

UNIVERSITATEA TEHNICĂ A MOLDOVEI

Cu titlu de manuscris
C.Z.U.: 535.2/.3 (043.2)

DOROGAN ANDREI

**FENOMENE OPTICE ȘI FOTOELECTRICE
ÎN MATERIALE ANIZOTROPE**

134.01 – FIZICA ȘI TEHNOLOGIA MATERIALELOR

Teză de doctor în științe fizice

Conducător științific

Sîrbu Nicolae
prof. univ., dr. hab.

Autorul:

Dorogan Andrei

CHIȘINĂU, 2019

©Dorogan Andrei, 2019

CUPRINS

ADNOTĂRI	5
LISTA ABREVIERILOR	8
INTRODUCERE	9
1. STUDIUL PROPRIETĂȚILOR OPTICE ALE MATERIALELOR BIREFRINGENTE ȘI NANOSTRUCTURILOR	17
1.1. Proprietățile optice în regiunea minimului benzii energetice interzise a cristalelor ZnAs ₂	17
1.1.1. Fotoemisia de pe suprafața cristalelor ZnAs ₂ activate cu Cs	20
1.2. Metoda de măsurare a spectrelor de reflexie, transparență, luminescență și Raman .	22
1.3. Proprietățile optice ale nanostructurilor In _{0,3} Ga _{0,7} As/GaAs	25
1.4. Metodele de calcul și măsurare a spectrelor polariton-excitonice în cristalele	36
1.5. Concluzii la capitolul 1	45
2. ANIZOTROPIA PROPRIETĂȚILOR OPTICE ALE CRISTALELOR ZnAs₂	47
2.1. Anizotropia tranzițiilor electronice la marginea de absorbție a cristalelor ZnAs ₂	47
2.2. Dispersia ordinară și extraordinară în cristalele ZnAs ₂	49
2.3. Calculul constantelor optice ale cristalelor ZnAs ₂ în regiunea transparenței conform relațiilor Kramers-Kronig	52
2.4. Interferența undelor ordinare și extraordinare în cristalele ZnAs ₂	57
2.5. Polaritonii excitonici în cristalele ZnAs ₂	62
2.5.1. Spectrele ortoexcitonilor în cristalele ZnAs ₂	68
2.6. Structura benzilor energetice ale cristalelor ZnAs ₂	71
2.6.1. Particularitățile structurii benzilor energetice ale cristalelor ZnAs ₂ pentru K=0	71
2.6.2. Tranzițiile electronice în adâncimea benzii de absorbție ($E > E_g$)	75
2.7. Concluzii la capitolul 2	81
3. ANIZOTROPIA CARACTERISTICILOR SPECTRALE ALE FOTODETECTORILOR PE BAZA CRISTALELOR ZnAs₂	83
3.1. Inversarea semnului fotocurentului în fotodetectori pe baza ZnAs ₂	83
3.2. Interferența spectrelor fotorăspunsului a structurilor Me-ZnAs ₂	92
3.3. Indicatorul semnului zero al radiației polarizate	97
3.3.1. Caracteristicile electrice și fotoelectrice ale diodelor Me-ZnAs ₂	97
3.4. Concluzii la capitolul 3	101

4. PROPRIETĂȚILE OPTICE ALE STRUCTURILOR CU GROPI CUANTICE	
In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs	103
4.1. Spectrele optice de polarizare ale nano heterostructurilor In _{0,3} Ga _{0,7} As/GaAs	103
4.2. Influența temperaturii asupra spectrelor de transparență ale heterostructurilor In _{0,3} Ga _{0,7} As/GaAs	109
4.2.1. Calculul liniei oscilatorului punctelor cuantice și stările 1s ale excitonilor în gropile cuantice ale structurii In _{0,3} Ga _{0,7} As/GaAs	112
4.2.2. Funcțiile optice în regiunea rezonanței excitonice în gropile și punctele cuantice ale heterojoncțiunilor In _{0,3} Ga _{0,7} As/GaAs	116
4.3. Luminescența de recombinare a polaritonilor excitonici în gropile cuantice ale heterostructurilor In _{0,3} Ga _{0,7} As/GaAs	128
4.4. Concluzii la capitolul 4	137
CONCLUZII GENERALE ȘI RECOMANDĂRI	138
BIBLIOGRAFIE	140
ANEXE	147
ANEXA 1. Parametrii excitonilor și Δ_{cf} , Δ_{so} în cristalele ZnAs ₂	147
ANEXA 2. Tranzițiile directe depistate conform maximelor spectrelor de reflexie ale cristalelor ZnAs ₂	148
ANEXA 3. Energia tranzițiilor în gropile cuantice ale structurii In _{0,3} Ga _{0,7} As/GaAs	149
ANEXA 4. Separator al modelor optice (TE, TM) și conceptul operației de interleaving/deinterleaving	150
ANEXA 5. Spectrele optice ale structurilor multistratificate cu gropi cuantice In _{0,67} Al _{0,22} Ga _{0,11} As, In _{0,68} Al _{0,21} Ga _{0,11} As și In _{0,68} Al _{0,19} Ga _{0,13} As și analiza calității și proprietăților lor	161
ANEXA 6. Măsurarea și caracterizarea structurilor VCSEL	170
ANEXA 7. Lista lucrărilor științifice, științifico-metodice, didactice	173
DECLARAȚIA PRIVIND ASUMAREA RĂSPUNDERII	180
CV-ul AUTORULUI	181

Adnotare

la teza „Fenomene optice și fotoelectrice în materiale anizotrope” prezentată de către Dorogan Andrei pentru conferirea gradului științific de doctor în științe fizice, Chișinău, 2019.

Structura tezei. Teza de doctor cuprinde introducerea, patru capitole, concluzii, bibliografia cu 151 titluri, 7 anexe, 139 pagini text de bază, inclusiv 78 figuri și 2 tabele. Rezultatele obținute au fost publicate în 50 lucrări științifice.

Cuvinte cheie: anizotropie, birefringență, girație, dicroism, heterostructuri, gropi cuantice, filtre optice, fotoreceptori.

Domeniul de studiu constă în studiul anizotropiei și spectroscopiei polaritonilor excitonici ai cristalelor birefringente ZnAs_2 , nanostructurilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ și estimarea constantelor și proprietăților optice de bază.

Scopul lucrării constă în studiul experimental al anizotropiei cristalelor semiconductoare cu simetrie redusă, stabilirea mecanismelor de anizotropie a proprietăților optoelectronice, studiul fenomenelor la suprafața cristalelor și interfețele cu metalele și alți semiconductori, elucidarea aplicațiilor practice ale dicroismului optic și fotoelectric, studiul parametrilor și proprietăților structurilor cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ cu scopul elaborării dispozitivelor optoelectronice.

Noutatea și originalitatea științifică constă în caracterizarea proprietăților optice a materialelor birefringente și a structurilor cu gropi cuantice și determinarea parametrilor optici fundamentali cu o rezoluție înaltă. Originalitatea soluțiilor propuse constă în determinarea posibilității elaborării dispozitivelor optoelectronice sensibile la polarizarea radiației optice utilizate în sisteme de comunicații optice și nu numai.

Problema științifică soluționată rezidă în determinarea și calculul parametrilor optici fundamentali ai polaritonilor excitonici în cristalele birefringente ZnAs_2 cu simetria C_{2h}^5 și a tranzițiilor electronice în banda de absorbție fundamentală a materialelor cu anizotropie optică și a heterostructurilor cu gropi cuantice, cu scopul elaborării dispozitivelor optoelectronice.

Semnificația teoretică a lucrării o constituie elaborarea metodelor de calcul al spectrelor optice ZnAs_2 bazate pe relațiile de dispersie, determinarea maselor efective ale electronilor și gurilor, a parametrilor optici fundamentali utilizând relațiile Kramers-Kronig pentru cristalele ZnAs_2 și heterostructurilor cu gropi cuantice.

Valoarea aplicativă a lucrării constă în demonstrarea posibilității elaborării dispozitivelor electronice sensibile la radiația polarizată liniar pe baza materialelor anizotrope ZnAs_2 și estimarea obiectivă a calității și parametrilor heterostructurilor cu gropi cuantice utilizând metodele spectroscopiei optice.

Annotation

for science degree in physics with title “Optic and photoelectric phenomena in anisotropic materials”, presented by Andrei Dorogan for conferring a PhD Degree in physics sciences, Chişinău, 2019.

Thesis structure. The Ph.D. thesis comprises the introduction, four chapter, conclusions bibliography (151 titles), 7 appendixes, 139 pages of main text, 78 figures and 2 tables. The obtained results are published in 50 scientific articles.

Keywords: anisotropy, birefringence, gyration, dichroism, heterostructures, quantum wells, optic filters, photoreceivers.

Domain of study consists in the study of anisotropy and spectroscopy of excitonic polaritons of birefringent ZnAs_2 crystals, $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ nanostructures and estimation of basic optic properties and constants.

The scopes of the papers consists in the experimental study of anisotropy of semiconductor crystals with reduced symmetry, establishing the mechanisms of anisotropy of optical properties, study of phenomena at the crystals' surface and at the interfaces of metal and other semiconductors, elucidating the practical applications of optical and photoelectric dichroism, study of parameters and properties of $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum well structures with the aim of developing optoelectronic devices.

The scientific novelty and originality consists in the characterization of optical properties of birefringent materials and structures with quantum wells and the determination of fundamental optical parameters at high resolution. The originality of the proposed solutions is to determine the possibility of developing optoelectronic devices sensitive to the polarization of optical radiation used in optical communication systems and other domains.

The solved scientific problem lies in the determination and calculation of the fundamental optical parameters of excitonic polaritons in ZnAs_2 birefringent crystals with C_{2h}^5 symmetry and of the electronic transitions in the fundamental absorption band of anisotropic materials and heterostructures with quantum wells for optoelectronic devices development purposes.

The theoretical significance of the paper is the calculation of spectra of ZnAs_2 excitonic polaritons based on the dispersion relations, the determination of the effective masses of electrons and holes, determination of fundamental optical parameters using Kramers-Kronig relations for ZnAs_2 crystals and heterostructures with quantum wells.

The applicative value of the paper is the demonstration of the possibility of developing electronic devices sensitive to linear polarized radiation based on ZnAs_2 anisotropic crystals and the objective estimation of the quality and parameters of heterostructures with quantum wells using optical spectroscopy methods.

Аннотация

диссертации на соискание учёной степени кандидата физических наук с темой „Оптические и фотоэлектрические явления в анизотропных материалах”, автор Дороган Андрей, Кишинэу 2019.

Структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, выводов, библиографии из 151 наименований, 7-и приложений, 139 страниц основного текста, включая 78 рисунков и 2 таблицы. Полученные результаты опубликованы в 50-х работах.

Ключевые слова: анизотропия, двулучепреломление, гирация, дихроизм, гетероструктуры, квантовые ямы, оптические фильтры, фоторецепторы.

Область исследования состоит в изучении анизотропии и спектроскопии экситонных поляритонов двулучепреломляющих кристаллов $ZnAs_2$, наноструктур $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ и оценки основных оптических свойств и констант.

Целью работы является изучение анизотропии низкосимметричных полупроводниковых кристаллов, изучение явлений на поверхности кристаллов и границ раздела с металлами и полупроводниками, изучение параметров и свойств $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ структур с квантовыми ямами, с целью разработки оптоэлектронных устройств.

Научная новизна и оригинальность заключается в характеристике оптических свойств двулучепреломляющих материалов и структур с квантовыми ямами и определении основных оптических параметров с высоким разрешением. Оригинальность предлагаемых решений заключается в определении возможности разработки оптоэлектронных устройств, чувствительных к поляризации оптического излучения, используемых в системах оптической связи и в других областях.

Решенная научная задача заключается в определении и вычислении основных оптических параметров экситонных поляритонов в двулучепреломляющих кристаллах $ZnAs_2$ с симметрией C_{2h}^5 и электронных переходах в основной полосе поглощения материалов с оптической анизотропией и гетероструктур с квантовыми ямами, с целью разработки оптоэлектронных устройств.

Теоретическая значимость состоит в расчете спектров экситонных поляритонов $ZnAs_2$ на основе дисперсионных соотношений, определение эффективных масс электронов и дырок, определение фундаментальных оптических параметров с использованием соотношений Крамерса-Кронига для кристаллов $ZnAs_2$ и гетероструктур с квантовыми ямами.

Прикладное значение состоит в демонстрации возможности создания оптоэлектронных устройств, чувствительных к линейному поляризованному излучению, на основе анизотропных материалов $ZnAs_2$, а также в объективной оценке качества и параметров гетероструктур с квантовыми ямами используя методы оптической спектроскопии.

LISTA ABREVIERILOR

- HCD – Heterostructuri Quantum-Dimensionale (structuri cu cuantificare dimensională)
- QW – Quantum Wells (Gropi Cuantice)
- QD – Quantum Dots (Puncte Cuantice)
- PCA – Puncte Cuantice Autoorganizate
- PI – Punct Izotrop
- DS – Dispersie Spațială
- RPL – Radiație Polarizată Liniar
- CVA – Caracteristică Volt-Amper
- CVC – Caracteristică Watt-Capacitate
- CWA – Caracteristică Watt-Amper
- SCFO – Sisteme de Comunicații prin Fibră Optică
- DWDM – Dense Wavelength Division Multiplexing (Multiplexare cu divizare după lungimea de undă)
- TM – Modă Ordinară
- TE – Modă Extraordinară
- AOTF – Filtru Acusto-Optic Ajustabil
- LPE – Liquid Phase Epitaxy (Epitaxie în fază Lichidă)
- PMD – Dispersie Modală de Polarizare
- FWHM – Full Width Half Maximum (Semilărgimea unui impuls de formă Gaussiană)

INTRODUCERE

Actualitatea temei de cercetare.

Pe parcursul dezvoltării optoelectronicii semiconductoare au fost studiate și atrase în tehnologiile de fabricare ale dispozitivelor funcționale materiale noi și structuri cu proprietăți și caracteristici variate. Optoelectronica modernă necesită și materiale cu anizotropie puternică a proprietăților electronice și optice, pe baza cărora pot fi create elemente active: joncțiuni p-n, heterojoncțiuni, structuri Schottky, etc.

Odată cu creșterea fluxului de informații în sistemele de comunicații optice moderne are loc compactarea frecvențelor purtătoare de informație. În cazul separării a două impulsuri adiacente pentru diferite canale de comunicație, cu detectarea lor ulterioară, sunt utilizate dispozitive, care permit reglarea pasului dintre canale. Pasul dorit este stabilit prin controlul modelului de interferență, a proprietăților și parametrilor structurilor ghidurilor de undă izotrope și anizotrope. Un rol esențial în aceste structuri îl au proprietățile birefringente ale cristalelor. În lucrare sunt cercetate diferite dispozitive cu utilizarea structurilor bazate pe tehnologia epitaxială și a monocristalelor anizotrope $ZnAs_2$. Este demonstrată posibilitatea separării modelor impulsurilor optice cu scopul multiplexării în sistemele de comunicații prin fibră optică.

Pentru a determina planul oscilației vectorului electric al radiației plan polarizate sunt necesare fotoreceptoare, care asigură schimbarea semnului fotocurentului în cazul rotirii planului de polarizare cu 90° . Astfel de senzori sunt necesari în robotică pentru orientarea unui obiect în spațiu, sau a două obiecte unul față de celălalt, în sistemele de comunicații prin fibră optică pentru determinarea dispersiei modale de polarizare și în alte domenii ale optoelectronicii.

Inversarea semnului fotocurentului la schimbarea planului de polarizare a radiației optice este posibilă, dacă fotodetectorul este creat pe baza unui semiconductor anizotrop unde există două (sau mai multe) regiuni, în care direcțiile câmpurilor electrice sunt opuse. Cea mai simplă structură pe semiconductori este o joncțiune n-p polarizată direct pe baza unui cristal uniaxial, cum ar fi $ZnAs_2$. Axa optică a cristalului semiconductor trebuie să se afle în planul iluminării.

Actualitatea și relevanța lucrării este determinată de interesul deosebit al cercetătorilor de a studia proprietățile materialelor anizotrope, atât din punct de vedere fundamental cât și a existenței unei perspective reale de elaborare și aplicare a dispozitivelor bazate pe semiconductori anizotropi. Relevanța cercetării structurilor semiconductoare cu gropi cuantice este determinată de faptul, că aceste structuri stau la baza majorității dispozitivelor optoelectronice moderne.

Domeniul de cercetare

Domeniul de cercetare se referă la fenomenele optice și fotoelectrice în materialele anizotrope ZnAs_2 și nanostructurile cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$, $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$, $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$ în vederea determinării parametrilor optici fundamentali, reieșind din caracterizările spectroscopice cu rezoluție înaltă, în vederea estimării calității structurilor și elaborării dispozitivelor optoelectronice pentru diverse aplicații.

Obiectul de cercetare – monocristalele compusului semiconductor de tip $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{V}} \text{ZnAs}_2$ și nanostructurile $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}} \text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$, $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}/\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$.

Scopul lucrării

Principala sarcină a lucrării este studiul experimental al anizotropiei cristalelor semiconductoare cu simetrie redusă, și anume, stabilirea mecanismelor de anizotropie în proprietățile optoelectronice, cercetarea fenomenelor la suprafața cristalelor și interfețele cu metale și alți semiconductori, elucidarea aplicațiilor în practică ale dicroismului optic, activității optice și ale proprietăților fotoelectrice ale acestor semiconductori și a structurilor cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ și $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$, $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$.

Din scopul propus rezultă următoarele obiective ale cercetării:

1. Studiul anizotropiei tranzițiilor electronice la marginea de absorbție a cristalelor ZnAs_2 , a interferenței undelor ordinare și extraordinare în cristalele ZnAs_2 și a dispersiei ordinare și extraordinare în cristalele ZnAs_2 , cu calculul constantelor optice ale cristalelor în regiunea transparenței conform relațiilor Kramers-Kronig.
2. Cercetarea polaritonilor excitonici în cristalele ZnAs_2 , ortoexcitonilor în cristalele ZnAs_2 , a structurii benzilor energetice ale cristalelor ZnAs_2 în centrul zonei Brillouin și cercetarea tranzițiilor electronice în adâncimea benzii de absorbție ($E > E_g$, 1-10,5eV).
3. Cercetarea caracteristicilor spectrale ale fotodetectorilor pe baza cristalelor ZnAs_2 , a interferenței spectrelor fotorăspunsului a structurilor Me-ZnAs_2 .
4. Studiul propagării modelor impulsurilor de lumină în ghidurile de undă planare și a separării acestor mode (TE, TM).
5. Analiza dispozitivelor indicatoare de semnal zero al radiației polarizate cu construcție de tip „twin”, a spectrelor marginii de absorbție ale cristalelor ZnAs_2 și curburii benzilor energetice la hotarul structurii de tip „twin”.

6. Cercetarea experimentală a structurilor cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$, $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$, $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$ și determinarea parametrilor optici principali cu scopul caracterizării calității heterostructurilor și a posibilității elaborării dispozitivelor optoelectronice.

Noutatea și originalitatea științifică

Rezultatele studiului spectroscopic în intervalul $1,3 - 1,35\mu\text{m}$, care a asigurat caracterizarea detaliată a cristalelor anizotrope ZnAs_2 și determinarea cu precizie înaltă a valorilor parametrilor optici fundamentali. Datele originale ale spectroscopiei cu rezoluție înaltă a heterostructurilor cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ și $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$, $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$, care au permis determinarea parametrilor optici de bază și aprecierea obiectivă a calității structurilor. În baza soluțiilor originale propuse a fost demonstrată posibilitatea elaborării unor dispozitive optoelectronice sensibile la polarizarea radiației optice, utilizate în sisteme de comunicații optice.

Problema științifică soluționată

Determinarea și calculul parametrilor optici fundamentali ai polaritonilor excitonici în cristalele birefringente ZnAs_2 cu simetria C_{2h}^5 și a tranzițiilor electronice în banda de absorbție fundamentală a materialelor cu anizotropie optică și a heterostructurilor cu gropi cuantice, în vederea elaborării dispozitivelor optoelectronice.

Semnificația teoretică a lucrării

Studiul spectroscopic al cristalelor ZnAs_2 permite realizarea calculului parametrilor optici fundamentali utilizând relațiile de dispersie, relațiile Kramers-Kronig și metodele de calcul a spectrelor polariton-excitonice.

Utilizând relațiile Kramers-Kronig, au fost calculate dependențele spectrale ale funcțiilor optice n , k , ε_1 , ε_2 , pentru cristalele ZnAs_2 în domeniul energiilor (1-10eV). Singularitățile funcțiilor optice n , k , ε_1 , ε_2 detectate posedă o anizotropie semnificativă, care se datorează tranzițiilor directe electronice între extremele benzilor V și C în punctele Γ , X, L și S ale zonei Brillouin.

A fost depistată o diferență a maselor efective M la polarizările S, S și P, P prin efectuarea calculelor contururilor spectrelor optice, conform teoriei relațiilor de dispersie, datorate tranzițiilor $hh1-e1$ și $lh1-e1$ în gropile cuantice a structurilor $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$, $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$. Masa translațională M a tranzițiilor $hh1-e1$ constituie jumătate din masa M

corespunzătoare tranzițiilor lh_1-e_1 , ceea ce indică diferența dintre masele efective ale golurilor grele m_{hh} și ale golurilor ușoare m_{lh} din straturile cuantice.

Utilizând calculele, obținute prin metoda Kramers-Kronig, a spectrelor de reflexie polarizate, a fost demonstrată anizotropia dependențelor spectrale a parametrilor optici: indicele de refracție ($n^{s,s}$, $n^{p,p}$, $\Delta n = n^{s,s} - n^{p,p}$), coeficientul de extincție, partea reală și imaginară a constantei dielectrice ($\epsilon_2^{s,s}$, $\epsilon_2^{p,p}$, $\Delta\epsilon_2 = \epsilon_2^{p,p} - \epsilon_2^{s,s}$, $\epsilon_1^{s,s}$, $\epsilon_1^{p,p}$, $\Delta\epsilon_1 = \epsilon_1^{p,p} - \epsilon_1^{s,s}$), care determină proprietățile optoelectronice de bază ale nanostructurilor.

Valoarea aplicativă a lucrării.

Au fost determinați indicatorii radiației polarizate liniar sub formă de structuri monolitice și discrete n-p și Me- n-p- bazate pe $ZnAs_2$, pentru intervalul de lungimi de undă 1,3-1,35 μm . Au fost cercetate caracteristicile electrice, spectrale și azimutale ale detectorilor de radiație polarizată liniar.

A fost demonstrată posibilitatea analizei dispersiei modale de polarizare (PMD) pentru canalele de comunicații cu ajutorul fotoreceptorilor sensibili la polarizarea radiației optice cu bandă spectrală de sensibilitate îngustă. Fotodetectorii pe bază de $ZnAs_2$ sunt de perspectivă pentru sistemele de comunicații, deoarece posedă un maxim al fotosensibilității în regiunea 1,3 μm . Din punct de vedere tehnologic, pe baza acestor materiale se pot obține joncțiuni p-n, diode Schottky și alte elemente active.

Fotoreceptorii propuși, care permit inversarea semnelor fotocurentului, pot fi utilizate pentru controlul frecvenței radiației monocromatice într-un spectru larg. Aceste dispozitive permit detectarea frecvenței purtătoare de informație în sistemele optice de comunicații DWDM, utilizând proprietățile de interferență ale fotorăspunsului.

Studiul birefrinței cristalelor de $ZnAs_2$ indică faptul, că acest material este promițător pentru crearea dispozitivelor optoelectronice, care funcționează în spectrul IR apropiat. Anizotropia dependențelor spectrale ale indicilor de refracție face posibilă prognozarea elaborării unor filtre bazate pe cristale $ZnAs_2$, a separatoarelor de mode ale impulsurilor optice în regiunea IR apropiat. Structurile bazate pe $ZnAs_2$ pot fi tehnologic joncționate cu structurile pe bază de GaAs și $In_{0,3}Ga_{0,7}As$.

Rezultatele științifice înaintate spre susținere

1. Minimul benzii energetice interzise a cristalelor ZnAs_2 este format de seria excitonică singlet a simetriei $\Gamma_2^-(z)$ permisă la polarizarea $E\parallel c$ și caracterizată printr-o interacțiune slabă exciton-polariton. Excitonii $\Gamma_2^-(z)$ și ortoexcitonii simetriei $2\Gamma_1^- + \Gamma_2^-$ provin din aceeași pereche de benzi. Masele efective a electronilor constituie $m_c^* = 0.10m_0$ și a golurilor $m_{v1}^* = 0.89m_0$. Masa electronilor m_c^* rămâne neschimbată, iar masa golurilor m_{v1}^* scade de la 1,03 la 0,55 m_0 , în cazul variației temperaturii de la 10K la 230K.
2. Estimările cantitative ale absorbției integrale $A(\text{eV}\cdot\text{cm}^{-1})$ pentru stările $n = 1, 2$ și 3 ale excitonilor $\Gamma_2^-(z)$ au arătat, că absorbția integrală pentru liniile seriei n corespunde dependenței $A_n \approx n^{-3}$, caracteristică pentru funcțiile excitonilor de tip-S. Valoarea despicării benzilor de valență superioare în centrul zonei Brillouin, cauzată de câmpului cristalin ($\Delta_c = 14,6\text{meV}$) este mai mică decât despicarea datorată interacțiunii spin-orbitală ($\Delta_{so} = 19,3\text{meV}$).
3. În structurile cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, spectrele de reflexie sunt formate de către tranzițiile electronice hh , $lh1-e1(1s)$, $hh1$, $lh1-e2(1s)$, $hh2$, $lh2-e2(1s)$ și $hh3$, $lh3-e3(1s)$, în cazul polarizărilor S și P, la unghiuri de incidență de 7° și unghiul Brewster (76°). În heterostraturile $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$, $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$ pentru polarizările fascicolelor de lumină S-S și P-P masele efective ale golurilor grele m_{hh} și ale celor ușoare m_{lh} sunt diferite.
4. Anizotropia caracteristicilor optice ale monocristalelor ZnAs_2 (0,96 eV la 300K și 1,05 eV la 10K) poate fi utilizată pentru modularea și filtrarea impulsurilor radiației laser în regiunea ferestrelor de transparență ale fibrelor optice (1,3 și 1,55 μm).

Aprobarea rezultatelor lucrării. Rezultatele principale au fost prezentate la 30 foruri științifice (congrese, conferințe, saloane ale cercetării și inovării) din care vom menționa:

- Salonului Internațional al Cercetării, Inovării și Invenției PROINVENT-2017, Ediția XV. 22 - 24 martie 2017.
- Expoziția Internațională de Invenție "Inventica 2017", ediția 21, Iași, România.
- Expoziția Europeană de Creativitate și Inovare EUROINVENT-2016, ediția 8, Iași, Romania, 19-21 Mai 2016.
- Conferința Internațională a Nanotehnologiilor și Ingineriei Biomedicale ICNBME-2015, Septembrie 23-26, 2015, Chișinău, Republica Moldova.
- Conferința Internațională „Telecomunicații, Electronică și Informatică” ICTEI-2012. Ediția 4, Chișinău, 17-20 Mai 2012.

- 6th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics – MSCMP-2012. September 11-14, 2012.
- VI International Warsaw Invention Show – IWIS 2012, 16-19 October 2012. Warsaw University of Technology. Ed. Association of Polish Inventors and Rationalizers.
- XIV Московский международный Салон изобретений и инновационных технологий АРХИМЕД 2011.
- 8th International Scientific and Technical Conference on Quantum Electronics, Minsk, 22-25 November, 2010
- The 33rd ARA Congress “Modernism and Progress in Arts and Sciences”, June 02 - 07, 2009, Sibiu, Romania.
- VIII International Salon of Inventions and New Technologies „New Time”, September 27-29, 2012, Sevastopol, Ukraine.

Publicații științifice. La tema tezei au fost publicate 50 lucrări științifice (dintre care 2 fără coautori) cu un volum total de 0,62 coli de tipar, inclusiv 18 articole publicate în reviste științifice internaționale cu factor de impact. Au fost obținute 21 medalii de aur, argint și bronz, 2 premii speciale, 20 diplome. Au fost depuse la AGEPI și obținute 2 brevete de invenție.

Structura și volumul lucrării. Teza este compusă din introducere, patru capitole, concluzii finale, bibliografie (151 titluri) și 7 anexe. Conținutul de bază al tezei este expus pe 139 pagini, inserează 78 figuri și 2 tabele.

Conținutul de bază a lucrării.

În **Introducere** este prezentată argumentarea și actualitatea temei de cercetare. Este formulat scopul și sarcinile cercetării, sunt prezentate domeniul și obiectivele cercetării, elementele de noutate științifică a rezultatelor obținute, este prezentată semnificația teoretică și valoarea aplicativă a domeniului de studiu.

În capitolul I, **Studiul proprietăților optice ale materialelor birefringente și nanostructurilor**, sunt prezentate date cu privire la proprietățile optice în regiunea minimului benzii energetice interzise a cristalelor ZnAs₂. Au fost studiate metodele de obținere a arseniurilor de zinc. Sunt prezentate schemele instalațiilor și metodele de măsurare a spectrelor de reflexie, transparență, luminescență și a spectrelor Raman pentru materialele birefringente. Sunt prezentate date care se referă la proprietățile optice ale nanostructurilor In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs,

efectul cuantificării dimensionale și metodele de obținere a structurilor cu gropi cu prezentarea posibilităților moderne de investigare microscopică: microscopia optică de câmp, microscopia electronică de transmisie, microscopia sondei de scanare. Sunt, de asemenea, prezentate metodele de calcul și măsurare a spectrelor polariton-excitonice în cristalele.

În capitolul II, **Anizotropia proprietăților optice ale cristalelor ZnAs₂**, sunt prezentate date experimentale cu privire la anizotropia tranzițiilor electronice la marginea de absorbție a cristalelor ZnAs₂. Sunt cercetate spectrele de reflexie, transparență și de absorbție ale cristalelor ZnAs₂, dispersia ordinară și extraordinară, anizotropia spectrelor de interferență, măsurate într-un interval de temperaturi 10- 300K și diferite polarizări ale radiației optice. Este prezentat calculul conform relațiilor Kramers-Kronig și determinate constantele optice ale cristalelor ZnAs₂ în regiunea transparenței. Sunt cercetați polaritonii excitonici în cristalele ZnAs₂, care permit determinarea structurii și a particularităților structurii benzilor energetice în punctul Γ al zonei Brillouin. Sunt prezentate date experimentale ce țin de studiul tranzițiilor electronice în adâncimea benzii de absorbție a cristalelor ZnAs₂.

Capitolul III, **Anizotropia caracteristicilor spectrale ale fotodetectorilor pe baza cristalelor ZnAs₂**, reflectă posibilitatea elaborării fotodetectorilor pe baza ZnAs₂ capabili de a inversa semnul fotocurentului, sensibili la polarizarea radiației incidente, Sunt prezentate modele ale structurilor de tip n-p-n, Au(Ni)-ZnAs₂, Me-ZnAs₂, structuri de tip „twin” sensibile la planul de polarizare a radiației optice, în domeniul lungimilor de undă utilizate în sistemele de comunicații optice moderne.

În capitolul IV, **Proprietățile optice ale structurilor cu gropi cuantice In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs**, sunt prezentate date privind cercetarea anizotropiei structurilor cu gropi cuantice, și anume studiul spectrelor de reflexie și absorbție pentru diferite polarizări ale radiației optice incidente într-un interval de temperaturi 10-300K. Este demonstrată anizotropia straturilor cu gropi cuantice și determinate valorile indicelui de refracție și a parametrilor optici fundamentali în regiunea rezonanței excitonice. Este studiată influența temperaturii asupra spectrelor de transparență ale heterostructurilor In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs și prezentat calculul liniei oscilatorului punctelor cuantice și a stărilor 1s ale excitonilor în gropile cuantice. Sunt cercetate spectrele de transparență și luminescență de recombinare a polaritonilor excitonici în gropile cuantice în vederea determinării calității heterostructurilor.

În **Concluzii și recomandări** sunt expuse cele mai importante rezultate ale tezei.

Anexele conțin tabele cu parametrii excitonilor materialelor ZnAs₂, parametrii tranzițiilor determinate conform maximelor spectrelor de reflexie a cristalelor ZnAs₂, în regiunea energiilor 1 – 11eV și alte date experimentale acumulate în cadrul experimentelor, concepte ale dispozitivelor cu utilizarea cristalelor birefringente, pe baza cărora pot fi elaborate filtre optice

de tip “Band Pass” (Filtru Trece Bandă), filtre “Band Elimination” (Filtru Oprește bandă) sau separatoare ale modelor ordinară și extraordinară pentru utilizare în sisteme optice de comunicații sau alte domenii ale micro-optoelectronicii, studiul spectrelor optice ale structurilor multistrat cu gropi cuantice și analiza calității și proprietăților optice ale structurilor, datele măsurărilor experimentale ale caracteristicilor și parametrilor laserilor VCSEL pe baza heterostructurilor cu gropi cuantice cu scopul optimizării parametrilor de ieșire a laserilor VCSEL prin determinarea și eventual ajustarea procesului tehnologic de fabricare.

1. STUDIUL PROPRIETĂȚILOR OPTICE ALE MATERIALELOR BIREFRINGENTE ȘI NANOSTRUCTURILOR

1.1. Proprietățile optice în regiunea minimului benzii energetice interzise a cristalelor $ZnAs_2$

În fizica modernă a corpului solid, există două domenii cu cea mai rapidă dezvoltare, una dintre care este fizica nanostructurilor, iar a doua este dezvoltarea și cercetarea materialelor noi. O importanță considerabilă a lucrărilor pentru direcția a doua constituie studiul semiconductorilor cu bandă largă.

Semiconductorii cu bandă largă sunt considerate materialele, în care energia tranzițiilor electronice depășește o valoare apropiată de 2eV. Aceste materiale au o natură diferită a legăturilor chimice și structurii rețelei cristaline. Cu toate acestea, procesele electronice și optice în ele au multe în comun. Printre semiconductorii cu bandă largă, un rol deosebit îl au diamantul, carbura de siliciu SiC, fosfura de galiu GaP, sulfura de cadmiu CdS ș.a. Odată cu dezvoltarea optoelectronicii și a altor domenii de aplicații practice, în special a metodelor de detectare a fotonilor și a particulelor încărcate, interesul pentru semiconductorii cu bandă largă este în creștere [1].

Potențialul materialelor cu bandă largă pentru crearea dispozitivelor semiconductoare a fost analizat o perioadă de timp îndelungată [2]. Valorile benzilor energetice interzise, mai mari ca cele pentru Si și GaAs, oferă acestor materiale așa avantaje, cum ar fi creșterea regiunii temperaturilor de funcționare, posibilitatea creării pe baza acestor dispozitive a emițătoare de lumină pentru regiunea vizibilă a spectrului, valori ridicate ale câmpului critic străpungere (E_{cr}) și rezistența la radiație ridicată. În plus, pentru semiconductorii cu bandă largă, o dată cu temperatura limită de funcționare, care este determinată de lățimea benzii energetice interzise a materialului, se ia în considerație și temperatura Debye (T_D), care determină limita stabilității termice a semiconductorului.

Compușii grupului $A^{II}B^V$ posedă diagramele de fază complexe, polimorfismul unui număr de compuși, faze metastabile și amorfe, zone largi de omogenitate, distorsiuni ale structurilor și rearanjamente structurale legate de aceste distorsiuni [3-6].

Materialele CdP_2 și ZnP_2 reprezintă semiconductori cu bandă largă cu valoarea benzii energetice interzise $E_g \approx 2,03\text{eV}$ pentru CdP_2 și $E_g \approx 2,05 - 2,22\text{eV}$ pentru ZnP_2 [7, 8].

Aceste materiale au fost mult timp studiate datorită proprietăților lor neobișnuite și posibilităților de aplicare în inginerie [3], ele fiind caracterizate cum printr-o bandă energetică interzisă largă, așa și printr-o stabilitate chimică și o activitate optică sporită [9]. Conductibilitatea electrică specifică, măsurată la curenți de valori continue, variază în interval

destul de larg. Pentru materialele β -CdP₂ și α -ZnP₂, conductibilitatea σ constituie ($5 \times 10^{-1} - 1 \times 10^{-3}$) și ($1 \times 10^{-3} - 1 \times 10^{-8}$), respectiv [10].

Monocristalele de ZnAs₂ fac parte din sistemul monoclinic (grupul spațial C_{2h}^5) cu 8 unități în celula elementară și cu parametrii rețelei: $a=8,85\text{Å}$, $b=7,21\text{Å}$, $c=7,56\text{Å}$; $\beta=102,3^\circ$. Cristalul ZnAs₂ posedă o anizotropie puternică a proprietăților optice [1]. Primele cercetări ale proprietăților optice în regiunea marginii absorbției au arătat, că minimum benzii energetice interzise este format de către tranzițiile directe permise. Într-o regiune de energii îngustă au fost depistate maxime în spectrele de reflexie și fotoconductibilității. La temperatura azotului lichid și polarizarea E||c au fost evidențiate maximele 0,96eV și 1,18eV și la polarizarea E⊥c un maxim la energia 1,02eV. În același timp, au fost efectuate calcule teoretice de grup ale legilor dispersiei și regulilor de selecție a cristalelor simetriei C_{2h}^5 . Conform rezultatelor experimentale și teoretice obținute, a fost propusă o structură a benzilor energetice în aceste cristale. Conform acestor date, marginea absorbției este formată de către tranzițiile electronice directe în centrul zonei Brillouin și de către tranzițiile pe nivelele excitonice. În aceste lucrări a fost estimată valoarea despicerii benzilor de valență, cauzată de câmpul cristalin și interacțiunea spin-orbitală, fiind egală cu $\approx 20\text{meV}$ și $\approx 100\text{meV}$, respectiv. A fost determinat faptul, că coeficientul de deplasare termic al marginilor absorbției $\beta=\Delta E/\Delta T$ diferă ($\beta=3,1\text{eV/K}$ pentru E||c și $4,6\text{eV/K}$ pentru E⊥c) pentru polarizarea E||c și E⊥c. Proprietățile optice în regiunea energiilor 1 – 12eV au fost, de asemenea, studiate pentru radiația polarizată.

În lucrările mai recente au fost cercetate spectrele de reflexie ale monocristalelor ZnAs₂ în regiunea energiilor $h\nu = 1 - 5\text{eV}$, pentru cazul radiației polarizate, la temperatura camerei și a azotului lichid [4], și, de asemenea, în vecinătatea marginii absorbției [5–8].

Pentru măsurări au fost utilizate probe, crescute din fază gazoasă, cu suprafață reflectorizantă natural, în planul căreia se afla axa cristalografică principală C.

În cristalele ZnAs₂ sunt prezente tranzițiile excitonice. Așa cum în cristalele izoforme β -ZnP₂ (modificarea îngroșată) [9], este depistată doar o singură serie excitonică ($n = 1, 2, \dots$) la polarizarea vectorului electric al unde luminoase E||c, totuși, intensitatea este mai mică; maximumul cu $n=2$ se extinde, la temperatura 80K. La temperatura heliului lichid sunt depistate stări ale excitonului liber cu $n=1, 2$. Lărgimea benzii energetice interzise E_g este estimată cu valoarea 1,050eV din poziția maximelor în spectrul (E_n), care trebuie să fie descrisă în dependența modelul de tipul hidrogenului $E_n = E_g - R_0/n^2$ (R_0 – constanta Rydberg a excitonului). Este de menționat faptul, că calculul după primele două maxime poate oferi o valoare puțin micșorată. Pentru măsurătorile la temperaturi de la 80K la 293K, amplitudinea variației reflexiei se micșorează de 20 – 25 ori [5], iar coeficientul de deplasare termică mediu este egal cu $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$.

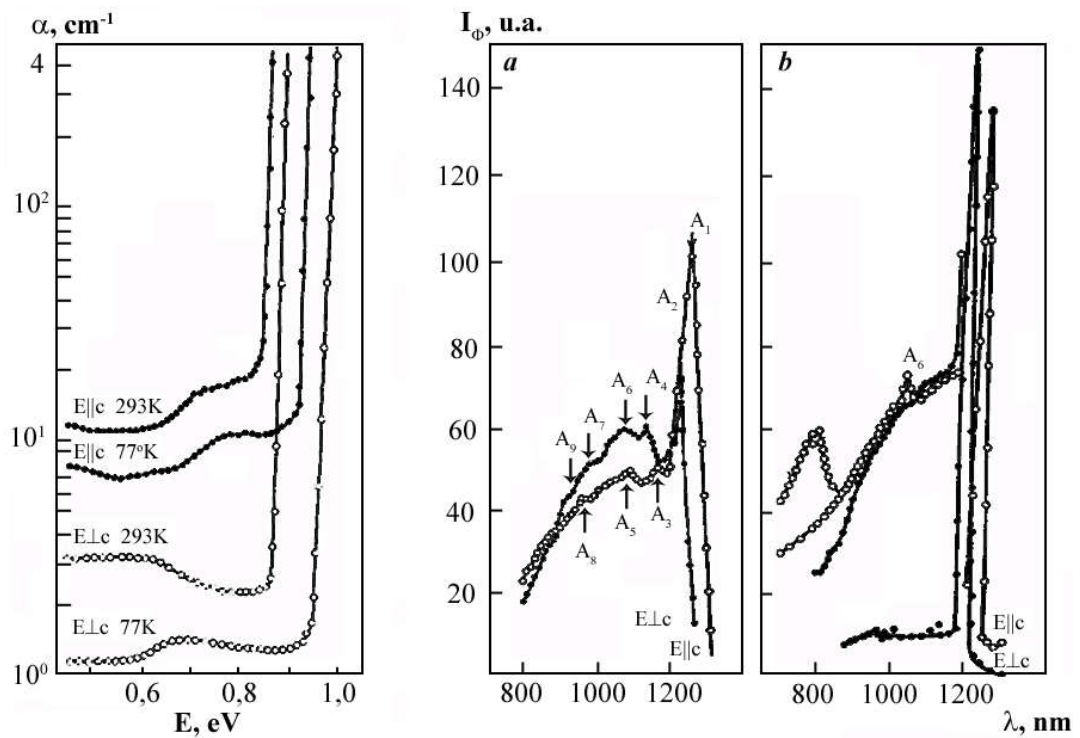


Fig.1.1. Spectrele marginii absorbției și fotoconductibilității ale cristalelor ZnAs₂.

În lucrarea [10] sunt studiate spectrele de transparență ale cristalelor ZnAs₂, obținute din topitură (plăcile au fost tăiate de-a lungul diferitor direcții cristalografice). Valoarea E_g constituia 1,032eV pentru temperatura 80K, iar coeficientul de deplasare termic constituia $3,13 \cdot 10^{-4}$ eV/K.

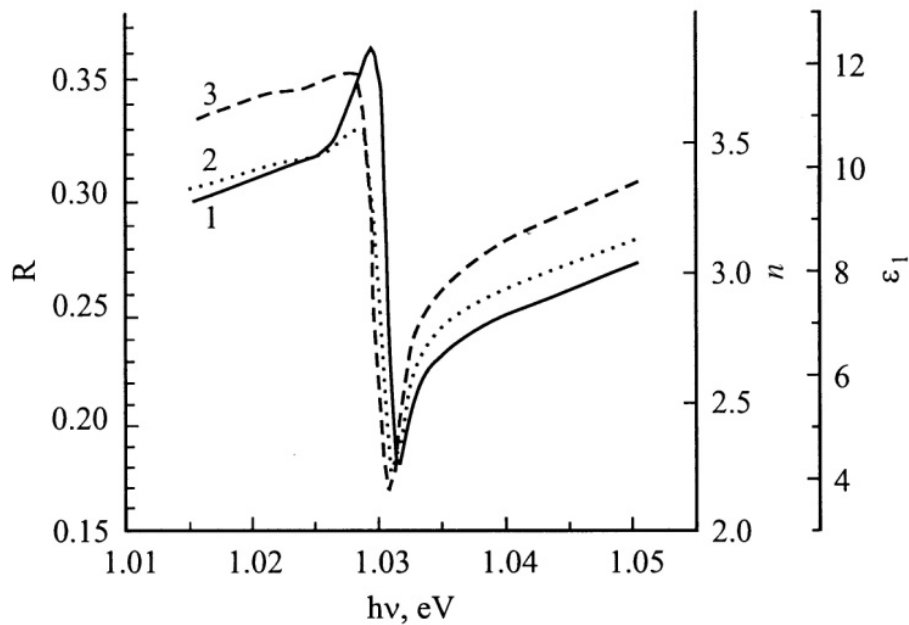


Fig. 1.2. Funcțiile optice R(1), n(2), ϵ_1 (3) ale cristalelor ZnAs₂ la temperatura 80K și polarizarea E||c.

Aşa cum pentru $ZnAs_2$ [9], conform metodei lui Kislovskii [11], poate fi estimată energia maximumului de absorbție E_i din spectrele de reflexie, coeficientul de absorbție în maximumul μ_i și forța oscilatorului f_i , care se referă la celula elementară a cristalului. La temperatura 80K, pentru banda excitonică cu maximumul de reflexie R la valoarea 1,029eV, $\mu_i = 1,8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, iar $f_i \approx 0,004$. Benzi ale complexelor exciton-impuritate, cu un contur de dispersie destul de accentuat, au fost observate pentru unele probe, în regiunea energiei fotonilor $h\nu < 1,025\text{eV}$. Deoarece aceste benzi reprezintă o structură destul de fină, forța oscilatorului lor este esențial mai mică (cu un ordin).

Parametrii excitonilor pot fi determinați mult mai precis reieșind din cunoașterea dispersiei funcțiilor optice în regiunea $h\nu \approx E_g$. Analiza conform relațiilor Kramers-Kronig [12] a fost aplicată la spectrele de reflexie R într-un interval larg, care include și regiunea excitonică. Datele pentru temperatura 4,2K nu au fost utilizate din cauza posibilității apariției excitonilor. Pentru valorile temperaturii 80K și 293K au fost obținuți: coeficientul de absorbție (μ), indicele de absorbție (k) și refracție (n), partea reală (ϵ_1) și imaginară (ϵ_2) ale constantei dielectrice.

1.1.1. Fotoemisii de pe suprafața cristalelor $ZnAs_2$ activate cu Cs.

Unul din cele mai interesante materiale al grupului $A^{II}B^V$, destinat pentru crearea fotocatozilor pentru regiunea IR apropiat, este materialul $ZnAs_2$. Lățimea benzii energetice interzise a materialului $E_g=0,9\text{eV}$ este potrivită pentru înregistrarea emisiei laserului pe bază de neodim cu $\lambda=1,06\mu\text{m}$ [13]. Mai mult ca atât, tipul conductibilității de tip-p și nivelul înalt al concentrației purtătorilor de sarcină ($10^{16} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) asigură o regiune îngustă a curbei benzilor la suprafața semiconductorului și poziția nivelului Fermi în apropierea plafonului benzii de valență. Valoarea înaltă a coeficientului de absorbție $\sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$, condiționată de către tranzițiile directe, la excitarea electronilor din banda de valență în banda de conducție și lungimile de difuzie mari (0,1 – 10 μm) ale purtătorilor de sarcină minoritari, favorizează atingerea unor valori mari ale eficienței cuantice.

Monocristalele $ZnAs_2$, după plasarea lor în vid și atingerea valorii vidului $(1-2) \times 10^{-7}$, au fost supuse purificării cu ioni de Ar și coacerii la temperatura de 300°C timp de 10 – 15 minute, sau doar unei singuri coaceri la temperatura 350°C timp de 15 minute. În timpul coacerii cristalului, vidul era menținut la o valoare nu mai mică de $4 \cdot 10^{-7} \text{ Pa}$. După încălzirea cristalului și micșorarea temperaturii lui până la temperatura camerei, pe suprafață a fost aplicat Cs până la atingerea valorii maxime a curentului de fotoemisie. După încetarea aplicării Cs are loc o mică scădere a curentului de fotoemisie timp de câteva minute și apoi stabilizarea lui. Spectrele Auger au fost măsurate la suprafața $ZnAs_2$ până la aplicarea Cs și după atingerea maximumului fotoemisiei (fig. 1.3, *a* și *b*). Comparând spectrele *a* și *b* (fig. 1.3), poate fi făcută concluzia, că Cs este absorbit pe atomii de Zn. În spectrele suprafeței cu Cs lipsește maximumul zincului la voltaj mic

(59eV), în timp ce maximumul, care corespunde elementului As (95eV) se schimbă neesențial. Încălzirea cristalului activat până la 350°C duce la o scădere neesențială a valorii maximumului care corespunde cesiului. Mai mult ca atât, încălzirea până la 550°C, de asemenea, nu duce la o desorbție totală a Cs aplicat pe suprafață. Aceasta demonstrează rezistența legăturii Cs cu suprafața prin intermediul atomilor de Zn. Distribuția spectrală a randamentului cuantic al fotoemisie, pentru patru probe ZnAs₂ activate cu Cs la diferite temperaturi, este prezentată în figura 1.3, a.

Spre deosebire de procesul de activare al legăturilor A^{III}B^V [14-16, 17], unde pentru atingerea maximumului curentului de fotoemisie este necesară o aplicare multiplă a Cs cu încălziri intermediare, activarea ZnAs₂ cu Cs are loc într-un singur ciclu [18, 19]. Încălzirea ulterioară a cristalului până la temperatura 350°C și aplicarea repetată a Cs duce la nivelul inițial obținut al fotoemisie. Cs pe suprafața ZnAs₂ micșorează randamentul cuantic, însă, afinitatea electronică negativă nu este atinsă, deoarece, randamentul cuantic nu este suficient micșorat. Anume de acest fapt este condiționată fotoemisia în regiunea cuantelor de lumină (0,9 – 1,5) eV. Mărirea fotoemisie la energii mari ale cuantelor este legată de mărirea coeficientului de absorbție și apropierea către suprafața regiunii de absorbție a luminii excitante. În același timp, are loc emisia în vid doar a electronilor „fierbinți”. Același caracter îl posedă fotoemisia din GaAs, InP, Si în cazul activării cu Cs [14-16, 18-21].

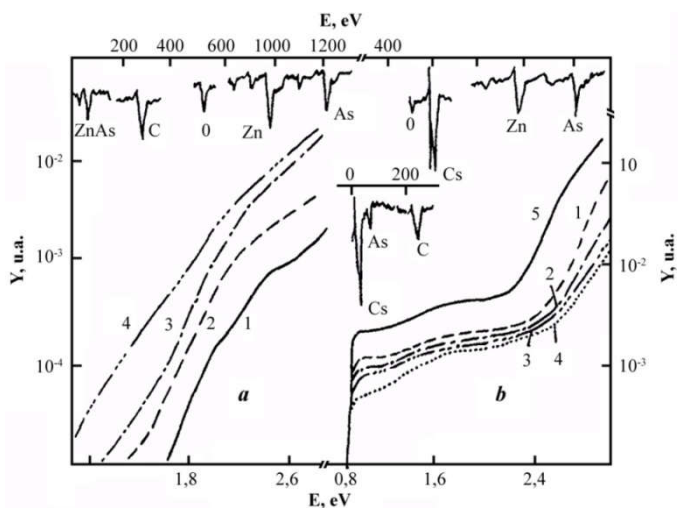


Fig. 1.3. Distribuția spectrală a randamentului cuantic de pe suprafața cristalelor ZnAs₂ activate cu Cs: a – patru probe, prelucrate termic înainte de activare la diferite temperaturi: 1 – 90°C, 2 – 180°C, 3 – 250°C, 4 – 350°C. Distribuția spectrală a randamentului cuantic: b – ZnAs₂-Cs-O până la (1) și după prelucrare termică la temperaturile: 2 – 90°C, 3 – 180°C, 4 – 250°C și după prelucrare termică la temperatura 350 °C și activare cu Cs-O₂ [13]. Spectrele Auger de pe suprafața ZnAs₂ până (a) și după (b) aplicarea Cs, până la emisie maximală.

O menținere îndelungată a suprafeței de $ZnAs_2$ la temperatură (24 ore) duce la o oarecare creștere a randamentului cuantic și deplasarea pragului fotoemisie către regiunea energiilor mai mici. Acest efect poate fi condiționat de către oxigen, care intră în componența mediului rezidual al lămpii de încălzire. La interacțiunea oxigenului cu Cs, pe suprafața cristalului, are loc micșorarea ulterioară a randamentului cuantic și deplasarea pragului fotoemisie în regiunea spectrului lungimilor de undă lungi.

Zn_3As_2 poate fi obținut, prin depunerea vaporilor de As pe topitura de Zn, într-un flux mare de azot sau hidrogen, sau într-o fiolă de cuarț din cantități stoichiometrice ale elementului la o temperatură înaltă de $780^\circ C$. Zn_3As_2 de puritate înaltă (analiza spectrală nu a detectat impuritățile) a fost sintetizat dintr-un amestec stoichiometric de elemente purificate într-o fiolă de cuarț sigilată umplută cu hidrogen, la temperatura de sinteză $1020^\circ C$. Pentru a preveni contaminarea materialului, cuarțul a fost acoperit cu o peliculă pirolitică. Purificarea lingourilor obținute a fost efectuată prin sublimare într-un flux de hidrogen la $800^\circ C$. Угай și Зюбина [108] au folosit sinteza în vid, la temperaturi înalte pentru a prepara Zn_3As_2 , folosind un recipient de grafit pentru zinc.

Sinteza $ZnAs_2$ diferă foarte puțin după metodă de obținerea Zn_3As_2 . În lucrarea [109], fiola a fost umplută nu cu hidrogen, ca în cazul sintezei Zn_3As_2 , dar cu argon (550 mm/Hg); Încărcarea elementelor a fost atât stoichiometrică, cât și cu un exces de As (63 at. %). În cel de-al doilea caz, $ZnAs_2$ stoichiometric se cristalizează din topitură. Pentru a obține Zn_3As_2 de înaltă puritate, autorii lucrării [109] au folosit o metodă de sinteză în mai multe etape. Mai întâi, Zn_3As_2 a fost preparat prin metoda descrisă mai sus și apoi a reacționat cu As, care a fost încărcat în fiola de cuarț, astfel încât în timpul sintezei, presiunea vaporilor de As a fost de 2 atm. Fiola de cuarț acoperită cu pirocarbură, cu un amestec de Zn_3As_2 și As, a fost încărcată într-un cuptor la un gradient de temperatură ($770^\circ C$ în zona Zn_3As_2 și $640^\circ C$ în zona As) și, după 3 ore, s-a obținut Zn_3As_2 într-o cantitate de 50 g. Угай și Зюбина [109] au obținut Zn_3As_2 timp de 6-8 ore, la $790^\circ C$, dintr-un amestec de elemente conținând As în exces (10-12 masă %).

1.2. Metoda de măsurare a spectrelor de reflexie, transparență, luminescență și Raman

În cazul măsurării spectrelor de reflexie și transparență, după cum se observă în fig.1.4, blocul de înregistrare al instalației este ordinar. Se folosește același monocromator СДЛ – 1, condensor 6 și sistemul de înregistrare, constituit din fotomultiplicatorul ФЭУ 106, care lucrează în regim de numărare a fotonilor, calculatorul IBM și placheta interfeței de conectare între instalație și calculator. Variaza doar sistemul de excitare.

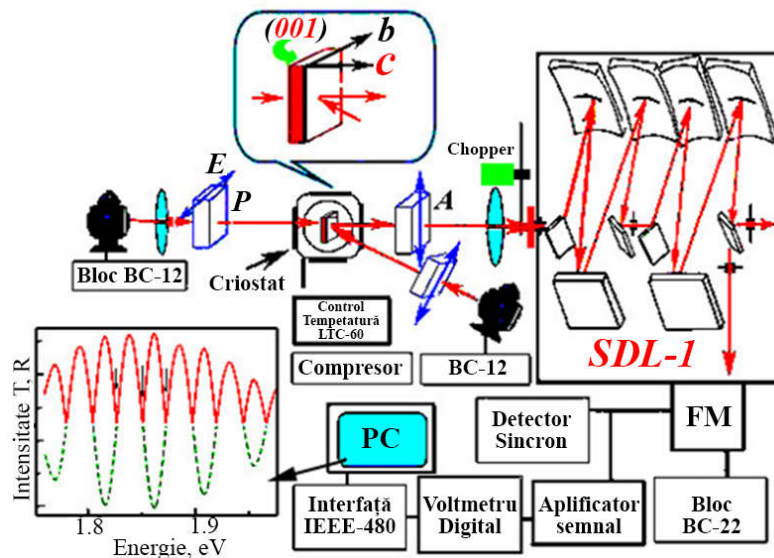


Fig.1.4. Schema instalației pentru măsurarea spectrelor de reflexie și transparență. (Prin linie continuă sunt reprezentate datele corespunzătoare fluxului de lumină albă în cazul înregistrării spectrului de transparență, iar prin linie întreruptă sunt reprezentate datele corespunzătoare radiației în cazul măsurării spectrului de reflexie).

Din fig.1.4 se observă că, în cazul măsurării spectrelor de reflexie, lumina albă, emisă de lampa halogen cu puterea de 50 W, este focusată pe suprafața probei într-un spot de ordinul 1 – 2mm în diametru, cu ajutorul lentilei de focusare și oglindă (linia întreruptă în fig.1.4). Această lumină se reflectă de la suprafața probei, este colectată de condensor și focusată pe fanta spectrometrului СДЛ-1. În cazul măsurării spectrelor de transparență lumina de la lampa halogen se focusează pe partea opusă a probei cu ajutorul oglinzii, fiind focusată de lentilă (trecerea razei este reprezentată printr-o linie continuă în fig.1.4) și raza de lumină care trece se colectează la condensor, fiind direcționată la fanta de intrare a monocromatorului. Semnalul de la fotomultiplicator ФЭУ-106 cu fotocatodul SbKNaCs, care lucrează în regim de numărare a fotonilor, este transmis la calculatorul IBM prin interfața de conectare a instalației la calculator.

Spectroscopia Raman, așa ca și spectroscopia în infraroșu, este o metodă efektivă de cercetare a construcției moleculelor gazelor și lichidelor, și, de asemenea, a corpurilor solide. Spectroscopia Raman posedă câteva particularități. Oscilația atomilor în cristal poate fi identificată prin gazul fononilor, iar spectroscopia Raman în cristale poate fi analizată ca împrăștierea pe fononi. Alte cuasi particule ale cristalului (polaritonii), de asemenea, sunt studiate prin metodele spectroscopiei Raman.

În fig.1.5 este reprezentată instalația pentru măsurarea spectrelor împrăștierii Raman. Lumina de la laserul cu argon 1 (Spectra Physics modelul 2550), cu ajutorul sistemului de oglinzi și lentilei, se focusează pe probă. Proba este fixată pe elementul de răcire al criostatului din sistemul criogenic cu ciclul închis LTS-22-C-330. Lumina împrăștiată este colectată de

condensor, apoi transmisă prin polarizator la peliculă și focusată la fanta de intrare a monocromatorului (ДФС-32).

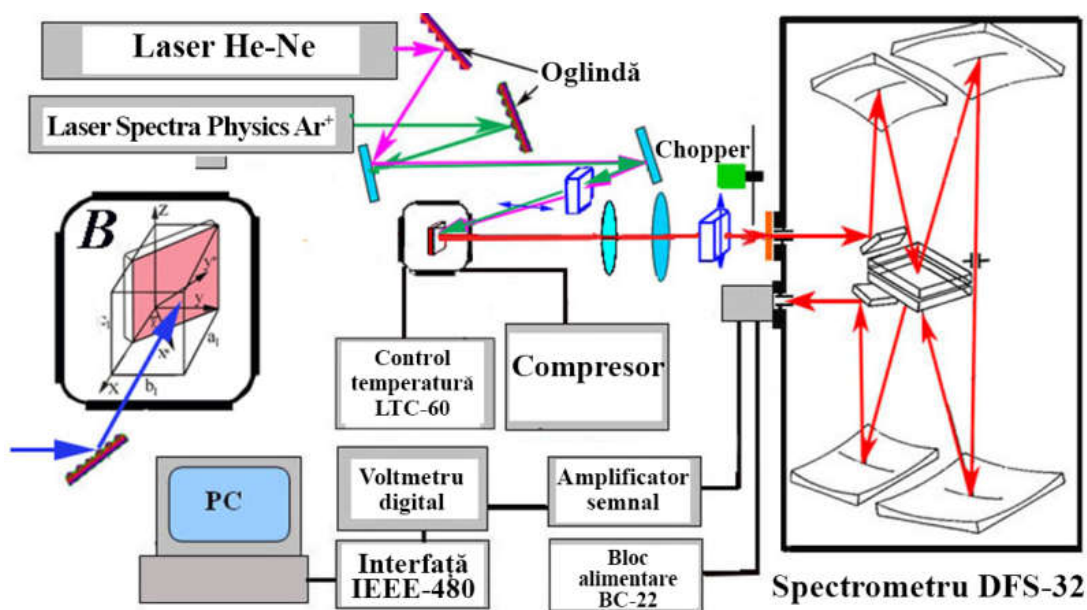


Fig. 1.5. Schema instalației pentru măsurarea spectrelor Raman.

Spectrometrul ДФС-32 reprezintă un monocromator dublu cu apertură optică înaltă cu rețele de difracție. Semnalul, obținut la ieșirea monocromatorului 3 este înregistrat de multiplicatorul fotoelectronic 11 (ФЭУ 106), care este conectat în regim de numărare a fotonilor. Semnalul electric, obținut la ieșirea ФЭУ este înregistrat și memorizat de sistemul de înregistrare 12.

Sistemul de înregistrare constă din frecvențmetru ЧЗ-54, la care se transmite semnalul de la schema de numărare a fotonilor, care transformă semnalul, obținut de la ФЭУ 11 în semnalul necesar frecvențmetrului și îl amplifică. Frecvențmetrul transformă semnalul din cod binar în cod decimal, care se transmite prin instalația de racordare, care transformă semnalul din forma binar-decimală în formatul interfeței de conectare la calculator.

Spectrele de luminescență sunt măsurate cu ajutorul spectrometrului dublu cu apertură optică înaltă СДЛ-1 cu rețele de difracție 1200 linii/mm. Puterea luminii constituie 1:3, iar dispersia liniară este de ordinul 10Å/mm. Pentru excitare a fost folosit laserul Ar⁺ Spectra Physics modelul 2550. Rezoluția constituie 0,5 meV. Probele sunt fixate pe elementul de răcire a sistemului criogenic cu ciclu închis LTS-22-C-330. Acest sistem criogenic permite de a schimba temperatura probei de la 10 până la 300 K cu precizia de menținere a temperaturii de 0,05K. Criostatul conține ferestre de cuarț, fapt care permite de a efectua măsurări și în intervalul ultraviolet apropiat.

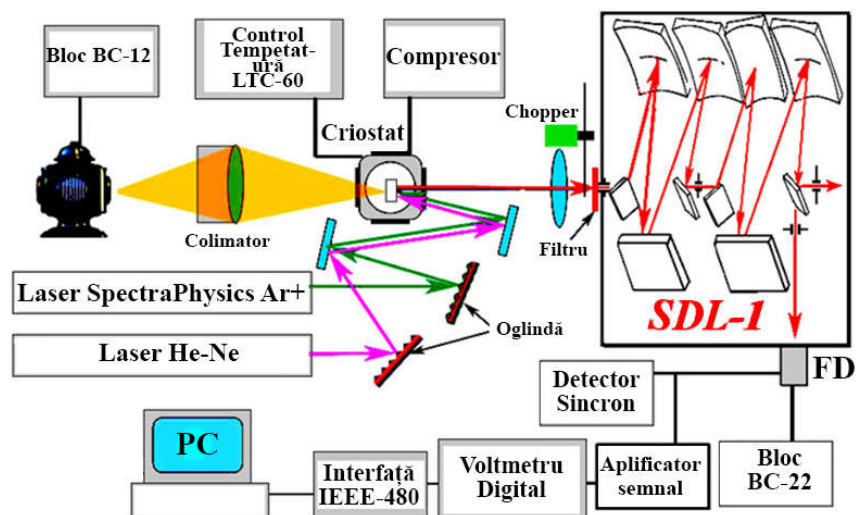


Fig.1.6. Schema instalației pentru măsurarea spectrelor fotoluminescenței

În fig.1.6 este reprezentată schema instalației pentru măsurarea fotoluminescenței. Fluxul de lumină de la laserul Ar^+ este difractat cu ajutorul rețelei de difracție și, cu ajutorul oglinzilor și lentilei, se focusează pe probă. Proba este amplasată în criostat, din care se scoate aerul cu ajutorul pompei de vid până la presiunea 10^{-3} Pa. Apoi, proba este răcită cu ajutorul sistemului criogenic până la temperatura 10 K. Radiația laser excită în probă luminescența, care este colectată cu ajutorul condensorului și este focusată pe fanta monocromatorului. Semnalul de la fotomultiplicatorul ФЭУ-106 cu fotocatodul SbKNaCs, care lucrează în regimul de numărare a fotonilor, este transmis la calculatorul IBM prin interfața de conectare a instalației cu calculatorul.

1.3. Proprietățile optice ale nanostructurilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Fizica structurilor cuantice cu dimensiuni reduse și a tehnologiilor electronice aferente se confruntă în prezent cu o perioadă de dezvoltare intensivă.

În ultimii ani, heterostructurile quantum-dimensionale (HCD) au devenit unul dintre principalele obiective ale cercetării și dezvoltării fizicii, tehnologiei și tehnologiei semiconductorilor. Acestea sunt structurile ale căror regiuni active, adică regiunile în care se desfășoară principalele procese electronice, au dimensiuni caracteristice de ordinul lungimii de undă De Broglie a electronilor, ceea ce conduce la o cuantificare a energiei lor. Aceste structuri sunt clasificate în funcție de dimensiunea gazului de electroni în regiunile active pentru heterostructuri cu gaz bidimensional (2D) sau în heterostructuri cu gropi cuantice, unidimensionale cu gaz unidimensional (1D).

Pe lângă structurile relativ simple, cu regiuni quantum-dimensionale izolate, sunt studiate, și mai intens, structuri mai complicate, în care are loc o interacțiune a acestor regiuni între ele,

ceea ce duce la noi efecte cuantice. Până în prezent, s-au studiat foarte bine heterostructurile care conțin o secvență periodică de gropi cuantice cuplate. Recent, sunt studiate pe scară largă seriile de puncte cuantice cuplate. Din moment ce regiunile quantum-dimensionale au dimensiuni caracteristice de ordinul a unu sau zeci de nanometri, domeniul electronicii asociat cu studiul și aplicarea HCD și a altor structuri similare a fost numit *nanoelectronică*.

În prezent, heterostructurile cu gropi și puncte cuantice bazate pe arseniură de galiu (GaAs) și soluțiile sale solide ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ și $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) de diferite compoziții $x = 0,1-1$ provoacă cel mai mare interes cercetătorilor.

Aceste materiale sunt potrivite pentru utilizarea în multe dispozitive electronice (LED-uri, lasere etc.), atât structura energetică a benzii directe cu un interval a benzii interzise $E_g \sim 1\text{eV}$, cât și o masă electronică efectivă relativ mică $m_e \sim 0,05m_0$, unde m_0 este masa electronului în vid, ceea ce facilitează crearea condițiilor pentru cuantificarea dimensională. Principala aplicație tehnică a HCD de acest tip este în prezent vizibilă în dezvoltarea dispozitivelor de emisie a radiației optice, în principal lasere pentru sisteme de comunicații prin fibră optică.

Datorită nivelului înalt de dezvoltare al tehnologiei microelectronice a siliciului, ar fi binevenită elaborarea surselor de radiație eficiente bazate pe siliciu, principalul material al electronicii semiconductoare. Totuși, datorită structurii nefavorabile a benzilor siliciului, structurile iradiante bazate pe Si nu pot concura la moment cu structurile pe bază de GaAs.

Conform legilor mecanicii cuantice, restrângerea mișcării unei particule în spațiu în orice direcție față de pereții unei gropi de potențial a cărui lățime L este comensurabilă cu lungimea de undă De Broglie a particulei:

$$\lambda_e = h/(2m_e E)^{1/2}, \quad (1.1)$$

unde m_e este masa efectivă a particulei, E este energia ei cinetică, care conduce la cuantificarea componentei energetice corespunzătoare, care poate lua doar valori discrete.

În GaAs, masa efectivă a electronilor din banda de conducție este $m_e = 0,07m_0$. În banda de valență a GaAs există două tipuri de goluri: ușoare și grele, dar în HCD sub-banda golurilor ușoare, este de obicei deplasată din groapa de potențial, iar golurile grele cu masa efectivă $m_h = 0,5m_0$ joacă rolul principal în fenomenele fotoelectrice. Energia cinetică a mișcării termice a electronilor și a golurilor la temperatura camerei este $E \approx 0,025\text{ eV}$ și, prin urmare, $\lambda_e \approx 8\text{nm}$ pentru electroni și $\approx 3\text{nm}$ pentru goluri. Scara nanometrică determină dimensiunea caracteristică a structurilor, în care se manifestă cuantificarea dimensională.

În figura 1.7 este prezentată diagrama energetică a unei gropi cuantice (QW) formată prin depunerea unui strat intermediar de lățime $L \sim 1 \times 10\text{ nm}$, dintr-o soluție solidă de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \sim 0,1-0,4$) într-un strat GaAs relativ mai gros ($\sim 1\mu\text{m}$). În punctul cuantic (QD), o astfel de groapă de potențial limitează mișcarea electronilor și a golurilor în toate cele trei direcții.

Valoarea benzii energetice interzise a soluției solide $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $E_g(x)$ este mai mică decât lățimea benzii interzise GaAs cu 1,43eV și scade liniar odată cu creșterea lui x la o valoare de 0,36eV în InAs. La granița acestor materiale se formează o heterojuncțiune a așa-numitului tip "enveloping", pentru care discontinuitățile benzii de conducție $\Delta E_c(x)$ și benzii de valență $\Delta E_v(x)$ formează gropi de potențial spațial aliniate pentru electroni și goluri, respectiv.

