მექანიზმს.

III-V ფერომაგნიტური გმნ-ბი. (III,Mn)V ტიპის გმნ თანამედროვე ფერომაგნიტური მასალების შექმნა ეფუძნება ამ შენაერთების შემადგენლობის ოპტიმალური კომბინაციის და თანამედროვე სინთეზის მეთოდების შესაძლებლობებს სპინტრონული ხელსაწყოების მიღებისათვის .Mn -ის დაბალი ვალენტობის გამო და (III,V) ნახევარგამტარში მისი ჩანაცვლების თვისებით, ვიღებთ ხვრელური გამტარებლობის სისტემებს.

მისი 1%- ზე ზემოთ კონცენტრაციის შემთხვევაში ინდუცირებული ხვრელები შუამავლობენ ფერომაგნიტური შეწყვილებისათვის $S=5/2$ მაგნეტურ მომენტებს შორის, რომლებიც წარმოიქმნება Mn -ის ძლიერად ლოკალიზებული $3d^5$ ელექტრონებით და უზრუნველყოფენ ფერომაგნეტურ მოწესრიგებულ მდგომარეობას. ნებისმიერ ლეგირებულ ნახევარგამტარში მისი თვისებების შესახებ მსჯელობა განისაზღვრება მინარევების შესწავლით. ჩვენს შემთხვევაში Mn - მინარეული ატომები ქმნიან ლოკალურ მაგნეტურ მომენტებს, რომლებიც პასუხს აგებენ ფერომაგნეტიზმზე და ამავედროულად უზრუნველყოფენ ხვრელებს, რომლებიც შუამავლობენ გაცვლით შეწყვილებაზე მინარევებს შორის.

ძირითადი ხელის შემშლელი გარემოება III-V ტიპის ფერომაგნიტური ნახევარგამტარების შესაქმნელად არის Mn – ის დაბალი ხსნადობა შენაერთში. რამდენადაც მაგნიტური ეფექტები განისაზღვრება მაგნეტური იონების კონცენტრაციის პროპორციულად, ჩვენ არ შეიძლება ველოდოთ განსაკუთრებულ ცვლილებებს როცა საქმე გვაქვს შეზღუდული 10^{18} სმ⁻³ ან ნაკლები ხსნადობის მაგნიტურ მინარევთან. მსე მეშვეობით თხელ-ფირული გაზრდის ტექნიკა ვაკუუმში ერთი მხრივ გვაძლევს შესაძლებლობას წონასწორული მდგომარეობისაგან შორს მუშაობისათვის. როდესაც წარმოდგენილია ხსნადობის ზღვარზე მეტი კონცენტრაცია,

მეორადი ფაზის ფორმირება ხდება, როცა პირობები უახლოვდება წინასწორულს. თუმცა, როდესაც კრისტალი გაზრდილია დაბალ ტემპერატურებზე მსე-ით, მეორადი ფაზის ფორმირებას ხელს უშლის დაბალი თერმული ენერგია.

გაზრდის წინასწორული მდგომარეობისას Mn- ის ხსნადობა III-V ნახევარგამტარებში შემოისაზღვრება ზედა ზღვარით 0.1%. ამ კონცენტრაციის ზემოთ ადგილი აქვს ფაზათა დაყოფას და ზედაპირის სეგრეგაციას. ამ პრობლემის მოსაგვარებლად გამოყენებულია დაბალ-ტემპერატურული მოლეკულურ სხივური ეპიტაქსია(დტმსე), რომლის მეშვეობითაც შექმნილია InAs და GaAs გმნ-ი. ყველაზე ჩვეული და სტაბილური პოზიცია Mn-ის საწყის ნახევარგამტარულ მესერში არის Ga - ის მდგომარეობა[15]. ყველაზე მნიშვნელოვანი საწყისი კითხვა არის ის, რომ რა არის ნეიტრალური მდგომარეობა Mn- ის მინარევის, რომელიც ჩაენაცვლება Ga-ს. ექსპერიმენტალურად, ელექტრონული პარამაგნეტური რეზონანსითა და ოპტიკური გაზომვებით[20] Mn-ის მცირე კონცენტრაციის დროსაც მინარეული დონე რომელიც დაიშორება არის $d^5\text{-Mn}^{2+}$ იონიზებული მდგომარეობა, რომელიც აღნიშნავს ძლიერად ლოკალიზებულ $3d^5$ ელექტრონებს სპინით $S=5/2$. შესაბამისი $3d^5$ და სუსტად დაკავშირებული ხვრელური ნეიტრალური მდგომარეობები დაიშორება მხოლოდ Mn - ის კონცენტრაციის მცირე დიაპაზონში. Mn - ის ნეიტრალური მინარევის, როგორცაა $3d^4$ მდგომარეობები, სხვა კანდიდატები მნიშვნელოვანია ორმაგი გაცვლის მოდელის აღწერისათვის, რაც ექსპერიმენტულად არ დაიშორა[21]. ამას გარდა მოხეტიალე ხვრელები, რომლებიც წარმოიქმნებიან Mn- აქცეპტორული დონისაგან, დაიშორა ფოტოემისიურ ექსპერიმენტებში[22,23]. მათ გააჩნიათ As 4p ხასიათი, რაც ამტკიცებს თხელ აქცეპტორულ ბუნებას Mn-სა, რომელიც ჩაენაცვლება GaAs და InAs.

წარმოდგენილია სხვა მინარევებიც, As- ანტიმდგომარეობები და Mn- კვანძთაშორისები, რადგან არაწინასწორული გაზრდის პროცესისას

კომპენსირება ხდება ინდუცირებული ხვრელების და მცირდება თვისუფალი მუხტის გადამტანების კონცენტრაცია Mn -სიმკვრივესთან მიმართებაში. დამუშავების პროცედურამ გაზრდის ტემპერატურაზე დაბალ ტემპერატურებზე გვაჩვენა კომპენსაციის კლება[24]. შესაძლებელია მხედველობაში მივიღოთ კომპენსაციის კლების შემდეგი მექანიზმები: As - ანტიმდგომარეობები მცირდება As-ის ატომების მიგრაციის ხარჯზე მათ სწორ მდგომარეობებში და კვანძთაშორისი Mn- ატომები მიგრირებენ ზედაპირზე ან ჩანაცვლების მდგომარეობებზე.

ჩვენს მიერ წარმოდგენილ ექსპერიმენტალურ სამუშაოებში გამოყენებულია, როგორც მსე თხელი ფირების ზრდის ტექნიკა, ისე თანამედროვე პულსირებული ლაზერული დაფენის(პლდ) მეთოდი, რომელიც მდგომარეობს ულტრა მაღალ ვაკუუმურ კამერაში მყარი სამიზნიდან მასალის აორთქლებაში მოკლე(~ 10 ნმ) და მაღალი ენერგიის ლაზერული იმპულსების გამოყენებით.

ამ თავში ჩვენ ვიმსჯელებთ (III,Mn)V ტიპის გმნ ფერომაგნიტურ და მაგნიტო-გადატანით თვისებებზე, გაცვლით მექანიზმებზე და ზოგირთი სახის თეორეტიკულ მიახლოებებზე, რომლებიც ეფუძვნება როგორც ეფექტური ჰამილტონიანის მოდელს, ისე სხვა მოდელებს.

2.1. ფერომაგნეტიზმის საწყისები.

მაგნეტური დიპოლი-დიპოლი ურთიერთქმედების სიძლიერე ორ დისკრეტულ მომენტს შორის, რომლებიც გამოყოფილია ტიპიური მყარი სხეულის მესრის მუდმივით, არის მხოლოდ ~ 1 K, რაც მეორეხარისხოვან როლს ანიჭებს პირდაპირ მაგნიტურ ურთიერთქმედებებს მაგნიტური მოწესრიგების კონდენსირებული გარემოს ფიზიკაში. რელატივისტური ეფექტები, რომელთაც მივყავართ სპინ-ორბიტულ შეწყვილებამდე ჰამილტონიანის გათვალისწინებით, უფრო დამაჯერებელ წყაროდ გვევლინება სპინტრონული მოვლენების ახსნისათვის. თუმცა ეს პირობები კრიტიკულია სპეციფიკურ თვისებებთან, მაგალითად მაგნიტურ

ანიზოტროპიასთან მიმართებაში. ფერომაგნეტიზმის საწყისები განისაზღვრება ელექტრონთა სპინური თავისუფლების ხარისხით, კოლუმბის ურთიერთქმედებებით ელექტრონების შორის და ელექტრონთა ფერმიონული ქვანტური სტატისტიკით. პაულის გამორიცხვის პრინციპს ფარდობითობაში მოჰყავს სპინები და ორბიტული ნაწილები მრავალ-ელექტრონული ტალღური ფუნქციისა, ითხოვს რა სრული ტალღური ფუნქცია იყოს ანტისიმეტრიული ნაწილაკთა გაცვლა-გამოცვლისას. როგორც კი ელექტრონთა ჯგუფი ხასიათდება ერთი და იმავე სპინური მდგომარეობით, მრავალ-სხეულიანი ტალღური ფუნქციის ორბიტული ნაწილები ლოკალურად ანტისიმეტრიულია და ამცირებს ალბათობას იმისა, რომ ელექტრონები ახლოს იმყოფებიან ერთმანეთთან და აძლიერებენ სისტემის ურთიერთქმედების ენერგიას. რადგანაც მაგნეტური მოწესრიგება ასოცირდება ძლიერ რეპულსიურ კოლუმბის ურთიერთქმედებას ელექტრონთა შორის, ის ინარჩუნებს სახეს ძალიან მაღალ ტემპერატურაზე და ხშირად იმ ტემპერატურებზე და მეტზეც, როდესაც მიმდინარეობს კრისტალური მოწესრიგება. ფერომაგნეტიზმი ძლიერია, როგორც ქიმიური კავშირები. ხშირად მრავალელექტრონიანი სისტემის ქვანტურ საწყის მგომარეობას გააჩნია არანულოვანი ლოკალური სპინური სიმკვრივე, რომელიც თანამიმართულია, როგორც სისტემის მოცულობის ნებისმიერ წერტილში ჩვეულებრივი ფერომაგნეტიკების შემთხვევისას, ისე კონფიგურაციულად არაკოლინეარულ, ფერომაგნიტურ და ანტიფერომაგნიტურ მასალებში, სადაც სპინების მიმართულება იცვლება სივრცულად. იმის მიუხედავად, რომ ამ მსჯელობას მაგნიტური მოწესრიგების საწყისებზე გააჩნია ზოგადი ხასიათი, ძნელია განვიხილოთ დაწვრილებით სივრცული განლაგების ბირთვის სისტემა და ძლიერი კავშირის მოვლენები მათი დიდი სირთულის გამო. არსებობს მიახლოებები, რომლებიც სრულად თავისუფალია ფენომენოლოგიური პარამეტრებისაგან და ეს მიახლოებებია სიმკვრივე-ფუნქციონალური თეორია (სფთ), რომელიც შეიცავს სპინ-სიმკვრივე-ფუნქციონალურ განზოგადებას, სადაც

ენერგიის ფუნქციები დამოკიდებული არიან მუხტსა და სპინების სიმკვრივეზე.

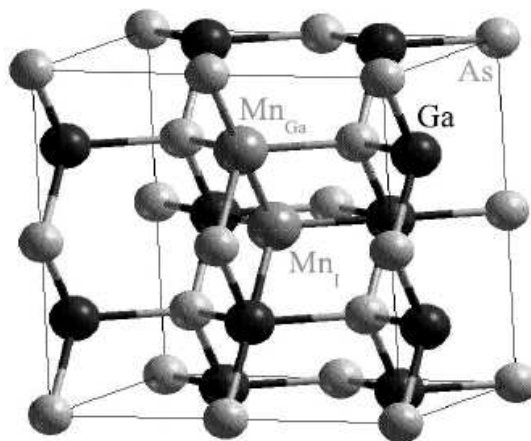
ჩვენ ვიმსჯელებთ როგორც ფენომენოლოგიურ, ისე სფთ მიახლოებებზე. ჰამილტონიანის თეორიული მოდელი თითქმის შეუცვლელი მოდელია, რადგან ის უზრუნველყოფს ფერომაგნეტიზმის ყველაზე უფრო გამჭირვალე ფიზიკურ სურათს და ხშირად შესაძლებლობას გვაძლევს გამოვიყენოთ თერმოდინამიკული, გადატანის და სხვა თვისებები(მასალის სირთულიდან გამომდინარე). გმნ-ში ჰამილტონიანის მოდელი საშუალებას გვაძლევს ავღწეროთ ლოკალიზებული ელექტრონული დონეები.

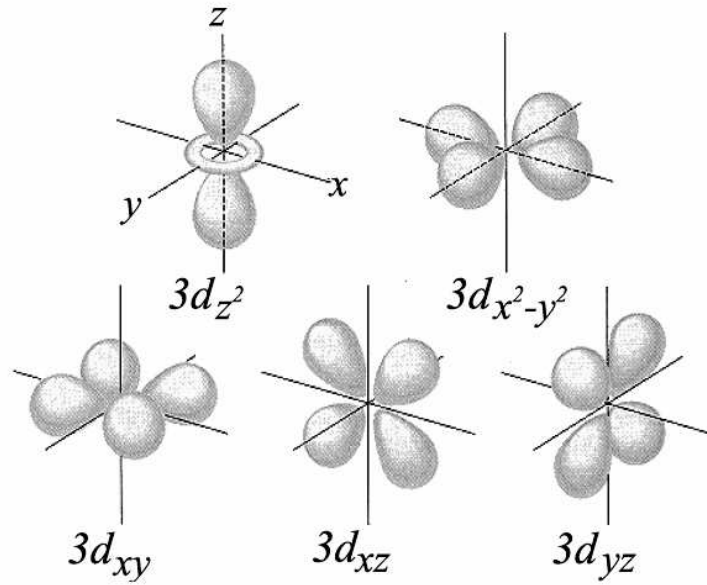
მაგნეტიზმი $(\text{GaMn})\text{As}$ და სხვა $(\text{III,Mn})\text{V}$ ფერომაგნეტებში წარმოიშობა Mn - ლოკალური მომენტებიდან. ამ სისტემებში Mn მომენტების ფარდობითი ორიენტაციის დამოკიდებულება სისტემის ენერგიაზე მოიცემა როგორც გაცვლითი ურთიერთქმედება. არსებობს რამოდენიმე ეფექტი, რომელსაც მივყავართ გაცვლით ურთიერთქმედებამდე და რომელთა იდეტიფიცირება შესაძლოა ცალ-ცალკე მოვახდინოთ როდესაც საქმე გვაქვს მაგნეტურ მოწესრიგებასთან $(\text{III,Mn})\text{V}$ გმნ-ში. განსხვავებული ეფექტების ფარდობითი მნიშვნელობის გამოყენების ალბათობა უკავშირდება ლეგირების რეჟიმსა და ნახევარგამტარულ მასალას. სპინისათვის, რომელსაც ატარებს მოხეტიალე ელექტრონი, გაცვლითი ურთიერთქმედებები ხშირად მარტივად განიხილება იმპულსის სივრციდან, ვიდრე რელური-სივრცის გამოსახედიდან.

$(\text{III,Mn})\text{V}$ მასალებში ფერომაგნეტიზმის სრული ახსნისათვის ჩვენ დაგჭირდება პირველ რიგში გავიგოთ იზოლირებული ლოკალური მომენტების ხასიათი სანამ კრიტიკულად ვისაუბრებთ იმის თაობაზე თუ როგორ არიან ისინი შეწყვილებული.

(III,V) სალეგირებელ მასალებს შორის Mn-ის ყველაზე ექსტენსიური გამოკვლევები შესრულებულია GaAs -ზე. ელემენტებს $(\text{Ga,Mn})\text{As}$

შენაერთში გააჩნიათ ნომინალური ატომური სტრუქტურები $[Ar]3d^{10}4s^2p^1$ Ga-თვის, $[Ar]3d^54s^2$ - Mn -თვის, და $[Ar]3d^{10}4s^2p^3$ -As -თვის. ეს გარემოება აღნიშნავს, რომ ყველაზე სტაბილური პოზიცია, რომელიც შეიძლება Mn-მა დაიკავოს GaAs მესერში, არის Ga კვანძი, სადაც მისი ორი 4s ელექტრონი მონაწილეობას იღებს კრისტალურ ბმაში ისევე როგორც ორი Ga-ის 4s ელექტრონები. ჩანაცვლებული Mn_{Ga} და კვანძთაშორისი Mn_I პოზიციები ილუსტრირებულია ნახ. 2.1 -ზე. გამოტოვებული სავალენტო 4p ელექტრონების გამო, Mn_{Ga} მინარეული ატომები თამაშობენ აქცეპტორის როლს. ელექტრულად ნეიტრალურ მდგომარეობაში, რომელიც აღნიშნულია როგორც $A^0(d^5 + \text{ხვრელი})$, Mn_{Ga} -ს გააჩნია ლოკალური მომენტის ხასიათი ნულოვანი კუთხური მომენტით და სპინით $S=5/2$ (ლანდეს კოეფიციენტი $g=2$) და ზომიერად აკავშირებს ხვრელებს. ლოკალური მომენტი ფორმირებულია 3 ოკუპირებული sp-d კავშირებით დომინირებული t_{2g} ($3d_{xy}$, $3d_{xz}$, $3d_{yz}$) ხასიათით და ორი ოკუპირებული e_g ($3d_{x^2-y^2}$, $3d_{z^2}$) ორბიტალებით, რომლებიც დანაწევრებულია t_{2g} მდგომარეობებიდან ტეტრაედრული კრისტალური ველით და არ არის მკვეთრად

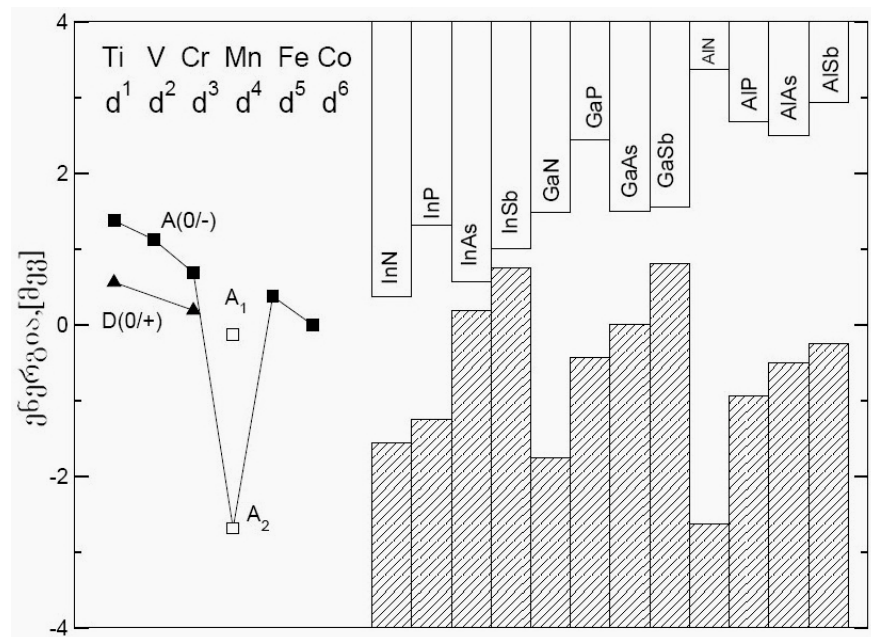




ნახ. 2.1. ზემოთ: ჩანაცვლების Mn_{Ga} და კვანძთაშორისი Mn_{II} ატომები $GaAs$ -ში. ქვემოთ: Mn -ის ორი e_g $3d$ და სამი t_{2g} $3d$ ორბიტალები

ჰიბრიდიზებული sp ორბიტალებთან. ყველა ოკუპირებულ d ორბიტალს გააჩნია ერთი და იგივე სპინური ორიენტაცია და შეიცავს $S=5/2$ ლოკალურ მომენტს. სუსტად შეკავშირებული ხვრელები მოიცავენ ერთ-ერთ დონეს სამი ანტიკავშირის $sp-d$ დონეებიდან დომინირებული As $4p$ ხასიათით. მუხტი - e , რომელიც იონიზირებულია Mn_{Ga} აქცეპტორის ცენტრში აღნიშნულია $A^-(d^5)$ და გააჩნია მხოლოდ $S=5/2$ ლოკალური სპინის ხასიათი.

III-V გმნ -ის ელექტრონული სტრუქტურის ხარისხობრივი სურათი შემოთავაზებული იქნა დიეტლის და თანამშრომლების მიერ[25], რომლის თანახმადაც ენერგეტიკული დონეები, რომლებიც წარმოიქმნებიან მაგნიტური იონის d -გარსიდან, თანაბარია ნახევარგამტარული შენაერთთა ოჯახისთვის. III-V მასალების ეს წესი მოცემულია ნახ. 2.2 - ზე მაგნიტური იონებისათვის, რომლებიც ჩანაცვლებული არიან კათიონურ მდგომარეობებზე.



ნახ. 2.2. გარდამავალ მეტალთა დონორთა(D(0/+)) და აქცეპტორთა (A(0/-)) დონეების მიახლოებითი პოზიციები. აქცეპტორთა მდგომარეობები, რომლებიც აღნიშნულია A₁ და ღრმა A₂ დონეებით მიღებულია სპინ-რეზონანსის ექსპერიმენტით GaP:Mn -თვის და ფოტოემისიის მომაცემებით (GaMn)As -თვის შესაბამისად.

A₂ დონის პოზიცია Mn-თვის GaAs-ში ღრმა სავალენტო ზონაში და გულისხმობს, რომ გვაქვს Mn²⁺ პოზიცია, რადგან მისი გარსი ოკუპირებულია 5 ელექტრონით და Mn - ის გაერთიანება ამ და სხვა (III,Mn)V შენაერთებში იწვევს სავალენტო ელექტრონების დიდ სიმკვრივეს, რომლებიც შუამავლობენ ფერომაგნიტურ შეწყვილებაში S=5/2 Mn ლოკალურ მომენტებს შორის. მუხტის გადამტანების დაბალი სიმკვრივესას სავალენტო ზონის ხვრელები დაუკავშირდება Mn -ის იონებს და ქმნის თხელ მინარეულ დონეს. მუხტით ინდუცირებული ფერომაგნეტიზმის ეს მოდელი უკვე დაფუძნებულია (Ga,Mn)As-თვის.

Fe და Co- ის აქცეპტორულ მინარევთა დონეებს არ ჩანს, რომ მიყვავდეთ სავალენტო ზონის ხვრელთა მაღალი კონცენტრაციისაკენ არსენიდებსა და ანტიმონიდებში, როგორც ნაჩვენებია ნახ. 2.2 -ზე. აქცეპტორთა და ნეიტრალურ მაგნიტურ მინარევთა შესაძლო თანაარსებობა ცხადყოფს, რომ ამ შემთხვევაში დომინირებს ფერომაგნიტური ორმაგი გაცვლის მექანიზმი [26]. ნიტრიდებისა და ფოსფიდებისათვის

აქცეპტორულ დონეთა იონიზაციის ენერგია დიდია და $A_2 \text{ Mn}$ - მინარევთა დონე სავალენტო ზონაში ღრმა არაა, რაც ისე ჩანს, რომ არ შეიძლება გამოირიცხოს d- მუხტის ფლუქტუაციები. ექსპერიმენტულად ფერომაგნეტიზმი, რომლის კრიტიკული ტემპერატურა აჭარბებს ოთახისას, წარმოდგენილია $(\text{Ga,Mn})\text{N}$ [27,28] მასალისათვის დამაგნიტებულობის გაზომვების ჰისტერეზისის ბაზაზე, თუმცა Mn-მინარევთა ელექტრონული კონფიგურაცია ამ შენაერთისათვის საბოლოოდ ახსნილი არაა.

III-V გმნ-ის ფერომაგნეტიზმის რთული ფენომენოლოგიური ახსნის დისკუსიებითა და ექსპერიმენტული მონაცემებით შესრულებული იქნა თეორეტიკული სამუშაოები მიკროსკოპული და ეფექტური ჰამოლტონიანის მიახლოებათა გამოყენებით.

საწყისი თეორიები მნიშვნელოვანი იარაღია ფერომაგნეტიზმის მიკროსკოპული საწყისების, ელექტრული, მაგნიტური და სტრუქტურული საბაზო თვისებების შესწავლისათვის. ლოკალური სიმკვრივის მიახლოება (ლსმ) კომბინირებული მოუწესრიგებლობის საშუალო კოჰერენტულ-პოტენციალურ მიახლოებასთან (კპმ) გამოყენებული იქნა [29] GaAs, GaN გმნ-ის შესასწავლად, რომლებიც ლეგირებული იყვნენ V, Cr, Mn, Fe, Co და Ni-ით.

2.2. სპინტორნული მოვლენების ახსნისათვის გამოყენებული გაცვლითი მექანიზმები და თეორიები

სანამ განვიხილავდეთ გაცვლით მექანიზმებს იონებსა და ატომებს შორის მოკლედ აღწეროთ ის ურთიერთქმედებები, რომელსაც ადგილი აქვს ფერომაგნიტურ ნახევარგამტარებში.

პირდაპირი გაცვლითი ურთიერთქმედება : როდესაც პარამაგნეტიკური იონის/ატომის ბირთვები ერთმანეთის გვერდითაა მესრის მდგომარეობებზე და არასაკმარისადაა დაკავშირებული ერთმანეთთან, ისე, რომ მათი ელექტრონული ღრუბლების გადაფარვის შემთხვევაში ადგილი აქვს პირდაპირი ურთიერთქმედებას. ყველა ლოკალიზებული დიპოლური

მომენტი ცდილობს დამწკრივდეს პარალელურად(აქვთ რა ტემპერატურა აბსოლუტური ნულის ტოლი).

ზეგაცვლითი ურთიერთქმედება: ზოგჯერ შენაერთის ერთ-ერთ კომპონენტს გააჩნია შიდა მაგნეტური დიპოლური მომენტი, როდესაც დანარჩენი შესაძლოა იყონ არამაგნიტური. იმ შემთხვევაშიც კი როცა ორი მაგნიტური იონის ტალღური ფუნქციები ერთმანეთს არა ფარავენ, კრისტალს გააჩნია შესამჩნევი სპონტანური დამაგნიტება. ორი მაგნეტური იონი ურთიერთქმედებს არამაგნეტური იონის დახმარებით. ამ შემთხვევაში, როცა პარამაგნეტური იონის/ატომის ელექტრონული ღრუბელი არ ფარავს ერთმანეთს, არსებობს სხვა არაპარამაგნეტური ატომი/იონი რომელსაც მათ შორის მდგომარეობა უკავია.

არაპირდაპირი გაცვლითი ურთიერთქმედება: მეტალურ და ნახევარგამტარულ გარემოში შესაძლოა დომინირებდეს სხვა სახის გაცვლითი ურთიერთქმედება. გამტარობის ელექტრონთა ზღვაში ორი პარამაგნეტური იონი/ატომი შესაძლოა ურთიერთქმედებდეს თავისუფალი ელექტრონების დახმარებით. ამ სახის ურთიერთქმედებას არაპირდაპირ ურთიერთქმედებას უწოდებენ. ერთ-ერთი ძირითადი მექანიზმი გმნ -ის არაპირდაპირი ურთიერთქმედებისათვის არაის რკკი მექანიზმი.

მოხეტიალე გაცვლა: იმ ელექტრონებისათვის, რომლებიც სუსტად არიან ლოკალიზებული და განიცდიან კრისტალში განაწილებას შესაძლოა გააჩნდეთ გაცვლითი ურთიერთქმედება თავის თავთან. ასეთი ელექტრონი-ელექტრონი ურთიერთქმედება იწოდება როგორც მოხეტიალე გაცვლითი ურთიერთქმედება.

2.2.1. სპინ-ორბიტალური შეწყვილება

სპინტრონული მოვლენების შესწავლის საფუძვლიანად გაგებასათვის პროდუქტიულია ავღწეროთ ეფექტი, რომელსაც სპინ-ორბიტალური შეწყვილება ქვია. ბევრი ეფექტების საწყიდები, როგორიცაა ანიზოტროპული მაგნეტოწინააღმდეგობა და მაგნეტოკრისტალური

ანიზოტროპია, მომდინარეობს სპინ-ორბიტალური შეწყვილებიდან. ელემენტარულ დონეზე სპინ-ორბიტალური შეწყვილება წარმოადგენს ურთიერთქმედებას ნაწილაკის სპინის კუთხურ მომენტსა (S) და ორბიტალურ კუთხურ მომენტს (L) შორის. ის მომდინარეობს დირაკის განტოლების რელატივისტური ეფექტებიდან. ელექტრონისათვის, რომელიც მოძრაობს წყალბადის ატომის გარშემო, პროტონს გააჩნია ცირკულარული მოძრაობა მასთან მიმართებაში. მაგნიტური ველი B , რომელიც აღიძვრება მოძრაობით მოიცემა

$$B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{m_e c^2 r^3} L = \frac{1}{e m_e c^2} \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} L \quad (2.1)$$

სადაც r - ელექტრონის ორბიტალური რადიუსია და $dV(r)/dr = e^2 / 4\pi\epsilon_0 r^2$; $V(r)$ - ელექტრონის პოტენციალური ენერგიაა.

ელექტრონის მაგნიტური დიპოლური მომენტი, μ , პროპორციულია სპინის კუთხურ მომენტთან, S , პროპორციის კოეფიციენტით, რომელსაც გირომაგნეტიკური კოეფიციენტი ქვია. ელექტრონისათვის ეს განტოლებაა

$$\mu = -\frac{e}{m_e} S \quad (2.2)$$

ენერგია, რომელიც ასოცირდება მგრეხი ძალვით მაგნეტური დიპოლიდან (μ) მაგნიტურ ველში (B) მოიცემა ჰამილტონიანით

$$H = -\mu \cdot B \quad (2.3)$$

თუ ჩავსვავთ (2.1) და (2.2) განტოლებას (2.3)-ში, მივიღებთ

$$H = \frac{1}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} S \cdot L \quad (2.4)$$

მიღებული განტოლება აღწერს სპინ-ორბიტალურ ურთიერთქმედებას. (2.4) განტოლებაში $\frac{1}{2}$ აღნიშნავს თომასის სიზუსტეს და გათვალისწინებულია ანალიზისას ელექტრონის უმოძრაო მდგომარეობიდან, რომელიც აჩქარებულია და არა ინერციული გარემოებიდან.

2.2.2. სტონერის გაცვლითი მექანიზმი

სტონერის გაცვლითი მექანიზმი[30] ეფუძნება მთლიანი ელექტრონული აირის სპინტანურ სპინურ პოლარიზაციას, გამომდინარეობს რა იქიდან, რომ ელექტრონები ერთმანეთთან მჭიდროდ ყოფნის ალბათობა მცირეა ისინი განიცდიან უხეშ ურთიერთქმედებას, ვიდრე აქვთ ერთი და იგივე სპინი. იმის გამო, რომ ზონის ენერგია შემცირებულია ბლოხის მდგომარეობის ორმაგი ოკუპაციის გამო, სტონერის ფერომაგნიტური არასტაბილურობა ხდება სისტემებში, სადაც ფერმის ენერგიაზე გვაქვს დიდი მდგომარეობათა სიმკვრივე. ეს გვეხმარება ავხსნათ თუ რატომ ხდება ფერომაგნიტიზმი უკანასკნელ 3d გარდამავალ ელემენტებში. დიდი მდგომარეობათა სიმკვრივე შესაძლებელს ხდის შენარჩუნებული იქნას ურთიერთქმედების ენერგია ელექტრონთა გადანაცვლებით ერთი სპინური ზონიდან მეორეში იმ დროს, როცა კინეტიკური ენერგიის შენარჩუნების ხარისხი არსებითად მცირეა.

ბევრ სისტემებში და აგრეთვე (III,Mn)V გმნ-ში მომენტთა ლოკალური ბუნება და ძლიერი კოლუმბის ურთიერთქმედება, რომელიც აკარბებს მუხტის(სავალენტო) ფლუქტუაციებს, თამაშობს გადამწყვეტ როლს და შესულია მინიმალურ მოდელშიც კი. ბევრი მექანიზმი ახდენს მყარ სხეულში ლოკალიზებურ სპინთა წყვილის იდენტიფიცირებას.

2.2.3. ზენერის კინეტიკური გაცვლის მოდელი

იმის მიუხედავად, რომ არსებობს მრავალი დამატებითი მოდელი ფერომაგნიტიზმის აღწერისათვის გმნ-ში, ზენერის კინეტიკური გაცვლის მოდელი უფრო გამოსადეგია მრავალი ექსპერიმენტალური შედეგების ახსნისათვის. ეს მექანიზმი შემოთავაზებული იქნა ზენერის მიერ 1951 წელს[31] გარდამავალ მასალებში ფერომაგნიტიზმის ახსნისათვის. რაღაც კუთხით მან საფუძვლიანი ახსნა ვერ გვაჩვენა, რადგან არ იყო გათვალისწინებული d -ელექტრონების მოხეტიალე ხასიათი და აგრეთვე ელექტრონის სპინის პოლარიზაციის ფრიდელის ოსცილაციები

ლოკალიზებულ სპინთა გარშემო[32], თუმცა ზენერის კინეტიკურმა გაცვლის მოდელმა კვლავ დაიბრუნა მნიშვნელობა, რადგან ის კარგად აღწერს მუხტის გამოყენებით ფერომაგნეტიზმის მოდელს გმნ-ში, სადაც მუხტის გადამტანთა შორის მანძილი გაცილებით დიდია, ვიდრე სპინებს შორის.

ზენერის კინეტიკური გაცვლის[33] ან სხვაგვარად არაპირდაპირი-გაცვლითი ურთიერთქმედების მოდელი წარმოადგენს მინ-ფილდის მიახლოებას, რომელიც აღწერს ფერომაგნეტიზმს $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ - ში არაპირდაპირი გაცვლის მეშვეობით Mn-ის ატომის ლოკალურ d ან f - გარსის მომენტებს შორის. ეს გაცვლა ხორციელდება ამ მომენტებსა და p-ზონის მოხეტიალე მუხტის გადამტანებს შორის ჰიბრიდიზაციის შუამავლობით. ლოკალურ მომენტებს შესაძლოა გააჩნდეთ ფერომაგნიტური პირდაპირი გაცვლითი ურთიერთქმედება იმავე კვანძზე ზონის ელექტრონებთან ან ანტიფერომაგნიტური ურთიერთქმედება , რომელიც განპირობებულია მეზობელი კვანძების ზონის ელექტრონებსა და ლოკალურ მომენტებს შორის ჰიბრიდიზაციით[34] ზონის ელექტრონების პოლარიზაცია მათი ურთიერთქმედების გამო ერთ კვანძზე გავრცელებულია მეზობელ კვანძებზეც. როდესაც შეწყვილება სუსტია(როცა ზონის მუხტის გადამტანების პოლარიზაცია მცირეა , ე.ი. კიურის ტემპერატურასთან ახლოს), ეფექტი აღიწერება რკკი თეორიით, რომელიც ვრცელდება მუხტის შუამდგომლობით არაპირდაპირი შეწყვილების დროს ბირთვულ მომენტებსა[35] და ლოკალურ d-გარსის მომენტებს შორის მეტალებში [36].

ამ ურთიერთქმედების დიაპაზონი შესაძლოა დიდი იყოს. გამოყოფილ ლოკალურ მომენტებს შორის ურთიერთქმედება შესაძლოა ატარებდეს როგორც ფერომაგნიტურ, ისე ანტიფერომაგნიტურ ხასიათს და ისწრაფვოდეს ცვლილებისაკენ სივრცეში. ორმაგი გაცვლის შემთხვევისაგან განსხვავებით მაგნიტური მოწესრიგება ამ შემთხვევაში მნიშვნელოვან გავლენას არ ახდენს გამტარებლობის ზონის სიგანის ცვლილებაზე.

მოდელი გამოიყენება მოცვას სპინ-ორბიტალური შეწყვილება და კუთხურ მომენტთა მდგომარეობებს შორის და დელოკალიზებურ ატომურ ორბიტალებს შორის (რომელიც აღიწერება $k \cdot p$ თეორიით) ურთიერთქმედება. აგრეთვე მუხტის გადამტანთა კორელაცია, შეზღუდვა, მცირე მოუწესრიგებლობა და ანტიფერომაგნიტური ურთიერთქმედებები[37].

2.2.4. ეფექტური ჰამილტონიანის თეორია

მაღალი კრიტიკული ტემპერატურები (Ga, Mn)As გმნ-ში მიღწეული იქნა ოპტიმალურად დამუშავებულ ნიმუშებში, სადაც Mn-ის კონცენტრაციის დონემ გადააჭრბა 1.5 % , რომლის დროსაც ზონის ხვრელები მოხეტიალე ხასიათით გამოირჩევიან, ისევე როგორც მეტალური გამტარებლობის დროს. ამ რეჟიმისას ნახევარფერომაგნიტული მოდელები ემყარებიან კრისტალური ბლოხის მდგომარეობებს, ვიდრე დელოკალიზებურ ბაზისურ მდგომარეობებს ზონის კვაზინაწილაკებისათვის. ამ მოდელების პრაქტიკული მიახლოებები იწყება იმის გამოცნობით, რომ სიგრძის მასშტაბები ასოცირდება რა ხვრელებთან გმნ შენაერთებში, ჯერ კიდევ საკმაოდ გრძელია ვიდრე $k \cdot p$. აუცილებელია გავაერთიანოთ სპინ-ორბიტული კავშირები რეალისტიკური გზით, სასურველია ექვსი ან ცხრა- დონიანი კონ-ლუთინგერის $k \cdot p$ ჰამილტონიანები, რომლებიც მოიცავენ სპინ-ორბიტალურ განცალკევებულ ზონებს[38].

კინეტიკური გაცვლის ეფექტური ჰამილტონიანის მიახლოება [39] ამტკიცებს ხუთი Mn_{Ga} d ორბიტალის დელოკალიზებურ ხასიათს მომენტით $S=5/2$, და აღწერს ხვრელების მდგომარეობებს სავალენტო ზონაში კონ-ლუთინგერის ჰამილტონიანის გამოყენებით უშვებს რა p-d ურთიერთგაცვლას Mn_{Ga} -სა და ხვრელების სპინებს შორის. ურთიერთგაცვლა გამომდინარეობს Mn d ორბიტალებისა და სავალენტო ზონის p ორბიტალების ჰიბრიდიზაციიდან. მიახლოება ბუნდოვანად უშვებს, რომ შესრულდა კანონიკური გარდაქმნა, რამაც გამორიცხა

ჰიბრიდიზაცია[40]. $k\text{-}p$ მიახლოება გამოიყენება, როდესაც ყველა შესაბამისი ტალღური ვექტორები ახლოს არიან ბრიულის ზონის ცენტრთან და მოდელი ასევე უშვებს, რომ ფერმის ენერგიასთან მყოფ მდგომარეობებს გააჩნიათ საწყისი ნახევარგამტარის სავალენტო ზონის ხასიათი მიუხედავად ჩანაცვლებული Mn სიახლოვისა. თუ კონ-ლუთინგერის ჰამოლტონიანის პარამეტრებს ავიღებთ ცნობილი საწყისი III-V შენაერთების მონაცემებიდან, შეგვიძლია ამ გაცვლითი ურთიერთქმედების სიმძლიერის J_{pd} ექსტრაქტი ერთ მონაცემთა მწკრივიდან. რამდენადაც J_{pd} სიდიდე მიიღება ექსპერიმენტებიდან პარამაგნეტურ მდგომარეობაზე, მიახლოება არ იყენებს არცერთ დამოუკიდებელ პარამეტრს ამ სისტემებში ფერომაგნეტიზმის მოდელირებისათვის. გარეგანი მაგნიტური ველის არარსებობისას კონ-ლუთინგერის კინეტიკური ურთიერთგაცვლის ჰამოლტონიანს გააჩნია ზოგადი ფორმა:

$$H = H_h + J_{pd} \sum_{i,l} S_l \cdot s_i \delta(r_i - R_l) \quad (2.5)$$

სადაც H_h შეიცავს $k\text{-}p$ კონ-ლუთინგერის ჰამოლტონიანს და ურთიერთქმედებებს ხვრელებსა და ალბათურ მოუწესრიგებლობების პოტენციალებს შორის. მეორე წევრი (2.5) ფორმულაში წარმოადგენს $p\text{-}d$ გაცვლით ურთიერთქმედებას ლოკალურ Mn სპინებსა S_i და ხვრელების სპინებს s_i შორის.

$k\text{-}p$ მიახლოებას გააჩნია უპირატესობა, რადგან ის კონცენტრირდება თავისუფლების მაგნიტურ ხარისხზე, რასაც წარმოადგენს გახსნილი მომენტები. მოუწესრიგებლობა შესაძლოა განიხილოს ბორნის მიახლოებით ბლოხის მდგომარეობებისათვის ან უფრო დამაჯერებელი ზუსტი დიაგონალიზებული ან მონტე კარლოს მეთოდებით[41]. ეს მიახლოება შესაძლებლობას გვაძლევს გამოვიყენოთ სტანდარტული ელექტრონული აირის თეორია ხვრელი-ხვრელი კოლუმბის ურთიერთქმედების ხარჯზე.

2.2.5. არაპირდაპირი გაცვლითი მექანიზმი გახსნილ მაგნიტურ ნახევარგამტარებში

არაპირდაპირი გაცვლის ურთიერთქმედების გამოსათვლელად გახსნილ ნახევარგამტარებში გამოიყენება რუდერმან-კიტელ-კასუია-იოსიდა(რკკი) -ს მიახლოება. გაცვლა მიმდინარეობს ელექტრონული ან ხვრელური მდგომარეობების მეშვეობით, რომლებიც ცენტრირებული არიან თხელი მინარევების გარშემო. რკკი ტიპის გაცვლა ხასიათდება j_{ij} გაცვლითი მექანიზმით ლოკალიზებულ სპინებს (i და j) შორის მაგნიტურ ნახევარგამტარში, რომელიც შეიცავს თხელ მინარევებს. თავისუფალი ელექტრონების რკკი გაცვლა წარმოადგენს ფართო-დიაპაზონის ოსცილაციებს $J_{ij} \sim \cos(2k_F r)/r^3$, სადაც k_F - ფერმის ტალღური ვექტორია და $|r_i - r_j|$ - წარმოადგენს მანძილს სპინებს შორის. ოსცილაციები წარმოიქმნებიან ფერმის მკვეთრი ზედაპირიდან, რაც ნიშნავს იმას, რომ სივრცული თვისება არის რა $1/k_F$ - ჯერ მცირე, ვერ გადაწყდება არსებული ტალღური ფუნქციით.

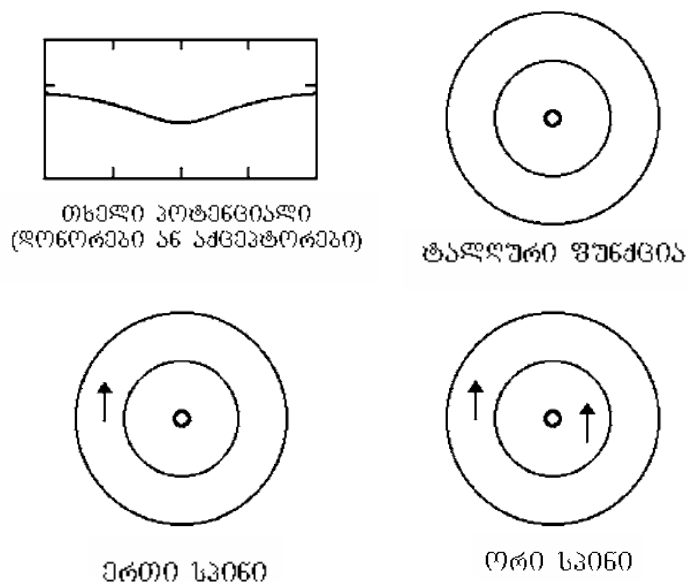
გამოთვლის ძირითადი იდეა არის ის, რომ განვალაგოთ ორი ლოკალიზებული სპინი ელექტრონულ სისტემაში და გამოვითვალოთ სრული ენერგია პარალელური და ანტიპარალელური სპინის ორიენტაციისათვის $S_i = \pm S_j$. შესაბამისი ენერგია მოიცემა

$$E_{\pm} = \sum_{\mu} \frac{|\langle \psi_{\mu} | V(S_i) \pm V(S_j) | \psi_0 \rangle|^2}{E_{\mu} - E_0}, \quad (2.6)$$

სადაც $|\psi_{\mu}\rangle$ - არის ელექტრონული სისტემის მრავალ-წევრიანი ტალღური ფუნქცია. უბრალო მიახლოებისას გადახრების გაუთვალისწინებლობა ამცირებს $|\psi_{\mu}\rangle$ სლოტერის ერთელექტრონიანი ტალღური ფუნქციას $|\psi\rangle$ დეტერმინანტამდე. თავდაპირველად ჩვენ დავიწყებთ ერთ-ელექტრონიანი მიახლოებიდან და გადავალთ კორელაციებზე. ურთიერთქმედების პოტენციალი V არის ცნობილი როგორც s-d ტიპის

$$V_i(r) = \pm V_0 s_i \delta(r - r_i), \quad (2.7)$$

სადაც ნიშანი მიუთითებს მონაწილე ელექტრონი არის $\uparrow$ თუ $\downarrow$ მიმართულების. ნახ.2.3 -ზე ილუსტრირებულია თხელი ორბიტალების ბუნება და ლოკალიზებული მაგნიტური სპინები(მაგნეტური ატომები):



ნახ. 2.3. ლოკალიზებული სპინები(ისრები) თხელი დონორის ან აქცეპტორის მახლობლობაში.

თუ ორი სპინი განლაგებულია ერთ თხელ ორბიტალზე, რომელსაც მოიცავს ერთი ელექტრონი, ურთიერთგაცვლა ფერომაგნეტურია[42] ეს არის პირდაპირი შედეგი (2.7) ფორმულიდან.

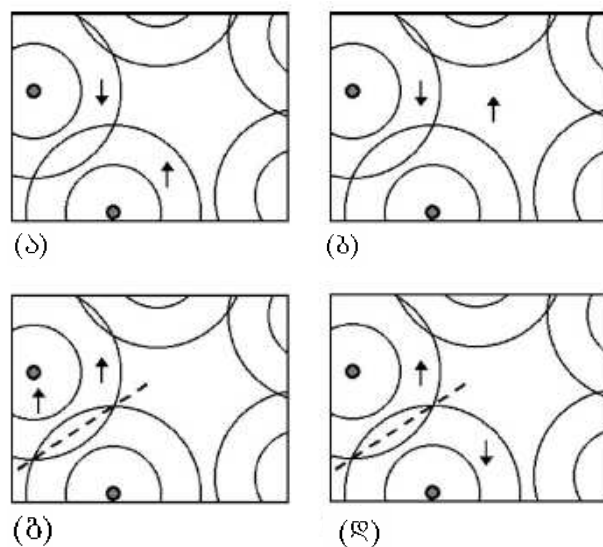
მომატებული მინარეული კონცენტრაციისას, თხელი ორბიტალები $|\phi_m\rangle = \phi(|r| - R_m)$ გადაფარავენ ერთმანეთს და საბოლოოდ ხდება პერკოლაცია. ნახ. 2.3 - ზე ასახულია J_{ij} გაცვლის ილუსტრაცია, რომელიც მოიცემა ფორმულით

$$J_{ij} = -\frac{V_0^2}{8t} [\rho(r_i - R_1) - \rho(r_i - R_2)] \times [\rho(r_j - R_1) - \rho(r_j - R_2)], \quad (2.8)$$

სადაც r_i და r_j ლოკალიზებული სპინების პოზიციებია, R_1 და R_2 - ორი გადამფარავი თხელი ორბიტალი, t - ნახტომის ინტეგრალი, რომელიც განსაზღვრავს დონეთა დაყოფას, $\rho(r) = \phi^*(r)\phi(r)$. აქ V_0^2 ასახავს თოერის

მეორე ხარისხის პერტირბაციის ხასიათს, სადაც დონეთა დაყოფა $E_\mu - E_0 \sim t$ იწყება დენომინატორიდან (2.7) ფორმულაში.

დაშტრიხული ხაზები ნახ. 2.4 -ზე აღნიშნავენ ალტერნატიულ კრიტერიუმს. სპინები, რომლებიც იმყოფებიან ხაზის იმავე მხარეს ეწყვილებიან ფერომაგნიტურად, როდესაც სპინები, რომლებიც გამოყოფილია დაშტრიხული ხაზით ამჟღავნებენ ანტიფერომაგნიტური შეწყვილების ხასიათს. ყოველი ორბიტალური წყვილი ქმნის ერთ დაშტრიხულ ხაზს და



ნახ. 2.4. გაცვლა ორი თხელი ორბიტალის მეშვეობით: (ა) ძირითადი გეომეტრია, (ბ) ნულოვანი გაცვლა, რომელიც განპირობებულია ერთი სპინის იზოლირებით, (გ) ფერომაგნიტური გაცვლა და (დ) ანტიფერომაგნიტური გაცვლა.

მინარევთა სიმკვრივის ზრდასთან ერთად ამ ხაზების რიცხვი იმატებს. ამას გარდა ხაზები "ურთიერთქმედებენ" ერთმანეთზე, რადგან კლასტერები, რომლებიც შეიცავენ 3 ან მეტ ორბიტალს, გააჩნიათ რთული დონეთა დაყოფა.

ძირითადი მნიშვნელობით რკკი ურთიერთქმედება შეზღუდულია s-ტიპის ორბიტალებით. როდესაც საქმე გვაქვს d-ორბიტალებთან გაცვლა დამოკიდებულია $r_i - r_j$ მიმართულებაზე. ეს კავშირის ანიზოტროპია მაგნიტურად იზოტროპიულია იმასთან კონტრასტში, რომ მაგნიტური

ანიზოტროპიები¹ შექმნილია სპინ-ორბიტალური შეწყვილებით. ეს უკანასკნელი მექანიზმი შეიცავს არა მარტო ჩვეულებრივ მაგნეტურ ანიზოტროპიას, არამედ ზოგად ანიზოტროპულ ორბიტალურ კონტრიბუციას მაგნეტურ მომენტებზე.[43].

2.2.6. სხვა გაცვლითი ურთიერთქმედებები

ჰაიზენბერგის პირდაპირი ურთიერთგაცვლის მექანიზმის [44] საფუძველს წარმოადგენს ორ ლოკალურ სპინს შორის მდგომარეობს სიმეტრიული ორბიტალური ტალღური ფუნქციის (ანტისიმეტრიული სინგლეტური სპინური ტალღური ფუნქცია) მდგომარეობასა და ანტისიმეტრიულ ორბიტალურ ტალღური ფუნქციის(სიმეტრიული ტრიპლეტური ტალღური ფუნქცია) მდგომარეობას შორის განსხვავება.

კრამერის ზეგაცვლითი ურთიერთქმედება [45] მოქმედებს ლოკალურ მომენტებზე, რომლებიც გამოყოფილია არამაგნეტური ატომით. კრისტალურ გარემოში ელექტრონს შეუძლია გადავიდეს არამაგნეტური ატომიდან მაგნიტური ატომის ცარიელ გარსზე და იმოქმედოს პირდაპირი ურთიერთქმედებით ელექტრონებზე, რომლებიც მის ლოკალურ მომენტს ქმნიან. არამაგნეტური ატომი პოლარიზებულია და შეწყვილებულია პირდაპირი ურთიერთქმედებით მის ყველა მაგნიტურ მეზობელთან. სანამ მოხდება ზეგაცვლა, ურთიერთქმედება ლოკალურ მომენტებს შორის ფერომაგნეტიკური ან ანტიფერომაგნეტიკურია, რაც დამოკიდებულია ორი პირდაპირი გაცვლის ურთიერთქმედების ფარდობით ნიშანზე. (III,Mn)V მასალებში ზეგაცვლა ანტიფერომაგნიტურად უწყობს ხელს მეზობელ კათიონურ მდგომარეობებზე განლაგებულ Mn მომენტებს შორის ურთიერთქმედებას.

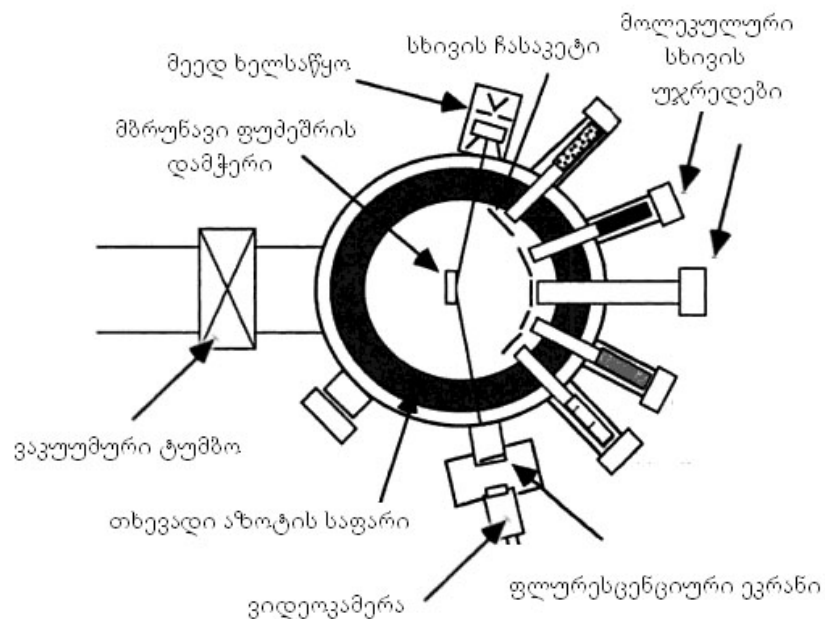
¹ მაგნიტურ ანიზოტროპიულ მასალებში მაგნიტური მომენტების მიმართულება ნოლოვანი გარეგანი ველისას იოლ ღერძებისკენაა, როდესაც იზოტროპულ მასალის მაგნიტურ მომენტებს ნულოვანი ველისას არ გააჩნია რამე უპირატესი მიმართულება.

3. გახსნილი ნახევარგამტარული შენაერთების სინთეზი და გაზომვები

3.1. მაგნიტური ნახევარგამტარების სინთეზის მეთოდები

3.1.1. მოლეკულურ-სხივური ეპიტაქსია

მოლეკულურ-სხივური ეპიტაქსია(მსე) ერთ-ერთი ოპტიმალური მეთოდია ნახევარგამტარული შენაერთების მომზადებისათვის. შერჩეული ელემენტების (Ga,As,Al და სხვა) ატომები და მოლეკულები ვაკუუმურ ღუმელში ხურდება და ორთქლდება, რის შემდეგაც ტოვებს ატომების მიმართულ სხივს და ეჯახება მონოკრისტალური ფუძეშრის გახურებულ ზედაპირს ნახ. 3.1. აქ ისინი ერთვებიან სხვადასხვა პროცესებში(ფიზიკური ადსორბცია, ქემისორბცია, მიგრაცია), განიცდიან ტრანსფორმაციას (დისოციასია, ასოციაცია და ა.შ.) და საბოლოოდ აყალიბებენ მონოკრისტალურ მესერს. მოლეკური სხივი წყდება საკეტიტ, რომელიც ჩამოეფარება გამომსხივებელ უჯრედს. ამ წესით შესაძლებელია გაზრდილი ფენების შემადგენლობისა და თვისებების ცვლილება. ზოგიერთი უჯრედი შეიცავს მინარეულ ელემენტებს (n და p ლეგირებისათვის), რაც მართავს



ნახ. 3.1. მოლეკულურ-სხივური ეპიტაქსიის დანადგარის სქემა.

ფირის ელექტრულ თვისებებს. გაზრდის პროცესი რეალიზდება ულტრა-მაღალ ვაკუუმურ კამერაში წნევით 10^{-6} - 10^{-11} მბარი, რაც უზრუნველყოფს მაღალ სისუფთავეს, ისე რომ მოლეკულური სხივი დაჯახებების გარეშე აღწევს ფუძემრეს. მაღალი ვაკუუმის უპირატესობას წარმოადგენს ისიც, რომ ის ანალიტიკურ ტექნიკას, რომელიც იწოდება, როგორც მაღალი-ენერგიის ელექტრონული დიფრაქცია(მეედ), საშუალებას აძლევს გაზომოს გაზრდის სიჩქარე ადგილზე. სიჩქარე ინტერპრეტირდება ოსცილაციების სახით გაზომილ დიფრაქციულ ინტენსიურობაში გაზრდის პროცესისას. ამას გარდა ეს ტექნიკა საშუალებას გვაძლევს გავზომოთ ზედაპირის კრისტალოგრაფიული ჩამოყალიბება ფენა-ფენა, ანუ ორ-განზომილებიანი გაზრდის რეჟიმი. გაზრდის სიჩქარე დროში მცირეა, რადგან მოითხოვს აგრეთვე სპეციფიური სხივების(თუ შემთხვევა გვაქვს სხვადასხვა ატომებით ლეგირებისას)ჩართვა-გამორთვას.