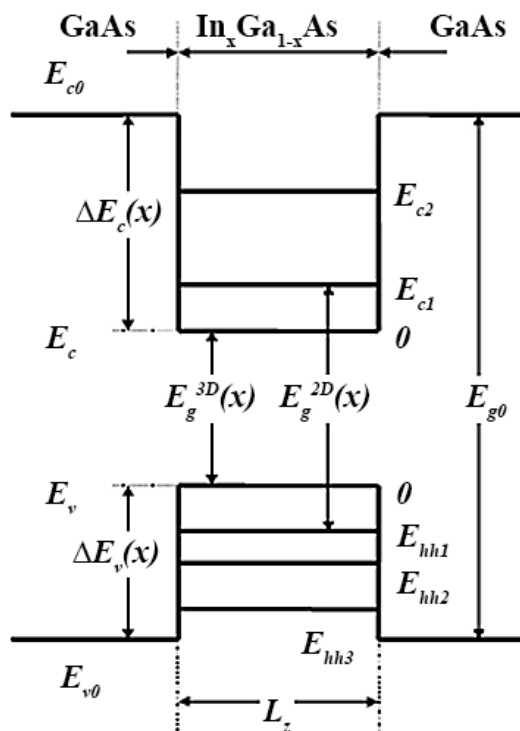


Fig. 1.7. Diagrama energetică a gropii cuantice InGaAs /GaAs

În aceeași aproximație, punctul cuantic poate fi considerat ca un cub cu laturile $L_x=L_y=L_z$ și pereții de potențial infinit de mari la hotare. Spectrul energetic al punctului cuantic este dat în acest caz de suma expresiilor de forma (1) în fiecare direcție.

$$E_{c(h)n} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{c(h)} L_z^2} n^2. \quad (1.2)$$

Diferența fundamentală dintre spectrul energetic al punctului cuantic și spectrul unei gropi cuantice este faptul, că spectrul este complet discret, ca și la atomi. Un punct cuantic poate fi considerat ca un super-atom artificial, deoarece de obicei este compus din zeci și chiar sute de mii de atomi obișnuiți. Rolul lor este de a forma groapa de potențial cu un spectru energetic discret pentru un electron sau un gol.

La calcularea spectrului cuantificării dimensionale a gropilor și punctelor cuantice reale ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$) este necesar să se ia în considerare adâncimea gropii de potențial, care este

determinată de discontinuitățile zonelor la hotarul joncțiunii și, de obicei, nu depășește aproximativ 0,5eV, iar tensiunile elastice care rezultă din diferențele constantelor rețelei $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ și GaAs pot provoca schimbări semnificative ale spectrului energetic pentru electroni și goluri. Mărimea și forma gropii de potențial, desigur, afectează spectrul energetic al HCD (aceasta din urmă, este determinată de compoziția chimică distribuită în interiorul formațiunii cuanto-dimensionale), precum și alți factori. În gropi și puncte cuantice reale există, de obicei, un număr mic de nivele de cuantificare.

Principala dificultate în calcularea spectrului energetic al unui QD este considerarea formei acestora, care, după cum rezultă din rezultatele studiilor experimentale, poate fi cea mai diversă, în funcție de condițiile tehnologice pentru obținerea lor. În plus, deseori punctele cuantice nu sunt complet izolate una de alta, dar au o bază comună sub forma unui strat intermediar din același material, care se comportă ca o groapă cuantică. În astfel de cazuri, variabilele din ecuația Schrodinger nu sunt separate și pot fi rezolvate numai numeric.

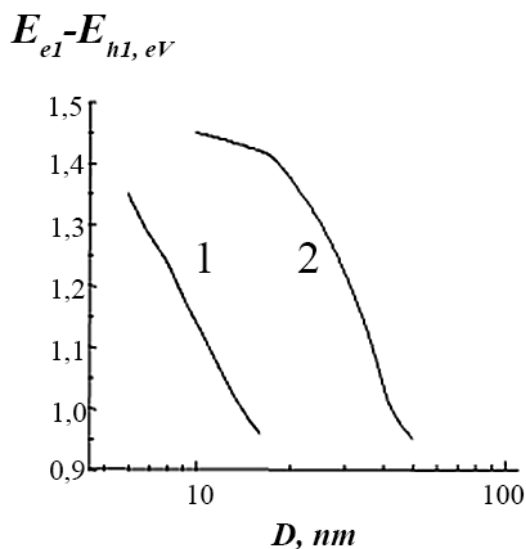


Fig.1.8. Dependența energiei tranziției de bază de forma și mărimea punctului cuantic (77K): 1 – pentru QD piramidale, 2 – pentru QD conice.

Punctele cuantice îndepărtate scad semnificativ energia tranziției principale comparativ cu punctele cuantice conice. Acest lucru se datorează faptului că acestea au un volum mult mai mare.

Există o dimensiune minimă și maximă a gropii de potențial tridimensionale, pentru care punctul cuantic prezintă proprietăți. Dimensiunea minimă este determinată de cerința, ca cel puțin un nivel electronic să existe în punctul cuantic, iar cea maximală, astfel încât distanța dintre primul și al doilea nivel din punctul cuantic să fie mai mare decât kT . Ambele dimensiuni sunt determinate de satisfacerea inegalităților:

$$kT \leq E_1^{OW} \equiv \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e D^2} \leq \Delta E_c, \quad (1.3)$$

unde E_1^{OW} este primul nivel al unei gropi cuantice de tip cubic cu lățimea D cu pereți infinit de mari. Estimările arată, că în sistemul GaAs/InAs valoarea $D_{\min} \sim 4\text{nm}$ pentru electroni, $D_{\max} \sim 20\text{nm}$, adică dimensiunea optimă a punctului cuantic se află în limite destul de înguste. Pentru goluri, ambele dimensiuni sunt chiar și mai mici.

Sunt utilizate două metode principale pentru a obține HCD: metoda epitaxiei cu fascicul molecular și metoda epitaxiei în fază gazoasă a compușilor organo-metalici.

În metoda epitaxiei cu fascicul molecular, structurile sunt obținute prin evaporarea directă în vid de la evaporatoarele de difuzie ale componentelor structurale (Ga, In, As etc.), care se condensează pe substrat, încălzit la o temperatură de $\sim 500^\circ\text{C}$. Întregul proces de realizare a structurii este complet automatizat și controlat de calculator. Avantajele importante ale acestei metode sunt posibilitatea de a ajusta foarte precis compoziția materialelor pe substrat, controlul grosimii straturilor cu precizia unui monostrat și, ceea ce este foarte important în obținerea așa-numitelor puncte cuantice, controlul tranziției de la creșterea bidimensională la cea tridimensională. Controlul se efectuează prin observarea continuă a difracției electronice de pe suprafața structurii pe parcursul creșterii.

În metoda de depunere prin epitaxie în fază gazoasă, depunerea are loc în reactorul chimic prin descompunerea termică a compușilor metal-organice de Ga, In și AsH_3 pe suprafața substratului, încălzit până la temperatura de $500\text{-}650^\circ\text{C}$. Procesul este realizat într-un flux de hidrogen în calitate de gaz purtător al vaporilor compușilor. Prezența în reactor a unei atmosfere dense, fierbinți și active chimic exclude posibilitatea controlului direct asupra procesului de depunere și formare a structurii, ceea ce reprezintă un dezavantaj substanțial al acestei metode.

O perioadă de timp se considera, că în cazul diferenței constantelor cristaline a heterocoplului cu mai mult de $\approx 0,1\%$, este imposibil de a obține o heterojoncțiune perfectă, datorită formării la interfață a diferitor defecte sub formă de discontinuități ale planurilor atomice, numite *dislocări*. Mai târziu sa dovedit că, pot fi crescute heterostraturi fără dislocări, la o diferență relativ mare a rețelelor, în cazul în care dimensiunile acestora nu depășesc o anumită valoare critică. În rețeaua cristalină a straturilor relativ subțiri și a clusterelor nu prea mari, apar tensiuni mecanice, ce duc la deformarea lor elastică, care asigură cuplarea a două rețele fără defecte. Dacă dimensiunile heterostraturilor sau heteroclusterilor depășesc valorile critice, atunci în ele se formează dislocări. Acestea elimină tensiunile interne elastice, dar diminuează esențial caracteristicile ale HCD, ceea ce le face nepotrivite pentru utilizare.

Constanta rețelei pentru $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ este cu $7x\%$ mai mare decât cea pentru GaAs. Pentru $x=0.25$, grosimea critică a straturilor fără defecte constituie $\approx 10\text{nm}$. Heterostrutura

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ este un reprezentant tipic al clasei HCD cu tensiuni. Pe scară largă este studiată heterostructura aproape „ideală“ de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, care are constantele rețelei cristaline, într-o gamă largă de compoziții și GaAs, și care practic coincid. Acesta permite producerea heterostraturilor cu tensiuni și fără defecte de aproape orice dimensiune. Cu toate acestea, valoarea mare a benzii energetice interzise a HCD de acest tip nu permite utilizarea acestor structuri pentru emisia la lungimi de undă mai mari ca $\approx 1\mu\text{m}$. Pentru utilizarea lor în sistemele de comunicații prin fibră optică la distanțe mari, o problema reală constituie elaborarea laserilor pe semiconductori cu emisie la lungimile de undă $\approx 1,3\mu\text{m}$ și $\approx 1,55\mu\text{m}$, pentru care fibra optică induce pierderi minime.

1.3.1. Structura și spectrul energetic al heterostructurilor quantum-dimensionale

Pentru a investiga morfologia straturilor cu gropi cuantice și mai ales PCA, se folosesc metode moderne de investigare microscopică: microscopia optică de câmp, microscopia electronică de transmisie, microscopia sondei de scanare. Obținerea celei mai vizibile informații privind dimensiunea, forma și concentrația suprafeței PCA este oferită de către microscopia de scanare atomică, ceea ce face posibilă obținerea de imagini ale suprafeței nanostructurilor cu o rezoluție de ordinul de $0,1\text{nm}$.

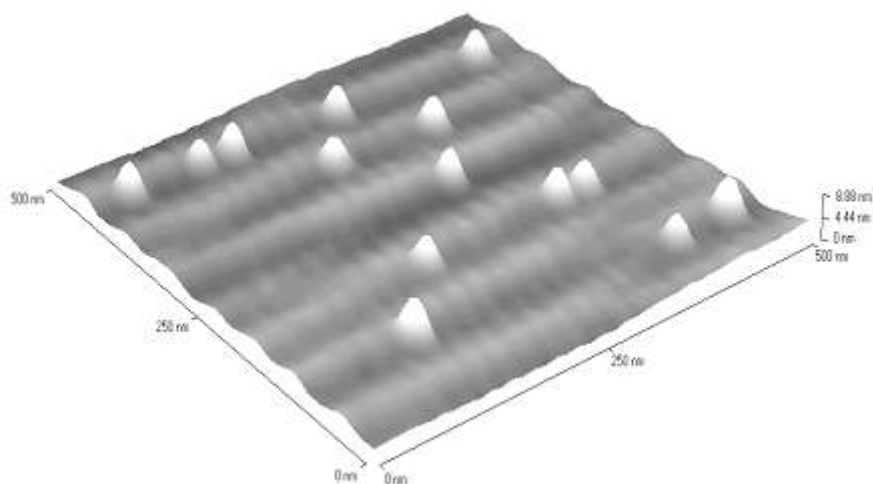


Fig. 1.9. Imaginea suprafeței stratului cu puncte cuantice, obținută prin microscopie atomică.

În funcție de metoda și condițiile de creștere, PCA pot avea o formă piramidală, lenticulară sau altă formă. În figura 1.9 este reprezentată imaginea unui strat PCA, crescut prin epitaxie în fază gazoasă, obținută utilizând un microscop cu forță atomică. Suprafața ondulată reprezintă treptele pe suprafața cristalului GaAs, care rezultă din faptul, că tăierea sa este făcută special la un unghi de 3 grade față de planul (100) în direcția [110]. Se poate observa că PCA

cresc, preponderent pe pantele treptelor. Analiza imaginii arată că PCA au o dimensiune la bază $\approx 40\text{nm}$, o înălțime de $\approx 6\text{nm}$ și o densitate de suprafață de $\approx 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

Spectrul energetic al HCD este, de obicei, determinat prin metode optice de spectroscopie fotoluminescentă sau fotoelectrică.

Pentru excitarea fotoluminescenței a HCD, proba este iluminată utilizând un laser cu energia fotonilor $h\nu$, care depășește lățimea benzii energetice interzise a GaAs. Electronii și golurile libere, care apar la absorbția radiației, sunt capturate de QW sau QD și recombină cu emisie de fotoni, al căror spectru reflectă spectrul energetic al HCD. Dacă PCA ar avea aceleași dimensiuni, formă și compoziție chimică, atunci spectrele lor de emisie ar constitui una sau mai multe linii înguste, cu o lățime mai mică de $0,1\text{meV}$. Cu toate acestea, datorită diferenței acestor parametri în diferite puncte cuantice, spectrul de fotoluminescență al unui număr mare de puncte cuantice, reprezintă un vârf destul de lat ($\sim 50\text{meV}$ la jumătatea înălțimii). Folosind tehnici speciale, a fost posibilă obținerea spectrelor al unui număr mic de puncte cuantice, chiar și pentru puncte cuantice unice.

Spectrele fotoelectrice (de fotoconductivitate a suprafeței heterostructurilor) se obțin prin iluminarea probei cu radiații monocromatice în regiunea spectrală de absorbției a HCD. Pentru apariția efectului fotoelectric, HCD trebuie să se afle sub influența unui câmp electric puternic al barieră de suprafață sau joncțiunii p-n. În câmpul electric, benzile energetice sunt înclinate, iar lucrul de ieșire al electronilor și golurilor din groapa de potențial a HCD scade. Într-un câmp suficient de puternic, un electron și gol pot trece prin bariera de potențial triunghiulară fără a fi spuse unei energii suplimentare, datorită efectului tunel. În afara gropii de potențial, electronii și golurile sunt direcționate, de către câmpul electric al barierei, în direcții diferite, ceea ce duce la apariția unui fotorăspuns în circuitul de măsurare, a cărui dependență spectrală reflectă spectrul energetic al heterostructurii.

În figura 1.10 sunt prezentate spectrele experimentale de fotoluminescență și fotoconductivitate ale unei heterostructuri cu PCA de tip InAs/GaAs, măsurate la temperatura camerei. Natura discretă a spectrului energetic al PCA poate fi clar observată și apare în prezența maximelor de fotosensibilitate bine pronunțate, care coincid după energie cu maximele de fotoluminescență.

Energia tranziției principale este $E_{e1}-E_{h1}=0,91\text{eV}$ (lungimea de undă în regiunea de $1,3\mu\text{m}$). Semilărgimea maximului este de aproximativ 30meV , ceea ce reprezintă un bun indicator al omogenității ansamblului PCA. În spectrul de luminescență sunt vizibile două tranziții către stările excitate ale PCA, iar în spectrul fotosensibilității chiar și trei tranziții. Treapta la valoarea $h\nu \approx 1,35\text{eV}$ aparține gropii cuantice a stratului de interfață InAs.

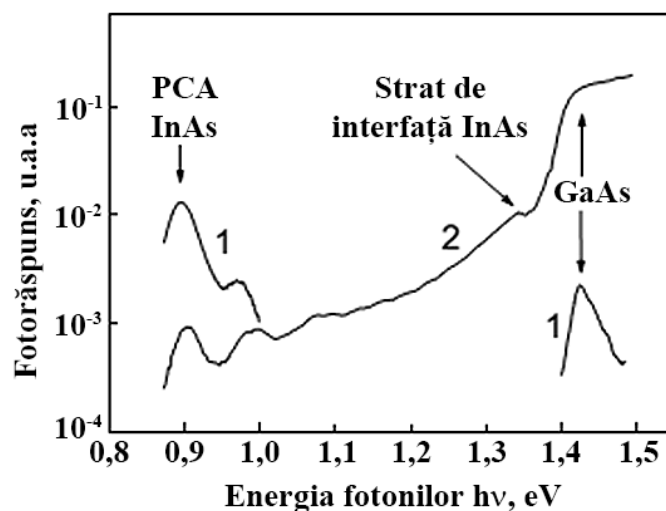


Fig. 1.10. Spectrele de fotoluminescență (1) și fotoconductivitate (2) a heterostructurii cu puncte cuantice.

Deși, grosimea sa constituie numai 1-1,5 din valoarea grosimii monostratului InAs (<0,5nm), fotosensibilitatea cauzată de acesta este de aproape două ordine mai mare decât fotosensibilitatea din stratul PCA, cu o concentrație de suprafață a punctelor cuantice $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. În același timp, intensitatea fotoluminescenței de la PCA este de 2-3 ordine mai mare decât intensitatea fotoluminescenței nu numai din stratul de interfață, dar și cel din matricea GaAs. Această diferență în spectrul de fotoluminescență și fotosensibilitate se datorează faptului, că prima reflectă spectrul energetic al tranzițiilor de recombinare radiativă și în el sunt mai bine evidențiate stările energetice ale PCA cu cele mai mici valori, în timp ce a doua reflectă spectrul tranzițiilor de generare, adică reflectă, practic, coeficientul de absorbție al PCA și, pe acest spectru, pot fi văzute mult mai bine straturile puternic absorbante. Ambele metode se completează reciproc.

1.3.2. Defectele în heterostructurile quantum-dimensionale

Proprietățile unice ale HCD deschid perspective pentru utilizarea lor, nu numai în domeniul electronicii, dar și în alte domenii. Unul dintre aceste domenii este, în special, studiul proceselor de formare a defectelor în semiconductori, în care, utilizarea HCD duce, pe de o parte, la dezvoltarea de noi metode de studiere a acestor procese și, pe de altă parte, la dezvoltarea unor noi modalități de control al acestor procese.

O groapă cuantică, construită la o anumită distanță de la suprafață, poate fi considerată ca o sondă, care reacționează la apariția defectelor în vecinătatea sa, care modifică recombinarea sau alte caracteristici ale QW. Sunt evidențiate câteva trăsături ale QW ca o sondă, adică, indicator al defectelor:

1. Datorită lăţimii mici a gropii cuantice (limita fizică – monostrat) şi posibilitatea amplasării sale la distanţe diferite şi suficient de bine cunoscute de la suprafaţă, concentraţia locală de defecte şi, prin urmare, profilul distribuţiei lor în regiunea de suprafaţă apropiată, poate fi monitorizată cu ajutorul gropilor cuantice. Acest lucru face posibilă determinarea coeficientului de difuzie pentru profilele de difuzie.
2. HCD fac posibilă determinarea profilurilor foarte ascuţite de distribuţie a defectelor la distanţe foarte mici de la suprafaţă, ceea ce deschide noi posibilităţi în studiul formării defectelor la suprafaţă şi în regiunea superioară a semiconductorilor şi a proceselor de migrare a defectelor şi a impurităţilor la temperatură scăzută.

În ultima vreme, a devenit din ce în ce mai clar faptul că straturile HCD tensionate pot exercita un efect puternic asupra migraţiei şi formării defectelor, în special, pot întârzia difuzia defectelor şi impurităţilor şi pot proteja regiunile interne ale structurii de penetrarea defectelor generate la suprafaţa structurii. Acest fenomen se datorează faptului că un strat tensionat cu QD sau QW formează o barieră de potenţial pe direcţia de migrare a defectelor, şi anume defectele care măresc energia elastică a acestui strat, sau o groapă de potenţial pentru defectele, care reduc energia elastică. În ambele cazuri, ar trebui să existe o încetinire sau chiar o încetare completă a difuziei. În primul caz, defectele se vor acumula pe suprafaţa stratului tensionat, iar în cel de-al doilea caz, în stratul propriu-zis. Acest efect prezintă un interes aparte, care trebuie luat în considerare la studierea proceselor de formare a defectelor şi poate fi folosit pentru a controla distribuţia defectelor şi impurităţilor.

Pentru a investiga procesele de formare a defectelor, s-au folosit HCD de tip GaAs/In_{0,3}Ga_{0,7}As cu trei gropi cuantice [23]. Stratul de acoperire şi straturile buffer dintre gropile cuantice aveau o lăţime de aproximativ 3nm, iar lăţimea gropilor cuantice scădea pe măsură ce acestea se îndepărtau de suprafaţă, şi constituiau 8nm, 4nm şi 2,5nm. Datorită acestui fapt, energiile tranziţiei principale a tuturor gropilor cuantice au fost diferite, iar schimbările în caracteristicile spectrale ale structurii, iniţiate de procesele de formare a defectelor pe suprafaţa HCD, apăreau în partea energiilor mici a spectrului, fiind mai vizibile şi mai convenabile pentru a fi analizate. Au fost cercetate spectrele de fotoluminescenţă la temperatura de 77 K şi spectrele variaţiei capacităţii la 300K. Pentru a introduce defecte la suprafaţă, a fost utilizată oxidarea anodică a suprafeţei în soluţie electrolică şi implantarea ionilor de argon la energii joase (5kV) şi dozat ($\sim 10^{11}$ şi 10^{12} cm⁻²). Reacţiile chimice pe suprafeţele corpurilor solide sunt, de obicei, însoţite de formarea defectelor simple (posturi vacante, atomi între noduri). Migrând în volum, ele pot intra în reacţie cu defecte şi impurităţi, formând complexe cu niveluri profunde. Astfel de complexe se pot manifesta ca centre de fotosensibilitate şi recombinare a impurităţilor, în special ca centre de stingere a fotoluminescenţei.

Atât oxidarea suprafeței cât și implantarea ionică Ar^+ au condus la modificări calitativ identice ale spectrelor, ilustrate în figurile 1.11 și 1.12, pentru cazul oxidării anodice a suprafeței. Schimbările încep în regiunea energiilor fotonilor, acolo unde este poziționat maximum fotoluminescenței și banda de fotosensibilitate a celei mai apropiate QW (8 nm) de la suprafață.

Gradul de micșorare crește odată cu creșterea grosimii stratului de oxid d_{ox} , adică odată cu apropierea hotarului oxidului de QW. În cazul unui efect suficient de puternic de formare a defectelor, schimbările corespunzătoare încep să apară în regiunea de absorbție a celui de-al doilea și apoi a celui de-al treilea strat cu gropi cuantice.

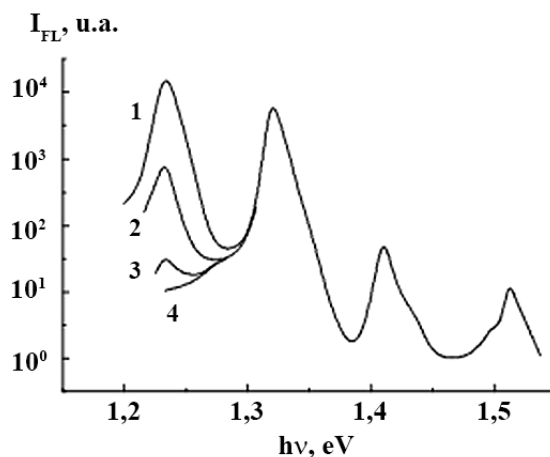


Fig. 1.11. Influența oxidării anodice asupra spectrului de luminescență a GaAs/InGaAs (77K). d_{ox} , nm: 1 – 0, 10, 20; 2 – 26; 3 – 28; 4 – 70. Grosimea stratului GaAs 35nm.

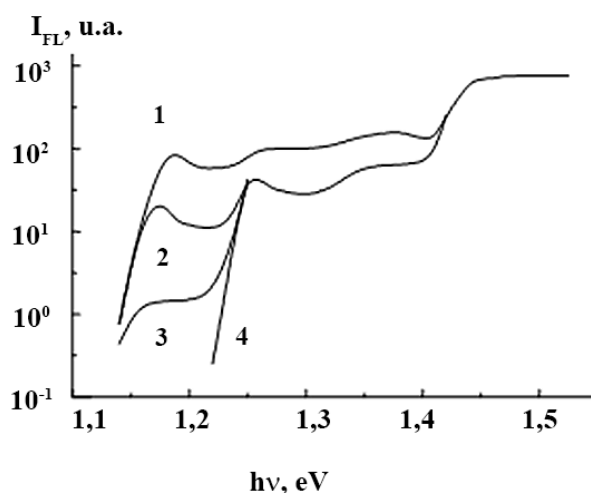


Fig. 1.12. Influența oxidării anodice asupra spectrului de fotosensibilitate. D_{ox} , nm: 1 – 0; 2 – 28; 3 – 35; 4 – 41,70.

S-a constatat, că fotosensibilitatea este de aproximativ două ordine mai mică la defecte decât fotoluminescența: de obicei, o scădere semnificativă a fotosensibilității începe să fie

observată doar după micșorarea completă a fotoluminescenței (acest lucru poate fi observat din compararea curbei 3, figura 1.11 cu curba 2 din figura 1.12). Fotosensibilitatea relativ slabă la defecte presupune, că durata de viață a perechilor electron-gol într-o groapă cuantică raportat la puterea de emisie este de aproximativ două ordine mai mică decât durata lor de viață în referință cu recombinarea. Sensibilitatea scăzută la defecte permite utilizarea metodelor fotoelectrice pentru investigarea proceselor de formare a defectelor în cazul concentrației mari a defectelor.

Studiile detaliate ale procesului de difuzie a hidrogenului în HCD au arătat, că hidrogenul nu penetrează dincolo de a doua groapă cuantică, situată la o distanță de ~60nm de la suprafață, în timp ce într-un strat de GaAs omogen, hidrogenul difuzează la o distanță de ~1000nm, pentru aceleași condiții. Studiul proceselor de formare a defectelor, formarea complexelor și pasivarea defectelor în HCD reprezintă un domeniu nou și puțin studiat.

Avantajele laserelor semiconductoare pe bază de HCD sunt asociate cu o creștere a discreției spectrului energetic și a localizării spațiale a electronilor și a golurilor în interiorul HCD, ceea ce, conform teoriei, ar trebui să ducă la o scădere a densității curentului de prag, la care începe generarea radiației, creșterea stabilității sale la temperatură, creșterea amplificării și puterii.

În figura 1.13 este prezentată o schemă a unui laser pe bază de HCD (o construcție similară o are un laser cu gropi cuantice), care emite în planul acestui strat. Regiunea activă a laserului, cu unul sau mai multe straturi PCA de InAs sau gropi cuantice InGaAs, este încorporată în joncțiunea p-n în GaAs și este limitată pe ambele părți de straturile InGaP sau AlGaAs, având un indice de refracție mai mic decât cel al GaAs. Aceste straturi creează un ghid de undă optic pentru radiația, care se propagă în planul stratului cu puncte cuantice. Pereții laserului sunt obținuți prin așchierarea cristalului de-a lungul planurilor de clivare, formând un rezonator Fabry-Perot cu o lungime de aproximativ 1mm.

Joncțiunea p-n este polarizată direct, ceea ce duce la umplerea nivelurilor straturilor cu QD sau QW cu electroni și goluri și formarea unei populații inversate cu generarea radiației la o densitate de curent suficient de mare. Trecerea de la emisie spontană la regimul laser se manifestă printr-o îngustare puternică a spectrului de emisie și printr-o creștere a intensității acesteia.

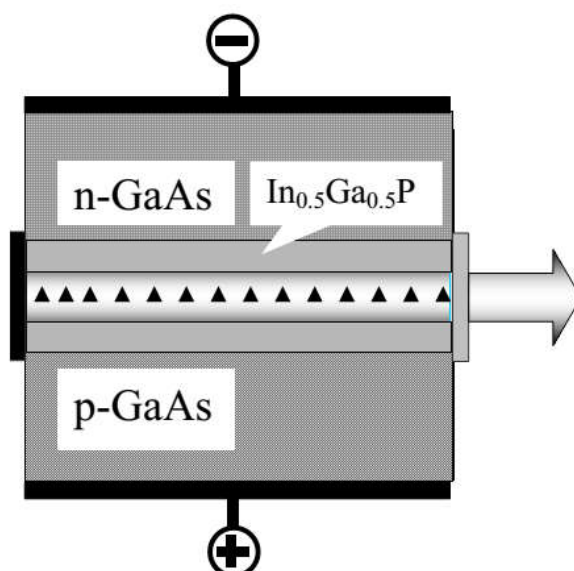


Fig. 1.13. Structura unui laser pe semiconductori cu puncte cuantice cu emisie orizontală.

Crearea laserelor cu QW pe bază de InGaAs a făcut posibilă reducerea densității curentului cu aproximativ un ordin (până la nivelul $\sim 300 \text{ A/cm}^2$) comparativ cu laserele simple cu heterostructură dublă $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$. Cu toate acestea, pentru laserele de acest tip nu este posibilă creșterea lungimii de undă a radiației emise la valoarea $1,3 \mu\text{m}$ din cauza limitărilor privind compoziția și grosimea stratului QW, asociate cu necesitatea creșterii straturilor tensionate, care nu conțin straturi cu dislocări (pseudomorfe).

Elaborarea laserelor pe InAs cu puncte cuantice a dus la o scădere suplimentară a densității curentului de prag și la o deplasare a radiației generate spre regiunea lungimilor de undă mari. S-a ajuns la următoarele caracteristici ale laserelor pe semiconductor la temperatura camerei: densitatea curentului de prag de $\sim 60 \text{ A/cm}^2$ și o putere de emisie în regim continuu de $\sim 1 \text{ W}$. O astfel de putere emite un cristal cu un volum de aproximativ 1 mm^3 , iar volumul părții active a laserului (rezonatorul), în care radiația este concentrată, este de o mie de ori mai mică.

1.4. Metodele de calcul și măsurare a spectrelor polariton-excitonice în cristale

Conceptul interacțiunii foton-exciton, formulat mai mult de 50 de ani în urmă de către Pekar [25] și Hopfield [26], permite numeroase demonstrații a unei din cele mai interesante predicții ale acestui model, ce ține de posibilitatea propagării simultane în cristal a unei sau mai multor unde la aceeași polarizare, într-un interval al frecvențelor definit. Această posibilitate apare datorită dependenței energiei excitonului de vectorul de undă (dispersia spațială). Considerarea teoretică detaliată a interacțiunii foton-exciton, care duce la dispersia spațială, este discutată în multe lucrări. Un punct important în conceptul de propagare a undelor suplimentare este problema condițiilor de frontieră suplimentare.

Lucrările teoretice au stimulat multă muncă experimentală. Rezonanțele excitonilor sunt investigate prin metode optice standard. Investigații detaliate ale reflexiei optice, absorbției, precum și spectrelor de luminescență au fost efectuate în scopul demonstrării naturii polaritonice ale excitonilor. Aceste investigații au fost efectuate pentru înțelegerea diferențelor dintre spectrele experimentale și calculele teoretice bazate pe modelul de interacțiune exciton-foton. Au fost obținute numeroase confirmări ale dispersiei spațiale. Forma spectrelor de reflexie exciton-polaritonice este foarte sensibilă, așa-numitul "strat mort", în care excitonii lipsesc. Grosimea acestui strat poate fi schimbat prin diferite metode, inclusiv tratamentul termic și recoacerea. Deoarece, spectrele de reflexie calculate sunt sensibile la parametrii dispersiei excitonului, precum și la condițiile de limită suplimentare, rezultate fiabile sunt obținute doar în probele cu caracteristici de suprafață bune, de exemplu suprafețe naturale non-lustruite.

În prima aproximație, excitonul poate fi tratat, într-un cristal dielectric sau semiconductor, ca o pereche de electron-gol legată de către interacțiunea Coulomb. Excitonul se caracterizează printr-o masă efectivă finită, egală cu suma maselor electronului și golului, care se poate propaga liber prin cristal. Proprietățile excitonului, în primul rând simetria și masa, sunt determinate de caracteristicile de conducție și benzile de valență, din care provin cuasi-particulele care formează excitonul.

Polaritonii excitonici sunt cuasi-particule complexe produse prin mixarea fotonilor cu excitonii dipol-activi. Liniile întrerupte din figura 1.14, *a* (ca formă a dependenței energiei de vectorul de undă) reprezintă curbele de dispersie a fotonilor care nu interacționează (linia fotonilor $\omega = ck / \sqrt{\epsilon}$) și excitonilor (cea mai simplă versiune cu bandă parabolică $\omega_{ex} = \omega_T + \hbar^2 k^2 / 2M^*$). Aici, ω este frecvența fotonului, k – vectorul de undă, ϵ_b este constanta dielectrică de fond, care aduce un aport la toate rezonanțele, cu excepția tranziției excitonice considerate, ω_T este frecvența excitonului la valoarea $k=0$, M^* este masa efectivă a excitonului, $\hbar/2\pi$ este constanta lui Planck, iar c este viteza luminii în vid. Dacă excitonii sunt dipol-activi, atunci curba de dispersie a polaritonilor excitonici este descrisă de următoarea expresie, considerând dependența funcției dielectrice de frecvență:

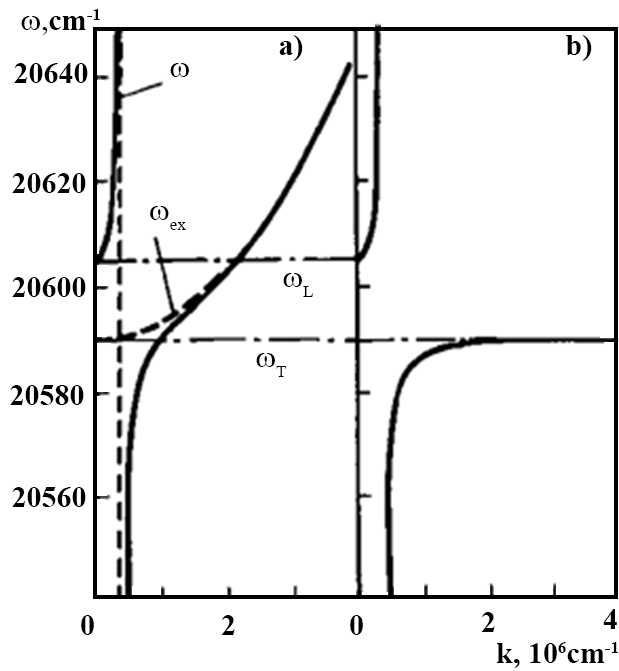


Fig. 1.14. Dependența frecvenței de vectorul de undă k pentru polaritonii excitonici. (a) Curba de dispersie a fotonilor ($\omega = ck/\sqrt{\varepsilon_b}$) și excitonilor ($\omega_{ex} = \omega_T + \frac{hk^2}{4\pi M^*}$) în absența interacțiunii (curbele întrerupte) și în cazul interacțiunii (curbele solide). Parametrii corespund stărilor excitonice $n = 1$ în cristalele CdS. (b) Curba de dispersie a polaritonilor excitonici în absența dispersiei spațiale ($M^* = \infty$).

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \varepsilon_b + \sum \frac{4\pi\beta(\kappa)}{1 - \omega^2 / \omega_{ex}^2(k)} \quad (1.4)$$

Aici, $4\pi\beta(k)$ este forța oscilatorului, care depinde de vectorul de undă. Într-o astfel de aproximație, amortizarea polaritonilor excitonici nu este luată în considerație, atâta timp cât nu influențează esențial forma curbei de dispersie. Curba de dispersie, pentru un exciton parabolic izolat este reprezentat de curba solidă din figura 1.14, a. Din expresia 1.4 se poate deduce, că valoarea $4\pi\beta(0)$, pentru $k=0$, este legată de desplicarea longitudinal-transversală a stărilor excitonice în centrul zonei Brillouin; $4\pi\beta(0) \cong 2\varepsilon_b \omega_{LT} / \omega_T$, unde $_{LT} = \omega_L - \omega_T$. Polaritonii excitonici posedă un caracter al fotonilor la frecvențe sub frecvența excitonului rezonantă ω_T . Stările polaritonice dobândesc un caracter excitonic mai pronunțat odată cu creșterea frecvenței și sunt de tipul excitonilor la frecvențe de peste ω_T . O ramură polaritonică superioară apare la frecvențe mai mari ca ω_L , care dobândește un caracter fonic odată cu creșterea frecvenței. Prezența simultană a două unde cu aceeași frecvență se datorează valorii limitate a masei efective a excitonilor M^* , ceea ce duce la dependența frecvenței excitonilor de vectorul de undă. În cazul unei mase infinite (adică, absența dispersiei spațiale), ar trebui să existe doar o singură stare polaritonică pentru fiecare frecvență, precum și un decalaj de energie ar apărea între

frecvențele ω_L și ω_T , în care ar fi interzisă propagarea undelor (vezi fig. 1.14, b). Pentru a demonstra experimental prezența dispersiei spațiale în regiunea rezonanței polaritonice, este necesar, cel puțin, de demonstrat curbarea ramurii inferioare a curbei polaritonice de dispersie (sau schimbarea curburii a ramurii superioare). Existența ramurii superioare nu este o demonstrație suficientă.

Caracterul descris al dispersiei polaritonice se realizează în unul dintre cele mai investigate sisteme corespunzătoare stării excitonice $n = 1$ în cristalele CdS. Această stare este formată de electronul din banda de conducție și golul din banda de valență. Totuși, există mai multe sub-benzi în banda de valență pentru $K = 0$ pentru multe cristale. Aceasta determină prezența mai multor serii excitonice într-un interval îngust de energii. Aceste serii interacționează între ele și schimbă conturul funcției dielectrice și, respectiv, conturul spectrelor de reflexie. Contururile spectrelor de reflexie pot fi analizate pe baza următoarelor relații:

$$R(\omega) = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2 \quad (1.5)$$

$$\varepsilon(\omega, \vec{q}) = \varepsilon + \frac{\varepsilon_f \omega_{LT}}{\omega_0 + \frac{\hbar^2 q^2}{2M} - \omega - i\gamma} \quad (1.6)$$

$$\omega_{LT} = \omega_L - \omega_0 \quad (1.7)$$

$$M = m_C^* - m_V^*, \quad M \Rightarrow \infty \quad (1.8)$$

$$n^2 = \varepsilon(\omega, \vec{q}) = \left(\frac{cq}{\omega} \right)^2 \quad (1.9)$$

În cazul unui efect polaritonic slab, atunci când:

$$M \rightarrow \infty, \quad \omega_{LT} \ll \gamma, \quad \omega_{LT}/\gamma \ll 1 \quad (1.11)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_f + \frac{\varepsilon_f \omega_{LT}}{\omega_0 - \omega - i\gamma} \quad (1.12)$$

Coeficientul de reflexie al polaritonilor excitonici, fără considerarea dispersiei spațiale a undelor transversale, este determinat de următoarele expresii:

$$n^2 = \frac{cq}{\omega}, \quad n_0 = \sqrt{\varepsilon_f}; \quad (1.13)$$

$$n = n_0 \left[1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0 - \omega - i\gamma} \right]^{1/2}; \quad (1.14)$$

$$R_0 = \left| \frac{n_0 - 1}{n_0 + 1} \right|^2 ; R_0 = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_f} - 1}{\sqrt{\varepsilon_f} + 1} \right|^2 ; \quad (1.15)$$

$$R(\omega) = R_0 \left[1 + \frac{2n_0}{n_0^2 - 1} \frac{\omega_{LT}(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2} \right]. \quad (1.16)$$

Schimbarea coeficientului de reflexie, dacă nu se ia în considerare dispersia spațială, este prezentată în fig. 1.16, pentru cazul efectului polaritonic puternic, adică atunci când sunt îndeplinite următoarele condiții:

$$M \rightarrow \infty, \omega_{LT} \ll \gamma, \omega_{LT}/\gamma \ll 1 \quad (1.17)$$

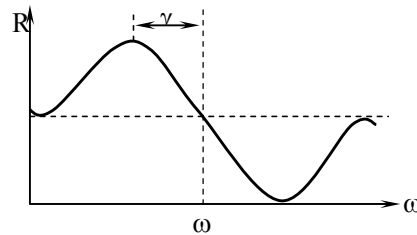


Fig. 1.15. Spectrele de reflexie în regiunea polaritonilor excitonici în cazul efectului polaritonic slab

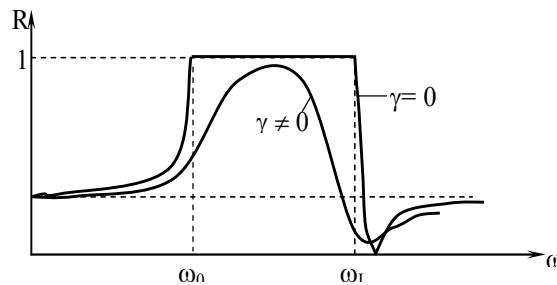


Fig.1.16. Spectrele de reflexie în regiunea polaritonilor excitonici, în cazul efectului polaritonic puternic, fără considerarea dispersiei spațiale.

$$\varepsilon = \varepsilon_f \frac{\omega_{LT}}{\omega_0 - \omega} = \varepsilon_f \frac{\omega_L - \omega_0}{\omega_0 - \omega} ; \quad (1.18)$$

$$n = n_0 \sqrt{\frac{\omega_L - \omega_0}{\omega_0 - \omega}}. \quad (1.19)$$

Pentru un efect polaritonic puternic, cu luarea în considerație a dispersiei spațiale, coeficientul de reflexie are forma, reprezentată în fig.1.17. Cazului dat aparțin condițiile:

$$M, \omega_{LT} \gg \gamma \quad (1.20)$$

A) Factorul de atenuare este egal cu zero $\gamma = 0$

$$\varepsilon(\omega, k) = \varepsilon_b \left(1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0 - \omega + \frac{\hbar k^2}{2M}} \right) \quad (1.21)$$

Luând în considerațiile condițiile de graniță adiționale Pekar:

$$n_{1,2}(\omega) = \left\{ \varepsilon_b + \frac{1}{2} \left[a \pm (a^2 + b)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \quad (1.22)$$

$$a = \frac{Mc^2}{\hbar\omega_0\omega^2} (\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\gamma) - \varepsilon_b; \quad b = 8 \frac{Mc^2 \varepsilon_b \omega_{LT}}{\hbar\omega^2} \quad (1.23)$$

$$n_{1,2} = \left\{ \varepsilon_b + \frac{1}{2} \left[\left[\frac{2Mc^2(\omega - \omega_0)}{\hbar\omega_0^2} - \varepsilon_b \right] \pm \left[\left(\frac{2Mc^2(\omega - \omega_0)}{\hbar\omega_0^2} - \varepsilon_b \right)^2 + \frac{8Mc^2 \varepsilon_b \omega_{LT}}{\hbar\omega_0^2} \right]^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \quad (1.24)$$

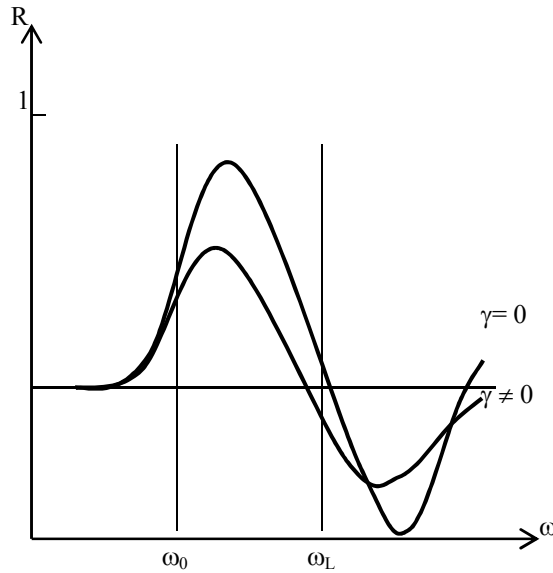


Fig.1.17 Spectrele de reflexie a polaritonilor excitonici pentru efectul polaritonic puternic, luând în considerație dispersia spațială.

B). Factorul de atenuare nu este egal cu zero $\gamma \neq 0$

$$R = \left| \frac{1 - n^*}{1 + n^*} \right|^2 \quad (1.25)$$

$$n^* = n_0 \left[\frac{(n^+ + n_0) e^{-2ikn_0 l} - n_0 + n^+}{(n^+ + n_0) e^{-2ikn_0 l} + n_0 - n^+} \right] \quad (1.26)$$

$$n^+ = \frac{n_1 n_2 + \varepsilon_b}{n_1 + n_2} \quad (1.27)$$

$$n^2 = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_0 - \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2} \right) \frac{(Mc^2)\omega_0}{\hbar\omega^2} \right] \pm \left\{ \frac{1}{4} \left[\varepsilon_0 - \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2} \right) \frac{(Mc^2)\omega_0}{\hbar\omega^2} \right]^2 + 4\pi\alpha_0 \frac{Mc^2\omega_0}{\hbar\omega^2} \right\}^{1/2} \quad (1.28)$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_{LT}\varepsilon_0}{\omega_0}, \quad \alpha = \alpha_0 \times \omega_0^2 \quad (1.29)$$

$$(n_1 \cdot n_2)^2 = -\varepsilon_b \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2} \right) \frac{Mc^2\omega_0}{\hbar\omega^2} - \frac{2\omega_{LT}\varepsilon_b Mc^2}{\hbar\omega^2}; \quad (1.30)$$

$$(n_1 + n_2)^2 = \varepsilon_b - \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2} \right) \frac{Mc^2\omega_0}{\hbar\omega^2} - 2 \left[\varepsilon_b \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2} \right) \frac{Mc^2\omega_0}{\hbar\omega^2} + \frac{2\omega_{LT}\varepsilon_b Mc^2}{\hbar\omega^2} \right]^{1/2} \quad (1.31)$$

$$R = \frac{\left| \left(\frac{1-n_0}{1+n_0} \right) + \left(\frac{n_0-n^+}{n_0+n^+} \right) e^{i2kn_0l} \right|^2}{\left| 1 + \left(\frac{1-n_0}{1+n_0} \right) \left(\frac{n_0-n^+}{n_0+n^+} \right) e^{i2kn_0l} \right|^2} \quad (1.32)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[\varepsilon_b \left(1 + \frac{2\omega_{LT}/\omega_0}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2}} \right) \right] \quad (1.33)$$

În prezența a două serii excitonice amplasate aproape una față de cealaltă, de exemplu A și C, asupra coeficientului de reflexie a excitonului C influențează constanta dielectrică a excitonului A, luând în considerație dispersia spațială și stratul mort (fig.1.18).

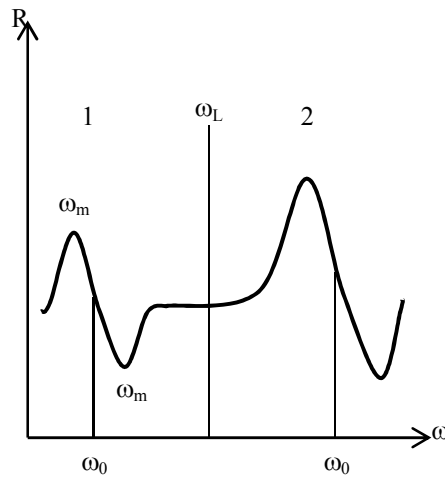


Fig.1.18 Spectrul de reflexie a polaritonilor excitonici cu doi oscilatori

Constanta dielectrică, în care se consideră starea 1(A) și 2(C) are forma:

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \frac{2\pi\beta_{01}\omega_{01}^2}{\omega_{01}^2 - \omega^2 + \frac{\hbar\omega_{01}}{M_1}k^2 - i\omega\gamma_1} + \frac{2\pi\beta_{02}\omega_{02}^2}{\omega_{02}^2 - \omega^2 + \frac{\hbar\omega_{02}}{M_1}k^2 - i\omega\gamma_2} \quad (1.34)$$

$$\omega_{LT} = \frac{2\pi\beta_0\omega_0}{\varepsilon_b} \quad (1.35)$$

În intervalul rezonanțelor, conform calculelor spectrelor de reflexie a stării 1(A) obținute din experiment, se determină dependența spectrală a constantei dielectrice (fig.1.19), care se ia în considerație în calculele contururilor spectrelor de reflexie a stării 2(C).

$$|\omega - \omega_0| \ll \omega_0 \quad (1.36)$$

$$\omega_0^2 - \omega^2 \approx 2\omega_0(\omega_0 - \omega) \quad (1.37)$$

$$i\omega\gamma \approx i\omega_0\gamma \quad (1.38)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \frac{2\pi\beta_{01}\omega_{01}}{\omega_{01} - \omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2M_1} - \frac{i\gamma_1}{2}} + \frac{4\pi\beta_{02}\omega_{02}^2}{\omega_{02}^2 - \omega^2} \quad (1.39)$$

$$\omega_{LT2} = \frac{2\pi\beta_{02}\omega_{02}}{\varepsilon_b} \quad (1.40)$$

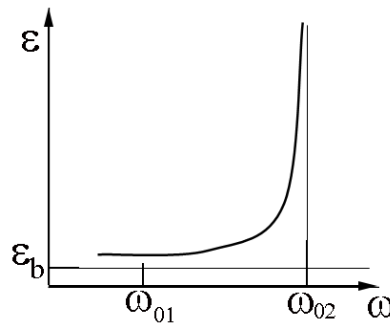


Fig.1.19. Variația constantei dielectrice a stării 1(A) pentru regiunea lungimilor de undă lungi a stării 2(C).

Pentru starea 2(C) constanta dielectrică conține gradientul constantei dielectrice a oscilatorului 1(A), (fig.1.20).

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \frac{2\pi\beta_{02}\omega_{02}}{\omega_{02} - \omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2M_2} - \frac{i\gamma_2}{2}} + \frac{4\pi\beta_{01}\omega_{01}^2}{\omega_{01}^2 - \omega^2} \quad (1.41)$$

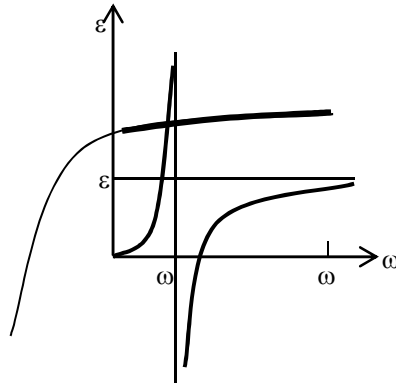


Fig.1.20. Influența constantei dielectrice a oscilatorului 1(A) asupra constantei dielectrice a oscilatorului 2(C).

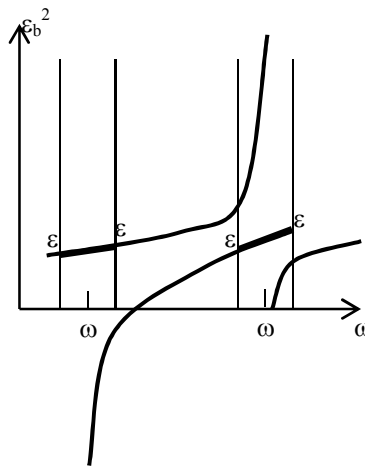


Fig.1.21. Constanta dielectrică pentru oscilatorul 2(C), luând în considerație influența oscilatorului 1(A).

Luând în considerație cele menționate mai sus, se poate de calculat dependența de frecvență pentru ε_b fără a lua în considerație dispersia spațială și cu influența gradientului constantei dielectrice, în intervalul $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$. Calculând constanta dielectrică pentru oscilatorul 2(C), conform relațiilor scrise mai sus pentru $l = 60\text{\AA}$, se obține un contur reprezentat de relația:

$$\varepsilon = \varepsilon_b + \frac{\varepsilon_b^{(1)} \omega_{LT}^{(1)}}{\omega_{01} - \omega - \frac{i\gamma_1}{2}} + \frac{\varepsilon_b^{(2)} \omega_{LT}^{(2)}}{\omega_{02} - \omega - \frac{i\gamma_2}{2}} \quad (1.42)$$

Calculule numerice, în prezența a două serii excitonice amplasate aproape una față de cealaltă, pot fi efectuate, însă, în acest interval al rezonanței 1(A) și 2(C), trebuie de aproximat valorile ε_{10} și ε_{20} printr-o funcție liniară și de introdus în programul de calcul sub forma $\varepsilon_b = f(\omega)$ pentru fiecare oscilator în parte.

1.5. Concluzii la capitolul 1

Fizica fundamentală, ingineria cuantică și tehnologia sunt strâns legate de problematica structurilor cu cuantificare dimensională. Interacțiunea lor a produs rezultate științifice și practice impresionante. Direcția de cercetare referitoare la straturile cu puncte cuantice este la începutul dezvoltării sale. Căutarea unor modalități de creștere a omogenității și a densității la suprafață a QD, crearea unei rețele tridimensionale de QD, trecerea spectrului de emisie spre o regiune cu lungimi de undă mai mari (la moment, lungimea de undă constituie $1,3\mu\text{m}$).

Semiconductorii cu bandă largă sunt considerate materialele, în care energia tranzițiilor electronice depășește o valoare apropiată de 2eV . Aceste materiale au o natură diferită a legăturilor chimice și structurii rețelei cristaline. Materialele cu bandă largă posedă un potențial semnificativ datorită valorilor benzilor energetice interzise, mai mari ca cele pentru Si și GaAs, oferind avantaje, cum ar fi creșterea intervalului temperaturilor de funcționare, posibilitatea creării pe baza acestor dispozitive a emițătoare de lumină pentru regiunea vizibilă a spectrului, valori ridicate ale câmpului critic de străpungere (Ecr) și rezistența la radiație ridicată.

Cristalele ZnAs_2 posedă o anizotropie puternică a proprietăților optice, fiind destinate pentru crearea dispozitivelor pentru regiunea IR apropiat, lățimea benzii energetice interzise a materialului fiind potrivită pentru înregistrarea emisiei laserului pe bază de neodim cu $\lambda=1,06\mu\text{m}$.

Parametrii excitonilor pot fi determinați mult mai precis reieșind din cunoașterea dispersiei funcțiilor optice în regiunea $h\nu\approx E_g$ și analizând spectrele optice utilizând relațiile Kramers-Kronig, într-un interval larg, care include și regiunea excitonică. Efectele excitonice sunt mult mai vizibile în straturi și structuri cu gropi cuantice.

Heterostructurile quantum-dimensionale sunt structurile ale căror regiuni active, adică regiunile în care se desfășoară principalele procese electronice, au dimensiuni caracteristice de ordinul lungimii de undă De Broglie a electronilor, ceea ce duce la o cuantificare a energiei lor.

Pentru a investiga morfologia straturilor cu gropi cuantice se folosesc metode moderne de investigare microscopică. Cea mai vizibilă informație este oferită de către microscopia de scanare atomică, ceea ce face posibilă obținerea de imagini ale suprafeței nanostructurilor cu o rezoluție de ordinul de $0,1\text{nm}$.

Spectrul energetic al heterostructurilor este determinat prin metode optice de spectroscopie fotoluminescentă sau fotoelectrică. Spectrele fotoelectrice se obțin prin iluminarea probei cu radiații monocromatice în regiunea spectrală de absorbție.

Proprietățile unice ale heterostructurilor permit utilizarea lor în studiul proceselor de formare a defectelor în semiconductori, în care, utilizarea HCD contribuie la dezvoltarea de noi

metode de studiere a acestor procese și dezvoltarea unor noi modalități de control al acestor procese. Ele fac posibilă determinarea profilurilor foarte ascuțite de distribuție a defectelor la distanțe foarte mici de la suprafață și a proceselor de migrare a defectelor.

Heterostructurile laser oferă o creștere a discreției spectrului energetic, o scădere a densității curentului de prag cu aproximativ un ordin (până la nivelul $\sim 300\text{A}/\text{cm}^2$), la care începe generarea radiației, creșterea stabilității sale la temperatură și creșterea amplificării și puterii.

2. ANIZOTROPIA PROPRIETĂȚILOR OPTICE ALE CRISTALELOR

ZnAs₂.

Anizotropia proprietăților optice ale cristalelor este cunoscută de la descoperirea, în 1810, de către Fresnel, a fenomenului de birefrință. Diferența vitezei de propagare a undelor luminoase în diferite cristale de cuarț, spatului Islandez, precum și multe alte cristale, permite crearea dispozitivelor optoelectronice cu proprietăți deosebite. Anizotropia proprietăților optice în semiconductori este cea mai larg studiată în cristalele grupului A²B⁶. Utilizarea cristalelor semiconductoare cu anizotropie puternică, inclusiv cristale cu joncțiuni p-n și bariere Schottky, prezintă un interes deosebit. Proprietățile materialelor, care pot fi utilizate în domeniul IR apropiat (0,8-1,5μm), prezintă un interes sporit.

Cristalele birefringente sunt utilizate în diverse dispozitive: polarizatoare, interferometre, compensatoare de dispersie, deflectoare, separatoare etc. Stările de polarizare, ceea ce presupune prezența razelor ordinare și extraordinare, creează o diferență a lungimii de undă efective pentru aceste stări de polarizare și definesc utilizarea de bază a acestor materiale. Razele de lumină ordinare și extraordinare, care trec printr-un cristal, se confruntă cu diferite grade de refracție și, prin urmare, obțin o diferență de drum. Diferența de drum oferă largi posibilități de utilizare a acestor cristale.

2.1. Anizotropia tranzițiilor electronice la marginea de absorbție a cristalelor ZnAs₂

Cristalele ZnAs₂ reprezintă semiconductori cu benzi directe, cu valoarea benzii energetice interzise 1,05eV la temperatura de 10K [2, 28 – 29, 31 – 36]. Pragul de absorbție, inclusiv și la temperatura camerei, la polarizarea E||c și E⊥c, nu coincide [29, 30, 38, 39]. Absorbția la lungimea de undă 1,35 μm crește esențial la polarizarea E||c și, cristalele cu o grosime de câteva sute de microni, devin opace. Cristalele sunt transparente până la lungimea de undă de 1,3 μm, pentru polarizarea E⊥c. La polarizarea E⊥c, maximumul pragului de absorbție se plasează la valoarea 1,29μm. Odată cu micșorarea temperaturii, pragurile de absorbție se deplasează spre regiunea energiilor mari. Coeficientul de deplasare $\beta = \Delta E / \Delta T$, dependent de temperatură, este egal cu $3,1 \times 10^{-4}$ eV/rad pentru polarizarea E||c și, respectiv, $4,6 \times 10^{-4}$ eV/rad pentru polarizarea E⊥c [31 – 36].

Ținând cont de rezultatele obținute anterior, am studiat pragul de absorbție a cristalelor monoclinice ZnAs₂ la temperaturi de 300, 77 și 10 K, pentru monocristalele cu suprafețe plan-paralele obținute din fază gazoasă. Cristalele aveau grosimea de la 0,5 μm până la 4,6 μm.

În rezultatul cercetărilor efectuate am stabilit, că în regiunea lungimilor de undă lungi a

spectrelor de transparență a cristalelor ZnAs_2 (fig. 2.1), sunt depistate două minime $a1$ și $a2$, cu valorile de 0,7131eV și 0,7482eV, respectiv, și un maximum de absorbție $a3$ la valoarea energiei de 0,9339 eV. Maximumul de absorbție $a3$ are diferite valori pentru diverse probe. Acest maxim este determinat de către tranzițiile generate de impurități cu energia de activare 24,1 meV. Minimele $a1$, $a2$ sunt accentuate la polarizarea $E \perp c$ (curba p1). La polarizarea $E \parallel c$, în loc de minime sunt depistate maxime, dar care posedă o intensitate mai mică (curbe p2 și p3, fig. 2.1). Presupunem, că maximele $a1$, $a2$ și $a3$ au natură de tip impuritate, deoarece, în unele probe, ele nu sunt depistate. Dacă aceste maxime ar fi fost depistate în toate cristalele atunci, cu siguranță, am afirma că au natură de tip defect. Monocristalele au fost obținute în condiții tehnologic identice, dar componentele utilizate au fost din diferite surse.

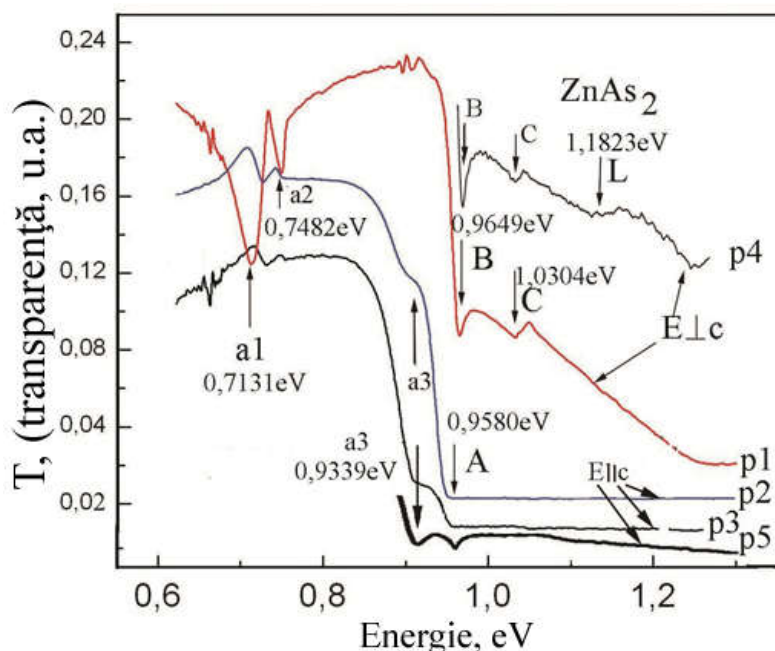


Fig. 2.1. Spectrele de transparență ale cristalelor ZnAs_2 la 300K, polarizarea $E \parallel c$ și $E \perp c$ (pentru probele cu grosimea 78 μm – curbele p1, p2, p3; grosimea 53 μm – curba p4 și grosimea 4,5 μm – curba p5).

Maximul A (0,9580eV) se explică prin tranzițiile directe permise, din banda de valență V1 în banda de conducție C, în centrul zonei Brillouin, ceea ce se confirmă prin rezultatele publicate în [39]. În cristalele ZnAs_2 , la temperaturi mici, pragul de absorbție este format de către tranzițiile directe în stările excitonice [31 – 36, 41, 42]. La temperatura camerei energia de legătură a excitonilor este egală cu 12,3 meV, iar stările excitonice sunt dissociate.

O absorbție mai slabă, în regiunea tranzițiilor A (fig. 2.1), se observă în spectrele de transparență la polarizarea $E \perp c$. În același timp, sunt evidențiate, destul de clar, maximele B (0,9649eV) și C (1,0304eV). Aceste maxime sunt condiționate de tranzițiile directe permise

pentru această polarizare din banda de valență V2 și V3 în banda de conducție C1. Rezultatele obținute au fost publicate în lucrarea [42].

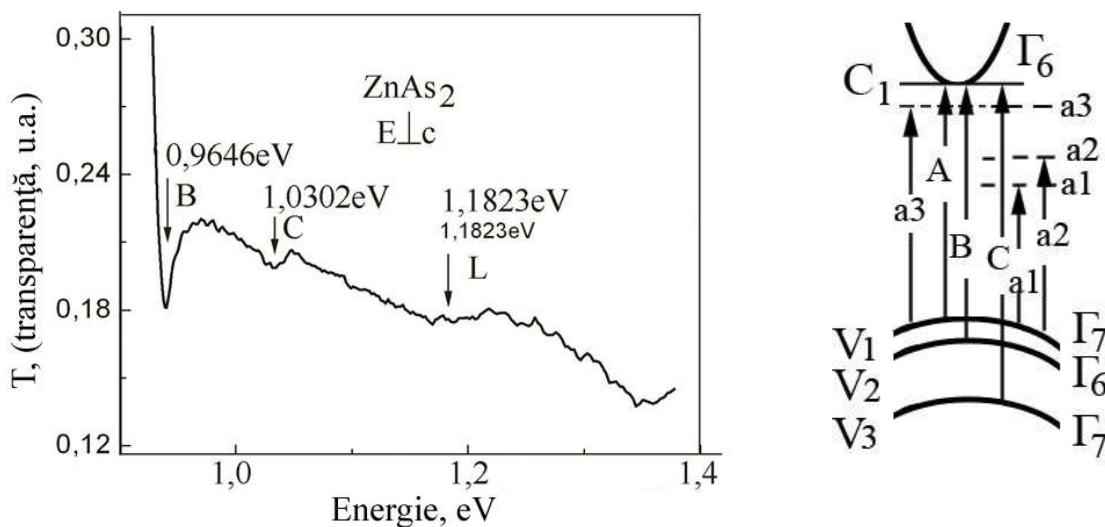


Fig. 2.2. Spectrele de transparență la polarizarea $E \perp c$ ale cristalele $ZnAs_2$ cu grosimea $132\mu m$ și un fragment al structurii zonelor energetice pentru $K=0$.

În cristalele $ZnAs_2$ cu grosimea de $135\mu m$, la polarizarea $E \perp c$, alături de maximele B și C (fig. 2.2), în domeniul undelor scurte, se observă o particularitate L la energia 1,1823 eV, care se explică, iarăși, prin tranziții directe în regiunea valorii minime a benzii interzise. Această tranziție la energia 1,18eV a fost determinată anterior în rezultatele experimentale [27 – 29].

2.2. Dispersia ordinară și extraordinară în cristalele $ZnAs_2$

Ecuția oscilatorului armonic este o expresie matematică a unei oscilații infinite cu factor de amortizare:

$$\underbrace{m \frac{d^2 x}{dx^2}}_1 + \underbrace{m\gamma \frac{dx}{dt}}_2 + \underbrace{m_0^2 mx}_1 = \underbrace{eEe^{i\omega t}}_3 \quad (2.1)$$

Componentele cu cifra 1 descriu oscilatorul armonic, componentele cu cifra 2 descriu atenuarea (γ – este coeficientul de atenuare, care caracterizează proprietățile materialului), $\frac{dx}{dt}$ – pierderile cauzate de atenuare, care sunt proporționale cu viteza de mișcare. Prima parte include intensitatea câmpului electric al undei de lumină $E = Ee^{i\omega t}$ sau $E = Ee^{-i\omega t}$.

Dependența indicelui de refracție de frecvență în regiunea ω_0 are următoarea formă pentru oscilatorul izolat:

$$\begin{cases} n^2 + k^2 = 1 + \frac{4\pi A e^2}{m\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \\ 2nk = \frac{4\pi A e^2}{m\varepsilon_0} \frac{k^2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \end{cases} \quad (2.2)$$

Luând în considerație relațiile de dispersie, câteva frecvențe trebuie rescrise în felul următor (2.39):

$$\begin{cases} n^2 + k^2 - 1 = \sum_{i=1}^M \frac{4\pi A e^2}{m\varepsilon_0} \frac{\omega_{0i}^2 - \omega^2}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} = \varepsilon_1 \\ 2nk = \sum_{i=1}^M \frac{4\pi A e^2}{m\varepsilon_0} \frac{k^2 \omega^2}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} = \varepsilon_2 \end{cases} \quad (2.3)$$

Dependențele spectrale a parametrilor n , k , ε_1 și ε_2 în regiunea transparenței cristalelor ($k \ll n$) se determină prin măsurarea spectrelor de transparență. Această metodă este, exclusiv, efectivă în cazul măsurării spectrelor de interferență ale cristalelor subțiri. Materialele sunt opace în regiunea energiilor $E > E_g$ și, pentru determinarea n , k , ε_1 și ε_2 , se utilizează metoda calculului din spectrele de reflexie, utilizând relațiile Kramers – Kronig.

În cazul interferenței, spectrele de absorbție (reflexie) conțin maxime și minime în corespundere cu următoarele expresii:

$$\lambda_{\max} = \frac{2nd}{m_1}; m_1 = 2,4,6 \quad \lambda_{\min} = \frac{2nd}{m_2}; m_2 = 1,3,7 \quad n = \frac{1}{2d \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)} \quad (2.4)$$

unde: λ_{\max} , λ_{\min} – lungimile de undă ale maximelor și minimelor în spectrele de interferență; n – indicele de refracție; m – ordinul benzii de interferență; d – grosimea cristalului. Interferența spectrelor de transparență și reflexie se observă în cristale cu grosimi mici ($d \leq 25 \mu\text{m}$).

În fig. 2.3 sunt prezentate spectrele de transparență ale monocristalelor ZnAs_2 cu grosimea $22 \mu\text{m}$ obținute din fază gazoasă, măsurate la temperatura de 300K și la polarizările $E \parallel c$ și $E \perp c$. O interferență intensivă Fabry – Perot se observă în cazul ambelor polarizări.

Absorbția este mult mai slabă la polarizarea $E \perp c$ decât la polarizarea $E \parallel c$, de aceea, spectrele de interferență pot fi observate până la valoarea de 1,3eV. Amplitudinea oscilațiilor în spectrele de interferență se micșorează odată cu creșterea energiei radiației. Indicele de refracție n este determinat din condiția de interferență:

$$n = \frac{M}{2d(\nu_1 - \nu_2)} \quad (2.5)$$

unde d – este grosimea probei; ν_1 și ν_2 – frecvențele a două maxime (sau minime) de absorbție. $M=1$ pentru două maxime alăturate.

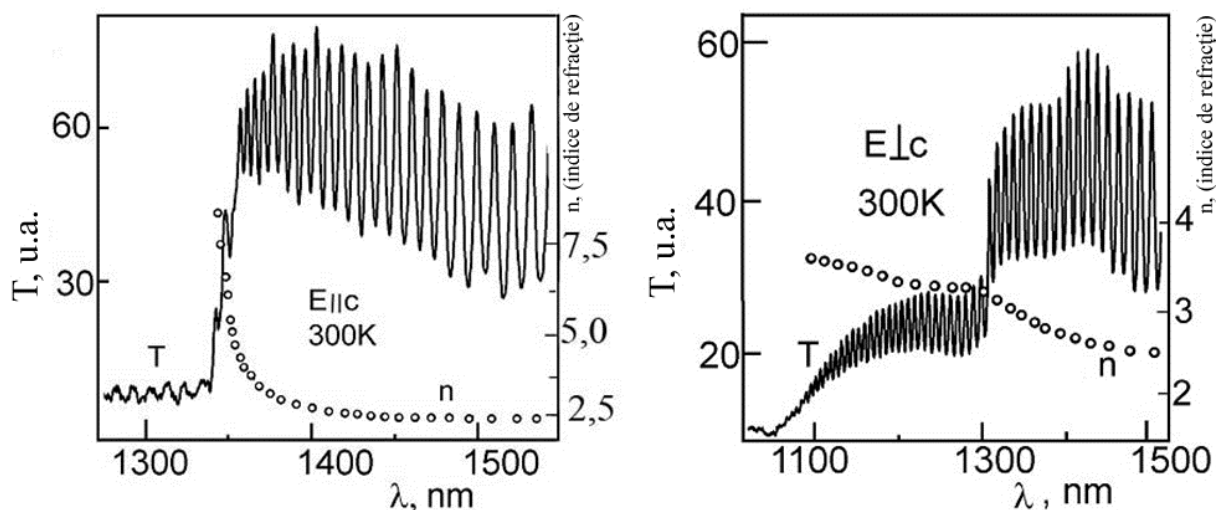


Fig. 2.3. Spectrele de interferență ale absorbției în cristale subțiri ZnAs_2 (grosimea $22\mu\text{m}$) la polarizarea $E||c$ și $E\perp c$ și temperatura de 300K și dependența spectrală a indicelui de refracție obținută din calculele interferenței spectrelor de transparență.

Spectrele obținute arată, că la polarizarea $E\perp c$ distanța dintre maxime (minime) se schimbă slab odată cu creșterea energiei. Pentru undele polarizate $E\perp c$, în intervalul lungimilor de undă $1100 - 1500$ nm, indicele de refracție se schimbă de la $2,51$ eV până la $3,71$ eV. Odată cu apropierea de frecvența de rezonanță a tranziției electronice numărul maximelor (minimelor) spectrelor de interferență se mărește, iar distanța dintre ele se micșorează. La polarizarea $E||c$, în regiunea $1500 - 1350$ nm, valoarea indicelui de refracție se schimbă de la $2,7$ eV până la 7 eV (pentru unele probe valoarea maximală ajunge la $8,1$ eV). Creșterea indicelui de refracție, odată cu creșterea energiei unei, reflectă ramura dispersiei ordinare. La polarizarea $E||c$, în regiunea energiei $E > 1,04$ eV, sunt depistate benzi slabe reziduale ale polarizării $E\perp c$.

Valorile obținute ale indicelui de refracție la polarizarea $E||c$ demonstrează dependența de frecvență a ramurii polaritonice în regiunea „strangulației” spectrului („bottleneck”), explicată în lucrarea [42]. Anizotropia proprietăților optice, dispersia indicelui de refracție al undelor ordinare și extraordinară în ZnAs_2 reprezintă proprietăți caracteristice acestui material. Această anizotropie este observată și pentru cristalele de grosimi subțiri (de valori sub-microne) [42, 31 – 36].

Aceleași măsurători au fost efectuate la temperatura de 22K.

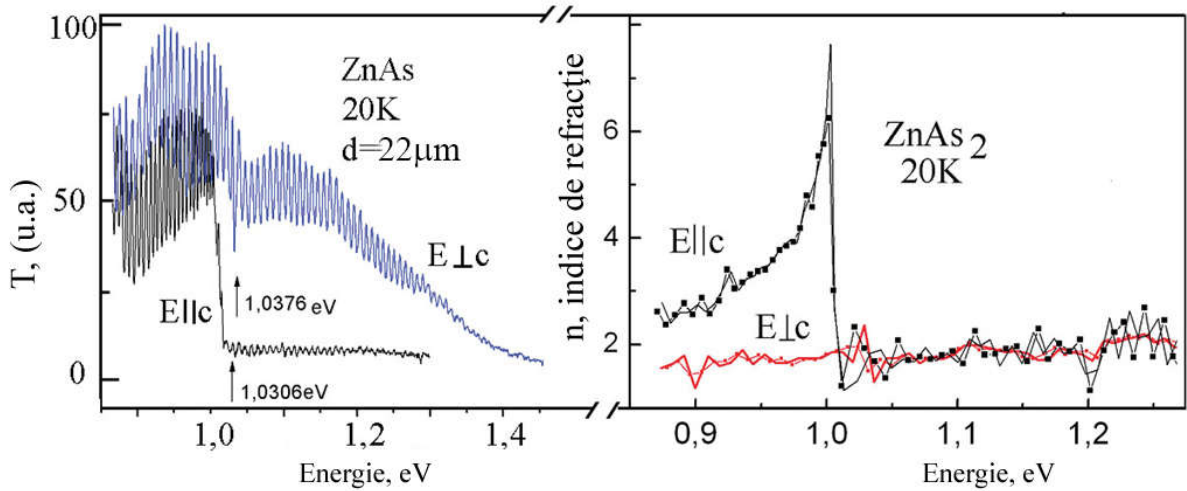


Fig. 2.4. Anizotropia spectrelor de interferență a transparenței și dependența spectrală a indicelui de refracție al cristalelor ZnAs_2 la temperatura 22K.

În figura 2.4 sunt prezentate spectrele de interferență a transparenței pentru cristalele ZnAs_2 la polarizarea $E||c$ și $E\perp c$ și temperatura de 22K. O structură fină a interferenței Fabry–Perot este observată pentru ambele polarizări. La polarizarea $E||c$ transparența are valoarea minimă cu energia 1,0306eV, care corespunde distanței energetice minime dintre nivelele V1 – C1. Conturul integral al spectrelor de transparență la polarizarea $E\perp c$ repetă conturul spectrelor de transparență la aceeași polarizare pentru probe mult mai groase (fig. 2.1). În aceste spectre se observă o interferență destul de accentuată, până la valoarea 1,3 eV. Un minim în spectrele de interferență la valoarea 1,0376eV este prezent în regiunea tranzițiilor directe pentru polarizarea $E\perp c$, care corespunde tranzițiilor directe ($K=0$). Rezultatele calculelor indicelui de refracție pentru ambele polarizări sunt prezentate în fig. 2.4. Indicele de refracție a fost calculat pentru regiunea dispersiei ordinare și extraordinare [42].

2.3. Calculul constantelor optice ale cristalelor ZnAs_2 în regiunea transparenței conform relațiilor Kramers-Kronig

Integralele Kramers-Kronig sunt utilizate pe larg pentru determinarea constantelor optice, în regiunea transparenței cristalelor și în regiunea absorbției proprii a cristalelor. Ele permit determinarea fazei unde de lumină reflectate, pentru fiecare lungime de undă, conform amplitudinii coeficientului de reflexie sau transparență. Este cunoscut, că amplitudinea este

funcție de faza φ a unei reflectate, conform următoarei relații:

$$r = \sqrt{R}e^{-i\varphi} \quad (2.6)$$

$$t = \frac{I_t}{I_0} = \frac{(1-R)^2 \left(1 + \frac{k^2}{n^2}\right) \ell^{-Kd}}{(1-R\ell^{-Kd})^2 + 4R\ell^{-Kd} \sin^2(\alpha + \varphi)} \quad (2.7)$$

Constantele optice pot fi calculate utilizând spectrele de transparență măsurate doar în domeniul transparenței cristalelor. Aceleași constante optice pot fi determinate utilizând coeficientul de reflexie măsurat într-un domeniu mult mai larg de energii, ceea ce permite obținerea unor valori calculate mult mai precise.

Constantele optice n , k , R , φ , ε_1 , ε_2 sunt corelate între ele prin următoarele relații:

$$\begin{cases} r = \frac{N-1}{N+1} = \frac{n+ik-1}{n+ik+1} \\ r = \sqrt{R}e^{-i\varphi} = \sqrt{R}(\cos\varphi - i\sin\varphi) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} n = \frac{1-R}{1-2\sqrt{R}\cos\varphi+R} \\ k = \frac{2\sqrt{R}\sin\varphi}{1-2\sqrt{R}\cos\varphi+R} \end{cases} \quad (2.8)$$

Valoarea amplitudinii unei reflectate, care este funcție de fază, poate să fie determinată pentru fiecare valoare a lungimii de undă, adică $R \approx R(\omega)$ și $\varphi \approx \varphi(\omega)$. Această metodă (metoda elipsometriei) se utilizează, de regulă, în regiunea absorbției proprii și este destul de complicată. Problema poate fi soluționată mult mai efectiv și mai simplu cu ajutorul integralelor Kramers-Kronig, în care faza unei reflectate este legată cu amplitudinea prin expresia:

$$\theta(\omega_0) = \frac{\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\omega)}{\omega_0^2 - \omega^2} d\omega; \quad (2.9)$$

Faza poate fi determinată din măsurările amplitudinii unei reflectate cu ajutorul integralelor doar în intervalul $(\omega_0 - \omega_\infty)$. Amplitudinea unei reflectate se schimbă brusc și puternic doar în vecinătatea valorii ω_0 . În același timp, integrala se calculează pe părți. Coeficientul de reflexie a semiconductorului este determinat de indicii de refracție și absorbție, în cazul incidenței normale a luminii la interfața vid – semiconductor, conform expresiei:

$$|\dot{r}|e^{i\theta} = \frac{n+ik-1}{n+ik+1}; \quad (2.10)$$

$$R = |\dot{r}|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}; \quad \text{tg}\theta = \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1}; \quad (2.11)$$

Rezolvând acest sistem de ecuații obținem parametrii R și θ (θ este valoarea fazei calculate). În baza lor pot fi determinați parametrii n și k :

$$k = \frac{2\sqrt{R} \sin \theta}{(1-\sqrt{R})^2 + 4\sqrt{R} \sin^2 \frac{\theta}{2}}; \quad n = \frac{1-R}{(1-\sqrt{R})^2 + 4\sqrt{R} \sin^2 \frac{\theta}{2}}; \quad (2.12)$$

Partea reală și cea imaginară a conductibilității dielectrice complexe se determină din valorile calculate ale lui n și k : $\varepsilon_1 = n^2 + k^2$; $\varepsilon_2 = 2nk$. Constantele optice sunt calculate din spectrele de transparență și reflexie măsurate la polarizarea $E \perp c$ și sunt prezentate în fig. 2.5.

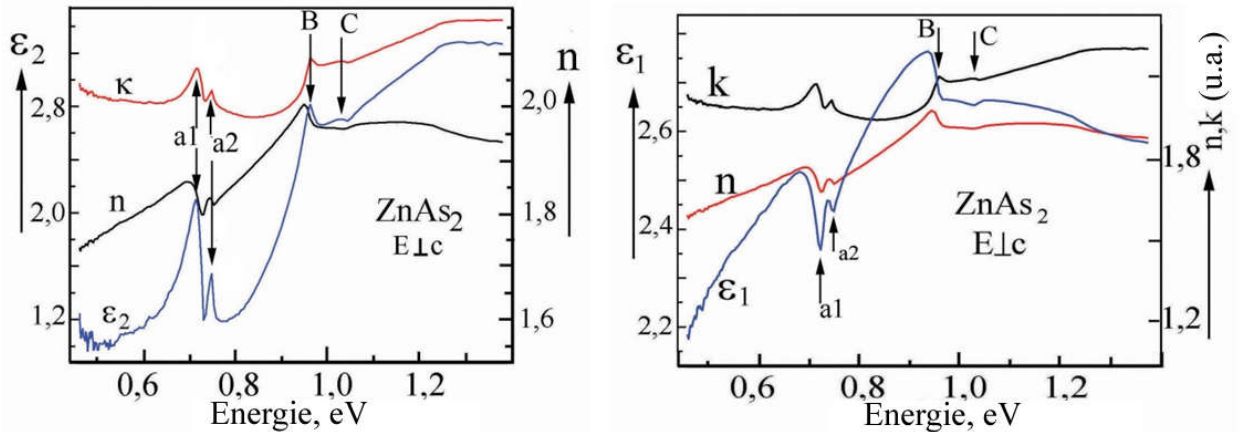


Fig. 2.5. Funcțiile optice n , k , ε_1 și ε_2 calculate din spectrele de reflexie ale cristalelor $ZnAs_2$, conform relațiilor Kramers-Kronig, la polarizarea $E \perp c$.

Maximele a_1 , a_2 , B și C se evidențiază în caracteristicile spectrale ale constantelor optice. Conform teoriei, maximele ε_2 corelează cu maximele coeficientului de extincție k , iar ε_1 corelează cu indicele de refracție (fig. 2.5). În cristalele în care se depistează interferența Fabry-Perot, spectrele de transparență, de asemenea, permit determinarea funcțiilor optice. Totodată, programul de calcul conform relațiilor Kramers-Kronig transformă spectrele de interferență în spectrele indicelui de refracție și a coeficientului de extincție (fig. 2.6). Particularitățile B și C se evidențiază în spectrele de interferență a transparenței și în spectrele constantelor optice n și k . În figura 2.6 sunt reprezentate aceste particularități pentru probele cu grosimea $3,7 \mu m$, în care au fost depistate benzile B și C la polarizarea $E \perp c$. În același timp, benzile a_1 și a_2 nu sunt prezente.

Un aspect al interferenței spectrelor de transparență prezentate în fig. 2.6 sunt liniile de interferență modulate în benzi mult mai rare, marcate ca x_1 , x_2 , etc. O astfel de modulare a spectrelor de interferență se observă în cristalele, în care există birefringența. Spectrele de interferență sunt remodate, pentru fiecare polarizare în cristalele $ZnAs_2$, deoarece aceste monocristale posedă simetrie monoclinică. Spectrele de interferență sunt practic identice la polarizarea $E \perp c$, pentru cristalele cu grosimea $3,7$ și $7,0 \mu m$. Indicele de refracție este calculat în regiunea interferenței, ținând cont de lungimea de undă a maximelor (minimelor) și utilizând

condițiile de interferență. Condiția de interferență $(N_1\pi + \pi/2) = 2\pi nd/\lambda_1$ și $(N_2\pi + \pi/2) = 2\pi nd/\lambda_2$ este valabilă pentru benzile determinate de lungimile de undă λ_1 (cu număr arbitrar N_1) și λ_2 (cu număr arbitrar N_2). Din diferența acestor două expresii rezultă, că indicele de refracție $n = M[2d(\gamma_1 - \gamma_2)]^{-1}$, unde $M = N_2 - N_1$, d – grosimea cristalului și $\gamma_1 = 1/\lambda_1$, $\gamma_2 = 1/\lambda_2$. Valorile obținute ale indicelui de refracție la polarizarea $E \perp c$ sunt prezentate în fig. 2.6. În figură se observă o micșorare a indicelui de refracție în regiunea tranzițiilor electronice B, C și L și, de asemenea, o modificare a caracterului liniar al dependenței (a1) în regiunea 1,7eV.

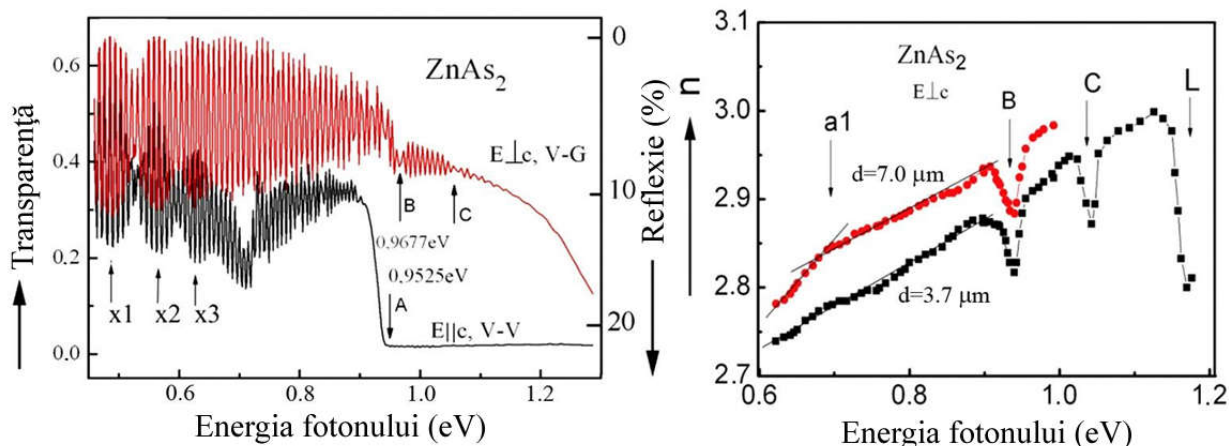


Fig. 2.6. Anizotropia spectrelor de interferență a transparenței în regiunea pragului de absorbție a cristalelor $ZnAs_2$ cu grosimea $3,7 \mu m$ și dependența spectrală a indicelui de refracție calculat conform relațiilor Kramers-Kronig pentru cristalele cu grosimea de $3,7$ și $7,0 \mu m$.

Spectrele de interferență în regiunea $0,7eV$ arată o micșorare substanțială a amplitudinii la polarizarea $E \parallel c$. Aceasta se explică prin existența unei benzi de absorbție, care se identifică doar la polarizarea $E \perp c$. Amplitudinea maximelor și minimelor se micșorează la polarizarea $E \parallel c$ odată cu apropierea de pragul de absorbție. În fig. 2.7 sunt prezentate spectrele de interferență și indicele de refracție n și cel de extincție k , calculați conform relațiilor Kramers-Kronig. În spectrele calculate este evidentă o bandă de absorbție la energia $0,7eV$. Coeficientul de absorbție posedă un maximum $a1$ la această energie, iar indicele de refracție posedă o dispersie extraordinară (odată cu creșterea energiei se micșorează indicele de refracție).

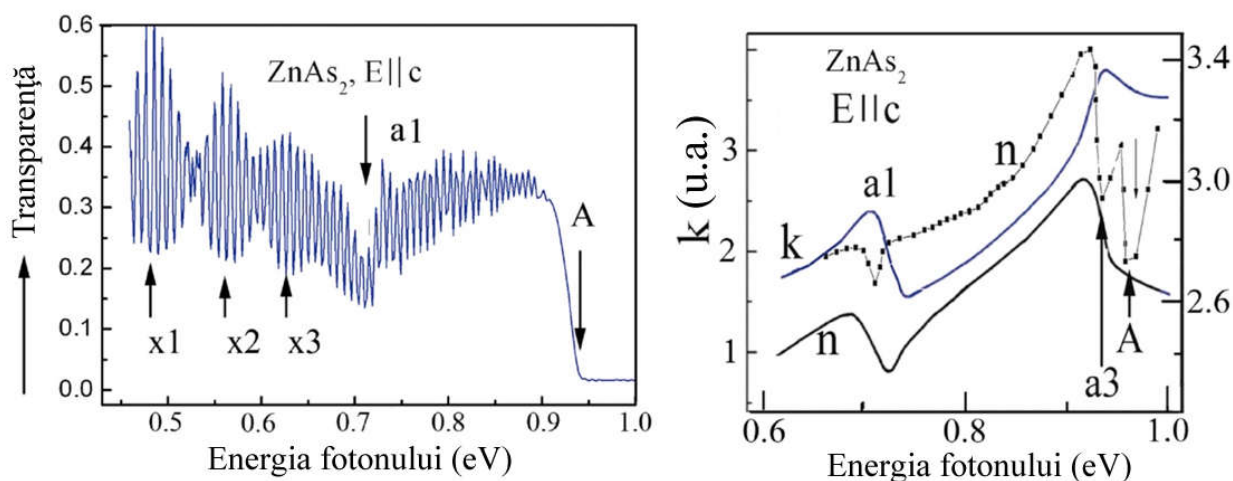


Fig. 2.7. Interferența spectrelor de transparență T ale cristalele $ZnAs_2$ ($d = 3,7 \mu m$) la polarizarea $E||c$ și temperatura 300 K și dependența spectrală a indicelui de refracție n și coeficientul de extincție k , calculat conform relațiilor Kramers-Kronig (curbele continue). Curba punctată reprezintă indicele de refracție calculat din spectrele de interferență.

Banda a2, practic, nu este depistată în spectrele de interferență ale cristalele studiate. Particularitatea a3 este observată în intervalul de energii 0,8 – 1,0 eV și este condiționată de stările impurităților. Banda A este determinată de tranzițiile electronice directe permise $\Gamma_7 - \Gamma_6$ în centrul zonei Brillouin. Prezența liniilor de interferență modulate în benzile X1, X2,... demonstrează interferența dintre undele ordinare și extraordinare într-un cristal anizotrop.

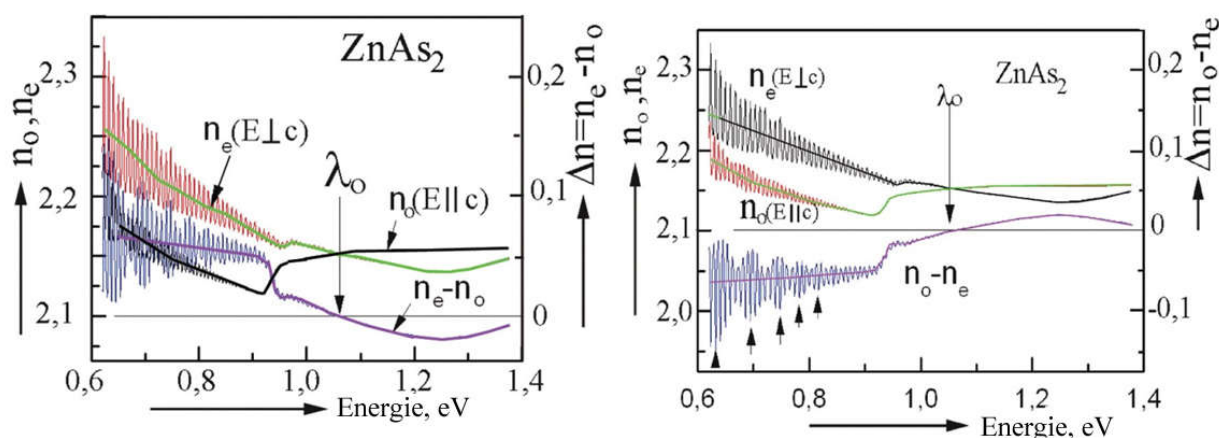


Fig. 2.8. Dependența spectrală a indicilor de refracție n_o , n_e și $\Delta n = n_o - n_e$ (curbele continue) pentru cristalele $ZnAs_2$. Contururile spectrelor de interferență sunt suprapuse pe curbele indicilor de refracție, din care sunt calculați acești indici.

Indicii de refracție n_o , n_e și $\Delta n = n_o - n_e$ (curbele continue) pentru cristalele $ZnAs_2$ sunt suprapuse pe contururile spectrelor de interferență, din care au fost calculați indicii de refracție

reprezentați în fig. 2.8. Diferența valorii $\Delta n = n_o - n_e$ și valorii $-\Delta n = n_e - n_o$ intersectează axa nulă la valoare lungimii de undă λ_o , care corespunde energiei 1,06eV.

Rezultatele au fost publicate în lucrarea [31 – 36, 51].

2.4. Interferența undelor ordinare și extraordinare în cristalele ZnAs₂

Caracterul tranzițiilor electronice este determinat de către regulile de selecție ale tranzițiilor (permise, interzise). De aceste reguli depinde valoarea absorbției și a constantei dielectrice la polarizare (perpendicular/paralel) și, respectiv, semnul birefringenței. Dispersia indicilor de refracție n_o și n_e este determinată de particularitatea structurii benzilor, care determină anizotropia pragului de absorbție intrazonale al cristalului la polarizările $E \perp c$ ($E \parallel c$) și $E \parallel c$ ($E \perp c$). Aceste particularități contribuie la creșterea rapidă a unuia din indicii de refracție, odată cu apropierea de pragul absorbției fundamentale.

Partea imaginară a constantei dielectrice complexe este determinată ca:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{2\hbar\omega}{E_0^2\omega\varepsilon_0} W_{CV}, \quad (2.13)$$

unde: W_{CV} - probabilitatea tranzițiilor electronice

$$W_{CV} = \frac{4\pi}{\hbar} \frac{e^2}{m^2} \frac{A_0^2}{(2\pi)^3} \int |\Pi_{CV}^e|^2 \delta(E_C - E_V - \hbar\omega) d^3k, \quad (2.14)$$

A – potențialul vectorial:

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = A_0 \vec{e} \cdot \omega_0 \sin(\vec{k}\vec{r} - \omega t). \quad (2.15)$$

Respectiv, partea imaginară a constantei dielectrice complexe este:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{e^2}{m^2\omega^2\pi^2\varepsilon_0} \int_{\Omega} |\Pi_{CV}^e|^2 \delta(E_{CV} - \hbar\omega) d^3\vec{k}, \quad (2.16)$$

unde δ - este funcția, care determină aplicarea legii conservării energiei.

Tranzițiile electronice sunt posibile, atunci când energia fotonului este egală cu intervalul energetic $E_C - E_V$. Aceasta este prima condiție necesară (regulă de selecție) pentru apariția tranzițiilor electronice. Mai mult ca atât, $\varepsilon_2(\omega)$ depinde de elementul matriceal $|\Pi_{CV}^e|^2$, a cărui valoare este determinată de către funcțiile de undă ale stărilor inițială și finală ale tranziției. În cazul cristalelor anizotrope, aceste corelații trebuie studiate pentru fiecare polarizare în parte. La polarizarea permisă, coeficientul de absorbție și $\varepsilon_2(\omega)^{\text{permis}}$ sunt esențial mai mari decât valorile respective pentru polarizarea interzisă $\varepsilon_2(\omega)^{\text{interzis}}$ ($\varepsilon_2(\omega)^{\text{permis}} \gg \varepsilon_2(\omega)^{\text{interzis}}$).

Propagarea radiației electromagnetice într-un mediu transparent este descrisă de ecuația de undă, obținută din expresiile lui Maxwell:

$$\Delta E = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (2.17)$$

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

unde: E – vectorul câmpului electric al unei electromagnetice; ε – conductibilitatea dielectrică a cristalului, descrisă în sistemul de coordonate de către tensorul simetric de ordinul doi; ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} – componentele independente ale constantei dielectrice diferite de valoarea zero.

Secțiunea indicativei optice cu planul perpendicular pe axa X a radiației, care se propagă de-a lungul axei X a unui cristal uniaxial, reprezintă o elipsă cu semiaxe, egale cu ε_{yy} și ε_{zz} . În acest caz, ecuația (2.17), scrisă sub formă de matrice, are forma:

$$\frac{\partial^2}{\partial X^2} \begin{pmatrix} E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{C^2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Transformarea tensorului conductibilității dielectrice a cristalului în formă diagonală (2.18) este posibilă doar admitând lipsa interacțiunii undelor polarizate în plane, respectiv, perpendiculare. Dacă interacțiunea există, atunci ea este descrisă în tensorul conductibilității dielectrice de către elementele matriceale non diagonale diferite de zero.

$$\frac{\partial^2}{\partial X^2} \begin{pmatrix} E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{C^2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y \\ E_z \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

În caz, când interacțiunea lipsește, adică $\varepsilon_{yz} = 0$, expresia (2.20) are soluții, care sunt caracterizate de către valorile $k_o = (2\pi n_o/\lambda)$ și $k_e = (2\pi n_e/\lambda)$, unde k_o și k_e sunt valorile vectorului de undă al undelor ordinară și extraordinară, respectiv.

$$N_o^2 = \varepsilon_{yy}, n_e^2 = \varepsilon_{zz} \quad (2.21)$$

În caz când $\varepsilon_{yz} \neq 0$, soluția ecuației (2.20) are următorul rezultat [41, 42].

$$k_+ = 2\pi n_+/\lambda, K_- = 2\pi n_-/\lambda, \quad (2.22)$$

unde:

$$n_+ - n_- = [1 + Y^2(\lambda)] / 2\varepsilon_{yz}/n; \quad (2.23)$$

$$n = (n_e + n_o)/2 - \text{indicele de refracție mediu; } Y(\lambda) = n(n_e - n_o)/\varepsilon_{yz} = (n_e^2 - n_o^2)/2\varepsilon_{yz}.$$

Prezența undelor ordinară și extraordinară în cristal, pentru care există doi indici de refracție n_o și n_e , contribuie la apariția interferenței dintre aceste două unde. Dacă indicii de refracție n_o și n_e se intersectează la o oarecare lungime de undă, atunci are loc schimbul de

energie între aceste două unde. Această lungime de undă este numită *lungime de undă izotropă* (sau *punct izotrop*).

Valoarea Y se schimbă brusc în punctul izotrop (PI). Dacă $\varepsilon_{yz}=10^{-6}$, atunci Y variază de la 0 până la 10^3 , pe când $\Delta n=n_e - n_o$ se schimbă de la 0 până la 10^{-3} [42]. Atunci când lungimea de undă este mult mai mare ca λ_o , valoarea Y este mai mare, dar variază neesențial la variația lui λ . Din (2.23) rezultă, că pentru această regiune $n_+ - n_- = n_e - n_o$. Astfel, în vecinătatea lui λ_o , limitată de intervalul spectral unde Y variază brusc, modele ordinară și extraordinară își pierd valoarea, dar obțin un sens real înafara acestui interval. Aceeași concluzie poate fi făcută și în cazul analizei planului de polarizare a oscilațiilor cu n_+ și n_- în afara regiunii aferente PI [41, 42].

Fizic aceasta înseamnă, că o interacțiune mult mai efectivă a modelor, adică pomparea energiei dintr-o oscilație în alta, are loc în PI al cristalului, fiind determinată de către valoarea elementului de legătură dintre mode ε_{yz} . Dacă $|n_e - n_o| \gg \varepsilon_{yz}$, atunci în cristal se propagă două mode, care practic, nu interacționează, cu indicii de refracție n_o și n_e . Partea energiei, care este transmisă de la moda polarizată de-a lungul axei Y în moda polarizată de-a lungul axei Z , se determină conform expresiei (2.24), în funcție de distanța X [41]:

$$J_T(X, \lambda) = [J_y(x)J_z(x)]^{0.5} |\beta|^2 \frac{\sin^2 \left[\left(|\beta|^2 + \left(\frac{\Delta K}{2} \right)^2 \right)^{0.5} X \right]}{|\beta|^2 + \left(\frac{\Delta K}{2} \right)^2} \quad (2.24)$$

În expresia (2.24), $J_y(x)$ reprezintă intensitatea modei polarizate după axa Y , în funcție de distanța parcursă de undă în cristal X , în lipsa interacțiunii modelor; $J_z(x)$ – intensitatea modei polarizate după axa Z , β – parametrul proporțional cu ε_{zz} , care caracterizează interacțiunea.

$$\beta = \pi \varepsilon_{yz} / n \lambda, \quad \Delta k = k_e - k_o = 2\pi(n_e - n_o) / \lambda \quad (2.25)$$

În regiunea transparenței cristalului absorbția este minimă. Produsul intensității modelor polarizate după axele Y și Z este egală cu intensitatea radiației incidente pe cristal J_o , adică $(J_y(x)J_z(x) = J_o^2)$. În punctul izotrop al cristalului, unde $\Delta k = 0$, este asigurată următoarea condiție:

$$J_T(x, \lambda_o) = J_o \sin^2 |\beta| x. \quad (2.26)$$

Apariția elementului non diagonal al tensorului conductibilității dielectrice ε_{zz} este condiționată de dispersia spațială. Tensorul conductibilității dielectrice a cristalului $\varepsilon(\omega, K)$ depinde de frecvența ω și de vectorul de undă k . Prezența în cristal a două tipuri de unde ordinară și extraordinară, pentru care există doi indici de refracție n_o și n_e , contribuie la apariția interferenței între aceste unde. Spectrele de interferență Fabry-Perot, în astfel de

cristale, reprezintă o succesiune de benzi cu linii de interferență înguste, modulate în benzi mult mai largi. Structura benzilor cu linii înguste (a_1, a_2, \dots, a_n , fig.2.9) și a benzilor largi (1, 2, ..., fig. 2.9) este observată în cristalele plasate între polarizatori paraleli sau perpendiculari. Indicii de refracție n_o sunt determinați luând în considerație grosimea cristalului și lungimea de undă a maximelor liniilor de interferență înguste. Valorile $\Delta n = n_o - n_e$ au fost determinate utilizând grosimea cristalului și lungimea de undă pentru benzile largi.

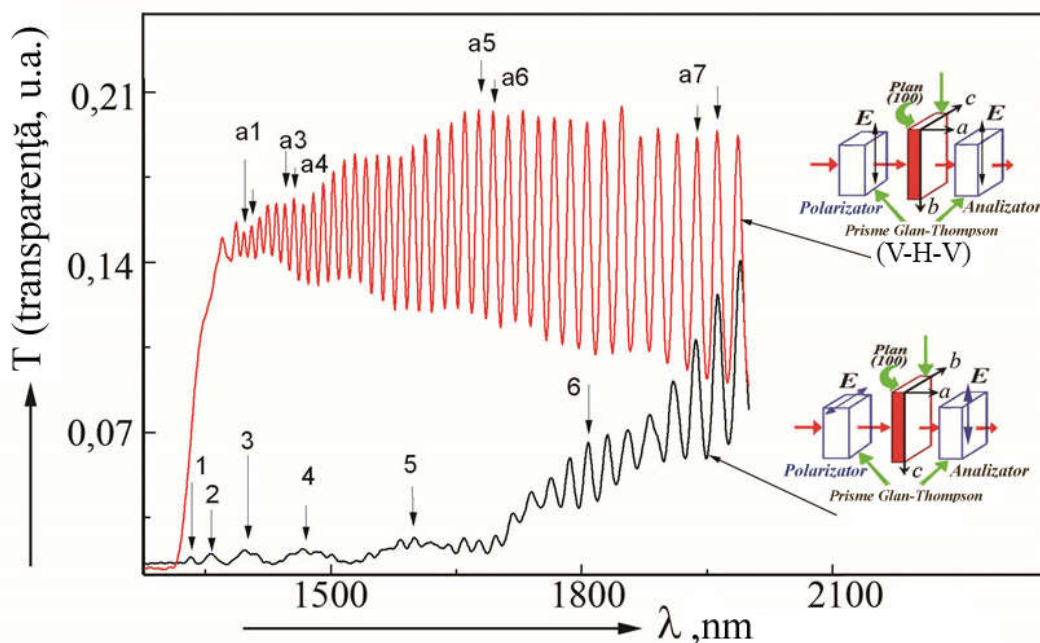


Fig. 2.9. Spectrele de interferență ale cristalelor $ZnAs_2$ plasate între polarizatori paraleli (abrevierea cu geometria V-H-V) și între polarizatori perpendiculari (abrevierea H-V-V).

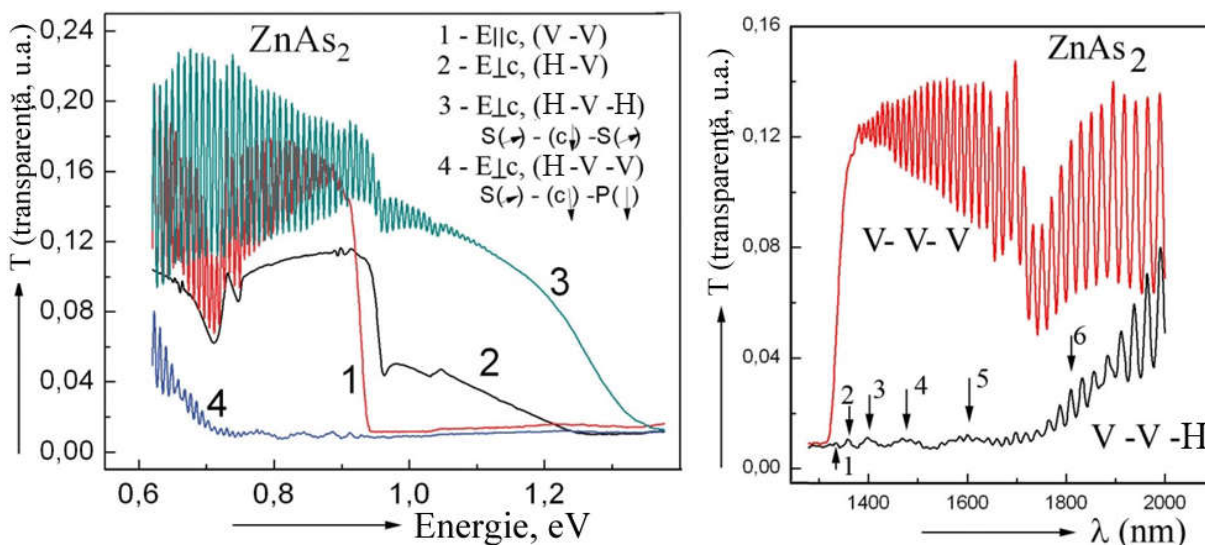


Fig. 2.10. Spectrele de interferență ale cristalelor $ZnAs_2$ plasate între polarizatori paraleli și perpendiculari, pentru diferite geometrii.

În figura 2.10 sunt prezentate spectrele de interferență a transparenței cristalelor $ZnAs_2$ la polarizarea $E||c$ (dependența 1), spectrele de transparență (dependența 2) și interferența transparenței la polarizarea $E\perp c$ (dependența 3). Dependența 3 corespunde măsurărilor cristalelor poziționate între polarizatori paraleli, iar dependența 4 – între polarizatorii perpendiculari. În partea din dreapta a figurii sunt reprezentate spectrele de interferență pentru geometria V-V-V și V-V-H, în care se accentuează mai evident benzile de interferență înguste și cele largi (1, 2, ...).

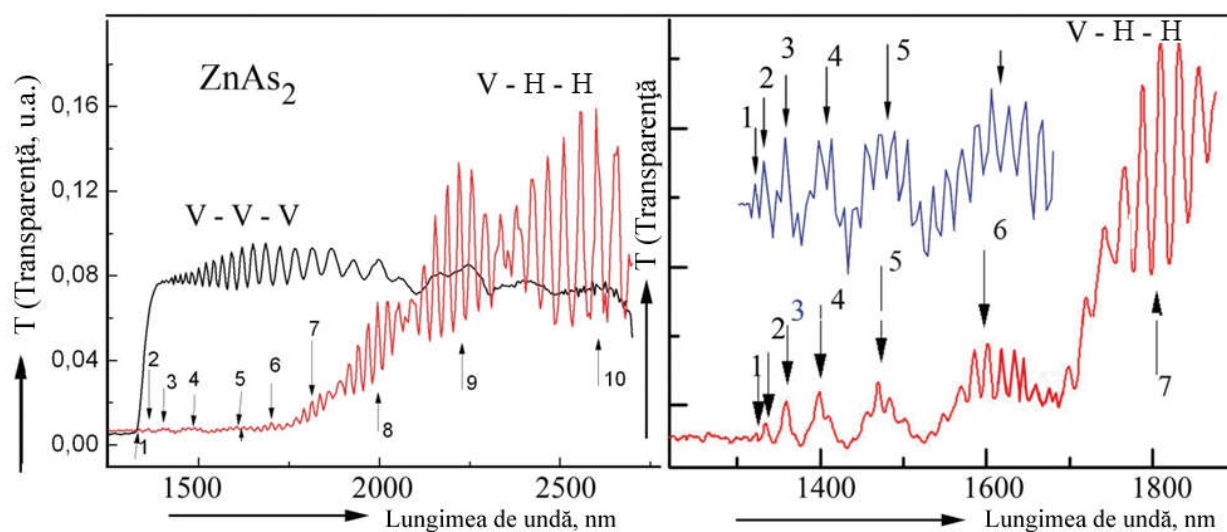


Fig.2.11. Spectrele de interferență a transparenței cristalelor $ZnAs_2$ cu grosimea $d=0,5\mu m$, pentru geometria V-V-V și V-V-H.

În figura 2.11 sunt prezentate spectrele de interferență a transparenței cristalelor cu grosimea $d=0,5\mu m$ pentru geometria V-H-H, în care se observă benzile 1, 2, ..., 10. Pentru a evidenția domeniul lungimilor de undă scurte, spectrul este prezentat la o scară mai largă (fig. 2.11). În fig. 2.12 sunt prezentate spectrele de interferență a transparenței pentru geometria V-V-H, măsurate pentru proba cu grosimea $d=0,5\mu m$. Dependența spectrală a indicelui de refracție n_o pentru undele ordinare a fost obținută ținând cont de poziția lungimilor de undă ale maximelor (minimelor) concentrate în benzile largi (fig. 2.12). Valoarea $\Delta n=n_o-n_e$ a fost calculată ținând cont de lungimile de undă în maximul (minimul) benzilor largi 1, 2, 3, etc.

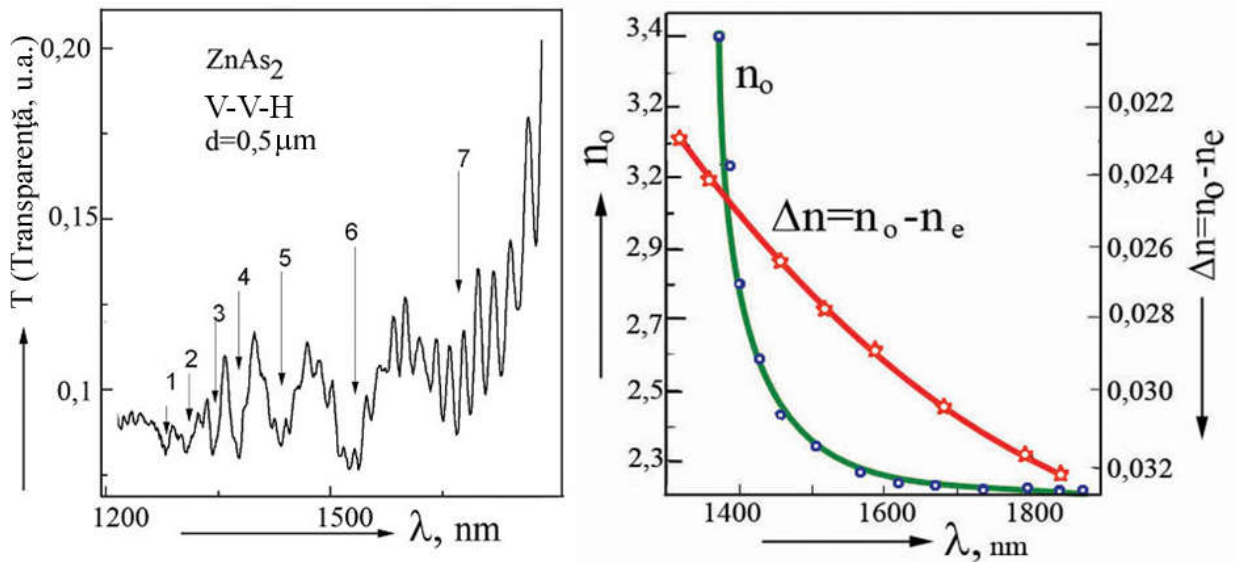


Fig. 2.12. Spectrele de interferență a transparenței cristalelor ZnAs₂ pentru geometria V-V-H și valorile calculate ale indicelui de refracție n₀ și Δn=n₀-n_e.

2.5. Polaritonii excitonici în cristalele ZnAs₂

Monocristalele ZnAs₂ se cristalizează într-o rețea cu grupul spațial $C_{2h}^5 = P2_1/c$ cu 8 unități componente în celula elementară și cu parametrii rețelei cristaline $a=8,85 \text{ \AA}$, $b = 7,21 \text{ \AA}$, $c = 7,56 \text{ \AA}$, $\beta = 102,3^\circ$. Primele cercetări ale anizotropiei proprietăților optice în regiunea absorbției fundamentale au fost efectuate în lucrările [2, 28]. În aceste lucrări este arătat, că pragul de absorbție depinde de polarizare. În regiunea transparenței absorbția este mai puternică la polarizarea E||c decât la polarizarea E⊥c [28 – 30]. Pentru polarizarea E||c creșterea bruscă a coeficientului de absorbție la temperatura 300K are loc începând cu energia 0,91 eV, iar pentru polarizarea E⊥c – începând cu energia 0,9 eV. La micșorarea temperaturii, pragurile de absorbție se deplasează în direcția energiilor cu valori mai mari. Coeficientul de deplasare $\beta = \frac{\Delta E}{\Delta T}$, dependent de temperatură, are valoarea $3,1 \times 10^{-4} \text{ eV/rad}$ pentru polarizarea E||c și $4,6 \times 10^{-4} \text{ eV/rad}$ pentru polarizarea E⊥c. O astfel de diferență a coeficienților de deplasare a pragului de absorbție în funcție de temperatură a fost observată și în alte cristale ale grupului II – V [27 – 30]. Stările excitonice în regiunea pragului de absorbție ale cristalelor ZnAs₂ au fost studiate în [41, 42]. În aceste lucrări sunt depistate, în mare măsură, stările-S ale excitonilor. Spectrele excitonice de reflexie ale liniei n=1, pentru temperatura 77K, sunt determinate în [38, 39] utilizând relațiile Kramers-Kronig, adică fără a ține cont de teoria polaritonilor, prezența stratului mort și corelarea dintre reflexie și absorbție. Benzi intense de absorbție sunt depistate în spectrele de transparență și absorbție ale cristalelor ZnAs₂ la energiile 1,0420eV și 1,0507eV, care sunt condiționate de stările n=1 și n=2 ale excitonilor $\Gamma_2^-(z)$, fig. 2.13. Maximele C și D sunt observate în regiunea

energiilor mari cu valorile 1,0675 eV și 1,0900 eV. În regiunea lungimilor de undă lungi ale liniei $n=1$ există maximumul $a3$ la energia 1,039 eV. În partea dreaptă a figurii sunt expuse spectrele de reflexie și transparență la polarizarea $E||c$, în regiunea rezonanței excitonice.

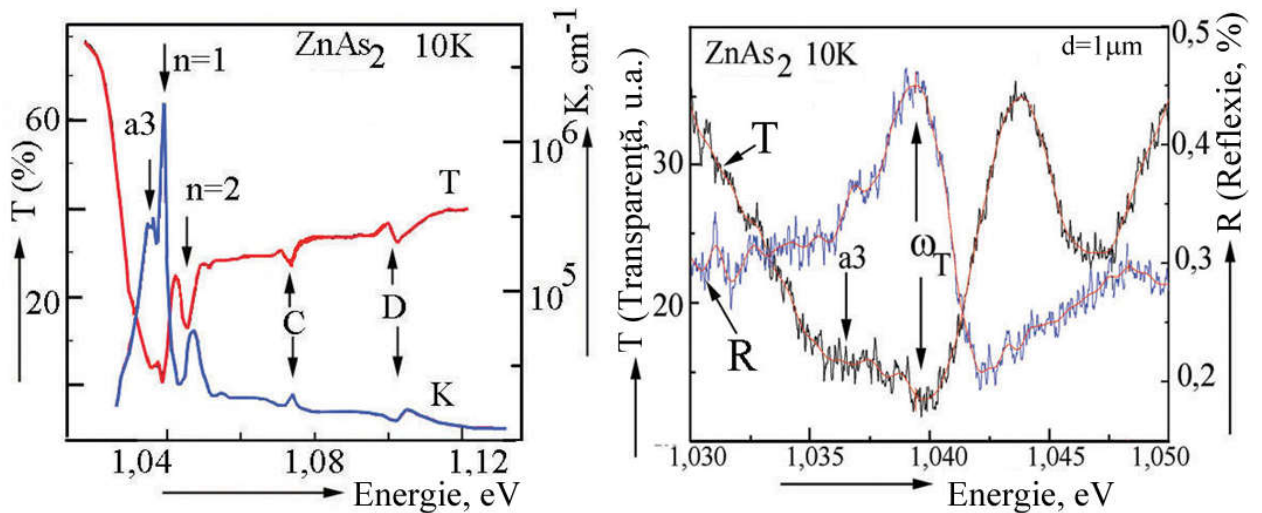


Fig. 2.13. Spectrele de transparență (T), spectrele de absorbție (K) și spectrele de reflexie (R) ale cristalelor $ZnAs_2$ la polarizarea $E||c$ și temperatura 10K.

În figura 2.14 sunt prezentate spectrele de reflexie ale monocristalelor $ZnAs_2$ obținute din fază lichidă și gazoasă. Liniile $n=1$ la energia 1,0405eV, $n=2$ la energia 1,0498eV și $n=3$ la 1,0517eV sunt depistate în spectrele de reflexie ale cristalelor crescute din fază gazoasă (prima parte, fig. 2.14) la polarizarea $E||c$ și temperatura 10K. Valoarea reflexiei pentru linia $n=1$ se schimbă de la 15% până la 50%. Constanta Rydberg a excitonilor liberi, calculată după poziția energetică a liniilor $n=1$ și $n=2$, constituie 12,4 meV, iar cea calculată după liniile $n=2$ și $n=3$ este egală cu 13,6 meV. Utilizând energia de legătură a excitonului egală cu 13,6 meV, a fost determinată lărgimea benzii energetice interzise $E_g = 1.0539$ eV. Energia de legătură a excitonului 12,4 meV, obținută din calculele conform liniilor $n=1$ și $n=2$, este apropiată de valoarea 12,0 meV, valoare prezentată și în lucrarea [41]. Evident este faptul, că valoarea constantei Rydberg, calculată conform liniilor $n=2$ și $n=3$, este puțin mai mare (aproximativ cu 1 meV). Aceasta este, probabil, legat de ecranarea stărilor excitonice $n=1$ de către potențialul Coulomb. O astfel de situație a fost observată în toate spectrele excitonice ale cristalelor CuO_2 și a cristalelor grupului $A^{II}B^{VI}$.

Seria de tip hidrogen (notată ca - seria C) este depistată în cristalele $ZnAs_2$. Excitonul de tip singlet, electric bipolar, al simetriei $\Gamma_2^-(z)$ este permis conform regulilor de selecție în cristalele cu simetria C_{2h}^5 la polarizarea $E||c$ [42, 31 – 36].

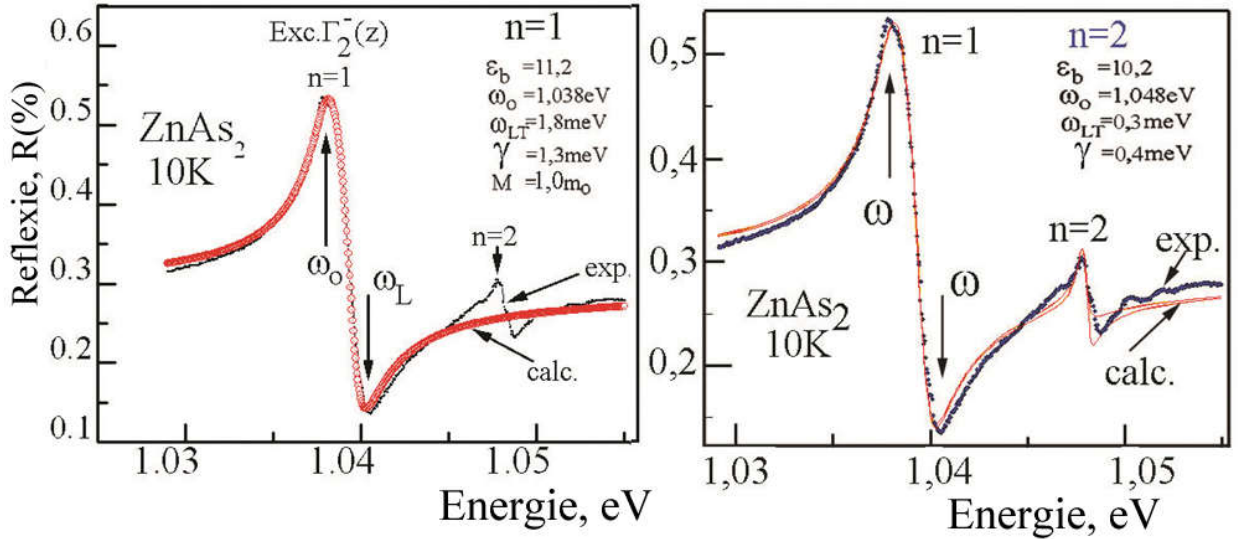


Fig. 2.14. Spectrele de reflexie ale cristalelor ZnAs₂ obținute din fază lichidă (partea stângă) și gazoasă (partea din dreapta) la temperatura 10K și polarizarea E||c (linia continuă – date experimentale, linia întreruptă – calcule teoretice).

În limitele teoriei, în care se ia în calcul dispersia spațială (DS), cu condiția existenței stratului „mort” al lui Thomas Hapfield la hotarul cristalului, pe suprafața interioară a căruia sunt valabile condițiile de limită adiționale ale lui Pekar, conductibilitatea dielectrică a medului, în regiunea rezonanței excitonice, are următoarea formă [42]:

$$\varepsilon(\omega, \vec{k}) = \varepsilon_F + \frac{2\varepsilon_0\omega_{LT}\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2M}\omega_0 - i\gamma\omega} \quad (2.27)$$

unde: ε_F este conductibilitatea dielectrică de fond, condiționată de aportul tuturor mecanismelor de interacțiune, cu excepția oscilatorului studiat; ω_0 - frecvența excitonică transversală, $M = m_C^* + m_V^*$ - masa translațională a excitonului; k - vectorul de undă, $\omega_{LT} = \omega_L - \omega_0$ - despicarea transversal-longitudinală; ω_L - frecvența longitudinală a excitonului.

În cazul incidenței normale a luminii pe interfața *cristal* – *MC (strat mort)* – *vid*, coeficientul de reflexie pentru cristalul izotrop se determină cu ajutorul următoarei expresii:

$$R = \frac{\left| \left(\frac{1-n_0}{1+n_0} \right) + \left(\frac{n_0-n^*}{n_0+n^*} \right) e^{i2kn_0t} \right|^2}{\left| 1 + \left(\frac{1-n_0}{1+n_0} \right) \left(\frac{n_0-n^*}{n_0+n^*} \right) e^{i2kn_0t} \right|^2} \quad (2.28)$$

unde: $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0}$; $n^* = \frac{n_1 n_2 + \varepsilon_0}{n_1 + n_2}$; t - adâncimea stratului „mort”; k - vectorul de undă al

excitonului; n_1, n_2 – indicii de refracție ai undelor transversale, ținând cont de dependența de factorul de stingere (atenuare) γ [42]. Constanta dielectrică de fond se estimează din datele măsurării coeficientului de reflexie în domeniul IR (400 cm^{-1}) și IR apropiat (12000 cm^{-1}). În afara regiunii de rezonanță excitonice ($\nu=4000-3000 \text{ cm}^{-1}$) valorile $\varepsilon_d(E\parallel c)$ și $\varepsilon_d(E\perp c)$ au valori 8,67 și 8,28, respectiv. Coeficientul de reflexie are valori 0,24 – 0,25 în regiunea rezonanței excitonice, iar ε_d se schimbă în intervalul 9,8 – 10,2. În calcule a fost utilizată valoarea constantei dielectrice de fond, în apropierea rezonanței excitonice. Masa efectivă redusă este $\mu=\varepsilon_b^2 R/R_H=0,09m_0$, în cazul când $\varepsilon_d=10,2$, valoare caracteristică pentru excitonul $\Gamma_2^-(z)$ cu cea mai mare lungime de undă (unde $R=0.024 \text{ eV}$ – constanta Rydberg a excitonului $\Gamma_2^-(z)$ și $R_{H_2}=13,6 \text{ meV}$ – energia Rydberg al atomului de hidrogen). Raza Bohr (a_B) a stării-S a excitonului $\Gamma_2^-(z)$ este egală cu $0.3\times 10^{-6} \text{ cm}$ [42]. Calculele pe baza spectrului de reflexie al cristalelor crescute din fază lichidă permit o corelare satisfăcătoare a experimentului și teoriei pentru următorii parametri ai stării $n=1$: $\omega_0 = 1,0403 \text{ eV}$, $\omega_{LT} = 1,8 \text{ meV}$, $M=1m_0$, $\varepsilon_b=11,2$; $\gamma=1,3 \text{ meV}$ și $L = 15 \text{ \AA}$ [42]. Pentru starea $n=2$ parametrii sunt următorii: $\omega_0 = 1,048 \text{ eV}$, $\omega_{LT} = 0,3 \text{ meV}$, $\varepsilon_b = 10,2$; $\gamma = 0,3 \text{ meV}$.

Maximele excitonice $n=1, 2$ și 3 (partea stângă, fig. 2.14) sunt, de asemenea, depistate în spectrele de reflexie ale cristalelor ZnAs_2 , cristale crescute din fază lichidă cu suprafața formată prin despicare, și măsurate la polarizarea $E\parallel c$ și temperatura 10K [38, 42]. Conturul spectrelor de reflexie al liniei $n=1$ se schimbă în limitele 15 – 45%. Maximul de reflexie $n=1$ este observat la energia 1,0399 eV, $n=2$ la 1,0499 eV și $n=3$ la 1,0518 eV. Starea excitată $n=3$ se observă foarte slab. Valoarea energiei de legătură a excitonului, calculată conform poziției liniilor $n=1$ și 2 este egală cu 13,3 meV, iar conform poziției liniilor $n=2$ și 3 , este egală cu 13,7meV. Calculele conturului spectrului de reflexie al stării excitonice de bază, efectuate pe baza stărilor sus menționate oferă o corelare satisfăcătoare a experimentului și teoriei pentru următorii parametri: $E_{ot} = 1,039 \text{ eV}$, $E_{LT} = 1,7 \text{ meV}$, $M = 1 m_0$, $\varepsilon = 11$, $\gamma = 1,5 \text{ meV}$ și $L = 10 \text{ \AA}$, $E_g = 1.0536 \text{ eV}$ [42]. Din datele experimentale este evident, că parametrii excitonilor sunt la fel pentru cristalele crescute prin diferite metode. Seria de tipul hidrogenului A ($E\parallel c$) depistată în spectrele de reflexie și absorbție ale ZnAs_2 reprezintă un exciton singlet al simetriei $\Gamma_2^-(z)$ permis la polarizarea $E\parallel c$.

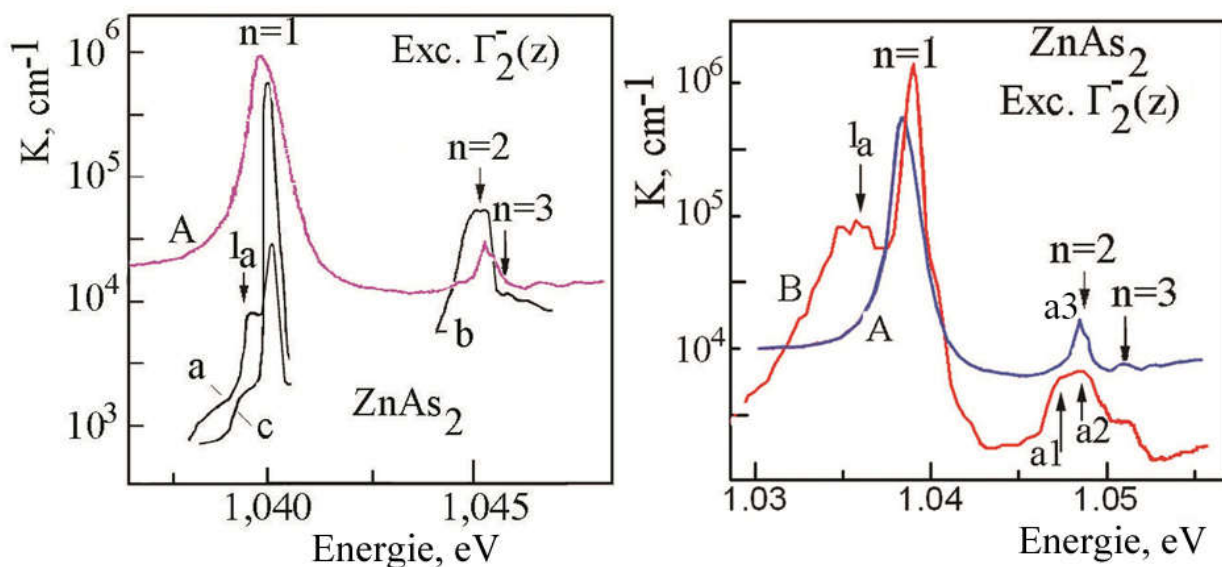


Fig. 2.15. A – Spectrele de absorbție ale cristalele ZnAs₂ la polarizarea E||c obținute din calculele spectrelor de reflexie conform relațiilor Kramers-Kronig; B – spectrul de absorbție obținut din spectrul de transparență. Fragmentul a – reprezintă spectrele de absorbție în cazul luminii nepolarizate și fragmentele b, c – în cazul polarizării E||c (curbele a, b nu corespund scării conform axei K).

Spectrele de absorbție ale cristalele ZnAs₂, pentru polarizarea E||c, obținute din calculele spectrelor de reflexie, conform relațiilor Kramers-Kronig (curba A, fig. 2.15), sunt suprapuse cu spectrele de absorbție obținute din calculele spectrelor de transparență (a, c și B). Particularitatea notată ca a3 și maximul stării excitate n=2 posedă caractere de dublet pentru regiunea lungimilor de undă lungi ale stării de bază n=1. Aceste particularități sunt, cel mai probabil, condiționate de faptul, că în structura monoclinică, la care se atribuie cristalul ZnAs₂, sunt posibile și alte serii excitonice, active la polarizarea E||a și E⊥b.

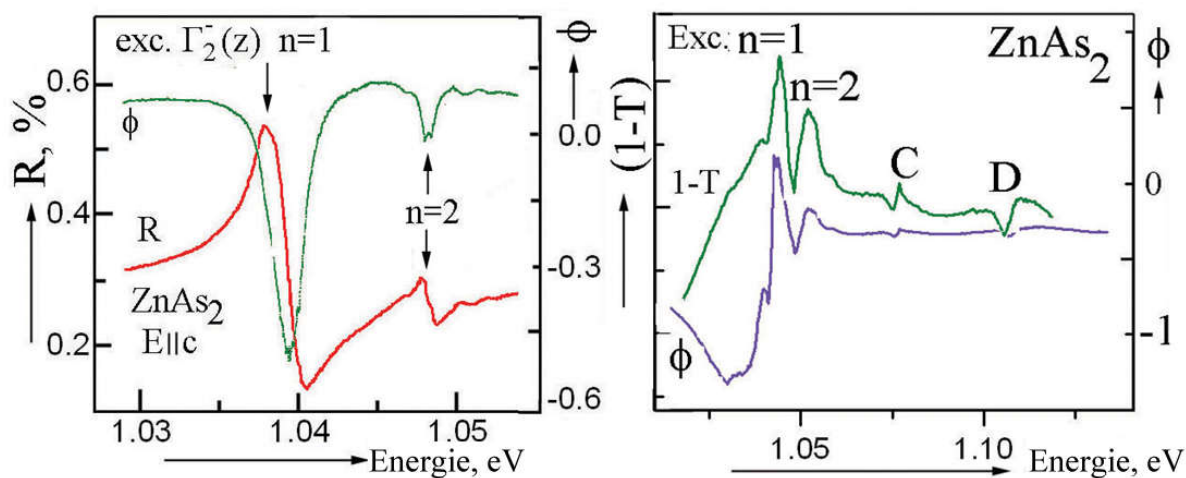


Fig. 2.16. Dependența spectrală a amplitudinii coeficientului de reflexie R, a amplitudinii 1-T și a fazei razei reflectate phi la polarizarea E||c.

În regiunea seriei excitonice există, nu doar schimbarea amplitudinii coeficientului de reflexie, dar și schimbarea fazei (ϕ) a razei reflectate (fig. 2.16). Faza razei reflectate a fost calculată cu ajutorul relațiilor Kramers-Kronig din spectrele de reflexie (partea stângă, fig. 2.16) și din spectrele 1-T (partea dreaptă, fig. 2.16). Din rezultatele calculelor este evident, că schimbarea maximală a valorii fazei are loc pentru valorile de rezonanță ale stărilor excitonice de bază ($n=1$) și a celor excitate ($n=2$). Dependența spectrală a fazei (ϕ) obținută din valorile $I-T$ este inversă față de faza obținută din calculele în baza coeficientului R . Particularități ale birefringenței se regăsesc la aceleași valori ale energiei (partea dreaptă, fig. 2.16), deoarece, în cristalele studiate, fenomenul birefringenței este destul de accentuat.

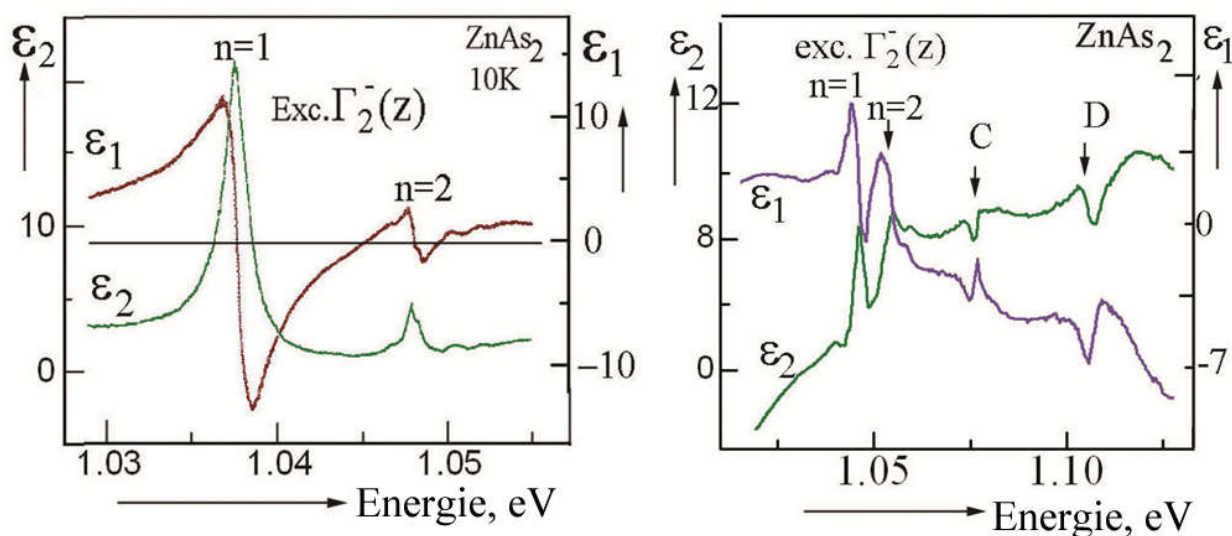


Fig. 2.17. Dependența spectrală a părții reale ϵ_1 și imaginare ϵ_2 ale constantei dielectrice complexe a cristalelor $ZnAs_2$ obținute din calculele spectrelor de reflexie (partea dreaptă) și din calculele 1-T (partea stângă).

În figura 2.18 este prezentată dispersia indicelui de refracție pentru ramurile de sus și jos ale polaritonilor excitonici $\Gamma_2^-(z)$ pentru cristalele $ZnAs_2$, obținute din calculele spectrelor de reflexie (curbele a , b). Punctele de pe curba a au fost obținute din calculele interferenței transparente. În figură este prezentată dispersia indicelui de refracție (n , curba c) a indicelui de extincție (k , curba d) calculată din spectrele de reflexie. Valoarea indicelui de refracție în regiunea 0,9 – 1,05 eV se schimbă de la 2,7 până la 6,1. În regiunea $E > 1,05$ eV și polarizarea $E \parallel c$ se observă linii slabe, care sunt reziduale ale polarizării $E \perp c$.

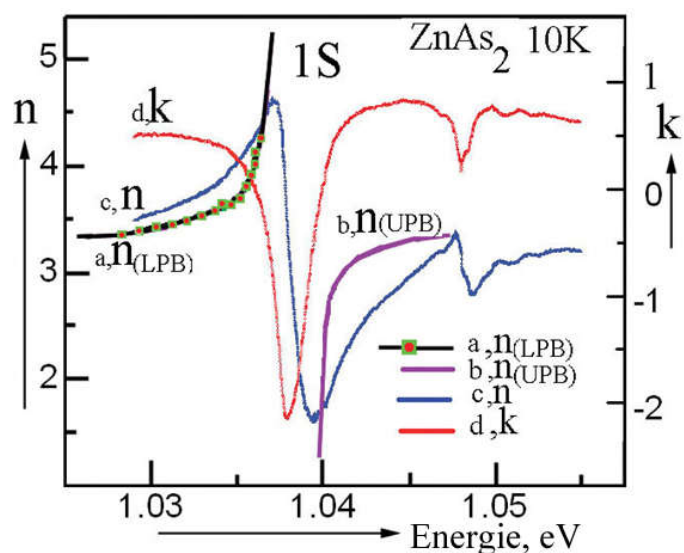


Fig. 2.18. Curbele de dispersie pentru ramurile de jos (a) și de sus (b) ale polaritonilor excitonici ai cristalele ZnAs_2 , calculați din spectrele de reflexie (linia continuă) și din interferența transparenței (linia cu puncte pătrate). Dispersia indicelui de refracție (n , curba c) a coeficientului de extincție (k , curba d) calculată din spectrele de reflexie.

Cristalele cu grosimi mari sunt opace pentru undele cu polarizarea $E \parallel c$ și, respectiv, spectrele de interferență nu sunt depistate. Valorile indicelui de refracție obținute pentru polarizarea $E \parallel c$ (curba cu puncte pătrate, fig. 2.18) confirmă pe deplin dependența de frecvență a ramurii polaritonice în regiunea „strangulației” spectrului. Dispersia indicelui de refracție obținută prin diferite metode de calcul, utilizând diferite curbe experimentale, corelează satisfăcător în regiunea „strangulației” spectrelor polaritonilor excitonici [43 – 50].

2.5.1. Spectrele ortoexcitonilor în cristalele ZnAs_2

Un maxim la energia 1,0392 eV se depistează la polarizarea $E \perp c$ în spectrele de absorbție (fig. 2.19). Banda este poziționată din partea lungimilor de undă lungi ale liniei excitonice $n_A=1$, depistată în spectrele de reflexie și absorbție, la polarizarea $E \parallel c$. Semilărgimea acestei benzi (1,0392 eV) constituie ~ 5 meV [42]. Liniile $n=2$ (1,0486 eV) și $n=3$ (1,0504 eV) se depistează, de asemenea, în regiunea lungimilor de undă scurte ale benzii $n=1$ la polarizarea $E \perp c$. Această serie de tip hidrogen, observată la polarizarea $E \perp c$ (denumită condiționat ca seria B), poate fi formată de către stările ortoexcitonului simetriei $2 \Gamma_1^- + \Gamma_2^-$ [41, 42], conform regulilor de selecție [41]. Aceste stări sunt interzise în aproximarea cuadrupolară electrică. Constanta Rydberg este egală cu 12,5 meV pentru seria B calculată conform poziției stărilor $n=1$ și 2, și 12,9 meV din calculele poziției liniilor $n=2$ și 3. Aceste valori nu se deosebesc esențial de datele

obținute pentru seria A excitonică singlet a simetriei $\Gamma_2^- (z)$. Energiile de legătură a excitonilor (constantele Rydberg) și poziția limitei de convergență a seriilor A și B, practic, coincid în cristalul ZnAs_2 .