სხვა გზა მსგავსად (Ga,Mn)As ფორმირდება სტანდარტული ნახევარგამტარის ლეგირებით მაგნიტური ელემენტით. In(Ga,Mn)As- ში მანგანუმი ჩაენაცვლება გალიუმის კვანძს GaAs-ის კრისტალში, თუმცა მისი ხსნადობა მაღალი კონცენტრაციებისას დაბალია. სტანდარტული მსე გაზრდისას კარგი სტრუქტურული ხარისხის ფირების მისაღებად საჭიროა ფუძემრე გავახუროთ - 600°C გაზრდის ტემპერატურამდე. მაღალი Mn -ის კონცენტრაციის ნაკადისას, იმის მაგივრად რომ ეს მაგნიტური მინარევი გაერთიანდეს ფუძემრეში, ხდება სეგრეგაცია ზედაპირზე დაგროვებით და ქმნის კომპლექსებს ელემენტარული As ატომების შემადგენლობით, ეს პრობლემა მოიხსნა დაბალ-ტემპერატურული მსე, რომლის დროსაც არაწონასწორული კრისტალური ზრდისას შესაძლებელია უფრო მეტი მალეგირებელი მინარევის გაერთიანება ფუძემრეში. დაბალი ტემპერატურისას, დაახლოებით 250°C , თერმული ენერგია არასაკმარისია ზედაპირული სეგრეგაციისათვის, მაგრამ საკმარისი კარგი ხარისხის მონოკრისტალური შენადნობისათვის[46]. ამას გარდა, დაბალ-ტემპერატურული მსე-ს დროს რეალიზდება კვანძთაშორისი Mn და As

ანტიმდგომარეობები(ანუ როცა As ახდენს Ga მდგომარეობების ოკუპაციას)[47]. ორივე მინარევი მოქმედებს, როგორც ორმაგი დონორები და წარმოადგენენ კომპენსირებად დეფექტებს. კვანძთაშორისი მანგანუმი ანტიფერომაგნიტურად უკავშირდება ჩამნაცვლებელ Mn-s, აშორებს რა მაგნიტურ მომენტს. ეს დეფექტები ცხადია არასასურველია ფერომაგნიტური თვისებებისათვის.

ტემპერატურა რომლის ქვემოთაც ხდება პარამაგნეტიზმიდან ფერომაგნეტიზმამდე გარდაქმნა, წარმოადგენს კიურის ტემპერატურას(T_c). თეორეტიკული გამოთვლებით, რომელიც ემყარება ზენერის მოდელს კიურის ტემპერატურა Mn-ის რაოდენობაზე. ამგვარად, $T_c > 300 \text{ K}$, შესაძლებელია Mn-ის 10% შემადგენლობისას[32], რაც ძნელი მისაღწევია. რამდენადაც მსე ტექნოლოგია განიცდის განვითარებას, მოსალოდნელია უკეთესი შედეგები მაღალი კიურის ტემპერატურის მისაღწევად.

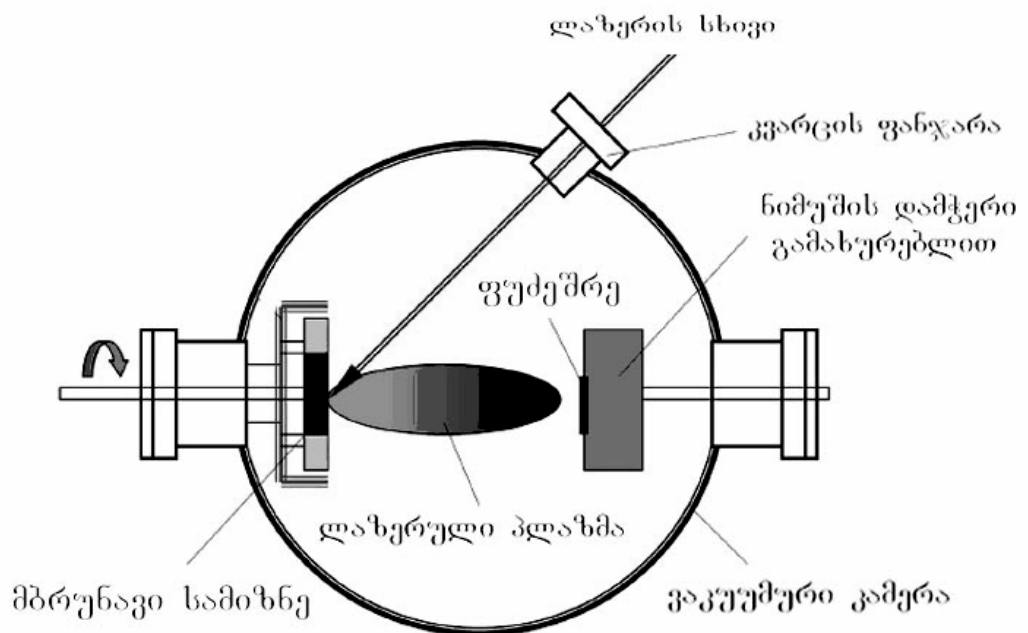
3.1.2. ფერომაგნიტური მასალების სინთეზი პულსირებული ლაზერის გამოყენებით

თხელი ფირების ზრდის პულსირებული ლაზერული დაფენის(პლდ) მეთოდი მდგომარეობს ულტრა მაღალ ვაკუუმურ კამერაში მყარი სამიზნიდან მასალის აორთქლებაში მოკლე($\sim 10 \text{ ნმ}$) და მაღალი ენერგიის ლაზერული იმპულსების გამოყენებით.

ლაზერი მძლავრი ხელსაწყოა მასალათა ფორმირებისათვის მისი მცირე სიხშირული დიაპაზონით, კოჰერენტულობითა და სიმძლავრის მაღალი სიმკვრივით. ხშირად სინათლის სხივი იმდენად ინტენსიურია, რომ შეუძლია ააორთქლოს ყველაზე უფრო მაგარი და სითბომედეგი მასალები, ამას გარდა მისი მაღალი სიზუსტის, საიმედოობის და სივრცული გადაწყვეტის გამო ის ფართოდ გამოიყენება მასალათა დამუშავების ინდუსტრიაში. ამაზე რომ აღარაფერი ვთქვათ, მრავალკომპონენტური მასალები ლაზერის გამოყენებით შესაძლოა დაიშალონ, აორთქლდნენ, დაეფინონ ფუძემრეზე და შექმნან სტექიომეტრული თხელი ფირები. ყველა

ამ პროცესს მართავს ლპდ. მისი სქემატური გამოსახულება მოცემულია ნახ. 3.2 -ზე.

კრისტალური ფირების ნუკლეაცია და ზრდა დამოკიდებულია ბევრ ფაქტორზე როგორცა, სიმკვრივე, ენერგია, იონიზაციის ხარისხი, კონდენსირებადი მასალის ტიპი, ფუზემრის ფიზიკო-ქიმიური თვისებები და ტემპერატურა. თუმცა სინთეზისას ხდება მხოლოდ რამდენიმე პარამეტრის მანიპულირება. გამოყენებული სამიზნე ზომით პატარაა სხვა გაფრქვევის მეთოდების სამიზნეებთან შედარებით. აგრეთვე შესაძლებელია ორი ან რამდენიმე მასალისაგან მრავალფენოვანი ფირების შექმნა. პულსების რაოდენობის კონტროლით მიიღწევა ფირების სისქის ზუსტი კონტროლი.



ნახ. 3.2. პულსირებული ლაზერული დაფენის სქემატური გამოსახულება

ყველაზე უფრო გამორჩეული თვისება პლდ -სა არის სამიზნის მასალის სტექიომეტრიულობის შენარჩუნება დაფენილ მასალაში. ეს გამოწვეულია სამიზნის ზედაპირის ექსტრემალურად მაღალი გახურების სიჩქარით(108 K/წმ) პულსირებული ლაზერული გამოსხივებისას და ამის გამო

კრისტალური ფირების დაფენა მოითხოვს გაცილებით დაბალ ტემპერატურებს ვიდრე სხვა ზრდის ტექნოლოგია.

ზრდის მექანიზმის ორი ძირითადი თერმოდინამიკური პარამეტრია ფუძემდრის ტემპერატურა T და ზეგაჯერებულობა D_m , რომლებიც ერთმანეთთან დაკავშირებულია განტოლებით

$$D_m = kT \ln(R / R_e)$$

სადაც k -ბოლცმანის მუდმივაა, R - ჩვეულებრივი დაფენის სიჩქარეა, R_e - დაფენის წონასწორული სიდიდე.

ლპდ გახსნილი მაგნეტური მასალების შექმნისათვის ერთ-ერთი უპირატესი მეთოდია, რადგან ლაზერული ტექნოლოგიის ულტრამაღალი კრისტალიზაციის სიჩქარე, ფენის ნანომასშტაბური სისქე და ორიენტირების ეფექტი უზრუნველყოფენ ზეგაჯერებულ მყარ ხსნარს 3d-მინარევით.

გარდა რიგი დადებითი თვისებებისა პლდ ხასიათდება მიკრონაწილაკების ფორმირებით ფირზე, რომლის ფიზიკური მექანიზმი, მოიცავს ზედაპირულ ადულებას, დარტყმითი ტალღით გამოწვეულ თხევადი ზედაპირის განდევნას და აორთქლებას. მიკრონაწილაკების ზომა რამდენიმე მიკრონის შეიძლება იყოს. ეს მიკრონაწილაკები დიდად მოქმედებენ როგორც ფირის შემდგომ ზრდის შეფერხებაში, ისე ფირის ელექტრულ თვისებებზე. მეორე ნაკლოვანება არის აორთქლებული სპეციების მცირე კუთხური განაწილება, რომლებიც წარმოიქმნება ლაზერულად შექმნილი პლაზმის ადიაბატური გაფართოებითა და სამიზნის ზედაპირის წერტილოვანი კოროზიით.

მიუხედავად ნაკლოვანებისა და პლდ-ის რიგი დადებითი თვისებების გამო, რომელიც გულისხმობს აგრეთვე სინთეზის დროს მაგნიტური მინარევის ლეგირების შესაძლებლობას, ჩვენ უმრავლეს ექსპერიმენტებში გამოყენებულია სწორედ ეს მეთოდი და მისი მოდიფიკაციები.

3.2. ფერომაგნიტური ნახევარგამტარების შესასწავლად გამოყენებული გაზომვები

3.2.1. ჰოლის ეფექტი

ჰოლის ეფექტი ელექტრული გამტარის გავლით წარმოქმნილი პოტენციალთა სხვაობაა (ჰოლის ძაბვა), რომელიც გამოწვეულია ელექტრული დენის მართობული მაგნიტური ველით. იგი აღმოჩენილი იქნა ედვინ ჰოლის მიერ 1879 წელს. ჰოლის კოეფიციენტი განისაზღვრება, როგორც თანაფარდობა ინდუცირებულ ელექტრულ ველსა და მოდებულ მაგნიტურ ველს შორის. დენის გადატანისას მუხტები განიცდიან ლორენცის ძალას როდესაც მოდებულია გარე მაგნიტური ველი, რომელიც ელექტრონთა მოძრაობის პარალელური არაა. როდესაც მაგნიტური ველი არ მოქმედებს მუხტები ერთი პირდაპირი მიმართულებით გადაადგილდება. მართობულად მოქმედი გარე მაგნიტური ველის შედეგად მათი გადაადგილება მრუდდება და ისინი გროვდებიან გამტარის ერთ მხრეს, საწინააღმდეგო მუხტები კი მეორე მხარეს. შედეგად ხდება დამუხტული ნაწილაკების ასიმეტრიული განლაგება ჰოლის ელემენტის გასწვრივ. (ნახ. 3.3) მუხტთა გაყოფა წარმოქმნის ელექტრულ ველს, რომელიც ეწინააღმდეგება მუხტების შემდგომ მიგრაციას და იქმნება თანაზომიერი ელექტრული პოტენციალი.

ლითონის სტრუქტურისათვის, რომელიც შედგება მხოლოდ ერთი ტიპის მუხტის გადამტანებისაგან (ელექტრონებისაგან) ჰოლის ძაბვა V_H მოიცემა :

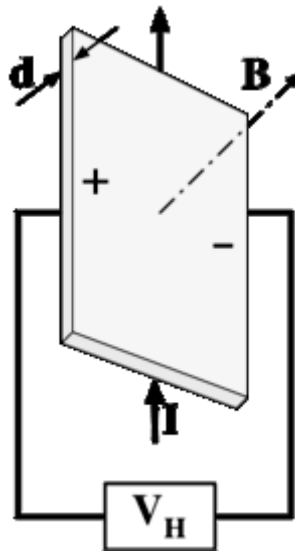
$$V_H = \frac{-IB/d}{ne}, \quad (3.1)$$

სადაც I - დენია კილიტის გასწვრივ, B - მაგნიტური ნაკადის სიმკვრივე, d - კილიტის სიღრმე, e - ელექტრონის მუხტი და n - ელექტრონიების მუხტის რიცხვია მოცულობის ერთეულში. ჰოლის კოეფიციენტი განისაზღვრება შემდეგნაირად :

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B}, \quad (3.2)$$

სადაც j - მუხტის სიმკვრივეა, Si სისტემაში ფორმულა მიიღებს შემდეგ სახეს :

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B} = \frac{V_H}{IB/d} = -\frac{1}{ne} \quad (3.3)$$



ნახ. 3.3. ჰოლის ელემენტის სქემატური გამოსახულება

ჰოლის ეფექტის მნიშვნელოვანი თვისებაა დეფერენცირება ერთი მიმართულებით მოძრავ დადებით მუხტსა და მეორე მიმართულებით მოძრავ ელექტრონებს შორის. ჰოლის ეფექტის მეშვეობით გამოითქმევა პირველი რეალური წინადადება იმის თობაზე, რომ მუხტის გადატანა გამოწვეულია ელექტრონებით და არა პროტონებით, ხოლო ხვრელების გადატანა მარჯვნივ რეალურად ელექტრონების გადაადგილებაა მარცხნივ.

ნახევარგამტარის შემთხვევაში, რომელიც მოთავსებულია მაგნიტურ ველში ჰოლის კოეფიციენტის ფორმულა უფრო რთულდება, რადგან მუხტის გადამტანებად გვევლინებიან როგორც ელექტრონები, ისე ხვრელებიც, რომლებსაც გააჩნიათ სხვადასხვა კონცენტრაცია და ძვრადობა. ზომიერ მაგნიტურ ველში ჰოლის კოეფიციენტი მოიცემა

$$R_H = \frac{-n\mu_e^2 + p\mu_h^2}{e(n\mu_e + p\mu_h)^2}, \quad (3.4)$$

სადაც n - ელექტრონთა კონცენტრაცია, p - ხვრელების კონცენტრაცია, μ_e - ელექტრონთა ძვრადობა, μ_h - ხვრელების ძვრადობა, e - ელექტრული მუხტის აბსოლიტური მნიშვნელობა.

ფერომაგნიტურ მასალებში (და მაგნიტურ ველში მოთავსებულ პარამაგნეტურ მასალებში) ჰოლის წინააღმდეგობა შეიცავს დამატებით კონტრიბუციას - ანომალურ ჰოლის ეფექტს (ექსტრაორდინარული ჰოლის ეფექტი), რომელიც პირდაპირ დამოკიდებულებაშია მასალის დამაგნიტებულობაზე და ხშირად გაცილებით დიდია ვიდრე ჩვეულებრივი ჰოლის ეფექტი. ანომალური ჰოლის ეფექტი შეიძლება იყოს გარეგანი(მოუწესრიგებლობებზე დამყარებული) ეფექტი, რომელიც განპირობებულია მუხტის გადამტანების სპინზე დამოკიდებულ გაბნევაზე, და შინაგანი ეფექტი, რომელიც აღიწერება ბერის ფაზის[48] ეფექტის პირობებში კრისტალური მომენტის სივრცეში (k - სივრცე).

ანოზოტროპული მაგნეტოწინააღმდეგობა, პლანარული ჰოლის ეფექტი, სპინზე დამოკიდებული გვირაბული ეფექტი და ექსტრაორდინალური ან ანომალური ჰოლის ეფექტი მიეკუთვნება მოვლენებს, რომლებიც უკავშირდება სპინზე დამოკიდებულ ელექტრონების გადატანას. ჰოლის ეფექტი მაგნეტურ მასალებში ჩვეულებრივ აღიწერება ფენომენოლოგიური განტოლებით:

$$\rho_H = R_0 B + R_{AHE} \mu_0 M = R_0 [H + \mu_0 M (1 - D)] + R_{AHE} \mu_0 M \quad (3.5)$$

სადაც ρ_H - ჰოლის წინააღმდეგობაა, B , H და M - მაგნეტური ინდუქციის კომპონენტებია, მოდებული ველი და დამაგნიტება ნორმალურია ფირის სიბრტყის მიმართ, და D - დემაგნეტიზაციის კოეფიციენტი. R_0 - ჩვეულებრივი ჰოლის კოეფიციენტი, რომელიც უკავშირდება ლორენცის ძალის მოქმედებას მოძრავ მუხტებზე, ხოლო R_{EHE} - ექსტრაორდინალური ანუ ანომალური ჰოლის კოეფიციენტი, რომელიც ასოცირდება მარჯვენა-მარცხენა სიმეტრიის დარღვევასთან მაგნეტურ მასალაში სპინ-ორბიტალური გაბნევისას. დემაგნეტიზაციის კოეფიციენტი $D = 1$, როცა

ველი მოდებულია ჰომოგენურად მაგნეტური ფირის პერპენდიკულარულად . (3.5) ფორმულიდან

$$\rho_H = R_0 H + R_{AHE} \mu_0 M \quad (3.6)$$

მაზა, რომელიც იზომება ჰოლის კონტაქტებს შორის, რომლებიც განლაგებულია ელექტრული დენის მიმართულების პერპენდიკულარულად მოიცემა :

$$V_H = \frac{I}{t} \rho_H = \frac{I}{t} (R_0 H + R_{AHE} \mu_0 M) \quad (3.7)$$

სადაც I - დენი ფირში და t - ფირის სისქეა.

ზოგადად მიღებულია, რომ აჰე ფერომაგნიტურ მეტალებში აჰე გამომდინარეობს სპინ-ორბიტალური გაბნევიდან, რაც გაბნეული ელექტრონების ტრანექტორიაში მოცულობით სიმეტრიას არღვევს. ლიტერატურაში ვხვდებით ორ გაბნევის ტიპს. ირიბი გაბნევა, რომელიც ხასიათდება გაბნევის მუდმივი კუთხით, როდესაც გაბნეული მუხტები გადაიხრებიან მათი ორიგინალური ტრანექტორიებიდან. სავარაუდოდ თანაფარდობა აჰე კოეფიციენტსა და წინააღმდეგობას შორის მოიცემა $R_{AHE} = A\rho + B\rho^2$. მეორე ნაწილი ჩვეულებრივ გამოირიცხება და ვიღებთ მათ შორის წრფივ დამოკიდებულებას. მეორე გაბნევის მექანიზმი - ე.წ. გვერდითი ნახტომი, ბუნებით ქვანტურია და იწვევს გაბნევის წერტილთან მუხტის ტრანექტორიის მუდმივ გვერდით ცვლილებას. გვერდითი ნახტომის პროცესისათვის $R_{AHE} \propto \rho^2$, და ეს მექანიზმი მოქმედებს მაღალი წინააღმდეგობის ნიმუშებისათვის მომატებულ ტემპერატურებზე ან ლეგირების მაღალი დონისას.

3.2.2. მაგნიტო-ოპტიკური კერის ეფექტი

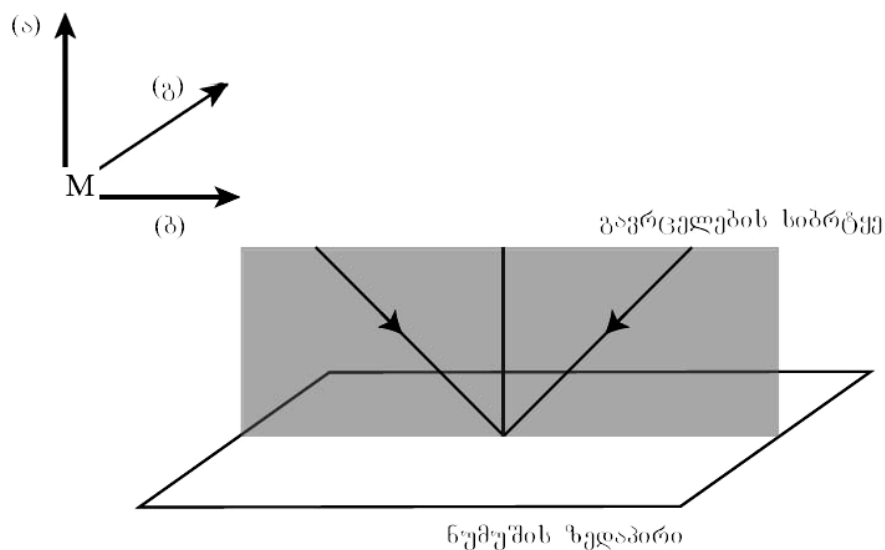
მაგნიტო-ოპტიკური კერის ეფექტი (მოკე) გამოიყენება ფერომაგნიტური და ფერიმაგნიტური ფირებისა და მასალების შესწავლისათვის და წარმოადგენს პოლარიზებული სინათლის არეკვლას მასალისგან, რომელიც მაგნიტურ ველშია მოთავსებული. არეკვლა იწვევს რამდენიმე ეფექტს :

- სინათლის პოლარიზაციის მიმართულების როტაციას;
- არეკვლილი სხივში ელიფსურობას;
- არეკვლილი სხივის ინტენსიურობის ცვლილებას.

არსებობს 3 "გეომეტრიული" განლაგება მოკე ექსპერიმენტში. პოლარული, გრძივი და განივი(გადამკვეთი), რომელიც აღიძვრება გამომდინარე მაგნიტური ველის მიმართულების დამოკიდებულებიდან გავრცელების სიბრტყესთან და ნიშუმის ზედაპირთან. პოლარულ და გრძივ შემთხვევებში საქმე გვაქვს კერის როტაციასა θ_k და ელიფსურობასთან ϵ_k .

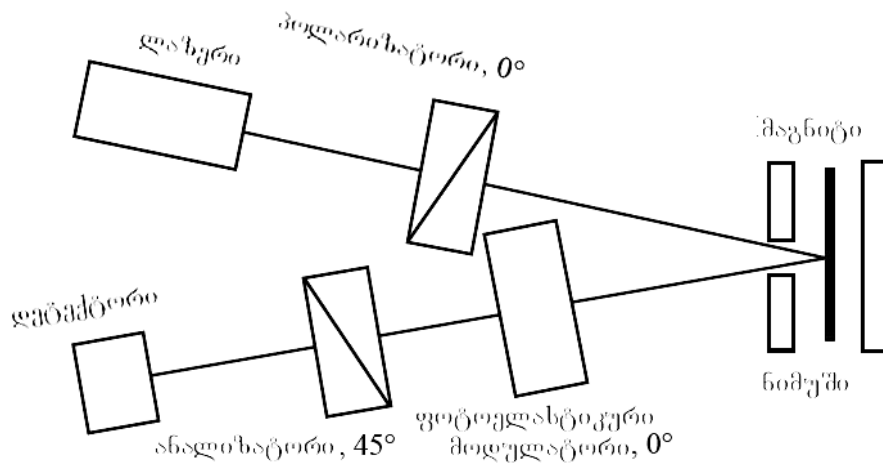
პოლარული მოკე.

პოლარული მოკე - სათვის მაგნიტური ვექტორი პარალელურია გავრცელების სიბრტყის და ნორმალის არეკვლის ზედაპირისათვის (ნახ. 3.4. ა)



ნახ. 3.4 . მოკე-ს გეომეტრიები

პოლარული მოკე შირად შეისწავლება ნორმალთან ახლო კუთხეებითა და ზედაპირიდან არეკვლით. პრაქტიკული მიზანია ის, რომ ორივე სხივმა უნდა გაიაროს მაგნეტიკის ერთ პოლუსზე განლაგებულ ხვრელში(ნახ. 3.5)



ნახ. 3.5. ოპტიკური გეგმა პოლარული მოკე-სთვის

რომელიც დამაგნიტებულია(M) ზედაპირის პერპერნდიკულარულად. არეკვლის შემდგომ ჩვეულებრივი ფრენის ამპლიტუდის კომპონენტის (r) გარდა დაიმზირება მცირე ორთოგონალური კერის კომპონენტი k , რომელიც r -თან კომბინაციაში წარმოქმნის ელიფსურად პოლარიზებულ სხივს რთული კერის როტაციით θ_k და ელიფსურობით ε_k და მოიცემა $\theta_k + i\varepsilon_k \approx k/r \ll 1$. ეფექტის სრული აღწერისათვის საჭიროა როტაციისა და ელიფსურობის სიდიდეები, თუმცა უნდა აღინიშნოს, რომ თვითოეული კუთხე შესაძლოა ძალზედ მცირე იყოს. არსებობს რიგი ფოტომეტრული ელიფსომეტრული ხერხები ოპტიკური გამოსხივების პოლარიზაციის მდგომარეობათა გაზომვებისათვის. თუმცა ყველაზე უფრო მარტივი ხერხი ხშირად ნელია ოპერაციულად და სიზუსტე შეზღუდულია წყაროს არასტაბილურობითა და ოპტიკური კომპონენტის არასრულყოფადობით. უმრავლეს სიტუაციებში მოკლე-ხმაურის შეზღუდულ შემთხვევის გათვალისწინებით და არასრულყოფილი კომპონენტებსას, ოპტიკური სხივის მოდულირება გვადლევს სიზუსტის გაზრდას. მოდულირება ხდება ძირითადად უბრალო კონტროლერის, ფარადეის მაგნიტო-ოპტიკური მოდულატორის და ფოტოელასტიკური მოდულატორის(ფემ) გამოყენებით. ფარადეის მოდულატორი შესაძლებლობას გვადლევს მივაღწიოთ თეორეტიკული სიზუსტის მოკლე-ხმაურის საზღვრებს, თუმცა ასეთი

მოდულატორები ხშირ შემთხვევაში მძიმე, უზარმაზარი და შეზღუდულია სპექტრალურ დიაპაზონში. მნიშვნელოვანია ავღნიშნოთ, რომ არაა შესაძლებელი გავზომოთ კერის როტაცია და ელიფსურობა ერთდროულად, თუმცა ფოტოელასტიკურ მოდულატორს გააჩნია ფართო სპექტრალური არე და მოქმედებს მაღალ სიხშირეებზე ($f = 50$ კჰც). დამატებით, ფოტოელასტიკური მოდულატორი მოდულირებს მასში გამავალ სხივის პოლარიზაციურ მდგომარეობას და გვადლევს შესაძლებლობას გავაკეთოთ ფარადეის მოდულატორის სიზუსტის გაზომვები ერთდროულად როტაციისა და ელიფსურობის დასადგენად. ფემ სისტემა შესაძლებლობას გვადლევს მოვახდინოთ მაგნიტო-ოპტიკური სიგნალის დეტექტირება, რომელიც აღძრულია სუბ-ატომური მაგნიტური ფენებისაგან. ნახ. 3.5 -ზე მოყვანილია ფემ სისტემის მეშვეობით პოლარული კერის ეფექტის დეტექტირების სქემა. ნუმუშის შემდეგ გამოსხივება გაივლის მოდულატორში და დამაანალიზებელ მოწყობილობაში (დაყენებულია 45 გრადუსით ძირითად სიბრტყესთან) და შემდგომ ეცემა დეტექტორს. დეტექტირებული ინტენსიურობა შეიძლება განისაზღვროს :

$$I(t) = I_0[1 + 2\theta_k \cos(A_0 \omega t) - 2\varepsilon_k \sin(A_0 \omega t)] \quad (3.8)$$

სადაც I_0 - წარმოადგენს "საშუალო" ან მუდმივ ინტენსიურობას , $\omega = 2\pi f$ - კუთხური სიხშირეა ფემ ოსცილაციების და A_0 - ფემ -ის შენელების ამპლიტუდა.

გრძივი მოკე.

გრძივი მოკე-სათვის მაგნეტური ველი პარალელურია როგორც გავრძელების სიბრტყისადმი, ისე ნუმუშის ზედაპირისადმი (ნახ. 3.4. ბ), ექსპერიმენტული განლაგება იგივეა, რაც პოლარული მოკე-ს შემთხვევაში (ნახ. 3.5). ფემ შენელების ღერძი ტიპიურად გავრცელების სიბრტყის ნორმალაია, თუმცა ის შეიძლება იყოს აგრეთვე გავრცელების სიბრტყის პარალელურიც. ანალიზური პოლარიზატორი ორიენტირებულია 45° -ით ფემ შენელების ღერძთან. გავრცელების პოლარიზაციის ორი შემთხვევა არსებობს: S პოლარიზება (პოლარიზაციის ვექტორი პერპენდიკულარულია

გავრცელების სიბრტყისადმი) და P- პოლარიზება, რომლიც დროსაც პოლარიზაციისა და გავრცელების სიბრტყეები პარალელურია. თუ პირველი პოლარიზატორი განლაგდება ზუსტ როტატორზე, მაშინ შეგვიძლია გამოვიკვლიოთ ორივე შემთხვევა პირველი პოლარიზატორის ორიენტაციის ცვლილებით.

განივი მოკე.