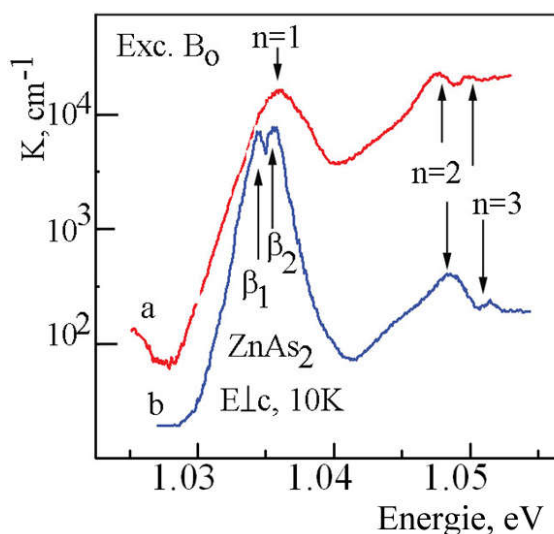


Fig. 2.19 Spectrele absorbție ale cristalului ZnAs_2 obținute din calculele spectrelor de transparență (curbele a pentru grosimile $408\mu\text{m}$ și curba b pentru grosimile $145\mu\text{m}$)

Spectrele de absorbție ale probelor obținute din fază gazoasă cu diferite grosimi ($200 - 450 \mu\text{m}$) au fost măsurate la polarizarea $E \perp c$. În figura 2.19 este prezentat spectrul de absorbție al cristalului ZnAs_2 cu grosimea de 408 și $145 \mu\text{m}$. Spectrul prezentat este caracteristic (tipic) pentru toate probele cu grosimile indicate. Un maxim cu o semilărgime mare la energia $1,0392\text{eV}$ este observat în spectrele de absorbție (transparență), polarizarea $E \perp c$. Banda este poziționată din partea lungimilor de undă lungi ale liniei excitonice $n=1$, depistată în spectrele de reflexie și absorbție la polarizarea $E \parallel c$. Semilărgimea acestei benzi ($1,0392 \text{ eV}$) constituie $\sim 5\text{meV}$. În unele probe, această bandă seamănă cu o structură dublet, dar totuși, structura dublet este slab accentuată. O semilărgime destul de mare și asimetria benzii se păstrează în toate probele. Pentru unele probe, asimetria este prezentă din partea lungimilor de undă lungi, iar în altele din parte celor scurte. Noi presupunem, că două maxime sunt comasate într-o singură bandă largă. Intensitatea și asimetria se determină de către aportul componentelor respective la polarizarea $E \parallel x$ și $E \parallel y$. Anume o astfel de particularitate este depistată în cristalele de ZnP_2 și corelează cu posibilele stări excitonice în cristalele grupului C_{2h}^5 [29, 30, 38, 39].

Liniile $n=2$ ($1,0486 \text{ eV}$) și $n=3$ ($1,0504 \text{ eV}$) sunt, de asemenea, depistate în regiunea lungimilor de undă scurte a benzii $n=1$, la polarizarea $E \perp c$. Astfel, se depistează o serie de tip hidrogen B_0 la polarizarea $E \perp c$. Conform regulilor de selecție, seria $-B_0$ poate fi formată de stările ortoexcitonului simetriei $2\Gamma_1^- + \Gamma_2^-$ [42]. Aceste stări sunt interzise în aproximarea cudropolară electrică. Conform regulilor de selecție, seria $-B_0$ poate fi formată de către stările

Rydberg ale seriei B, care este egală cu 12,5 meV, determinată din calculele poziției liniei n=1 și 2, și egală cu 12,9 meV pentru cea calculată după pozițiile liniilor n=2 și 3 este. Aceste valori nu se deosebesc cu mult de datele obținute pentru seria excitonică C singlet a simetriei $\Gamma_2^-(z)$. Constantele Rydberg excitonice, practic, coincid cu poziția limitei de coincidență a seriei B și C, în cristalele de ZnAs₂. Aceasta permite de a presupune, că seriile excitonice B și C sunt formate din funcțiile de undă ale uneia și aceleiași perechi de benzi electronice.

Banda largă de absorbție (transparentă) și apariția stării de dublet la polarizarea $E \perp c$ poate fi explicată prin faptul, că în grupul Abelian (clasa cristalină a simetriei C_{2h}) rămâne o degenerare de spin arbitrară pentru stările nS ale ortoexcitonului, în lipsa câmpului magnetic extern. Doar starea ortoexcitonului simetriei $2\Gamma_1^-(y)$ spectroscopic se poate accentua la polarizarea $E \parallel y(b)$, iar la polarizarea $E \parallel x(a)$ se accentuează starea $\Gamma_2^-(x)$ [42, 43 – 50]. Această anizotropie este rezultatul dispersiei spațiale $B_{n=1}(E \perp c)$ a stării ortoexcitonice.

Poziția energetică $B_0(n=1)$ a excitoniului diferă de energia excitonului longitudinal $A_0(n=1)$ cu 2,6 meV în cristalele ZnAs₂, adică valoarea despiciții cauzată de interacțiunea de schimb este egală cu 2,6 meV [29, 31, 32]. Distanța energetică $A_0(n=1)$ a excitonului diferă de energia excitonului transversal $C(n=1, 1,068 \text{ eV})$ cu 7 meV. Seria excitonică în ZnP₂ este cauzată de tranzițiile bipolare permise parțial către stările nS ale ortoexcitonului cu simetria $\Gamma_2^-(x)$, despiciat, de asemenea, de către interacțiunea de schimb cauzată de mixarea lor cu interacțiunea spin-orbitală a stării $\Gamma_2^-(z)$ [42, 43 – 50].

Maximul (1,039 eV) al stării de bază a ortoexcitonului $B_0(\omega_t)$ este distanțat de maximul stării de bază a excitonului singlet perpendicular, al simetriei $\Gamma_2^-(z)$, cu o distanță energetică $1,0 \pm 0,2 \text{ meV}$. Posibil este faptul, că maximul 1,039 eV cauzat de starea de bază a ortoexcitonului (n=1), așa ca și în cristalul ZnP₂, este despiciat de la starea dipol-activă a excitonului singlet $\Gamma_2^-(z)$ sub influența interacțiunii de schimb, care anulează degenerarea dintre stările singlet și triplet ale excitonului. În regiunea energiei $E > 1,06 \text{ eV}$ au fost depistate încă două maxime de absorbție B la energia 1,0675 eV și D la 1,09 eV. Cel mai probabil este faptul, că aceste structuri sunt condiționate de către tranzițiile despiciate din cauza interacțiunii spin-orbitale și câmpului cristalin din benzile de valență în benzile de conducție.

Astfel, din rezultatele experimentale prezentate rezultă, că în cristalele ZnAs₂ se depistează seria excitonică C, cauzată de către excitonii singlet ai simetriei $\Gamma_2^-(z)$ permiși la polarizarea $E \parallel c$. La polarizarea $E \perp c$ (interzisă pentru $E \parallel c$) se depistează o serie ortoexcitonică B a simetriei $2\Gamma_1^-(y) + \Gamma_2^-(x)$, slab permisă în aproximarea dipolică. Efectele polaritonice observate în cristalele ZnAs₂ sunt comune pentru toți excitonii în semiconductori. Parametrii de bază ai seriilor excitonice C și B demonstrează, că ei apar de la una și aceeași pereche de benzi cu electroni și goluri.

2.6. Structura benzilor energetice ale cristalelor $ZnAs_2$

Două legături cristaline $ZnAs_2$ și Zn_3As_2 se formează în grupul cristalelor A^2B^5 din cauza prezenței atomilor de As și Zn. Legătura $ZnAs_2$ se cristalizează într-o rețea monoclinică cu opt unități ale formulei într-o celulă elementară (grupul spațial $P2_{1/c}=C^5_{2h}$). Atomii de arseniu formează lanțuri, unde fiecare atom de Zn este tetraedric coordonat de către patru atomi de arseniu, fiecare atom de As cu câte doi atomi de Zn și doi atomi de As [52]. Legătura Zn_3As_2 se cristalizează într-o rețea tetragonală cu grupul spațial C^{12}_{4v} . Calculele teoretice ale structurii benzilor cristalelor Zn_3As_2 au fost efectuate într-un interval larg de energii ale tranzițiilor interzonale și în multe puncte ale zonei Brillouin [53]. Pe lângă aceasta, calculele se bazează pe cristalele cu structură de tip fluorit. Calculele au fost efectuate cu utilizarea factorilor cunoscuți ai potențialelor atomilor de Zn și As. Este cunoscut, că structurile benzilor cristalelor grupului Mg_2Si , cu rețea de tip fluorit și $A^{III}B^V$, sunt destul de asemănătoare. Rezultatele calculului modelului benzilor, cu toate că poartă caracter comun, reflectă principalele particularități ale structurii benzilor energetice. Aceste concepte teoretice trebuie clarificate pe baza spectrelor optice măsurate experimental. Principalele caracteristici ale spectrelor optice permit de a preciza natura tranzițiilor electronice în minimul benzii energetice interzise și în adâncul benzii de absorbție. Conform calculelor [53, 43 – 50], cele intense maxime ale benzii de valență a cristalelor de tipul Zn_3As_2 și $ZnAs_2$ pot fi poziționate în punctul Γ . Banda de valență de jos este condiționată de către nivelele-S ale atomului de As, iar următoarele benzi de către nivelele-S ale atomului de Zn. Banda de valență poziționată la energii mai mari, este degenerată de trei ori în punctul Γ , din cauza omiterii interacțiunii spin-orbitale și a anizotropiei rețelei. În aproximarea discutată, sunt indiscutabile rezultatele experimentale, care pot prezenta informație despre caracterul tranzițiilor electronice (directe și indirecte) în minimul benzii energetice interzise.

2.6.1. Particularitățile structurii benzilor energetice ale cristalelor $ZnAs_2$ pentru $K=0$

Particularitățile (fig. 2.21 – 2.23), condiționate de către tranzițiile optice directe în punctele actuale ale structurii benzilor energetice ale acestor legături, sunt depistate în spectrele experimentale de reflexie și spectrele calculate ale părții reale $\varepsilon_1(\omega)$ și imaginare $\varepsilon_2(\omega)$ ale conductibilității dielectrice a cristalelor $ZnAs_2$. Valorile tranzițiilor electronice, depistate la momentul actual din datele experimentale conform spectrelor de reflexie $\varepsilon_1(\omega)$ și $\varepsilon_2(\omega)$, sunt interpretate în limitele calculelor teoretice a structurii zonale a cristalelor Zn_3As_2 [53], adică în punctele L, Γ , W și X ale zonei Brillouin. În același timp, se presupune că structura benzilor cristalelor $ZnAs_2$ diferă de structura benzilor Zn_3As_2 doar prin valorile intervalelor

energetice dintre benzi, iar geneza benzilor se păstrează. Calculele teoretice, efectuate pentru cristalul ipotetic, oferă legitățile de bază despre caracterul benzilor în aceste cristale și posibilități adiționale în interpretarea tranzițiilor electronice depistate. Precizia în determinarea intervalelor energetice ale structurii benzii din teorie, și anume a intervalelor $\Gamma_{15}-X_1$, $\Gamma_{15}-L_1$ și a altor zone, nu este atât de mare. Aceste intervale pot fi determinate cu precizie din experiment. Prin urmare, intervalele de energie pentru $k=0$ și natura tranzițiilor electronice (directe, indirecte) sunt ajustate pe baza rezultatelor experimentale obținute în această lucrare și în lucrările [27 – 29, 41, 42]. Această abordare este aplicată tuturor cristalelor studiate la moment A^3B^5 , A^2B^6 , calcopiritelor $A^1B^3C^6$ și altor compuși semiconductori mai complecși [43 – 50, 54 – 58].

Pentru a interpreta caracteristicile spectrelor de reflexie și a conductibilității dielectrice a cristalelor $ZnAs_2$ pe baza diagramelor de bandă calculate teoretic, în [53] s-a efectuat o creștere a fragmentului diagramei benzilor în minimul benzii energetice interzise, menținând gradul de creștere pentru toate punctele zonei Brillouin. În același timp, se presupune, că în tranziția de la cristalele Zn_3As_2 la cristale $ZnAs_2$, geneza benzii este menținută. În structura benzilor de energetice calculate teoretic pentru cristalele Zn_3As_2 [53], minimul benzii energetice interzise este format de către tranzițiile indirecte, așa cum zona X_1 este mai jos decât zonele Γ_1 cu o valoare de 0,05eV. Valoarea teoretică a lui E_g în cristalele Zn_3As_2 s-a dovedit a fi 1,65 eV, iar din experiment această valoare este egală cu 0,3 eV. În cristalele $ZnAs_2$ s-a stabilit, în mod convingător, că benzile energetice interzise sunt formate de către tranzițiile permise directe [27 – 51]. După cum se menționează în [29, 41, 42, 43 – 50], o serie de tranziții excitonice directe permise ($n=1, 2, 3$) sunt depistate în regiunea minimului benzii energetice interzise. Prin urmare, intervalul minim de energii este observat între zonele $\Gamma_{15}-\Gamma_1$, și nu între $\Gamma_{15}-X_1$. Într-un cristal $ZnAs_2$ real, zonele sunt despicate datorită câmpului cristalin și interacțiunii spin-orbitale pentru $k=0$, cauzate de simetria cristalului scăzută (C_{2h}^5). Banda de valență superioară este despicate de către câmpul cristalin în stările Γ_4 și Γ_5 , iar banda inferioară de conducție Γ_1 se transformă în starea Γ_1 . Interacțiunea spin-orbitală duce la o despicare ulterioară a zonelor în $K=0$, zona Γ_1 trece în starea Γ_6 , iar zonele Γ_4, Γ_5 trec în stările Γ_7, Γ_6 și Γ_7 . Respectiv, structura benzilor energetice în centrul zonei Brillouin are o formă similară cu cea prezentată în fig. 2.24. Seria excitonică a lungimilor de undă lungi, permisă pentru $E||c$ este depistată în spectrele de reflexie și este condiționată de către excitonii $\Gamma_2^-(z)$. Seria excitonică B_0 este depistată în spectrele de absorbție (fig. 2.19) la polarizarea $E\perp c$, condiționată de către excitonii $2\Gamma_1^-+\Gamma_2^-$ [42]. Poziția energetică a zonei V_2 și V_3 este determinată conform poziției energetice ale maximelor spectrelor de reflexie B și D (fig. 2.17). Noi presupunem, că maximele B și D sunt condiționate de către stările de bază ale seriilor excitonice, care se formează între zonele V_2-C_1 și V_3-C_1 .

Este necesar de introdus unii coeficienți în funcția de undă a legăturii studiate, care

caracterizează o parte din funcțiile de undă ale fiecăruia din atomi, care formează legătura [27–55], pentru calcularea despicării spin-orbitale a legăturilor din atomi de două tipuri. Despicarea spin-orbitală va avea forma:

$$\Delta_{so} = A[\xi^1 \Delta_0^1 + \xi^2 \Delta_0^2] \quad (2.29)$$

unde Δ_0^1 și Δ_0^2 sunt despicările spin-orbitale ale atomilor și ξ^1, ξ^2 caracterizează partea convențională a fiecărui atom, care formează legătura ($\xi^1 + \xi^2 = 1$). Se presupune, că coeficientul A este, întotdeauna, unul și același pentru grupul dat. Braunstein și Kane [54] au propus valoarea $\xi^3=0,35$ și $\xi^5=0,65$ pentru starea Γ_{15} a benzii de valență a legăturilor A^3B^5 , și, de către autor [55], au fost propuse valorile $\xi^2 = 0,2$ și $\xi^6 = 0,8$ pentru legăturile A^2B^6 . Despicarea spin-orbitală a cristalelor halogenuri alcaline A^1B^7 este condiționată, în mare măsură, de anionul ($\xi^1 = 0$, $\xi^7=1$). Unele anomalii au fost depistate pentru legăturile $A^1 B^7$ și ZnO [55], ca rezultat al mixării funcțiilor de undă de tip-d în starea Γ_{15} a benzii de valență. În special, multipletul Γ_{15} , pentru ZnO și $CuCl$, devine invers datorită mixării funcției de undă de tip-d a cationului cu funcția de tip-p a anionului. Elementul matricial spin-orbital al stărilor- d atomice are semnul opus semnului elementului matricial analogic pentru stările- p . Coeficienții necesari pentru calculul prin metoda sus descrisă au fost selectați din valorile de despicare spectroscopice ale tranzițiilor electronice în $k=0$, măsurate experimental. Rezultatele obținute pentru cristalele de Si, Ge și pentru cristalele halogenuri alcaline au fost corecte. O mare parte a valorilor acestor despicări a fost obținută, pentru multe cristale, cu ajutorul metodelor modulaționale și a cercetărilor spectroscopice ale stărilor excitonice [55]. Stările- p degenerate triplu pentru $k=0$ se despică sub influența câmpului cristalin în cristalele non-cubice și, în acest caz, în centrul zonei Brillouin au loc tranziții electronice despicate din cauza câmpului cristalin și interacțiunii spin-orbitale. În structurile de tipul calcopiritelor, cu condiția că $\Delta_{cf} < E_g$, intervalele dintre nivelele $\Gamma_7(V_1) - \Gamma_6(V_2)$ sunt notate ca E_1 și intervalele dintre nivelele $\Gamma_6(V_2) - \Gamma_7(V_3)$ sunt notate ca E_2 [56, 57]. Aceste valori au fost estimate din matricea hamiltoniană și sunt determinate de către relația:

$$E_{1(2)} = \frac{1}{2}(\Delta_{so} + \Delta_{cf}) \pm \left[\frac{1}{4}(\Delta_{so} + \Delta_{cf})^2 - \frac{2}{3}\Delta_{so}\Delta_{cf} \right]^{1/2} \quad (2.30)$$

Valorile despicării cauzate de către câmpul cristalin și interacțiunea spin-orbitală, cunoscute până la moment, sunt calculate utilizând poziția energetică a liniilor $n=1$ a excitonilor A, B și C. În lucrările [56, 57] sunt prezentate datele calculate ale valorilor Δ_{cf} și Δ_{so} , obținute din pozițiile energetice ale liniilor ($n=1$), din pozițiile de bază ale excitonilor A, B și C și din valorile de prag ale energiei lărgimii benzii energetice interzise (E_g pentru $n=\infty$). În lucrările [56, 57] valoarea

despicării cauzată de câmpul cristalin este estimată cu expresia:

$$\Delta_{cr} = -3/2b(2 - c/a), \quad (2.31)$$

unde a și c – constantele rețelei cristaline, b – potențialul de deformare, care este egal cu 1,0 pentru legăturile calcopiritelor grupului I-III-VI₂. Următoarea expresie se utilizează pentru estimarea influenței hibridizării p și d asupra despicării spin-orbitale, în legăturile grupului I-III-VI:

$$\Delta_{SO} = \beta\Delta_p + (1 - \beta)\Delta_d, \quad (2.32)$$

unde $\Delta_p = 0,43$ eV este despicarea spin-orbitală a stărilor- p pentru atomii de Cu, iar $\Delta_d = -0,13$ eV este despicarea spin-orbitală negativă a stărilor- d , β - valoarea procentuală a stărilor- p în cele mai superioare benzi [56, 57]. Banda de valență superioară este formată de către nivelele-S ale atomilor de Zn și nivelele-P ale atomilor de As, în structura benzilor energetice ale Zn₃As₂ [43 – 50, 53]. Valoarea despicării spin-orbitale a atomilor de Zn este egală cu 0,071 eV, iar cea a atomilor de As este 0,29 eV.

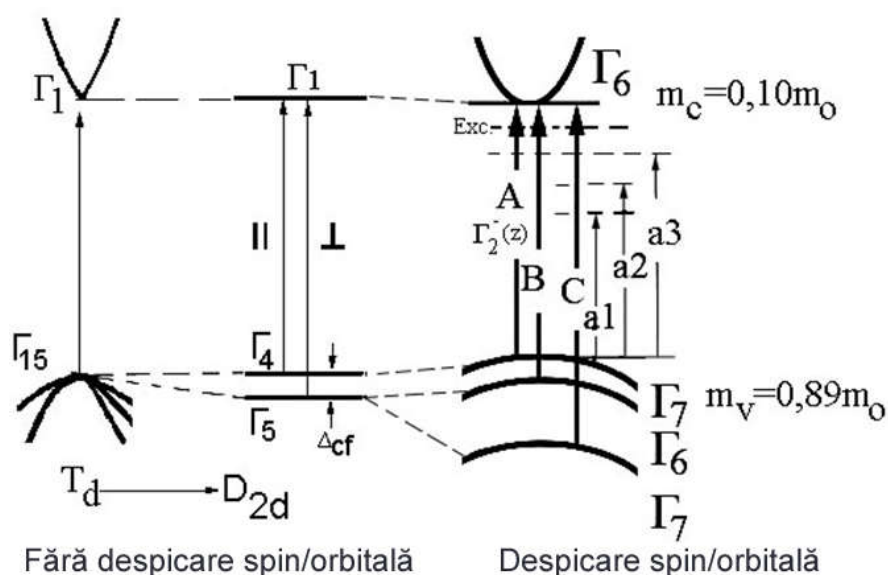


Fig. 2.20. Structura benzilor energetice în punctul Γ al zonei Brillouin.

Parametrii seriei excitonice a lungimilor de undă lungi și poziția stărilor de bază ale excitonilor $A_0(B_0)$, determinați în această lucrare, inclusiv seriile B și C permit determinarea valorilor despicării cauzate de câmpul cristalin (Δ_{cr}) și interacțiunea spin-orbitală (Δ_{so}) ale benzilor de valență superioare în centrul zonei Brillouin. Coeficienții A și ξ^{Zn} , ξ^{As} au fost calculați utilizând expresia (2.35) și luând în considerare valorile de despicare spin-orbitale ale atomilor de Zn (0,071 eV) și As (0,29 eV) și admițând, că din experiment au fost determinate valorile precise ale intervalelor energetice (0,020 eV) despicate spin-orbital. În anexa 1, tabelul 1.1 sunt prezentați acești parametri și parametrii excitonilor. Masele efective calculate din

rezultatele experimentale sunt prezentate în fig. 2.20. Valoarea despicării cauzată de interacțiunea spin-orbitală a fost estimată în cristalele de ZnAs₂ utilizând expresiile (2.36). Intervalul energetic V₁- V₂, determinat experimental la temperatura de 10K, este egal cu 7 meV (1,048 - 1,041 eV) și intervalul V₁- V₃ este egal cu 27 meV (1,068 - 1,041 eV). În cazul determinării poziției energetice V₁-V₂ s-a luat în considerație particularitatea 1,048 eV, depistată în spectrele de interferență a transparenței la polarizarea E⊥c. În cazul acestor parametri Δ_{cf}=14,6meV și Δ_{so}=19,3meV. Aceste intervale sunt puțin diferite la temperatura 77K (vezi anexa 1, tabelul 1.1).

Calcululele contururilor reflexiei excitonice au permis estimarea valorii masei translaționale M egală cu $1m_0$ (m_0 – masa electronului liber). Reieșind din condiția, că $M = m_c^* + m_v^*$ și $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_v^*} + \frac{1}{m_c^*}$, unde m_c^* și m_v^* sunt masele efective ale electronilor și golurilor, iar μ - masa efectivă redusă obținută din energia de legătură a excitonului egală cu $0,091m_0$, au fost estimate valorile maselor efective ale electronilor $m_c^* = 0,10 m_0$ și $m_{v1}^* = 0,89 m_0$. Parametrii benzilor și excitonilor sunt prezentați în figura 2.20 sub formă de fragment al structurii benzilor pentru $\vec{k} = 0$ al zonei Brillouin.

2.6.2. Tranzițiile electronice în adâncimea benzii de absorbție ($E > E_g$).

Măsurările spectrelor de reflexie ale cristalelor ZnAs₂ au fost efectuate în intervalul energiilor de la 0,9 până la 11 eV la lumină polarizată. O structură a maximelor (E₁-E₁₇, A₁-A₁₂), cauzate de tranzițiile interbandă în punctele actuale ale zonei Brillouin, se depistează în regiunea energiilor $E > E_g$, la temperatura de 77K, în spectrele de reflexie a cristalelor ZnAs₂, pentru polarizarea E||c și E⊥c (fig. 2.21).

Schimbarea amplitudinii coeficientului de reflexie Fresnel permite determinarea fazei razei reflectate în cazul unui unghi de incidență normal și un interval larg de energii. Așa cum a fost menționat anterior, coeficientul de reflexie Fresnel poate fi interpretat ca:

$$r = \frac{n - ik - 1}{n - ik + 1} = \sqrt{R} e^{-i\varphi} \quad (2.33)$$

unde R este amplitudinea coeficientului de reflexie în cazul incidenței normale, n – indicele de refracție, k – coeficientul de extincție și φ - unghiul fazei.

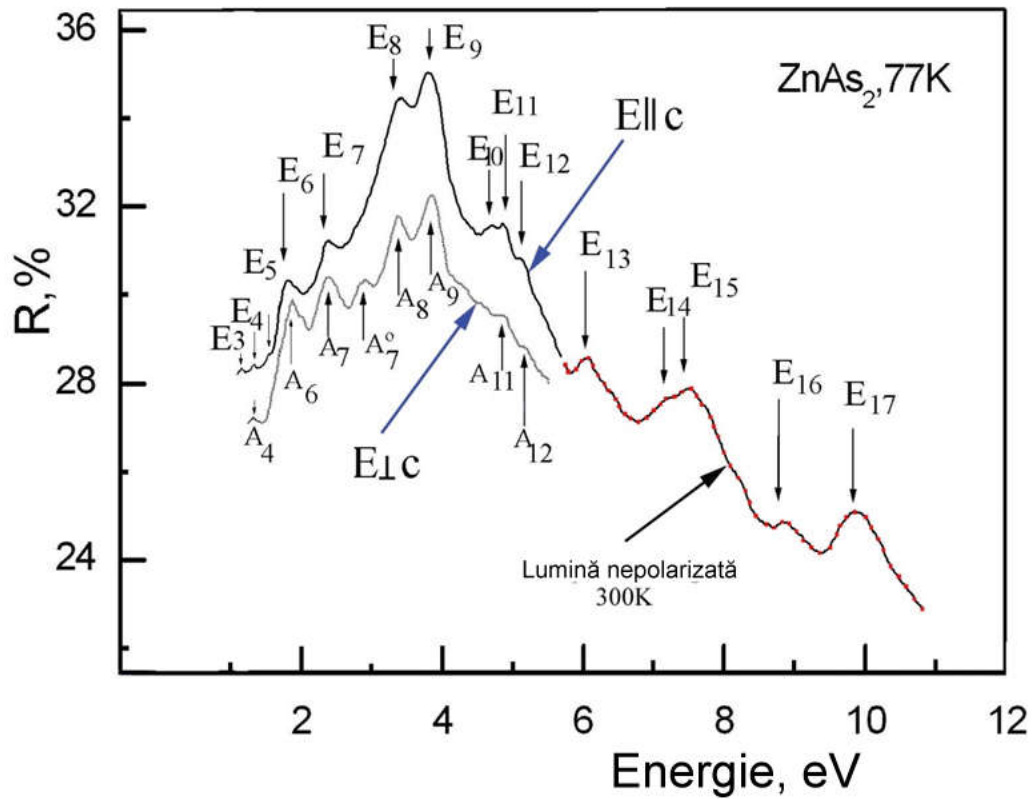


Fig.2.21. Spectrele de reflexie ale cristalele ZnAs₂ măsurate la temperatura 77K în intervalul de energii 0,9 - 6,0 eV și la temperatura 300K în intervalul 6 – 11 eV.

Relațiile Kramers-Kronig corelează amplitudinea și faza coeficientului de reflexie complex Fresnel, în cazul incidenței normale:

$$\varphi(\omega_0) = \frac{\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln R(\omega)}{\omega_0^2 - \omega^2} d\omega \quad (2.34)$$

Calculul valorii precise φ necesită, ca spectrul de reflexie să fie cunoscut într-un interval de frecvențe infinit, pe timp ce, în practică măsurarea se efectuează într-un interval limitat $a \leq \omega \leq b$ [57 – 59]. Metoda aprobată a fost utilizată pentru calculul funcțiilor optice [43 – 50, 57 – 59]. Pentru determinarea valorii φ în regiunea energiilor mari (acolo unde măsurările coeficientului de reflexie nu sunt efectuate) se efectuează extrapolarea dependenței spectrale a coeficientului de reflexie a unei funcții (conform funcției de descreștere a coeficientului de reflexie). La calcule a fost utilizată funcția $R(\omega) = c\omega^{-p}$ pentru $b \leq \omega \leq \infty$, în care C, p sunt constantele propuse de autor [57 – 59]. În regiunea $0 \leq \omega \leq a$ a fost utilizată aproximarea $R(\omega) = R(a)$.

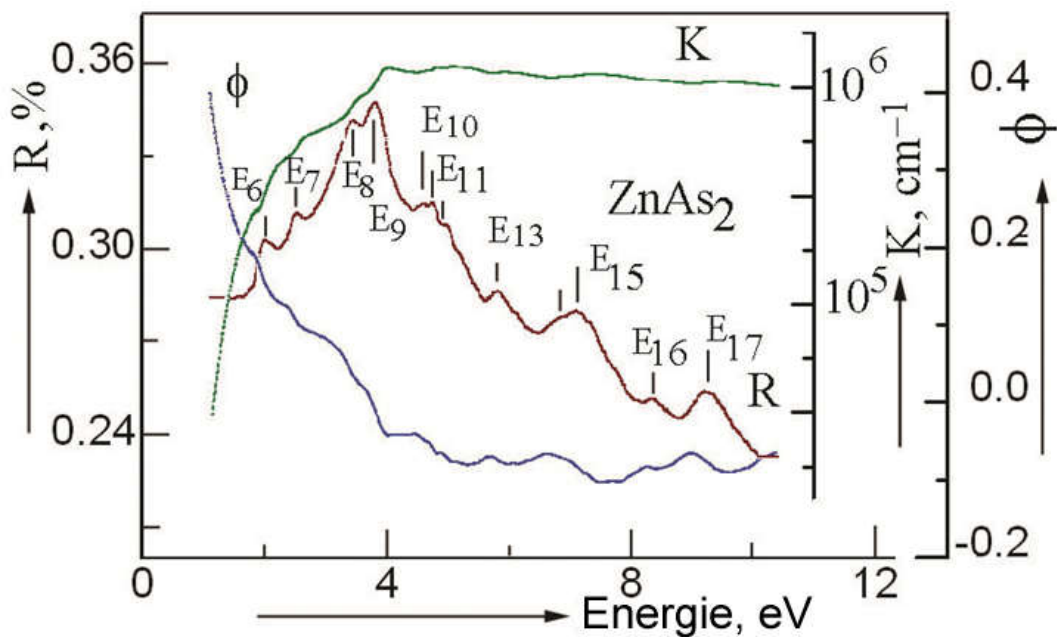


Fig. 2.22. Dependența spectrală a amplitudinii coeficientului de reflexie R , a fazei razei reflectate ϕ și a coeficientului de absorbție K al cristalelor $ZnAs_2$ măsurată în intervalul de energii 0,9 - 6,0 eV la temperatura 77K și în intervalul 6 – 11eV la temperatura 300K.

Structura R , cauzată de oscilațiile rețelei cristaline, a fost omisă, deoarece nu aduce un aport esențial la valoarea lui ϕ la energii mari. Valoarea calculată ϕ și valorile experimentale R au permis determinarea funcțiilor optice:

$$n = \frac{1 - R}{1 - 2\sqrt{R} \cos \phi + R} \quad (2.35)$$

$$k = \frac{2\sqrt{R} \sin \phi}{1 - 2\sqrt{R} \cos \phi + R} \quad (2.36)$$

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \quad \text{și} \quad \varepsilon_2 = 2nk \quad (2.37)$$

În figura 2.22 sunt prezentate dependențele spectrale ale amplitudinii coeficientului de reflexie R al cristalelor $ZnAs_2$ măsurate în intervalul energiilor 0,9 - 6,0 eV la temperatura 77K și în intervalul 6 – 11 eV la temperatura 300K, și dependența spectrală a fazei ϕ a razei reflectate. Coeficientul de extincție k și faza razei ϕ au fost determinate din calculele dependenței spectrale ale amplitudinii coeficientului de reflexie R . În regiunea sa proprie, coeficientul de extincție k ajunge la valoarea 10 cm^{-1} și, practic, nu se schimbă până la valoarea 10 eV. Faza razei reflectate scade odată cu creșterea energiei luminii.

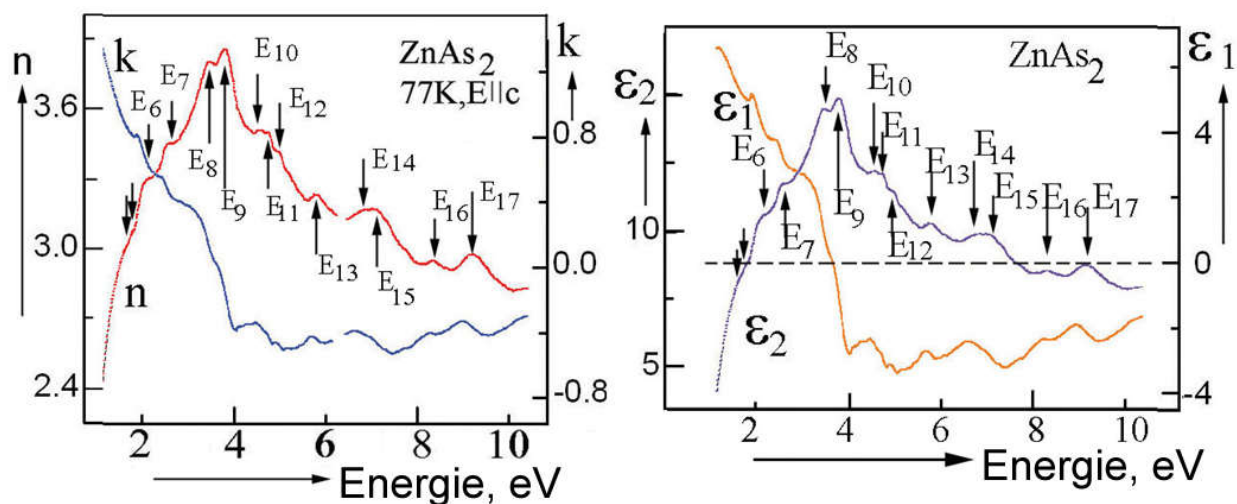


Fig. 2.23. Dependența spectrală a indicelui de refracție n , a coeficientului de extincție k , a părții reale ϵ_1 și imaginare ϵ_2 ale constantei dielectrice în cristalele ZnAs_2 la polarizarea $E||c$ (în intervalul 6 – 11 eV spectrele sunt măsurate la lumină nepolarizată și temperatura 300K).

Dependența spectrală a indicelui de refracție n și partea imaginară a constantei dielectrice ϵ_2 crește până la 3,8 și 15, respectiv, în intervalul de energii 1 – 4 eV. Coeficientul de extincție k și partea reală a constantei dielectrice ϵ_1 descresc la polarizarea $E||c$, în intervalul de energii 1-11 eV. Maximele spectrelor de reflexie, practic, coincid cu descreșterea la lungimi de undă scurte a funcției ϵ_1 . Dependența spectrală a amplitudinii coeficientului de reflexie R , fazei ϕ a razei reflectate și a coeficientului de extincție k , la polarizarea $E\perp c$ și temperatura 77K, este prezentată în figura 2.24. Dependențele spectrale ale fazei și coeficientului de extincție, la polarizarea $E\perp c$, sunt, practic, analogice cu cele la polarizarea $E||c$.

Dependențele spectrale ale indicelui de refracție n , a coeficientului de extincție k , a părții reale ϵ_1 și imaginare ϵ_2 ale constantei dielectrice, în cristalele ZnAs_2 la polarizarea $E\perp c$, sunt foarte similare cu aceiași parametri la polarizarea $E||c$.

Calculule teoretice ale structurii benzilor energetice în vecinătatea punctelor Γ , X , L și W a zonei Brillouin, așa cum a fost menționat mai sus, au fost efectuate fără considerarea interacțiunii spin-orbitale și a câmpului cristalin. Benzile de valență în aceste puncte, conform aproximațiilor cu care au fost efectuate calculule teoretice, sunt, deasemenea, degenerate (fig. 2.26). Într-un cristal real ZnAs_2 aceste benzi sunt despicate și condiționează un număr mare de tranziții electronice polarizate, care se evidențiază în structurile spectrelor de reflexie. De exemplu, în punctul X al diagramei benzilor (fig. 2.26) sunt evidențiate două benzi de valență superioare V_1 , V_2 lipite una de alta. Într-un cristal real aceste benzi sunt despicate. Fiecare din aceste benzi este dublu degenerată și, ca rezultat, în vecinătatea punctului X pot apărea patru tranziții electronice, într-un interval de energii îngust, către banda $C_1(X_1)$ și alte patru tranziții

electronice în banda $C_2(X_3)$. O situație analogică are loc și în alte puncte actuale ale zonei Brillouin – L, W.

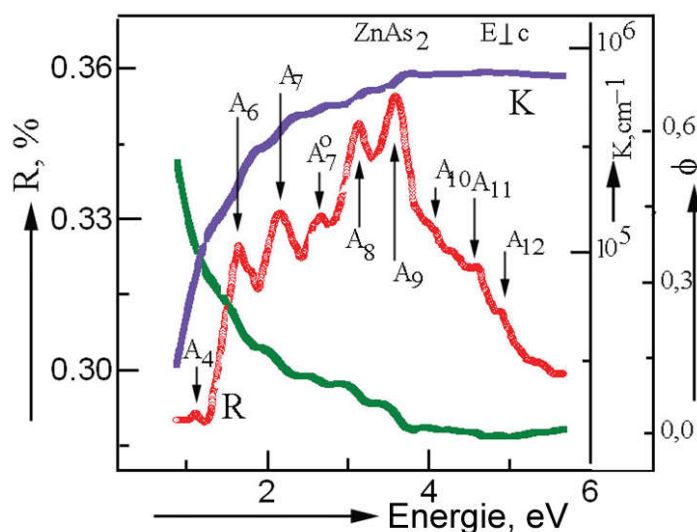


Fig. 2.24. Dependenta spectrală a amplitudinii coeficientului de reflexie R, fazei ϕ a razei reflectate și a coeficientului de extincție k la polarizarea $E_{\perp c}$ și temperatura 77K.

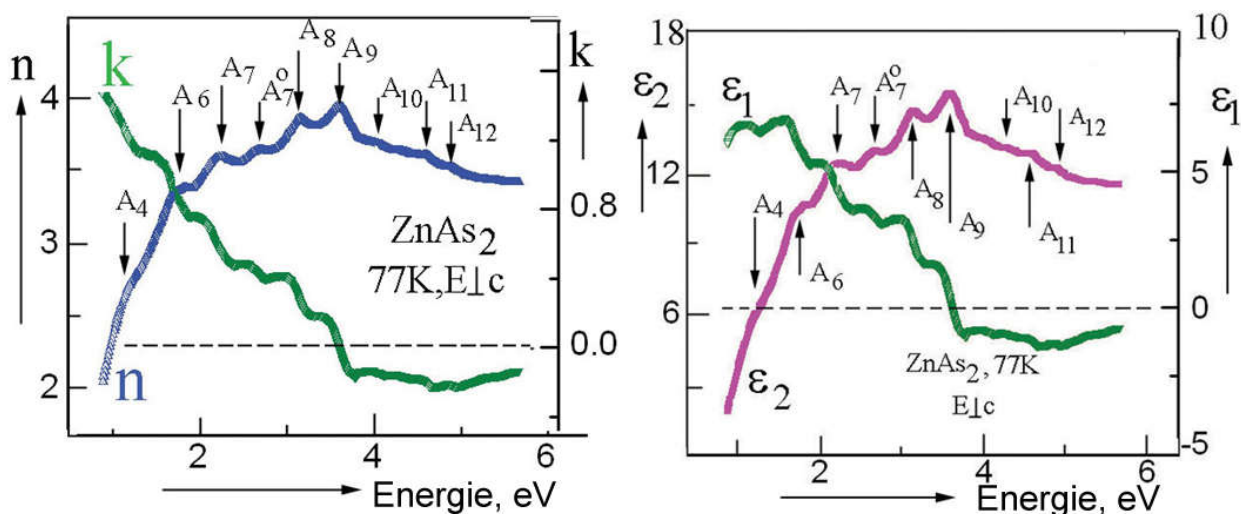


Fig. 2.25. Dependenta spectrală a indicelui de refracție n , a coeficientului de extincție k , a părții reale ϵ_1 și imaginare ϵ_2 ale constantei dielectrice la polarizarea $E_{\perp c}$ în cristalele $ZnAs_2$.

În același timp, este important de notat, că lipsa degenerării a oricărei zone V_1 în orice punct al zonei Brillouin, duce la apariția maximelor A_i , E_i în spectrele de reflexie. Lipsa degenerării benzilor, cu considerarea stărilor excitonice, a fost studiată în cristalele $ZnAs_2$ doar în punctul Γ (fig. 2.26). Pentru compararea tranzițiilor depistate experimental cu structura benzilor teoretică a fost utilizată metoda, utilizată pentru cristalele calcopirite în lucrările [43 – 50, 58, 59]. Intervalul energetic $\Gamma_{15}(V_1)-\Gamma_1(C_1)$ determinat cel mai precis din spectrele excitonice

este notat convențional ca E_0 . Toată diagrama benzilor, în toate punctele zonei Brillouin, este mărită (corectată) la scara E_0 (fig. 2.26). Deoarece toată diagrama benzilor este mărită la una și aceeași scară, există posibilitatea de a estima intervalele dintre benzi în alte puncte ale zonei Brillouin, în unități E_0 . Ca rezultat al acestor estimări, s-a dovedit faptul, că intervalul dintre benzi $\Gamma_7(V_1)-\Gamma_7(C_2)$ este egal cu $1E_0$, adică este mai mic decât intervalele dintre benzi $(V_1 - C_1)$ în punctele L, X și W. Maxime intense ale spectrelor de reflexie E_3-E_{17} și A_4-A_{12} sunt depistate la polarizarea $E\parallel c$ și $E\perp c$, respectiv, în regiunea energiilor $E > E_g$ a cristalelor $ZnAs_2$ (fig. 2.24, 2.25). Au fost depistate maxime într-un intervalul îngust de energii 0,9-2,12 eV, în cristalele $ZnAs_2$, la temperatura camerei, în spectrele modulate după lungimea de undă ale diodelor Schottky și în spectrele de fotoemisie. Particularitățile depistate în regiunea minimumului benzii energetice interzise reflectă faptul, că există un număr mare de benzi pentru $k=0$. Benzile de valență Γ_{15} , într-un cristal real $ZnAs_2$, se despică în trei benzi din cauza câmpului cristalin și interacțiunii spin-orbitale, fiecare din ele, în limitele simetriei cristalului C_{2h}^5 , pot genera câte două sau mai multe tranziții excitonice (electronice). Tranziții directe, cât și indirecte, sunt observate în spectrele modulate de fotorăspuns ale structurilor $Au-ZnAs_2$, $H_2O-ZnAs_2$ și a fotoemisiei $Cs-ZnAs_2$ modulate după lungimea de undă. Mai mult ca atât, în astfel de structuri, tranzițiile electronice au loc în câmp electric, care, la rândul său, poate omite interzicerea impusă de către regulile de selecție ale cristalului simetriei C_{2h}^5 . În lucrarea dată sunt discutate tranzițiile electronice directe, depistate conform spectrelor de reflexie. Micșorarea temperaturii duce la o accentuare mult mai clară a maximelor de reflexie, de aceea, noi discutăm spectrele obținute la temperaturi mici. Structura spectrelor de reflexie la polarizarea $E\parallel c$ și $E\perp c$ posedă o similaritate. Particularitățile sunt notate cu indicii E_j , A_j . Astfel, sunt depistate tranziții excitonice în minimumul benzii energetice interzise, așa cum este prezentat în figura 2.26 și anexa 1, tabelul 1.1.

Particularități ale spectrelor de reflexie și conductibilității dielectrice $E_3(1,150 \text{ eV})$ sunt depistate în intervalul de energii $E > E_g$ al cristalelor $ZnAs_2$, la polarizarea $E\parallel c$, care sunt condiționate de tranzițiile $L_3(V_1) - L_1$ (fig. 2.26). La polarizarea $E\perp c$ au fost depistate maximele $E_4(1,300 \text{ eV})$ și $A_4(1,340 \text{ eV})$, care sunt condiționate de către tranzițiile $L_3(V_2) - L_1$ (anexa 2, tabelul 2.1). Maximul E_5 , depistat la polarizarea $E\parallel c$, este condiționat de către tranzițiile electronice $L_3(V_3) - L_1$. Aceste particularități sunt considerate de noi ca tranziții în punctul L, deoarece, după punctul Γ , intervalul electric minim în diagrama benzilor apare în punctul L.

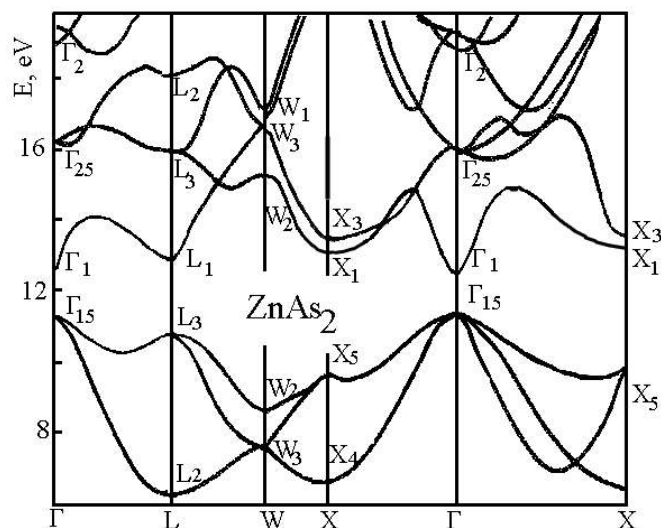


Fig. 2.26. Structura benzilor energetice a cristalelor $ZnAs_2$, modificată pe baza calculului teoretic ale benzilor cristalelor Zn_3As_2 [40].

În conformitate cu ipotezele adoptate în modelul teoretic al structurii benzilor, următorul interval energetic se află în punctul X . Respectiv, tranzițiile directe E_6 , A_6 sunt condiționate de către tranzițiile electronice între benzile $X_5(V_1)$ și X_1 , maximele E_7 , $A_7(A_7^0)$ – de către tranzițiile dintre benzile $X_5(V_2)$ și X_1 , (anexa2, tabelul 2.1). Există două benzi de conducție X_1 și X_3 și o bandă de valență X_5 degenerată, fără considerarea interacțiunii spin-orbitale în punctul X , care va fi degenerată într-un cristal real. Maximele $E_8(A_8)$ și $E_9(A_9)$ sunt condiționate de către tranzițiile $X_5(V_1) - X_3$ și $X_5(V_2) - X_3$, respectiv. Tranzițiile electronice E_{10} , $E_{11}(A_{11})$ și E_{12} , cel mai probabil, pot fi determinate de către tranzițiile de pe stările Γ_{15} către benzile mult mai superioare Γ_{25} . Maximele E_{13} (6,08 eV, ϵ_1 -6,08 eV, ϵ_2 -6,08 eV), E_{14} , E_{15} (7,15 eV, ϵ_1 -7, 12 eV, ϵ_2 -7,42 eV), E_{16} (8,71 eV, ϵ_1 -8,72 eV, ϵ_2 -8,85 eV) și E_{17} (9,56 eV, ϵ_1 -9,50 eV, ϵ_2 -9,77 eV) au fost depistate în regiunea ultravioletului apropiat de vid, în spectrele de reflexie, care, cel mai probabil, sunt condiționate de către tranzițiile dintre benzile $L_3 - L_3$. Fiecare din stările L_3 , așa cum și cele ale benzii de conducție așa și cele ale benzii de valență, vor fi despicate în două benzi într-un cristal real. Respectiv, nu mai puțin de patru tranziții electronice pot fi observate din aceste benzi.

2.7. Concluzii la capitolul 2

În intervalul $1,3 - 1,35\mu m$ au fost depistate anizotropia absorbției și reflexiei în regiunea excitonică a cristalelor $ZnAs_2$, precum și o structură fină a spectrelor de transmisie determinată de interferență, ceea ce a permis determinarea cu precizie înaltă a valorilor indicilor de refracție ordinar și extraordinar pentru semiconductorul studiat.

Cercetarea experimentală cu rezoluție înaltă a spectrelor para- și ortoexcitonilor în

cristalele ZnAs₂ a permis determinarea liniilor $n = 1$ (1,0405 eV), $n = 2$ (1,0498 eV) și $n = 3$ (1,0517 eV) la polarizarea E||c și temperatura 10K. Seria excitonilor singlet cu simetria $\Gamma_2^-(z)$ este permisă la această polarizare (E||c). Conturul spectrului de reflexie calculat pentru banda $n = 1$ conform relațiilor de dispersie, corespunde cu spectrele obținute experimental pentru următorii parametri $E_{WT} = 1,039\text{eV}$, $E_{LT} = 1,7\text{ meV}$, $M = 1m_0$, $\varepsilon = 11$, $\gamma = 1,5\text{ meV}$ și $L = 10\text{ \AA}$, $E_g = 1,053\text{ eV}$.

Constanta Rydberg a excitonilor liberi (R) în cristalele ZnAs₂, calculată conform poziției energetice a liniilor $n=1$ și 2, este egală cu 12,4meV, iar cea calculată conform liniilor $n = 2$ și $n=3$, este egală cu 13,6meV. Pentru $R=13,6\text{meV}$, lățimea benzii energetice interzise constituie $E_g=1.053\text{eV}$. Valoarea diferită a constantei Rydberg, calculată conform liniilor $n = 1$ și 2 și $n = 2$ și 3, este condiționată de către ecranarea potențialului Coulomb al stării de bază a excitonului singlet cu simetria $\Gamma_2^-(z)$.

Valoarea indicelui de refracție, calculat din spectrele de reflexie și interferență a transparenței în regiunea 0,9 – 1,05 eV se schimbă de la 2,7 până la valoarea 6,1. Valorile calculate ale dispersiei indicelui de refracție în regiunea de „strangulare” a polaritonilor excitonici, corespund satisfăcător pentru datele obținute prin diferite metode de măsurare experimentale.

Analizând rezultatele spectrelor de absorbție la polarizarea E⊥c s-a determinat valoarea constantei Rydberg pentru seria ortoexcitonice $2\Gamma_1^- + \Gamma_2^-$ egală cu 12,5 – 12,9 meV, ceea ce, practic, corespunde cu datele obținute pentru seria excitonică singlet cu simetria $\Gamma_2^-(z)$. Acesta dă dovadă, că perechea și seriile excitonice sunt formate de funcțiile de undă ale uneia și aceleiași perechi de benzi energetice ($V_1 - C_1$).

Cercetarea spectrelor de reflexie în cazul radiației polarizate (E||c și E⊥c) într-o regiune largă a spectrului (0,5 – 12 eV) și calculul lor utilizând relațiile Kramers-Kronig permite determinarea dependențelor spectrale ale funcțiilor optice ε_1 , ε_2 , n și k într-un interval larg de energii 0,4 – 12 eV.

Anizotropia caracteristicilor optice și lățimea mică a benzii energetice interzise (0,96 eV la 300K și 1,05 eV la 10K) oferă o perspectivă reală de a utiliza cristalele ZnAs₂ pentru modularea și filtrarea impulsurilor radiației laser purtătoare de informație, în regiunea ferestrelor de transparență ale fibrelor optice (1,3 și 1,55μm).

3. ANIZOTROPIA CARACTERISTICILOR SPECTRALE ALE FOTODETECTORILOR PE BAZA CRISTALELOR $ZnAs_2$

Odată cu creșterea fluxului de informații în sistemele de comunicație actuale apare o cerință tot mai mare în numărul de frecvențe purtătoare a informației. În cazul amplasării impulsurilor poziționate apropiat unul față de altul pe diferite canale, cu scopul detectării ulterioare, se utilizează dispozitive pentru mărirea pasului dintre canale. Pasul dorit dintre canalele se stabilește prin metoda controlului interferenței, proprietăților și parametrilor ghidurilor de undă izotrope și anizotrope. Un rol esențial în aceste structuri îl au proprietățile cristalelor birefringente. În lucrare se discută diverse ghiduri de undă, în care se utilizează structuri elaborate pe baza tehnologiei epitaxiale și a cristalelor $ZnAs_2$. Este prezentată posibilitatea separării modelor ale impulsurilor optice.

3.1. Inversarea semnelor fotocurentului în fotodetectori pe baza $ZnAs_2$

În sarcinile experimentale este necesară determinarea planului de polarizare a undelor luminoase. În condiții de laborator, există metode de determinare a planului polarizării [61], însă ele posedă o valoare destul de mare a erorilor. În prezent, lipsa receptorilor sensibili la polarizarea radiației duce la faptul, că jumătate din puterea fasciculului laser se pierde la conversia dintr-un semnal modulat după fază într-un semnal modulat după amplitudine. Fotoreceptorii bazați pe semiconductori izotropi sunt sensibili la polarizarea radiației incidente, dar nu pot separa modularea după amplitudine de modularea după fază, adică ei nu sunt indicatori ai semnalului zero al radiației polarizate. Pentru determinarea planului de polarizare [62, 64 – 72], cea mai populară metodă este măsurarea intensității luminii reflectate (sau transmise prin stivă) de plăcile sub un unghi de incidență apropiat de unghiul Brewster. Această metodă are o eroare sporită. Pentru determinarea planului de oscilație al vectorului electric al luminii polarizate sunt necesari receptori capabili de a schimba semnul valorii fotovoltajului de la $-U$ până la $+U$, în cazul rotirii planului de polarizare cu 90° [63 – 80]. Astfel de senzori sunt necesari în robotică pentru orientarea obiectului în spațiu sau a două obiecte în raport cu fiecare dintre ele, sunt necesari în sistemele de comunicații prin fibră optică pentru determinarea dispersiei modale de polarizare și în alte domenii ale optoelectronicii.

Inversarea semnelor fotocurentului în fotodetectori bazați pe semiconductori izotropi apare la schimbarea lungimii de undă a radiației, coordonatelor spotului luminos, câmpului magnetic, etc [81 – 85]. Acești fotodetectori nu sunt sensibili sau sunt puțin

sensibili la modificarea orientării vectorului de polarizare al radiației polarizate liniar (RPL). Inversarea semnului fotocurentului la schimbarea planului de polarizare al radiației polarizate liniar este posibilă în cazul în care fotodetectorul se bazează pe semiconductor anizotrop și există două regiuni (sau mai multe) în semiconductorul anizotrop, în care câmpurile electrice au orientare opusă și care posedă curbele fotosensibilității spectrale deplasate una față de alta. Cea mai simplă structură semiconductoră este joncțiunea p-n polarizată direct, pe baza cristalelor uniaxiale, cu o bază groasă cu valoare ohmică sporită. Axa optică a cristalului trebuie să fie poziționată în planul iluminat [86–88]. Să admitem, că baza posedă conductibilitate de tip-n, iar iluminarea se efectuează din partea regiunii p sau n , în direcție perpendiculară la hotarul joncțiunii p-n (fig. 3.1, imaginea inserată). Se admite, că randamentul cuantic al fotorăspunsului este egal cu 1, viteza recombinării superficiale $S=0$, câmpurile electrice E_n, E_p sunt constante în regiunile n și p , nivelul semnalului este jos ($\Delta n, \Delta p \ll n, p$), iar radiația este absorbită în structură destul de intens ($\alpha d_n \sim 1$).

Fotocurenții fiecărei regiuni ale structurii (fig. 3.2) pot fi, analogic, scriși în felul următor:
baza-n:

$$J_1^n = A_1 \left[\exp\left(\frac{-x}{L_p}\right) - \exp(-\alpha x) - g\mu_n n E_n \right] \quad (3.1)$$

stratul-p:

$$J_2^p = A_2 \left[\exp\left(\frac{-x}{L_n}\right) - \exp(-\alpha x) - g\mu_p p E_p \right] \quad (3.2)$$

regiunea n a joncțiunii p-n:

$$J_2^n(x) = B_1 \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) - A_1 \exp(-\alpha x) \quad (3.3)$$

regiunea p a joncțiunii p-n:

$$J_2^p(x) = B_2 \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) - A_2 \exp(-\alpha x) \quad (3.4)$$

unde

$$A_1 = gF \left[\frac{(\alpha L_p)^2}{(\alpha L_p)^2 - 1} \right], \quad A_2 = gF \left[\frac{(\alpha L_n)^2}{(\alpha L_n)^2 - 1} \right],$$

$$B_1 = \left\{ J_0 \left[\exp\left(\frac{gV}{kT}\right) - 1 \right] + A_1 \exp(-\alpha d_n) \right\} \exp\left(\frac{d_n}{L_p}\right),$$

$$B_2 = \left\{ J_0 \left[\exp\left(\frac{gV}{kT}\right) - 1 \right] + A_2 \exp(-\alpha d_n) \right\} \exp\left(\frac{d_n}{L_n}\right),$$

$$J_0 = \text{const}(\varphi_0 - gV)^{1/2}.$$

Aici α – este coeficientul de absorbție, L_n, L_p – lungimile de difuzie a purtătorilor de sarcină minoritari, $E = E_n$ – câmpul electric în interiorul bazei-n, q – sarcina electronului, F – intensitatea radiației polarizate liniar, V – tensiunea aplicată la joncțiunea p-n, φ_0 – înălțimea barierei de potențial a joncțiunii p-n, d_n, d_p – grosimea regiunilor n și p , w_n, w_p – grosimea straturilor de sarcină spațială ale joncțiunii p-n (fig. 3.1) [51].

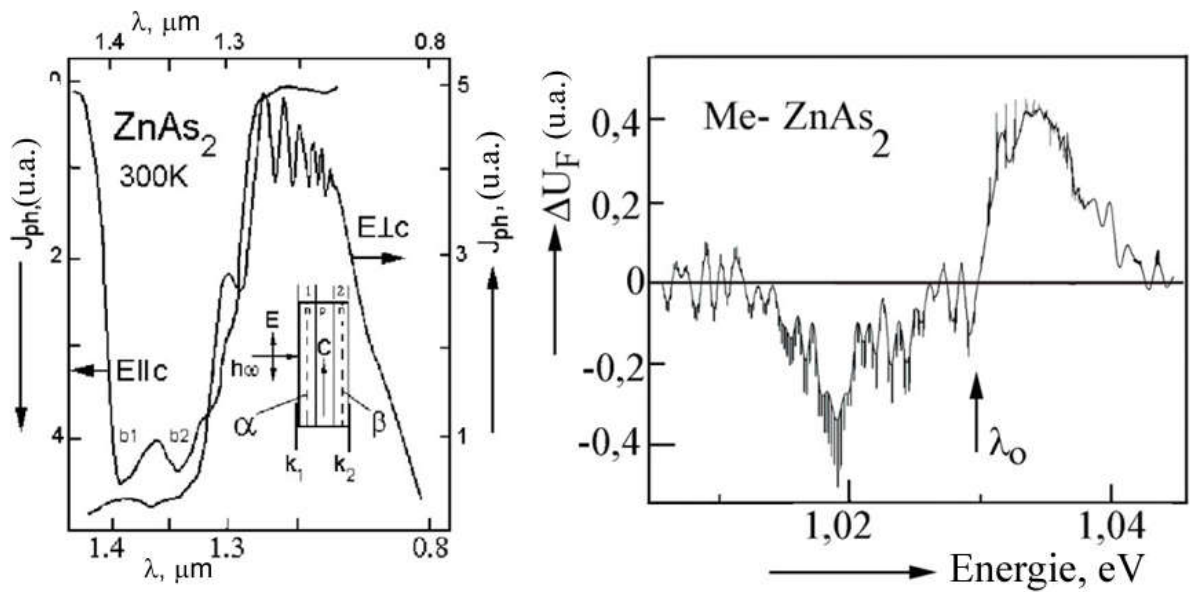


Fig. 3.1. Dependența spectrală a fotosensibilității și modelul structurii n-p-n (inserția) pe baza $ZnAs_2$ pentru polarizările $E||c$ și $E\perp c$ la temperatura 300K și inversarea semnului fotocurentului la lungimea de undă λ_0 .

Integrând expresia (3.1) conform regiunilor corespunzătoare de divizare a perechilor electron-gol, iar, apoi, luând în considerare faptul, că $d_n \gg d_p, L_n, L_p > W_n, W_p$ (joncțiune p-n abruptă), pot fi scriși fotocurenții, condiționați de polarizarea externă și câmpul electric intern al joncțiunii p-n:

a) Iluminarea din partea bazei-n:

$$J_1 = \frac{A_1}{\alpha} \left\{ \left[\exp(-\alpha d_n) - 1 \right] - \alpha L_p \left[\exp\left(\frac{-d_n}{L_p}\right) - 1 \right] - A_2 d_p \left[\exp(-\alpha d_n) - \exp\left(\frac{-d_n}{L_n}\right) \right] - g\mu_n n E d_n \right\} \quad (3.5)$$

$$J_2 = (A_1 L_p + A_2 L_n) \exp(-\alpha d_n) + B_1 L_p \exp\left(\frac{-d_n}{L_p}\right) + B_2 L_n \exp\left(\frac{-d_n}{L_n}\right) \quad (3.6)$$

b) Iluminarea din partea regiunii-p:

$$J_2 = \frac{A_2}{\alpha} \left\{ \exp(\alpha d_n - 1) \exp(-\alpha d_n) - \alpha L_p \left[\exp\left(\frac{-d_n}{L_p}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{-d_p}{L_p}\right) \right\} - A_2 \left\{ d_p + L_p + L_n \left[\exp\left(\frac{-(d_p + L_p)}{L_n}\right) - 1 \right] \right\} - g\mu_n E d_n \quad (3.7)$$

$$J_2 = (A_1 L_p + A_2 L_n) \exp(-\alpha d_p) + B_1 L_p \exp\left(\frac{-d_p}{L_p}\right) + B_2 L_n \exp\left(\frac{-d_p}{L_n}\right) \quad (3.8)$$

Deoarece curenții J_1 și J_2 curg opus unul față de altul, atunci inversarea semnului fotocurentului se determină de către corelarea amplitudinilor lor:

$$|M| = \frac{|J_1|}{|J_2|} \quad (3.9)$$

Pentru inversarea semnului fotocurentului este necesar, ca $M > 1$ pentru o polarizare al radiației polarizate liniar (de exemplu $E \parallel c$ și α_{\parallel}), iar pentru cealaltă ($E \perp c$ și α_{\perp}) $M < 1$, unde α_{\parallel} și α_{\perp} - coeficienții de absorbție pentru $E \parallel c$ și $E \perp c$ (E – vectorul câmpului electric al radiației, c – vectorul unitar al axei cristalului anizotrop). Inversarea semnului fotocurentului structurii, în principiu, poate fi atinsă, dacă $\Delta\alpha = \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp} \neq 0$. Din expresia (3.1) și dependența fotocurentului joncțiunii p-n de polarizarea externă rezultă, că inversarea semnului fotocurentului al invertorului ghidat după polarizare depinde de voltaj [51, 63 – 80]. Polarizarea externă nu trebuie să depășească diferența de potențial la contactele joncțiunii p-n, adică $U < \varphi_0/g$.

În inserția din fig. 3.1 este prezentată construcția fotoelementului pe baza semiconductorului anizotrop $ZnAs_2$, care este compusă din joncțiunea p-n cu regiunile de sarcină spațială α și β . Axa C este poziționată în cristal în planul figurii. Radiația cu polarizarea E și energia $\hbar\omega$ este incidentă pe suprafața fotoelementului $ZnAs_2(n) - ZnAs_2(p)$. Vectorul de polarizare al undei incidente este orientat perpendicular la axa C în stratul n . Marginea absorbției pentru această polarizare se schimbă în corespundere cu curba indicelui de refracție al absorbției polarizate (fig. 2.1), la polarizarea $E \parallel c$ și $E \perp c$ (fig. 2.3 – 2.6). Ea este determinată de către tranzițiile optice în $k=0$ din benzile de valență, despicate de către câmpul cristalului, în benzile de conducție (fig. 2.24). În acest caz, absorbția în fotoelement are loc, de regulă, în stratul p . Odată cu creșterea energiei radiației $\hbar\omega$ crește și coeficientul de absorbție la polarizarea $E \perp c$ și lumina este absorbită în stratul n . De asemenea, se micșorează tensiunea generată de către fotocurent. Lărgimea benzii de sensibilitate, în astfel de fotoelement, se determină prin desplicarea marginilor absorbției, adică de diferența valorilor lărgimii benzii energetice interzise pentru polarizarea $E \parallel c$ și $E \perp c$ și grosimii regiunilor n și p , de grosimea straturilor de sarcină spațială ale joncțiunii p-n și de alți parametri.

Valoarea despicării marginilor absorbției pentru polarizarea $E\parallel c$ și $E\perp c$ în $ZnAs_2$ constituie 30 – 35 meV. Semilărgimea fotosensibilității spectrale a elementului $ZnAs_2(n)$ — $ZnAs_2(p)$ poate fi de ordinul 30meV, și, așa cum a fost menționat mai sus, este determinată de diferența lărgimilor benzii energetice interzise a cristalului $ZnAs_2$ pentru polarizările $E\parallel c$ și $E\perp c$ la temperatura 300K. Caracteristica spectrală a fotoelementului este determinată, de asemenea, de coeficientul de absorbție, de idealitatea structurii și alți parametri. Radiația cu energia $\hbar\omega$, care satisface condiția $E_g(\text{pentru } E\parallel c) < \hbar\omega < E_g(\text{pentru } E\perp c)$, cu vectorul electric E , perpendicular la axa C este incidentă la suprafața fotodetectorului și trece prin regiunea de sarcină spațială a joncțiunii p-n. Aceasta este condiționat de faptul, că E_g este mai mare pentru $E\perp c$, decât pentru $E\parallel c$. Tensiunea generată de fotocurent are semnul pozitiv (prima parte a fig. 3.1). La polarizarea $E\parallel c$, energia luminii este absorbită în joncțiunea p-n a primului strat (fotodetectorul din față). Energia absorbită generează purtători de sarcină, creând o fototensiune cu maximum mai apropiat de regiunea lungimilor de undă lungi. Schimbarea polarizării va duce la schimbarea semnelui fotocurentului în structura care posedă două joncțiuni p-n, așa cum este prezentat în fig. 3.1.

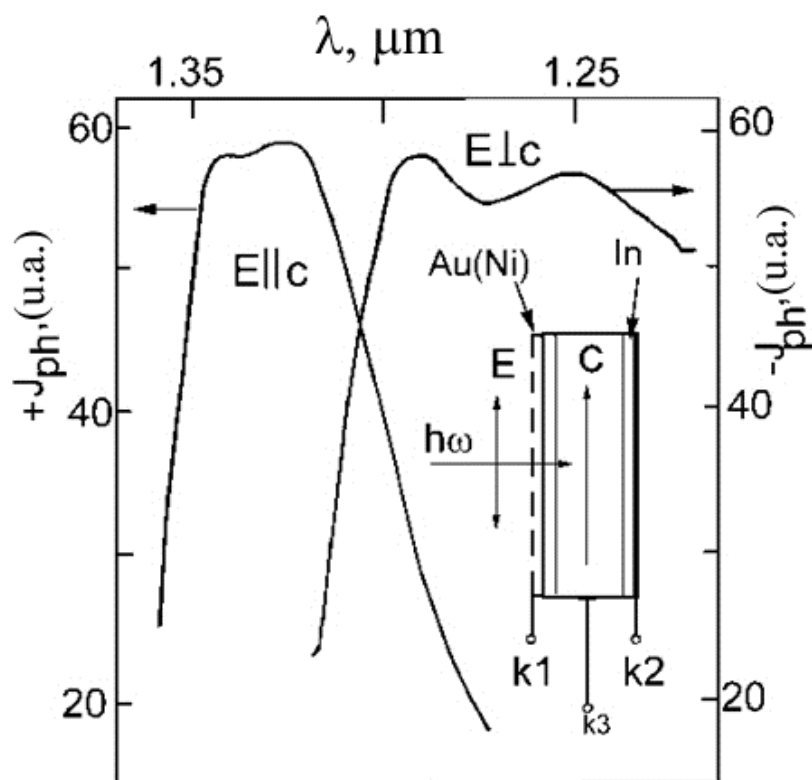


Fig. 3.2. Dependența spectrală a fotosensibilității diodelor Au(Ni)- $ZnAs_2$ pentru polarizarea luminii $E\parallel c$, $E\perp c$ și modelul fotodiodei cu trei contacte (insertia).

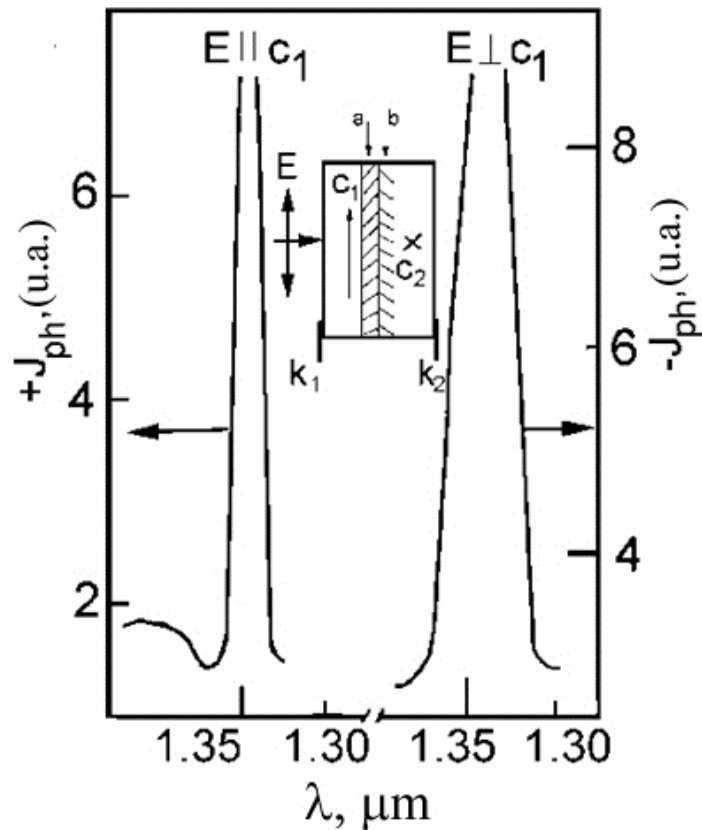


Fig. 3.3. Caracteristica spectrală a fotosensibilității structurii (twin) compusă din două straturi cu axele C , respectiv, perpendiculare.

În același timp, la structură poate fi aplicat un voltaj cu semnul invers celui fotogenerat, al uneia dintre joncțiuni. Odată cu schimbarea valorii unghiului planului de polarizare, în referință cu axa C , se schimbă și semnul tensiunii fotogenerate. Energia luminii va fi absorbită în stratul 1, în cazul orientării vectorului electric al unde incidente $E \parallel c$, iar curba tensiunii fotogenerate va avea maximum în regiunea $1,35 \mu\text{m}$ (fig. 3.1). În cazul orientării $E \perp c$, lumina este absorbită în stratul 2 și tensiunea fotogenerată va avea alt semn (fig. 3.1). Semnalul este egal cu zero pentru orientarea vectorului E sub un unghi de 45° față de axa C .

Astfel, principiul discutat permite obținerea unor fotoreceptori de bandă mult mai îngustă prin selectarea semiconductorului cu anizotropie a marginii absorbției pentru $E \parallel c$ și $E \perp c$. Fotoreceptorul dat permite determinarea orientării planului de polarizare al radiației polarizate liniar, în cazul amplificării tensiunii fotogenerate ale ambelor polarități și asigurarea condițiilor $E_g(E \parallel c) < \hbar\omega < E_g(E \perp c)$ și $U_{\text{feds}}(\text{pentru } E \parallel c_1) = U_{\text{feds}}(\text{pentru } E \parallel c_2, E \perp c_1)$.

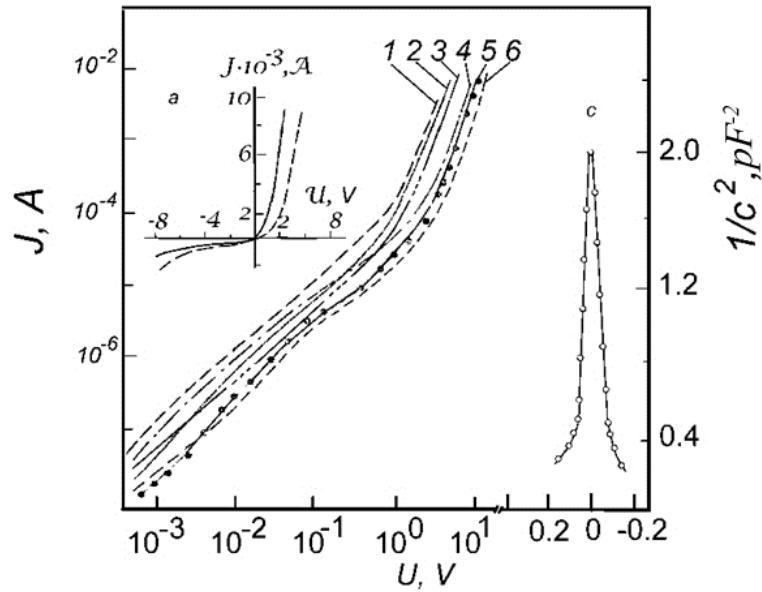


Fig. 3.4. Caracteristica volt-ampere a structurii „twin” ZnAs₂- ZnAs₂;
a) pentru șase probe diferite 1 – 6 (linia solidă – 300K, linia întreruptă – 77K);
b) caracteristica volt-capacitate a structurii ZnAs₂- ZnAs₂.

O altă versiune a invertorului semnelui fotocurentului ghidat prin polarizare este fotoreceptorul cu două bariere energetice Schottky, care asigură colectarea diferitor concentrații de purtători de sarcină. În inserția figurii 3.2 este prezentată construcția fotoreceptorului – invertor al semnelui fotocurentului cu două bariere Schottky Au(Ni) – ZnAs₂ – In. Înălțimea barierelor In, Hg, Ga-ZnAs₂ și Au, Ni, Cu-ZnAs₂ este egală cu 0,45 – 0,50 și 0,2 – 0,3 eV, respectiv. Înălțimea barierelor a fost determinată după măsurările caracteristicilor volt-ampere (CVA) și volt-capacitate (CVC). Bariera Schottky semitransparentă (D_1) se află pe suprafața iluminată a plăcii de semiconductor, iar al doilea contact de barieră (D_2) este aplicat pe suprafața opusă. Planul suprafeței iluminate este paralel cu axa C a cristalului. Fotocurenții fiecărei bariere Schottky pot fi prezentați analogic cazului anterior, utilizând expresia (3.3) și integrând $J(x)$ după volumul regiunii de colectare a purtătorilor de sarcină. Deoarece acest volum este proporțional suprafeței contactului de barieră [63 – 80], corelația amplitudinilor fotocurenților ai acestor bariere are forma:

$$M = \frac{\left\{ A[\exp(-\alpha(\omega_1 + L)) - 1] - C_1 \alpha L \left[\exp\left(-\frac{(\omega_1 + L)}{L}\right) - 1 \right] \right\}}{\left\{ A[1 - \exp(\omega_2 + L)\alpha] \exp(-\alpha d) - C_2 \alpha L \left[1 - \exp\left(\frac{(\omega_2 + L)}{L}\right) \right] \exp\left(-\frac{d}{L}\right) \right\}} \quad (3.10)$$

unde

$$A = gF \left[\frac{(\alpha L)^2}{(\alpha L)^2 - 1} \right], \quad C_1 = D_1 J_0 \left[\exp\left(\frac{gV}{kT}\right) - 1 \right] + A \quad (3.11)$$

$$C_2 = \left[D_1 J_0 \left[\exp\left(\frac{gV}{kT}\right) - 1 \right] + A \exp(-\alpha d) \right] \exp\left(\frac{d}{L}\right) \quad (3.12)$$

Semnul fotocurentului a structurii studiate va fi inversat la schimbarea polarizării luminii din $E||c$ în $E\perp c$, dacă într-un caz $T > 1$ ($\alpha \rightarrow \alpha||$), iar în alt caz $T < 1$ ($\alpha \rightarrow \alpha\perp$). Poziția spectrală a punctului de inversie ($m=1$), în care are loc schimbul semnului fotocurentului, depinde de relațiile geometrice între D_1 , D_2 , d , și, de asemenea, de valoarea absorbției pentru polarizările respective ($E||c$, $E\perp c$) ale cristalului studiat. Expresia (3.10) poate fi simplificată, deoarece $\omega_1 \sim \omega_2 < L$.

Punctele de inversie ($\hbar\omega = \hbar\omega_i$) ale invertorului discutat pot fi obținute din expresia (3.10), dacă sunt cunoscute distribuțiile spectrale $\alpha_{||}(\hbar\omega)$ și $\alpha_{\perp}(\hbar\omega)$. Deoarece valorile $C_1=f(V)$, $C_2=f(V)$, din condiția de inversie (3.10) rezultă, că schimbând polarizarea (tensiunea) externă U poate fi controlată poziția $\hbar\omega_i$ conform axei energiilor.

În figura 3.2 este revizuit cazul comun al inversiei semnului fotocurentului în cazul schimbării orientării vectorului polarizării E a radiației polarizate liniar. În vecinătatea $1,35\mu m$ absorbția semiconductorului este determinată de către oscilatorii tranzițiilor optice cu orientarea $E||c$, adică $\alpha_{||}$. Aceasta duce la mărirea fotorăspunsului cu maximul la $1,32 - 1,33 \mu m$, pentru aceste lungimi de undă $\alpha_{||} > \alpha_{\perp}$. Schimbarea polarizării radiației duce la schimbarea semnului tensiunii fotogenerate. În figura 3.2 sunt prezentate curbele spectrale ale fotocurentului invertorului ghidat prin polarizare pentru două polarizări ortogonale ($E||c$ și $E\perp c$). Marginea lungimilor de undă lungi a caracteristicilor spectrale ale fotosensibilității sunt determinate de panta spectrelor de absorbție a materialului semiconductor, în cazul nostru $ZnAs_2$, adică $S^{||}=\Delta\alpha^{||}/\Delta\lambda$ și $S^{\perp}=\Delta\alpha^{\perp}/\Delta\lambda$. Panta caracteristicilor fotorăspunsului $S^{||}_f(\hbar\omega) = \Delta J^{||}(\hbar\omega)/\Delta\lambda$ și $S^{\perp}_f(\hbar\omega) = \Delta J^{\perp}(\hbar\omega)/\Delta\lambda$ este, practic, proporțională pantei marginii absorbției pentru $E||c$ și $E\perp c$, respectiv. În cazul rotirii planului de polarizare a luminii polarizate liniar, fotocurentul invertorului se va schimba cu perioada $T=\pi$. Fotoreceptorul studiat lucrează în regiunea marginii absorbției (E_g), acolo unde se observă o valoare diferită a opacității cristalului. La polarizarea $E||c$ lumina este absorbită, de regulă, în regiunea diodei $Au(Ni) - ZnAs_2$ și generarea purtătorilor de sarcină are loc în stratul de sarcină spațială al diodei de la suprafață. La schimbarea polarizării din $E||c$ în $E\perp c$, absorbția are loc, preponderent, în stratul de sarcină spațială a diodei din spate $ZnAs_2 - In$. Generarea și divizarea purtătorilor de sarcină are loc în stratul de sarcină spațială al diodei cu contactul din In . Ambele diode (1 diodă – metal– stratul 1 sau n (stratul 1) — p (baza), 2 diodă – p – regiunea n) sunt conectate una contra alteia, de aceea formează o tensiune de semn

diferit (stratul 1 poate, de asemenea, fi sub formă de regiune n). Contactele de colectare K_1 și K_2 de la contactul metalic și regiunea n sunt fabricate la regiunea de bază K_3 . Lățimea regiunii active monocristaline $d_0 \sim 200-500\mu\text{m}$. Regiunea sarcinii spațiale $d_1 \ll d_0$ sau a stratului de sarcină spațială al joncțiunii p-n a diodei Au(Ni)-ZnAs_2 este mai mică ca valoarea d_0 . Partea majoritară a radiației incidente generează purtători de sarcină în stratul de sarcină spațială al diodei din spate, creând o tensiune fotogenerată negativă (convențional) la lungimea de undă din regiunea $1,25\mu\text{m}$ și grosimea indicată, la polarizarea $E \perp c$. Schimbarea polarizării în $E \parallel c$ duce la mărirea absorbției și la amplificarea fotoefectului cu semn invers cu sensibilitatea maximală în regiunea $1,35\mu\text{m}$. Pentru ca radiația incidentă, cu lungimea de undă $\lambda < 1,3\mu\text{m}$, să poată pătrunde în stratul de sarcină spațială al ambelor diode (D_1, D_2), este necesar ca grosimea fotoreceptorului să nu depășească valoarea $15 - 30\mu\text{m}$. Lățimea stratului de sarcină spațială (d_1) se determina prin concentrația purtătorilor de sarcină în cristal ($\sim 10^{16} - 10^{18}\text{ cm}^{-3}$, $d \sim 10^{-4} - 10^{-5}\text{ cm}$). Adâncimea stratului de sarcină spațială al diodei $\text{ZnAs}_2\text{-In}$ este determinat de relația $d_0/10$ din cauza diferenței coeficienților de absorbție pentru $E \parallel c$ și $E \perp c$ în intervalul $1,4 - 1,1\mu\text{m}$. Aplicând o polarizare mai mare la K_{13} și K_{23} , se poate de setat o tensiune fotogenerată simetrică în referință cu zero, pentru fiecare lungime de undă, adică valorile tensiunii aplicate sunt selectate experimental astfel, încât să satisfacă condiția U_1 (pentru $E \parallel c$) = U_2 (pentru $E \perp c$). Schimbarea polarizării din $E \parallel c$ în $E \perp c$, pentru fiecare lungime de undă, va duce la schimbarea spectrelor de absorbție și, respectiv, a spectrelor fotosensibilității.

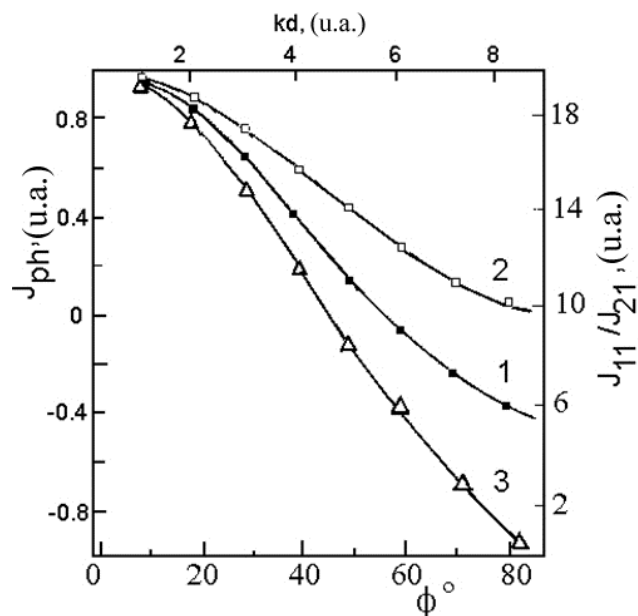


Fig. 3.5. a) Dependența azimutală a fotoelementului sensibil la polarizare pe baza ZnAs_2 (1), conform legii lui Mallus (2) și pentru $K_d=0,2$ (3); b) Caracteristica spectrală a fotoreceptorului.

În figura 3.3 este prezentată construcția fotodetectorului pe bază de $ZnAs_2$, compusă din două regiuni 1 și 2 cu straturi de sarcină spațială a și b . Axa C a cristalului în stratul 1 (notată ca C_1) este poziționată în planul figurii, iar în stratul 2 axa C (notată ca C_2) este perpendiculară planului figurii. O astfel de structură reprezintă o structură de tip „twin”, cu o orientare a axelor cristalografice C bine determinată. Structurile „twin” pe bază de $ZnAs_2$ sunt crescute din fază gazoasă. Straturile 1 și 2 pot fi de conductibilitate diferită: p-n sau n-p, respectiv. În ultimul caz, o astfel de structură reprezintă un fotoelement, sensibil la polarizarea luminii, iar maximul sensibilității este poziționat în regiunea $1,3\mu m$. Astfel de structuri sunt posibile și în configurații de tip n-n- sau p-p- [51, 78 – 80]. Caracteristicile volt-ampere (CVA) și volt-capacitate (CVC) ale joncțiunii de tip „twin” $ZnAs_2$ - $ZnAs_2$ de tip n-n, la temperatura de 77 și 300K sunt prezentate în fig. 3.4, *a*, *b*. Dependența curentului de tensiunea aplicată este neliniară în cazul ambelor polarizări. Din caracteristicile volt-capacitate rezultă, că deplasarea capacității crește pentru ambele polarizări. Aceasta este caracteristic pentru două bariere contra-conectate (fig. 3.1, fig. 3.2). Analiza caracteristicilor electrice și fotoelectrice arată, că la hotarele structurii „twin”, sunt realizate două bariere contra-conectate de valori diferite: 0,3 și 0,57 eV. Astfel de structuri posedă fotosensibilitate și pot fi utilizate în calitate de element activ.

3.2. Interferența spectrelor fotorăspunsului a structurilor Me- $ZnAs_2$

Caracteristica spectrală a elementelor studiate reprezintă o bandă îngustă cu maxim în regiunea energiilor $\hbar\omega$, care satisface condiția E_g (pentru $E\parallel c$) $< \hbar\omega < E_g$ (pentru $E\perp c$).

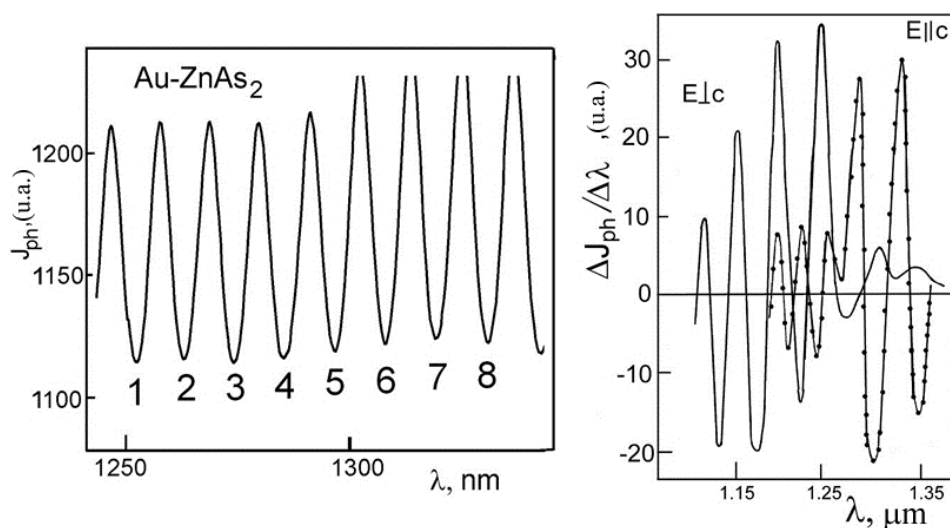


Fig. 3.6 Spectrele de interferență ale fotosensibilității diodelor Au – $ZnAs_2$ în regiunea de maxim a semnalului fotorăspunsului și dependența spectrală a fotorăspunsului λ -modulat al structurii Me- $ZnAs_2$ la polarizările $E\parallel c$ $E\perp c$ [51].

Radiația cu polarizarea E și energia $\hbar\omega$ cade pe stratul fotoelementului $\text{ZnAs}_2(1)$ – $\text{ZnAs}_2(2)$. Marginea absorbției se schimbă conform curbei absorbției polarizate, în cazul orientării vectorului polarizării unei incidente perpendicular axei C_1 (axa C în stratul 1) (fig. 3.1). Ultima este determinată de către tranzițiile optice în centrul zonei Brillouin din benzile de valență, despicate de câmpul cristalin, în banda de conducție. În acest caz, absorbția în fotoelement are loc, preponderent, în stratul 2. Odată cu creșterea energiei luminii $\hbar\omega$ crește și coeficientul de absorbție la polarizarea $E \perp c$ și lumina este absorbită în stratul 1. În același timp, se micșorează tensiunea fotogenerată. Lărgimea benzii fotosensibilității, în astfel de fotoelement, este determinată de despicarea marginilor absorbției, adică de diferența valorilor benzii energetice interzise la polarizarea $E \parallel c$ și $E \perp c$. Semilărgimea fotosensibilității spectrale a structurii $\text{ZnAs}_2(1)$ — $\text{ZnAs}_2(2)$, așa cum s-a menționat, este de ordinul 30 – 35 meV și este determinată de diferența lărimii benzii energetice interzise a cristalului ZnAs_2 la polarizarea $E \parallel c$ și $E \perp c$ și temperatura 300K. Caracteristica spectrală a fotoelementului este determinată, de asemenea, de coeficientul de absorbție, idealitatea structurii și alți parametri.

Radiația $\hbar\omega$ cu energia, care satisface condiția E_g (pentru $E \parallel c$) $< \hbar\omega < E_g$ (pentru $E \perp c$), cu vectorul electric E perpendicular la axa C_1 în stratul 1, este incidentă pe joncțiunea stratului 1 și trece în stratul 2. Aceasta este cauzat de faptul, că E_g este mai mare pentru $E \perp c$ decât pentru $E \parallel c$. Pentru $E \parallel c$ (stratul 1), energia absorbită generează purtători de sarcină, creând o tensiune fotogenerată cu semn pozitiv (la structură este aplicat un voltaj, cu semn opus). Semnul tensiunii fotogenerate se schimbă odată cu schimbarea valorii unghiului planului de polarizare în referință cu axa C în stratul 1, de exemplu, vectorului electric al unei $E \parallel c$ în stratul 2 sau $E \perp c$ în stratul 1. Semnalul este egal cu zero pentru direcția orientării vectorului E sub un unghi de 45° față de axa C în straturile 1 și 2. Sensibilitatea unei astfel de structuri, pentru polarizările $E \parallel c_1$ și $E \perp c_1$ este prezentată în figura 3.3.

În acest mod, principiul discutat permite obținerea senzorilor optici cu sensibilitate mult mai îngustă, prin selecția semiconductorului cu anizotropie a marginii absorbției pentru $E \parallel c$ și $E \perp c$. Fotoreceptorul dat permite determinarea orientării planului de polarizare al radiației polarizate liniar, în cazul amplificării semnalului tensiunii fotogenerate al ambelor polarități și satisfacerii condițiilor E_g ($E \parallel c$) $< \hbar\omega < E_g$ ($E \perp c$) și J_f (pentru $E \parallel c_1$) = J_f (pentru $E \parallel c_2$, $E \perp c_1$).

Dependența azimutală a tensiunii fotogenerate, în cazul radierii cu lumină, ai cărei energie a fotonilor este 0,94 eV, permite determinarea asimetriei ($-\Delta J_1 > \Delta J_2$, $\Delta J_1 -$

tensiunea fotogenerată a stratului de sarcină spațială a diodei cu C_1 și ΔJ_2 – tensiunea fotogenerată cu C_2). Aceasta este condiționat de diferența valorii înălțimii barierelor în straturile fotoelementului. Asimetria caracteristicii poate fi exclusă prin aplicarea unei tensiuni externe $\sim 0,13$ V (această valoare este diferită pentru diferite dispozitive).

Analiza lucrului de detectare a radiației polarizate liniar al fotoreceptorului, cu construcțiile discutate, oferă următoarea expresie pentru dependențele spectrale și azimutale ale fotocurentului, pentru cazul $d \gg L \gg W$ (d – grosimea cristalului dintre contactele K_1 și K_2 , L – lungimea de difuziune, W – grosimea stratului de sarcină spațială) [51, 63 – 80]:

$$J(\varphi, \hbar\omega) = \left\{ \begin{array}{l} J_{11}(\hbar\omega) - J_{22}\left(\frac{\pi}{4}, \hbar\omega\right) \exp[-K(\varphi, \hbar\omega)d] \cos^2\left(\frac{\varphi + 2\pi}{\eta}\right) + \\ + J_{12}\left(\frac{\pi}{4}, \hbar\omega\right) - J_{21}(0, \hbar\omega) \exp[-K(\varphi, \hbar\omega)d] \end{array} \right\} \sin^2\left(\frac{\varphi + 2\pi}{\eta}\right), \quad (3.13)$$

unde J_{11} – fotocurentul pentru $E \parallel c$, J_{12} – fotocurentul pentru $E \perp c_1$, J_{21} – fotocurentul pentru $E \parallel c_2$, J_{22} – fotocurentul pentru $E \perp c_2$.

Punctul de inversare a semnalului fotorăspunsului este determinat din condiția egalității cu zero a fotocurentului, generat de către lumină în straturile 1 și 2:

$$\operatorname{tg}\left(\varphi_i - \frac{2\pi}{\eta}\right) = \left\{ \frac{J_{11}(0, \hbar\omega) - J_{12}\left(\frac{\pi}{4}, \hbar\omega\right) \exp[-K(\varphi_1, \hbar\omega)d]}{J_{21}(0, \hbar\omega) \exp[-K(\varphi_1, \hbar\omega)d] - J_{22}\left(\frac{\pi}{4}, \hbar\omega\right)} \right\}^{1/2}. \quad (3.14)$$

Așa cum rezultă din expresie, unghiul de orientare φ al vectorului E , la care are loc inversarea semnului fotocurentului, este determinat nu numai de relația K^{\parallel} , K^{\perp} , d , dar și de $\hbar\omega$ (K^{\parallel} , K^{\perp} - sunt coeficienții de absorbție pentru $E \parallel c$ și $E \perp c$, d – grosimea stratului în care are loc absorbția). Dependențele φ_i sunt prezentate în fig. 3.5, curba 3 pentru cazul $K^{\parallel} \gg K^{\perp}$, $J_{11} \gg J_{12}$, $J_{21} \gg J_{22}$ și $\pi/2 \gg \varphi > 0$, cu condiția egalității amplitudinilor semnalului J_{11} și J_{21} și dependența semnalului pentru $\varphi_i = 45^\circ$ de $K(0, \hbar\omega)d$. Cu ajutorul parametrilor fotoreceptorului de detecție a luminii polarizate liniar (unghiul de inversare și semnalul negativ) poate fi controlată tensiunea externă aplicată. Fotocurentul depinde de grosimea stratului de sarcină spațială pentru valorile de lucru ale K_d și, respectiv, de tensiunea aplicată la dispozitiv.

Fotoreceptorii destinați detecției luminii polarizate liniar pot fi caracterizați prin sensibilitatea azimutală la radiația polarizată:

$$\Omega_{\varphi} = \left[\frac{\partial^2 J_{ph}(\varphi, \hbar\omega)}{\partial p \partial \varphi} \right] \left[\frac{A}{W \cdot \text{rad}} \right] \quad (3.15)$$

În acest caz, sensibilitatea azimutală constituie 0,022 A/W pentru un fotoreceptor ideal ($K_d \rightarrow 0$). Pentru fotoreceptorul pe baza joncțiunilor p – n sau barierelor Au(Ni)–ZnAs₂ sensibilitatea azimutală constituie 0,005 – 0,009 A/W·rad.

Fotoreceptorul discutat posedă unele particularități dependente de grosimea elementului care satisface condiția interferenței [51, 80].

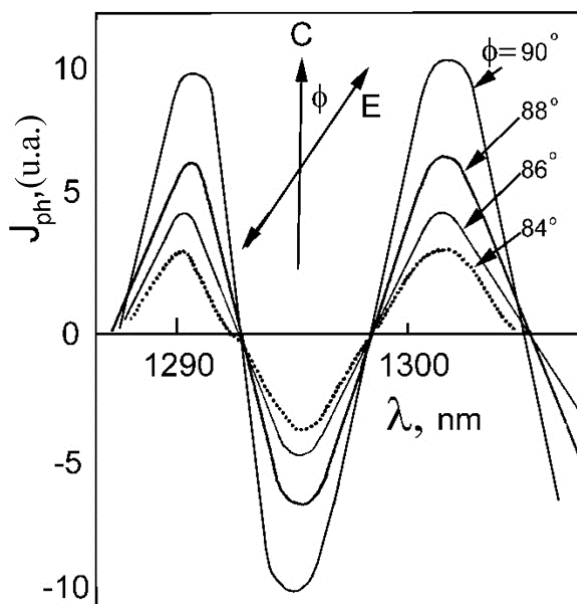


Fig. 3.7. Schimbarea intensității maximele spectrelor fotorăspunsului λ -modulat la schimbarea unghiului de polarizare ϕ , cu pasul 2°.

La polarizarea $E \parallel c$, energia luminoasă este absorbită, preponderent, la suprafață. Deoarece, grosimea cristalului admite interferență în spectrele de absorbție, atunci interferența este accentuată și în spectrele fotosensibilității. Aceasta condiționează apariția unor maxime înguste J_{ph} , în regiunea 1,25 – 1,35 μm . Schimbarea orientării vectorului electric în $E \perp c$ duce la schimbarea semnului tensiunii fotogenerate și deplasarea maximelor fotosensibilității spectrale către regiunea 1,25 – 1,0 μm , deoarece, marginea absorbției se începe la aceste lungimi de undă, pentru polarizarea $E \perp c$. În fig. 3.6 este evidentă apariția interferenței fotorăspunsului. Oscilațiile fotorăspunsului sunt reliefate în regiunea maximului fotosensibilității. Oscilațiile fotosensibilității constituie aproximativ 10% din valoarea fotosensibilității maxime, pentru dispozitivul studiat de noi Au-ZnAs₂. În figura 3.6 este prezentat un fragment (interval) al spectrelor de interferență a fotorăspunsului. Așa cum rezultă din dependențele de polarizare ale spectrelor de absorbție, oscilațiile interferențiale ale fotorăspunsului sunt depistate în regiunea 1,35 – 1,25 μm pentru

polarizarea $E||c$, iar pentru polarizarea $E\perp c$, sunt depistate în regiunea 1,0 – 1,3 μm . Spectrele tensiunii fotogenerate prezentate în figura 3.6 sunt obținute pentru structuri cu două contacte metalice semitransparente din Au sau Ni, care formează bariera Schottky la suprafața plăcii ZnAs_2 cu grosimea 0,6 – 1,4 μm . Grosimea contactelor semitransparente, la suprafața cristalului, era în intervalul 100 - 300 Å. Minimele din spectrele de interferență ale fotorăspunsului, pentru structurile studiate, sunt poziționate la următoarele lungimi de undă: 1~1252 nm, 2~1262 nm, 3~1274 nm, 4~1285 nm, 5~1296 nm, 6~1308 nm, 7~1319.8 nm, 8~1330 nm. Din aceste date este evident, că maximele și minimele în spectrele de oscilație a fotorăspunsului au un pas de 10Å între ele. Aceste numere sunt caracteristice pentru dispozitivul dat și ilustrează posibilitatea creării unui dispozitiv fotosensibil, ai cărui maxime ale fotosensibilității pot corespunde pachetului de frecvențe ale impulsurilor laser admise de standardul ITUT în sistemele de comunicații optice DWDM.

În figura 3.7 sunt prezentate dependențele spectrale ale fotorăspunsului în regiunea 1,0–1,35 μm ale fotodiodelor contra-conectate pe baza ZnAs_2 , pentru polarizarea $E\perp c$ (curba solidă) și $E||c$ (curba punctată). Spectrele de interferență a fotorăspunsului sunt modulate după lungimea de undă (diferențiate după lungimea de undă). Monocristalele au fost obținute din fază gazoasă și aveau grosimea în intervalul 16 – 14 μm . Modularea după lungimea de undă a spectrelor fotorăspunsului fotoreceptorului discutat duce la o accentuare mai precisă, chiar și a celor mai slab accentuate oscilații, în curbele fotorăspunsului. În figura 3.7 este prezentat fotorăspunsul, modulat după lungimea de undă, a două maxime ale spectrelor de interferență a fotorăspunsului, în vecinătatea 1300nm, în dependență de schimbarea polarizării luminii. Planul de polarizare al radiației poate fi determinat după maximul amplitudinii tensiunii fotogenerate, determinând o orientare a direcției strictă a axei C a cristalului. Calculele și rezultatele experimentale (fig. 3.6, 3.7) au arătat, că utilizând astfel de fotoreceptori poate fi înregistrată rotirea planului de polarizare cu câteva secunde. O particularitate deosebită a unui astfel de fotoreceptor este faptul, că la o valoare determinată fix a axei C a cristalului, maximul fotorăspunsului corespunde polarizării $E||c$. prin urmare, cu ajutorul unui astfel de fotoreceptor poate fi înregistrată dispersia modală de polarizare în sistemele de comunicații prin fibră optică (SCFO), adică de determinat cu cât s-a schimbat poziția modei TE purtătoare de informație în procesul de propagare prin ghidul de undă.

3.3. Indicatorul semnului zero al radiației polarizate

Așa cum a fost menționat în paragraful 3.1, într-un șir de sarcini experimentale, este necesară determinarea orientării planului de polarizare a radiației sau a poziției obiectului în spațiu, sau a două obiecte, unul în referință cu celălalt. Metodele existente de determinare a planului de polarizare [61, 62] posedă o eroare destul de mare în condiții de laborator. Pentru determinarea planului de oscilație al vectorului electric al radiației polarizate liniar sunt necesari fotoreceptori, capabili de a schimba semnul tensiunii fotogenerate de la $+J_{ph}$ până la $-J_{ph}$ (și invers), în cazul rotirii planului de polarizare cu 90° . Astfel de fotoreceptori sunt numiți *invertori ai semnului fotocurentului* ghidați după polarizare [63 – 72, 77] sau „*indicatori ai semnului zero*” al radiației polarizate [78, 79]. Astfel de dispozitive sunt necesare pentru diverse domenii ale opticii integrate, în sistemele de comunicații prin fibră optică (pentru determinarea dispersiei modale de polarizare) și în robo-to-tehnică, acolo unde utilizarea polarizatoarelor cu multiplicator fotoelectric nu poate fi efectuată discret.

3.3.1. Caracteristicile electrice și fotoelectrice ale diodelor Me-ZnAs₂

Barierile Schottky pe baza monocristalelor de ZnAs₂ sunt fabricate pe straturi, care conțin axa cristalină C. Concentrația purtătorilor de sarcină liberi, adică concentrația golurilor constituie $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Coeficientul de idealitate, practic, nu depinde de temperatură și constituie valoarea $1,02 \pm 0,04$ pentru barierele, obținute prin depunere electrochimică a metalelor. Această valoare este mai mare pentru barierele obținute prin pulverizare termică a metalelor în vid și constituie 1,1 – 1,3. Înălțimea barierelor diodelor Me-ZnAs₂ sunt prezentate în tabelul 3.1 și comparate cu parametrii structurilor Me-ZnP₂-C_{2h}⁵.

Tabelul 3.1. Valorile înălțimii barierelor pentru diodele Me-ZnP₂ și Me-ZnAs₂ [86]

Cristal	Metoda de determinare	Ga	In	Sb	Cu	Hi	Te	g
<i>Me-ZnP₂-C_{2h}</i> ⁵	ξ (eV)	-	3,80	4,08	4,4	4,50	4,75	-
	ϕ din CVA (eV)	-	0,76	0,70	0,87	0,815	1,00	-
<i>Me-ZnP₂-C_{2h}</i> ⁵	ϕ din CVC (eV)	-	0,66	0,73	0,88	0,82	1,05	-
<i>Me-ZnAs₂</i>	ϕ din CVA (eV)	0,50	0,35	-	0,20	0,20	-	-
<i>Me-ZnAs₂</i>	ϕ din CVC (eV)	0,45	-	-	-	-	-	0,30

Înălțimea barierelor diodelor Me~ZnAs₂ pentru diferite metale (tabelul 3.1) determinate

din caracteristicile volt-ampere (CVA) și volt-capacitate (CVC), constituia 0,5 – 0,45 eV (Ga), 0,35 eV (In), 0,20 eV (Cu, In) și 0,30 eV (Hg). O stabilizare strictă a nivelului Fermi la suprafață nu a fost observată pentru barierele Me-ZnAs₂. În figura 3.9, A și B sunt prezentate caracteristicile volt-ampere și volt-capacitate ale joncțiunii de tip „twin” ZnAs₂- ZnAs₂, la temperatura 77 și 300K.

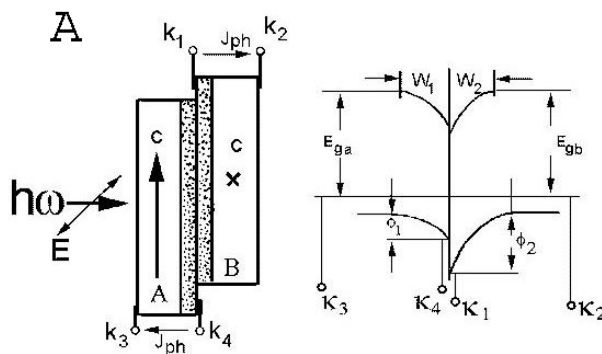


Fig. 3.8. A) Construcția indicatorului de semnal zero al radiației polarizate, cu construcție de tip „twin”, crescut cu axele C ale ZnAs₂ respectiv perpendiculare; B) spectrele marginii absorbției ale cristalelor ZnAs₂ și curbura zonelor la hotarul structurii de tip „twin” și diagrama energetică în minimul benzii energetice interzise.

În figura 3.8 este prezentată construcția fotoelementului pe baza semiconductorului anizotrop, care este compus din două regiuni A și B . În interiorul stratului A , axa C este poziționată în planul figurii, iar în stratul B axa C este perpendiculară planului figurii. Astfel de structură reprezintă o structură de tip „twin” cu orientare bine determinată ale axelor cristalografice C [51, 64 – 72, 86, 88]. Elementul studiat la hotar schimbă pachetul de legături atomice ale rețelei cristaline. Aceasta duce nu doar la curbare, dar și la ruperea benzilor la hotar. În același timp, se formează stări superficiale, cauzate de ruperea legăturilor chimice. Pe ambele părți a hotarului există straturi îmbogățite (degenerate) – regiuni ale sarcinii spațiale evidențiate în figura 3.8, ceea ce este posibil datorită naturii donore (acceptoare) a stărilor de la hotar. Structura dată reprezintă o structură de tip „twin” ZnAs₂ (regiunea A) – ZnAs₂ (regiunea B), ai cărei diagramă energetică, la hotarul joncțiunii straturilor, este prezentată în partea din mijloc a figurii 3.8.

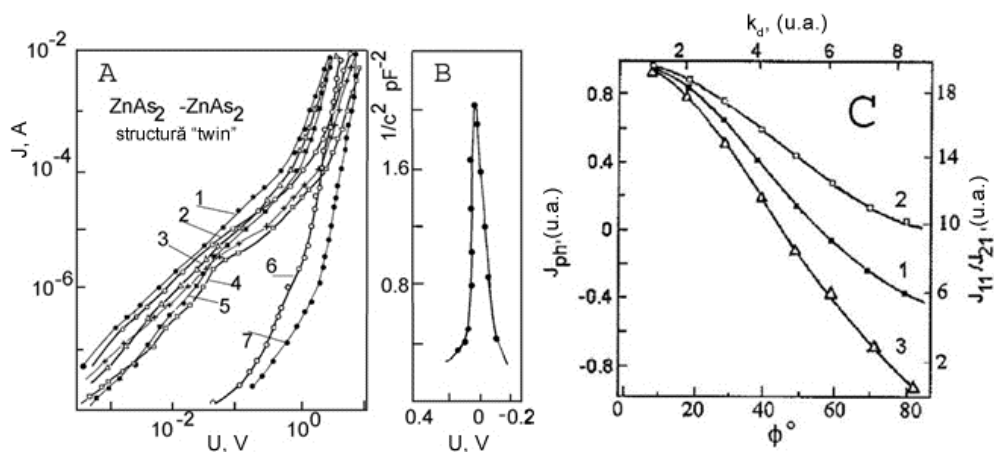


Fig. 3.9. A) Caracteristica volt-ampere pentru 7 probe diferite de tip „twin”; B) Caracteristica volt-capacitate; C) caracteristica azimutală a indicatorului de semnal nul.

Dependența curentului de tensiunea aplicată este neliniară pentru ambele polarizări. Din caracteristicile volt-capacitate rezultă, că capacitate crește pentru ambele polarizări. Aceasta este caracteristic pentru două bariere contra-conectate. Analiza caracteristicilor electrice și fotoelectrice arată, că la hotarele structurii „twin” sunt realizate două bariere contra-conectate de diferite valori: 0,3 eV și 0,57 eV. Structurile de tip „twin” posedă o fotosensibilitate înaltă și pot fi folosite ca elemente active.

Caracteristica spectrală a fotoelementului studiat reprezintă o bandă îngustă cu maximum în regiunea energiei E , care satisface condiția E_g (pentru $E||c$) $< E < E_g$ (pentru $E\perp c$). Radiația cu polarizarea E și frecvența ω este incidentă pe suprafața A a fotoelementului $ZnAs_2 - ZnAs_2$. Vectorul de polarizare al undei incidente este orientat perpendicular la axa C_A (axa C în stratul A) și paralel la axa C_B (axa C în stratul B). Marginea absorbției, pentru această polarizare, se schimbă în corespundere cu curba absorbției polarizate, fiind cauzată de tranzițiile optice pentru $k=0$ din benzile de valență, despicate de către câmpul cristalin, în banda de conducție. În acest caz, absorbția în fotoelement are loc, preponderent, în regiunea stratului de sarcină spațială a stratului B . Radiația cu energia (E), care satisface condiția E_g (pentru $E||c$) $< E < E_g$ (pentru $E\perp c$), cu vectorul electric \vec{E} perpendicular axei C în stratul A , este incidentă pe joncțiunea stratului A și trece în stratul B . Aceasta este condiționat de faptul, că E_g pentru $E\perp c$ este mai mare decât E_g pentru $E||c$. Energia absorbită generează purtători de sarcină pentru $E||c_B$ în stratul B , creând o tensiune fotogenerată cu semn pozitiv (notat cu săgeată spre dreapta). Energia undei luminoase este absorbită în stratul A schimbând valoarea unghiului planului de polarizare cu orientarea $E\perp c_A$ în $E||c_A$, creând o tensiune fotogenerată de semn opus (notată în fig. 3.8 cu săgeată spre stânga J_{ph}). Semnalul este egal cu zero pentru direcția orientării vectorului \vec{E} sub un unghi de 45° față de axa C în straturile A și B . Fotoreceptorul studiat permite determinarea orientării planului

de polarizare a luminii în cazul amplificării semnalului tensiunii fotogenerate pentru ambele polarizări și satisfacerii condițiilor $E_g(E\parallel c) < E < E_g(E\perp c)$ și U_F (tensiunea fotogenerată pentru $E\parallel c_A$) egal cu U_F (tensiunea fotogenerată pentru $E\perp c_B, E\parallel c_A$).

Dependența azimutală a tensiunii fotogenerate, în cazul radiației cu energia fotonului 0,94eV, prezintă o asimetrie ($-\Delta U > \Delta U$). Aceasta este condiționat de valoarea diferită a înălțimii barierelor în straturile fotoelementului. Asimetria caracteristicii poate fi exclusă prin aplicarea unei tensiuni externe cu valoarea $\sim 0,13V$. Dependența spectrală și azimutală a fotocurentului indicatorului de semnal zero, pentru radiația polarizată liniar și cazul $d > L > W$, este determinată de către relația [86, 88]:

$$J(\varphi, \hbar\omega) = \left\{ \begin{array}{l} J_{11}(\hbar\omega) - J_{22}(\pi/4, \hbar\omega) \exp[-K(\varphi, \hbar\omega)d] \cos^2(\varphi + 2\pi/\eta) + \\ + J_{12}(\pi/4, \hbar\omega) - J_{21}(0, \hbar\omega) \exp[-K(\varphi, \hbar\omega)d] \end{array} \right\} \sin^2(\varphi + 2\pi/\eta) \quad (3.16)$$

unde: J_{11} – fotocurentul pentru $E\parallel c$, J_{12} – pentru $E\perp c_1$, J_{21} – pentru polarizarea $E\parallel c_2$, d – grosimea cristalului dintre contactele K_1 și K_2 , L – lungimea de difuziune, W – grosimea stratului de sarcină spațială. Punctul de inversare a semnelui fotocurentului se determină din condiția de egalitate cu zero a fotocurentului, generat de lumină în regiunile A și B :

$$\text{tg}(\varphi_1, 2\pi/\eta) = \left\{ \frac{J_{11}(0, \hbar\omega) - J_{12}(\pi/4, \hbar\omega) \exp[-K(\varphi_1, \hbar\omega)d]}{J_{21}(0, \hbar\omega) \exp[-K(\varphi_1, \hbar\omega)d] - J_{22}(\pi/4, \hbar\omega)} \right\}^{1/2} \quad (3.17)$$

Unghiul φ de orientare al vectorului \vec{E} , la care are loc inversarea semnelui fotocurentului, este determinat de către coeficientul de absorbție pentru $E\parallel c$ (K^{\parallel}) și $E\perp c$ (K^{\perp}), grosimea stratului d și energia $\hbar\omega$. Dependențele φ_i , pentru condițiile de egalitate a amplitudinilor semnalului J_{11} și J_{21} și raportul amplitudinilor semnalului pentru $\varphi_i = 45^\circ$ de $K(0, \hbar\omega)d$, sunt prezentate în figura 3.9 (curbele 1 – 3). Cu ajutorul parametrilor fotodetectorului de radiație polarizată liniar (unghiul de inversare și raportul amplitudinilor semnalului pozitiv și negativ) poate fi controlată tensiunea aplicată din exterior. Pentru valorile de lucru ale lui K_d , fotocurentul depinde de grosimea stratului de sarcină spațială și, respectiv, de tensiunea pe dispozitiv. Sensibilitatea azimutală la radiația polarizată a indicatorului de semnal zero este caracterizată de expresia:

$$\Omega\varphi = \left[\frac{\partial^2 J_{ph}(\varphi, \hbar\omega)}{\partial P \partial \varphi} \right], [A/W \cdot K] \quad (3.18)$$

Sensibilitatea azimutală constituie 0,022 A/W pentru un fotoreceptor de radiație polarizată liniar ideal ($K_d \rightarrow 0$). Pentru fotoreceptorul pe bază de joncțiuni p-n sau bariere Au(Ni) – ZnAs₂ sensibilitatea azimutală constituie 0,005 – 0,009 A/W·rad.

Fotodiodele create pe bază de semiconductori ZnP₂(C_{2h}⁵) sau ZnAs₂ generează fotocurent

de valoare diferită în prima și a doua diodă, în dependență de parametrii electrofizici ai cristalelor și orientarea vectorului de polarizare \vec{E} în referință cu axele din straturi (diodele A și B). Diodele sunt conectate astfel, încât fotocurentul generat în diode să fie opus direcționat, posedă polaritate diferită și, cum a fost menționat, o valoare absolută diferită. Pentru egalarea valorilor semnalului ambelor polarizări au fost utilizate surse de tensiuni fotogenerate exterioare.

Anizotropia coeficientului de absorbție al cristalelor monoclinice $ZnAs_2$ la temperatura 300K, permite crearea fotodetectorilor de bandă îngustă. Coeficientul de absorbție pentru $E \perp c$ se schimbă în limitele $5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$, iar pentru $E \parallel c$ este $(7-8) \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, în cazul fotodetectorului sensibil la polarizare pe baza cristalelor monoclinice de ZnP_2 , la lungimea de undă 860 – 800 nm, adică în intervalul energiilor 1,4 – 1,7 eV. Deci, valoarea coeficientului de absorbție diferă cu un ordin, practic, pentru tot intervalul indicat. Lumina trece în dioda D_2 , pentru intervalul lungimilor de unde studiat (860 – 800 nm), la orientarea vectorului electric al undei luminoase $E \perp c$ (axa C a cristalului în dioda D_2), în corespundere cu coeficientul de absorbție. Generarea perechilor electron-gol are loc în regiunea stratului de sarcină spațială al diodei D_2 , în același timp, fotocurentul posedând polaritate pozitivă. Absorbția la polarizarea $E \perp c$ este, practic, comparabilă cu absorbția la polarizarea $E \parallel c$, la micșorarea lungimii de undă mai mică de 800nm, și unda luminoasă este absorbită, deja, în dioda D_1 , generând un fotocurent cu semn opus. Compensarea are loc la o lungime de undă, la care fotocurenții ambelor polarități sunt egali și fotocurentul total este zero. Într-un astfel de fotodetector, lărgimea benzii de fotosensibilitate este determinată de diferența valorilor benzilor energetice interzise, pentru polarizările $E \parallel c$ și $E \perp c$, adică este egală cu despicarea marginii absorbției în cristalul din care este fabricat fotodetectorul. Semilărgimea fotosensibilității spectrale a dispozitivelor pe bază de $ZnAs_2$ nu depășește 30meV și este determinată de diferența valorilor benzilor energetice interzise ale $ZnAs_2$ la polarizarea $E \parallel c$ și $E \perp c$. Caracteristica spectrală a fotoelementului pe bază de $ZnP_2 - C_{2h}^5$ posedă o bandă de sensibilitate îngustă, cu maximum la lungimea de undă 848nm. În cazul schimbării tensiunii aplicate din exterior la una din diode, este posibil de schimbat poziția (lungimea de undă) maximumului fotosensibilității detectorului, în limitele marginilor de absorbție polarizate. În același timp, se schimbă și semilărgimea benzii de sensibilitate a fotodetectorului cu câțiva meV.

3.4. Concluzii la capitolul 3

Dispozitivele propuse pe baza cristalelor birefringente $ZnAs_2$ pot asigura separarea efectivă a modele impulsurilor optice (TE, TM) și pot fi utilizate pentru realizarea procesului de deinterleaving (demultiplexare) al impulsurilor optice, în sistemele de comunicații prin fibră optică (domeniul 1,3 μm). Structurile dispozitivelor pe baza ghidurilor de undă propuse de noi

constituie doar probe de laborator, iar parametrii acestor structuri pot fi optimizați pentru diferite scopuri industriale. În același timp, tehnologia de obținere a ghidurilor de undă permite crearea unor structuri destul de complexe pentru diverse aplicații ale sistemelor optoelectronice.

Indicatorii de semnal zero al radiației polarizate liniar pe bază de ZnAs_2 destinați regiunii de transparență a fibrei optice 1,3 – 1.35 μm , pot fi construiți și elaborați sub formă de structuri n-p și Me- n-p monolite și discrete. Rezultatele obținute în urma studiului caracteristicilor electrice, spectrale și azimutale ale detectorilor de radiație polarizată liniar au demonstrat posibilitatea elaborării detectorului pe baza a două straturi din unul și același material (structură „twin”), cu axe cristalografice, respectiv, perpendiculare. Fotoreceptorul dat poate funcționa ca un indicator de semnal zero al radiației monocromatice polarizate, prin inversarea semnului tensiunii fotogenerate la schimbarea lungimii de undă, într-o regiune spectrală îngustă (5-10nm). Un astfel de fotodetector poate fi utilizat pentru detectarea frecvențelor purtătoare de informație ale canalelor optice de comunicații în sistemele DWDM, utilizând proprietățile de interferență a fotorăspunsului detectorului.

Proprietățile anizotropice și banda de sensibilitate îngustă a cristalelor ZnAs_2 permite elaborarea fotoreceptorilor pentru determinarea și caracterizarea dispersiei modale de polarizare (PMD) a canalelor optice de comunicații în domeniul 1,3 – 1.35 μm . Construcțiile acestor fotoreceptori pot fi realizate tehnologic sub formă de joncțiuni p-n, diode Schottky sau alte dispozitive active.

4. PROPRIETĂȚILE OPTICE ALE STRUCTURILOR CU GROPI CUANTICE $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Heterostructurile cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ posedă proprietăți optice, fiind determinate, de regulă, de o eficiență înaltă de interacțiune a subsistemului excitonic cuasi bidimensional (2D) cu lumina. Cercetările nano heterostructurilor pe semiconductori sunt importante, așa cum din punct de vedere al depistării proprietăților fundamentale ale stărilor excitate în gropile cuantice (QW) și în punctele cuantice (QD), așa și pentru elaborarea dispozitivelor micro-optoelectronice moderne [116 – 118]. La momentul actual sunt elaborați laseri de injecție pe bază de puncte cuantice, care au o stabilitate la temperatură foarte înaltă a densității curentului de prag J_{th} , o valoare mică a curentului J_{th} [102 – 115, 119 – 121] și asigură o emisie în regim continuu la temperatura camerei, cu o putere de ieșire mai mare de 3W [102 – 115, 122 – 127]. Unul din avantajele utilizării structurilor cu puncte cuantice este posibilitatea lărgirii diapazonului optic al radiației în comparație cu structurile pe bază de gropi cuantice. Astfel, structurile cu puncte cuantice $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/(\text{Al})\text{GaAs}$ permit obținerea unei emisii în diapazonul 1 – 1,6 μm [81 – 85]. În particular, structurile cu puncte cuantice sunt de perspectivă pentru elaborarea dispozitivelor, care emit la lungimea de undă 1,3 μm [102 – 115, 124 – 126].

Heterostructurile cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ sunt utilizate în calitate de medii pentru fabricarea diferitor dispozitive optoelectronice [102 – 118] în diferite domenii, inclusiv și sistemele de comunicații optice. Cercetările au arătat, că spectrele de reflexie, transparență ale structurilor cu gropi cuantice poziționate periodic sunt complexe. Ele se formează ca rezultat al prezenței rezonanțelor excitonice în gropile cuantice. Luminescența heterostructurilor pe semiconductori cu puncte cuantice este actuală, din punct de vedere al depistării parametrilor straturilor cuantice, care sunt determinați de către procesele electronice în gropile cuantice.

În lucrare sunt cercetate spectrele de reflexie, transparență și luminescență ale heterostructurilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ cu gropi cuantice. Au fost calculate contururile liniilor de reflexie și transparență, într-un model cu un singur oscilator al relațiilor de dispersie și integralelor Kramers-Kronig.

4.1. Spectrele optice de polarizare ale nano heterostructurilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Tranzițiile dintre diferite subzone de cuantificare din banda de valență V în banda de conducție C, cauzate de radiația $\hbar\omega > E_g$, pot crea succesiv o familie întreagă de tranziții electronice în gropile cuantice și, respectiv, benzi de reflexie, absorbție și luminescență dintre benzi [128 – 130]. Spectrele de reflexie $R(\omega) = |r(\omega)|^2$ și transparență $T(\omega) = |t(\omega)|^2$, pe lângă analiza fotoluminescenței, sunt una din cele mai simple posibilități de cercetare a gropilor

cuantice în heterostructuri. Pentru determinarea absorbției structurilor cu gropi cuantice este necesar de efectuat măsurări pentru R și T , cu scopul determinării precise a valorii $\alpha(\omega)$.

$$\alpha(\omega) = 1 - R(\omega) - R(T) \quad (4.1)$$

Imperfecțiunea structurii influențează spectrele de reflexie și absorbție, cauzând lărgirea neomogenă a frecvenței de rezonanță a excitonului în heterostructuri. Inomogenitatea poate duce la o dependență de coordonată pentru ω_0 în planul gropii cuantice sau în volumul rețelei, ceea ce poate cauza lărgirea benzilor de absorbție și reflexie.

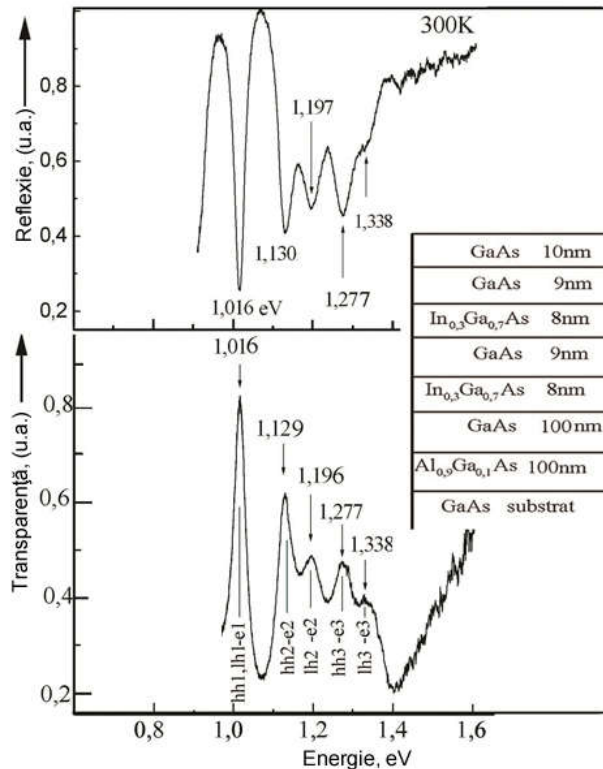


Fig. 4.1. Spectrele de reflexie și transparență ale heterostructurilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ (în fragment este prezentată structura constituită din două straturi de $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ cu grosimea de 8 nm, cu gropile cuantice divizate prin straturi de barieră GaAs cu grosimea 9nm.

Din punct de vedere experimental, benzile de absorbție și reflexie înguste demonstrează calitatea structurii cu gropi cuantice. Cea mai simplă și efectivă metodă de calcul al extinderii neomogene (inhomogeneous broadening), în cazul calculului coeficientului de reflexie, este înlocuirea formală, în expresiile respective, a amortizării ne radiative Γ cu amortizarea radiativă efectivă $\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma + \Gamma_0$, unde Γ_0 este parametru extinderii [102 – 115, 148].

În figura 4.1 este prezentată structura constituită din două straturi de $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ cu grosimea 8nm, cu gropile cuantice divizate prin straturile de barieră GaAs, cu grosimea 9nm. Spectrele de reflexie prezentate în figura 4.1 au fost măsurate la un unghi al radiației incidente de 7° , iar spectrele de transparență la o incidență normală a luminii pe suprafața heterostructurii

$\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ cu gropi cuantice. Deoarece, măsurările au fost efectuate cu ajutorul unui spectrometru de rezoluție înaltă, iar maximele de absorbție și minimele de reflexie posedă valoarea FWHM (Full Width Half Maximum) egală cu 2–3meV, atunci poate fi afirmat cu certitudine, că energia minimelor spectrelor de reflexie coincide, practic, total cu poziția energetică a maximelor în spectrele de absorbție.

În figura 4.2 sunt prezentate spectrele de reflexie de la suprafața structurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ cu gropi cuantice, la temperatura 300K și unghiul de incidență a luminii de 7° , pentru polarizarea S-S (A) și P-P (B) a undelor luminoase. Traectoria razelor la măsurare este prezentată în inserția *a*. Maximele de reflexie b1-b6 sunt prezente la polarizarea S-S și unghiul de incidență 7° [102 – 115, 148].

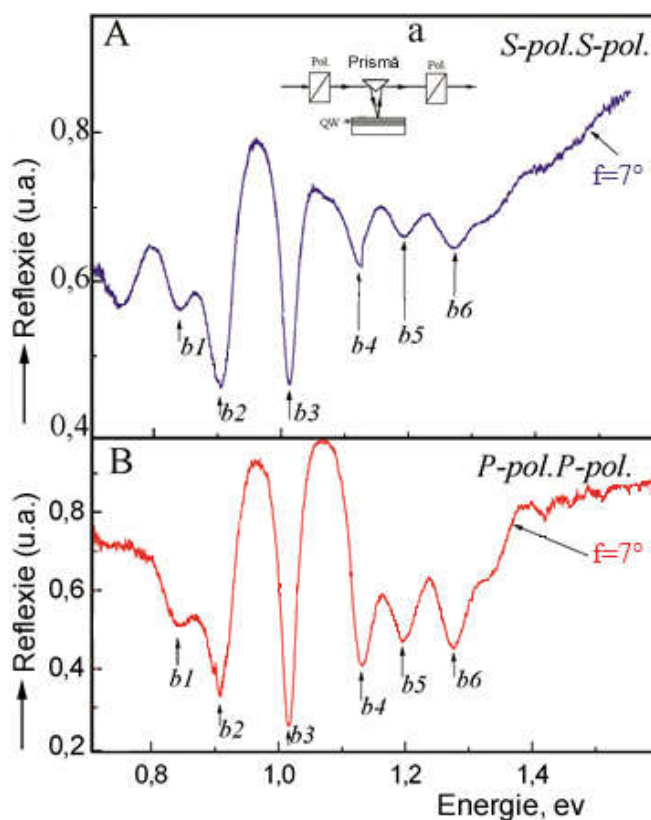


Fig. 4.2. Spectrele de reflexie ale structurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ cu gropi cuantice la temperatura 300K și unghiul de incidență a radiației 7° , pentru polarizarea S-S (A) și P-P (B) a undelor luminoase. Traectoria razelor la măsurare este prezentată în inserția *a*.

În spectrele de reflexie sunt depistate aceleași minime b1-b6 la polarizarea P-P și unghiul de incidență 7° . Valoarea deplasării este, practic, aceeași pentru toate minimele de reflexie. Amplitudinea de schimbare a spectrelor de reflexie este, de asemenea, micșorată de două ori la această polarizare. Unda planară monocromatică $E(\mathbf{r},t) = E_0 \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$ este incidentă gropii cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, plasată între două bariere GaAs de același fel, care sunt caracterizate de conductibilitatea dielectrică de material ϵ_b . Vectorul de undă al luminii, legat de frecvența ω prin

relația $k = \left(\frac{\omega}{c}\right) \sqrt{\varepsilon_b}$ (unde c este viteza luminii în vid), este, de asemenea, real [148].

Amplitudinea unei luminoase E_0 se află în planul interfeței (x, y), în cazul unei incidențe normale a luminii, atunci când vectorul de undă este paralel cu axa principală Z a structurii. Deoarece, sistemul posedă simetrie axială în referință cu axa Z , vectorii electrici ai undelor luminoase incidente, reflectate și refractate sunt paraleli și, în locul valorilor vectoriale, pot fi folosite valorile scalare ale amplitudinii E_0 , E_r și E_t . Coeficienții de reflexie și transparență a luminii sunt egali, respectiv:

$$r = E_r/E_0, \quad t = E_t/E_0. \quad (4.2)$$

În cazul lipsei disipării energiei în interiorul gropii cuantice, legea conservării energiei impune acestor coeficienți unele limite:

$$|r|^2 + |t|^2 = 1. \quad (4.3)$$

Valoarea energiei absorbite în structura cu gropi cuantice este $1 - |r|^2 - |t|^2$.

În figura 4.3 sunt prezentate spectrele de reflexie ale structurii cuantice pentru diferite polarizări ale undelor incidentă și reflectată. La polarizarea S-P a undelor luminoase nu au fost depistate nici un fel de particularități, iar la polarizările S-S și P-P sunt depistate benzi mult mai accentuate la energiile 0,9 și 1,0 eV.

Reflexia, absorbția și transparența unei electromagnetice, care interacționează cu nivelele discrete ale sistemului electronic în groapa cuantică, în regiunea frecvențelor, care corespund tranzițiilor interzonale, au fost studiate pentru diferite structuri cuantice [132, 133].

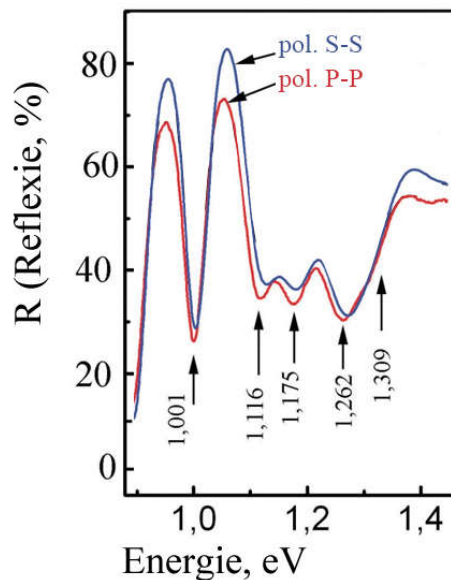


Fig. 4.3. Spectrele de reflexie la diferite polarizări ale undelor luminoase incidentă și reflectată.

Rezultatele acestor lucrări sunt veridice pentru gropile cuantice înguste, acolo unde este

satisfăcută inegalitatea:

$$K_d \ll 1, \quad (4.4)$$

unde d – este lăţimea gropii cuantice, K – modulul vectorului de undă k al undei luminoase. Parametrul K_d poate fi ≈ 1 pentru gropile cuantice mai largi. Parametrul $K_d=1,5$ pentru heterolaserul, care emite la lungimea de undă $0,8\mu\text{m}$ pe bază de GaAs, în groapa cuantică cu grosimea de $d=500 \text{ \AA}$. Expresia lui Maxwell pentru un mediu continuu poate fi folosită pentru determinarea câmpului electromagnetic în gropile cuantice, în care este satisfăcută inegalitatea $d \gg a_0$ (a_0 – este constanta reţelei) [132 – 134]. Această abordare ne permite să considerăm diferenţa dintre indicii barierelor şi gropilor. În astfel de structuri se ia în consideraţie dispersia spaţială a undei electromagnetice, deoarece amplitudinea sa variază foarte mult în funcţie de lăţimea gropii. În [132 – 134] este dezvoltată teoria, care ia în considerare dispersia spaţială a undei electromagnetice pe măsura propagării ei în groapa cuantică. A fost estimat un nivel excitat (adică o tranziţie interzonală) şi, pe lângă dispersia spaţială, au fost introduşi indicii de refracţie ai barierelor şi gropii cuantice aşa cum pentru excitarea monocromatică [133], aşa şi pentru cea în impuls [134]. Egalitatea de dispersie pentru polaritonii excitonici, care sunt distribuiţi de-a lungul axei principale a structurii cu gropi cuantice, are forma de mai jos:

$$\omega = \omega_0 - \frac{\sin kd}{\cos kd - \cos Kd} \Gamma_0, \quad (4.5)$$

unde k – vectorul de undă al undei luminoase, K – vectorul de undă real al polaritonului. În cazul schimbării ω_0 cu $\omega_0 - i\Gamma$ este evident, că egalitatea de dispersie se transformă în următoarea expresie:

$$\cos Kd = \cos kd - \frac{\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \sin kd. \quad (4.6)$$

Calculule [128 – 131] au arătat, că pentru $\Gamma=0$, în spectrele polaritonilor există, chiar şi, bandă energetică interzisă, poziţionată între valorile $\omega = \omega_0 - \Gamma_0 \text{tg}(kd/2)$ pentru $K = \pi/d$ şi $\omega = \omega_0 + \Gamma_0 \text{ctg}(kd/2)$ pentru $K = 0$. În structura, a cărei perioadă satisface condiţia $k(\omega_0)d = \pi/4, \pi/2$ (adică este egal cu o optime, o pătrime sau trei optimi din lungimea de undă a luminii în barieră) marginile benzii energetice interzise sunt determinate de către parametrii valorilor $(1 \pm \sqrt{2})\Gamma_0$, $\omega_0 \pm \Gamma_0$ şi $\omega_0 + (\pm \sqrt{2} - 1)\Gamma_0$, respectiv.

Caracteristicile optice ale gropii cuantice şi barierei (indicele de refracţie şi extincţie, partea reală şi imaginară a constantei dielectrice), pentru structura studiată de noi, este calculată din coeficientul de reflexie cu utilizarea relaţiilor Kramers-Kronig. Dependenţa spectrală a indicelui de refracţie pentru diferite polarizări ale undei luminoase este prezentată în figura 4.4. Este evident din rezultatele obţinute, că cea mai mare valoare reală a indicelui de

refracție este observată la polarizarea S-S, la valoarea energiei de rezonanță 1,085 eV.

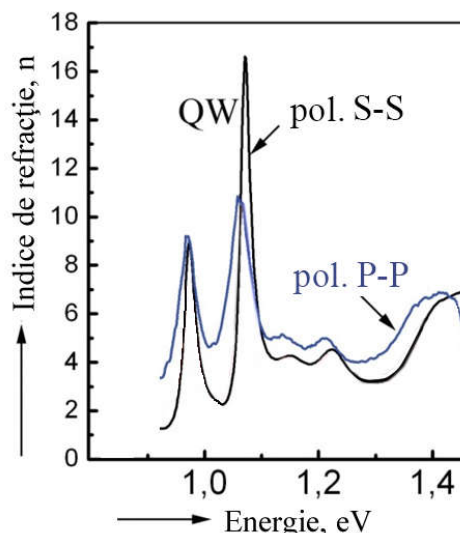


Fig.4.4. Dependenta spectrală a indicelui de refracție pentru diferite polarizări ale undei luminoase calculate din spectrele de reflexie, utilizând relațiile Kramers-Kronig (unghiul de incidență 7°).

În figura 4.5 sunt prezentate dependențele spectrale ale indicelui de refracție n , coeficientului de extincție k , valorilor părții reale ε_1 și imaginare ε_2 ale constantei dielectrice pentru polarizarea undelor luminoase S-S și P-P, calculate din spectrele de reflexie utilizând relațiile Kramers-Kronig. În cazul polarizării S-S a undelor luminoase, ε_2 ajunge la valoarea ≈ 270 pentru energia 1,085eV. Aceasta demonstrează, că cea mai intensă absorbție este depistată pentru valorile de rezonanță ale tranzițiilor e1-hh1(1s).

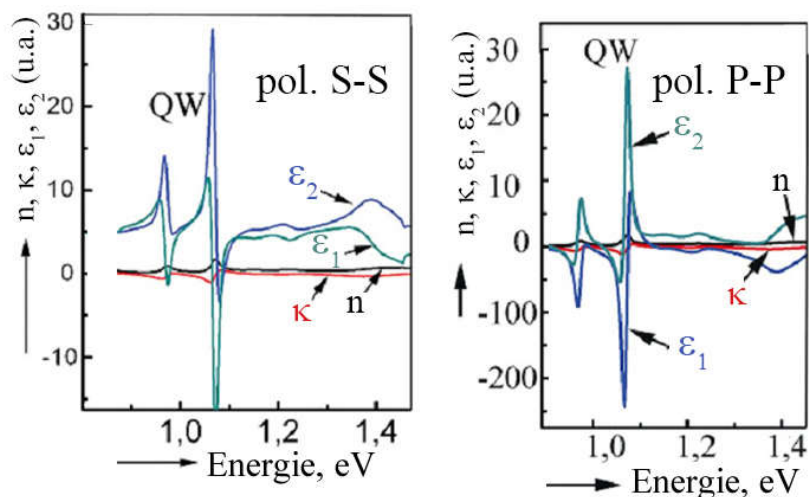


Fig. 4.5. Dependenta spectrală a indicelui de refracție n , coeficientului de extincție k , părții reale ε_1 și imaginare ε_2 ale constantei dielectrice pentru polarizarea S-S și P-P a undelor luminoase, calculate din spectrele de reflexie utilizând relațiile Kramers-Kronig.

4.2. Influența temperaturii asupra spectrelor de transparență ale heterostructurilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Cunoașterea parametrilor benzilor structurii semiconductoare, în special, a maselor efective ale purtătorilor de sarcină, și, de asemenea, a dependențelor acestor parametri de componența straturilor și temperatură, este necesară pentru determinarea parametrilor structurilor cu gropi cuantice. Banda de valență a legăturii A^3B^5 este de patru ori degenerată pentru $k=0$. Suprapunerea deformării uniaxiale duce la apariția a două maxime în banda de valență, cu un interval mic de energii între ele (golurile ușoare și grele). Diferite maxime (minime) se deplasează cu un grad diferit, în cazul deformării uniaxiale în direcție arbitrară. În cea mai mare parte, aceste extreme se deplasează la variația temperaturii. Coeficientul de deplasare termică a benzilor de valență, pentru golurile ușoare și grele, este greu de estimat. Aceste probleme pot fi soluționate prin studierea spectrelor excitonice de absorbție și a efectului magneto-optic interbandă. Pentru determinarea coeficientului de deplasare termică a benzilor de valență, pentru golurile ușoare și grele în structurile $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$, au fost efectuate măsurările spectrelor de transparență ale structurilor cu gropi cuantice, la temperatura 30K și 300K (fig. 4.6). Poziția energetică a tranzițiilor depistate în gropile cuantice este indicată în figura 4.6 cu cifre. Coeficienții de deplasare termici ai nivelelor energetice și a zonelor electronilor și golurilor, care sunt responsabili de aceste tranziții, au fost determinați utilizând aceste date. Rezultatele prezentate în anexa3, tabelul 3.1 arată, că benzile de valență ale golurilor ușoare posedă un coeficient înalt de deplasare termică, pentru care $\beta=\Delta E/\Delta T$ variază în limitele $(5,7-7,9)\cdot 10^5 \text{eV/K}$. Coeficientul de deplasare termică, pentru golurile grele, variază în limitele $(4,4-5,0)\cdot 10^5 \text{eV/K}$. Despicarea stărilor $1s$ ale golurilor ușoare și grele ($\Delta E_1=|h1-hh1|$) este egală cu 1,7 meV pentru temperatura 300K, și 3,7 meV pentru 30K. Valoarea despicării $\Delta E_{12}=|h2-hh2|$ este egală cu 4,3meV și 10,1meV pentru temperatura 300K și 30K, respectiv. Aceeași valoare a despicării este observată pentru intervalul $\Delta E_2=|h2-hh2|$, așa cum la temperatura camerei, așa și la temperatura 30K. Valoarea despicării tranzițiilor $\Delta E_{33}=|h3-hh3|$ este puțin mai mare și egală cu 7,0 și 16,6meV la temperatura 300K și 30K, respectiv.