ტრანსვერსიული ანუ განივი მოკე-ს შესასწავლად მაგნიტური ველი წარმოადგენს გავრცელების სიბრტყის ნორმალს(ნახ. 3.4. გ). ამ დროს მხოლოდ P- პოლარიზაცია გვიჩვენებს ეფექტს და განსხვავდება პოლარული და გრძივი მოკე-საგან. გენერირდება მცირე k - ვექტორი , რომელიც პარალელურია არეკვლილ პოლარიზაციასთან. ეს აძლიერებს ან ამცირებს პოლარიზაციის ამპლიტუდას და დამოკიდებულია მაგნიტური ველის მიმართულებაზე. თუ მოითხოვება სწრაფი პასუხი, ფემ-ი შიზლება გამოყენებული იქნას, როგორც ოპტიკური კონტროლერი რომ მოდულირება მოახდინოს გავრცელებული ლაზერული სხივის. ცვლადი შესრულების ტექნიკა (მაგ. ჩამკეტი მაძლიერებელი) გამოიყენება არეკვლილი სხივის ინტენსიურობის გასაზომად.

მოდულირებული ინტერფერენციული ეფექტები.

მოკე ექსპერიმენტისათვის ჩვეულებრივ გამოიყენება ლაზერები. ლაზერების გამოყენებისას ფემ-თან ერთად გავქვს ” მოდულირებული ინტერფერენციის” ეფექტები. რამდენადაც მოკე ცვლადი სიგნალები ძალიან სუსტია, დიდი ძლისხმევია საჭირო ამ ეფექტების გამოსარიცხად ან შესამცირებლად. შესაბამისი მიდგომა მოიცავს : ფემ ოპტიკურ ელემენტზე არეკვლის საწინააღმდეგო დაფარვის გამოყენება, ფემ -ი არაპარალელური ოპტიკური ზედაპირებით, ფემ-ის დახრა ისე, რომ ლაზერული სხივი არ გავრცელდეს ოპტიკურ ელემენტში ნორმალური კუთხით.

3.2.3. ფერომაგნიტური რეზონანსის გაზომვები

ფერომაგნიტური რეზონანსი წარმოადგენს სპექტროსკოპიურ ტექნიკას ფერომაგნიტური მასალების დამაგნიტების გაზომვისათვის. ეს

არის სტანდარტული იარაღი სპინური ტალღებისა და დინამიკის კვლევისათვის. ფმრ აღიძვრება ფერომაგნიტურ მასალაში გარეგანი მაგნეტური ველისას, როდესაც ველი მოქმედებს ნიმუშის მაგნიტური მომენტებზე და ცდილობს შეცვალოს მბრუნავი ელექტრონების მიმართულების ღერძი(სხვაგვარად,მოახდონოს პრეცესია). მაგნეტიზაციის პრეცესიის სიხშირე დამოკიდებულია ნიმუშის ორიენტაციაზე, მაგნიტური ველის სიძლიერეზე, და ნიმუშის მაკროსკოპიურ დამაგნიტებულობაზე. ფერომაგნეტის ეფექტური პრეცესიის სიხშირე გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე თვისუფალი ელექტრონისათვის ელექტრულ-სპინური რეზონანსის და ელექტრულ-პარამაგნეტიკური რეზონანსის გაზომვებში. ამას გარდა, აბსორბციული პიკების წირის სისქეზე შესაძლოა დიდად იმოქმედოს დიპოლარული დავიწროების და გაცვლითი გაფართოების ეფექტებმა. თუმცა ფმრ-ში ყველა აბსორბციული პიკი არ დაიმზირება, რაც გამოწვეულია ფერომაგნეტში ელექტრონთა მაგნიტური მომენტების პრეცესიით და ამგვარად ფმრ სპექტრის თეორეტიკული ანალიზი რთულია.

ძირითადი დანადგარი შედგება მიკროტალღური რეზონანტული ღრუსგან ელექტრომაგნიტით. რეზონანტული ღრუ დაფიქსირებულია ზემაღალი სიხშირის ზონის სიხშირეზე. დეტექტორი განლაგებულია ღრუს ბოლოს რათა დააფიქსიროს მიკროტალღები. მაგნიტური ნიმუში მოთავსებულია ელექტრომაგნიტის პოლუსებს შორის და მაგნიტური ველი გაწმენდილია სანამ დეტექტირდება მიკროტალღების რეზონანტული აბსორბციული ინტენსიურობა. როდესაც დამაგნიტებულობის პრეცესიის სიხშირე და რეზონანტული ღრუს სიხშირე დაემთხვევა, აბსორბცია მკვეთრად იზრდება, რომელიც აღინიშნება დეტექტორზე ინტენსიურობის კლებით.

4. ძირითადი შედეგები და მათი განსჯა

წინამდებარე ნაშრომში შედეგების განსჯას ჩვენ დავიწყებთ ელემენტარული ალმასისებრი ნახევარგამტარების Si და Ge - ის, აგრეთვე GaSb და InSb ფირებიდან და, რომელიც ლეგირებულია Mn და Fe - ის ატომებით. შევვებით მაგნიტური მოუწესრიგებლობების განსჯას და მათ გავლენას გადატანით თვისებებზე, ეს მოუწესრიგებლობები იქმნება გახსნილ მაგნიტურ ნახევარგამტარებში, და გამოწვეულია ალბათურად განაწილებული მაგნიტური მინარევის მაღალი კონცენტრაციის გამო. შემდგომ ჩვენ განვიხილავთ ფერომაგნიტიკებზე დაფუძნებულ ალმასისებრ ნახევარგამტარებს (GaSb, InSb), შევვებით ლაზერული დაფენით მომზადებული InMnAs ფირების ფერომაგნიტურ თვისებებს ოთახის ტემპერატურაზე და ბოლოს ვიმსჯელებთ InMnAs -ფირების განსაკუთრებულ თვისებებზე მაღალი მაგნიტურ ველში.

მიუხედავად იმისა, რომ ჩვენ ცალკე თავად განვიხილავთ კომპლექსურ ექსპერიმენტალურ სამუშაოებს, ამ თავში აგრეთვე გავაერთიანებთ მცირე ექსპერიმენტულ მონაცემებს გამომდინარე განსჯის კონტექსტიდან.

4.1. ფერომაგნიტიზმი ლაზერული მეთოდით მიღებულ ალმასისებრ ნახევარგამტარების GaSb, InSb, Ge და Si -ის თხელ ფირებში

III-V ნაერთების Ga, InGaAs, InAs -ის ეპიტაქსიალური ფირები GaAs-ის ფუზერზე Mn-ის შემცველობით მიღებული იქნა ლაზერო-პლაზმური დაფენის მეთოდებით, რომლებიც უზრუნველყოფენ ფერომაგნიტურ თვისებებს 500K-მდე ტემპერატურულ დიაპაზონში. ლაზერული ტექნოლოგიის ულტრამაღალი კრისტალიზაციის სიჩქარე, ფენის ნანომასშტაბური სისქე და ორიენტირების ეფექტი უზრუნველყოფენ ზეგაჯერებულ მყარ ხსნარს 3d-მინარევით. ანომალური ჰოლის ეფექტი,

ფერომაგნეტური რეზონანსი(ფმრ), და არაწრფივი მაგნიტო-ოპტოკური კერის ეფექტი დაიბზირა 30-100 ნმ-ის სისქის ასეთ ფირებში.

ლაზერული დაფენის ტექნოლოგიის გამოყენება შესაძლებლობას გვაძლევს აგრეთვე Mn და Fe-ით ლეგირებული Si და Ge -ის ფირების მისაღებად, როდესაც მინარევთა კონცენტრაცია შეადგენს 10-15 ატ %. ფირების ფერომაგნეტიზმი შესწავლილი იქნა აჰე კვლევებით, ფმრ და მაგნიტოოპტიკური კერის ეფექტის (მოკე) გამოყენებით 77-500 K ტემპერატურებზე.

III-V მანგანუმშემცველიან შენაერთებში Mn და Fe თამაშობენ აქცეპტორის როლს და უზრუნველყოფენ სავალენტო ზონაში ხვრელების კონცენტრაციის მაქსიმუმ სიმკვრივეს. ასეთი 3d მინარევებით ლეგირებისას ვიღებთ p-ტიპის InSb:Mn, GaSb:Mn, Ge:Mn, Si:Mn და Si:Fe გმნ-ულ ფირებს. 77K -ზე მაგნეტო-ელექტრულ გაზომვებისას აჰე-ის მახასიათებლები გვიჩვენებს R_H -ჰოლის მუდმივას არაწრფივ ჰისტერეზისულ დამოკიდებულებას მაგნიტური ველის სიძლიერესთან B. ასეთი ჰოლის ეფექტი Mn-ის 6 ატ % რენტგენის სპექტრალური შემადგენლობით დაიბზირა InSb:Mn და Si:Mn -ის [4] და $N_{Mn} = 13$ და 15 % შემადგენლობის Ge:Mn, Si:Mn - ის ფირებში[49].

მოკე, აჰე და ფმრ გამოკვლევებმა გვიჩვენეს Si:Mn/GaAs ფენების პარამაგნიტური ქცევა ოთახის ტემპერატურაზე, ხოლო Ge:Mn/GaAs ფენების შემთხვევაში ფერომაგნიტური გამოვლინება აღინიშნა აჰე და ფმრ კვლევებისას. ხვრელების კონცენტრაცია p და ძვრადობა μ განისაზღვრა 293 K - ზე გამტარებლობისა ρ და ჰოლის ფაქტორის მეშვეობით მაქსიმალური ველისას. ცხრილ 4.1- ზე მოყვანილია ოთახის ტემპერატურაზე გაზომილი პარამეტრები: ელემენტარული შემადგენლობა, ფმრ, წინაღობა ρ , გამოთვლილი ხვრელების კონცენტრაცია p და ძვრადობა μ . 3d -მინარევთა მაგნიტური წილადის კონცენტრაცია N_{Mn} განისაზღვრა ფმრ გაზომვებით მაგნიტური ველის პერპენდიკულარული და პარალელური ორიენტაციისას[3,4]; T_c - კიურის წერტილი განისაზღვრა აგრეთვე ფმრ

მონაცემებიდან ტემპერატურული მაქსიმუმით, რომლის დროსაც დაიმზირა სპექტრი და გამოძღვდა მისი ანოზოტროპიულობა. შედარებისათვის ცხრილში მოყვანილია უწინ ცნობილი მაღალი კიურის ტემპერატურები მაგნიტური ნახევარგამტარებისათვის [50].

<i>შემადგენლობა</i>	<i>$N_{MN, FE}$ 10^{20} სმ^{-3}</i>	<i>T_c, K</i>	<i>$P(293K),$ $10^{-4} \Omega \text{ სმ}$</i>	<i>$P, 10^{20} \text{ სმ}^{-3}$</i>	<i>$\mu, \text{ სმ}^2/\text{ვწმ}$</i>
GaSb:6% n/GaAs	20	>500	7	7.7	12
InSb:Mn/GaAs	3	>500	40	1.3	12
Ge:13% Mn/GaAs	12	420	40	0.66	23
Si:15% Mn/GaAs	46	>500	2.5	7.5	33
Si:Fe/Al₂O₃	>50(77K)	250	≈ 1	-	-
CuCr₂S₃Se [10]	-	310	400	6 (100 K)	0.15(100 K)
CuCr₂S₃Se₂ [10]	-	369	100	20 (100 K)	0.2 (100 K)

ცხრილი 4.1 . ალმასისებრი გმნ ფენების პარამეტრები (შედარებულია მაგნეტური ნახევარგამტარების უწინ ცნობილ სიდიდეებთან ოთახის ტემპერატურაზე მაღალ ტემპერატურებზე)

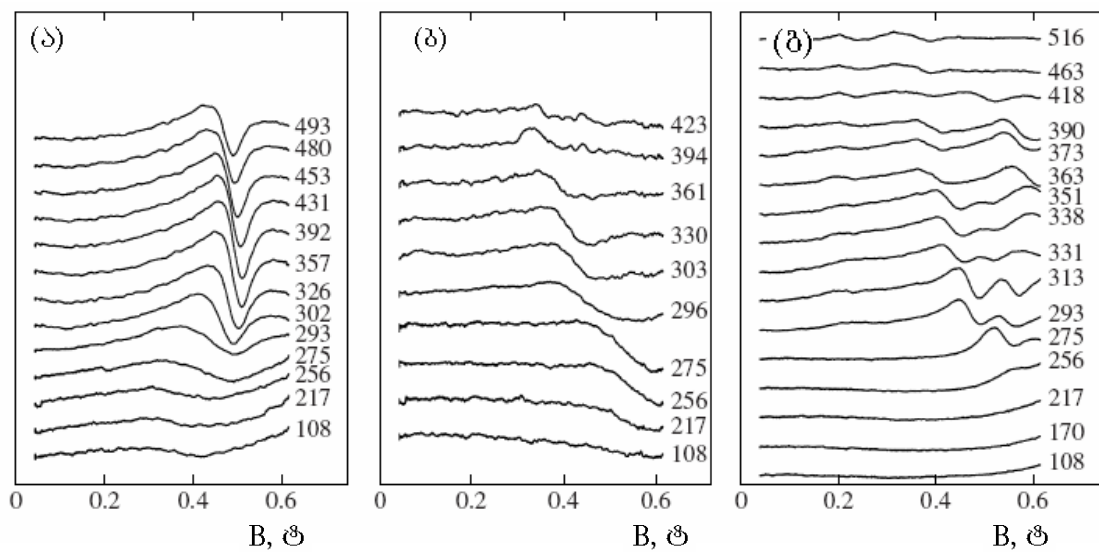
ცხრილიდან ნათელია, რომ ორივე კონცენტრაციის შემთხვევაში Ge და Si-ის შემთხვევებში Mn(ასევე Fe) - როგორც თხელი აქცეპტორი, ამჟღავნებენ მაღალ ელექტრულ და მაგნიტურ აქტივობას. თხელი აქცეპტორები ხასიათდებიან დაბალი იონიზაციის ენერგიებით. აქედან, ლაზერული ნანომეტრული მასშტაბის ფირებისა დაფენისას 3d- მინარევები ემაგრებიან რა კრისტალურ მესერს, ამჟღავნებენ მიმაგრების სხვაგვარ ქცევას, ვიდრე ადგილი აქვს მოცულობითი კრისტალების ლეგირებისას. თავდაპირველად [7] ნაჩვენები იქნა, რომ სილიციუმის მატრიცის შემთხვევაში ასეთი მინარევები ძირითადად ემაგრებიან კვანძთაშორის კრისტალურ პოზიციებზე შეზღუდული ხსნადობით $\approx 10^{16} \text{ სმ}^{-3}$ და ავლენენ დონორულ თვისებებს. ჩვენს შემთხვევაში Si:Mn ფირებში ხვრელების

კონცენტრაცია დიდია ($7.5 \cdot 10^{20} \text{სმ}^{-3}$) და მათი ძვრადობა 1.5 -ჯერ მეტია, ვიდრე Ge:Mn ფირებში. თუმცა ორივე შემთხვევაში დენის გადამტანების ძვრადობა შესამჩნევად დიდია, ვიდრე მეტალებში.

3d მინარევის მაგნიტური წილადი ახლოა მის სრულ შემადგენლობასთან. წარმოდგენილი ხვრელების კონცენტრაცია $p \approx 10^{20} - 10^{21} \text{სმ}^{-3}$ არის 3d- მინარევთა მაგნიტური წილადის 10 -60 %. ხვრელების ასეთი კონცენტრაციებისას ფერმის ენერგია გადაგვარებულ გმნ-ში შეადგენს 0.1-0.3 ე.ვ., რაც მეტია ვიდრე kT ოთახის ტემპერატურაზე და შემდგომ საჭიროებს რკკი ფერომაგნეტიზმის ჩართვას. საინტერესოა ავღნიშოთ, რომ ხვრელების ძვრადობა Si:Mn -ში 1.5 -ჯერ მეტია, ვიდრე Ge:Mn -ში, სადაც ხვრელების შემადგენლობა თვითოეული ერთეულოვანი სიდიდისათვის 10-ჯერ მცირეა. Si:Mn -ის ფირებს გააჩნიათ მაღალი გამტარებლობა, მაღალი მუხტის გადამტანების კონცენტრაცია და ძვრადობა. ცხრილში უკანსკნელი სვეტი გვიჩვენებს, რომ ახალ აღმასისებრ გმნ -ს გააჩნიათ 100-ჯერ მაღალი გადამტანების ძვრადობა ჩვეულებრივ მაგნიტურ ნახევარგამტარებთან შედარებით.

ნორმალური ორიენტაციისას სპექტრი ნაჩვენებია ნახ. 4.1 -ზე განსხვავებული ტემპერატურების დროს. წირი მდორე ტემპერატურული გარდაქმნით ($\approx 420 \text{ K}$ - მდე) ფმრ- დან ელექტრულ პარამაგნეტურ რეზონანსამდე დაიმზირა Ge:Mn -ის შემთხვევაში. ასეთი გარდაქმნა გამომდინარეობს მანგანუმის მაგნიტურ იონთა სპინების მოწესრიგების თერმული დესტრუქციდან. ისევე, როგორც GaSb:Mn -ის შემთხვევაში ფმრ ველის ცვლილება არამონოტონიკურია ტემპერატურასთან. მას გააჩნია მაქსიმუმი 256 K- ზე Ge:Mn -ის შემთხვევაში, წრფივი ამპლიტუდა ეცემა 256 K -ზე ქვემოთ.

ფმრ გაზომვებმა დაბალ ტემპერატურაზე (77 – 293 K) დაადასტურა მანეტიზაციაში საერთო არამონოტონური ვარიაცია T_m მაქსიმუმით 390 და 270 K ტემპერატურებისას InSb:Mn/GaAs და GaSb:Mn/GaAs -ფირებისათვის შესაბამისად. ნახ. 4.1 ა გვიჩვენებს ამ მონაცემებს GaSb:Mn/GaAs -თვის.



ნახ. 4.1. ფმრ სპექტრი (ა)GaSb:Mn/GaAs, (ბ)Ge:Mn/GaAs, და (გ)Si:Mn/GaAs ნიმუშების, რომლებიც ორიენტირებულია მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულად სხვადასხვა ტემპერატურებზე (აღნიშნულია მრუდებთან ახლოს); ვერტიკალური ღერძი (მასშტაბი არაა ნაჩვენები, ფარდობითი ერთეულები) წარმოადგენს ფმრ აბსორბციის სპექტრის პირველი რიგის წარმოებულის Y' ამპლიტუდას.

ფმრ სპექტრის ტემპერატურული გადანაცვლება დამზერილი იქნა ფერომაგნიტური Ge და Si ფენებისათვის GaAs-ის ფუძეშრზე. GeMn და SiMn -სთვის მაგნიტური მომენტები მონოტონურად მცირდება, რამდენადაც ტემპერატურა განიცდის ზრდას(დაწყებული 77K -დან).

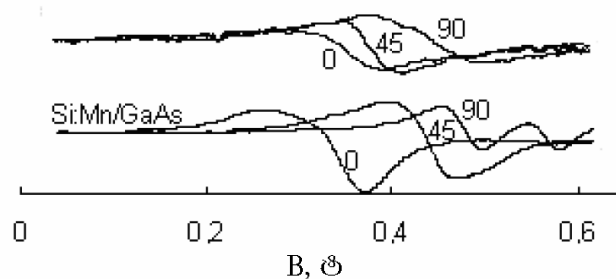
Si:Mn -ის შემთხვევაში ფმრ სპექტრი შედგება ორი ან მეტი რეზონანტული პიკისაგან. ეს არის სპინურ ტალღური რესონანსის შემთხვევა, რადგან წირთა ამპლიტუდებს გააჩნიათ საწინააღმდეგო მოწესრიგება გარეგანი ველის ზრდასთან ერთად. Mn-ის შემადგენლობისა და ფირის სისქის ვარირებით შეგვიძლია ვცვალოთ პიკების ამპლიტუდური პროპორცია, მაგრამ არა მათი პოზიცია. ცნობილია მხოლოდ ერთი სუსტი ფერომაგნიტური მანგანუმის სილიციდია ცნობილი, როგორც ანტიფერომაგნიტური 29 K კიურის ტემპერატურით [7] და მეტალური Mn. აქედან, Si:Mn - ის ნიმუშებში დამზერილი ფმრ პიკები გამოწვეულია დომენური სტრუქტურის არსებობით. ფმრ ამ სტრუქტურებისას წარმოებდა ≈ 500 K ტემპერატურისას. მსგავსად Ge:Mn - ის შემთხვევაში, აქაც შეიმჩნევა

ფმრ წირთა ტემპერატურული გადანაცვლება მცირე ველებისაკენ და მათი ინტენსივობის შესუსტება. თუ ჩავთვლით, რომ თვითოეულ Mn-ის იონს გააჩნია სპინი 5/2, მაშინ შეგვიძლია გამოვითვალოთ Mn-ის კონცენტრაცია (N_{Mn}) ნახ. 4.1 - ზე ნაჩვენები მონაცემების მეშვეობით. ამგვარად, ჩვენი ვარაუდით Mn-ის მაგნიტურ იონთა კონცენტრაცია ტოლია $2.6 \cdot 10^{21} \text{ სმ}^{-3}$ ან 5.9 ატ % -ია შედარებით Ge:Mn -თან 256 K ტემპერატურაზე. მსგავსი ვარაუდით Si:Mn- სთვის მოიცემა $N_{Mn} = 1.8 \cdot 10^{21} \text{ სმ}^{-3}$ პირველი ფმრ პიკისათვის და $2.8 \cdot 10^{21} \text{ სმ}^{-3}$ - მეორე პიკისათვის. მაგნიტურად აქტიური მანგანუმის წილი შედარებით დიდია (≈ 9 ატ %), ვიდრე Ge:Mn - ში. ფმრ წირების გადანაცვლება მარჯვნივ ტემპერატურის კლებასთან ერთად გვიჩვენებს, რომ პრაქტიკულად ყველა მანგანუმის ატომი მაგნიტურად აქტიურია(ნახ. 4.1).

ანალოგიურად ხდება ფმრ-ის ცვლილება 77-270 K ტემპერატურულ დიაპაზონშიც Si:Fe -თვის Al_2O_3 ფუძემდრეზეც. III-V შენაერთებში და ელემენტარულ ნახევარგამტარებში მაგნეტიზაციის ტემპერატურული ვარიაცია აიხსნება რკვი მექანიზმით და მინფილდის თეორიის კონცეფციებით. ინიდიუმისა და გალიუმის ანტიმონიდებში (InSb, GaSb, იხ.ნახ. 4.1) პირველი აქცეპტორული დონე რეზონანტულია და მდებარეობს 0.6 ევ- ის დაბლა სავალენტო ზონის ჭერიდან. T_m -ზე ქვემოთ Mn -ის ატომების იონიზაციის ხარისხი იზრდება ტემპერატურასთან ერთად, რაც გამოწვეულია სავალენტო ზონაში მდგომარეობათა ეფექტური სიმკვრივის ზრდით. ამას მივყავართ მაგნეტიზაციის გაზრდასთან 5/2 სპინის მქონე Mn იონების მონაწილეობით, რაც აისახება ფმრ სპექტრზე მაღალი ველისაკენ (ნახ. 4.1 ა).

ელემენტარული ნახევარგამტარების(Ge და Si) გმნ-ში 3d – მინარევების 2-ჯერ მეტად აჭარბებს, ვიდრე GaSb:Mn და InSb:Mn -ში, ამიტომ 3d მინარეული ატომების იონიზაციის ხარისხის ზრდას მივყავართ მათ სპინთა ანტიფერომაგნიტურ ურთიერთქმედებასთან.

დამზერილი ფმრ სპექტრის ძლიერი ანიზოტროპია ნიმუშის როტაციისას მოყვანილია (ნახ. 4.2) Ge:Mn და Si:Mn - ის ფირებისათვის გვიჩვენებს გარეგან მაგნიტურ ველთან შედარებით შიდა მაგნიტური ველის დომინირებას, რაც გამოწვეულია ბრტყელი ნიმუშის გეომეტრიიდან.

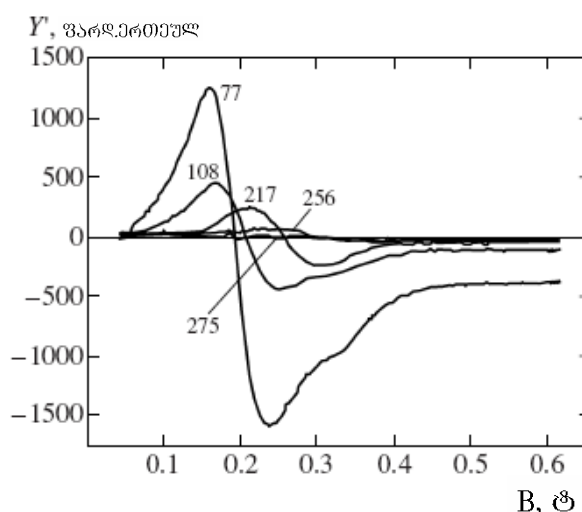


ნახ. 4.2. ფმრ აბსორბციის სპექტრის პირველი წარმოდგენილი 50 მნ სისქის Si:Mn და 75 მნ სისქის Ge:Mn ფირებისათვის ოთახის ტემპერატურაზე. რიცხვები წირების თავზე აღნიშნავენ გრადუსებში კუთხეებს ნიმუშის სიბრტყესა და მაგნიტურ ველს შორის.

Ge:Fe და Si:Fe ფენებმა მონოკრისტალური საფირის ფუძემდებზე გვიჩვენეს ფმრ და აჰე 77K ტემპერატურაზე, ამასთან Si:Fe- თვის ფმრ დაიძვრა 220 K-ზე. იმავე ფუძემდებზე ფერომაგნეტიზმი Si:Fe - ფირებისათვის უფრო დიდია, ვიდრე Ge:Fe - თვის. ფმრ სპექტრის ამპლიტუდა Si:Fe/Al₂O₃ - ნიმუშისათვის უფრო ინტენსიურია, ვიდრე Ge:Mn/Al₂O₃ - თვის 50 ნმ ფირის სისქისას. ნახ. 4.3 გვიჩვენებს სპექტრის ძლიერ ანიზოტროპიას Si:Fe/Al₂O₃ - ფირისათვის 77 K - ზე. ამავე ტემპერატურისას რკინის მაგნიტურად აქტიური ატომების კონცენტრაცია სილიციუმში შეადგენს 10²¹ სმ⁻³. ფენებს გააჩნიათ მაღალი ხვრელური გამტარებლობა და Si:Fe - ის შემთხვევაში იგი არ აჭარბებს 10⁻³ ომი · სმ 77 და 300 K ტემპერატურისას.

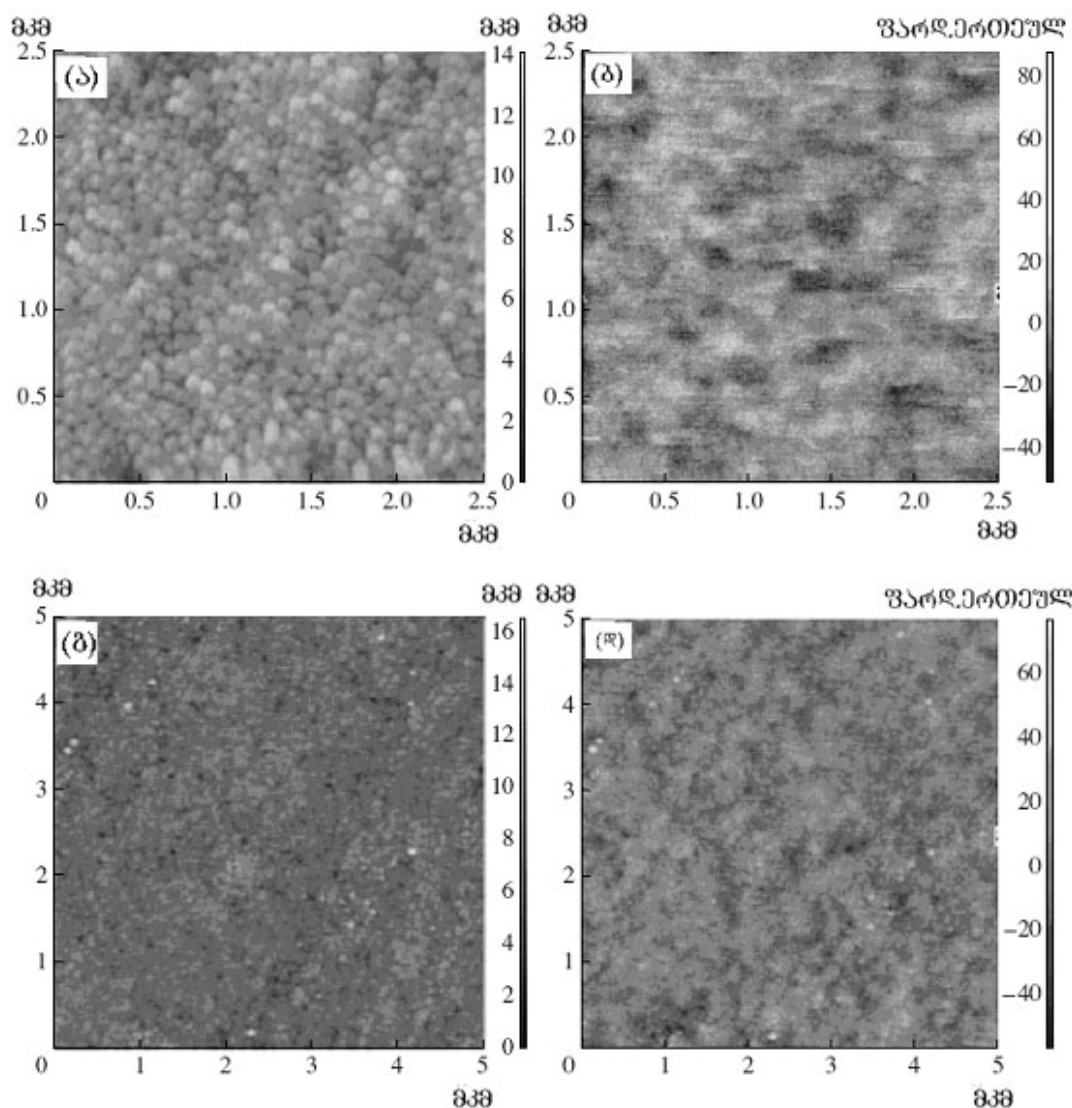
შემდგომი გაზომვები დაბალ ტემპერატურებზე გვიჩვენებენ, რომ ფმრ სპექტრს Si:Mn -ის შემთხვევაში(ნახ. 4.1 გ) გააჩნია რთული სტრუქტურა და შედგება 2-ზე მეტი აბსორბციული პიკებისაგან, რომელთა პოზიცია და ამპლიტუდური კოეფიციენტი იცვლება ტემპერატურასთან ერთად.