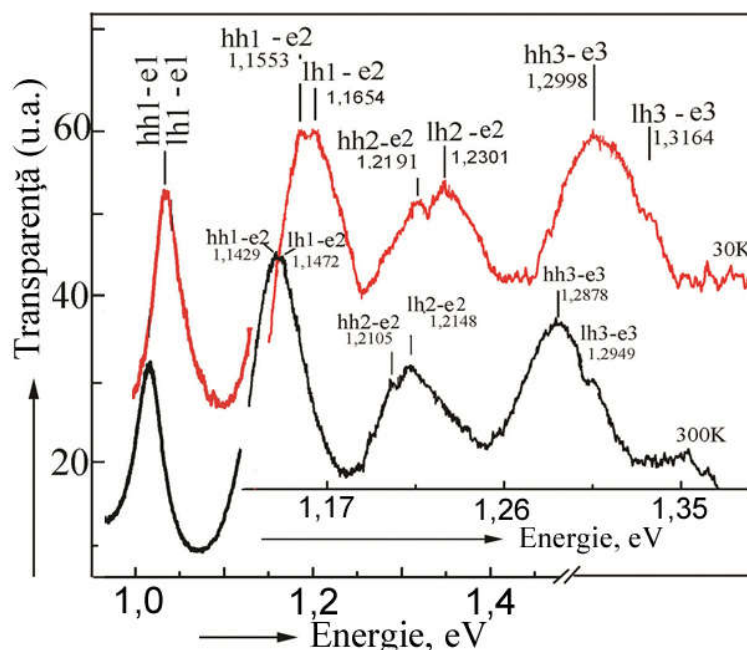


Fig. 4.6. Spectrele de transparență ale structurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ cu gropi cuantice, la temperatura 30K și 300K și energiile tranzițiilor electronice în gropile cuantice (regiunea energiilor mari este prezentată la o scară mai largă pentru claritate).

Schimbarea temperaturii cristalelor și a structurilor cu gropi cuantice duce la schimbarea constantei rețelei cristaline și structurii cu gropi cuantice. Schimbarea constantei rețelei duce la schimbarea poziției nivelelor energetice ale electronilor, care este descrisă de către tensorul potențialului de deformare. Schimbarea poziției nivelului energetic într-un oarecare punct r al cristalului este dat de relația [102 – 115, 135, 136]:

$$\delta E(r) = \sum_{ij} E_{ij} W_{ij}(r) \quad (4.7)$$

unde $W_{ij}(r)$ - este tensorul de deformare. Deformarea uniaxială sau biaxială poate cauza efecte complexe ca urmare a schimbării simetriei cristalului. În cazul deformării omogene, energia marginilor benzilor E_c sau E_v a cristalului cubic poate fi scrisă sub forma:

$$E_i(\Delta) = E_i(0) + E_i(\Delta). \quad (4.8)$$

În cazul temperaturii și presiunii determinate:

$$E_i(T) = E_i(0) + E_{s,l}(T) + E_i\Delta(T), \quad (4.9)$$

unde $\Delta(P)$ – este deformarea, cauzată de presiunea aplicată P , iar $E_i(T)$ – este energia marginii benzii în cazul presiunii normale, care este determinată de relația:

$$E_i(T) = E_i(0) + E_{s,l}(T) + E_i\Delta(T). \quad (4.10)$$

Aici $E_{s,l}$ – este energia proprie, iar $\Delta(T)$ – deformarea cauzată de temperatură.

$$E_l(T, P) = E_l(0) + E_{sl}(T) + E_l \Delta(T, P). \quad (4.11)$$

Pentru nivelele de energii, care determină lărgimea benzii energetice interzise:

$$E_g(T, P) = E_B(0) + [E_{s,c}(T) - E_{s,v}(T)] + (E_{1,c} - E_{1,v}) \Delta(T, P) \quad (4.12)$$

unde:

$$\Delta(T, P) = \int_0^T \left(\frac{\partial \Delta}{\partial T} \right) P_0 dT + \left(\frac{\partial \Delta}{\partial P} \right)_T (P - P_0) \quad (4.13)$$

Aici, prima derivată parțială (conform rândului) – este coeficientul de dilatare termică, iar a doua – compresarea, cu semnul minus. Acestea sunt valorile macroscopice, care au fost măsurate pentru unele materiale semiconductoare. Din ultima expresie rezultă:

$$\left(\frac{\partial E_g}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{\partial E_{s,c}}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial E_{s,v}}{\partial T} \right)_P + [E_{1,c} - E_{1,v}] \left(\frac{\partial \Delta}{\partial T} \right)_P \quad (4.14)$$

$$\left(\frac{\partial E_g}{\partial P} \right)_T = (E_{1,c} - E_{1,v}) \left(\frac{\partial \Delta}{\partial P} \right)_T \quad (4.15)$$

Astfel, coeficientul de deplasare termică este constituit din componenta electron-fonon și componenta de deformare. O valoare diferită a coeficientului de deplasare termică a nivelelor excitonice în gropile cuantice a fost depistat în spectrele optice de transparență ale heterostructurilor studiate. Aceasta este condiționat de diferența coeficienților de deplasare termică ai zonelor golurilor ușoare și grele și diferența masei efective a lor.

În literatură există o ambiguitate în definirea parametrilor zonelor pentru sistemul $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As-GaAs}$. Datele legate de ruperea benzilor de conducție la hotarul $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As-GaAs}$ $\Delta E_c / \Delta E_g$ (ΔE_c – diferențe de energie a limitelor benzii de conducție în GaAs și $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, ΔE_g – diferența benzilor energetice interzise ale lor) sunt diferite la diferiți autori: 0,52 [137], 0,6 [138], 0,7 [139, 140], 0,83 [141].

Aceeași situație există în datele legate de masa efectivă a golurilor grele în GaAs: $0,62m_0$ [95], $0,52m_0$ [97], $0,51m_0$ [99], $0,36m_0$ [98] (m_0 – masa electronului liber) și, de asemenea, dependențele $E_g(y)$ lărgimilor benzii energetice interzise a straturilor $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ în sistemul GaAs– $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As-GaAs}$ de partea molară a In [102 – 115, 138, 143, 144].

În cazul studiului spectrului energetic al gropilor cuantice pe baza sistemului GaAs– $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As-GaAs}$, am folosit valoarea medie a relației $E_c/E_g=0,7$ utilizată des și aproximările liniare ale dependențelor maselor efective ale electronilor și golurilor în $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ de partea molară a In. Masa efectivă a electronilor compușilor solizi $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ este determinată din relația $m_e^*/m_0=0,067-0,0603+0,0163x^2$. Masa efectivă a golurilor grele este $m_{hh}^*=0,312m_0$ pentru $x=0,3$ și masa efectivă a golurilor ușoare este $m_{lh}^*=0,074m_0$.

Lărgimea benzii energetice interzise, la temperatura 300K, a fost estimată din relația $E_g=1,425 -1,501x+0,436x^2$ [145, 146] și este egală cu 1,014 eV pentru stratul de $In_xGa_{1-x}As$ cu gropi cuantice, pentru $x=0,3$. Lărgimea benzii energetice interzise a fost determinată din relația $E_g=1,515-1,584x+0,489 x^2$ la temperatura 10K, care este utilizată la determinarea lărgimii benzii energetice interzise minime la temperatura 0K [145, 146]. Lărgimea benzii energetice interzise la temperatura 10K este egală cu 1,024 eV, pentru stratul $In_xGa_{1-x}As$ cu gropi cuantice și $x=0,3$.

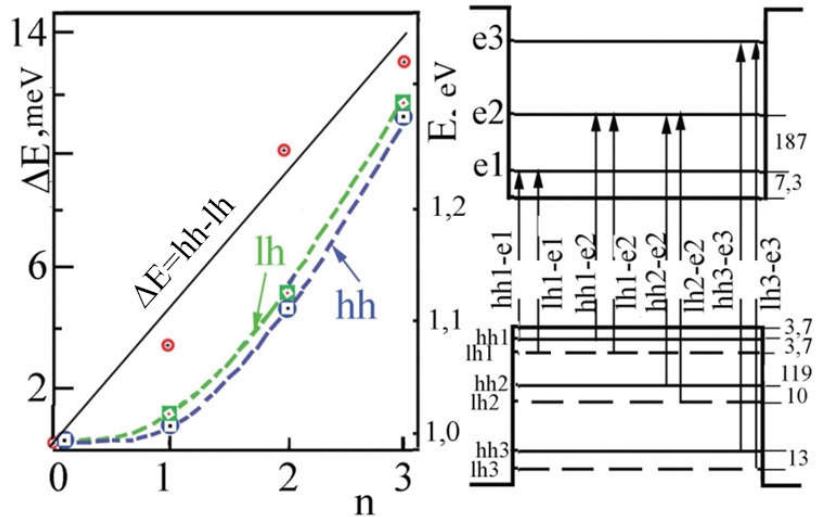


Fig. 4.7. Schimbarea poziției energetice a benzilor hh, lh și diferențele $\Delta E=hh-e1$ în dependență de numărul cuantic n (partea stângă a figurii) și schema tranzițiilor electronice și intervalele dintre nivelele gropilor cuantice (partea dreaptă a figurii).

Coeficientul de deplasare termică β al nivelului cuantic hh2-e2 și hh1-e2 este același, $3,2 \cdot 10^{-5}$ și $4,6 \cdot 10^{-5}$ eV/K, respectiv. Valoarea $\Delta\beta=\beta(hh1-e2)-\beta(hh2-e2)=1,4 \cdot 10^{-5}$ [eV/K], aceasta înseamnă, că nivelul hh1 este poziționat mai jos de plafonul benzii de valență, practic, cu 3,7 meV. Intervalul energetic $E(hh1-e1)-E_g$ este egal cu 0,011 eV, și respectiv, considerând adâncimea hh1(3,7 meV), nivelul e1 este separat de plafonul benzii de conducție cu 7,3 meV. Din datele tabelului 4.1, anexa 4 rezultă, că intervalul energetic hh1-hh2 este egal cu 119 meV, iar e1-e2 este egal cu 187 meV.

4.2.1. Calculul stărilor 1s ale excitonilor în gropile cuantice ale structurii $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$

În gropile cuantice ale heterostructurilor pe semiconductor, stările proprii excitate sunt de natură exciton-fonică mixtă, incluzând componenta electro-magnetică și cea excitonică, la frecvența apropiată de ω_0 [128 – 130]. Aceste unde sunt analogii ale polaritonilor excitonici, în structurile cu gropi cuantice, sau a ortoexcitonilor, studiați pe larg în cristale. În lipsa proceselor de disipare (adică pentru $\Gamma=0$), polaritonul excitonic se extinde infinit de departe, suportând

transformări coerente continue din exciton în foton și din foton în exciton. Ca rezultat, dispersia undei hibride diferă de dispersia fotonilor și excitonilor ce nu interacționează: în vecinătatea punctului de intersecție a ramurilor de dispersie inițiale apare o anti-intersecție caracteristică. În lucrările [128, 129] este prezentată ecuația de dispersie pentru polaritonii excitonici într-o structură periodică cu gropi cuantice. Studiul a fost efectuat pentru unda, care se propagă de-a lungul axei principale Z a structurii, în timp ce componenta vectorului de undă $k_{||}$ este egală cu zero, în planul interfeței (x,y) , iar câmpul electric și polarizarea dielectrică a mediului se află în acest plan. Selectând una din stările excitonice izolate în groapa cuantică – nivelul e1-hhl(1s), și notând frecvența de rezonanță a excitonului selectat sub formă de ω_0 , este studiat intervalul de frecvențe $\Delta\omega$, el fiind larg în comparație timpul de viață invers al excitonului, și fiind îngust în comparația cu intervalul $|\omega_0 - \omega_0^*|$ până la cea mai apropiată frecvență de rezonanță a excitonului ω_0 [128 – 130]. Este arătat, că în cazul unei incidențe normale a luminii, are loc excitarea excitonului cu vectorul de undă bidimensional nul, adică cu $K_x=K_y=0$. Coeficienții de reflexie și transparență au fost determinați conform $r_{QW}=E_r/E_0$, $t_{QW}=E_t/E_0$. Coeficientul de reflexie de la o structură reală compusă din 4 straturi („vid (0) – stratul de înveliș (1) – groapa cuantică unitară (2) – bariera semiinfinită (3)”) este legat de r_{QW} prin relația:

$$r = r_{01} + \frac{t_{01}t_{10}e^{2i\varphi_1}}{1 - r_{10}r_{QW}e^{2i\varphi_1}}, \quad r_{QW} = \frac{r_{01} + r_{QW}e^{2i\varphi_1}}{1 - r_{10}r_{QW}e^{2i\varphi_1}} \quad (4.16)$$

Aici, $r_{ij}=-r_{ji}$ și t_{ij} sunt coeficienții de reflexie și transparență dependenți de amplitudine ai luminii incidente din mediul semiinfinit i ($i=0$ în vid, $i=1$ în stratul 1) pe un mediu semiinfinit j , d_1 – grosimea stratului 1. Astfel, problema calculului spectrului de reflexie $R = |r|^2$ a fost redusă la determinarea răspunsului liniar $r_{QW}(\omega)$, care este o funcție complexă a frecvenței luminii ω . Sensul fizic al parametrilor este următorul: $\tau_0 = (2\Gamma_0)^{-1}$ este amortizarea radiației excitonului-2D și ω_0 – frecvența de rezonanță renormată a excitonului. Acești parametri descriu transformarea frecvenței proprii complexe a excitonului, cauzată de interacțiunea exciton-foton, de la $\omega_0 - i\Gamma$ la $\omega_0 - i(\Gamma + \Gamma_0)$. În lucrările [128, 129] este efectuată analiza coeficienților de reflexie și transparență ai heterostructurilor cu gropi cuantice, acolo unde reflexia r_{QW} este simplificată după cum urmează:

$$r_{QW}(\omega) = \frac{i\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - i(\Gamma + \Gamma_0)}, \quad t_{QW}(\omega) = \frac{\omega_0 - \omega - i\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - i(\Gamma + \Gamma_0)}, \quad (4.17)$$

$$\Omega_0^* = \omega_0 + r_{10}\Gamma_0 \sin 2\varphi, \quad \Gamma_0 = \Gamma_0(1 + r_{10} \cos 2\varphi). \quad (4.18)$$

Aici, ω_0^* și $\Gamma_0=(2\tau)^{-1}$, $\Gamma=(2\tau)^{-1}$ – frecvența de rezonanță și, respectiv, amortizarea radiativă și neradiativă a excitonului, renormată cu considerarea interacțiunii excitonului cu unda luminoasă, indusă de către acest exciton, fiind reflectată de la suprafața exterioară. După unele modificări

asupra coeficienților de reflexie și absorbție, a fost obținută dependența coeficientului de reflexie sub următoarea formă [128, 129]:

$$R(\omega) = |r(\omega)|^2 = R_0 + \frac{A + B_x}{1 + x^2} \quad (4.19)$$

unde:

$$X = \frac{\omega - \omega_0^*}{\Gamma}, \quad R_0 = r_{01}^2, \quad (4.20)$$

$$A = t_{01}t_{10}S[t_{01}t_{10}S - 2r_{01}(1 + S^*)\cos 2\varphi], \quad B = 2r_{01}t_{01}t_{10}S \sin 2\varphi, \quad S = \frac{\Gamma_0}{\Gamma}, \quad S^* = \frac{\Gamma_0^*}{\Gamma} \quad (4.21)$$

Conform formulelor lui Fresnel, în cazul unei incidențe normale a luminii pe suprafața cristalului:

$$r_{10} = -r_{01} = \frac{n_b - 1}{n_b + 1}, \quad t_{01}t_{10} = \frac{4n_b}{(n_b + 1)^2} \quad (4.22)$$

Coeficienții A și B pot primi valori de semn diferit și, în particular, să se transforme consecutiv în zero, în dependență de intervalul dintre centrul gropii cuantice și suprafața exterioară. Pentru cazul când $A=0$, $B<0$ conturul de rezonanță este compus din maximum la $\omega < \omega_0^*$ și minimum la $\omega > \omega_0^*$. Pentru cazul $B=0$, în spectru există un maxim ($A>0$) sau un minim ($A<0$). Conform rezultatelor prezentate în lucrările [128, 129], cea mai bună corelare dintre spectrele calculate și cele experimentale a fost obținută pentru $\Gamma \approx \Gamma_0$, $\Gamma_0 = (60 \pm 15) \text{ meV}$, ceea ce corespunde timpului de viață a excitonului de 5 ps . Pentru structurile tipice, valorile $\hbar\Gamma_0$ se află în limitele $0,02-0,2 \text{ meV}$, ca exemplu $\hbar\Gamma_0 = 0,12 \text{ meV}$ în groapa cuantică CdTe/Cd_{0,11}Zn_{0,87}Te cu grosimea 100 \AA [12] și $\hbar\Gamma_0 \approx 27 \text{ meV}$ în groapa cuantică In_{0,04}Ca_{0,96}As/CaAs cu grosimea 85 \AA [128, 129]. Tehnologia de obținere a structurilor cu gropi cuantice este de perspectivă pentru crearea dispozitivelor optoelectronice în domeniul IR [119 – 122].

În spectrele de reflexie și transparență ale heterostructurilor cu gropi cuantice In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs se depistează un minim mult mai profund (oscilator puternic) la energia $1,0859 \text{ eV}$ (fig. 4.1 – 4.8), condiționat de către tranzițiile hh1-e1(1s). Lărgimea benzii energetice interzise, la temperatura 300 K , așa cum a fost menționat, se află la valori mai mari pentru stratul cu gropi cuantice In_xGa_{1-x}As și este egală cu $1,014 \text{ eV}$, pentru $x=0,3$. Calculele conturului spectrelor de reflexie experimentale au fost efectuate pentru stările 1s ale tranzițiilor hh1-e1 (ca un oscilator aparte).

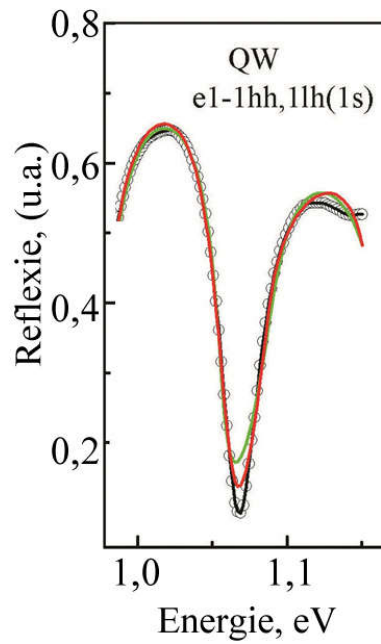


Fig. 4.8. Dependența spectrală conturului spectrelor de reflexie experimentale (exp.) și calculate (cal.) ale structurii cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$.

O coincidență a conturilor experimentale (fig. 4.8) și calculate a fost obținută pentru următorii parametri: $\omega_0(\text{hh1-e1,1s}) = 1,086\text{eV}$, $\varepsilon_b=10$, ω_{LT} (despicarea longitudinal-transversală a polaritonului în groapa cuantică) este egală cu 75 meV și factorul de atenuare $\Gamma=\Gamma+\Gamma_0=7,6\text{ meV}$. Din păcate, nu a fost posibil de estimat valoarea masei efective $M=m_v^*+m_c^*$. Parametrul M , așa ca și grosimea stratului „mort” influențează asupra conturilor spectrelor analizate [102 – 115, 148].

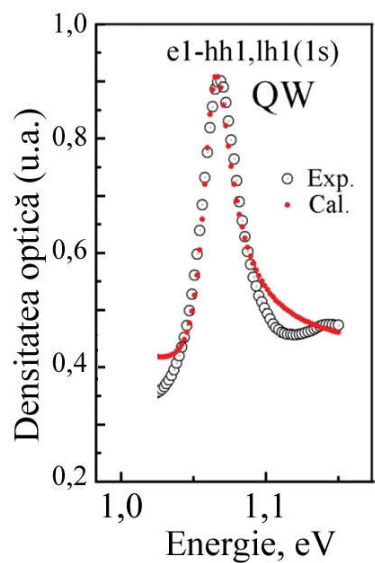


Fig.4.9. Valorile experimentale (Exp.) și calculate (Cal.) ale densității optice obținute din măsurările spectrelor de reflexie (R) și transparență (T) ale structurii cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$.

Valorile experimentale ale densității optice ($D=I-R-T$) au fost determinate din măsurările spectrelor de reflexie (R) și transparență (T) ale structurii cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$. Măsurările contururilor au fost efectuate, de asemenea, luând în considerație curbele măsurate ale densității spectrale, care corelează satisfăcător pentru următorii parametri: $\omega_0(\text{hh1-e1,1s}) = 1,076$ eV. Valoarea $\varepsilon=\varepsilon_b+\varepsilon_a=(10,0+0,07)$ pentru nivelul QW. Despicarea longitudinal-transversală a polaritonului în groapa cuantică ω_{LT} constituie 45meV și factorul de atenuare $\Gamma_{\text{eff}}=\Gamma+\Gamma_0=(1,0+44,5)$ meV pentru nivelul $\omega_0(\text{hh1-e1,1s})$ al gropii cuantice.

4.2.2. Funcțiile optice în regiunea rezonanței excitonice în gropile cuantice ale heterojuncțiunilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Tranzițiile din banda de valență în banda de conducție, dintre diferite subzone ale cuantificării, în interiorul gropilor cuantice, care sunt cauzate de lumina cu $\hbar\omega > E_g$, pot genera o familie întreagă de tranziții electronice și, respectiv, benzi de reflexie, absorbție și luminescență [102 – 115, 128 – 130]. Spectrele de reflexie $R(\omega) = |r(\omega)|^2$, transparență $T(\omega) = |t(\omega)|^2$ și luminescență reprezintă cea mai simplă metodă de cercetare a gropilor cuantice în heterostructuri. Coeficienții de reflexie și transparență dependenți de amplitudine sunt:

$$r = E_r/E_0, \quad t = E_t/E_0. \quad (4.23)$$

În cazul lipsei disipării energiei în interiorul gropii cuantice, legea conservării energii implică limite asupra acestor coeficienți:

$$|r|^2 + |t|^2 = 1. \quad (4.24)$$

În cazul incidenței normale a luminii este excitat excitonul cu vectorul de undă bidimensional nul, adică cu $K_x=K_y=0$. În lucrările [128 – 130] a fost efectuată analiza coeficienților de reflexie și transparență ai heterostructurilor cu gropi cuantice, acolo unde reflexia r_{QW} este mai simplu determinată ca:

$$r_{\text{QW}} = \frac{i\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - i(\Gamma + \Gamma_0)}, \quad \omega'_0 = \omega_0 r_{10} \Gamma_0 \sin 2\varphi, \quad \Gamma_0 = \Gamma_0 (1 + r_{10} \cos 2\varphi). \quad (4.25)$$

Aici, ω'_0 și Γ_0 sunt frecvența de rezonanță și atenuarea radiativă a excitonului, renormate cu considerarea interacțiunii excitonului cu unda luminoasă, indusă de către acest exciton și reflectată de la suprafața exterioară. După un șir de transformări [128] asupra coeficienților de reflexie și absorbție, a fost obținută dependența coeficientului de reflexie sub forma:

$$R(\omega) = |r(\omega)|^2 = R_0 + (A + Bx)/(1 + x^2), \quad (4.26)$$

unde:

$$x = (\omega - \omega_0)/\Gamma, \quad R_0 = r_{01}^2 x = (\omega - \omega_0)/\Gamma, \quad (4.27)$$

$$A = t_{01}t_{10}S[t_{01}t_{10}S - 2r_{01}(1 + S)\cos 2\varphi], \quad (4.28)$$

$$B = 2r_{01}t_{01}t_{10}S \sin 2\varphi, \quad S = \Gamma_0/\Gamma. \quad (4.29)$$

Conform formulelor lui Fresnel, în cazul unei incidențe normale a luminii pe suprafața cristalului:

$$r_{10} = -r_{01} = (n_b - 1)/(n_b + 1), \quad t_{01}t_{10} = 4n_b/(n_b + 1)^2. \quad (4.30)$$

În dependență de distanța dintre centrul gropii cuantice și suprafața exterioară, coeficienții A și B pot primi valori de semn diferit și, în particular, să se transforme în zero consecutiv. În cazul când $A=0$, $B<0$, conturul de rezonanță este constituit din maxim pentru $\omega < \omega'_0$ și minim pentru $\omega > \omega'_0$. Pentru $B=0$, în spectru există un singur minim ($A < 0$) [128 – 130].

Spectrele de transparență și reflexie ale heterostructurii studiate $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ (fig. 4.10) corespund cazului când $B=0$ și $A < 0$. Maximele spectrelor de transparență și minimele spectrelor de reflexie, practic, coincid. Pentru determinarea absorbției structurilor cu gropi cuantice este necesar de măsurat valorile R și T , pentru o determinare mai precisă a $A(\omega)$.

$$A(\omega) = 1 - R(\omega) - R(T). \quad (4.31)$$

Asupra spectrelor optice de reflexie și absorbție influențează imperfecțiunea structurii, rezultând la o lărgire neomogenă a frecvenței de rezonanță a excitonului în heterostructuri. Inomogenitatea poate duce la o dependență de coordonată ω_0 în planul gropii cuantice sau în volumul rețelei, ceea ce duce la lărgirea benzilor de absorbție și reflexie.

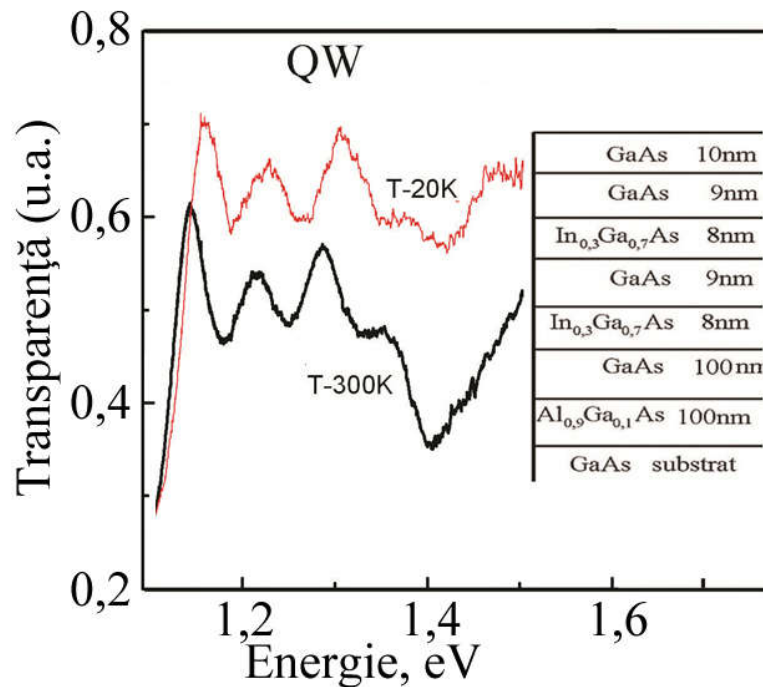


Fig. 4.10. Spectrele de transparență ale heterostructurilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$. În fragment este prezentată structura constituită din două straturi $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ cu grosimea 8nm, cu gropi cuantice divizate de către stratul de barieră GaAs cu grosimea 9nm.

Din punct de vedere experimental, benzile înguste de absorbție și reflexie reprezintă o dovadă a calității structurii cu gropi cuantice. Cea mai simplă și efectivă metodă de estimare a extinderii neomogene (inhomogeneous broadening), în cazul calculului coeficientului de reflexie este schimbarea formală, în formulele respective, a atenuării neradiative Γ cu atenuarea radiativă efectivă $\Gamma_{\text{eff}} = \Gamma + \Gamma_0$, unde Γ_0 este parametrul de extindere. În figura 4.10 sunt prezentate spectrele de transparență ale structurii constituită din două straturi $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ cu grosimea 8nm, cu gropile cuantice divizate de către straturile de barieră GaAs cu grosimea 9nm. Spectrele de transparență au fost măsurate la o incidență normală a luminii pe suprafața heterojuncțiunii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ cu gropi cuantice. Cuantificarea purtătorilor de sarcină (electronilor și/sau golurilor) este caracteristică pentru o groapă cuantică îngustă, care formează excitoni cuasi bidimensionali [128]. Proprietățile excitonului rămân, practic, aceleași într-o groapă cuantică lată, așa cum și în volumul semiconductorului, dar mișcarea excitonului este cuantificată [102 – 115, 128 – 130]. În același timp, un rol esențial îl joacă efectele dispersiei spațiale, care constau în prezența undelor luminoase adiționale și necesitatea revizuirii condițiilor de limită adiționale cu considerarea polarizării excitonice [128]. Banda de valență a legăturii A^3B^5 este degenerată de 4 ori în centrul zonei Brillouin ($k=0$). Pentru $k=0$ există zone ale golurilor ușoare și grele. Suprapunerea deformării uniaxiale duce la apariția a două maxime în banda de valență cu distanță energetică mică între ele (golurile ușoare și grele). În cazul deformării uniaxiale, diferite maxime (minime) se deplasează cu un grad diferit în direcție arbitrară. În cea mai mare măsură, aceste extreme se deplasează la variația temperaturii. Coeficientul de deplasare termică al benzilor de valență ale golurilor ușoare și grele sunt greu de estimat. Aceste dificultăți sunt, parțial, rezolvate prin cercetarea spectrelor excitonice de absorbție și a efectului magneto-optic interbandă. Prezența golurilor ușoare și grele în gropile cuantice duce la apariția unei serii de tranziții electronice de pe nivele lor cuantificate. Benzile de valență ale golurilor ușoare și grele în heterostructurile $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ condiționează apariția tranzițiilor electronice hh1-e1 și lh1-e1, hh2-e2 și lh2-e2 ș.a. În afară de aceasta, electronii și golurile se leagă în stări excitonice formând stările lor de bază și excitate hh1-e1(1s, 2s, 3s ...) și lh1-e1(1s, 2s, 3s ...), hh2-e2(1s, 2s, 3s ...) și lh2-e2(1s, 2s, 3s ...).

În figura 4.11 sunt prezentate spectrele de transparență ale heterostructurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ cu gropi cuantice la temperatura 20K. În spectrele de transparență au fost depistate minime înguste, cauzate de către stările de bază (1s) și excitate (2s, 3s) ale tranzițiilor excitonice $hh1-e1$, $lh1-e1$ în groapa cuantică. În această figură, poziția energetică a tranzițiilor depistate în QW este notată cu cifre. Energia liniei excitonice în groapa cuantică este determinată prin relația (4.32) [128 – 130]:

$$E_{exc}^l = E_g + E_{0e} + E_{0h} - \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \varepsilon^2 (l + 0,5)^2}, \quad (4.32)$$

unde l – este numărul cuantic, $\mu = m_h^* m_e^* / (m_h^* + m_e^*)$ – este energia de legătură a excitonului.

$$R = \mu e^4 / 2\hbar^2 \varepsilon^2, \quad (4.32)$$

Energiile de legătură a excitonilor (R), condiționate de golurile ușoare (lh) și grele (hh), au fost determinate din poziția energetică a liniilor $lh1-e1(1s, 2s, 3s \dots)$ și $hh1-e1(1s, 2s, 3s \dots)$. În tabelul 4.1 sunt prezentate rezultatele obținute. Pentru excitonii $hh1-e1$ energia de legătură $R=11,5$ meV pe baza poziției energetice a liniilor $1s - 2s$ și $R=12,4$ meV pe baza poziției energetice a liniilor $2s - 3s$. Pentru excitonii $lh1-e1$ energia de legătură $R=12,4$ meV pe baza poziției energetice a liniilor $1s - 2s$ și $R=13,2$ meV pe baza poziției energetice a liniilor $2s - 3s$. În spectrele de transparență (fig. 4.11) au fost depistate structuri dublet A, B ale excitonilor $hh1-e1(1s)$ și C, D ale excitonilor $lh1-e1(1s)$. Valoarea despicării este arătată în figură. Despicările A, B și C, D sunt cauzate de interacțiunea excitonilor. Interacțiunea de schimb a excitonilor, care apare conform teoriei Wannier – Mott, cu considerarea corecțiilor aproximării masei efective, duce la lipsa parțială a degenerării a stării de bază a excitonului și îl despică în reprezentările ireductibile respective. Starea de bază a excitonului $\Gamma_6 \times \Gamma_8$ este degenerată de 8 ori [128 – 130] într-un semiconductor cu structura de tip „zinc blende”. Indicii de spin ale funcției de undă primesc valorile $s=1/2$ și $m=3/2, \pm 1/2$. Interacțiunea de volum despică starea dată în trei termeni: $\Gamma_6 \times \Gamma_8 = \Gamma_{12} + \Gamma_{15} + \Gamma_{25}$. În schema de momente $s= 1/2$ și $j = 3/2$, nivelul triplet Γ_{15} corespunde momentului unghiular total $j=1$ cu proiecțiile $M=1, 0, -1$. Termenii Γ_{12} și Γ_{25} corespund momentului unghiular $j=2$ și sunt deplasați cu o oarecare valoare Δ_0 în referință cu termenul Γ_{15} . Despicarea dintre termenii Γ_{12} și Γ_{25} diferă de zero în măsura lipsei sfericității benzii de valență Γ_8 . Valoarea despicării cauzate de interacțiunea de schimb ale stărilor excitonice singlet-triplet în cristale variază de la zecimi de meV până la 10 meV. Starea de bază a excitonului $1s$ în groapa cuantică $CaAs/AlAs(001)$ este de 4 ori degenerată. În notarea reprezentărilor ireductibile ale grupului D_{2d} este prezentă situația $\Gamma_6 \times \Gamma_6 = A_1 + A_2 + E$. Respectiv, luând în considerație interacțiunea de schimb, această stare este despicată în dubletul E cu proiecțiile $M = s + m = \pm 1$ ale momentului unghiular pe axa Z și termenii A_1, A_2 ($s = \pm 1/2, t = \pm 3/2$) [128 – 130]. Ultimii reprezintă combinații liniare simetrice și asimetrice ale stărilor cu proiecția momentului ± 2 . Despicarea dintre ele este de mică valoare, de aceea, ea este, de regulă, neglijată. Stările ± 1 sunt dipol-active la polarizarea σ^+ și σ_- , respectiv. Simetria sistemului scade în groapa cuantică anizotropă și dubletul radiativ trebuie să se despică în două subnivele, polarizați liniar în două direcții ortogonale, orientarea cărora este definită de către forma potențialului de localizare. Într-adevăr, interacțiunea de schimb electron-gol anulează parțial degenerarea stărilor excitonice și

duce la desplicarea nivelului excitonic 1s în două subnivele, care răspund de reprezentările ireductibile.

Despicarea dubletului e1—hh1(1s) în două componente, polarizate de-a lungul axelor [110] și $\bar{1}\bar{1}0$, adică cu un defazaj de $\pm 90^\circ$, a fost depistată la studierea spectrelor de fotoluminescență ale excitonilor localizați în gropile cuantice GaAs/AlAs (001), în regim de câmp optic apropiat. În rețelele cristaline GaAs/AlAs (001) a fost observată o desplicare analogică, legată de localizarea excitonului pe o interfață aparte și cu o simetrie mică C_{2v} a interfeței singulare. În lucrările [131 – 133] a fost studiată fotoluminescența structurilor cu gropi cuantice GaAs/AlGaAs, în care a fost depistată o structură fină a stărilor de bază și excitate ale excitonului localizat. Fiecare din nivelele excitonice depistate era compus din două subnivele, polarizate liniar în direcții ortogonale $[110]$ și $\bar{1}\bar{1}0$. Valoarea desplicării subnivelelor depindea de numărul nivelului și varia în limitele $\pm (20 - 50)$ meV. Valoarea desplicării nivelului de bază și a celor patru nivele excitate, discutate în lucrările [131 – 133], varia în funcție de parametrii gropii cuantice.

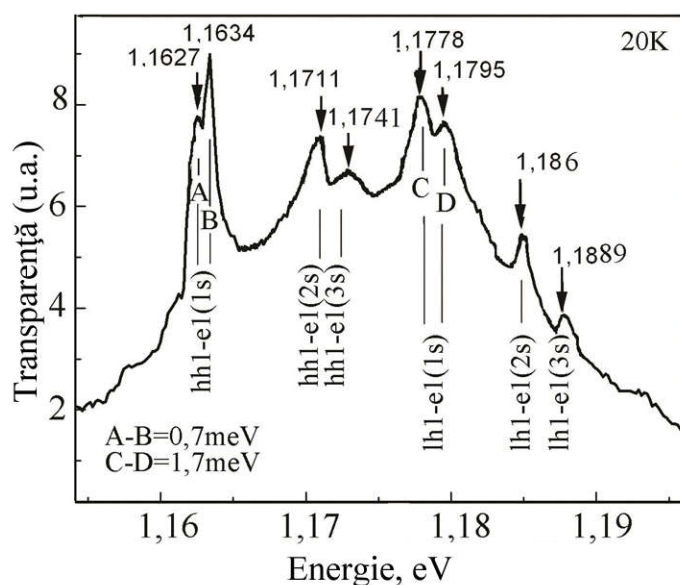


Fig. 4.11. Spectrele de transparență, condiționate de către stările de bază (1s) și excitate (2s, 3s) ale tranzițiilor excitonice hh1-e1, lh1-e1 în groapa cuantică a structurii In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs.

Maxime radiației, cauzate de stările excitonice de bază (1s) și excitate (2s, 3s) ale tranzițiilor excitonice e1-hh1 și e1-lh1 și, de asemenea, maximele tranzițiilor e1-hh2, e1-lh2 (fig. 4.12), au fost observate în spectrele de luminescență, la temperatura 10K și excitarea cu lungimea de undă 542nm a heterostructurii In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs cu gropi cuantice. Dubletele A, B și C, D sunt evidențiate în spectrele de luminescență [102 – 115].

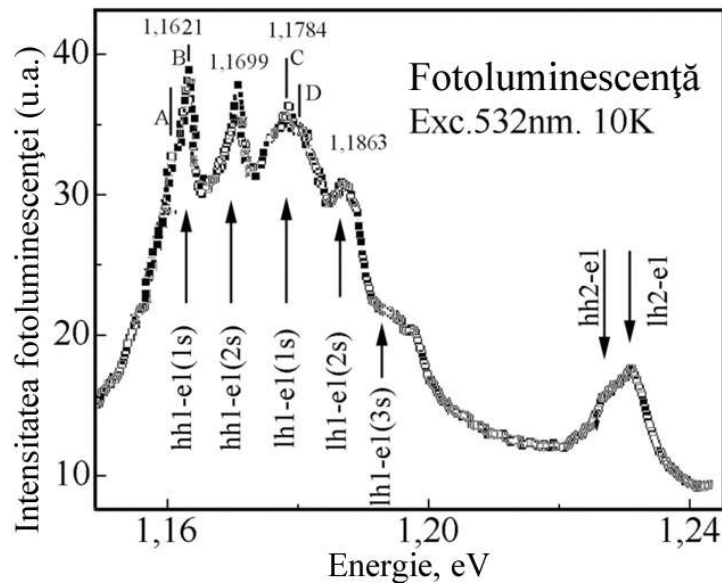


Fig. 4.12 Spectrele de luminescență, condiționate de către stările excitonice de bază (1s) și excitate (2s, 3s) ale tranzițiilor excitonice hh1-e1, lh1-e1 în groapa cuantică a heterostructurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$.

În figura 4.13 sunt prezentate spectrele de transparență, condiționate de către stările excitonice de bază (1s) și excitate (2s, 3s) ale tranzițiilor excitonice hh2-e2, lh2-e2 în groapa cuantică a heterostructurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$. Măsurările au fost efectuate la polarizarea undelor luminoase S-P și P-P, la temperatura 20K. Energia de legătură $R = 16,5\text{meV}$ pentru excitonii hh2-e2, pe baza poziției energetice ale stărilor 1s – 2s. Energia de legătură a excitonilor lh2-e2 este egală cu 22 meV pe baza poziției energetice a stărilor 1s – 2s și 23,5 meV pe baza poziției energetice a stărilor 2s – 3s.

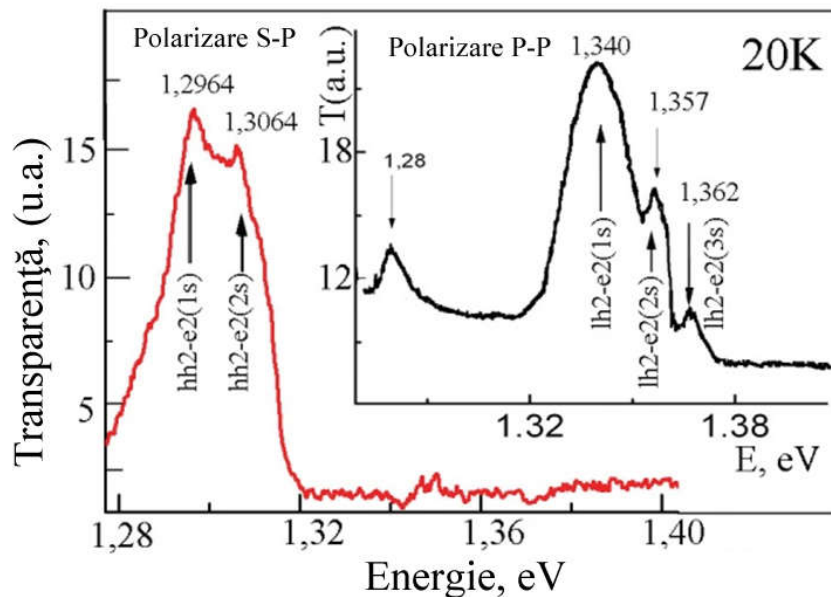


Fig. 4.13. Spectrele de transparență, condiționate de către stările excitonice de bază (1s) și excitate (2s, 3s) ale tranzițiilor excitonice hh2-e2, lh2-e2 în groapa cuantică a heterostructurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$.

Energiile de legătură a excitonilor obținute pentru golurile ușoare și grele permit determinarea valorilor maselor efective m_h^* și m_l^* pentru datele calculate și cunoscute ale constantei dielectrice de fond ϵ_b . Masa efectivă a electronilor m_e^* este aceeași, în rezonanțele excitonice ale golurilor ușoare și grele.

Ca rezultat al comprimării (relaxării) rețelei cristaline la creșterea heterostructurii, simetria rețelei se schimbă în straturile semiconductoare comprimate. În același timp, banda de valență se deplasează ca un tot un întreg, iar subbenzile golurilor ușoare și grele se despică în centrul zonei Brillouin și se schimbă masele efective ale electronului și golului.

Tabelul 4.1. Stările excitonice de bază și excitate în groapa cuantică a heterostructurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Numărul cuantic	Tranziții electronice	Energia tranzițiilor eV	Energia de legătură, R, meV	Numărul cuantic	Tranziții electronice	Energia tranzițiilor eV	Energia de legătură, R, meV
<i>n=1</i>	hh1-e1(1s)	1,1631	11,5 -12,4	<i>n=2</i>	hh2-e2(1s)	1,2964	16,5
	hh1-e1(2s)	1,1711			hh2-e2(2s)	1,3064	
	hh1-e1(3s)	1,1741					
	lh1-e1(1s)	1,1778	12,4 -13,2		lh2-e2(1s)	1,340	22,0 - 23,5
	lh-e1(2s)	1,1860			lh2-e2(2s)	1,357	
	lh1-e1(3s)	1,1889			lh2-e2(3s)	1,362	

Energia de despicare a excitonilor ușor și greu (Δ_e) este determinată, în mare parte, de către despicarea subbenzilor ale golurilor, în cazul deformărilor neesențiale [134 – 136]. Deoarece, poziția relativă după energia subbenzilor golurilor grele și ușoare depinde de semnul deformării [134], atunci, în general, Δ_e poate avea orice semn: rețeaua cristalină a unui component al heterostructurii se comprimă în direcția creșterii, al celuilalt – se relaxează (extinde). În cazul interacțiunii de deformare se schimbă despicarea Δ_e , parametrii excitonilor ușor și greu și valoarea constantei dielectrice de fond în vecinătatea rezonanței excitonice. Prezența a două rezonanțe excitonice apropiate în groapa cuantică este definită cu ajutorul următoarei funcții dielectrice a materialului din care este creată groapa cuantică:

$$\varepsilon(\omega, K) = \varepsilon_b \left(1 + \sum_{j=1}^2 \frac{2\omega_{LT}^{(j)}\omega_0^{(j)}}{(\omega_0^{(j)})^2 - \omega^2 + \frac{hK^2\omega_0^{(j)}}{M^{(j)}} - i\omega\Gamma^{(j)}} \right), \quad (4.33)$$

unde ω – frecvența, K – valoarea vectorului de undă, ε_b – constanta dielectrică de fond. Indicele rezonanței excitonice j primește valorile $j=1$ pentru excitonii golului greu (hh) și $j=2$ pentru excitonii golului ușor (lh). De regulă, se consideră doar o singură modă de rezonanță [117 – 122]. Pentru excitonii de tip j , $\omega_0^{(j)}$ – frecvența de rezonanță, $\omega_{LT}^{(j)}$ – frecvența despicării longitudinal-transversale, $\Gamma^{(j)}$ – parametrul atenuării, $M^{(j)}$ – masa translațională a excitonului în groapa cuantică. În lucrările [96 – 98] au fost analizate ramurile dispersionale $R_e K_p / (k_0 / \sqrt{\varepsilon_0})$ și atenuarea lor $I_m K_p / (k_0 / \sqrt{\varepsilon_0})$, pentru cazul când despicarea de deformare $|\omega_0^{(l)} - \omega_0^{(h)}| = |\Delta_e| / (h/2\pi)$ este comparabilă cu $\omega_{LT}^{(j)}$. În lucrările [138, 140], calculele au fost efectuate cu considerarea influenței parametrilor straturilor asupra caracterului (normal și anormal) ramurilor dispersionale. Este esențial faptul, că în cazul a două rezonanțe excitonice apropiate, așa ca rezonanțele legate de golurile ușoare și grele, este importantă corelația dintre $\omega_{LT}^{(j)}$ și despicarea benzilor golurilor ușoare și grele. Despicarea longitudinal-transversală $\omega_{LT}^{(j)}$ poate fi mai mare sau mai mică decât despicarea benzilor ale golurilor ușoare și grele. Această impune anumite cereri pentru analiza spectrelor optice de reflexie și absorbție ale rezonanțelor excitonice ale golurilor ușoare și grele.

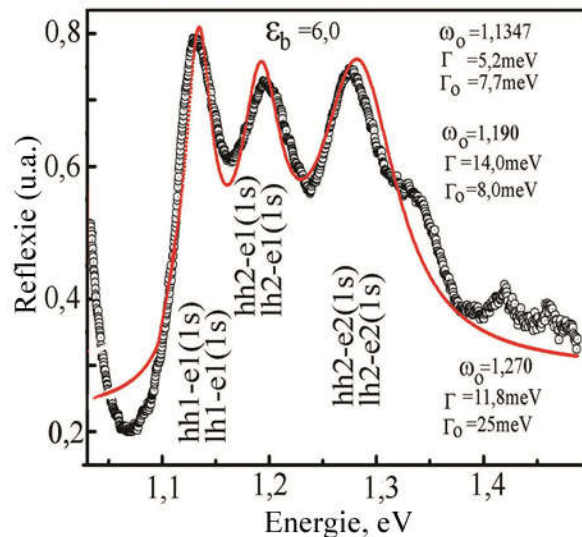


Fig. 4.14 Contururile spectrelor de reflexie la temperatura 300K și 20K măsurate experimental (linia punctată) și calculate după relațiile de dispersie (linia solidă).

Pentru calculul maselor efective ale golurilor este nevoie de constanta dielectrică de fond ε_b a materialului din care este creată groapa cuantică în regiunea energiei de strat al rezonanței

excitonice. Pentru determinarea constantei dielectrice de fond, la temperatura 20K și 300K, au fost efectuate calculele conturului spectrelor de reflexie la aceste temperaturi (fig. 4.14). La temperatura 20K $\Delta\omega_{LT}=69\text{meV}$, $\Gamma=18\text{meV}$ și $\epsilon_b=7$ pentru oscilatorul cu frecvența de rezonanță, iar pentru oscilatorul cu frecvența de rezonanță $\omega_2=1,086\text{eV}$, $\Delta\omega_{LT}=75\text{meV}$, $\Gamma=7,8\text{meV}$ și $\epsilon_b=7$. Schimbarea valorilor maselor efective M influența slab asupra conturilor de calcul. Pentru $\omega_2=1,016\text{eV}$: $\Delta\omega_{LT}=70\text{meV}$, $\Gamma=15,8\text{meV}$ și $\epsilon_b=5,5$ și pentru $\omega_3 =1,12\text{eV}$: $\Delta\omega_{LT}=55\text{meV}$, $\Gamma=27\text{meV}$ și $\epsilon_b=4,6$. Valoarea $\Delta\omega_{LT}$ este mărită din considerente, că în modelul de calcul, frecvența modei transversale corespunde maximului R pentru $\omega_1=0,905\text{eV}$ și oscilatorului al doilea $\omega_2=1,016\text{eV}$. În același timp, valoarea reală a frecvenței transversale a oscilatorilor corespunde minimelor spectrelor de reflexie poziționate la energii mari (fig. 4.14, partea din stânga). Astfel de metodă este utilizată în calculele spectrelor polaritonilor excitonici în volumul cristalelor [102 – 115, 141], folosită de către noi doar pentru determinarea valorii constantei dielectrice de fond ϵ_b în regiunea startului tranzițiilor electronice în groapa cuantică. În partea din dreapta a figurii 4.14 sunt prezentate spectrele de reflexie (1-R) experimentale și calculate în modelul polaritonilor excitonici în QW [128 – 130].

Într-o structură reală cu gropi cuantice, unul din straturile de barieră este mărginit cu vidul, iar celălalt – cu stratul de bază. Marginea absorbției fundamentale în placheta de bază se află mai jos de frecvența de rezonanță a excitonului în groapa cuantică, iar indicii de refracție a materialului plachetei de bază și barierei sunt apropiați. Barierea interioară poate fi considerată semicontinuuă după grosime și coeficientul de reflexie de la toată structura în întregime se scrie sub forma [128 – 130]:

$$r = r_{01} + \frac{t_{01}t_{10}e^{2i\varphi}}{1 - r_{10}r_{QW}e^{2i\varphi}} r_{QW}, \quad (4.34)$$

$$\varphi = n_b \frac{\omega}{c} \left(b + \frac{a}{2} \right). \quad (4.35)$$

Aici r_{jl} și t_{jl} – sunt coeficienții de reflexie dependenți de amplitudine și de propagare a luminii la hotarul dintre mediile j și l ($j=0$, $l=0$ în vid și l în barieră), care sunt calculați conform formulelor lui Fresnel (4.37); r_{QW} – coeficient de reflexie a gropii cuantice, determinat conform relației (4.36); φ – defazajul la propagarea luminii a unei distanțe, constituită din grosimea barierei externe b și jumătate din grosimea gropii a ; c – viteza luminii în vid. Numitorul în al doilea termen al relației (4.35) ia în considerație reflexia multiplă a luminii între groapa cuantică și hotarul dintre bariera exterioară și vid:

$$r(\omega) = \frac{i\Gamma_0}{\tilde{\omega}_0 - \omega - i(\Gamma + \Gamma_0)}. \quad (4.36)$$

Aici $\tilde{\omega}_0$ – este frecvența de rezonanță a excitonului, renormată cu considerarea influenței

excitonului cu unda luminoasă, indusă de către acest exciton și reflectată de la suprafața exterioară. Amintim, că $\tau_0 = (2\Gamma_0)^{-1}$ – timpul de viață, iar Γ – atenuarea neradiativă a excitonului.

$$r_{10} = -r_{01} = \frac{n_b - 1}{n_b + 1}; \quad t_{01}t_{10} = \frac{4n_b}{(n_b + 1)^2}. \quad (4.37)$$

Aici n_b – indicele de refracție al barierei externe. Calculul coeficientului de reflexie pentru toată structura a fost efectuată conform relației:

$$R(\omega) = |r(\omega)|^2. \quad (4.38)$$

În cazul unei succesiuni de gropi cuantice periodice, în relația (4.34) r_{QW} este înlocuit cu r_N calculat conform relației:

$$r_N = \frac{iN\Gamma_0}{\tilde{\omega}_0 - \omega - i(\Gamma + N\Gamma_0)}, \quad (4.39)$$

adică, dependența de numărul de gropi cuantice N se reduce la înlocuirea atenuării radiative Γ_0 cu $N\Gamma_0$. Formula de calcul defazajului primește forma:

$$\varphi = \frac{\omega}{c} n_a N d, \quad (4.40)$$

unde $n_a \approx n_b$ – este indicele de refracție a materialului gropii cuantice, N – numărul de gropi cuantice, d – distanța dintre două gropi cuantice vecine. În spectrele în care sunt prezenți mai mulți oscilatori, calculul a fost efectuat conform relațiilor pentru un singur oscilator cu o integrare ulterioară a curbelor obținute. Sunt prezentate calculele în regiunile tranzițiilor excitonilor din gropile cuantice cu utilizarea valorii $\varepsilon_g = 6,0$. Valorile de rezonanță ale frecvențelor tranzițiilor și parametrii atenuării sunt prezentate în fig. 4.14, partea dreaptă.

Pentru determinarea valorilor constantelor optice au fost efectuate calculele spectrelor de reflexie ale heterostructurii $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ cu utilizarea relațiilor Kramers-Kronig. În figura 4.15 sunt prezentate dependențele spectrale ale constantelor optice n , k , ε_1 și ε_2 la temperatura camerei într-un interval larg de energii. Măsurările și calculele au fost efectuate la polarizarea S-P și P-P a undelor luminoase, pentru estimarea valorii ε_b în regiunea de rezonanță a QW, adică în regiunea energiilor tranzițiilor hh1-e1(lh1-e1) și hh2-e2(lh2-e2). Coeficientul de reflexie R este mai mare la polarizarea S-S decât la polarizarea P-P (în coeficientul de transparență este depistată o dependență inversă).

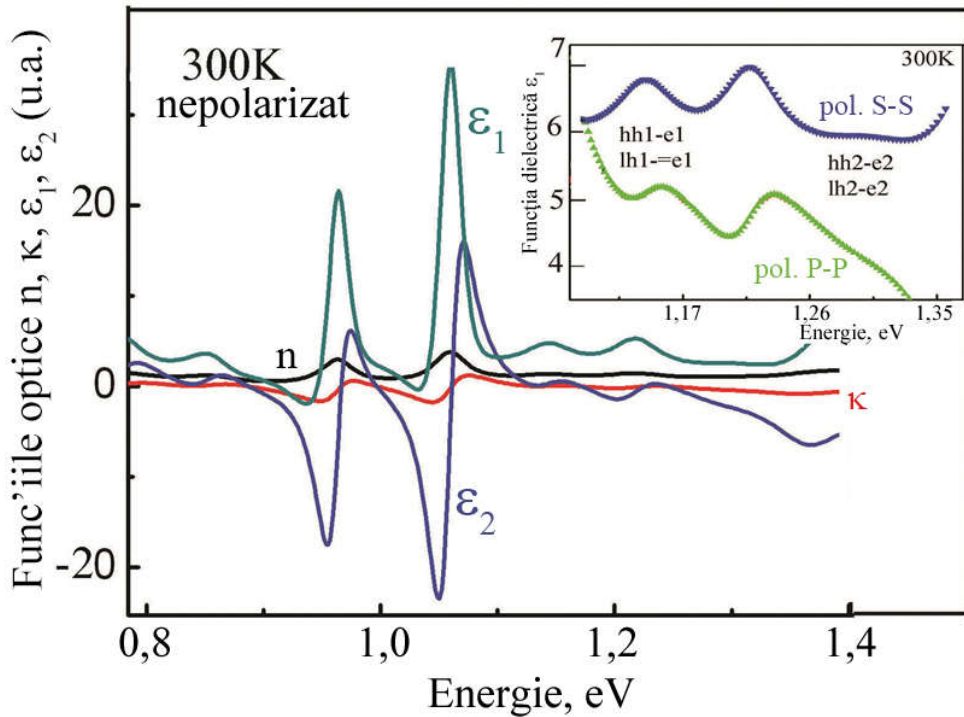


Fig. 4.15. Dependența spectrală a funcțiilor optice n , k , ϵ_1 și ϵ_2 obținute din calculele spectrelor de reflexie cu utilizarea relației Kramers-Kronig. În insertie sunt prezentate spectrele părții reale ϵ_1 ale constantei dielectrice pentru polarizarea S-S și P-P a undelor luminoase în regiunea energiilor hh1-e1(lh1-e1) și hh2-e2(lh2-e2).

La polarizarea S-S apar tranzițiile hh2-e2(1s, 2s) și, respectiv, $\epsilon_b(\epsilon_l)=6$ caracterizează aceste tranziții. Constanta dielectrică este $\epsilon_b(\epsilon_l)=6,9$ pentru această polarizare, în regiunea energiilor 1,16eV, adică tranzițiile hh1-e1. La valoarea energiilor 1,16eV și polarizarea P-P $\epsilon_b(\epsilon_l)=5,5$ și, la energia 1,3eV $\epsilon_b(\epsilon_l)=4,3$. Este evident, că valoarea constantei dielectrice de fond, obținută din calculele spectrelor de reflexie cu utilizarea relațiilor Kramers-Kronig, practic, corespund cu calculele conform relațiilor de dispersie. Astfel, diferența constantei dielectrice $\Delta\epsilon=\epsilon_b^{hh}-\epsilon_b^{lh}=6,0-4,3=1,7$ în regiunea tranzițiilor excitonice hh1 - e1 (lh1 - e1) și $\Delta\epsilon=\epsilon_b^{hh}-\epsilon_b^{lh}=6,9-5,5=1,4$ în regiunea tranzițiilor excitonice hh2 - e2 (lh2 - e2). Aceste valori coincid în limitele erorii experimentale.

Pentru estimarea valorii masei efective a gurilor ușoare și grele a fost utilizată masa efectivă a electronilor $m_e^*=0,05m_0$ [130] și a fost calculată masa electronilor μ din energia de legătură (R) determinată anterior. Din datele prezentate în anexa3, tabelul 3.1, energia de legătură a excitonilor $R=0,0124\text{eV}$ și masa efectivă $m_{hh}^*=0,32m_0$ pentru tranzițiile hh1-e1. Masa efectivă este $m_{hh}^*=0,32m_0$ pentru constanta dielectrică de fond $\epsilon_b=6,9$. Energia de legătură a excitonilor $R=0,0132\text{ eV}$ și masa efectivă este $M=0,0293m_0$ pentru tranzițiile lh1-e1. Masa efectivă $m_{lh}^*=0,07m_0$ pentru constanta dielectrică de fond $\epsilon_b=5,5$. Valorile obținute ale maselor

efective ale golurilor ușoare și grele corelează cu datele obținute pentru heterostructurile din lucrările [102 – 115, 142 – 144].

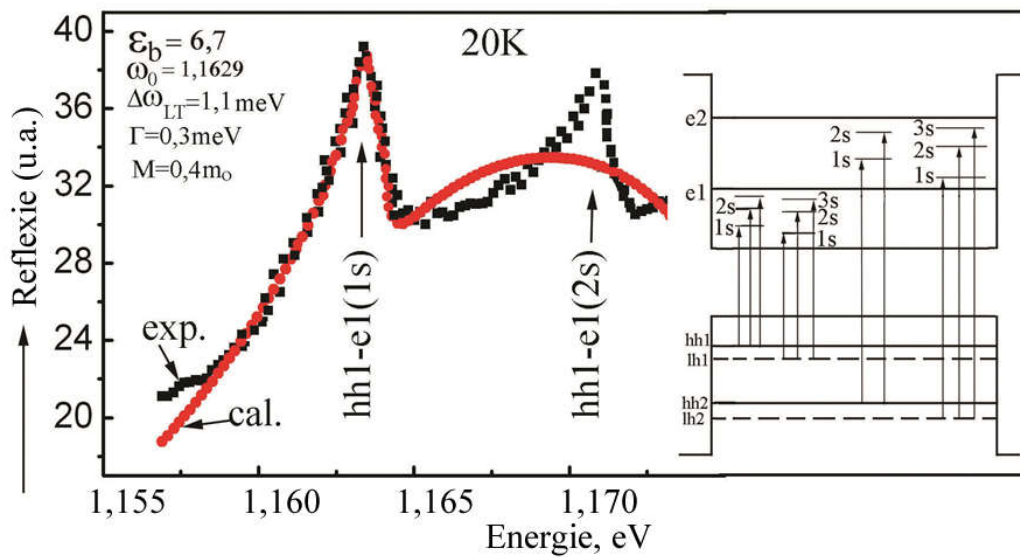


Fig. 4.16 Contuurile spectrelor de reflexie ale tranzițiilor excitonice hh1-e1(1s) și hh1-e1(2s) măsurate experimental (exp.) și calculate conform relațiilor de dispersie la temperatura 20K.

Au fost măsurate spectrele de reflexie la temperatura de 20K și calculate contuurile lor conform relațiilor de dispersie (fig. 4.16), în regiunea tranzițiilor excitonice hh1-e1(1s) și hh1-e1(2s), pentru structurile pentru care au fost obținute spectrele de transparență prezentate în fig. 4.11. Cea mai bună corelare dintre datele experimentale și calculate a fost obținută pentru oscilatorul $\omega_0 = 1,1629\text{eV}$ la următorii parametri: $\Delta\omega_{LT} = 1,1\text{meV}$, $\Gamma = 0,3\text{meV}$ și $\epsilon_B = 6,7$. În figura 4.16 este, de asemenea, prezentată schema tranzițiilor optice către stările de bază și excitate ale excitonilor din QW (partea dreaptă a figurii). Despicierea longitudinal-transversală $\Delta\omega_{LT}$ este mai mare în contururile de reflexie pentru hh1-e1 decât pentru hh1-e1(1s). Aceasta este condiționat de faptul, că conturul de reflexie hh1-e1 conține un aport sumar cum al stărilor de bază, așa și al stărilor excitate ale excitonilor golurilor ușoare și grele.

Energia de legătură a excitonilor $R = 0,0165\text{eV}$ și masa efectivă $\mu = 0,0436m_0$ pentru tranzițiile hh2-e2. Masa efectivă $m_{hh}^* = 0,30m_0$ pentru constanta dielectrică de fond $\epsilon_B = 6,0$. Energia de legătură a excitonilor $R = 0,022\text{eV}$ și masa efectivă $\mu = 0,0293m_0$ pentru tranzițiile lh2-e2. Masa efectivă $m_{lh}^* = 0,07m_0$ pentru constanta dielectrică de fond $\epsilon_B = 4,5$. Parametrul $M = 0,4m_0$ ($M = m_{hh}^* + m_e^*$), fiind obținut din calculele spectrelor de reflexie ale oscilatorului tranzițiilor excitonice hh1-e1(1s). Respectiv, masa efectivă $m_{hh}^* = M - m_e^* = 0,4 - 0,07 = 0,33m_0$.

4.3. Luminescența de recombinare a polaritonilor excitonici în gropile cuantice ale heterostructurilor $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Studiul heterostructurilor semiconductoare cu gropi cuantice prezintă un interes din punct de vedere a depistării stărilor electronice fundamentale ale excitonilor în gropile cuantice. Pe baza structurilor cu gropi cuantice au fost elaborate dispozitive micro-optoelectronice de generație nouă [116 – 118]. Au fost creați laseri de injecție, care demonstrează o stabilitate înaltă la temperatură a densității curentului de prag J_{th} , valoare mică a lui J_{th} [119 – 121] și emisie în regim continuu la temperatura camerei cu putere de ieșire mai mare de 3W [122 – 127]. Luminescența și structura tranzițiilor electronice, care corespund rezonanțelor excitonice în gropile cuantice, au fost studiate în multe lucrări [102 – 115, 122 – 127]. Au fost studiate gropile cuantice înguste și cele late. Pentru gropile cuantice înguste este satisfăcută inegalitatea:

$$kd \ll 1, \quad (4.41)$$

unde d – lățimea gropii cuantice, k – modulul vectorului de undă k al undei luminoase. Pentru gropile cuantice late, parametrul kd poate fi ≈ 1 . Parametrul $kd \cong 1,5$ pentru emisia heterolaserului pe bază de GaAs (lungimea de undă $0,8\mu\text{m}$) și grosimea gropii cuantice $d \cong 500\text{Å}$. În acest caz este necesar de luat în considerație dispersia spațială a undei electromagnetice, deoarece amplitudinea ei se schimbă puternic de-a lungul grosimii gropii cuantice [122 – 127]. Mai mult ca atât, inegalitatea $d \gg a_0$ (a_0 – constanta rețelei cristaline) pentru gropile cuantice late este destul de puternică, ceea ce permite utilizarea egalității Maxwell pentru un mediu omogen la determinarea câmpului electromagnetic. Această abordare permite considerarea diferenței dintre indicii de refracție a barierelor și gropilor cuantice, ceea ce este important pentru elaborarea dispozitivelor optoelectronice. În lucrarea dată au fost studiate straturile cu gropi cuantice cu grosimea 8 nm.

Spectroscopia fotoluminescenței materialelor solide este bazată metodic pe măsurarea spectrului luminescenței secundare în cazul unei componente spectrale fixe a luminii excitate. Fotoluminescența structurilor cu gropi cuantice posedă particularitățile ei caracteristice. Luminescența la temperaturi joase conține informație despre nivele discrete ale gropilor cuantice și se leagă cu recombinarea iradiantă a excitonilor în gropile cuantice. În realitate, interfețele dintre materialele gropilor și barierelor nu sunt niciodată perfect netede la scară atomică.

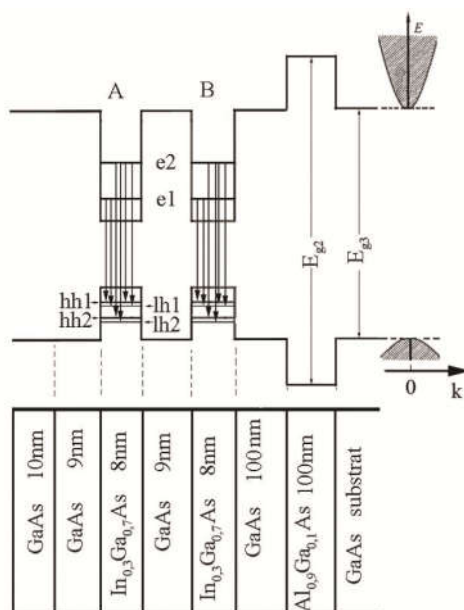


Fig. 4.17. Reprezentarea schematică a structurii periodice, compusă din două straturi de $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ cu gropi cuantice cu grosimea 8 nm, divizate de către staturile de GaAs cu grosimea 9nm și tranzițiile electronice de pe stările excitonice din gropile cuantice, depistate în spectrele de luminescență, în cazul excitării cu un laser He-Ne la lungimea de emisie 632,8nm și 532 nm.

În figura 4.17 este reprezentată structura periodică, compusă din două straturi de $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ cu gropi cuantice cu grosimea 8 nm, divizate de către staturile de GaAs cu grosimea 9nm. În această structură sunt formate două gropi cuantice, divizate de către o barieră relativ lată (9 nm). Pe suprafață a fost aplicat un strat adițional GaAs cu grosimea 10 nm, iar în partea din spate a fost format stratul GaAs cu grosimea 100 nm. Straturile au fost depuse pe plachetă de GaAs. După depunerea straturilor, partea dorsală a plachetei de bază a fost lustruită până la o stare de oglindă, ceea ce a permis efectuarea măsurărilor, așa cum a spectrelor de luminescență așa și a celor de transparență [102 – 115, 148].

Pentru efectuarea măsurărilor luminescenței, structura $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ a fost plasată în criostat și excitată cu un laser He-Ne cu lungimea de undă de emisie 632,8 nm. Luminescența practic lipsește la temperatura camerei și la un nivel relativ slab al excitării. Luminescența este depistată la temperatura 200K și, la o scădere a temperaturii ulterioară, intensitatea luminescenței crește (fig. 4.18). Maximul luminescenței 1,163 eV (200K) se deplasează la energia 1,2032 eV (30K) la scăderea temperaturii, și posedă FWHM egal cu 10 meV și este condiționat de către tranzițiile e1-hh1(e1-lh1) din groapa cuantică a straturilor A și B ale structurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ (fig. 4.17).

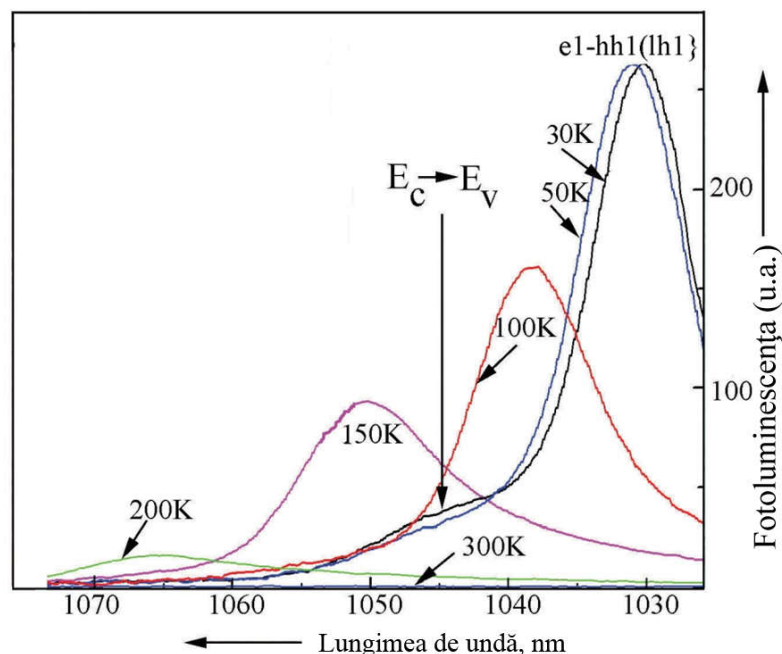


Fig. 4.18. Spectrele de luminescență ale structurii In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs cu gropi cuantice, reprezentată schematic în fig. 4.17, la temperaturile (30 – 200K) și escitarea cu un laser He-Ne cu lungimea de undă a emisiei 632,8 nm.

În regiunea energiilor mari a structurii In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs cu gropi cuantice este depistată o bandă de luminescență la valoarea 1,342 eV (300K) care, odată cu scăderea temperaturii, se deplasează în regiunea energiilor mari (fig. 4.19). Un maximum îngust cu valoarea 1,4131 eV este depistat la temperatura 30K, care este condiționat de recombinarea iradiantă a electronilor barierei cu goluri grele E^b-hh1 și, de asemenea, maximum E^{x1} la energia 1,5433 eV. Maximumul E^{x1} nimereste energetic în regiunea continuului barierei gropii cuantice și, posibil, este condiționat de către defecte la hotarul stratului GaAs/Al_{0,9}Ga_{0,1}As [102 – 115, 149]. Diferiți factori pot influența valorile fotoluminescenței pentru QW_A și QW_B, care au sau nu au legătură cu procesul luminescenței. Acestea pot fi diferite condiții de reflexie a luminii pe diferite secțiuni ale suprafeței probei, fluctuațiile spațiale ale nivelului recombinării neiradiante pe suprafață și în volumul structurii.