Si:Fe -ის ფირებზე, რომლებიც დაფენილი იქნა საფირის (Al_2O_3) ფუძეშერეზე ანომალური ჰოლის ეფექტი და ფმრ გამოიკვეთა 77K ტემპერატურისას. ფენები ხასიათდებოდნენ მაღალი p-ტიპის გამტარებლობით, რომლებიც 77 K და 300 K - ზე არ აჭარბებს 10^{-3} ომი-სმ. ნიმუშის როტაციისას დაიძვინა ფმრ სპექტრის ძლიერი ანიზოტროპია. ფმრ მონაცემთა თანახმად მაგნიტოაქტიური რკინის კონცენტრაცია Si -ში 77K-ზე შეადგენს $\sim 10^{21}$ სმ $^{-3}$. ნახ. 4.3 გვიჩვენებს ფმრ -ის ტემპერატურულ დამოკიდებულებას Si:Fe/ Al_2O_3 ფენებისათვის, რომლის თანახმადაც კიურის ტემპერატურა არის ~ 250 K .



ნახ. 4.3 . 50 ნმ სისქის Si:Fe -ის ფმრ სპექტრი, რომელიც დაფენილია საფირზე განსხვავებული ტემპერატურებისას (კელვინი, აღნიშნულია მრუდებზე). მაგნეტური ველი პარალელურია ნიმუშის სიბრტყის.

GaSb:Mn/GaAs და Si:Mn/GaAs ფირებისათვის ატომურ ძალური (აძმ) და მაგნიტურ ძალური (მძმ) მიკროსკოპიული სურათები ნახ. 4.4 -ზე ასახავენ მაგნეტიზაციის სივრცულ განაწილებას ზედაპირის გასწვრივ. ზედაპირის სიუხეშე გამოწვეულია ლაზერო-პლაზმური ნაწილაკების თერმალიზაციისას წვეთოვანი გროვების ფორმირებით. აძმტოპოგრაფიიდან და მძმ სურათიდან ჩანს, რომ ფირის მაგნეტიზაციის გვერდით განაწილებასა და ზედაპირის რელიეფს შორის სუსტი კორელა-



ნახ.4.4. გმნ ფენების ზედაპირთა აძმ ტოპოგრაფია (ა,გ) და მძმ სურათები (ბ,დ) GaAs -ის ფიზეშრეზე. (ა,ბ)- თვის GaSb:Mn/GaAs ჩარჩოს ზომაა 2.5×2.5 მკმ², ხოლო (გ,დ) -თვის SiMn/GaAs -- 5×5 მკმ².

ციაა. მაგნიტური არაჰომოგენურობა მეტყველებს 3d-მინარევთა მყარი ხსნარის და არა ფერომაგნიტური ფაზური ჩანართების უპირატესობაზე ფერომაგნეტიზმისათვის. მაგნეტიზაციის არაჰომოგენურობების მახასიათებელი ზომები თითქმის არ განსხვავდება GaSb:Mn და Si:Mn - ის ფენებში, თუმცა Si -ის ზედაპირის სიგლუვე არსებითად დიდია.

4.2. მაგნიტური მოუწესრიგებლობების ეფექტები მაგნიტურ დისკრეტულ სტრუქტურებში და მათი გავლენა მუხტის გადატანით თვისებებზე

ისეთი მასალების შექმნა, რომელთაც გააჩნიათ, როგორც ნახევარგამტარული, ისე ფერომაგნიტური თვისებები, კიდევ ერთი გამოწვევაა სპინტორნიკის განვითარებისათვის და როგორც ამის შედეგი - გმნ-ის კვლევები გვევლინება ერთ-ერთ ცხელ თემად თანამედროვე კონდენსირებული გარემოს ფიზიკაში. ყველაზე პოპულარული მასალებად გვევლინებიან $A^{III}-B^V$ ტიპის შენაერთები და დისკრეტული სტრუქტურები ლეგირებული Mn- ის ატომებით, რომელთა ლეგირების ხარისხი 10 ატ %-მდეა.

არსებობს ბევრი გადაუჭრელი პრობლემა, რომელიც უკავშირდება გმნ-ს. ერთ-ერთი ასეთია მაგნიტური მოუწესრიგებლობების გავლენა გმნ-ის თვისებებზე. ცხადია, რომ ალბათურად განაწილებული მაღალი კონცენტრაციის (რამდენიმე პროცენტი) Mn-ის იონები ქმნიან ძლიერ მოუწესრიგებლობებს გმნ-ში. ჩვეულებრივ Mn-ი $A^{III}-B^V$ ტიპის მასალებში მოქმედებს არა მარტო როგორც მაგნიტური მინარევი, აგრეთვე როგორც აქცეპტორი, რომელიც ენაცვლება III ტიპის იონებს, როდესაც Mn-ის კონცენტრაცია მაღალია, მაშინ იგი იკავებს პოზიციებს კვანძთაშორის მდგომარეობებზეც, სადაც დონორად გვევლინება. მაღლი კონცენტრაციისას იგი აგრეთვე ქმნის გრანულებს, რომლის შემადგენლობაში შედის Mn-სა და V-ტიპის ელემენტი, როგორიცაა ფერომაგნიტური მასალები MnAs, MnSb.

აქედან გამომდინარე არსებობს მოუწესრიგებლობის 3 ტიპი:

- სტრუქტურული(სხვადასხვა ფაზის გრანულები);
- მაგნიტური(მაგნეტური იონების არაერთგვაროვანი განაწილება, რაც გამოწვეულია ლოკალური მაგნიტური მომენტების ფლუქტუაციით);

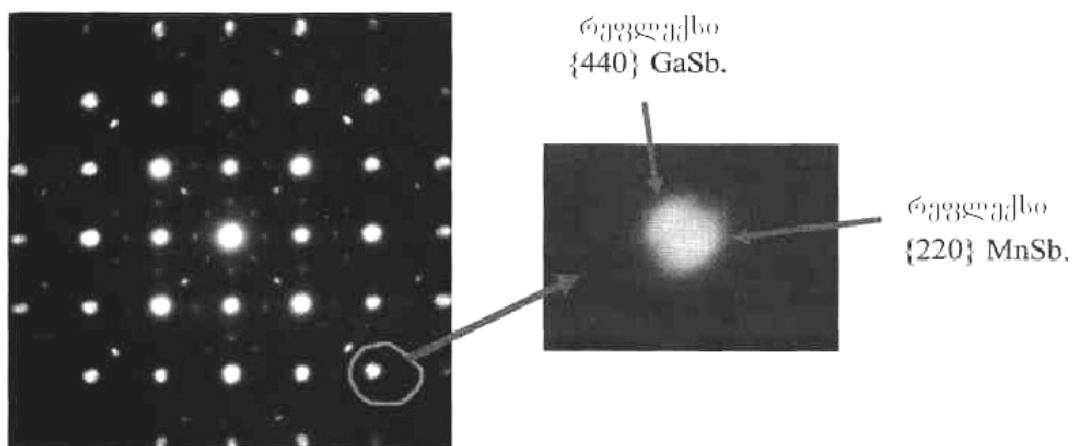
- ელექტროლი(დამუხტულ მინარევთა არაერთგვაროვანი განაწილება, რომელსაც მივყავართ ფლუქტუაციურ პოტენციალამდე).

სხვა ამოუხსნელ პრობლემებს მიეკუთვნება გაცვლითი მექანიზმის ახსნა ამ მასალებში. თუმცა მაგნიტური მოწესრიგების მიკროსკოპული მექანიზმი ამ მასალებში ჯერ კიდევ განხილვის საგნად რჩება. მიღებულია, რომ ფერომაგნეტიზმი უკავშირდება თავისუფალ და მინარეულ ზონაში ლოკალიზებულ ხვრელებს[51]. ეს მტკიცება აშკარაა თუ დავაკვირდებით მუდმივი Mn-ის კონცენტრაციისას T_c დამოკიდებულებას მუხტის გადამტანთა კონცენტრაციასთან.

4.2.1. ანომალური ჰოლის ეფექტი GaMnSb ფირებისათვის და სტრუქტურული მოუწესრიგებლობები

როგორც ავღნიშნეთ Mn-ის მაღალი კონცენტრაციებისას ყალიბდება მეტალური ფერომაგნიტური გრანულები.

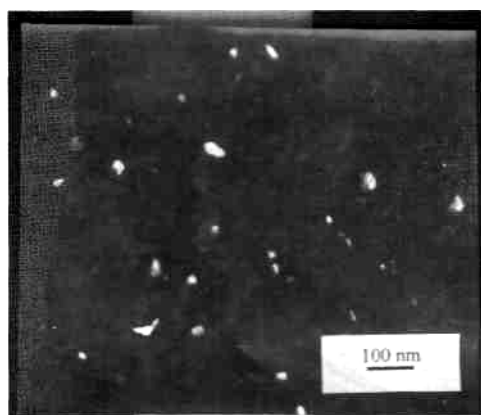
GaSb:Mn - ის ფირები სინთეზირებული იქნა ლაზერული პლაზმური დაფენის მეთოდით. ფირები 40-140 მნ სისქით დაფენილი იქნა GaAs(100)- ის ფუძეშერეზე, რომლის ტემპერატურა T_s იცვლებოდა 200-400 °C -მდე, რაც



ნახ. 4.5 ა. (Ga,Mn)Sb ნუბუმის ელექტრონულ დიფრაქციული სურათი. გადიდებული არე გვიჩვენებს {440} მატრიცის და MnSb -ის {220} რეფლექსებს.

განაპირობებდა ხვრელების კონცენტრაციის ცვლილებას $p = 5 \times 10^{20} - 3 \times 10^{19}$

სმ⁻³ საზღვრებში. ჩვენ აღმოვაჩინეთ, რომ ხვრელების კონცენტრაციის ერთზე მეტი მაგნიტუდის ცვლილებით ნეჯერობის მაგნეტიზაცია თითქმის იგივე რჩებოდა $M_s = 3.6 - 5.3$ მტ. ნიმუშთა სტრუქტურის მაღალი ხარისხი და MnSb -ის გრანულები ადვილად შეგვიძლია დავინახოთ ნახ. 4.5 ა-ზე ნახ.4.5 ბ -ზე.



ნახ. 4.5 ბ. (Ga,Mn)Sb -ის ელექტრონული მიკროსკოპიის სურათი, რომელიც მატრიცაში გრანულების დემონსტრირებას ახდენს.

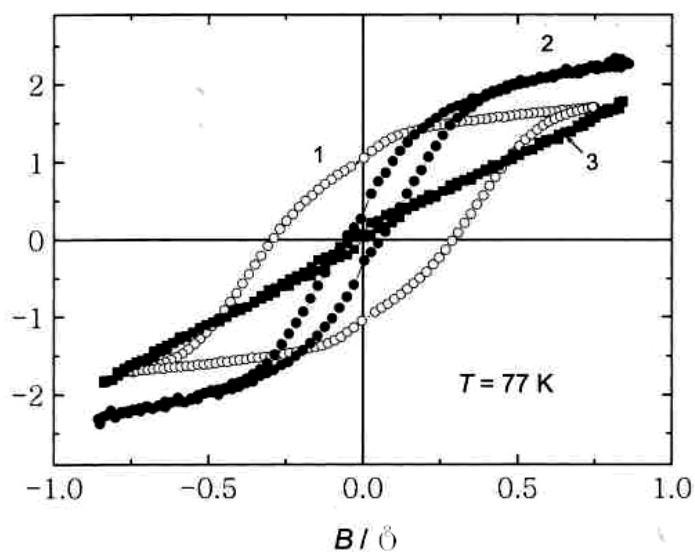
ერთ-ერთი ყველაზე ეფექტური გზა გმნ სტრუქტურების შესასწავლად და სპინ-პოლარიზებული გადამტანების დეტექტირებისათვის არის აჰე. ცნობილია, რომ ჰოლის ველი E_H მაგნეტურ მასალაში შედგება 2 კომპონენტისაგან

$$E_H = R_0 B j_x + R_a M j_x \quad (4.1)$$

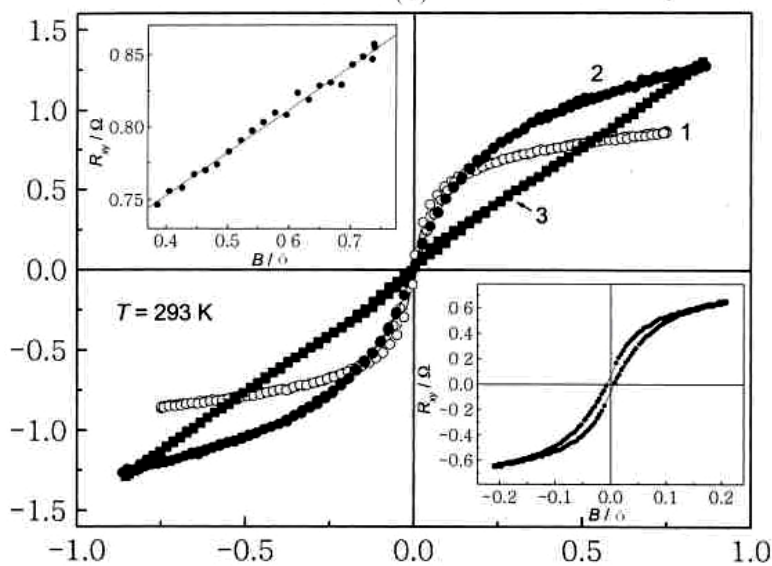
სადაც B - მაგნიტური ინდუქციაა, M - მაგნეტიზაცია, j_x - დენის სიმკვრივე, R_0 - ლორენცის ძალებით გამოწვეული ნორმალური ჰოლის კოეფიციენტი, R_a - ანომალური ჰოლის ეფექტის კოეფიციენტი.

მაგნეტიზაციის საპირისპიროდ, ჰოლის ეფექტის მახასიათებლები დამოკიდებულია ხვრელების კონცენტრაციაზე (რომელიც თავის მხრივ დამოკიდებულია დაფენის ტემპერატურაზე T_s). ნახ. 4.6 აღნიშნავს მაგნეტური ველის დამოკიდებულებას ჰოლის წინააღმდეგობაზე $R_{xy}(B)$, რომელიც მიღებულია $T=77K$ (ნახ. 4.6 ა) და $T=293K$ (ნახ. 4.6 ბ)

ტემპერატურებზე GaSb:Mn -სათვის ხვრელების კონცენტრაციისას $p=5 \times 10^{20} \text{ სმ}^{-3}$ (მრუდი 1), $p=1.5 \times 10^{20} \text{ სმ}^{-3}$ (მრუდი 2) და $p=3 \times 10^{19} \text{ სმ}^{-3}$ (მრუდი 3).



(ა)



ნახ. 4.6. ჰოლის წინააღმდეგობის მაგნიტურ ველზე დამოკიდებულება *GaMnSb/GaAs* სტრუქტურებისათვის: 1, $p=5 \times 10^{20} \text{ სმ}^{-3}$, $T_s = 200^\circ \text{C}$; 2, $p=1.5 \times 10^{20} \text{ სმ}^{-3}$, $T_s = 200^\circ \text{C}$; 3, $p=3 \times 10^{19} \text{ სმ}^{-3}$, $T_s = 440^\circ \text{C}$.

გაზომვები შესრულდა ტემპერატურებზე : (ა) 77K; (ბ) 293K. ბ-სათვის ზედა ჩანართი აღნიშნავს $R_{xy}(B)$ დამოკიდებულებას ნიმუშ 1 -სათვის, როცა $B > 0.4$ ტ; დაბლა ჩანართი კი გვიჩვენებს $R_{xy}(B)$ დამოკიდებულებას იმავე ნიმუშ 1-სათვის, როცა $-0.2 < B < 0.2$ ტ.

მუხტების კონცენტრაცია გამოთვლილი იქნა $R_{xy}(B)$ მრუდის დახრილობიდან $B > 0.4 - 0.5$ ტ მაგნიტური ველისას. მაღალი მაგნიტური ველისას ამ დამოკიდებულების წრფივი ხასიათი მოყვანილია ნახ. 4.6 ბ ჩანართზე. სურათიდან ჩანს, რომ ჰოლის ეფექტი 1 და 2 ნიმუშებისათვის ანომალურია $T = 77-300$ K ტემპერატურებზე, როდესაც 3 მრუდის შემთხვევაში მცირე კონცენტრაციებზე გვაქვს ჩვეულებრივი ჰოლის ეფექტის შემთხვევა. ნიმუშ 1-სა და 2-ს მონაცემთა შორის შედარება, რომელიც მოყვანილია ნახ. 4.6- ზე, დემონსტრირებას ახდენს იმისა, რომ ხვრელთა კონცენტრაციის კლება ახშობს აჰე-ის ჰისტერეზისულ ქცევას. დეტალურად, წინააღმდეგობის ველი ნუმუშ 1-სათვის ($p = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) $B_c = 0.29$ ტ $T = 77$ K -ზე და აჰე-ის ჰისტერეზისი ოთახის ტემპერატურამდე არსებობს ($B_c = 6.5$ მტ, იხ ქვემოთა ჩანართი ნახ. 4.6 ბ-ზე). ამავდროულად მეორე ნიმუშისათვის ($p = 1.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) $B_c = 0.058$ ტ $T = 77$ K-ზე და ჰისტერეზისი არ დაიშორა $T = 300$ K -ზე. როდესაც აჰე დომინირებს, ცვლადი(სპონტანური) ჰოლის წინაღობა $R_{xy}^s(R_{xy} - \text{ი } B = 0\text{-ზე})$ პროპორციულია სპონტანური მაგნეტიზაციის M_s .

ხვრელების კონცენტრაციის ძლიერი დამოკიდებულება აჰე-მიახლოებით მუდმივ ფერომაგნიტურ ფაზასთან(ნახ. 4.6) წარმოშობს აზრს, რომ ეს განსხვავებები მუხტის გადამტანთა კონცენტრაციებზე უნდა იყოს დამოკიდებული. თავისუფალი მუხტის გადამტანთა ურთიერთქმედება ფერომაგნიტურ ჩანარებთან ნახევარგამტარებში ჩანს, რომ უნდა განისაზღვროს შოტკის ბარიერის არსებობით მატრიცისა და კლასტერის გამყოფ ზედაპირთან(ჩვენ შემთხვევაში MnSb/GaSb საზღვარი). ეს ურთიერთქმედება დამოკიდებულია არა მარტო ფერომაგნიტური ფაზის შემადგენლობაზე, არამედ ხვრელთა კონცენტრაციაზეც, რომელთა ზრდასაც მიყვავართ შოტკის ბარიერის შემცირებამდე. ეს ფაქტი იწვევს ძლიერ გვირაბულ გაცვლას თავისუფალ მუხტის გადამტანებსა და ფერომაგნიტურ კლასტერებს შორის. რამდენადაც ურთიერთქმედება გამოწვეულია მომატებული გადამტანების კონცენტრაციისას, აჰე ხდება

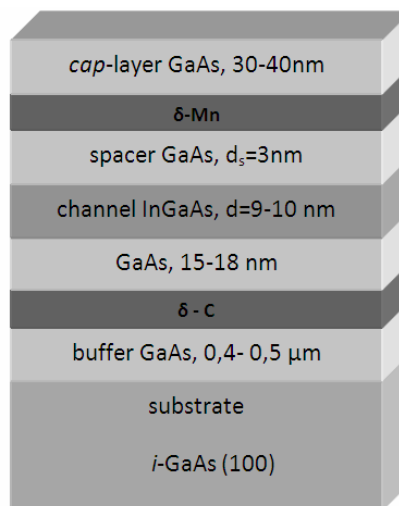
უფრო გამოკვეთილი. ტემპერატურას, როდესაც აჰე ჰიტერეზისი განიცდის გაქრობას მაბლოკირებელ ტემპერატურასაც უწოდებენ, ჩვენ ვთვლით, რომ მაბლოკირებელი ტემპერატურა $a_c = 10$ ნმ -ის ზომის GaSb -ის კლასტერისათვის არის 200-300K ექსპერიმენტალური მონაცემების თანახმად. მეორე მხრივ დაფენის ტემპერატურის ზრდას მოვყავართ კლასტერთა ზომის ზრდისაკენ. წინააღმდეგობის ველის დიდი მნიშვნელობა და მაგნეტიზაციის მრუდის მკვეთრი ზრდა ჰიტერეზისზე მიგვითითებს კლასტერთა დომენურ სტრუქტურაზე, რაც ნიშნავს, რომ წინააღმდეგობა იზრდება კლასტერის ზრდასთან ერთად. ამის საპირისპიროდ, ექსპერიმენტალური მონაცემები გვიჩვენებენ აჰე წინააღმდეგობის ველის შემცირებას T_s - ზრდასთან ერთად. გონივრულია ჩავთვალოთ, რომ MnSb -ის კლასტერის ზომა 10ნმ ზე მცირეა და ურთიერთქმედება გამოწვეულია GaSb:Mn მატრიცაში მუხტის გადამტანების შუამავლობით.

დასკვნის სახით შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ზელეგირებული მასალის, როგორიცაა GaSb:Mn, ფერომაგნიტური თვისებების ძირითად განმსაზღვრელ ფაქტორს წარმოადგენს მაგნეტური ნანოკლასტერების ფორმირება.

4.2.2. მოუწესრიგებლობები 2D სტრუქტურებში და კოლუმბის ფართო დიაპაზონის ფლუქტუაციური პოტენციალი

მოცულობითი გმნ კრისტალისაგან განსხვავებით 2D სტრუქტურებში გაზომვები გართულებულია. ტიპური გამოსაკვლევი ობიექტი შედგება Mn ფენისაგან, რომელიც აღწევს 2D გამტარებლობის არხში[6,18-20], რაც იწვევს დაბალ მუხტის გადამტანების ძვრადობას ($2-5$ სმ²ვ⁻¹წმ⁻¹[51]). ამის საპირისპიროდ ჩვენ წარმოვადგინეთ GaAs/δ-Mn/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs ქვანტური სტრუქტურა (ქს) საკმაოდ მაღალი ძვრადობით (2000 სმ²ვ⁻¹წმ⁻¹). რენტგენული გამოკვლევებით დადასტურდა, რომ δ-ფენა ქს-დან გამოყოფლია 3ნმ სისქის სპეისერით, ამის მიუხედავად წარმოიქმნება მაგნიტური მოწესრიგება და იგი გავლენას ახდენს გადატანით თვისებებზე.

ჩვენ განვიხილავთ თუ რამდენად მოქმედებს მოუწესრიგებლობები გადატანით თვისებებზე. ქვანტური სტრუქტურა, რომელიც შეიცავს $d = 10\text{ნმ}$ ის $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ფენას GaAs ის მატრიცაში გაზრდილი იქნა მეტალი-ოქსიდი-ნახევარგამტარი(მონ) ჰიდრიდული ეპიტაქსიით. სტრუქტურაში p-ტიპის გამტარებლობა მიღებული იქნა δ -ლეგირებით ბუფერული მხარედან ნახშირბადშემცველი ფენით, რომელიც გამოყოფილია ქს-დან $d_s = 10\text{ნმ}$ სისქის სპეისერით. Mn δ -ფენა გამოყოფილი იქნა ქს-დან 3ნმ ოპტიმალური სისქის² ლაზერული დაფენით მომზადებულ სპეისერით. ბუფერული ფენა და სპეისერები გაზრდილი იქნა $600\text{ }^\circ\text{C}$ ტემპერატურაზე, როდესაც Mn-ის და ქუდოვანი ფენის ფორმირება შესრულებული იქნა $450\text{ }^\circ\text{C}$ -ზე. სქემატური ჭრილი ამ ნიმუშისა მოყვანილია ნახ. 4.7-ზე.



ნახ. 4.7. . ქვანტური სტრუქტურის კონფიგურაციული სურათი.

ნიმუშთა მონაცემები Mn-ის სხვადასხვა შემადგენლობისას(ა,ბ,გ) მოცემული ცხრილ 4.1- ზე.

შესწავლილი იქნა 3 განსხვავებული ტიპი სტრუქტურებისა:

1. Mn- ით მაღალლეგირებული ნიმუში (ბ);
2. ნიმუშები Mn - ის დაბალი ლეგირების ხარისხით(ა);
3. ნიმუშები Mn- ით ლეგირების გარეშე (გ).

² ამ სისქის სპეისერი უზრუნველყოფს ქს-სა და Mn-ის δ - ფენის შიგნით მუხტების სუსტ ურთიერთქმედებას.

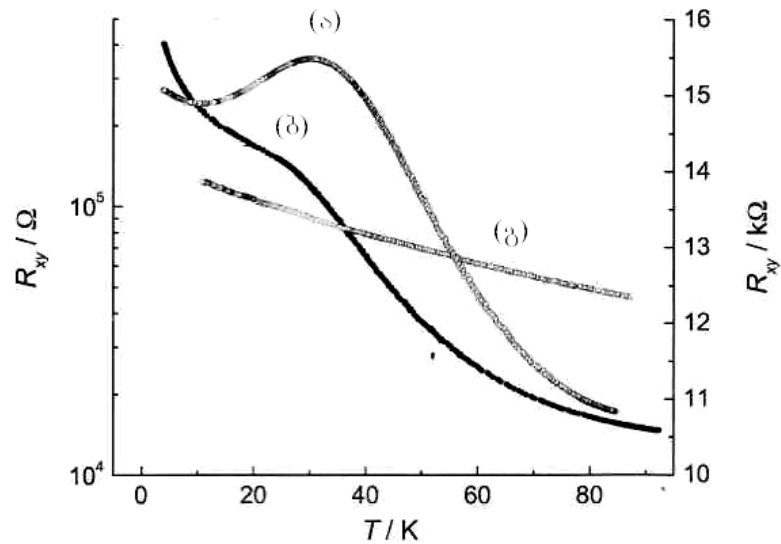
ტემპერატურული დამოკიდებულების ხასიათი განსხვავებულია სხვადასხვა ნიმუშისათვის $T = 100\text{ K}$ - ზე. როგორც ნახ. 4.8 - დან ჩანს მაღალ ლეგირებულ ნიმუშთა(ნიმუში ბ) წინაღობა ექსპონენციალურადაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე.

ნიმუში	x (X-ray)	dMn, ML	77 K		
			μ_{eff} , სმ ² /(ვ.წმ)	$p_s \cdot 10^{-12}$, სმ ⁻²	R_s , Ω/□
ა (M)	0,21	0,5	1860	2	1660
ბ (I)	0,16	1,8	1350	1,8	2540
ბ (I)	0,18	0	1598	0,5	7800

ცხრილი 4.2. ნიმუშის ტექნოლოგიური და ფიზიკური პარამეტრები(M აღნიშნავს მეტალურ, ხოლო I- გამტარებლობის აქტივაციურ ტიპს)

დაბალ ლეგირებული ნიმუშისათვის(ა) კი მხოლოდ სუსტად იცვლება ტემპერატურის კლებით. მონაცემები მსგავსია მომატებული Mn- ით ინდუცირებული ლითონ-იზოლატორის გადასავლელის შემთხვევასთან. ერთი შეხედვით ეს უცნაურია, რადგან Mn ძირითადად მოქმედებს, როგორც აქცეპტორი და გადამტანების კონცენტრაცია უნდა იზრდებოდეს Mn-ის მომატებასთან ერთად. თუმცა ცხრილი 4.2- დან ჩანს, რომ ხვრელების კონცენტრაცია ნიმუშ ა) -სა და ნიმუშ ბ) - სათვის თითქმის ერთნაირია. პრობლემა იმაში მდგომარეობს, რომ მომატებული კონცენტრაციებისას Mn - ის იონები იკავებენ კვანძთაშორის მდგომარეობებს და მოქმედებენ როგორც დონორები. ეს იწვევს ძლიერ კომპენსაციას, რომელიც ტიპურია გმნ-სათვის. მაღალ ლეგირებულ და მაღალ კომპენსირებული ნახევარგამტარებში ლითონ-იზოლატორი გადასვლებისას მუხტის გადამტანები ნაწილობრივ ლოკალიზებული არიან ფართო დიაპაზონის ფლუქტუაციური პოტენციალის ორმოებში და ქმნიან მეტალურ წვეთებს (გროვებს) ამ ორმოებში. ამგვარად, მიუხედავად მუხტის

გადამტანების მაღალი ძვრადობისა. მოუწესრიგებლობები თამაშობენ მნიშვნელოვან როლს წინამდებარე 2D გმნ სტრუქტურებში.

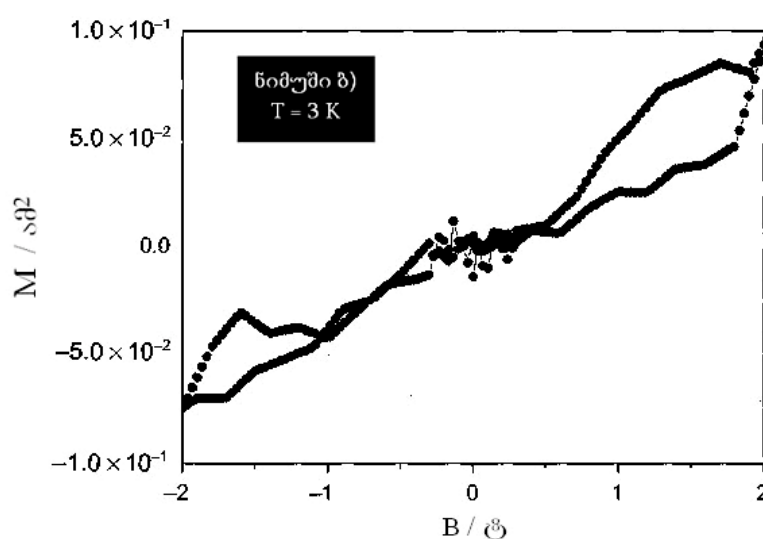


ნახ. 4.8. წინალობის ტემპერატურული დამოკიდებულება ნიმუშებისათვის ა, ბ, გ.

მე 4-ე სურათიდან ჩანს, რომ Mn- ით ლეგირებული შემთხვევისათვის მრუდ ა და ბ-ზე გვაქვს მარყუქები არალეგირებული მდგომარეობის მრუდთან(გ) განსხვავებით. ეს ქცევა ბუნებრივის ყველა მაგნიტურად მოწესრიგებულ გმნ- თვის და ტემპერატურა, რომელზეც მარყუქი დაიშორება განიხილება, როგორც კიურის წერტილი T_c [52,53]. არსებობს რამოდენიმე თეორია მარყუქის ბუნებაზე. მარტივი თეორიის თანახმად გაბნევა არის სპინზე დამოკიდებული და გაბნევის სიჩქარე მით უფრო დაბალია, რაც უფრო თანამიმართულია მუხტის გადამტანთა სპინები და მაგნიტური მომენტები. $T < T_c$ ტემპერატურებზე გაბნევის სიჩქარე იკლებს და იზრდება ძვრადობა, რაც გამტარებლობას ზრდის. ცნობილია, რომ აჰე- ით განისაზღვრება მაგნეტიზაცია 2D - სტრუქტურებში, რადგან მაგნიტური მომენტების მცირე მნიშვნელობის გამო გამწვანებულია მათი ექსტრაქტი მაგნიტური გაზომვებიდან, რასაც ხელს უშლის ფუძემდრადიანი დიდი დიამაგნეტიკური კავშირიც. ჩვენ გავზომეთ R_0 მაღალი მაგნიტური ველისას, აჰე კომპონენტისაგან განსხვავებით ეს კომპონენტი მაგნიტურ ველში

ნაჯერობას არ აღწევს. ჩვენ შემთხვევაში ნორმალური კომპონენტი R_0 დომინირებს და დამატებითი ძალისხმევა საჭირო აკვ- კომპონენტის ექსტრაქტირებისათვის.

ნიმუშთა დამაგნიტებულობა გაიზომა SQUID მაგნიტომეტრის დახმარებით. მაგნიტური ველი მიმართული იყო ჰეტეროსტრუქტურული სიბრტყისაკენ. ფუძეშრის და ნუმუშის დამჭერის მხრიდან ურთიერთქმედების გამოსარიცხად გაიზომა დამჭერის დამაგნიტებულობა ნუმუშის გარეშე, შემდგომ გაიზომა ნუმუში(ქს - Mn δ- ფენით) და ამ ყველაფრის შემდგომ - ქს Mn δ- ფენის გარეშე. შესრულდა სპეციალური პროცედურა ნუმუშის ზედაპირის გასაწმენდად მიკრონაწილაკებისაგან. ნუმუშის დამჭერისა და ხედაპირის მხრიდან ხელისშემშლელი ფაქტორების გამორიცხვის შემდეგ ვიღებთ მაგნიტური ველის დამოკიდებულებას მაგნიტურ მომენტებთან მოცემული სტრუქტურისათვის (ნახ. 4.9).



ნახ.4.9. ბ) ნიმუშისათვის მაგნიტური ველის დამოკიდებულება მაგნიტურ მომენტებზე

სურათიდან ვხედავთ, რომ სუსტი ველისას მრუდის ქცევა გავს პარამაგნიტურ მდგომარეობას, მეორე მხრივ მაღალი ველისას დაიშვირება მაგნიტური ჰისტერეზისი მაგნიტური მოსწესრიგების ნიშნით. უნდა

აღინიშნოს, რომ ჰოსტერეზისის მრუდი გაადგილებული ნულოვანი დონიდან მაგნეტიზაციის ზრდის მიმართულებით. მაგალითად, ბ ნუმუშისათვის ჰოსტერეზისის მრუდი დაიმზირება $B > B_h \approx 1$ ტ (B_h - არის ველი, რომლის დროსაც ჰოსტერეზისი იწყებს გამოჩენას). ასეთი ქცევა შეთანხმებაშია მაგნეტიზაციის ტემპერატურისგან დამოკიდებულებასთან. ნიმუშ ბ) -სათვის Mn- ის მინარევების მაღალი კონცენტრაციის გამო გვაქვს მაღალი B_h.

იმისათვის რომ ინტერპრეტირება გავაკეთოთ მიღებულ შედეგებზე დავუშვათ ნიმუშში ფერო და ანტიფერომაგნიტური არეების თანაარსებობა. ძლიერი ურთიერთქმედება ამ არეებს შორის იწვევს მაგნიტური მომენტების ორიენტაციას ფერომაგნიტურ არეში მცირე მაგნიტური ველისას. ეს ხდება რაღაც გარეგანი ველის B_z მნიშვნელობამდე, რომლის დროსაც ურთიერთქმედება მაგნიტურ მომენტებზე ფერომაგნიტურ არეში აჭარბებს ფერო და ანტიფერომაგნიტურ ურთიერთქმედებას, ან როდესაც ეს გადასვლები ხორციელდება ანტიფერომაგნიტური კუნძულების შიგნით. ამგვარად მხოლოდ $B > B_z$ გარეგანი მაგნიტური ველი მოქმედებს ფერომაგნიტური გრანულების მაგნიტურ მომენტებზე და შეიმჩნევა ჰოსტერეზისით გამოხატული მთელი ნიმუშის ფერომაგნიტური ქცევა. იმ შემთხვევაში, როდესაც გვაქვს ფერომაგნიტურ არეებს შორის სუსტი ურთიერთქმედება, მათი მაგნიტური მომენტების ორიენტაციის ალბათური განაწილება იწვევს გარეგანი ველის მოქმედებით გამოწვეულ ზეპარამაგნეტურ ქცევას. ამგვარად, ნიმუშებში ალბათურად განაწილებული ფერო და ანტიფერომაგნიტური გრანულები ურთიერთქმედებენ ერთიმეორესთან და B_z - ველის ქვემოთ შესაძლოა დაიმზიროს პარამაგნეტური ქცევა.

4.2.3. ელექტრონ-სპინ რეზონანსის გაზომვები და გაცვლითი მექანიზმი

წინა ქვეთავში ჩვენ ვისაუბრეთ 2D გნმ სტუქტურის თვისებებსა და მუხტის მატარებლებსა და მაგნეტურ იონთა გაცვლით

ურთიერთქმედებაზე, რომლებიც გამოყოფილი იყო ერთმანეთისაგან 3ნმ სისქის სპეისერით. ეს ურთიერთქმედებები აღიძვრება არა იმ ფაქტის გათვალისწინებით, რომ გმნ -ში მაგნეტიზმი ”მუხტის შუამავლობითაა” გამოწვეული. არსებობს ბევრი ლიტერატურა, სადაც აღწერილია გაცვლითი მექანიზმის ბუნება [54]. შემოთავაზებული მოდელები დავყოთ სამ კატეგორიად :

- რკკი (რუდერმან-კიტელ-კასუია-ოსიდა) მექანიზმი და მისი მოდიფიკაციები[55];
- ზენერის მექანიზმი და მისი მოდიფიკაციები[55];
- მოდელი, რომელიც გამომდინარეობს ელექტრონთა გადასვლებთან (შესაძლოა ვირტუალურ) დამატებით ან აღზნებულ მდგომარეობებზე[56];

უკანასკნელი მოდელი პასუხისმგებელია მუხტის შუამავლობით მაგნეტიზმზე იმ შემთხვევაში, როცა მუხტები მაგნიტური იონებისაგან სივრცულადაა გამოყოფილი. ჩვენ ვაჩვენებთ, რომ გაცვლა გამოწვეულია აქცეპტორულ დონეებზე განლაგებული Mn -ით(რომელთაც გააჩნიათ დამატებითი ან აღზნებული მდგომარეობები) და არა ნეიტრალური Mn-მდგომარეობებით(რომ ჩავთვალოთ საყოველთაო ზენერის მექანიზმი). ამისათვის შესწავლილი იქნა Mn - ით ლეგირებული CdGeAs₂ . Mn შეიზლება ჩაენაცვლოს როგორც Cd (შექმნას ნეიტრალური მდგომარეობები, რამდენადაც Cd იზოვალენტურია Mn -თან) , ისე Ge -ს (შექმნას Mn²⁺ +2p აქცეპტორული დონეები.) თორეტიკული გათვლებით მხოლოდ ერთი ამ პოზიციებიდან ფლობს აქცეპტორულ თვისებებს, რომელიც Mn -ს ქმნის, როგორც თვითშემცველ მინარევს ფერომაგნიტური მდგომარეობის ჩამოსაყალიბებლად.

III-V და II-IV-V₂ ტიპის ნახევარგამტარები ტრუქტურულად ახლოს არიან ერთიმეორესთან და აგრეთვე იზოვალენტური არიან: II-IV კომპლექსებში ვალენტობა ატომის მიხედვით ტოლია ვალენტობისა III - ტიპის ატომების.

Mn- ით ლეგირებული CdGeAs₂ მონოკრისტალური ნიმუშები სინთეზირებული იქნა ქიმიური ტექნოლოგიით. მონოკრისტალზე Mn- ის 6 მოლ % კონცენტრაციით ჩატარებულმა თერმოდალის და ჰოლის გაზომვებმა გიჩვენეს P- ტიპის მუხტის გადამტანების $6.5 \times 10^{15} \text{ სმ}^{-3}$ -ის ტოლი სიმკვრივე ოთახის ტემპერატურაზე. დეტექტირებული იქნა მუხტის გადამტანების მაქსიმალური ძვრადობა $\mu = 270 \text{ სმ}^2\text{ვ}^{-1}\text{წმ}^{-1}$ - 175 K -ზე ($\mu = 160 \text{ სმ}^2\text{ვ}^{-1}\text{წმ}^{-1}$ - ოთახის ტემპერატურაზე) და აქტივაციის ენერგია $E_a = 175 \text{ მევ}$. რკვი მექანიზმი არ არის აქტივირებული ამ სტრუქტურისათვის.

კრისტალის მაგნიტური თვისებები შესწავლილი იქნა ელექტრონ-სპინ რეზონანსით (ესრ) და დამაგნიტების გაზომვებით. ეს მონაცემები ეთანადებიან ფერომაგნეტიზმს, რომელიც იმართება კინემატიკური მექანიზმით. ამ თეორიის თანახმად არაპირდაპირი ურთიერთქმედება $\text{Mn}^{2+} + 2p$ კომპლექსებს შორის ხდება ცარიელი მდგომარეობებით სავალენტო ზონის ჭერთან, რასაც განაპირობებს ელექტრონთა ვირტუალური აღზნება დამატებით აღზნებულ მდგომარეობებზე. Mn -ის იონები, რომლებიც "შემოსილი" არიან ხვრელებით იღებენ გაცვლაში მონაწილეობას, ვიდრე ნეიტრალური Mn- ატომები. ამ შემთხვევაში ეს უკანასკნელნი პასიურები რჩებიან. ეს სრულ თანაფარდობაშია ჩვენ ექსპერიმენტულ მონაცემებთან. დაბალ ტემპერატურებზე Mn -ით გაჯერებული არეები მოქმედებენ როგორც პატარა მაგნიტური წვეთები. ეს ზეპარამაგნეტიკული ნაწილაკები ერთმანეთზე ანტიფერომაგნიტურად მოქმედებენ[30].

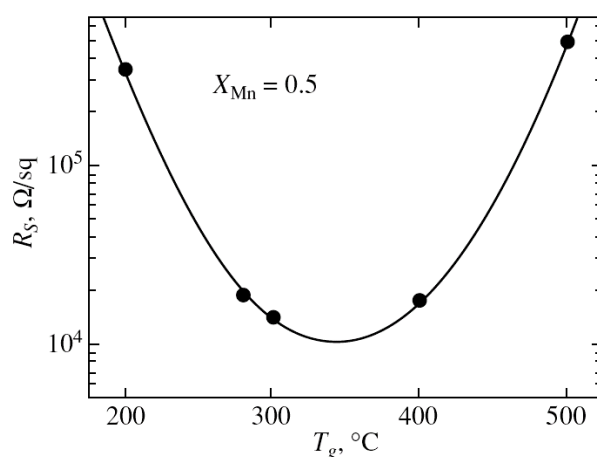
4.3. ფერომაგნეტიზმი InMnAs -ის ფირებში ოთახის ტემპერატურებზე

მოლეკულურ-სხივური ეპიტაქსიით გაზრდილი GaMnAs ფირებისათვის კიურის ტემპერატურა T_c შეადგენდა 110 K [57]. იმავე მეთოდით გაზრდილი ერთ-ფაზური InMnAs - თვის $T_g < 280^\circ \text{C}$ - ზე, კიურის ტემპერატურა შეადგენდა $T_c \approx 40\text{K}$.

ფერომაგნიტურ ნახევარგამტართა კიურის ტემპერატურა T_c უმრავლესობა გამოყენებისათვის უნდა აჭარბებდეს ოთახის ტემპერატურას.

ჩვენ მოვამზადეთ მეტალ-ოქსიდ-ქიმიური აორთქლებით დაფენის (მოქად) მეთოდით ფერომაგნიტური InMnAs -ის ფირები $T_g \approx 475^\circ \text{C}$ -გაზრდის ტემპერატურებზე 14 ატ % Mn -ის კონცენტრაციისას[57], რომლებიც არ შეიცავდნენ ჰექსაგონალური ფაზის MnAs-ის ჩანართებს. ფერომაგნეტიზმს, რომელსაც ადგილი ქონდა 300K -ზე, ხასიათდებოდა Mn-Mn დიმერების ფორმირებით InAs-ის კრისტალურ მესერში.

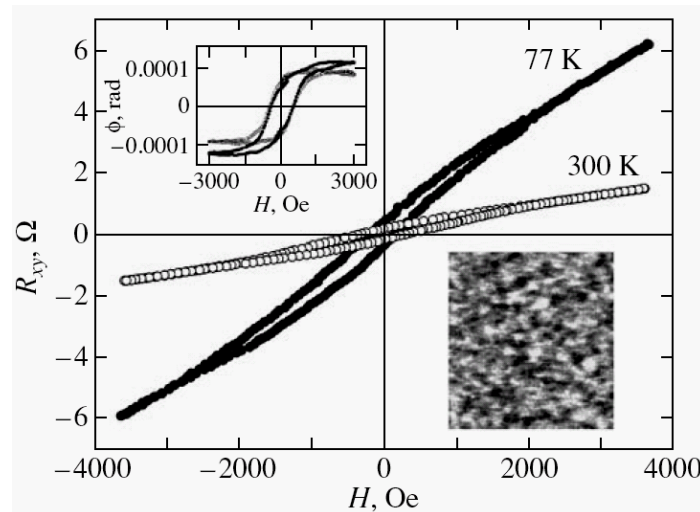
ლაზერული აბლაციით მიღებული InMnAs ფირების მორფოლოგია ხასიათდებოდა 20-40მნ სიმაღლის ზედაპირული უსწორმასწორობებით, განსხვავებით მოქად მეთოდით მიღებული ფირებისაგან GaAs(001) ფუძეშერზე, რომლებიც შედარებით გლუვები აღმოჩნდნენ.



ნახ. 4.10. InMnAs ფირების ზედაპირების წინააღობის დამოკიდებულება, სხვადასხვა დაფენის ტემპერატურებზე. $X_{Mn}=0.5$

ტემპერატურის დამოკიდებულება ზედაპირის წინააღობაზე გამოსახულია გრაფიკულად ნახ. 4.10 -ზე. აქ ცხადაა გამოსახული, რომ ტემპერატურის მცირე დიაპაზონში $T_g = 280-330^\circ \text{C}$ ფირების წინააღობა აღწევს დაბალ ზღვარს. გაზრდის ტემპერატურის 200°C შემცირებისას ან 500°C -ზე გადიდებისას ფირების ახასიათებთ მაღალი წინააღობა. აქედან ცხადია, რომ Mn-ის ატომების ოპტიმალური ლეგირების ტემპერატურული შუალედი, არის სწორედ ეს საზღვრები. ამ დროს In-ს ჩაენაცვლება მანგანუმის ატომები შესაბამის მდგომარეობებზე. დომინირებს ხვრელური

გამტარებლობა და მუხტის გადამტანთა კონცენტრაცია იცვლება $p \sim 5 \times 10^{18}$ cm^{-3} . ხვრელების ეფექტური ძვრადობა შეადგენს $\approx 30 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{წმ})$. შესაძლებელია ავლნიშნოთ, რომ 200°C და 500°C ტემპერატურებზე იმის მაგივრად, რომ მინარეული ატომებმა მიიღონ ლეგირებაში მონაწილეობა, ქმნიან Mn შემცველ ჩანართებს.



ნახ. 4.11. ორ ტემპერატურაზე გაზომილი InMnAs ფირების მაგნიტური ველის დამოკიდებულება ჰოლის წინალობაზე. InMnAs ფირების სისქე შეადგენდა 460 ნმ, $T_g=320^\circ \text{C}$, $X_{\text{Mn}}=0.33$. სკანირებული ფართი $4 \times 4 \text{ მკმ}$.

სტრუქტურა, რომელიც გაზრდილი იქნა $X_{\text{Mn}}=0.3-0.5$ და $T_g=280-330^\circ \text{C}$ პირობებში ამჟღავნებდა ფერომაგნიტურ თვისებებს ოთახის ტემპერატურაზე და 77K -ზეც. მათი ჰოლის წინალობა არაწრფივად დამოკიდებული იყო მაგნიტურ ველზე და გამოამჟღავნა ჰისტერეზისული ქცევა(ნახ. 4.11.). ფერომაგნეტიზმის შესწავლისათვის გამოვიყენეთ აგრეთვე მაგნეტო-ოპტიკური კერის ეფექტი (300 K). ჰისტერეზისი გამომჟღავნდა მაგნიტური ველისა და პოლარიზაციის სიბრტყის როტაციის კუთხის დამოკიდებულების შესწავლისას. ნახ. 4.11 -ზე ზედა ჩანართი გვიჩვენებს კერის კუთხესა და მაგნიტურ ველის დამოკიდებულებას ურთიერთპერპენდიკულარული მაგნიტური ველის მიმართულებისათვის ნიმუშისათვის, რომელმაც არ აჩვენა ძლიერი ანიზოტროპია იცვლებოდა რა ველი (111) დან $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ ორიენტაციის მიმართულებით. ჩანართები

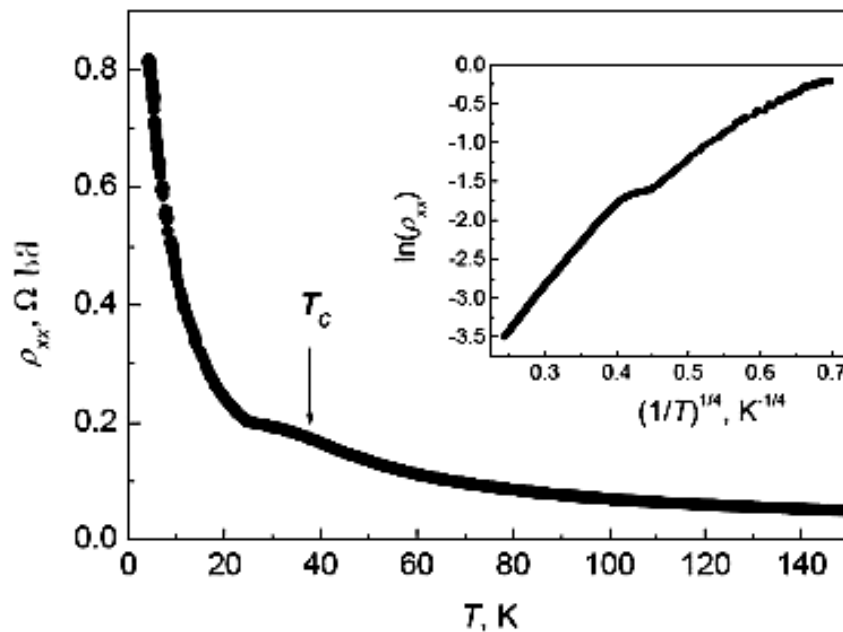
გვიჩვენებენ კერის კუთხის დამოკიდებულებას მაგნიტურ ველზე ურთიერთპერპენდიკულარული მაგნიტური ველის მიმართულებისათვის (ზედა ჩანართი) ; 50ნმ სისქის InMnAs ფირების მაგნიტურ-ძალური მიკროსკოპიის სურათი(ქვედა ჩანართი), $T_g = 280^\circ \text{C}$, $X_{\text{Mn}} = 0.5$. მაგნეტურ-ძალური მიკროსკოპიის მეშვეობით გამოჩვენდა მაგნიტური კონტრასტი ყველა 280 დან 500°C ზე გაზრდილ InMnAs ფირებს შორის. $X_{\text{Mn}} = 0.5$ -სას მაგნეტური კონტრასტი ძლიერი იყო $T_g = 280^\circ \text{C}$ -ზე(ნახ. 4.11, ქვედა ჩანართი).

4.4. ლაზერული დაფენით შექმნილი InMnAs -ის ფირების გადატანითი თვისებები მაღალ მაგნიტურ ველში

ამ სტატიაში ჩვენ განვიხილავთ p-InMnAs ფენების მაგნეტოგადატანითი თვისებების შესწავლას 30 ტ-მდე მაგნიტურ ველში. $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ჯერ კიდევ აქტუალური შესწავლის ობიექტს წარმოადგენს, მიუხედავად იმისა , რომ მისი კიურის ტემპერატურა არ აჭარბებს 50 K [58]-ს, რაც შესამჩნევად დაბალია ვიდრე $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ -ის შემთხვევაში ($T_c = 159 \text{ K}$). ძირითადად ამ ინტერესის აუცილებლობა გამოწვეულია იმ ფაქტით, რომ გაქვს შესაძლებლობა მოცემული მასალის შემთხვევაში ვაწარმოოთ ფერომაგნიტური მოწესრიგების კონტროლი ველის ეფექტის ან არაწონასწორული მუხტის გადამტანების ილუმინაციური აღგზნების მეშვეობით. $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ფირების მაგნიტური თვისებები ძლიერად შესაბამისობაშია გამტარებლობის ტიპთან. ნიმუშები n-ტიპის გამტარებლობით პარამაგნეტურები არიან, იმ დროს როდესაც p- ტიპის ფირებმა აჩვენა აჰე[59]. სხვა მხრივ მაგნიტური მოუწესრიგებლობა და განსაკუთრებული სტრუქტურული თვისებები ძლიერ აისახება ფირის მაგნიტურ მდგომარეობაზე. მაგალითად, დაბალ-ტემპერატურული მოლეკულურ სხივური ეპიტაქსიით (დტ-მსე) მომზადებული $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ფირები შესაძლოა იყვნენ როგორც n, ისე p- ტიპის. ეს დამოკიდებულია გაზრდის ტემპერატურისა და ფუძემდრის შერჩევაზე. InMnAs და GaMnAs შედნობით შესაძლებელია გავზარდოთ კიურის ტემპერატურა 110 K -მდე

შევამცირეთ რა ხვრელების კონცენტრაცია სიდიდის ერთი ერთეულით, ვიდრე $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ შემთხვევაში. შესაძლებელია ეს განპირობებული იყოს Mn-ის ატომების ახლომოწესრიგების ეფექტებით და დიმერების ფორმირებით[60,61]. ეს ეფექტები პასუხს აგებენ მეტალ-ორგანული აორთქლების ფაზური ეპიტაქსიით(მოაფე) მიღებული $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ფირებში $T = 333 \text{ K}$ -მდე დამზერილ ფერომაგნიტურ მდგომარეობაზე. თუმცა ამ ნიმუშებში ფერომაგნიტიკური მდგომარეობა სუსტად მოქმედებს გადატანით თვისებებზე და მათ შეიძლება გააჩნდეთ ხვრელების მცირე კონცენტრაცია(10^3 -ჯერ მცირე ვიდრე Mn-ის კონცენტრაცია)[62].

ნახ. 4.12. გვიჩვენებს ნუმუშის სპეციფიური ρ_{xx} წინაღობის ტემპერატურულ დამოკიდებულებას(ρ_{xx} გაზომვა ჩატარდა 100 Oe უცვლელი მაგნიტური ველისას, რაც გამოიწვია ნარჩენი დენის გავლამ კილიტაში). ასეთი ტემპერატურული დამოკიდებულება ანალოგიურია



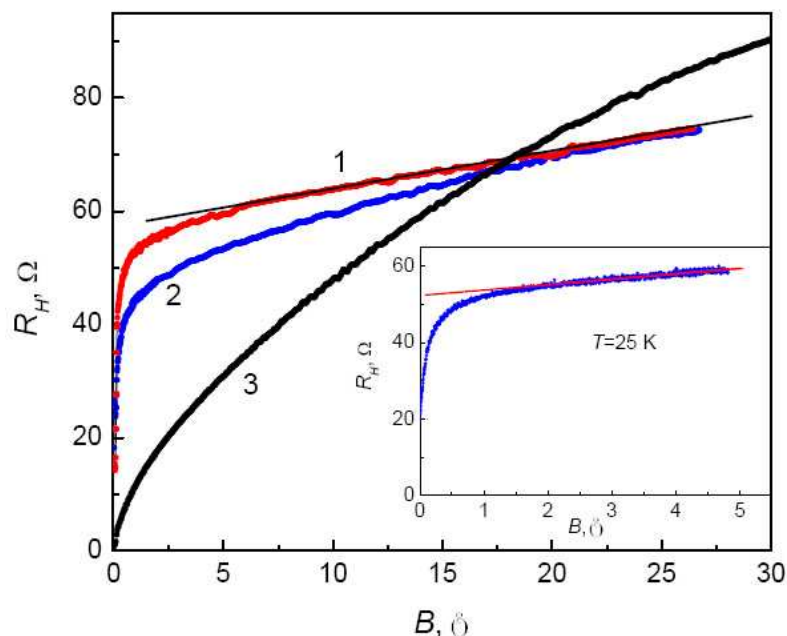
ნახ. 4.12. სპეციფიური წინაღობის ტემპერატურული დამოკიდებულება InMnAs -ის ფირებში. ჩასმული ნახაზი გვიჩვენებს იგივე დამოკიდებულებას კოორდინატებში $\ln(\rho_{xx}) - (1/T)^{1/4}$.