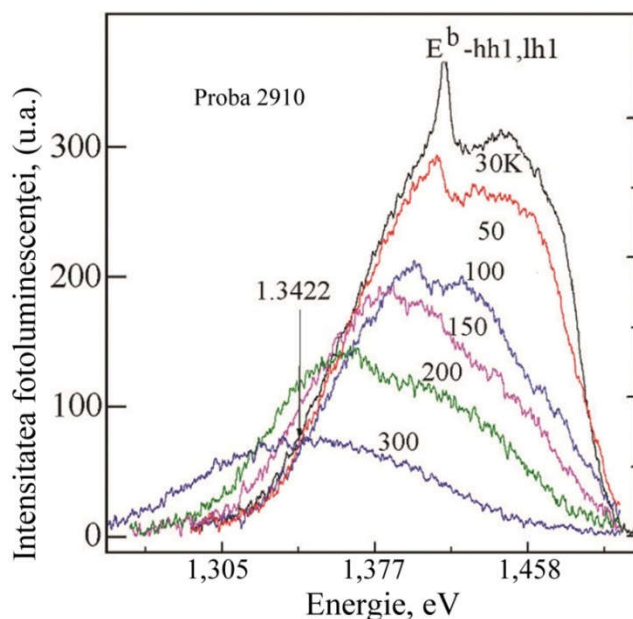


Fig. 4.19. Dependența de temperatură a energiei maximele de luminescență a structurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ (Proba 2910) cu gropi cuantice excitată cu n laser He-Ne cu lungimea de undă a emisiei 632,8nm.

Acești factori creează oscilații ale nivelului intensității absolute a fotoluminescenței. Maxime ale luminescenței la valorile 1,2071 eV și 1,2201 eV (fig. 4.20) sunt depistate la temperatura 10K, în regiunea lungimilor de undă lungi, care sunt condiționate de către recombinarea excitonilor în gropile cuantice de pe stările e1-hh1 și e1-lh1. Valoarea despicării zonelor golurilor ușoare (lh1) și grele (hh1) în groapa cuantică este 13,0 meV, iar valoarea FWHM este egală cu 5 meV.

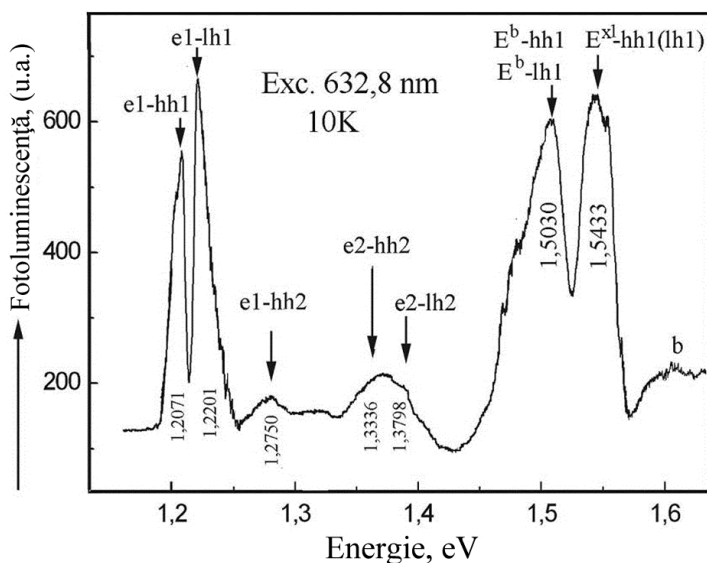


Fig. 4.20. Spectrele de luminescență ale structurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ cu gropi cuantice la temperatura 10K și excitarea cu un laser He-Ne cu lungimea de undă a emisiei 632,8 nm (curba b nu este reprezentată la scară comună).

La temperatura 10K sunt, de asemenea, depistate maximele de luminescență la energiile 1,2750 eV; 1,3336 eV și 1,3798 eV, care sunt condiționate de către tranzițiile $e1-hh2$ și $e2-hh2$, $e2-lh2$, respectiv. La aceste temperaturi, în regiunea energiilor mai mari, sunt depistate benzi intense de luminescență la energia 1,5030 eV și un maxim slab la energia 1,4899 eV și, de asemenea, un maxim intens la valoarea 1,5433 eV. Primele două maxime sunt condiționate de către excitonii de volum în stratul buffer GaAs, adică de către tranzițiile E^b-hh1 și E^b-lh1 . În lucrările [102 – 115, 127, 131, 132, 149], energia tranzițiilor excitonice din stratul buffer GaAs, în spectrele de luminescență la temperatura 8K, este depistată la valoarea 1,500 – 1,505 eV, ceea ce corespunde cu valoarea 1,5030 eV determinată de noi. Valoarea despicării zonelor golurilor ușoare și grele, determinate prin poziția tranzițiilor la energii mari, constituie 13,1meV, ceea ce, practic, corespunde cu valoarea despicării (13,0meV) determinată din maximele condiționate de către tranzițiile $e1-hh1$ și $e1-lh1$. La mărirea intensității excitării în regiunea 1,5 eV, adică în regiunea tranzițiilor din continuum, este observată o creștere a intensității luminescenței și despicarea maximelor în spectrele de luminescență. Maximul de luminescență la cea mai scurtă lungime de undă, la valoarea 1,5433 eV, presupunem că este condiționat de tranzițiile de recombinare de pe nivelul, care energetic se află în regiunea E^{x1} , către banda golurilor grele $hh1$. Natura acestui nivel este, cel mai probabil, condiționată de defectele la hotarul GaAs/Al_{0,9}Ga_{0,1}As.

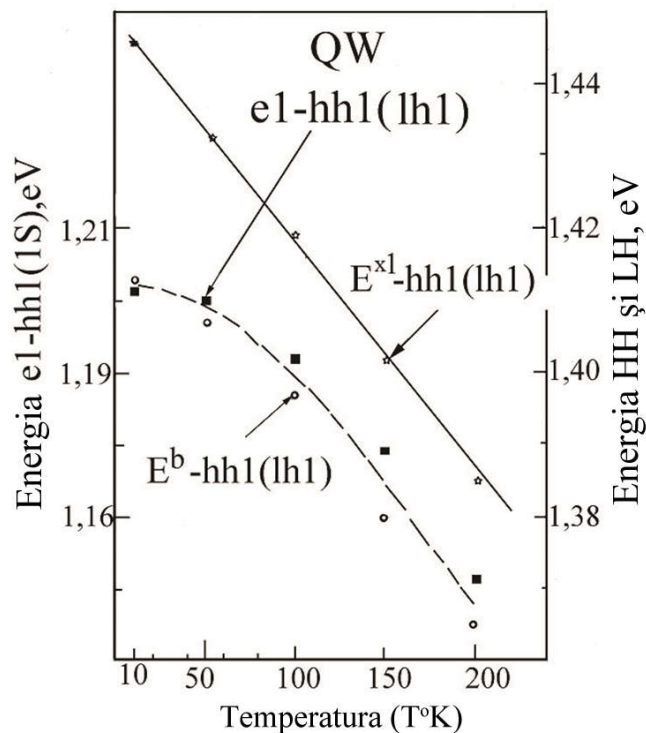


Fig. 4.21. Dependențele de temperatură ale nivelelor excitonice în groapa cuantică.

Dependențele de temperatură ale tranzițiilor depistate e1-hh1 (e1-lh1) și E^{b1} -hh1(lh1), E^{x1} -hh1(lh1) sunt prezentate în figura 4.21. Energiile tranzițiilor se deplasează, practic liniar, spre regiunea energiilor mari, odată cu scăderea temperaturii în intervalul 100 – 200K. Energia tranzițiilor e1-hh1 (e1-lh1) și E^{b1} -hh1(lh1), în intervalul de temperaturi 100 – 10K, se schimbă neliniar, iar energia tranzițiilor E^{x1} -hh1(lh1) rămâne liniară. Valoarea diferită a coeficientului de deplasare al tranzițiilor indicate, este legată de diferența coeficienților termici de deplasare a benzilor golurilor ușoare și grele, de masa efectivă a golurilor ușoare și grele și nivelele excitonice în gropile cuantice [102 – 115, 122–127, 149]. Cunoașterea parametrilor structurii benzilor semiconductorilor, în special, a maselor efective ale purtătorilor de sarcină și, de asemenea, a dependențelor acestor parametri de compoziția straturilor, este necesară pentru determinarea parametrilor structurilor cu gropi cuantice.

În literatură există o ambiguitate în determinarea acestor parametri pentru sistemul $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}-\text{GaAs}$. Astfel, datele despre relația benzilor de conducție la hotarul $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}-\text{GaAs}$ ($\Delta E_c/\Delta E_g$, ΔE_c – diferența energiei nivelelor joase ale benzii de conducție în GaAs și $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, E_g – diferența benzii energetice interzise a lor) sunt diferite la diferiți autori: 0,52 [133], 0,6 [134], 0,7 [135, 136], 0,83 [137]. Aceeași situație există în legătură cu datele despre masa efectivă a golurilor grele în GaAs: $0,62m_0$ [133], $0,52m_0$ [135], $0,51m_0$ [137], $0,36m_0$ [136] (m_0 – masa electronului liber) și, de asemenea, dependența lărgimii benzii energetice interzise $E_g(y)$ a straturilor tensionate $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ în sistemul $\text{GaAs}-\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}-\text{GaAs}$ de masa molară a In [134, 139, 140].

În cazul studiului spectrului energetic al gropii cuantice pe bază de $\text{GaAs}-\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}-\text{GaAs}$, noi am utilizat valoarea medie a relației $E_c/E_g=0,7$, utilizată frecvent și aproximările liniare ale dependențelor maselor efective ale electronilor și golurilor în $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ de masa molară a In. Masa efectivă a electronilor în gropile cuantice ale materialelor solide $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a fost determinată din relația $m_e^*/m_0=0,067-0,0603+0,0163x^2$. În cazul $x=0,3$ masa efectivă a electronilor este egală cu $0,050m_0$, masa efectivă a golurilor grele $m_{hh}^*=0,312m_0$ și masa efectivă a golurilor ușoare $m_{lh}^*=0,074m_0$. Lărgimea benzii energetice interzise la a fost estimată din relația $E_g=1,425 -1,501x+0,436x^2$ [141 ,142] temperatura 300K și pentru stratul $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ cu gropi cuantice era egală cu 1,014 eV, pentru $x=0,3$. La temperatura de 10K, lărgimea benzii energetice interzise a fost determinată din relația $E_g=1,515-1,584x+0,489x^2$, care este utilizată la determinarea valorii minime a benzii energetice interzise la temperatura 0K [141 ,142]. Lărgimea benzii energetice interzise la temperatura 10K este egală cu 1,014 eV, pentru stratul $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ cu gropi cuantice și $x=0,3$.

În spectrele de luminescență sunt depistate maxime la valorile 1,2003 eV și 1,2138 eV, la temperatura 10K și excitarea cu lungimea de undă 532nm, care sunt condiționate de către

tranzițiile e1-hh1 și e1-lh1 (fig. 4.22). Din datele obținute este evident, că maximele de luminescență la valoarea 1,2003 eV și 1,2138 eV posedă un caracter de dublet cu o despicare de ordinul a câtorva meV. Maxime la energii mari (1,2138 eV) cât și la energii mici (1,2003 eV) sunt depistate în spectrele de luminescență (fig. 4.22), în urma excitării cu lumină nepolarizată și înregistrate la polarizarea E_P și E_S . În cazul excitării cu lumină polarizată E_P și înregistrarea luminescenței la polarizarea E_S și E_P este, de asemenea, depistat un maximum de luminescență la energii mari, dar, în același timp, intensitatea luminescenței scade odată cu scăderea intensității radiației de excitare.

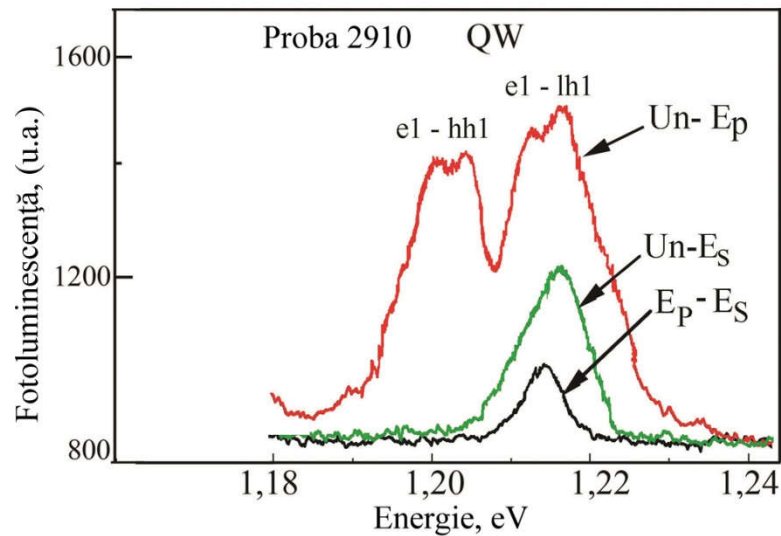


Fig. 4.22 Spectrele de luminescență ale structurii $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ (Proba 2910) cu gropi cuantice, la temperatura 10K și în cazul excitării cu lungimea de undă 532 nm (curba U_n-E_p corespunde excitării cu lumină nepolarizată și luminescență la polarizarea P; curba U_n-E_S corespunde excitării nepolarizate și luminescență la polarizarea S; E_p-E_S corespunde excitării la polarizarea P și luminescență la polarizarea S; curba f este măsurată la lumină nepolarizată și intensitatea este mărită de 10 ori).

Excitonul, excitat într-o groapă cuantică ideală, într-o stare cu vectorul de undă bidimensional $k_{||}=(k_x, k_y)$ astfel, încât $k_{||}<(\omega_0/c)n_b$, poate să se anihileze cu emisie de lumină în barieră (ω_0 – frecvența de rezonanță a excitonului, c – viteza luminii în vid, n_b – indicele de refracție în materialul barierei) [128 – 130]. Frecvența excitonului cuasi bidimensional, cu considerarea influenței fotonilor, este neesențial renormat și duce la apariția atenuării radiative a excitonului. Luminescența excitonului în groapa cuantică, la frecvența ω , este constituită din două unde luminoase, cu vectorii de undă $k=(k_x, k_y, \pm k_z)$, unde $k_z=[(\omega/c)^2 n_b^2 - k_x^2 - k_y^2]^{1/2}$, deoarece, componentele vectorului de undă se păstrează în planul interfeței [102 – 115, 128, 149]. Excitonul cu $k_{||}>(\omega_0/c)n_b$ induce în barieră câmp electromagnetic, al cărui amplitudine scade

odată cu îndepărtarea în adâncimea barierei din dreapta sau stânga. Influența inversă a acestui câmp asupra excitonului duce la renormarea frecvenței de rezonanță, dar nu generează un nou canal de recombinare [128, 129]. Într-o groapă cuantică, electronul poate recombină cu emisie de foton ($k_x, k_y, \pm k_z$). Spectrul recombinării radiative și frecvența radiației emise depind de efectele de reflexie multiplă și interferență a luminii într-o structură multistratificată. Vorbind în termenii electrodinamicii cuantice, electronii din diferite gropi cuantice devin legați datorită câmpului electromagnetic. Câmpul electromagnetic se extinde din straturile QW_A și QW_B (fig. 4.17).

Interferența, condiționată de către modularea periodică a indicelui de refracție, care posedă valoare diferită pentru materialele gropilor și barierei, aduce aportul său în forma spectrelor. Fenomenul de interferență, în cazul interacțiunii luminii cu mediul, depinde esențial de faza undei electromagnetice și reprezintă un factor puternic în studiul indicelui de refracție al materialelor gropilor cuantice și barierei. Din acest punct de vedere, un interes deosebit și informativ îl prezintă spectrele de interferență ale luminescenței a structurilor cu gropi cuantice. Luminescența radiativă, care apare ca rezultat al recombinării electronilor de pe stările excitonice în gropile cuantice, se extinde în direcții opuse (k_z și $-k_z$). În același timp, radiația care iese din structură reprezintă interferența undelor luminoase, care posedă o diferență a fazelor din cauza drumului diferit parcurs în materialul cristalin. În structura studiată de noi, care este compusă din două gropi cuantice $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ divizate prin barieră, undele care parvin din două gropi cuantice sunt coerente. Respectiv, se poate presupune prezența interferenței undei, care se propagă spre stânga ($-k_z$) și reflectată de la bariera, a cărei undă se propagă spre dreapta ($+k_z$). În acest caz, unda cu direcția de propagare k_z parcurge o distanță aproximativ egală cu două grosimi ale barierei $GaAs$ (18 nm) și este mai mare decât unda cu direcția de propagare $-k_z$. Aceste unde coerente cu $-k_z$ și reflectate cu k_z pot să interfereze. Benzile de interferență trebuie să se accentueze în regiunea ultravioletului vid. Respectiv, în spectrele de luminescență ale structurii studiate de noi la temperatura 10K, structura fină a maximelor de luminescență $e1-hh1$ și $e1-lh1$ (fig. 4.22) nu este legată de interferența undelor luminoase, dar posedă caracter de dublet. Ultima este condiționată de interacțiunea de schimb a excitonilor. La polarizarea E_S , maximul de luminescență (1,2133 eV) este depistat la energii mai mici, decât la polarizarea E_P (1,2166 eV). Interacțiunea de schimb dintre electron și gol, care apare în teoria excitonilor Wannier-Mott, cu considerarea corecțiilor pentru aproximarea masei efective, duce la o anulare parțială a degenerării stării de bază a excitonului și îl despică în reprezentările ireductibile corespunzătoare. În volumul semiconductorului cu structură de tip „zinc blende”, starea de bază a excitonului $\Gamma_6 \times \Gamma_8$ este degenerată de 8 ori. Indicii de spin ai funcției de undă primesc valorile $s=1/2$ și $m=3/2, \pm 1/2$. Interacțiunea de schimb despică această stare în trei termeni: $\Gamma_6 \times \Gamma_8 = \Gamma_{12} + \Gamma_{15} + \Gamma_{25}$. În schema de cuplare a momentelor $s=1/2$ și $j=3/2$, nivelul triplet

Γ_{15} corespunde unui moment unghiular total $j=1$ cu proiecțiile $M=1, 0, -1$. Termenii Γ_{12} și Γ_{25} corespund momentului unghiular $j=2$ și sunt deplasați la o oarecare valoare Δ_0 în referință cu termenul Γ_{15} . Despicarea dintre termenii Γ_{12} și Γ_{25} diferă de zero în măsura lipsei sfericității benzii de valență Γ_8 . Valoarea despicării cauzată de interacțiunea de schimb a stărilor singlet-triplet ale excitonilor în volumul cristalului variază de la zecimi de meV până la 10 meV.

Starea de bază a excitonului $1s$ în groapa cuantică GaAs/AlAs (001) este degenerată de 4 ori. În notarea reprezentărilor ireductibile ale grupului D_{2d} are loc $\Gamma_6 \times \Gamma_6 = A_1 + A_2 + E$. Respectiv, cu considerarea interacțiunii de schimb, această stare este despicată în dubletul radiativ E cu proiecțiile $M = s + m = \pm 1$ ale momentului unghiular pe axa Z și termenii A_1, A_2 ($s = \pm 1/2, t = \pm 3/2$) [128 – 130]. Ultimii reprezintă combinațiile liniare simetrice și asimetrice ale stărilor cu proiecția momentului ± 2 . Despicarea între ele este destul de mică, de regulă fiind neglijată. Stările ± 1 sunt dipol active la polarizarea σ_+ și σ_- , respectiv. În groapa cuantică anizotropă, simetria sistemului scade și dubletul radiativ trebuie să se despică în două subnivele, liniar polarizate în două direcții ortogonale, a căror orientare este dictată de forma potențialului de localizare. Într-adevăr, interacțiunea de schimb electron-gol anulează parțial degenerarea stărilor excitonice și duce la despicarea nivelului excitonic $1s$ în două subnivele, care corespund reprezentărilor ireductibile.

La cercetarea spectrelor de luminescență ale excitonilor localizați în gropile cuantice GaAs/AlAs (001), în regim de câmp apropiat, au fost depistată despicarea de schimb a dubletului $e1-hh1$ ($1s$) în două componente, polarizate de-a lungul axelor $[110]$ și $[1\bar{1}0]$, adică cu un defazaj de $\pm 90^\circ$. În super-rețelele GaAs/AlAs (001) de tip II a fost observată o despicare analogică, legată de localizarea excitonului pe o interfață aparte și o simetrie inferioară C_{2v} a interfeței singulare. În lucrările [143, 144] a fost studiată luminescența structurilor GaAs/AlGaAs cu gropi cuantice în regim de câmp optic apropiat și a fost măsurat spectrul luminescenței. Autorii au reușit să depisteze o structură fină a stărilor de bază și excitate ale excitonului localizat. Fiecare din nivelele excitonice depistate era constituit din două subnivele, polarizate liniar în direcțiile ortogonale $[110]$ și $[1\bar{1}0]$. Valoarea despicării subnivelelor depindea de numărul nivelului și varia în limitele $\pm (20 - 50)$ meV. Valoarea despicării pentru nivelul de bază și cele patru nivele excitate, observată în lucrările [143, 144], varia în dependență de parametrii gropii cuantice. Rezultatele au fost publicate în lucrările [102 – 115, 148, 149].

4.4. Concluzii la capitolul 4

Rezultatele cercetării spectroscopice a heterostructurilor pe semiconductori oferă posibilitatea determinării proprietăților fundamentale ale stărilor excitate în gropile cuantice (QW) cu scopul îmbunătățirii tehnologiei de elaborare a dispozitivelor micro-optoelectronice moderne. Laserele de injecție elaborate pe bază de structuri cu gropi cuantice posedă o stabilitate înaltă a densității curentului de prag J_{th} la variația temperaturii, o valoare mică a curentului de prag J_{th} și asigură o emisie în regim continuu la temperatura camerei, cu puteri mai mari de 3W.

Analiza spectrelor de reflexie, transparentă și fotoluminescență reprezintă o metodă simplă și efectivă de cercetare a gropilor cuantice în heterostructuri. Asupra spectrelor optice de reflexie și absorbție influențează imperfecțiunea structurii, rezultând la o lărgire neomogenă a frecvenței de rezonanță a excitonului în heterostructuri. Din punct de vedere experimental, benzile înguste de absorbție și reflexie reprezintă o dovadă a calității structurii cu gropi cuantice. Calculul bazat pe rezultatele experimentale a spectrelor de reflexie și transparentă permite estimarea a factorului de atenuare ($\Gamma=7,6meV$), pentru tranzițiile optice în gropile cuantice ale structurii, pentru modelul oscilatorului singular și multiplu. Rezultatele experimentale au permis determinarea valorilor constantei dielectrice de fond, energiei de legătură a excitonilor ($R=11,5 \div 12,4meV$), lh1-e1 ($R=12,4 \div 13,2$), masele efective $m_{hh}^*=0,312m_0$ și $m_{lh}^*=0,074m_0$, etc.

Luminescența la temperaturi joase a heterostructurilor cu gropi cuantice oferă informație despre defectele localizate pe rigurozitățile interfețelor și fluctuațiile compoziției și nivele discrete ale gropilor cuantice, care sunt strâns legate de recombinarea iradiantă a excitonilor în gropile cuantice.

CONCLUZII GENERALE ȘI RECOMANDĂRI

1. A fost depistat, că în regiunea excitonică a spectrelor de absorbție și reflexie, anizotropia marginii absorbției a semiconductorului ZnAs_2 se manifestă în intervalul lungimilor de undă $1,3 - 1,35\mu\text{m}$, actualmente utilizate în sistemele de comunicații [33, 51].
2. În rezultatul cercetării anizotropiei absorbției și reflexiei în regiunea spectrală a para- și ortoexcitonilor a cristalelor ZnAs_2 a fost demonstrat că seria excitonilor singlet cu simetria $\Gamma_2^-(z)$ este permisă la polarizarea $E||c$, iar la polarizarea $E\perp c$ - seria excitonilor cu simetria $2\Gamma_1^- + \Gamma_2^-$. Spectrele experimentale și datele calculate conform relațiilor de dispersie corelează cu datele teoretice anterioare [37, 43, 44].
3. Valoarea constantei Rydberg a excitonilor liberi (R) în cristalele ZnAs_2 , calculată conform poziției liniilor spectrale $n=1$ și 2 , constituie $12,4$ meV, iar cea calculată conform liniilor $n=2$ și $n=3$, este egală cu $13,6$ meV. Pentru $R=13,6$ meV, lățimea benzii energetice interzise $E_g = 1.054\text{eV}$ [37, 43, 44].
4. Din analiza spectrelor de interferență a transparenței precum și a celor de reflexie, măsurate cu rezoluție înaltă în intervalul lungimilor de undă $1200-1900\text{nm}$, a fost calculată dispersia indicelui de refracție, pentru ramurile superioară și inferioară ale polaritonilor excitonici $\Gamma_2^-(z)$ în cristalele de ZnAs_2 [37, 43, 44].
5. Au fost studiate spectrele de reflexie în cazul radiației polarizate ($E||c$ și $E\perp c$) într-o regiune largă a spectrului ($0,5 - 12$ eV) și utilizând relațiile Kramers-Kronig au fost determinate dependențele spectrale ale funcțiilor optice ε_1 , ε_2 , n și k , inclusiv și valorile intervalelor energetice interbandă în adâncimea benzii de absorbție [33, 37, 43, 44, 51].
6. Rezultatele cercetărilor efectuate au arătat, că monocristalele ZnAs_2 la temperatura camerei, posedă o anizotropie puternică a caracteristicilor optice. Această anizotropie și lățimea mică a benzii energetice interzise ($0,96$ eV la 300K și $1,05$ eV la 10K) asigură posibilitatea creării filtrelor [65, 74] și a separatorilor de mode pentru impulsurile optice impulsurilor radiației laser purtătoare de informație [36, 37], în regiunea ferestrelor de transparență ale fibrelor optice ($1,3$ și $1,55$ μm).
7. În premieră au fost cercetate spectrele de reflexie și transparență ale structurilor cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ la o rezoluție înaltă [105-107]. În cadrul modelelor oscilatorului singular și multiplu, utilizând relațiile de dispersie au fost determinate forța oscilatorului și factorul de atenuare pentru tranzițiile optice în gropi cuantice. La fel pentru structurile studiate, a fost determinat factorul de atenuare ($\Gamma=7,6\text{meV}$), căruia îi corespunde un timp de viață de emisie a excitonului egal cu 2ps , fiind același pentru structurile studiate, precum și valorile energiilor de legătură a excitonilor hh-e1

($R=11,5\div 12,4\text{meV}$), $lh1-e1$ ($R=12,4\div 13,2$), a maselor efective $m_{hh}^*=0,312m_0$ și $m_{lh}^*=0,074m_0$ [105-107, 110, 115].

Recomandări pentru cercetări de perspectivă

- dezvoltarea cercetărilor anizotropiei cristalelor $ZnAs_2$, în special a fenomenului de birefrință cu scopul elaborării dispozitivelor optoelectronice utilizate în sistemele de comunicații optice (domeniul optic $1,3\ \mu\text{m}$ și $1,5\ \mu\text{m}$);
- studiul detaliat al spectroscopiei materialelor birefringente la temperaturi joase (mai mici de 10K) pentru determinarea parametrilor și funcțiilor optice cu o precizie mult mai înaltă;
- cercetarea și studiul aprofundat al fezabilității cristalelor anizotrope $ZnAs_2$ cu materialele semiconductoare, în vederea elaborării ghidurilor de undă capabile să separe modele TE și TM pentru operația de multiplexare/demultiplexare densă, utilizată în sistemele de comunicații optice.
- studiul posibilității creării fotoreceptoarelor cu construcții diverse și gabarite minimize, sensibile la radiația optică polarizată;
- cercetarea aprofundată a anizotropiei heterostructurilor $InGaAs/GaAs$ cu gropi cuantice și estimarea parametrilor optici ai heterostructurilor prin evaluarea datelor spectroscopice corespunzătoare gropilor cuantice;

BIBLIOGRAFIE

1. ЛАЗАРЕВ, В.Б., ШЕВЧЕНКО, В. Я., ГРИНБЕРГ, Я. Х., СОБОЛЕВ, В. В.. *Полупроводниковые соединения группы $A^{II}B^V$* , Москва, 1978, с. 256.
2. TURNER, W.J., FISCHLER, A.S., REESE, W.E. *Physical Review Journals Archive*, 121 (3), 1961, p. 759.
3. SOBOLEV, V.V., SYRBU, N.N. *Physica Status Solid*, 51 (2), 1972, p. 863.
4. СОБОЛЕВ, В.В., КОЗЛОВ, А.И., КРОИТОРУ, С.Г., МАРЕНКИН С.Ф., ШЕВЧЕНКО В.Я. *Физика и техника полупроводников*, 15 (7), 1981, с. 1428.
5. СОБОЛЕВ, В. В., КОЗЛОВ, А. И. ЖПС, 41(6), 1984, с. 1035.
6. SOBOLEV, V.V., KOZLOV, A. I. *Physica Status Solid*, 126 (1), 1984, с. 59.
7. SOBOLEV, V.V., KOZLOV, A.I. *Proceeding of the International Conference "Excitons-84"*, v. I, Gustrow, 1984, p. 41.
8. СОБОЛЕВ, В.В., КОЗЛОВ, А.И., МАРЕНКИН, С.Ф., СОКОЛОВСКИЙ, К.А. *Известия Академии наук СССР, Неорганические Материалы*, 21 (8), 1985, с. 1276.
9. СОБОЛЕВ, В.В., КОЗЛОВ, А.И., КОЗЛОВА, С.Г. *Оптика и спектроскопия*, 77 (5), 1994, с. 787.
10. МОРОЗОВ, В.А., ПИЩИКОВ, Д.И., ЛОСЕВА, С.М., КОШЕЛЕВ, О.Г., МАРЕНКИН, С.Ф. *Физика и техника полупроводников*, 25 (9), 1991, с. 1664.
11. КИСЛОВСКИЙ, Л.Д. *Оптика и спектроскопия*, 7(3), 1989, с.311.
12. СОБОЛЕВ, В.В., НЕМОШКАЛЕНКО, В.В. *Методы вычислительной физики и теории твердого тела. Электронная структура полупроводников*. (Киев, 1988), 422 с.
13. СЫРБУ, Н.Н. *Оптоэлектронные свойства соединений группы $A^{II}B^V$* . Кишинев, 1983, с. 155.
14. БЕЛЛ, Р. *Эмиттеры с отрицательным электронным сродством*. Москва, Энергия, 1978. 190 с.
15. SPICER, W. E. *Negative Affinity 3-5 Photocathodes. Their physics and technology*. Journal of Applied Physics, 1977. v. 12. p. 115-130.
16. СОБОЛЕВА, Н. А. *Успехи физических наук*, 1973. Т. 3. В. 2. с. 331-353.
17. ХОФМАН, С. *Анализ поверхности методами Оже и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии*. Москва, Мир, 1987. с. 160.
18. СТАМОВ, И. Г. *Автореферат кандидатской диссертации*, Кишинев, 1981.
19. КАМЕРЦЕЛЬ, Н. Ю. *Автореферат кандидатской диссертации*, Кишинев, Фрязино, 1989.

20. SONNENBERG, H. *IEEE Journal of Solid State Circuits*, 1970. V. 5, N.5. pp. 272-275.
21. КОНДРАШОВ, В.Е. *Оптика фотокатодов*. М., 1976. с. 86-101.
22. ДЕМИХОВСКИЙ, В.Я., ВУГАЛЬТЕР, Г.А. *Известия Академии наук: Серия физическая Физика квантовых низкоразмерных структур*. Москва, “Логос”, 2000с.
23. ЛЕДЕНЦОВ, Н.Н., УСТИНОВ, В.М., ЩУКИН, В.А., КОПЬЕВ, П.С., АЛФЁРОВ, Ж.И., БИМБЕРГ Д. *Физика и техника полупроводников*, Т.32, 1998, с.385.
24. КАРПОВИЧ, И.А., ФИЛАТОВ, Д.О. *Фотоэлектрическая диагностика квантово-размерных гетероструктур*. Учебное пособие. Изд. ННГУ, Нижний Новгород . 1999, 89 с.
25. РЕКАР, S.J. *Theory of polarons in many-valley crystals*. Journal of Experimental Theory of Physics 34 (1958) p. 1176.
26. NORFIELD, J.J., TOMAS, D.G., *Physical Review* 132, 1963, p. 563.
27. Н. Н. СЫРБУ. *Диссертация Кандидата наук*, Воронеж, 1969.
28. ЛАЗАРЕВ, В.Б., ШЕВЧЕНКО, В.Я., ГРИНБЕРГ, Я.Х., СОБОЛЕВ, В.В. *Полупроводниковые соединения группы $A^II B^V$* . Монография. — Москва: Наука, 1978, 256 с.
29. СЫРБУ, Н. Н.. *Оптоэлектронные свойства соединений $A^II B^V$* . Кишинев, Штиинца, 1983, с. 155.
30. SOBOLEV, V. V., SYRBU, N. N.. *Physical Status Solidi* 51, 1972, p.863.
31. SYRBU, N., ZALAMAI, V., GUC, M., LEVCENKO, S., **DOROGAN, A.**, ARUSHANOV, E. *Birefringence of $Cu_2ZnSiSe_4$ single crystals*. *Journal of Alloys and Compounds* 06/2015; p.635; DOI: 10.1016/j.jallcom.2015.02.100. (IF: 3,133).
32. STAMOV, I.G., SYRBU, N. N., **DOROGAN, A.V.** *Photodetectors and Birefringence in $ZnP_2-C_{2h}^5$ Crystals*. *Physica B: Condensed Matter* Volume 412, 1 March 2013, pp. 130–137. (IF: 1,386).
33. STAMOV, I.G., SYRBU, N.N., **DOROGAN, A.V.** *Energetic band structure of Zn_3P_2 crystals*. *PHYSB* 307336, Article Number: 307336, *PhysicaB* (2012), <http://dx.doi.org/10.1016/j.physb.2012.09.029>. (IF: 1,386).
34. SYRBU, N.N., **DOROGAN, A.V.**, MASNIK, A., URSAKI, V.V. *Birefringence of $CuGa_xAl_{1-x}Se_2$ crystals*. *J. Opt.* 13 (2011) 035703 doi: 10.1088/2040-8978/13/3/035703.
35. SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, URSAKI, V., STAMOV, I., TIGINYANU, I. *Birefringence of $CuGa_2S_4$ crystals*. *Optics Communications* V. 285, (2011), pp. 3552–3557. (IF: 1,588).
36. **DOROGAN, A.** *Ordinary and extraordinary dispersion in $ZnAs_2$ and $CuGaS_2$ crystals*. *Meridian Ingineresc*, Nr. 4, 2011, Editura UTM, ISSN 1683-853X, pp.34-38.

37. **DOROGAN, A.**, STAMOV, I., SYRBU, N., TROFIM, V. *Testing of the birefringences in ZnAs₂ crystals and application in interliving operation*. Book “Transactions on metrology and analytical methods of research”, edited by Ion Geru, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau 2010, p.192-211.
38. СЫРБУ, Н. Н., СТАМОВ, И.Г., КАМЕРЦЕЛЬ, А.Ю., *Физика и техника полупроводников*, т. 26, 1992, с. 1191.
39. СЫРБУ, Н. Н., *Физика и техника полупроводников*, 26 (6), 1992, с. 1069.
40. СОБОЛЕВ, В. В., КОЗЛОВ, А. И., КОЗЛОВА, С. Г. *Оптическая спектроскопия*, 77, 1994, с. 787.
41. А. И. КОЗЛОВ, С. Г. КОЗЛОВА, А. В. МАТВЕЕВ, В. В. СОБОЛЕВ. *Физика и техника полупроводников*, 36, 2002, с. 809.
42. SYRBU, N., STAMOV, I., **DOROGAN, A.**, NEMERENCO, L. *Excitonic Polaritons in ZnAs₂*. Japanese Journal of Applied Physics, vol.45, n.11, 2006, 8724-8727.
43. SYRBU, N.N., STAMOV, I.G., ZALAMAI, V.V., **DOROGAN, A.** *Excitonic polaritons of zinc diarsenide single crystals*. Physica B Condensed Matter · November 2016 // DOI: 10.1016/j.physb.2016.11.022. (IF 1,386).
44. SYRBU, N.N, STAMOV, I.G., **DOROGAN, A.V.**, NEMERENCO, L.L. *Polariton excitons in ZnAs₂*. Japanese Journal of Applied Physics; Ref No.: 05R09043; Vol. 45 (2006), No. 11. (IF: 1,384).
45. SYRBU, N.N., **DOROGAN, A.V.**, URSAKI, V.V., MASNIK, A. *Wavelength modulated optical reflectivity spectra of CuAl_{1-x}Ga_xSe₂ crystals*. Journal of Optics, Volume 12, Issue 7, pp. 075703 (2010).
46. SYRBU, N.N., NEMERENCO, L.L., **DOROGAN, A.V.**, TEZLEVAN, V.E., ARAMA, E.. *Multiple-phonon resonant Raman scattering in CuGa_xIn_{1-x}S₂ single crystals*. Journal of Optic Materials 31 (2009) pp. 970–975.
47. SYRBU, N.N., TIGINYANU, I.M., URSAKI, V.V., **DOROGAN, A.V.** *Resonance Raman scattering in CuGa_xAl_{1-x}S₂ crystals*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics Volume 10, Issue 12, pp. 125002 (2008).
48. SYRBU, N.N., NEMERENCO, L.L., **DOROGAN, A.V.**, TEZLEVAN, V.E., ARAMA, E. *Testing of resonant Raman scattering in CuGa_xIn_{1-x}S₂ single crystals (x=1.0, 0.9 and 0.8)*. Book “Transactions on metrology and analytical methods of research”, edited by Ion Geru, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau 2010, p.172-192.
49. STAMOV, I.G., SYRBU, N.N., URSAKI, V.V., **DOROGAN, A.V.** *Spectroscopy of excitonic polaritons in ZnAs₂ nanocrystals*. Catalogul Salonului internațional al cercetării, inovării și invenției PRO INVENT 2017 - Ediția XV. 22 - 24 martie 2017. Cluj-Napoca

- România.
50. SYRBU, N.N., URSAKI, V.V., **DOROGAN, A.V.**, DOROGAN, V.V. *Excitonic polaritons in ZnAs₂ nanocrystals*. Catalog of the 21th International Exhibition of Inventics “Inventica 2017” Iași, România.
 51. **DOROGAN, A.**, STAMOV, I., SYRBU, N., TROFIM, V. *Testing of the birefringences in ZnAs₂ crystals and application in interleaving operation*. Book “Transactions on metrology and analytical methods of research”, edited by Ion Geru, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau 2010, p.192-211.
 52. FLEET, M. E. *The crystal structure of ZnAs₂*. Acta Crystallography, v. 30, 1974, p. 122.
 53. LIN, P., CHUNG, J. *Physics Status Solidi*, 47, 1971, p. 33.
 54. BRAUNSTEIN, R., KANE, E.O., *Journ. Phys. Chem. Solids*. 23, 1962, p. 1423.
 55. CARDONA, M. *Modulation Spectroscopy*. Academic Press, London, 1969.
 56. JAFFE, J.E., ZUNGER, A. *Electronic structure of the ternary chalcopyrite semiconductors CuAlS₂, CuInSe₂, CuAlSe₂, CuGaSe₂, and CuInSe₂*, Physical Review B, v. 28, 1983, p.5822.
 57. JAFFE, J.E., ZUNGER, A. *Theory of the band-gap anomaly in chalcopyrite semiconductors*. Physical Review B, v. 29 1984, p.1882.
 58. LEVCENKO, S., SYRBU, N.N., TEZLEVAN, V.E., ARUSHANOV, E., DOKAYAMIGNO, S., SCHEDEL-NIEDRIG, TH., LUX-STEINER, M. CH. *Optical spectra and energy band structure of single crystalline CuGaS₂ and CuInS₂*. Journal of Physics: Condensed Matter, v.19, nr. 45, p. 6222 -6235.
 59. LAUTENSCHLAGER, P., GARRIGA, M., LOGOTHETIDI, S., CARDONA, M. *Interband critical points of GaAs and their temperature dependence*. Physical Review B 35, p.9174.
 60. SOBOLEV, V., MOSKALENKO, V. *Methods of Computational Physics in Solid State Theory*. Electronic Structure of Semiconductors. Kiev, Naukova Dumka, 1988.
 61. ЖЕВАНДРОВ, Н.Д. *Применение поляризованного света*. Москва, 1978. с. 170.
 62. ШЕРКЛИФФ, У. *Поляризованный свет*. Москва, Мир, 1965, с.263
 63. STAMOV, I., SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, NEMERENCO, L. *Current sign inverter guided by polarization*. Optics Communications, v. 281, 2008, p. 2459-2466.
 64. STAMOV, I. G., SYRBU, N.N., **DOROGAN, A.V.**, NEMERENCO, L.L. *Current sign inverter guided by polarization*. Optics Communications V. 281, Issue 9 (2008), pp. 2459–2466. (IF: 1,588).
 65. SYRBU, N.N., **DOROGAN, A.V.**, STAMOV, I.G., DOROGAN, V.V. *Polarization sensible devices based on birefringent crystals*. 3rd International Conference "Health

- Technology Management", Chisinau, Moldova, October 6-7, 2016.
66. SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, STAMOV, I., DOROGAN, V. Polarimetru pe baza cristalelor anizotrope. *Catalog Salonului internațional al cercetării, inovării și invenției PRO INVENT 2016* - Ediția XIV. 23 - 25 martie 2016. Cluj-Napoca România. p.259.
 67. SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, STAMOV, I., DOROGAN, V. Optical devices based on polarized light filters. *Proceeding of the 8th edition of EUROINVENT -European Exhibition of Creativity and Innovation*. Iasi, Romania, 19-21 May 2016. P.173.
 68. SÎRBU, N., DOROGAN, V., **DOROGAN, A.**, STAMOV, I., NEMERENCO, L., BEJAN, N. Photodiode with sensibility control using the gyration phenomenon. *Proc. Of the 6-th Edition of European Exhibition of Creativity and Innovation EUROINVENT 2014*. 22-24 May 2014. Editura Universității Alexandru Ioan Cuza din Iași. P.85. ISBN: 978-606-714-037-8.
 69. DOROGAN, V., VIERU, T., **DOROGAN, A.**, VIERU, S. Optoelectronic devices based on nanostructures. *Catalog of VI International Warsaw Invention Show – IWIS 2012*, 16-19 October 2012. Warsaw University of Technology. Ed. Association of Polish Inventors and Rationalizers. P.63-64.
 70. **СЫРБУ, Н., ВИЕРУ, Т., ДОРОГАН, А., КАПОН, Е., СЫРБУ, А.** Разделитель оптических мод (TE, TM) на основе гетероструктур $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами. *Каталог: XIV Московский международный Салон изобретений и инновационных технологий АРХИМЕД 2011*, Класс 30. Технологии механотроники и создания микросистемной техники. С.5. Россия, Москва, 05.04 – 08.04.2011.
 71. **DOROGAN, A.**, STAMOV, I., SÎRBU, N. Voltage commutator used for protecting optoelectronic devices. *The 13-th International Salon of Research, Innovation and Technological Transfer “INVENTICA 2009”*, 4-6 iunie, 2009, Iasi, Romania, p. 743.
 72. STAMOV, I., **DOROGAN, A.**, SÎRBU, N. Schottky diodes based on anisotropic crystals. *The 13-th International Salon of Research, Innovation and Technological Transfer “INVENTICA 2009”*, 4-6 iunie, 2009, Iasi, Romania, p. 746.
 73. SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, STAMOV, I. Filters with optic isotropic wavelength. *XIII Московский международный Салон изобретений и инновационных технологий (Архимед-2010)*, Россия, Москва, 30.03 – 02.04.2010.
 74. SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, STAMOV, I., MASNIK, A., DOROGAN, V. Filters with optical isotropic wavelength. *3rd International Conference “Telecommunications, Electronics and Informatics” ICTEI-2010*.
 75. **DOROGAN, A.**, SÎRBU, N., STAMOV, I. Photoreceivers sensible to standard frequencies used in optic communication systems. *International Exhibition of Inventions*,

- Research and Technological Transfer, INVENTICA-2008, Iași, ROMANIA, 2008, mai 21-24, P.616. Editura "PERFORMANTICA", ISBN: 978-973-730-491-9.*
76. **DOROGAN, A.** Selection of the TE and TM modes with birefringent crystals. *4-th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics (MSCMP)*, September 23-26, 2008, Chisinau, Moldova. P.189.
 77. МЕДВЕДКИН, Г.А., РУДЬ, Ф.В. *Физика и техника полупроводников*. v. 14., 1980, с. 1952-1958.
 78. РЭДЭУЦАН, С., СЫРБУ, Н., СТАМОВ, И. Авторское свидетельство (Патент) №76265. БИ. 1978. № 18-40.
 79. СЫРБУ, Н., СТАМОВ, И. Авторское свидетельство (Патент) №795352. БИ. 1979.
 80. СЫРБУ, Н. Н. *Физика и техника полупроводников*, т. 26, 1992, с. 1069.
 81. *Lightwave. Test and Measurements*. EXFO Electro-Optical Engineering Inc. catalog, 2001, pp.186-192.
 82. KIM, J., BUERLI, R. *An evaluation of polarization-dependent loss-characterization methods*", *Lightwave*, v.17, nr.9, 2000, p.156-162.
 83. DERICKSON, D. *Fiber Optic Test and Measurement*. Prentice Hall, 1998, pp. 642.
 84. SHINE, B., BAUTISTA, J. *Interleavers Make High-channel-count Systems Economical (Wavesplitter Technologies)*, *Lightwave*, 2000, p. 140.
 85. HARRY J.R. DUTTON. *Understanding Optical Communications. International Technical Support Organization*, September, 1998. (<http://www.redbooks.ibm.com>).
 86. SYRBU N.N. *Полупроводниковые свойства соединений группы $A^{II}B^V$* , Кишинев, Штиинца, 1983, с. 156.
 87. SYRBU, N., STAMOV, I., **DOROGAN, A.**, NEMERENCO, L. *Excitonic Polaritons in $ZnAs_2$* . *Japanese Journal of Applied Physics*, vol.45, n.11, 2006, 8724-8727.
 88. СЫРБУ, Н., СТАМОВ, И. *Физика и техника полупроводников*, т. 25, №12, 1991, с. 2115.
 89. РЫВКИН, С. М. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*. Физматгиз, Москва, 1963.
 90. МОСС, Т. *Фотопроводимость*. «Наука», Москва, 1967.
 91. МИЛНС, А., ФОИХТ, Д. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник*. «Мир», Москва, 1975.
 92. РУДЬ, В., ОВЕЗОВ, К. *Физика и техника полупроводников*, т.10, 197, с. 1101.
 93. РУДЬ, Ю.В., МАСАГУТОВА, Р.В., МЕДВЕДКИН, Г.А. *Физика и техника полупроводников*, т.14, 1980, с.1873.
 94. ВАИПОЛИН, А.А., ВАЛОВ, Ю. А., МАСАГУТОВА, Р.В., МЕДВЕДКИН, Г.А.,

- РУДЬ, Ю.В. *Физика и техника полупроводников*, т.14, 1980, с.133.
95. SYRBU, N.N., NEMERENCO, L.L., **DOROGAN, A.V.**, TEZLEVAN, V.E., ARAMA, E. "Testing of resonant Raman scattering in $CuGa_xIn_{1-x}S_2$ single crystals ($x=1.0, 0.9$ and 0.8)". Book "Transactions on metrology and analytical methods of research", edited by Ion Geru, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau 2010, p.172-192.
96. ALFERNESS, R.C. *Applied Physics Letters*, 36, 1980, pp. 513-515.
97. ALFERNESS, R.C. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-17, 1981, pp. 946-959.
98. ALFERNESS, R.C., BUHL, L.L. *Applied Physics Letters*, 38, 1981, pp. 655-657.
99. MARILLER, C., PAPUCHON, M. *Integrated Optics* (ed. H.P. Nolting, R. Ulrich). Springer. v.48, Berlin, Heidelberg: Springer, 1985, p. 174-176.
100. THANIYAVARN, S. *Applied Physics Letters*, 47, 1985, p. 674-677.
101. HARUNA, M., SHIMADA, J., NISHIHARA, H. *Trans IECE Jpn.*, 69, 1986, p. 418-419.
102. SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, DOROGAN, V., ZALAMAI, V., TIRON, A. *Birefringence in $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ quantum layers*. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics* 04/2015; 10(2). DOI: 10.1166/jno.2015.1734. (IF 0,497).
103. SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, DOROGAN, V., ZALAMAI, V. *Birefringence in quantum wells of heterostructures $In_{0.68}Al_{0.1}Ga_{0.13}As/In_{0.42}Al_{0.22}Ga_{0.24}As/InP$* . *Superlattices and Microstructures* 82 (2015), pp.143-150. Doi:10.1016/j.spmi.2015.02.026. ISSN-07496036. (IF: 2,123).
104. **DOROGAN, A.**, DOROGAN, V., SYRBU, N., TIRON, A. *Birefractive Effects in Quantum Wells*. 3rd International Conference on Nanotechnologies and Biomedical Engineering ICNBME-2015, September 23-26, 2015, Chisinau, Republic of Moldova; ISBN: 978-981-287-735-2; vol 55, 2016, pp.64-67.
105. KAPON, E., MEREUTA, A., SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, DRAGUȚAN, N., VIERU, T., URSAKI, N. *Exciton luminescence in $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ quantum well heterostructures*. *Physica E*, Volume 44, Issue 1, p. 202-206.; DOI: 10.1016/j.physe.2011.08.015. (IF: 2,221).
106. SYRBU, N., DOROGAN, V., **DOROGAN, A.**, VIERU, T., URSAKI, V., ZALAMAI, V. *Optical spectra in the region of excitonic resonances in quantum wells and quantum dots of $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ heterostructures*. *Journal „Superlattices and Microstructures”* V.52. Issue 4, October 2012. P.738-749. Ed.Elsevier Ltd. – ISBN 978-9975-45-082-9. ISBN 978-9975-45-200-7 (vol.1). (IF: 2,123).
107. **DOROGAN, A.** *Proprietățile optice și calitatea structurilor cu gropi cuantice $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$* . *Meridian Ingineresc*, Nr. 1, 2018, Editura UTM, Chișinău, ISSN 1683-853X, pp.51-56.

108. **DOROGAN, A.**, DOROGAN, V., SÎRBU, N., ZALAMAI, V. Definierea parametrilor gropilor cuantice utilizând metode optice nedistructive.. Salonul internațional al cercetării, inovării și inventicii, *PRO INVENT 2015. Ediția a XIII-a*. 25 – 27 martie 2015, Cluj – Napoca. România. Editura U.T.Press Cluj-Napoca, 2015. ISBN 978-606-737-048-5. P.285.
109. DOROGAN, V., VIERU, T., VIERU, S., **DOROGAN, A.** Photoelectric properties of nanostructured layers. *Proc. of 2nd International Conf. on Nanotechnologies and Biomedical Engineering*. Chisinau, R. of Moldova, April 18-20, 2013. P.115-119.
110. **DOROGAN, A.**, DOROGAN, V., MEREUȚA, A., SÎRBU, A., SYRBU, N., VIERU, T., URSAKI, V., ZALAMAI, V., IAKOVLEV, V. *Optical spectra in the region of excitonic resonances in quantum wells and quantum dots of $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ heterostructures*. Proceeding of the 4-th International Conference „Telecommunications, Electronics and Informatics” ICTEI-2012. Chisinau, 17-20 May 2012. V.1. P.121-126. Editura UTM,2012. – ISBN 978-9975-45-082-9. ISBN 978-9975-45-200-7 (vol.1).
111. **DOROGAN, A.**, DOROGAN, V., MEREUȚA, A., SÎRBU, A., SYRBU, N., VIERU, T., URSAKI, V., ZALAMAI, V. Quantum wells parameters of $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ VCSEL lasers. *6th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics – MSCMP-2012*. September 11-14, 2012. Chisinau: Abstracts. Tip. Elan Poligraf. ISBN 978-9975-66-290-1. P.196.
112. **DOROGAN, A.**, DOROGAN, V., MEREUȚA, A., SÎRBU, A., SYRBU, N., VIERU, T., URSAKI, V., ZALAMAI, V. Excitonic Resonance Spectra in QW and QD $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ Hetrostructures. *6th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics –MSCMP-2012*. September 11-14, 2012. Chisinau: Abstracts. Tip. Elan Poligraf. ISBN 978-9975-66-290-1. P.198.
113. **DOROGAN, A.**, ZALAMAI, V., SÎRBU, A., SYRBU, N., VIERU, T., ZALAMAI, V. Method of determining the quality of nanostructures. *Catalog Salonul Internațional de Inventică PROINVENT ediția a X-a, 2012*, Cluj-Napoca. Editura U.T.PRESS. ISBN 978-973-662-709-5. P.239.
114. **DOROGAN, A.**, SYRBU, N., DOROGAN, V., VIERU, T., KAPON, E., MEREUȚA, A. Method of determining the quality of nanostructures. *Catalog of VI International Warsaw Invention Show – IWIS 2012*, 16-19 October 2012. Warsaw University of Technology. Ed. Association of Polish Inventors and Rationaliters. P.64.
115. SYRBU, N., **DOROGAN, A.**, VIERU, T., KAPON, E., MEREUȚA, A. Interband optical transitions in the region of exciton resonances in $In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$ quantum wells. *Materials of the 8th International Scientific and Technical Conference on Quantum Electronics*, Minsk, 22-25 November, 2010, p.105.

116. LEDENTSOV, N.N. *Quantum-dot heterostructure lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, v.6, 1997, p.289.
117. GOLDSTEIN, L., GLAS, F., MARZIN, J.Y., CHARASSE, M.N., LE ROUX, G. Applied Physics Letters, 47, 1985, p.1099.
118. PETRO, P.M., DEN BAARS, S.P. Superlattice Microstructures, v. 15, 1994, p.15.
119. LEDENTSOV, N.N., GRUNDMANN, M., KIRSTAEDTER, N., SCHMIDT, O., HEITZ, R., BOHRER, J., BIMBERG, D., USTINOV, V.M., SHCHUKIN, V.A., P.S., ZH.I. ALFEROV, S.S. RUVIMOV, A.O. KOSOGOV, P. WERNER, КОП'ЕВ, RICHTER, U., GOSELE, U., HEYDENREICH, J.. Solid State Electronics, v. 40, 1996, 785.
120. KIRSTAEDTER, N., LEDENTSOV, N.N., GRUNDMANN, M., BIMBERG, D., USTINOV, V.M., RUVIMOV, S.S., MAXIMOV, M.V., КОП'ЕВ, P.S., ALFEROV, ZH.I., RICHTER, U., WERNER, P., GOSELE, U., HEYDENREICH, J. Electronics Letters, v. 30, 1994, 1416.
121. МАКСИМОВ, М.В., ГОРДЕЕВ, Н.Ю., ЗАЙЦЕВ, С.В., КОПЬЕВ, П.С., КОЧНЕВ, И.В., ЛЕДЕНЦОВ, Н.Н., ЛУНЕВ, А.В., РУВИМОВ, С.С., САХАРОВ, А.В., ЦАЦУЛЬНИКОВ, А.Ф., ШЕРНЯКОВ, Ю.М., АЛФЁРОВ, Ж.И., БИМБЕРГ, Д.. *Физика и техника полупроводников*, 31, 1997, с. 162.
122. KOVSH, A.R., LIVSHITS, D.A., ZHUKOV, A.E., EGOROV, A.YU., MAXIMOV, M.V., USTINOV, V.M., LEDENTSOV, N.N., КОП'ЕВ, P.S., ALFEROV, ZH.I., BIMBERG, D. *Proceedings of 7th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology"*, St. Petersburg, Russia, 1999.
123. MAXIMOV, M.V., TSATSUL'NIKOV, A.F., VOLOVIK, B.V., BEDAREV, D.A., EGOROV, A.YU., ZHUKOV, A.E., KOVSH, A.R., BERT, N.A., USTINOV, V.M., КОП'ЕВ, P.S., ALFEROV, ZH.I., LEDENTSOV, N.N., BIMBERG, D., SOSHNIKOV, I.P., WERNER, P. *Proceedings of Symposium ICPS24*, Jerusalem, World Scientific, 1998.
124. MIRIN, R.P., IBBETSON, J.P., NISHI, K., GOSSARD, A.C., BOWERS, J.E.. Applied Physics Letters, 67, 1995, p.3795.
125. HUAKER, D.L., PARK, G., ZOU, Z., SHCHEKIN, O.B., DEPPE, D.G.. Applied Physics Letters, 73, 1998, p. 2564.
126. ВОЛОВИК, Б.В., ЦАЦУЛЬНИКОВ, А.Ф., БЕДАРЕВ, Д.А., ЕГОРОВ, А.Ю., ЖУКОВ, А.Е., КОВШ, А.Р., ЛЕДЕНЦОВ, Н.Н., МАКСИМОВ, М.В., МАЛЕЕВ, Н.А., МУСИХИН, Ю.Г., СУВОРОВА, А.А., УСТИНОВ, В.М., КОПЬЕВ, П.С., АЛФЁРОВ, Ж.И., БИМБЕРГ, Д., ВЕРНЕР, П. *Физика и техника полупроводников*, т. 33, вып. 8, 1999.
127. МАЛЕЕВ, Н.А., ЖУКОВ, А.Е., КОВШ, А.Р., МИХРИН, С.С., УСТИНОВ, В.М., БЕДАРЕВ, Д.А., ВОЛОВИК, Б.В., КРЕСТНИКОВ, И.Л., КАЯНДЕР, И.Н.,

- ОДНОБЛЮДОВ, В.А., СУВорова, А.А., ЦАЦУЛЬНИКОВ, А.Ф., ШЕРНЯКОВ, Ю.М., ЛЕДЕНЦОВ, Н.Н., КОПЬЕВ, П.С., АЛФЁРОВ, Ж.И., БИМБЕРГ, Д. *Физика и техника полупроводников*, т. 34, вып. 5, 2000.
128. IVCHENKO, E.L. *Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures*. Alpha Science International, Harrow, UK, 2005, 450 p.
129. ВОРОБЬЕВ, Л.Е., ИВЧЕНКО, Е.Л., ФИРСОВ, Д.А., ШАЛЫГИН, В.А. *Оптические свойства наноструктур*. Под редакцией В.И. Ильина и А.Я. Шика, Изд. «Наука» Санкт-Петербург, 2001.
130. MARK FOX, *Optical Properties of Solids*, Oxford University Press, 2001.
131. ВОРОБЬЕВ, Л.Е., ПАНЕВИН, В.Ю., ФЕДОСОВ, Н.К., ФИРСОВ, Д.А., ШАЛЫГИН, В.А., HANNA, S., EILMEIER, A., MOUMANIS, KH., JULIEN, F., ЖУКОВ, А.Е., УСТИНОВ, В.М. *Физика твердого тела*. т. 46, вып. 1, 2004.
132. КОРОВКИН, Л.И., ЛАНГ, И.Г., ПАВЛОВ, С.Т. *Физика твердого тела*, т.48, вып. 21, 2006.
133. LANG, V.I., BELITSCY, V.I., CARDONA, M. *Phys. Stat. Sol. (a)* 164, 307, 1997.
134. КОРОВКИН Л.И., ЛАНГ И.Г., KONTRERAS-COLORIO, D.A., ПАВЛОВ, С.Т., *Физика твердого тела*, т.4, 2002, с.1681.
135. BARDEEN, J., SHOCKLEY, W. *Physics Reviews*. v.80, 72, 1950.
136. DJONSON, E. *Semiconductors and Semimetals*. edit. R.K. Willardson, Albert C. Beer, Academic Press, vol.3, 1967, pp.167-277.
137. АВРУЦКИЙ, И. А., СЫЧУГОВ, В.А., УСИЕВИЧ, Б.А. *Физика и техника полупроводников*, 25, 1991, с.1787.
138. BRADLEY, I.V., GILLIN, W.P., HOMEWOOD, K.P., WEBB, R.P. *Journal of Applied Physics*, 73, 1993, p. 1686.
139. JI, G., HUANG, D., REDDY, U.K., HENDERSON, T.S., HOUDRE, R., MORKOC, H. *Journal of Applied Physics*, 62, 1987, p.3366.
140. WOJTOWIEZ, M., PASCUA, D., CHAN, A., BLOCK, T.R., STREIT, D.C. *Journal of Crystal Growth*, 175/176, 1997, p.930.
141. ANDERSON, T.G., CHEN, Z.G., KULAKOVSKII, V.D., UDDIN, A., VALIN, J.T. *Physica Reviews*. B, 37, 1988, p.4032.
142. PAVESI, L., GUZZI, M. *Journal of Applied Physics*, 75, 1984, p.4779.
143. VACCARO, P.O., TAKAHASHI, M., FUJITA, K., WATANABE, T. *Journal of Applied Physics*, 76, 1994, p.8037.
144. ИГНАТЬЕВ, А.С., КАРАЧЕВЦЕВА, М.В., МОКЕРОВ, В.Г., НЕМЦЕВ, Г.З.,

- СТРАХОВ, В.А., ЯРЕМЕНКО, Н.Г. *Физика и техника полупроводников*, 28, 1994, с.125.
145. CHUNG, S.L. *Physics of Optoelectronic Devices*. John Wiley & Sons, New York, 1995.
146. MENENDEZ, J., PINCZUK, A., WERDER, D.J., SPUTZ, S.K., MILLER, R.C., SIVKO, D.L., CHO, A.Y. *Large valence-band offset in strained layer $In_xGa_{1-x}As$ -GaAs quantum wells*. *Physica Reviews B*, 36, 1987, p. 8165.
147. SVATOPLUK CIVIŠ, ZDENĚK ZELINGER, VÁCLAV NEVRLÝ, **ANDREI DOROGAN**, MARTIN FERUS, VLADIMIR IAKOVLEV, ALEXEI SIRBU, ALEXANDRU MEREUTA, ANDREI CALIMAN, GRIGORE SURUCEANU, ELI KAPON. *Near-infrared wafer-fused vertical-cavity surface-emitting lasers for HF detection*. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 147, 2014, pp. 53–59.
148. KAPON, ELI, MEREUȚA, ALEXANDRU, **DOROGAN, ANDREI**, DRAGUTAN, NICOLAE, VIERU, TATIANA, SYRBU, NICOLAE, ZALAMAI, VICTOR. Interband optical transitions in the region of excitonic resonance in $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ quantum wells. *Proceedings of Inter. Conf. on Nanotechnologies and Biomedical Engineering (ICNBME-2011)*. Chisinau, Moldova, July 7-8, 2011. p. 142-144.
149. KAPON ELI, MEREUȚA, ALEXANDRU, DOROGAN, ANDREI, DRAGUTAN, NICOLAE, VIERU, TATIANA, SYRBU, NICOLAE. Exciton luminescence in $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ quantum well heterostructures. *Proceedings of International Conference on Nanotechnologies and Biomedical Engineering ICNBME-2011*, Chisinau, Moldova, July 7-8, 2011. p. 83-85.
150. УГАЙ, Я.А., ЗЮБИНА, Т.А. Изв. АН СССР. *Неорганические материалы*. т.2, изд. 96 1966.
151. SILVEY, G. A., LYONS, V. J., SILVESTRI, V. J. *Journal of the Chemical Society*, v. 108, 1961, p. 653.

ANEXE

ANEXA 1. Parametrii excitonilor și Δ_{cf} , Δ_{so} în cristalele $ZnAs_2$

Tabelul 1.1. Parametrii excitonilor și Δ_{cf} , Δ_{so} în cristalele $ZnAs_2$

		A_0 , eV	B_0 , eV	B , eV	C , eV	Δ_{cf} , meV	Δ_{so} , meV
<i>Stare excitonică</i>	<i>n=1</i>	1.0405	1,0401	1,048	1,068	14,6	19,3
	<i>n=2</i>	1.0498	1,0494				
	<i>n=3</i>	1,0517	1,0511				
	<i>R</i>	0.0124	0,0125				
$E_g (n=\infty)$		1.0539	1,0526				
Δ_{so}^{Zn} , eV		ξ^{Zn} , eV		Δ_{so}^{As} , eV	ξ^{As} , eV	A	$\Delta_{so}^{ZnAs_2}$, eV
0,071		0,2		0,29	0,8	0,08	0,02
		0,35			0,65	0,94	0,02
		0,4			0,6	0,10	0,02

ANEXA 2. Tranzițiile directe depistate conform maximelor spectrelor de reflexie ale cristalelor ZnAs₂

Tabelul 2.1. Tranzițiile directe determinate conform maximelor spectrelor de reflexie ale cristalelor ZnAs₂, în regiunea energiilor 1 – 11 eV, energiile ε_1 și ε_2 obținute din calculele spectrelor de reflexie conform relațiilor Kramers-Kronig și tranzițiile electronice responsabile pentru aceste tranziții.

Nr.	Polarizarea luminii E c			Polarizarea luminii E⊥c			Tranziții electronice
	R, eV	ε_1 , eV	ε_2 , eV	Nr.	R, eV	ε_1 , eV	
E ₃	1,150	1,150		A ₄	1,340	1,340	L ₃ (V ₁) – L ₁
E ₄	1,300	1,310					L ₃ (V ₂) – L ₁
E ₅	1,500	1,520					L ₃ (V ₃) – L ₁
E ₆	1,803	1,802	1,920	A ₆	1,806		X ₅ (V ₁) – X ₁
E ₇	2,377	2,362	2,510	A ₇	2,377	2,342	
				A ₇ ⁰	2,894	2,880	X ₅ (V ₂) – X ₁
E ₈	3,393	3,390	3,490	A ₈	3,384	3,360	X ₅ (V ₁) – X ₃
E ₉	3,809	3,760	3,890	A ₉	3,806	3,754	X ₅ (V ₂) – X ₃
E ₁₀	4,706	4,700	4,700				Γ ₁₅ - Γ ₂₅
E ₁₁	4,881		4,920	A ₁₁	4,854		
E ₁₂	5,113	5,110	5,130				

ANEXA 3. Energia tranzițiilor în gropile cuantice ale structurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Tabelul 3.1. Energia tranzițiilor în gropile cuantice ale structurii $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$

Tranziții, (1s)	E_i (300K), eV	E_i (30K), eV	$\Delta E = E_i^{30K} - E_i^{300K}$	$B = \Delta E_i / \Delta T$ $\left[\frac{\text{eV}}{\text{K}} \right]$
<i>lh1 - e1</i>	1,0249	1,0405	0,0156	$5,8 \times 10^{-5}$
<i>hh1 - e1</i>	1,0232	1,0368	0,0136	$5,0 \times 10^{-5}$
$\Delta E_1 = lh1 - hh1$	1,7meV	3,7meV		
<i>lh1 - e2</i>	1,1472	1,1654	0,0182	$6,7 \times 10^{-5}$
<i>hh1 - e2</i>	1,1429	1,1553	0,0124	$4,6 \times 10^{-5}$
$\Delta E_{12} = lh1 - hh1$	4,3meV	10,1meV		
<i>lh2 - e2</i>	1,2148	1,2301	1,0153	$5,7 \times 10^{-5}$
<i>hh2 - e2</i>	1,2105	1,2191	0,0086	$3,2 \times 10^{-5}$
$\Delta E_2 = lh2 - hh2$	4,3meV	11,0meV		
<i>lh3 - e3</i>	1,2949	1,3164	0,0215	$7,9 \times 10^{-5}$
<i>hh3 - e3</i>	1,2878	1,2998	0,0120	$4,4 \times 10^{-5}$
$\Delta E_3 = lh3 - hh3$	7,0meV	16,6 meV		

ANEXA 4. Separator al modelor optice (TE, TM) și conceptul operației de interleaving/deinterleaving

Odată cu creșterea volumului de informație în sistemele moderne de comunicații are loc micșorarea densității frecvențelor purtătoare a informației. În cazul divizării pe diferite canale a impulsurilor poziționate apropiat unul față de altul, pentru o detectare ulterioară, se utilizează dispozitive pentru realizarea operației de interleaving directă sau inversă [81 – 85]. Dispozitivul de deinterleaving (demultiplexare) divizează pachetul unic de canale și direcționează fluxurile divizate în două fluxuri de ieșire, care posedă pasul dintre canale dublat în comparație cu cel inițial. Dispozitivul de deinterleaving divizează canalele, care necesită a fi multiplexate, în grupuri: pare și impare, destinate configurației 1×2 . Dispozitivul de deinterleaving divizează spectrul de intrare a lungimilor de undă împachetate periodic în două colecții adiționale, care posedă un pas dintre canale de două ori mai mare. Această operație poate fi utilizată repetat pentru crearea unui pas dintre canale mult mai mare și pentru mărirea eficienței procesului. De exemplu, dispozitivul de deinterleaving cu configurația 1×4 , divizează pachetul de canale cu pasul de 50GHz pentru sistemele DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) și orientează canalele către 4 fibre de ieșire cu pasul dintre canale 200GHz [81 – 85]. Dispozitivul de interleaving asigură procesul invers. Pentru cel mai simplu caz, dispozitivul de interleaving combină două pachete de canale într-un singur pachet compact, care posedă pasul de împachetare de două ori mai mic decât cel inițial, care poate fi atins și prin alte metode.

Principiul comun, care stă la baza operației de interleaving, este suprapunerea interferometrică a două raze optice. Există câteva metode de obținere a imaginii de interferență: folosind interferometre aliate cu fibra optică, cristale lichide, cristale birefringente, etc [73 – 76, 81 – 85].

Cristalele birefringente folosesc diferite stări ale polarizării (adică, prezența undelor ordinară și extraordinară), care creează o diferență a lungimii efective a drumului de propagare pentru aceste stări ale polarizării. Razele ordinară și extraordinară, care se propagă print-un astfel de cristal, se confruntă cu diferite grade de refracție și, respectiv, obțin un drum de propagare diferit. Atunci când o anumită lungime de undă de intrare obține o diferență de drum (pentru diferite stări ale polarizării), care este de ordinul numărului de lungimi de undă întregi, această lungime de undă (semnal) este transmisă prin polarizatorul de ieșire, în timp ce cealaltă lungime de undă va fi direcționată la celălalt polarizator.