$\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ გამტარებლობის აქტივაციურ ტიპის ($\rho_{xx} \geq 2 \cdot 10^{-2} \text{ }\Omega \cdot \text{cm}$) ფირების შემთხვევის დროსაც. ასეთი ტიპის ტემპერატურული დამოკიდებულება შეესაბამება ცნობილ $\rho_{xx}(T)$ -ს მაქსიმუმს, რაც დაიმზირება

ფერომაგნიტურ მეტალებში კიურის ტემპერატურასთან ახლოს.

ნახ. 4.12 - დან შეგვიძლია დავინახოთ, რომ წინააღმდეგობა შესამჩნევად იზრდება ტემპერატურის კლებით 40 K -მდე, თუმცა ტემპერატურის ლოკალურ მინიმუმადე კლების ტენდენცია დაიმზირება წინააღმდეგობის მკვეთრი(აქტივაციის მსგავსი) ზრდით. შესაბამისი წერტილი აღნიშნულია T_c -ნიშნით. $\rho_{xx}(T)$ ლოკალური მაქსიმუმის პოზიცია ხშირად გამოიყენება კიურის ტემპერატურის განსაზღვრისათვის [63]. ჩვენ შემთხვევაში ეს არის $T_c \approx 40$ K(იხ.ნახ. 4.12). T_c -ს სიახლოვის გარდა ტემპერატურული დამოკიდებულება აქტიური ტიპისაა.

მაგნიტური ველის დამოკიდებულება $R_H(B)$ კიურის დაბალ ტემპერატურებზე ($T \leq T_c \approx 40$ K, მრუდი 1 და 2) და ზემოთ (მრუდი 3, $T=88$ K) ნაჩვენებია ნახ. 4.13 -ზე. მრუდები დაბალ ტემპერატურებზე ტიპურია ანომალური ჰოლის ეფექტის დროს ფერომაგნიტურ მდგომარეობაში და $R_H(B)$ $T=88$ K ტემპერატურაზე - პარამაგნიტური მასალის მდგომარეობაში.



ნახ. 4.13. ჰოლის წინააღმდეგობის მაგნიტურ ველთან დამოკიდებულება InMnAs -ის ფირებში სხვადასხვა ტემპერატურებზე : 1 – $T=25$ K, 2 – $T=40$ K, 3 – $T=88$ K. ჩანართი გვიჩვენებს $R_H(B)$ წირს $T=25$ K-ზე გადიდებულ მასშტაბში.

ორივე შემთხვევაში მრუდები მსგავსია მრუდების $Ga_{1-x}Mn_xAs$ ფენების შემთხვევაში, რომელთაც გააჩნიათ მეტალური ტიპის გამტარებლობა პირობებში, როდესაც დომინირებს ანომალური ჰოლის კომპონენტი. თუმცა ჩვეულებრივი სიტუაციის საპირისპიროდ და $Ga_{1-x}Mn_xAs$ -ის შემთხვევაში, $InMnAs$ ნიმუშების აჰე წინაღობა პარამაგნეტურ რეჟიმში (მრუდი 3) 20 K-ზე მეტი ველისას აჭარბებს აჰე-ის გაჯერების წინაღობას ნიმუშებისათვის ფერომაგნიტურ მდგომარეობაში ($T \leq T_c \approx 40$ K-ზე). საჭიროა გავიხსენოთ, რომ ერთფაზურ III-Mn-V გმნ-ში, ისევე როგორც ფერომაგნიტურ მეტალებში, ჰოლის წინაღობა R_H გამოისახება შემდეგნაირად:

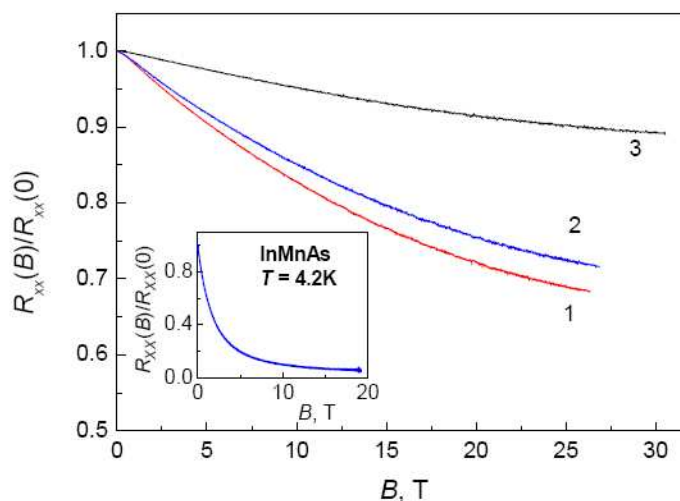
$$R_H d = \rho_{xy} = R_0 B + R_s M \quad (4.2)$$

სადაც d ნიმუშის სისქეა, R_0 - ნორმალური ჰოლის ეფექტის კოეფიციენტი, R_s - აჰე კოეფიციენტი. პირველი შესაკრები განპირობებულია ლორენცის ძალებით და ჰოლის წინაღობით. იგი ამ შემთხვევაში დამოკიდებულია მაგნიტურ ინტენსივობაზე B , როდესაც ანომალური ჰოლის ეფექტი პროპორციულია მაგნეტიზაციის სპინ-ორბიტალური ურთიერთქმედებისას.

ჩვენს შემთხვევაში აჰე დომინირებს (იხ. ნახ. 4.13.) და $R_H \approx (R_s/d) \cdot M$. ამგვარად, ის ფაქტით, რომ R_H $T = 88$ K-ზე მეტია, ვიდრე $T \leq T_c$ -ის შემთხვევაში, სიტუაცია გამოიყურება, როგორც გაჯერებული მაგნეტიზაცია M_s პარამაგნეტურ მდგომარეობაში და აჭარბებს M_s მნიშვნელობას ფერომაგნიტურ მდგომარეობაში იმავე ნიმუშისთვის. გვინდა ავღნიშნოთ, რომ ძნელია ავხნათ ეს მოულოდნელი შედეგი რომელიმე აჰე-ის მექანიზმის ჩარჩოში, თუ არ გავაკეთებთ რამე ვარაუდს ნიმუშის სტრუქტურაზე. სინამდვილეში $R_s \propto (\rho_{xx})^\alpha$ და ρ_{xx} იზრდება ტემპერატურის შემცირებით $T \approx 40$ K მდე 3 ჯერ მეტად, ვიდრე $T \approx 88$ K -ზე. ეს თავისებურება არ უკავშირდება ნორმალურ ჰოლის ეფექტს, რადგან მისი განაწილება ძალზედ მცირეა (იხ. მრუდი 1-ის დახრილობა ნახ. 4.13 -ზე). აგრეთვე ის, რომ ხვრელების კონცენტრაცია $T = 25$ K - ზე $p \approx 4.8 \cdot 10^{19}$ სმ⁻³ და 2-ჯერ ნაკლებად აჭარბებს მნიშვნელობას ოთახის ტემპერატურაზე.

შეგვიძლია ავლნიშნოთ, რომ ნარჩენი აჰე წინაღობა ($B = 0$ ტ და $T = 25$ K -ზე) აღწევს საკმაოდ მაღალ მნიშვნელობას 20 ომი და 40 % -ით უახლოვდება ნაჯერ აჰე წინაღობას, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახ. 4.13 -ის ჩანართზე. ამით კეთდება ტესტირება ნარჩენ მაგნეტიზაციასა და ნიმუშის ფერომაგნეტურ მოწესრიგებადობაზე.

InMnAs ფირების აჰე -ის სპეციფიკური თვისებების გარდა შესწავლილი იქნა მათი მაგნიტოწინააღმდეგობა ნახ. 4.14 დაიშორა უარყოფითი მაგნეტოწინააღმდეგობა (უმწ), რომელიც განიცდის ზრდას იკლებს რა ტემპერატურა და უახლოვდება ფერომაგნიტურ გარდაქმას. კიურის ტემპერატურის ქვემოთ უმწ სიდიდით იკლებს (ნიმუშებისათვის მეტალური გამტარებლობით) ან განაგრძობს ზრდას. უკანასკნელი დაიშორა ჩვენი კვლევებისას (იხ. ნახ. 4.14). უმწ შეიმჩნევა პარამაგნეტურ რეჟიმში, იზრდება ფერომაგნიტური გარდაქმნის მიდამოებში და მონოტონურად იზრდება ტემპერატურის შემცირებით $T = 4.2$ K - მდე. ამ პირობებში წინაღობა R_{xx} 10-ჯერ მეტად მცირდება. თავდაპირველად აქტივირებული გამტარებლობის ტიპის InMnAs -ის ფირებისათვის ანალოგიური გამოკვლევებისას ჰ.ონომ და სხვებმა [59] აღმოაჩინეს R_{xx} -ს ვარდნა (დაახლოებით 5 ჯერ) $B \approx 10$ T და $T = 2.8$ K



ნახ. 4.14. სპეციფიკური წინაღობის მაგნიტურ ველთან დამოკიდებულება InMnAs – ის ფირებში განსხვავებულ ტემპერატურებზე : 1 – $T=25$ K, 2 – $T=40$ K, 3 – $T=88$ K. ჩანართი გვიჩვენებს მაგნეტოწინააღმდეგობის მრუდს $T=4.2$ K- ზე

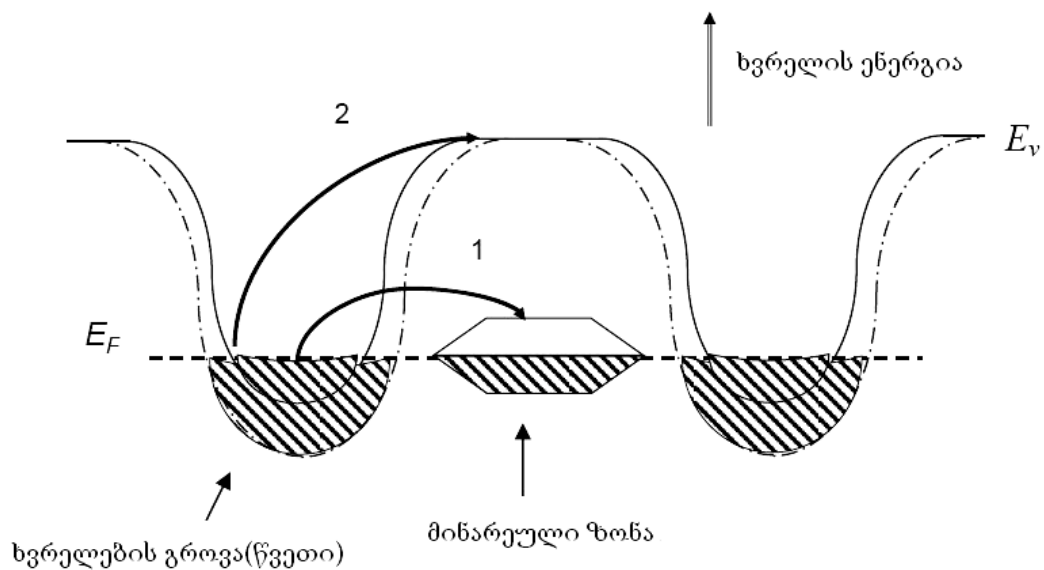
პირობებში. ეს გიგანტური უმწ აიხსნა აქტივაციის ენერგიის კლებით ლოკალურ მაგნიტურ პოლარონის მგომარეობასა და დელოკალიზებულ მდგომარეობას შორის.

შეიძლება ავლნიშნოთ შემდეგი: არ არსებობს გაჯერების ტენდენციაც კი მომატებულ ველის დროს $B \approx 30 \text{ T}$, როდესაც აჰე, რომელიც განისაზღვრება ტიპური მაგნეტიზაციით, აღწევს გაჯერებულობას $B \approx 2 \text{ T}$ ველისას(იხ. ნახ. 4.13). მხოლოდ $T = 4.2 \text{ K}$ -ზე და $B \approx 20 \text{ T}$ ჩნდება ტენდენცია(იხ. ჩანართი ნახ. 4.14 -ზე). ძირითადად, უმწ -ს გაჯერება მაღლი მაგნიტური ველისას დაიმზირება GaMnAs ფირების მეტალური გამტარებლობის ტიპში, რაც ხასიათდება გამტარებლობის ქვანტური კორექციით [64]. თუმცა ეს შემთხვევა არ წარმოადგენს დისკუსიის საგანს, რადგან გამტარებლობა იზრდება საკმაოდ და ნიმუშს გააჩნია მბტუნავი ტიპის (ჰოპინგის ტიპის) გამტარებლობა. ამგვარად, არ დონიმირებს გამტარებლობის ქვანტური კორექციის ტიპი. ამ ტიპის გამტარებლობის ცვლილება აჭარბებს მაგნიტური წინააღმდეგობის სიდიდეს ტუნელური სტრუქტურებისათვის ”ფერომაგნეტიკი/დიელექტრიკი/ფერომაგნეტიკი”, სადაც გამტარებლობა იზრდება თითქმის 2 -ჯერ.

ამგვარად შეგვიძლია შევარჩიოთ შემდეგი დაკვირვებები ახსნისათვის: წინალობის ტემპერატურული დამოკიდებულების ლოკალური მაქსიმუმი, რომელიც ნიშანია კიურის ტემპერატურის და ფერომაგნიტური გარდაქმნის; ნორმალური და ანომალური ჰოლის ეფექტი ნახტომისებური გამტარებლობის რეჟიმში; აჰე -ის გასაოცარი გადაჭარბება პარამაგნეტური რეჟიმისას შედარებით მის გაჯერებულობასთან ფერომაგნიტური მდგომარეობისას; დიდი მნიშვნელობის უმწ, რომელიც არ ხდება გაჯერებული 30 ტ ველამდე, ვიდრე აჰე, რომელიც გაჯერებული ხდება 2ტ მაგნიტური ველისას.

როგორც ავლნიშნეთ დამუშავებამდე InMnAs -ნიმუშებს გააჩნიათ n- ტიპის გამტარებლობა და ნაწილი აქცეპტორული Mn ატომების მხოლოდ

დამუშავების შედეგად აქტიურდებიან. ეს განპირობებულია დეფექტთა მაღალი კონცენტრაციით და Mn -ის განაწილებაში მოკლე-დიაპაზონის ეფექტებით (მაგ. დიმერების ფორმირება), რაც სიდიდით აღემატება ელექტრულ აქტიურობას მაღალი Mn -ის შემცველობისას ($x \approx 0.1$). ჩვენ აღმოვაჩინეთ, რომ პულსირებული ლაზერული დამუშავება ხელს უწყობს Mn -მინარევთა არსებით აქტივაციას არა მხოლოდ InMnAs -ის შემთხვევაში, აგრეთვე GaMnAs და GaMnSb - ფირების შემთხვევაშიც [65]. თუმცა ამ არაწონასწორულ პროცესს მივყავართ Mn -აქცეპტორების არაერთგვაროვან განაწილებასთან, რომლის შედეგადაც ვიღებთ მომატებული კონცენტრაციის (გადაგვარებული ან "მეტალური წვეთები") და გაიშვიათებულ კონცენტრაციის (ძლიერ კომპენსირებული) მხარეს. ეს



ნახ. 4.15. ხვრელების გადატანის სქემატური გამოსახულება InMnAs -ში. 1 ისარი აღნიშნავს ხვრელების ნახტომისებურ გადატანას მინარეული ზონის გავლით ძლიერად კომპენსირებულ არეში, ისარი 2 ვიჩვენებს ხვრელების ზეპირიერულ გადატანას. შეკრული ხაზი გვიჩვენებს სავალენტო ზონის ჭერს E_v პარამაგნეტურ მდგომარეობაში, და წყვეტილი ხაზი -- მის ფორმას ლოკალური ფერომაგნიტური გარდაქმნების პირობებში, დაშტრიხებული არეები არიან მდგომარეობები, რომლებიც ხვრელებს აქვთ დაკავებული.

შეგვიძლია დავინახოთ ნახ. 4.15 -ზე. იგი გვიჩვენებს სავალენტო ზონის ჭერის ზიგზაგისებურ სქემატურ გამოსახულებას, ასეთი განაწილება

გამოწვეულია Mn -აქცეპტორების არაერთგვაროვანი განაწილებით და ხვრელების წვეთების ჩამოყალიბებით.

ამ სურათის თანახმად ნიმუშის წინაღობა შეიძლება განვსაზღვროთ ყველაზე უფრო მაღალომიანი კომპენსირებული არედან და რადგანაც ჰოპინგის გამტარებლობა დომინირებას იწყებს ოთახის ტემპერატურიდან, ფერმის დონე ამ არეში განლაგებულია სავალენტო ზონის ჭერის ქვემოთ. ამ სიტუაციაში ბუნებრივია ავხსნათ ჰოლის ეფექტი ორკომპონენტურიანი მეტალი - ცუდი გამტარი სისტემის მეშვეობით[66]. წვეთები მაღალი ხვრელების კონცენტრაციებით წარმოადგენენ მეტალს, ხოლო არე მათ შორის შეესაბამება ცუდ გამტარს(დიელექტრიკს). შეგვიძლია დავწეროთ შემდეგი:

$$R_H \approx R_m + R_d \frac{\sigma_d^2}{\sigma^2} \quad (4.3)$$

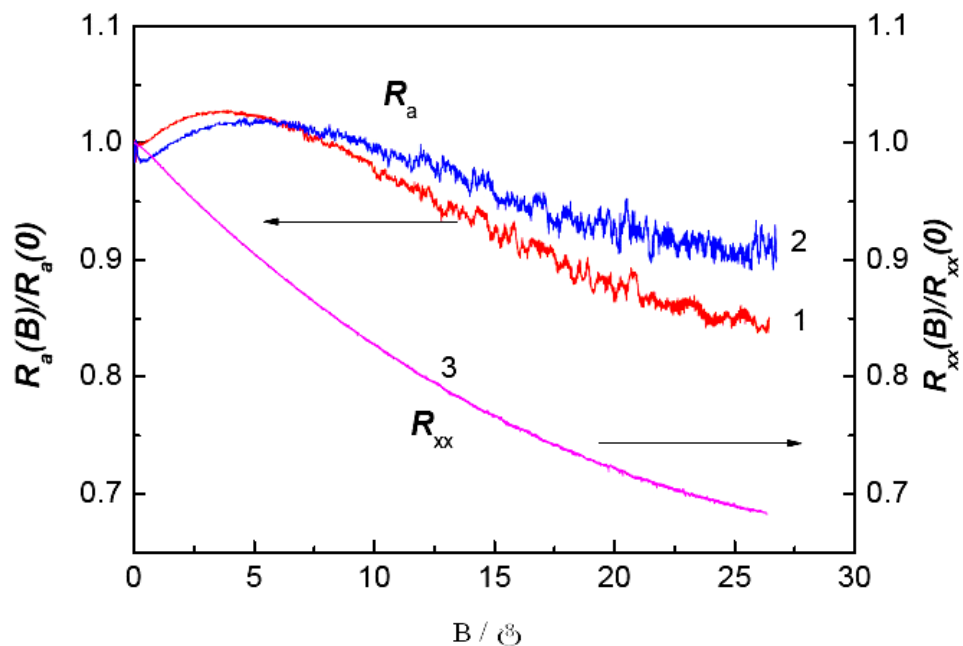
სადაც R_m და R_d ჰოლის წინაღობებია წვეთში და დიელექტრიკულ სპეისერში შესაბამისად, σ და σ_d -- საშუალო და დიელექტრიკული სპეისერის ეფექტური გამტარებლობებია. $R_d \approx 0$ ჰოპინგის გამტარებლობისათვის. მაშასადამე, ჩვენი შემთხვევისათვის ჰოლის წინაღობა განისაზღვრება ხვრელების წვეთებით, სადაც მუხტის გადამტანთა ეფექტური კონცენტრაცია $T=300$ K ტემპერატურაზე, ჰოლის ეფექტის გაზომვების თანახმად, ტოლია $p = 2.6 \cdot 10^{19} \text{ სმ}^{-3}$. ასეთი კონცენტრაციებისას ფერომაგნიტური გარდაქმნა ხდება ჰომოგენურად ლეგირებულ $\text{In}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ ფირებში ($x \approx 0.1$) ტემპერატურულ საზღვრებში 30K -50K, რაც შესაბამისობაშია უწინ ხსენებულ ჩვენს მნიშვნელობასთან $T_c \approx 40\text{K}$. ამ გარდაქმნას უნდა ქონდეს ლოგიკური ხასიათი შესწავლილ ნიმუშებში და ხდებოდეს მხოლოდ ხვრელების წვეთებში.

ხვრელების წვეთები პასუხისმგებელი არიან ჰოლის ეფექტზე, როდესაც კომპენსირებული არეები განსაზღვრავენ ნიმუშის წინაღობას. ეს ბუნებრივია, რადგან კომპენსირებული არეები, სადაც გამტარებლობა ჰოპინგის ტიპისაა ხელს არ უწყობენ ჰოლის ეფექტს და ანიჭებენ ნიმუშს დიდ წინაღობას. ლოკალური ფერომაგნიტური გარდაქმნები იწვევენ

წვეთში მუხტის გადამტანების ენერგიის შემცირებას, როგორც ეს ნაჩვენებია წყვეტილი ხაზით ნახ. 4.15 -ზე. მსგავსად ბმული მაგნეტური პოლარონის ფორმირებისა (იხ. [67]) და ახლახანს შემოთავაზებული მოდელის[68] თანახმად, მაგნიტურ გარდაქმას უნდა ახასიათებდეს წვეთის ზომის მომატება. გამარტივებული ფიზიკური ახსნისათვის შევადაროთ უწყვეტი და წყვეტილი წირები ნახ. 4.15 - ზე. წვეთის ზომის გადიდებას მივყავართ წვეთებშორის მანძილის შემცირებისაკენ და მაშასადამე $\rho_{xx}(T)$ უნდა შემცირდეს. ეს ხსნის ლოკალური მაქსიმუმის გამოჩენას წინააღმდეგობის ტემპერატურულ დამოკიდებულებაში, რაც დაიმზირა ექსპერიმენტულად (იხ. ნახ. 4.12).

სპინზე დამოკიდებული გაბნევით, რომელიც მიზეზია უმწ -ის, წვეთებში ხვრელების ძვრადობა მაღალი უნდა იყოს ფერომაგნიტურ მდგომარეობაში, ვიდრე პარამაგნიტურში. ამგვარად, ლოკალური ფერომაგნიტური გარდაქმნის შემდეგ წვეთების გამტარებლობა იზრდება. ამას გარდა, აღნიშნული იყო, რომ მსგავსად შეწყვილებული მაგნეტური პოლარონისა, წვეთების ენერგია უნდა შემცირდეს, და მის შებრუნებას მივყავართ ხვრელების კონცენტრაციის გაზრდასთან ფერომაგნიტურ არეში (იხ. ნახ. 4.15). ორივე ეფექტი პასუხს აგებს აჰე წინააღმდეგობის სიჭარბეზე პარამაგნიტურ მდგომარეობაში მაღალი მაგნიტური ველებისას ($T=88\text{ K}$) შედარებით მის სიდიდესთან ფერომაგნიტური მდგომარეობისას ($T=25\text{ K}$, ნახ. 4.13), რომელიც კავშირშია აჰე კოეფიციენტთან $R_s \propto (\rho_{xx})^\alpha$. ალბათურია, რომ იმავე მიზეზებია პასუხისმგებელი ხვრელების მაღალ კონცენტრაციაზე, რომელიც მიღებულია $R_H(B)$ მრუდებიდან $T=25\text{ K}$ -ზე ძლიერი მაგნიტური ველისას შედარებით შედეგებთან $T=300\text{ K}$ -ზე. არ შეიძლება გამოვრიცხოთ, თუმცა ბარიერს-ზედა ხვრელების გადატანა (იხ. ნახ. 4.15.) შესაძლოა მიზეზი იყოს ხვრელების კონცენტრაციის შეუფასებლობისათვის. გაჯერების ველის დამზერილი მნიშვნელობების მკვეთრი განსხვავება აჰე და მაგნიტოწინააღმდეგობისათვის დაკავშირებულია სხვადასხვა მექანიზმზე. იმ დროს, როცა აჰე - ის გაჯერება

განპირობებულია მაგნეტიზაციის გაჯერებასთან წვეთის შიგნით, მაგნეტოწინაღობა განისაზღვრება ნახტომისებური გადატანით წვეთებს შორის და ნახტომისებური გამტარობის მაგნეტური ველის დამოკიდებულებით. თუ მინარეული ზონა შექმნილია მაგნიტური მინარევებით, მაშინ მათი სისქე და მდგომარეობათა სიმკვრივე ფერმის დონეზე არსებითად კონტროლდება გაცვლითი ურთიერთქმედების ფლუქტუაციითა და ბმული პოლარონების ფორმირებით[69]. მაგნიტური ველი ამ პირობებში ახშობს მუხტის გადამტანთა ლოკალიზაციას (სპინთა ლოკალიზაციას) განლაგებს რა მინარევთა მაგნიტურ მომენტებს ველის გასწვრივ. მაგნიტური მომენტების სრული განლაგება (>99%) პარამაგნეტური იონებისათვის როგორიცაა Mn^{2+} , მიიღწევა $B/T \approx 4 \text{ T/K}$ [30]-სას. ეს შეესაბამება $B \approx 17 \text{ ტ}$ $T=4.2 \text{ K}$ -ზე და ჩვენ შემთხვევაში (ნახ. 4.14) თანაფარდობაშია უმწ გაჯერებასთან.



ნახ. 4.16. ნორმალიზებული მრუდები, რომლებიც აღწერენ ასიმეტრიული წინაღობის $R_a(B) = [R_{xy}(B) + R_{xy}(-B)]/2$ მაგნეტური ველის დამოკიდებულებას $T = 25 \text{ K}$ -ზე (მრუდი 1) და $T = 40 \text{ K}$ (მრუდი 2) გრძივი წინაღობის $R_{xx}(B)$ მრუდთან ერთად $T = 25 \text{ K}$ (მრუდი 3).

დასასრულს შეიძლება აღინიშნოს, რომ სიმკვრივეთა მკვეთრი ვარიაცია ფერმის დონზე, შეიძლება დახასიათდეს ტოპოლოგიის ცვლილებით მიმდინარე ბილიკებზე გაჟონის კლასტერში. ეს იწვევს ე.წ. არაკოჰერენტულ მეზოსკოპიებს და გამოიყენება მეგნეტო-ელექტრონული არაერთგვაროვნების მასშტაბის განსასაზღვრად. ნულოვანი ველის წინაღობა ჰოლის გამოსაკვლევ ზონდება შორის R_a განპირობებულია არა მხოლოდ მათ შორის ღრეჩოს არსებობით, არამედ გაჟონის კლასტერის ასიმეტრიულობით[23]. გაჟონის კლასტერის გადაწყობა იწვევს $R_a = (R_{xy}^+ + R_{xy}^-) / 2$ ვარიაციას, სადაც ტრანსვერსიული წინააღობები R_{xy}^+, R_{xy}^- შეესაბამება გარე მაგნიტური ველის დადებით და უარყოფით მიმართულებას.

$R_a(B)$ ასიმეტრიის წინააღობის ნორმალიზებული და გრძივი წინააღობის $R_{xx}(B)$ მაგნიტურ ველთან დამოკიდებულება $T = 25 \text{ K}$ -სას მოყვანილია ნახ. 4.16 -ზე. ნაჩვენებია, რომ $R_a(B)$ ხარისხობრივად მკაფიოდ განსხვავდება $R_{xx}(B)$ - სგან. ეს ამტკიცებს $R_a(B)$ დამოკიდებულების არაკოჰერენტულ მეზოზკოპიურ მიზეზს და გამოხატავს შესწავლილი ფირების გამტარობის გაჟონის ტიპს. დამზერილი $R_a(B)$ დამოკიდებულების დევიაცია (გადახრა) $R_{xx}(B)$ მრუდიდან შეიძლება ინტერპრეტირებული იყოს, როგორც ჰოლის ზონების ეფექტური ღრეჩო Δa . მისი მნიშვნელობა განისაზღვრება გაჟონის კლასტერის კორელაციური რადიუსიდან $L_c (\Delta l_a \sim L_c)$, რომელიც 10 მკმ -ია. ეს გასაკვირი არაა, რადგან L_c შეიცავს ბევრ მეტალურ წვეთებს და აჭარბებს მათ ზომას და წვეთებს შორის მანძილს რამდენჯერმე.

5. ექსპერიმენტული ნაწილი

Ge:Mn, Si:Mn და Si:Fe- ის ფირები ნახევარგამტარულ GaAs და Al_2O_3 - ის ფუძეშერზე მიღებული იქნა ლაზერული გაფრქვევის მეთოდით. ფუძეშერე გახურებული იქნა 200-480 K ტემპერატურამდე. პულსირებული რეჟიმის AYG:Nd ლაზერი გამოყენებული იქნა ნახევარგამტარულ და მეტალურ (Mn ან Fe) სამიზნეებზე გაფრქვევისათვის. ლაზერული გამოსხივების ტალღის სიგრძე შეადგენდა 1.06 მკმ, პულსის ენერგია - 0.2 ჯოული, პულსის ხანგრძლივობა - 12 ნწმ. გმნ-ული ფირის სისქეები იცვლებოდა 30 დან 200 ნმ-მდე. 0.63 მკმ ტალღის სიგრძის He-Ne ლაზერი გამოყენებული იქნა მოკე გამოკვლევებისათვის 293 K -ზე.

ფმრ- შესწავლილი იქნა 0.66 ტ მაგნიტურ ველში 9.3 გჰც სიხშირისას 77-500K ტემპერატურებზე გერეშე მაგნიტური ველის სხვადასხვა ორიენტაციისას. დიფერენციალური ჰოლის ეფექტი გაიზომა 77-293 K ტემპერატურებზე, მცირე ცვლადი მაგნიტური ველისას ამპლიტუდით $5 \cdot 10^3$ და 50 ჰც სიხშირით. მაგნიტური ველის ცვლილება შეადგენდა ± 0.4 და მიმართული იყო ნიმუშის პერპენდიკულარულად. 3d-მინარევთა კონცენტრაცია გაიზომა რენტგენის სპექტრალური ანალიზიდან ელექტრონთა აღზნებასთან ერთად, ფირის მაგნეტიზაციის ზედაპირის მორფოლოგია და სივრცული განაწილება- მაგნეტურ-ძალური მიკროსკოპიის (მმმ) მეშვეობით. ნიმუშთა დასასკანირებელი გამოსახულების თვითოეული ხაზი დასკნერდა ორჯერ. პირველადი განჭოლვა შესრულდა ნახევარკონტაქტურ კონტაქტ-ძალოვან რეჟიმში ნიმუშის ზედაპირის ტოპოგრაფიის ჩაწერით. თვითოეული ხაზის სკანირების შემდეგ უკუკავშირი გამოირთო და ზონდი აწეული იქნა Z_0 სიმაღლეზე(Z_0 იცვლებოდა 10-100ნმ). მეორე განჭოლვა ჩატარდა პირველი განჭოლვისას ჩაწერილი ტრაექტორიის გასწვრივ. კონსოლური რხევისას გაზომილი იქნა ფაზის წანაცვლება აღზნების ტრაექტორიასთან მიმართებაში, რომელიც გამოწვეული იყო ნიმუშიდან მაგნიტური ძალის ურთიერთქმედებით. გამოყენებული იქნა NSG-11 სილიციუმის ზონდები

კობალტის დაფარვით (NT-MDT Company). ზონდები დამაგნიტდა სპეციალური ხელსაწყოთ (ThermoMicroscopes Company, აშშ) გამოყენებით, რომელიც წარმოადგენს განმუხტველს (ოსცილაციური წრედი, რომელიც შეიცავს ფირფიტას და კონდენსატორს), რომელს გავლითაც გადიოდა დამაგნიტებული დენი (მისი მოქმედების პრონციპი ანალოგიურია კასეტურ ჩამწერებში ჩამწერ-წამშლელი თავაკის). მაგნეტიზაციისას ზონდის ღერძი ფირფიტაში მუდმივი ველის კომპონენტის პარალელური იყო.

ზონდსა და ნუმუმს შორის მაგნიტური ურთიერთქმედების ძალის შემდგომი გამოთვლებით გამოითქვა მოსაზრება, რომ ზონდის მაგნიტური მომენტები პარალელურია მისი ღერძის მიმართ. ზონდები დაკალიბრდა (გაზომილი იქნა მათი მაგნიტური მომენტები) 3D24N კასეტური ჩამწერის უნივერსალური თავაკის საორიენტაციო ნიმუშური შუალედების გამოტოვებით წესით. ზონდი-ნიმუშის ურთიერთქმედება აღწერილი იქნა დიპოლური და მონოპოლური მიახლოვებით. აღმოჩნდა, რომ მონოპოლური მიახლოება დიპოლურ მიახლოებისაგან განსხვავებით შედარებით ზუსტად აღწერს ამ ექსპერიმენტის პირობებში ზონდი-ნიმუშის ურთიერთქმედებას.

InMnAs-ის ფირები დაფენილი იქნა ლაზერული აბლაციის მეთოდით მოქად რეაქტორში წყალბადის და არსინის (AsH_3) თანაარსებობისას. ცინკით ლეგირებული InAs ($p \sim 10^{17} \text{ სმ}^{-3}$) სამიზნეები და მეტალური Mn, განიცდიდნენ აბლაციას (დაშლას) Nd:YAG პულსირებული ლაზერის გამოყენებით ($\lambda = 1.06 \text{ მკმ}$). იცვლებოდა InAs-ის და Mn-ის ალტერნატიური აბლაციის დროის კოეფიციენტი ($X_{Mn} = t_{Mn} / t_{InAs}$) და პროცესის ტემპერატურა. 50-500 ნმ InMnAs -ის ფირები დაფენილი იქნა GaAs(001) ფუძეშერზე, კრისტალის ხარისხი და ფირების ფაზური შემადგენლობა შესწავლილი იქნა რენტგენის დიფრაქციული მეთოდებით DRON-4 დიფრაქტომეტრის გამოყენებით. ელექტრული თვისებების შესწავლა გამომდინარეობდა ჰოლის ეფექტის გაზომვებიდან და ელექტრული წინააღმდეგობის ტემპერატურული დამოკიდებულებიდან 77 დან 370 K ტემპერატურებზე.

მაგნეტო-ოპტიკური თვისებები შესწავლილი იქნა გასწვრივი კერის ეფექტის გაზომვებით. ფირების ზედაპირის მორფოლოგია და მაგნიტური გამოსახულება მიღებული იქნა "SMENA" ტიპის მასკანირებელი მიკროსკოპის საშუალებით(NT-MDT-ზელენოგრაფი). დამატებით, ფენები შესწავლილი იქნა რამანის სპექტროსკოპიით არგონის ($\lambda = 514.5\text{ნმ}$) ლაზერის გამოყენებით ოთახის ტემპერატურაზე.

p-InMnAs ფენების მაგნეტოგადატანის თვისებები შესწავლილი იქნა 30ტ პულსურ მაგნიტურ ველში, ნიმუშები დამზადდა ლაზერული დაფენით და დამუშავდა ლალის ლაზერის პულსების მეშვეობით. კარგად სამუშაოებულმა ნიმუშებმა აჩვენეს P-ტიპის გამტარებლობა, როდესაც დამუშავებამდე ისინი იყვნენ n-ტიპის. ჩვენდა გასაოცრად ანომალური ჰოლის ეფექტის წინაღობა პარამაგნეტურ მდგომარეობაში ($T \leq 40\text{ K}$) და ძლიერი მაგნიტური ველისას ($B > 20\text{ T}$) აღმოჩნდა შედარებით დიდი, ვიდრე ფერომაგნიტური მდგომარეობისას ($T \leq 40\text{ K}$), სანამ გრძივი წინაღობა იზრდებოდა ტემპერატურის დაკლებით. უარყოფითი მაგნეტოწინააღმდეგობა გაჯერებული ხდება $>10\text{ T}$ მაგნიტური ველისას მხოლოდ $T \approx 4\text{ K}$ დროს, იმ დროს როდესაც აჰე -ის წინაღობის გაჯერების ველი შედარებით მცირეა ($\approx 2\text{ T}$ $T \approx 30\text{ K}$ -ზე). წინაღობის სრული ვარდნა 10 T ველისას 10 ჯერ აჭარბებს. მიღებული შედეგების ინტერპრეტაცია მოხდა აქცეპტორული Mn -ის ატომების არაერთგვაროვანი განაწილების ვარაუდით, ლოკალური ფერომაგნიტური გარდაქმნებისა და ფირის გამტარებლობის გაფილტვრის მსგავსი ხასიათიდან გამომდინარე, რომელსაც ადგილი აქვს გაცვლითი ურთიერთქმედების ძლიერი ფლუქტუაციის პირობებში. მაგნიტო-ელექტრული არაერთგვაროვნების მახასიათებელი ზომები შეფასებულია მაგნეტოწინააღმდეგობის ტენზორის არადიაგონალური კომპონენტების მეზოზკოპიური ფლუქტუაციების ანალიზით.

200ნმ სისქის მოზაიკური ტიპის გამჭვირვალე $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ფირები 10 ატ % Mn ის შემადგენლობით მიღებული იქნა ლაზერული პლაზმიდან

დაფენის მეთოდით (ლპდ). ფირის ზრდის ტემპერატურა შეადგენდა 200 °C , განსხვავებით GaMnSb, InMnSb და GaMnAs ფირებისა , არც მეგნეტო ოპტიკური კერის ეფექტი და არც ფერომაგნიტური რესონანსის აბსორბცია არ იქნა დამზერილი InMnAs ის შემთხვევაში, რაც გულისხმობს MnAs-ის ჩანართების არარსებობას. გაიზომა რამდენიმე ნიმუში , რომელმაც აჩვენა ანალოგიური ქცევა, მაგრამ ამ სამუშაოში მოყვანილია ნიმუშები, რომელთაც გააჩნიათ გრძივი წინაღობა $p_{xx} \approx 3 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{სმ}$ $T = 300 \text{ K}$ და ხვრელების კონცენტრაცია $p \approx 2.6 \cdot 10^{19} \text{ სმ}^{-3}$, რაც მიღებულია ჰოლის ეფექტის გაზომვებიდან $B < 1 \text{ T}$ ველისას.

ნიმუშებს მაგნეტოგადატანითი და ჰოლის ეფექტის გაზომვებისათვის გააჩნდათ სტანდარტული ორმაგი კვეთის ფორმა(გამტარობის არხის სისქე და სიგრძე შეადგენდა $W=2.5 \text{ მმ}$ და $L=9 \text{ მმ}$, შესაბამისად). გაზომვები ჩატარდა ტემპერატურულ საზღვრებში 4 დან 100 K პულსირებულ მაგნიტურ ველში 30 ტ-მდე. პულსის ხანგრძლივობა 0.8 წმ და ველის აღძვრის დრო 0.08 წმ. მაგნეტოგადატანითი მახასიათებლები გაანალიზდა ველის ორი პოლარობისას.

6. დასკვნა

ექსპერიმენტული მონაცემების თორეტიკულმა მოდელირებამ და ძირითადმა კვლევებმა აჩვენა:

- მოუწესრიგებლობების გავლენა დისკრეტული დმშ -ის თვისებებზე. მოუწესრიგებლობის მექანიზმი მდგომარეობს მაღალი კონცენტრაციის მაგნიტური მინარევის (Mn) ალბათურ განაწილებაში, რომელიც უზრუნველყოფს საკმაოდ მძლავრ მაგნეტიზმს.
- ეპიტაქსიალურ ფირებში, რომლებიც გაჯერებულია Mn -ის მყარი ხსნარით GaSb -ში, მოუწესრიგებლობა წარმოადგენს მოუწესრიგებლობას Mn-ის განმხოლოებული ატომების გარდა წარმოაჩენს ფერომაგნეტური მანგანუმშემცველი ჩანართები (MnSb-ის კლასტერები მაღალი კიურის ტემპერატურით) .
- Mn -ის δ-ფენის შემცველ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -ის ქვანტური სტრუქტურისათვის GaAs-ის მატრიცაში მოუწესრიგებლობა დაკავშირებულია გრძელი დიაპაზონის ფლუქტუაციურ პოტენციალთან, რასაც იწვევს Mn-ის ატომების არაერთგვაროვანი განაწილება, რაც ერთობ მნიშვნელოვანია. იმ შემთხვევაში, როცა Mn-ის ფენა გამოყოფილია ქვანტური სტრუქტურისაგან 3ნმ-ის სისქის სპეისერით, Mn ით გამოწვეული მოუწესრიგებლობა გავლენას ახდენს ელექტრონთა გადატანაზე ქვანტურ სტრუქტურაში. ეს უკავშირდება მუხტთა კოლუმბის ურთიერთქმედებას დამუხტულ Mn-ის იონებთან, რომლებიც აქცეპტორის როლს თამაშობენ.
- Ge:Mn და Si:Mn - ის ფენებისათვის, რომლებიც ლაზერო-პლქაზმური მეთოდებით იქნა მომზადებული, კიურის ტემპერატურამ ოთახის ტემპერატურაზე გაცილებით მეტი შეადგინა, ისევე როგორც Ge:Fe - სა და Si:Fe - თვის კიურის ტემპერატურებით 77K და 220K შესაბამისად. არაწონასწორულ

თერმოდინამიკურ პირობებში Ge და Si -ში 3d- მინარევთა მყარი ხსნარით ზეგაჯერებული ელემენტარული ნახევარგამტარების ლაზერული ფორმირება არანაკლებ ხელსაყრელია, ვიდრე იონური სხივით ლეგირება Si:Mn ფერომაგნიტური შერევის ფორმირებისათვის.

- ალმასისებრი ნახევარგამტარების გმნ-ის ბაზაზე მუხტის გადამტანების ძვრადობა 100-ჯერ მაღალია, ვიდრე კარგად ცნობილი მაგნიტური ნახევარგამტარებისათვის. ფმრ მონაცემთა თანახმად კიურის წერტილები GaSb:Mn და InSb:Mn (GaAs -ის ფუძეშერეზე)-თვის 500k -ზე არანაკლები იყო; Ge:Mn/GaAs , Si:Mn /GaAs და Si:Fe/Al₂O₃ -ფენებისათვის კი - 420, 500 და 260 K-ზე არანაკლები შესაბამისად. მაგნიტურ ძალური მიკროსკოპიის მონაცემები 3d -მინარევთა მაღალ ელექტრულ აქტივობასთან ერთად გვიჩვენებს, რომ ფერომაგნიტიზმი გამოწვეულია 3d მინარეული მყარი ხსნარით, ვიდრე ფერომაგნიტური ფაზური ჩანართებით.
- შესაძლებელია ჩავთვალოთ, რომ სპეციფიკური თვისებები გამოკვლეული In_{1-x}Mn_xAs (x≈0.1) ფირებისათვის გამოწვეულია მრავალრიცხოვანი დონორული დეფექტებით და აქტიური Mn-მინარევის (აქცეპტორების) არაერთგვაროვანი განაწილებით იმპულსური ლაზერული დამუშავებისას. როგორც შედეგი, ამ სისტემებისათვის გამოჩნდა მომატებული ხვრელების კონცენტრაციის ძლიერ-გადაგვარებული არეები(წვეთები), რომლებიც გამოყოფილი იყვნენ კომპენსირებული სპეისერებით, სადაც ხვრელების გადატანა ატარებდა ნახტომისებური ტიპის ხასიათს. ორ კომპონენტიანი მოდელის თანახმად ჰოლის ეფექტი განისაზღვრება ხვრელების გადატანით წვეთების გავლით, სადაც ნიმუშის გამტარებლობა განისაზღვრება ნახტომისებური გადატანით კომპენსირებულ არეებში. ჩვენის აზრით ჰოლის

ეფექტის დამზერილი ანომალიები გამოწვეულია ლოკალური ფერომაგნიტური გარდაქმნებით, რომლებიც ხასიათდება წვეთების ენერგიის შემცირებით და წვეთის ზომების გაზრდით. წვეთის შიგნით წინაღობის დისკრეტულობა წარმოშობს ანომალური ჰოლის ეფექტის განსაკუთრებულ ქცევას, რომელიც პარამაგნიტურ მდგომარეობაში აჭარბებს მის გაჯერებულ მნიშვნელობას კიურის ტემპერატურებზე დაბალ ტემპერატურებისას.

- შეგვიძლია ავლნიშნოთ, რომ წარმოდგენილი ექსპერიმენტული მონაცემები გვიჩვენებენ მოუწესრიგებლობების გავლენას გმნ -ის თვისებებზე. მოუწესრიგებლობის ერთ-ერთი მიზეზი გმნ -ში არის ალბათურად განაწილებული მაგნიტური მინარევის (Mn) მაღალი კონცენტრაცია, რომელიც საჭიროა მძლავრი მაგნეტიზმისათვის.
- $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ქვანტური სტრუქტურისათვის, რომელიც შეიცავს Mn დ -ფენას GaAs - ის მატრიცაში, მოუწესრიგებლობები უკავშირდება ფართო დიაპაზონის ფლუქტუაციურ პოტენციალს, რომელიც გამოწვეულია Mn - ის ატომების არაერთგვაროვანი განაწილებით. მიუხედავად იმისა, რომ Mn- ის ფენა გამოყოფილი იყო ქვანტური სტრუქტურიდან 3ნმ სისქის სპეისერით, Mn - განაწილებით გამოწვეული მოუწესრიგებლობა გავლენას ახდენს ელექტრონთა გადატანაზე ქვანტური სტრუქტურის შიგნით. ეს გამოწვეულია კოლუმბის ურთიერთქმედებით მუხტებსა და აქცეპტორულ დამუხტულ Mn - ის იონებს შორის. თუმცა არ შეიძლება იყვნენ Mn -ის ატომები ქვანტური სტრუქტურის შიგნით, ანომალური ჰოლის ეფექტის გამოჩენა და მაქსიმუმი R_{xx} წინააღობის ტემპერატურული დამოკიდებულების გრაფიკზე ცხადყოფენ მაგნიტურ მოწესრიგებას. შედეგების ინტერპრეტირება მოხდა ფართო

დიაპაზონის ფლუქტუაციური პოტენციალის მოდელიდან გამომდინარე. ფლუქტუაციური პოტენციალის გამომწვევი მიზეზია Mn - ის არაერთგვაროვანი განაწილება. დაბალი მაგნიტური ველისას ნიმუშებმა აჩვენა პარამაგნეტური ქცევა. მაღალი ველის დროს არაჩვეულებრივი გადანაცვლებული ჰისტერეზისული მრუდი დაიშორა, რომელიც ხასიათდება გამოყოფილი ფერო და ანტიფერომაგნიტური კუნძულებით.

გამოყენებული ლიტერატურა

1. Kervalishvili P.J., Gogua Z., Mikelashvili V.. “Nanostructure – Based Spinelectronics Sensory Materials”, Novel Materials, Annual Collection of Selected Papers, Georgian Engineering News, 2006, pp.7-14.
2. M. N. Baibich , J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices". Physical Review Letters (1988) 61 (21): 2472–2475. doi:10.1103/PhysRevLett.61.2472.
3. Ruster, C., Gould, C., Jungwirth, T., Sinova, J., Schott, G., Giraud, R., Brunner, K., Schmidt, G., & Molenkamp, L. (2004) Cond-mat/0408532 25, p. 234.
4. Chen, X., et.al. (2002) Appl. Phys. Lett. 81, p. 511.
5. Kervalishvili p. semiconductive nanostructures –materials for spinelectronics: new data bank requirement, Data Science Journal, 2007, Volume 6, pp.973-980
6. J. F. Gregg, I. Petej, E. Jouguet, and C. Dennis, J. Phys. (2002)D 35, R121.
7. E. S. Demidova, V. V. Podol'skii, Ferromagnets Based on Diamond-Like Semiconductors GaSb, InSb, Ge, and Si Supersaturated with Manganese or Iron Impurities during Laser-Plasma Deposition, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2008, Vol. 106, No. 1, pp. 110–116.
8. H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnar, L.L. Chang, Phys. Rev. Lett. (1992) 68, 2664.
9. H. Ohno, J. Magn. Magn. Mater. 200, 110 (1999); H. Ohno, F. Matsukura, Sol. State Commun. 117, 179 (2001).
10. E.Z. Meilikhov, R.M. farzetdinova. Quasi-Two Dimensional Deluted Magnetic Semiconductors. J. Novel Materials, 2006.GEN N 1, pp.60-64,
11. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, Y. Sugawara. Phys. Rev. (1998) B 57,2037.
12. D. Chiba, K. Takamura, F. Matsukura, H. Ohno, Appl. Phys. Lett. (2003) 82, 3020; K.W. Edmonds, P. Boguslawski, KY. Wang, R.P. Campion, N.R.S. Farley, B.L. Gallagher, C.T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M.B. Nardelli, J. Bernholc, Phys. Rev. Lett. (2004)92, 037201.
13. G. Binash, P. Gr̃unberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. (1989) B 39, 4828.
14. M. Johnson and R. H. Silsbee Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals Physical Review Letters (1985) 55, 1790
15. P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang, and M. Johnson Observation of Spin Injection at a Ferromagnet-Semiconductor Interface Physical Review Letters (1999) 83, 203
16. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor Physical Review (2000) B 62, R4793
17. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder Boundary Resistance of the Ferromagnetic-Nonferromagnetic Metal Interface Physical Review Letters (1987) 58, 2271
18. E. I. Rashba, Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem Physical Review (2000) B 62, R16267
19. Mikelashvili V.T., Kvitciani O.R., Laperashvili D.L., Laperarshvili T.A. electrical characteristics of Fe/GaAs structures, GEN 2008, 4, ISSN 1512-0287, pp.23-26.

20. J. Szczytko, A. Twardowski, M. Palczewska, R. Jablonski, J. Furdyna, and H. Munekata, Phys. Rev. (2001) B 63, 085315.
21. M. Linnarsson, E. Janz n, B. Monemar, M. Kleverman, and A. Thilderkvist, Phys. Rev. (1997)B 55, 6938.
22. J. Okabayashi, A. Kimura, T. Mizokawa, A. Fujimori, T. Hayashi, and M. Tanaka, Phys. Rev. (1999) B 59, R2486.
23. J. Okabayashi, A. Kimura, O. Rader, T. Mizokawa, A. Fujimori, T. Hayashi, and M. Tanaka, Phys. Rev. (2001)B 64, 125304.
24. H. Ohno, J. Magn. Magn. Mater. (1999) 200, 110
25. T. Dietl, Semicond. Sci. Technol. (2002)17, 377.
26. H. Akai, Phys. Rev. Lett. (1998)81, 3002.
27. M.L. Reed, N.A. El-Masry, H.H. Stadelmaier, M.K. Ritums, M.J. Reed, C.A. Parker, J.C. Roberts, S.M. Bedair, Appl. Phys. Lett. (2001)79, 3473.
28. T. Sasaki, S. Sonoda, Y. Yamamoto, K. Suga, S. Shimiz, K. Kindo, H. Hori, J. Appl. Phys. (2002)91, 7911.
29. K. Sato and H. Katayama-Yoshida, Semicond. Sci. Technol. (2002)17, 367.
30. Ashcroft, N. W., and N. D. Mermin, Solid State Physics(Saunders College Publishing, Philadelphia, 1976,700.p
31. Zener, C., “Interaction between the d shells in the transition metals”, (1951)Phys. Rev.81, 440
32. Dietl, T., H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, “Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors”, Science 287(2000), 1019–1022.
33. Zener, C., 1951a, Phys. Rev. 81, 440.
34. Bhattacharjee, A. K., G. Fishman, and B. Coqblin, 1983, Physica B+C 117-118, 449.
35. Bloembergen, N., and T. J. Rowland, 1955, Phys. Rev. 97, 1679.; Ruderman, M. A., and C. Kittel, 1954, Phys. Rev. 96, 99.
36. Kasuya, T., 1956, Progr. Theoret. Phys. 16, 45.;Yosida, K., 1957, Phys. Rev. 106, 893.;Zener, C., 1951a, Phys. Rev. 81, 440
37. Dietl, T., “III-V and II-VI Mn-based ferromagnetic semiconductors”, in dvances in Solid State Physics, (Berlin: Springer, 2003) edited by B. Kramer, 413–426.
38. Luttinger, J. M., and W. Kohn, 1955, Phys. Rev. 97, 869.Mac, W., A. Twardowski, and M. Demianiuk, 1996, Phys.Rev. B 54, 5528.
39. Bhattacharjee, A. K., G. Fishman, and B. Coqblin, 1983,Physica B+C 117-118, 449.
40. Schrieffer, J. R., and P. A. Wolff, 1966, Phys. Rev. 149, 491.;Timm, C., 2003, J. Phys.: Condens. Matter 15, R1865.
41. J. Schliemann, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, 2003, in Electronic Structure and Magnetism of Complex Materials, edited by D. J. Singh and D. A. Papaconstantopoulos (Springer Verlag, Berlin), p. 163, eprint condmat/ 0111314.)
42. J. M. D. Coey, M. Venkatesan, and C. B. Fitzgerald, Nat. Mater. 20054, 173 ,.
43. R. Skomski and J. M. D. Coey, Permanent Magnetism,IOP, Bristol, 1999,120 p.
44. Ashcroft, N. W., and N. D. Mermin, , Solid State Physics (Saunders College Publishing, Philadelphia) 1979,178 p
45. Anderson, P. W., 1950, Phys. Rev. 79, 350.
46. Ohno, H., “Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic”, (1998)Science 281,951–956.
47. J. K. Furdyna, “Effect of the location of Mn sites in ferromagnetic $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ on its Curie temperature”, Phys. Rev. (2002)B 65, 201303.

48. N. A. Sinitsyn and I. Nemenman (2007). "The Berry phase and the pump flux in stochastic chemical kinetics". *Euro. Phys. Lett.* 77: 58001.
49. E. S. Demidov, Yu. A. Danilov, V. V. Podolskoe, et al., *Pis'ma Zh. Éksp. Teor. Fiz.* 83, 664 (2006) [*JETP Lett.* 83, 568 (2006)]
50. L. I. Koroleva, *Magnetic Semiconductors* (Mosk. Gos. Univ., Moscow, 2003) [in Russian].
51. B.A.Aronzon, Disorder effects in dilute magnetic semiconductors, nanotechnology perceptions, vol. 4, 2, 2008, p.165-177
52. Byoungchak Lee, T. Jungwirth, A.H. MacDonald. *Semicond. Sci. Technol.* 17,393 (2002); F. Matsukura, D. Chiba, Y. Ohno, T. Dietl, H. Ohno, *Physica* (2003)E 16, 104; I. Zutic, O. Fabian, S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* (2004)76, 323.
53. C. Timm, *J. Physc: Condens. Matter* (2003)15, R1865
54. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek, et al, (2006)*Rev. Mod. Phys.* 78, 809.
55. S.V Vonsovskii, *Magnetism*, New York: (1974)Wiley
56. P.M. Krstajic, F.M. Peeters, V.A. Ivanov, V. Fleurov, K. Kikoin, *Europhys. Lett.* 61, 235 (2003); (2004)*Phys. Rev. B* 70,195215.
57. O. V. Vikhrova, Yu. A. Danilov, *Ferromagnetism in InMnAs Layers at Room Temperature*, *Physics of the Solid State*, 2008, Vol. 50, No. 1, pp. 52–55.
58. V. V. Rylkov, A. S. Lagutin, B. A. Aronzon, Peculiarities of the transport properties of InMnAs layers, produced by the laser deposition, in strong magnetic fields, *cond-mat/0612641*, 2006.pp12
59. H. Ohno, *J. Magn. Magn. Mater.* 200, 110 (1999); H. Ohno, F. Matsukura, *Sol. State Commun.* (2001)117, 179.
60. T. Slupinski, A. Oiwa, S. Yanagi, H. Munekata, J. (2002)*Crystal Growth* 237-239, 1326.
61. T. Slupinski, H. Munekata, A. Oiwa, *Appl. Phys. Lett.* 80, 1592 (2002); T. Slupinski, H. Munekata, A. Oiwa, *J. of Supercond.: Incorporating Novel Magnetism* 16, 45 (2003).
62. A.J. Blattner, B.W. Wessels, *Appl. Surface Science* 221, 155 (2004); Y.L. Soo, S. Kim, Y.H. Kao, A. J. Blattner, B. W. Wessels, S. Khalid, C. Sanchez Hanke, C.-C. Kao, (2004)*Appl. Phys. Lett.* 84, 481.
63. Sh. U. Yuldashev, H. C. Jeon, H. S. Im, T. W. Kang, S. H. Lee, J. K. Furdyna, (2004)*Phys. Rev. B* 70, 193203.
64. F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl, D. Chiba, H. Ohno, *Physica E* 21, 1032 (2004); T. Dietl, F. Matsukura, H. Ohno et al., *Preprint Cond-Mat.* (2003) No.0306484.
65. Yu.A.Danilov, E.S.Demidov, Yu.N.Drosdov, V.P.Lesnikov, V.V.Podolskii, M.V.Sapozhnikov, A.P.Kasatkin, *J. Magn. Magn. Mater.* (2006)300, e24.
66. B.I. Shklovskii, *Sov. Phys.* (1977) *JETP* 45, 152.
67. M. Foygel, R.D. Morris, A.G. Petukhov, *Phys. Rev.* (2003)B 67, 134205.
68. S. Caprara, V.V. Tugushev, N.K. Chumakov, *JETP* (2005)101, 305.
69. M. Foygel, R.D. Morris, A.G. Petukhov, *Phys. Rev.* (2003)B 67, 134205.