Este necesar de realizat operațiile de interleaving și deinterleaving pentru detectarea semnalelor plasate la frecvențe din vecinătate. Posibilitățile de control a tipului modelor (TE și TM) ale semnalelor purtătoare de informație sunt folosite cu scopul divizării canalelor de

comunicație. Astfel de operații sunt posibile datorită utilizării proprietăților optice ale materialelor anizotrope așa ca CaCO_3 . Un dispozitiv simplu care se bazează pe astfel de material este numit Filtru Acusto-Optic Ajustabil (AOTF) [85]. Două lungimi de undă λ_1 și λ_2 sunt împărțite în două canale diferite, datorită filtrelor de polarizare fabricate pe bază de CaCO_3 la intrarea și ieșirea ghidului de undă acusto-optic. Utilizarea schimbării polarizării ca separator al modelelor TE și TM pe bază de CaCO_3 crește gabaritele liniare ale dispozitivului. Elementele de tipul ghidurilor de undă, limitate la ambele părți de către polarizatori, au dimensiuni mari și reprezintă dispozitive discrete, creând, de regulă, mari probleme în ceea ce privește tehnologia planară. Utilizarea proprietăților optice ale cristalele anizotrope ZnAs_2 permite soluționarea unei probleme analogice și sunt mult mai bine ajustate la tehnologiile planare.

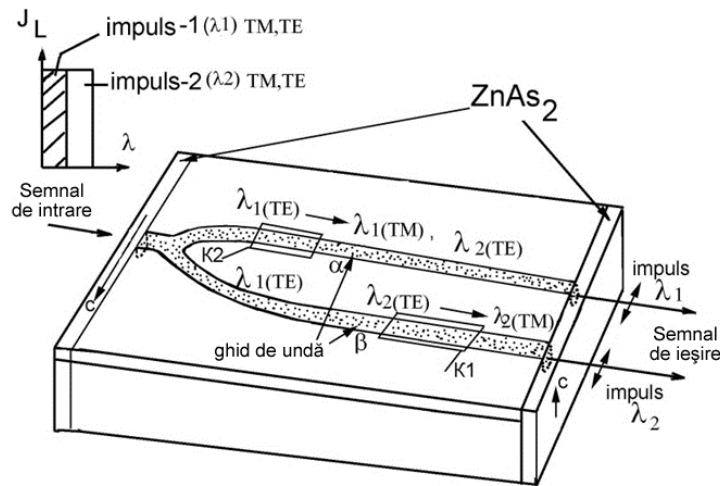


Fig. 4.1. Modelul dispozitivului optoelectronic cu utilizarea peliculelor de ZnAs_2 la intrarea și ieșirea dispozitivului pentru divizarea canalelor de comunicație cu lungimile de undă λ_1 și λ_2 [51, 73 – 76].

În figura 4.1 este prezentată construcția dispozitivului care utilizează o structură cu ghid de undă acusto-optic limitat la ambele părți de pelicule pe baza monocristalelor de ZnAs_2 . Peliculele de ZnAs_2 de la intrare și ieșire sunt orientate perpendicular (fig. 4.1). La intrarea în dispozitiv sunt injectate două impulsuri λ_1 și λ_2 , care constituie modele TE și TM. Ambele lungimi de undă trec prin pelicula de la intrare cu planul de polarizarea TE, așa cum este prezentat în figură. Dacă axa C a cristalului ZnAs_2 ar fi fost perpendiculară, atunci moda TE ar trece prin peliculă. Moda impulsului λ_1 se schimbă din TE în TM, în ghidul de undă superior, datorită câmpului electric aplicat la contactul K_1 . Moda impulsului λ_2 se transformă din TE în TM în ghidul de undă

acusto-optic inferior (β). Astfel de operații pot fi efectuate aplicând câmp electric la contactele K_1 și K_2 sau selectând distanța de propagare a impulsurilor prin ghidul de undă. Pelicula de $ZnAs_2$, cu axa cristalografică C orientată vertical, va permite trecerea impulsului cu moda TM prin canalul α , adică λ_1 . Semnalul λ_2 va trece prin canalul β , deoarece reprezintă moda TE.

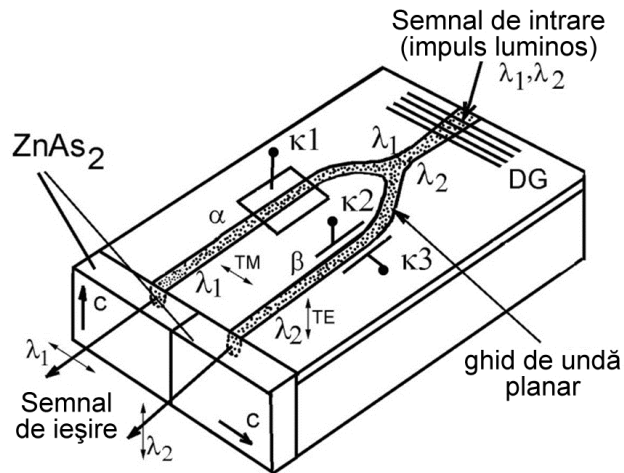


Fig. 4.2. Modelul dispozitivului optoelectronic cu utilizarea peliculelor de $ZnAs_2$ la intrare și ieșire destinat divizării lungimilor de undă λ_1 și λ_2 [51, 73 – 76].

În figura 4.2 este prezentată construcția unui convertor al semnalului optic constituit dintr-o matrice de ghiduri de undă acusto-optice și pelicule de $ZnAs_2$ plasate la ieșirea canalelor α și β . Două impulsuri λ_1 și λ_2 , care conțin modele TE și TM, sunt ghidate la intrarea în dispozitiv. Rețeaua de difracție permite injectarea impulsurilor în ghidul de undă și selectarea modelor TE și TM. Modele sunt apoi ghidate în canalele α și β în felul următor: moda impulsului corespunzător lungimii de undă λ_1 este convertit în moda TM la canalul α , iar la canalul β , impulsul cu lungimea de undă λ_2 trebuie să conțină moda TE. În al doilea caz, conform orientării peliculelor de $ZnAs_2$, impulsurile λ_1 vor trece prin canalul α , iar impulsurile λ_2 vor trece prin canalul β .

Transformarea modelor impulsurilor luminoase în ghid de undă

Pentru determinarea orientării modelor TE și TM pot fi utilizați diferiți parametri, însă pentru scopurile noastre, este comod de utilizat două caracteristici: unghiul de polarizare θ și defazajul ϕ . În acest caz, amplitudinile complexe normate pentru modele TE și TM pot fi scrise sub forma:

$$\begin{bmatrix} A_{TE} \\ A_{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta e^{j\phi} \end{bmatrix}, \quad (4.1)$$

unde θ determină relația amplitudinilor undelor TE și TM, iar ϕ este defazajul dintre componentele TE și TM ale câmpului. Lumina este polarizată liniar sub un unghi θ , doar dacă $\phi=0$. Atunci când $\theta=0$, este prezentă doar depolarizarea, iar pentru $\theta = \pi/2$ - doar moda TM. Lumina cu polarizarea liniară spre dreapta, va fi determinată de următorii parametri: $\theta = \pi/4$ și $\phi = \pi/2$. În ghidurile de undă pasive Ti:LiNbO₃, lumina, polarizată de-a lungul axelor principale, se propagă astfel încât se păstrează polarizarea de-a lungul axelor principale. De exemplu, radiația TE (TM) reprezintă polarizările din ghidul de undă, fabricat pe despicarea z (x sau y) a niobatului de litiu, și păstrează polarizarea inițială. În afară de aceasta, în cazul injecției radiației polarizate eliptic, relația amplitudinilor modelor TE și TM se păstrează la ieșire. Dacă ghidurile de undă posedă birefrință, așa ca și în cazul Ti:LiNbO₃, defazajul se poate schimba [96]. Elementul non-diagonal al tensorului electric r_{51} , care permite transformarea unei TE (TM) în unda TM (TE), este de bază pentru acest dispozitiv. Structura electrod periodică este necesară ca urmare a birefrinței niobatului de litiu și diferenței dintre indicii de refracție efectivi pentru diferite polarizări ale modelor. Conversia eficientă poate fi implementată pentru perioada Λ , definită prin expresia:

$$\frac{2\pi}{\lambda} \|N_{TM} - N_{TE}\| = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.2)$$

În cazul niobatului de litiu, valorile necesare ale lui Λ constituie 7 și 18 μm , respectiv, pentru $\lambda=0,6$ și 1,3 μm [96]. Este cunoscut faptul, că procesul de conversie este descris de egalitatea modelor intercorelate pentru $\Delta\beta = 0$. Astfel:

$$\eta = \sin^2 kL, \quad (4.3)$$

unde:

$$k = \frac{\Gamma\pi}{\lambda} n^3 r_{51} \frac{V}{G}. \quad (4.4)$$

Așa cum rezultă din structura tensorului electro-optic pentru LiNbO₃, câmpul electric direcționat de-a lungul axei X condiționează o legătură între componentele câmpului optic, polarizate de-a lungul axelor X și Z , prin coeficientul r_{51} [96]. Pentru atingerea unei modulări a polarizării de

100% este necesar, ca $kL=\pi/2$, ceea ce constituie o condiție obligatorie pentru orice tip de modulator. Caracteristicile experimentale $TE \Leftrightarrow TM$ ale convertorului de mode, în care este asigurat sincronismul pentru lungimea de undă $\lambda = 1,32\mu\text{m}$, sunt studiate în lucrarea [96]. Pentru un șir de aplicații practice este necesar un dispozitiv, care este abil de a converti polarizarea dată (θ_i, ϕ_i) a semnalului de intrare într-o anumită polarizare la ieșire. Dispozitivul de conversie a polarizării joacă un rol important, deoarece fibra optică monomod nu păstrează planul de polarizare, în timp ce, de exemplu, sistemele de comunicații coerente necesită semnale cu polarizare bine determinată. De regulă, este suficient, ca semnalul de ieșire să reprezinte moda TE sau TM. La intrarea dispozitivului pe baza unei fibre monomod standard (care nu posedă birefrință) poate intra un semnal eliptic polarizat arbitrar. Pentru asigurarea conversiei arbitrare a polarizării este necesar un dispozitiv mult mai complex, decât un simplu convertor $TE \Leftrightarrow TM$. Cea mai simplă variantă a dispozitivului de rotire a planului de polarizare, este constituit dintr-un transformator $TE \Leftrightarrow TM$ sincron, poziționat între două regiuni care asigură defazajul, care asigură defazajul ϕ dintre modele TE și TM, la aplicarea unui semnal electric [73 – 76, 96, 97]. Componentele modelor TE și TM de la ieșire pot fi selectate prin multiplicarea matricei de transfer a trei regiuni, pentru semnalul de ieșire cu polarizare arbitrară (θ_i, ϕ_i) (de notat, că în acest caz este neglijat defazajul continuu al componentelor TE și TM datorită birefrinței din afara regiunilor electrozilor):

$$\begin{bmatrix} A_{TE} \\ A_{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos kL_2 \cos \theta_i - j \ell^{j(\phi+\Delta\phi_i)} \sin kL_2 \sin \theta_i \\ \ell^{j(\Delta\phi_3)} \left[\ell^{j(\phi+\Delta\phi_i)} \cos kL_2 \sin \theta_i - j \sin kL_2 \cos \theta_i \right] \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Transformând expresia dată și luând în considerare expresia (1), poate fi calculat unghiul de polarizare la intrare:

$$\theta_o = \frac{1}{2} \arccos[\cos 2\theta_i \cos 2kL_2 + \sin 2kL_2 \sin 2\theta_i \sin \phi_i] \quad (4.6)$$

și defazajul modelor TE și TM:

$$\phi_o = \phi_i + \Delta\phi_3 + \arctg\left[\frac{\cos kL_2 \sin \theta_i \sin \phi_i - \sin kL_2 \cos \theta_i}{\cos kL_2 \sin \theta_i \cos \phi_i}\right] + \arctg\left[\frac{\sin kL_2 \sin \theta_i \cos \phi_i}{\cos kL_2 \cos \theta_i + \sin kL_2 \sin \theta_i \sin \phi_i}\right] \quad (4.7)$$

unde $\phi_i = \phi_i + \Delta\phi$ este defazajul la intrarea regiunii de conversie, iar:

$$\Delta\phi_{1,3} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{V_{1,3}}{G} L_{1,3} \left[n_{TE}^3 r_{TE} \Gamma_{TE} - n_{TM}^3 r_{TM} \Gamma_{TM} \right] \quad (4.8)$$

reprezintă defazajul indus.

În lucrările [96, 97] sunt discutate valorile unghiului de polarizare de la ieșire θ_o , calculate după expresia (4.5), în dependență de valoarea legăturii pentru câteva valori ale θ_i . Calculele au fost efectuate pentru $\phi_i=0$. Din rezultate este evident, că în cazul, când semnalul de la intrare este reprezentat doar de polarizările TE sau TM ($\theta_i=0$ sau $\pi/2$, respectiv), atunci poate fi obținută orice valoare θ_o la ieșire, în cazul selecției unui voltaj corespunzător la transformator (kL_2). Aceasta este, desigur, veridic pentru orice valoare a lui ϕ_i . Totuși, atunci când ϕ_i se mărește de la 0 sau se micșorează de la $\pi/2$, atunci diapazonul valorilor obținute ale lui θ_o este destul de limitat. Într-adevăr, în cazul când $\theta_i=\pi/4$ unghiul de polarizare la ieșire θ_o rămâne neschimbat pentru oricare valoare de legătură. În general, pentru alte valori ale lui ϕ_i diapazonul de schimbare al lui θ_o va fi, de asemenea, schimbat. Astfel, în cazuri particulare ale polarizărilor TE sau TM de la intrare, pot fi obținute diferite valori ale unghiului de polarizare la ieșire.

Pentru asigurarea oricărei transformări a unghiului θ este necesar, ca regiunea de defazaj de la intrare să producă o schimbare relativă a fazei dintre componentele TE și TM de la intrarea transformatorului $\phi_i=\pm \pi/2$. În acest caz, expresia (4.5) obține următoarea formă:

$$\theta_o - \theta_i = \pm kL_2, \phi_i = \pm \frac{\pi}{2}. \quad (4.9)$$

În aceste cazuri, transformarea instantanee $\theta \rightarrow \theta_o$ devine posibilă și convertorul modelor lucrează ca un dispozitiv de rotire liniar al planului de polarizare (unghiul θ). De facto, doar în două cazuri unice indicate este posibilă transformarea instantanee a lui θ . Astfel, pentru acoperirea întregului diapazon de schimbări ale lui θ este necesar de a avea combinația primei regiunii de defazaj și a convertorului de mode [73 – 76, 84, 85]. Defazajul relativ al lui ϕ_o la ieșirea dispozitivului este determinat de a doua regiune de defazaj. Într-un caz preferabil mai special, atunci când $\phi_i=\pm \pi/2$ expresia (4.6) are forma:

$$\phi_o = \Delta \phi_3 \pm \pi / 2 . \quad (4.10)$$

Din expresia (4.10) rezultă, că defazajul relativ la ieșirea convertorului de mode este același, ca și la intrarea lui [97, 98]. Aceasta este o particularitate importantă a regimului indicat în comparație cu regimul comun (valoare arbitrară ϕ_i), atunci când faza la ieșirea din convertorul modelor depinde, destul de complex, de valorile θ_i , ϕ_i și kL_2 . Astfel, pentru $\phi_i=\pm \pi/2$, valoarea necesară a fazei la ieșire ϕ_o poate fi obținută la aplicarea voltajului U , la electrozii regiunii doi, și obținem:

$$\phi_o = \phi_i + \Delta \phi_i + \Delta \phi_1 + \Delta \phi_3, \quad (4.11)$$

unde

$$\Delta\phi_i = \frac{2\pi}{\lambda} L_T (N_{TM} - N_{TE}) \quad (4.12)$$

$\Delta\phi_i$ reprezintă un defazaj adițional datorită anizotropiei materialului și modei de-a lungul întregului cristal. Defazajul $\Delta\phi_i$ este determinat din condiția $\phi_i = \pm \pi/2$. Este important de menționat, că θ_o nu se schimbă la propagarea prin regiunea a doua de defazaj [99].

Regimul de rotire liniară a planului de polarizare se realizează, atunci când prima regiune de defazaj oferă $\phi_i = -\pi/2$, iar a doua – un defazaj nul la ieșire. Rotirea planului de polarizare este proporțională cu voltajul la electrozii convertorului de mode. În cazul unei polarizări arbitrare la intrare și necesității obținerii polarizării TE sau TM la ieșire, ϕ_o nu are valoare și a doua regiune de defazaj nu este necesară. În caz când la intrare este injectată o radiație cu polarizarea TE sau TM, convertorul de mode cu unica regiune de defazaj poate asigura obținerea unei polarizări arbitrare la ieșire.

Dispozitivul electro-optic de rotire a planului de polarizare studiat poate fi utilizat cu un circuit de feedback. Această posibilitate este condiționată de faptul, că defazajul și tensiunea convertorului de mode pot fi optimizate independent una față de alta. Să presupunem, că este necesar de transformat semnalul de intrare în moda TE. Polarizarea lui poate fi determinată cu ajutorul unui splitter (selector) al polarizării. Odată cu schimbarea polarizării la intrare, valoarea U_1 se ajustează cu scopul micșorării semnalului de eroare. Mai apoi, valoarea obținută U_1 este fixată și U_2 este schimbată pentru o micșorare ulterioară a semnalului de eroare. După aceasta nu este necesară o ajustare a valorii U_1 , odată ce polarizarea semnalului de intrare nu se schimbă.

Pentru evitarea dependenței parametrilor dispozitivului de lungimea de undă este preferabil de utilizat propagarea de-a lungul axei Z, atunci când birefringența nu are valori mari [73 – 76, 99 – 101]. În acest caz, coeficientul electro-optic pentru convertirea modei se micșorează, aproximativ, cu un ordin, iar principiul de lucru rămâne același.

Pentru divizarea spațială componentei TE și TM a modei direcționate a fost utilizat un splitter liniar polarizant în formă de Y sau două ghiduri de undă paralele. Structurile dispozitivului (ghidului de undă) pot fi elaborate utilizând metoda epitaxiei în fază lichidă, prin creșterea structurilor epitaxiale locale a, b, c, d, e, f prezentate în figura 4.3.

Semiconductorul $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ crește pe cristalul GaAs cu viteză diferită pe diferite direcții ale axelor cristalului. Viteza de creștere V pe diferite direcții ale axelor cristalului diferă în următoarea ordine: $V [111] < V [110] < V [100]$. Pentru $x=0$, adică la creșterea materialului GaAs anizotropia vitezei posedă caracter spațial, și anume, viteza de creștere are valoare minimă

pentru planul (100). Succesiunea operațiilor tehnologice de fabricare a structurilor ghid de undă este prezentată în figura 4.3. Pe suprafața materialului intrinsec i-GaAs (cu rezistivitatea $\rho = 10^8 \Omega \cdot cm$) cu orientarea suprafeței (100), este crescut un strat de amestec solid $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=0.4$) utilizând metoda LPE (Liquid Phase Epitaxy), cu grosimea de $5\mu m$, care posedă indicele de refracție $n=3,20$ pentru $\lambda = 1,3 - 1,35\mu m$ (fig. 4.3, b). Apoi, utilizând metoda de descompunere pirolitică în vid a triizopropilatului de aluminiu $Al(C_3H_7O)_3$ conform reacției:



se formează o peliculă de Al_2O_3 pe placheta de bază cu grosimea $0,4 - 0,6 \mu m$ (fig. 4.3, c). Cele mai bune rezultate ale omogenității grosimii peliculelor și lipsei porilor se pot obține la temperatura materialului vaporizat și a plachetei de bază de $150^\circ C$ și $450^\circ C$, respectiv.

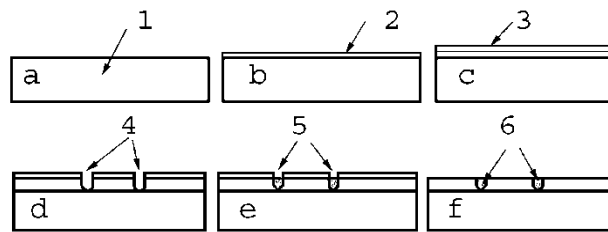


Fig. 4.3. Succesiunea operațiilor de fabricare structurilor epitaxiale locale: 1 – placheta de bază GaAs, 2 – stratul epitaxial crescut $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=0.4$), 3 – pelicula de Al_2O_3 , 4 – canelură gravată, 5 – suprasaturația apărută în fază lichidă, 6 – stratul de GaAs crescut.

Cu ajutorul metodei de fotolitografie poate fi gravată canelura 4 (fig. 4.3, d). Lățimea canelurii constituie $3\mu m$ la o adâncime de $2\mu m$. Cel mai responsabil moment în această tehnologie este creșterea pe canelură a stratului de GaAs. Este cunoscut faptul, că straturile materialelor solide $Al_xGa_{1-x}As$ se oxidează destul de ușor în atmosferă și acest oxid înrăutățește parametrii fazei lichide. Ulterior, în timpul procesului LPE printr-o metodă tradițională, apar niște concreșcențe la marginile structurii, care înrăutățesc planaritatea structurii. Următoarele condiții sunt îndeplinite pentru a suprima concreșcențele marginale: - înainte de a începe procesul LPE, placheta este încălzită într-un mediu de hidrogen purificat pentru restabilirea oxidului propriu pe suprafața canelurii în $Al_xGa_{1-x}As(x=0.4)$; - creșterea epitaxială este efectuată la viteze mici de răcire $0,5^\circ C/min$ (fig. 4.3); - suprasaturația laterală (fig. 4.3, e) în fază lichidă este omisă prin aplicarea unei plachete adiționale de GaAs cu o viteză de creștere mai mare (111). Astfel, creșterea ulterioară a stratului, practic, este întreruptă, în cazul umplerii canelurii cu stratul de GaAs până la obținerea unei suprafețe planare. Suprasaturația este omisă printr-o plachetă

adițională cu viteză de creștere maximală, poziționată la distanța de 0,2 – 0,3 μm de la placheta de bază. După lichidarea stratului de Al_2O_3 în soluție de H_3PO_4 , structura este spălată și uscată. Prin astfel de metodă era fabricat ghidul de undă sub formă de ramificator Y, a cărui schemă este prezentată în figura 4.4, iar structura ghidului de undă este prezentată în figura 4.5.

Ramificatorul direcționat selectiv după polarizare este reprezentat schematic în fig. 4.4. Este cunoscut faptul, că utilizarea ghidurilor de undă integrate pe baza heterostructurilor $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(x=0.4)/\text{GaAs}$ oferă un coeficient înalt de transmisie. Parametrii acestor ghiduri de undă sunt mult mai flexibili, iar pierderile la împrăștiere, așa cum se așteaptă, sunt mult mai mici. În figura 4.5 este prezentată dependența experimentală a coeficientului de transmisie a ramificatorului de tip Y, determinată ca raportul puterii totale pentru două ramuri de ieșire la puterea ramurii de la intrare, în dependență de unghiul de ramificare θ . Aceste date arată, că pe baza ghidurilor de undă, fiind heterostructuri integrate, există posibilitatea creării ramificării de tip Y cu coeficientul de transmisie mai mult de 90% (pierderi $\sim 1\text{dB}$), în cazul utilizării metodelor epitaxiale cu fascicul molecular.

Este cunoscut faptul, că cele mai mici pierderi la curbură le posedă ghidurile de undă, ale căror dimensiuni transversale sunt mici în comparație cu secțiunea fibrei optice monomod. În același timp, sunt posibile pierderi la conectarea ghidurilor de undă planare cu fibrele optice.

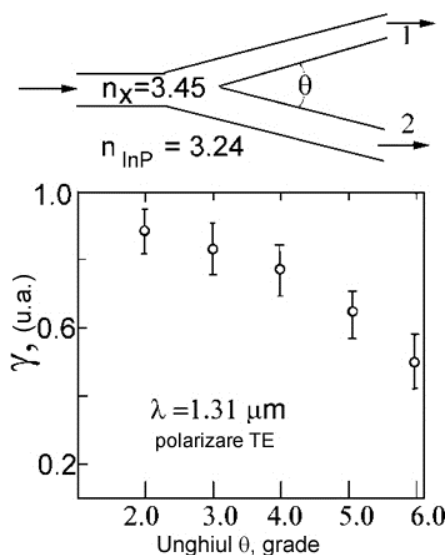


Fig. 4.4. Reprezentarea schematică a ramificatorului cu ghiduri de undă integrate pe baza heterostructurilor $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(x=0.4)/\text{GaAs}$ și dependența măsurată a coeficientului de transmisie de unghiul de ramificare θ .

Legătura selectivă după polarizare din interiorul ghidului de undă poate fi obținută, în cazul când este posibil de obținut parametrii κ sau $\Delta\beta$ astfel, încât să aibă o dependență puternică de

polarizare. Diferența indicilor de refracție ai plachetei de bază și ghidului de undă $\Delta n(0,08-0,1)$ a fost, estimativ, aceeași pentru modele TE și TM ale ghidurilor de undă (fig. 4.4). Crearea unui indice de refracție diferit al modelor TE și TM, în ramurile 1 și 2 ale ramificatorului de tip Y, este tehnologic realizabilă. Respectiv, lățimea efectivă a ghidurilor de undă și valoarea κ depind, de asemenea, de polarizare. Această diferență poate fi mărită sau micșorată prin selectarea parametrilor ghidurilor de undă fabricate utilizând tehnologia LPE discutată anterior. Astfel, selectarea corespunzătoare a parametrilor ghidurilor de undă și lungimii de interacțiune L , permite obținerea $\kappa_{TE}L = \pi$ și $\kappa_{TM}L = \pi/2$. De regulă, dispozitivul avea o lungime relativ mare, și anume în jurul 1 cm, din cauza limitei valorii $|\kappa_{TE} - \kappa_{TM}|$. Astfel, se va păstra moda TE în cazul injecției radiației în ghidul de undă 1, iar moda TM va trece în ghidul de undă 2. În principiu, splitter-ul de polarizare de acest tip este pasiv, în cazul respectării toleranțelor tehnologice, și nu are nevoie de electrozi, prezentați în fig. 4.5. Totuși, cu ajutorul electrozilor este posibil controlul valorii $\Delta\beta$ și micșorarea lungimii ghidului de undă.

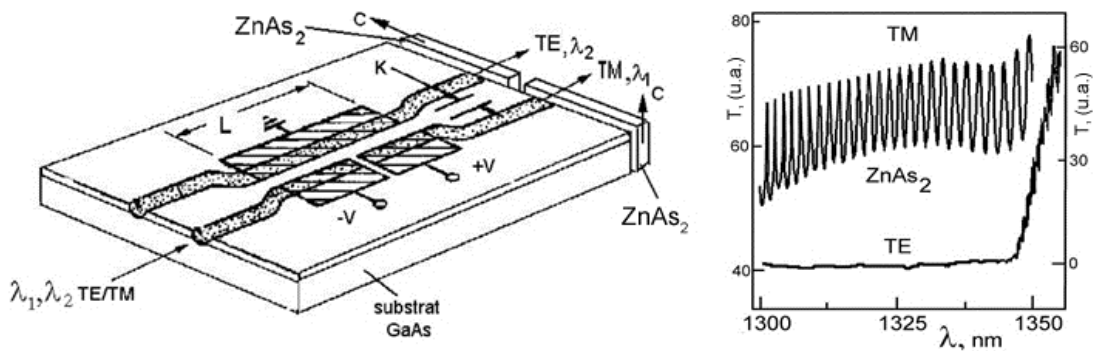


Fig. 4.5 (a) Separator al modelelor pe baza $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(x=0.4)/\text{GaAs}/\text{ZnAs}_2$ și b) modele TE și TM evidențiate (raza laser polarizată a fost focusată cu un obiectiv MIP-20 la intrarea în ghidul de undă, în timp ce, pierderile luminii erau destul de mari; lumina propagată a fost înregistrată utilizând fotodiada cu multiplicare în avalanșă sau multiplicatorul fotoelectric).

Dacă în unul din ghidurile de undă este injectat un semnal de valoare unitară a puterii, atunci eficiența de transmisie în al doilea ghid de undă la ieșire este dat de relația:

$$\eta = \cos^2 \frac{\Delta\beta L}{2}, \quad (4.13)$$

unde L – este lungimea electrozilor pe regiunea defazajului. În acest caz, dependența de polarizare este atinsă din contul faptului, că pe unul din ghidurile de undă, contactul metalic este

aplicat direct, iar pe celălalt – prin stratul buffer. Pelicula de metal influențează moda TM și îi schimbă constanta de propagare, dar, practic, nu influențează moda TE. Astfel, $\Delta\beta_{TM}$ poate fi valoare finită, în timp ce $\Delta\beta_{TE} \sim 0$. Selectând valoarea L astfel, încât $\kappa_{TE}L = \pi/2$ și $\delta\beta_{TML} \sim (3\pi)^{1/2}$, pentru radiația injectată în ghidul de undă nepolarizat (aceasta este necesar, pentru a evita pierderile componentei TM), se poate de asigurat propagarea modei TM în ghidul de undă inițial, în timp ce moda TE nimereste în al doilea ghid de undă. În practică este greu de asigurat ambele condiții. Pentru a diminua cerințele tehnologice și a asigura posibilitatea injecției semnalului în oricare din ghidurile de undă, poate fi folosită o slabă dependența de polarizare a lui κ și o dependență de polarizare puternică a lui $\Delta\beta$, indus în ghidul de undă prin metodă electro-optică.

**ANEXA 5. Spectrele optice ale structurilor multistratificate cu gropi cuantice
In_{0,67}Al_{0,22}Ga_{0,11}As, In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As și In_{0,68}Al_{0,19}Ga_{0,13}As și analiza calității și
proprietăților lor**

În figura 5.1 este prezentată structura multistratificată a heterostructurii In_{0,67}Al_{0,22}Ga_{0,11}As cu 5 gropi cuantice, cu grosimea 6,5nm divizată de către straturile de bariere. Structura a fost formată pe o plachetă de InP. Spectrele de reflexie sunt prezentate în partea dreaptă a figurii. Este evident din rezultatele spectrelor de reflexie, că sunt depistate maxime la energiile 0,9526 eV și 0,9592 eV, care sunt condiționate de către tranzițiile electronice hh1-e1 și lh1-e1. Intensitatea maximelor de reflexie variază în limitele 0,5%. Este necesar de accentuat, că în spectrele de reflexie sunt depistate maxime care corespund tranzițiilor electronice. În structurile heterojoncțiunilor In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs cu gropi cuantice sunt depistate minime destul de accentuate în spectrele de reflexie, care caracterizează tranzițiile electronice dintre nivelele cuantice. S-a menționat, că coeficientul de reflexie este $R(\omega) = R_0 + (A + B_x)/(1 - x^2)$, unde:

$$x = (\omega - \omega_0)/\Gamma, \quad R_0 = r_{01}^2, \quad (5.1)$$

$$A = t_{01}t_{10}S[t_{01}t_{10}S - 2r_{01}(1 + S)\cos 2\varphi], \quad (5.2)$$

$$B = 2r_{01}t_{01}t_{10}S \sin 2\varphi, \quad S = \Gamma_0/\Gamma, \quad S = \Gamma_0. \quad (5.3)$$

Conform formulelor lui Fresnel, în cazul incidenței normale a luminii pe suprafața cristalului:

$$r_{10} = -r_{01} = (n_b - 1)/n_b + 1, \quad t_{01}t_{10} = 4n_b/(n_b + 1)^2. \quad (5.4)$$

În dependență de distanța dintre centrul gropii cuantice și suprafața exterioară, coeficienții A și B pot primi valori de semn diferit și, în particular, să se transforme succesiv în valoarea zero. În cazul când $A=0$, $B<0$ conturul de rezonanță este constituit din maximum pentru $\omega < \omega'_0$ și minimum pentru $\omega > \omega'_0$. Pentru $B=0$, se schimbă doar un singur maximum ($A>0$) sau un singur minimum ($A<0$) în spectru [128 – 130]. Respectiv, coeficientul $B=0$ în heterostructurile In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs și In_{0,67}Al_{0,22}Ga_{0,11}As cu gropi cuantice. În heterojoncțiunile In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs coeficientul $A<0$ și sunt depistate minime în spectrele de reflexie, care corespund tranzițiilor electronice. În structurile heterojoncțiunilor In_{0,67}Al_{0,22}Ga_{0,11}As cu gropi cuantice coeficientul $A>0$ și tranzițiilor electronice le corespund maximele spectrelor de reflexie. Este necesar de menționat, că pentru straturile In_{0,67}Al_{0,22}Ga_{0,11}As, maximele posedă intensitate mică (0,5%), pe timp ce în structurile In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs maximele posedă amplitudine $\approx 60\%$. În spectrele de reflexie ale

heterostructurilor $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$ sunt, de asemenea, depistate maxime la energiile 1,0206eV și 1,0382eV, care sunt condiționate de către tranzițiile dintre nivelele cuantice hh2-e2 și lh2-e2. Tranzițiile hh3-e3 sunt depistate în regiunile energiilor mai mari la valoarea 1,1297 eV și tranzițiile lh3-e3 la energia 1,1532 eV.

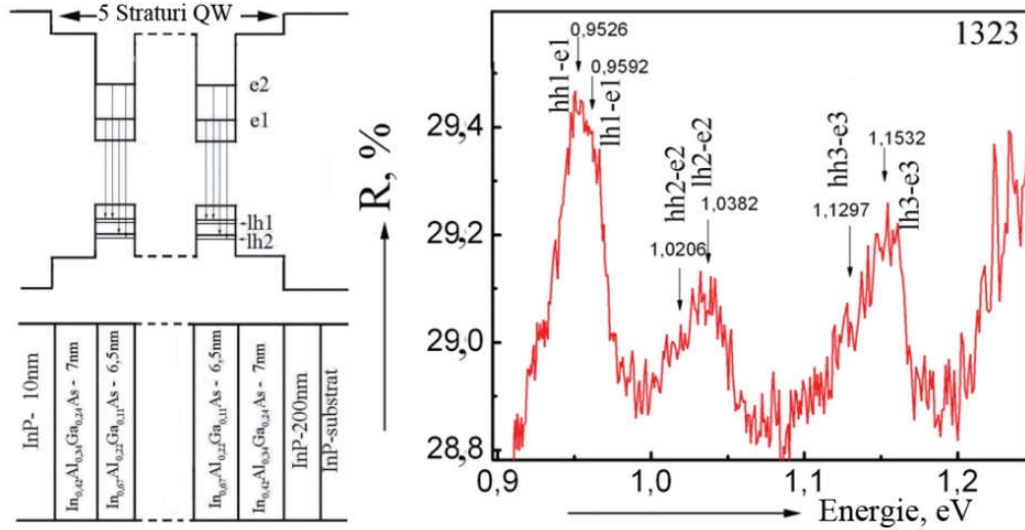


Fig. 5.1. Structura heterojuncțiunii $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$ multistratificate (partea stângă) și spectrele de reflexie în regiunea tranzițiilor electronice de pe nivelele cuantice.

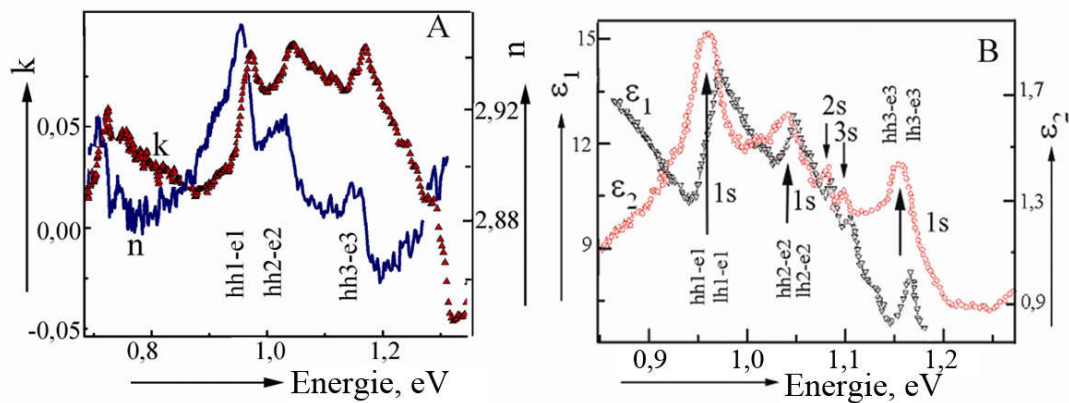


Fig. 5.2. Dependența spectrală a indicelui de refracție (n), coeficientului de extincție (k) și dependența spectrală a părții reale ϵ_1 și imaginare ϵ_2 ale constantei dielectrice complexe.

Utilizând relațiile Kramers-Kronig au fost calculate funcțiile optice din spectrele de reflexie ale nanostraturilor heterojuncțiunii $\text{In}_{0,67}\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$ (fig. 5.1).

Proba nr. 3934a	Strat	Grosime, nm
Compoziție	InP	20
$In_{0,42}Al_{0,22}Ga_{0,24}As$	InAlGaAs - Br	7
$In_{0,68}Al_{0,19}Ga_{0,13}As$	InAlGaAs - QW	6
$In_{0,42}Al_{0,22}Ga_{0,24}As$	InAlGaAs - Br	7
	InP substrat	350 μm

Compoziție 3938b	InP	20
$In_{0,42}Al_{0,22}Ga_{0,24}As$	InAlGaAs - Br	7
$In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As$	$\times 2$ InAlGaAs - QW	7
$In_{0,42}Al_{0,22}Ga_{0,24}As$	$\times 2$ InAlGaAs - Br	7
	InP substrat	350 μm

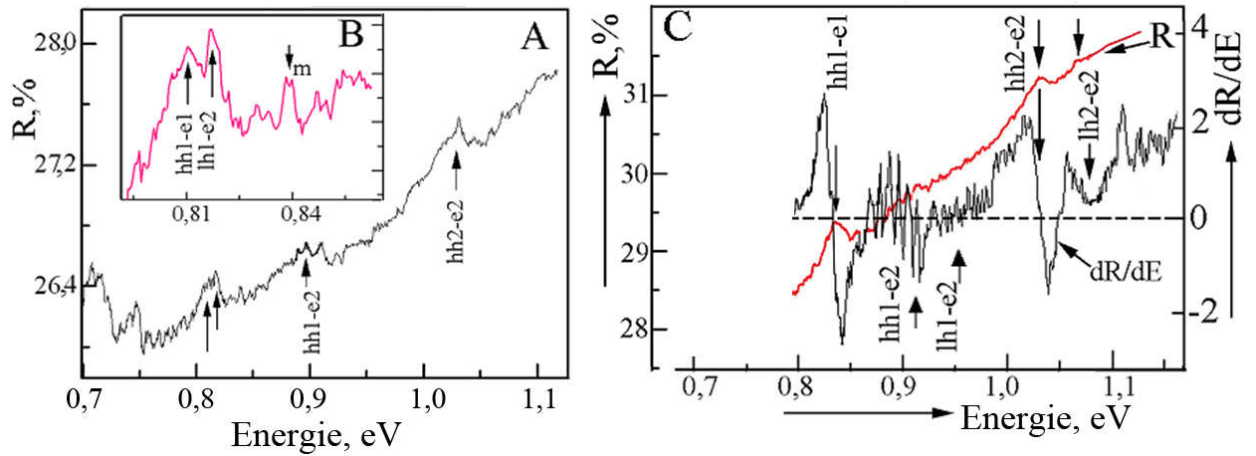


Fig. 5.3. Spectrele de reflexie R și dR/dE ale nanostraturilor $In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As$ și $In_{0,68}Al_{0,19}Ga_{0,13}As$ cu gropi cuantice.

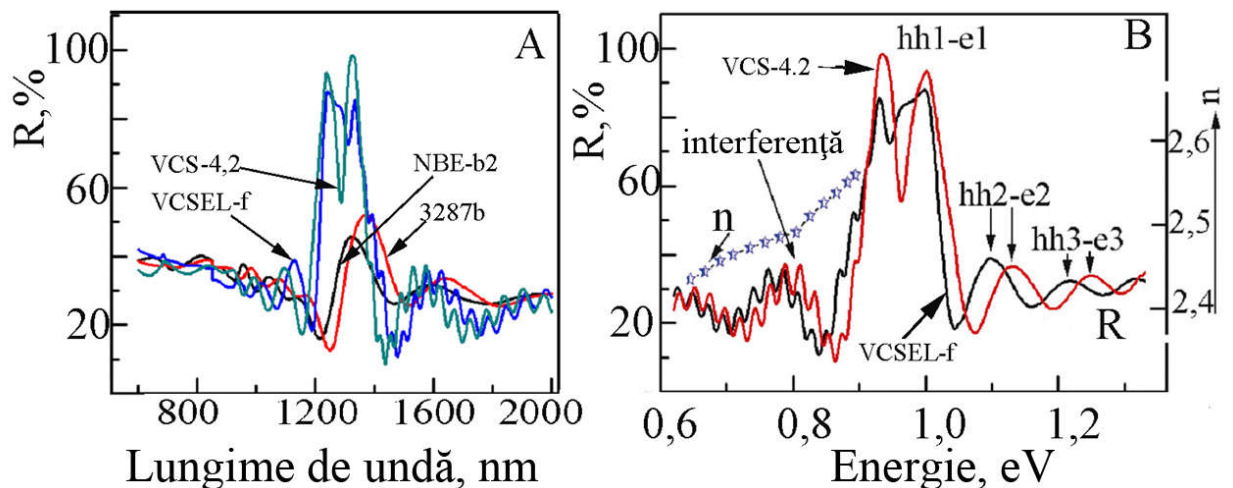


Fig. 5.4. Spectrele de reflexie ale structurilor $In_{0,67}Al_{0,22}Ga_{0,11}As$ cu gropi cuantice în regiunea IR apropiat a spectrului și calculul indicelui de refracție al stratului în grupa cuantică, pentru structurile VCSEL (compoziția gropilor cuantice pentru structurile VCS-4,2, VCSEL-f, NBE-b2 și 3287b corespunde $In_{0,67}Al_{0,22}Ga_{0,11}As$).

În figura 5.3 sunt prezentate spectrele de reflexie R și dR/dE ale heterojuncțiunilor $In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As$ și $In_{0,68}Al_{0,19}Ga_{0,13}As$ cu gropi cuantice. În spectrele de reflexie sunt foarte slab accentuate structurile (maxime/minime) cauzate de către tranzițiile electronice dintre nivelele cuantice. În figura 5.4 sunt prezentate spectrele nanostructurilor $In_{0,67}Al_{0,22}Ga_{0,11}As$ cu gropi cuantice în regiunea IR apropiat a spectrului pentru 4 probe cu una și aceeași compoziție

obținută prin diferite metode. Din figură este evident, că maximele, legate de tranzițiile hh1-e1 sunt cel mai accentuate în structurile VCSEL-f și VCS-4.2. Valoarea coeficientului de reflexie variază în limitele 80%, adică de la 20% până la 100%. Coeficientul de reflexie al straturilor NBE-b2 și 3287b variază într-un interval mai mic de valori (10 – 50%). Aceasta demonstrează, că structurile VCSEL-f și VCS-4.2 sunt mult mai calitative. Spectrele de interferență a reflexiei este depistată în aceste structuri, în regiunea transparenței (1300 – 2000nm). Luând în considerație grosimea straturilor și poziția maximelor (minimelor) în spectrele de reflexie, a fost calculată dependența spectrală a indicelui de refracție al stratului cu gropi cuantice. Indicele de refracție variază în limitele 2,4 – 2,6 (fig. 5.4).

ANEXA 6. Măsurarea și caracterizarea structurilor VCSEL

Caracterizarea structurilor VCSEL oferă o imagine clară despre parametrii constructivi și funcționali optimali ai structurilor VCSEL. În cadrul activităților au fost efectuate măsurări ale parametrilor laserelor VCSEL la diferite temperaturi și curenți de funcționare, cu scopul determinării regimurilor de lucru optimale. Au fost determinați curenții și temperaturile optimale de funcționare ale laserelor VCSEL, ajustate în jurul lungimii de undă 1512nm. Lungimea de undă 1512nm a fost selectată cu scopul elaborării unui senzor pentru detectarea gazului NH₃. Au fost efectuate măsurările caracteristicilor CVA și CWA pentru un șir de lasere VCSEL (heterostructuri cu compoziția In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As/GaAs, șirul L146R). Măsurările au fost efectuate pentru șirul de lasere cu numerele de identificare 2034-2727, la temperatura de 20°C. Șirul L146R conține lasere cu diferite diametre ale ferestrei de emisie (7μm, 10μm, 20μm, 25μm, 35μm, 40μm, 45μm, 50μm). Rezultatele măsurărilor sunt prezentate în figura 6.1.

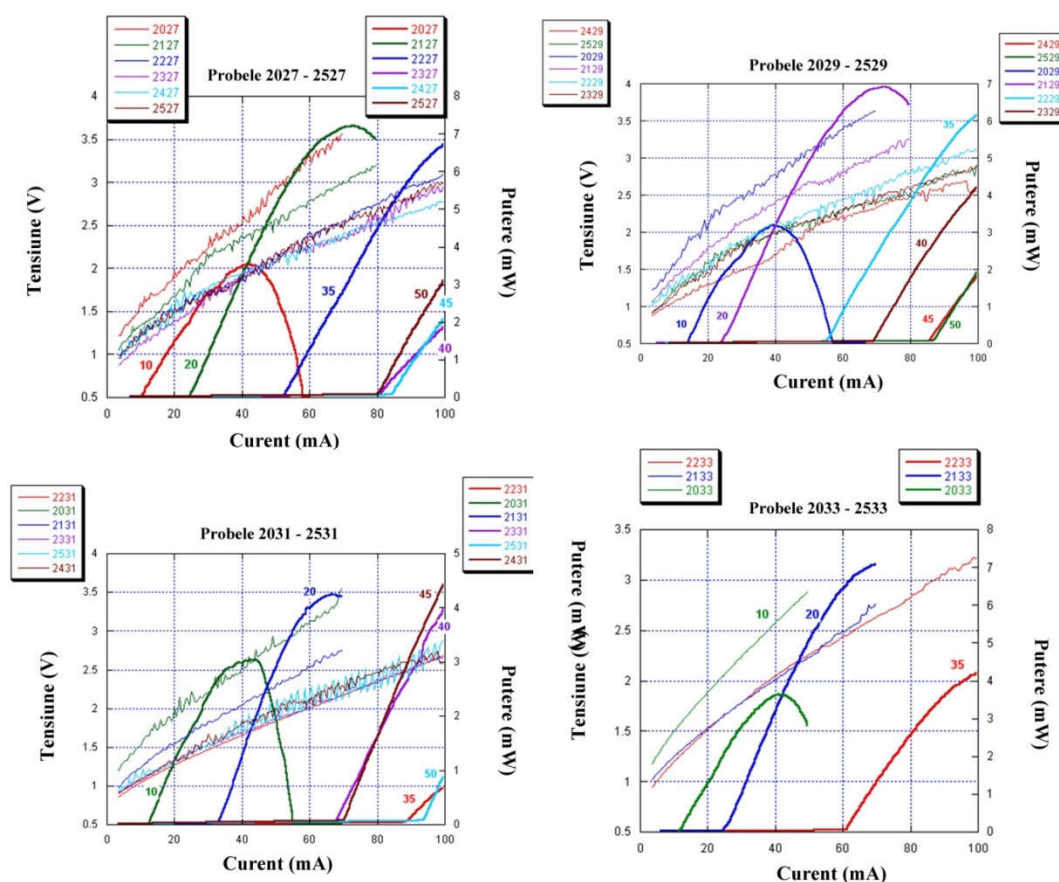


Fig. 6.1. Caracteristica CVA și CWA pentru șirul de lasere VCSEL (heterostructuri cu compoziția In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As/GaAs, șirul L146R).

Rezultatele obținute au demonstrat o emisie cu putere maximală a laserelor pentru dimensiunile diametrului ferestrei de emisie 7, 10, 20, 35 μ m. Laserele VCSEL cu diametrul mai mare de 40 μ m nu au prezentat caracteristici satisfăcătoare de emisie.

După măsurarea tuturor laserelor din șirul VCSEL au fost selectate dispozitivele cu puterile de emisie maximale la diferite valori ale diametrelor ferestrei de emisie (probele 2127, 2134, 2227, 2428). Pentru aceste dispozitive au fost efectuate măsurări repetate ale caracteristicilor CVA și CWA la valorile de temperatură 5°C, 15°C, 30°C cu scopul determinării regimului de lucru în cazul variației temperaturii. Rezultate sunt prezentate în figura 6.2.

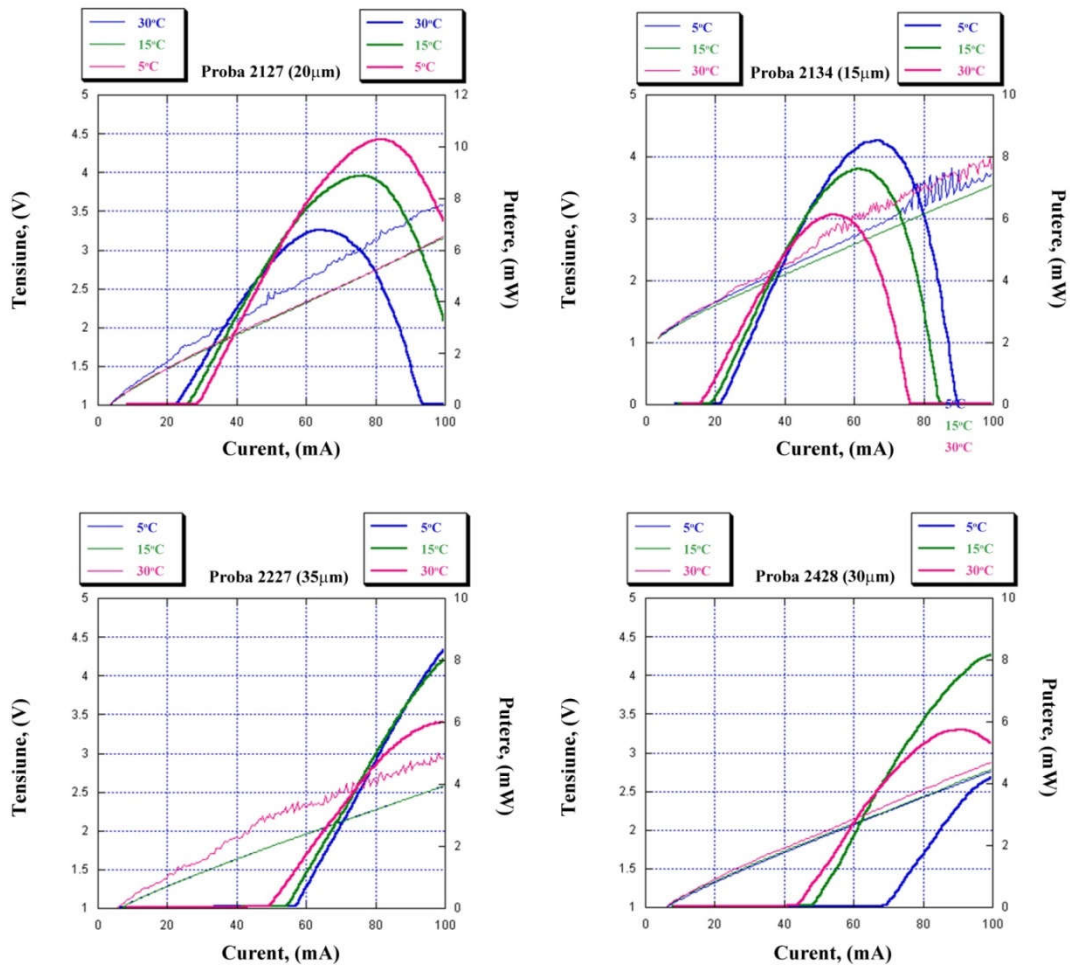


Fig. 6.2. Caracteristica CVA și CWA pentru probele 2127, 2134, 2227, 2428 (heterostructuri cu compoziția $In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As/GaAs$, șirul L146R).

În urma măsurărilor au fost estimate și prelucrate rezultatele și a fost determinată valoarea și dependența densității curentului de prag în funcție de diametrul joncțiunii tunnel a laserelor VCSEL (figura 6.3).

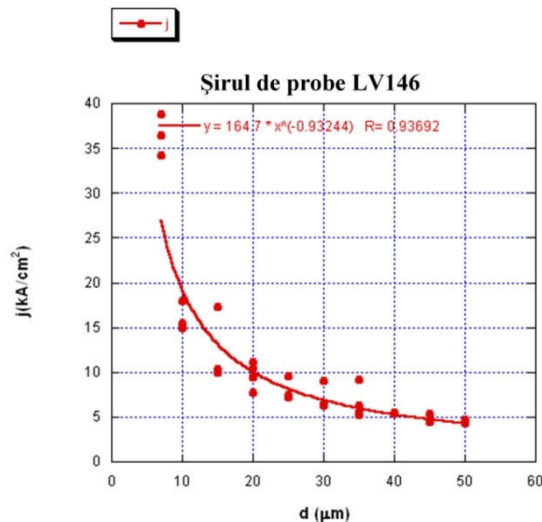


Fig. 6.3. Dependența densității curentului de prag de diametrul joncțiunii tunnel (heterostructuri cu compoziția $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}/\text{GaAs}$, șirul L146R)

Este evident din figura 6.3 că densitatea curentului de prag scade odată cu mărirea diametrului joncțiunii tunnel. Cea mai mică valoare a densității curentului de prag în cadrul șirului de lasere VCSEL (heterostructuri cu compoziția $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}/\text{GaAs}$, șirul L146R) măsurată este $j=4.08 \text{ kA/cm}^2$ pentru diametrul joncțiunii tunnel de $50\mu\text{m}$ [102 – 115].

Pentru probele 2127 și 2134, care posedă curenți de prag mici și puteri de emisie maximale la temperatura camerei, au fost efectuate măsurările spectrului de emisie pentru diferite valori ale curentului aplicat. Rezultatele sunt prezentate în figura 6.4.

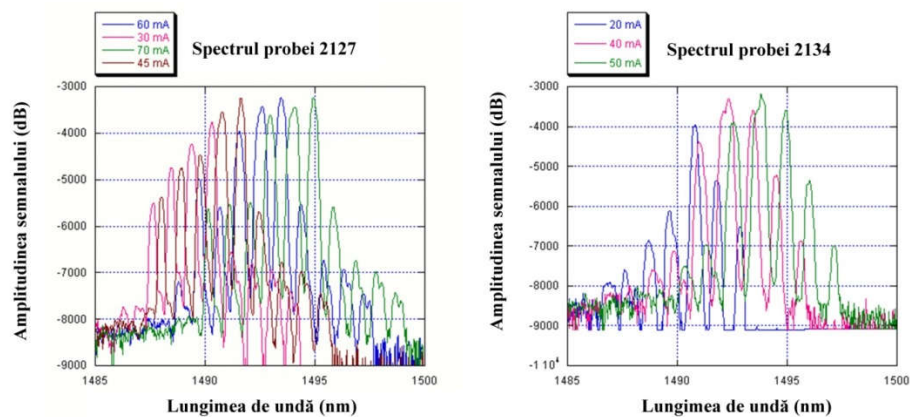


Fig. 6.4. Spectrul de emisie pentru probele 2127, 2134 la diferite valori ale curentului aplicat (heterostructuri cu compoziția $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}/\text{GaAs}$, șirul L146R).

Rezultatele măsurărilor au arătat emisie stimulată ale laserelor în intervalul lungimilor de undă 1490 - 1495nm, la măsurările efectuate pentru valorile curentului aplicat în intervalul 20mA + 70mA. La valori ale curentului aplicat mai mari de 50mA, laserele au demonstrat, deja,

un regim de emisie multimod, ceea ce impune o valoare a curentului de operare nu mai mare de 50mA.

Au fost efectuate măsurările spectrelor de emisie pentru șirul de lasere VCSEL 061220C (heterostructuri cu compoziția $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}/\text{GaAs}$), probele 2913, 3113, 3313, 3513, care au demonstrat puteri maxime de emisie. Măsurările au fost efectuate pentru determinarea valorii curentului aplicat și temperaturii de lucru pentru emisia laserelor VCSEL în jurul lungimii de undă 1512nm. Rezultatele obținute sunt prezentate în figura 6.5 .

Rezultatele obținute arată că o emisie monomod a laserelor VCSEL studiate este prezentă pentru valorile curentului în intervalul 5mA – 11mA, pentru temperaturile de operare în intervalul 15 – 25°C.

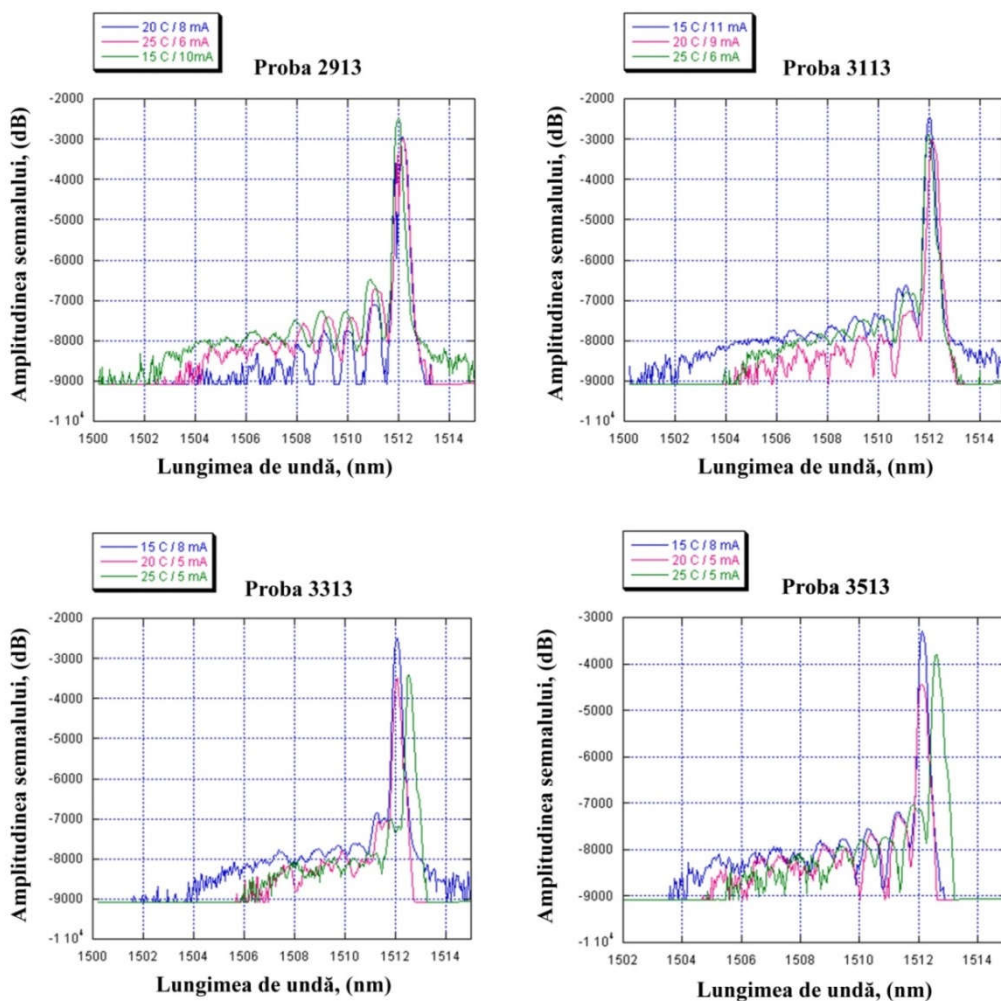


Fig. 6.5. Determinarea temperaturii de operare și a curentului aplicat pentru un spectru de emisie cu lungimea de undă 1512nm al laserelor VCSEL (probele 2913, 3113, 3313, 3513; heterostructuri cu compoziția $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}/\text{GaAs}$, șirul de lasere 061220C).

Pentru probele 2913, 3113, 3313, 3513 au fost efectuate măsurările caracteristicilor CVA și CWA, pentru un interval mai discret de temperaturi de operare (5°C, 10°C, 15°C, 30°C, 50°C) cu scopul determinării puterii maxime de emisie și a curentului de prag. Rezultatele obținute sunt prezentate în figura 6.6.

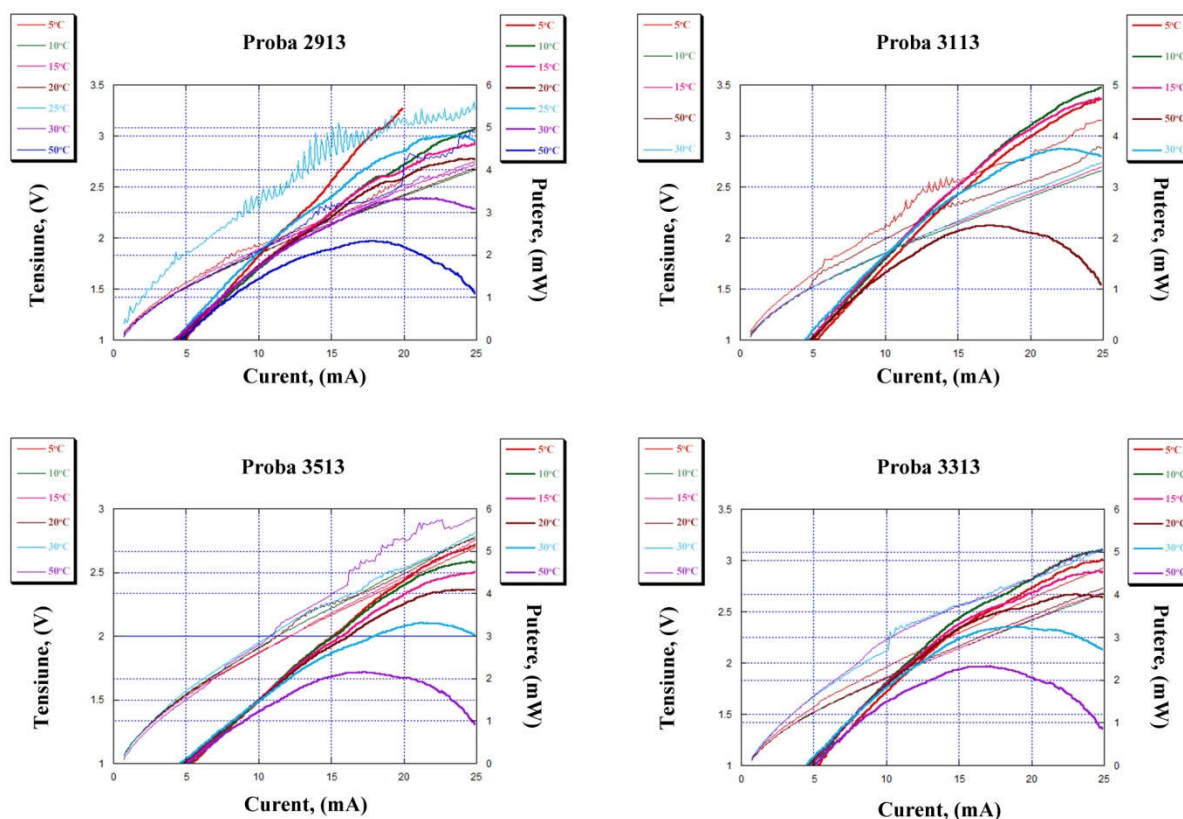


Fig. 6.6. Caracteristicile VAC și WAC ale probelor 2913, 3113, 3313, 3513 la valorile temperaturii de operare 5°C, 10°C, 15°C, 30°C, 50°C (heterostructuri cu compoziția $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}/\text{GaAs}$, șirul de lasere 061220C).

Rezultatele demonstrează, că regimul optimal de temperaturi pentru o funcționare satisfăcătoare a laserelor VCSEL, din punct de vedere a temperaturii și utilizării lor în cadrul senzorilor de gaze, prezintă valorile nu mai mari de 30-40°C. La temperaturi mai mari de 50°C puterea de emisie scade substanțial, ceea ce indică micșorarea substanțială a puterii de emisie recepționată în cadrul modelului senzorului de gaze.

Măsurarea și caracterizarea modulelor VCSEL încapsulate

Modulul încapsulat al laserului VCSEL a fost montat pe o placheta în cadrul unei instalații pentru măsurarea spectrelor de emisie la variația curentului de operare în intervalul 9 - 15mA, cu pasul 1mA, și temperaturii la valorile 18°C, 20°C, 22°C. În cadrul schemei instalației de măsurare a fost utilizată o lentilă de concentrare a spotului emis de către modulul VCSEL. Schema instalației este prezentată în figura 6.7.

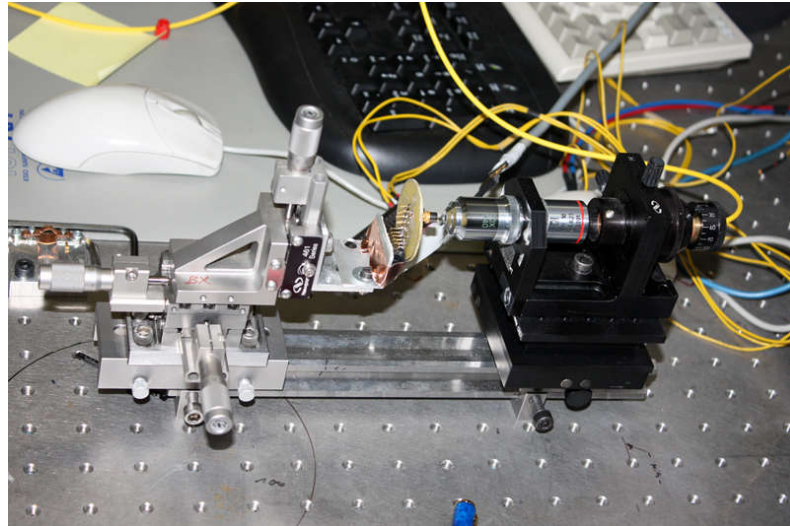


Fig. 6.7 Schema instalației de măsurare a modulului VCSEL încapsulat.

Rezultatele măsurărilor au arătat un semnal de emisie cu un nivel al zgomotelor destul de mare și o putere de emisie de valori mici. Posibila cauză a semnalului zgomotos este efectul de reflexie inversă a luminii emise de la fereastra modului de încapsulare, și/sau o degradare a modulului VCSEL (figura 6.8).

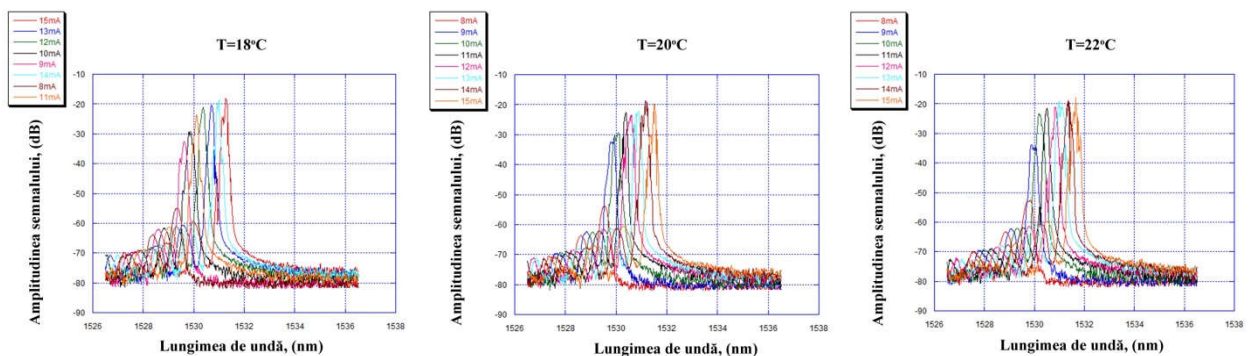


Fig. 6.8. Spectrul de emisie al modulului VCSEL încapsulat la valorile curentului de operare 9 – 15mA și a temperaturii 18°C, 20°C și 22°C.

Creșterea curentului de operare de la valoarea 9mA până la 15mA a demonstrat o variație a lungimii de undă emise de către VCSEL în intervalul 1529 – 1531nm. Rezultatele arată că variația temperaturii în intervalul 18C - 22°C nu influențează esențial spectrul emisie al VCSEL module.

Măsurarea spectrelor de luminescență pentru probele 3934 (heterostructură cu 1 groapă cuantică $In_{0,68}Al_{0,19}Ga_{0,13}As$) și 3938 (heterostructură cu 2 gropi cuantice $In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As$)

Au fost măsurate spectrele de luminescență a două plachete 3934 (heterostructură cu 1 groapă cuantică $In_{0,68}Al_{0,19}Ga_{0,13}As$, 1520nm) și 3938 (heterostructură cu 2 gropi cuantice $In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As$, 1470nm) în intervalul de temperaturi 20 – 80°C, cu pasul 10°C și variația curentului aplicat la laserul de excitație, cu emisie la lungimea de undă 980nm, în intervalul 50 – 200mA, cu pasul 50mA. Spectrele de luminescență sunt prezentate în figura 6.9, figura 6.10.

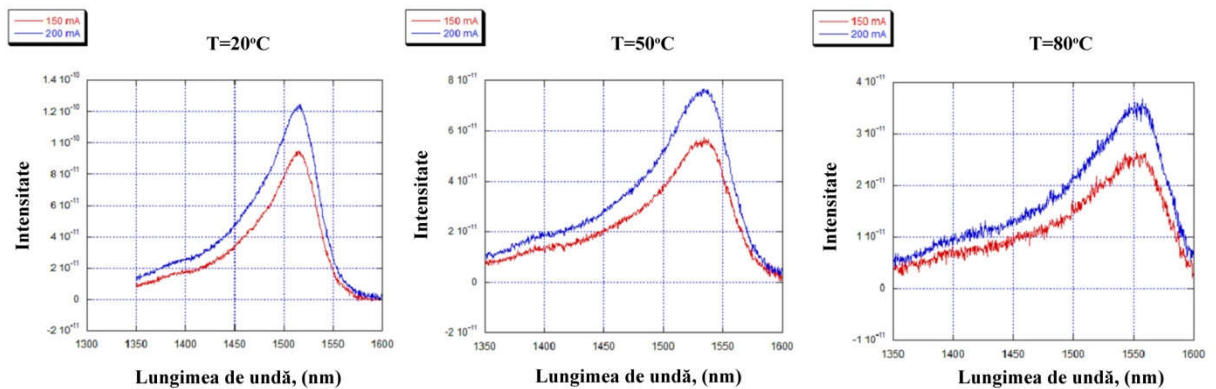


Fig. 6.9. Spectrele de luminescență pentru placheta 3934 (heterostructură cu 1 groapă cuantică $In_{0,68}Al_{0,19}Ga_{0,13}As$) măsurată într-un interval de temperaturi 20 – 80°C.

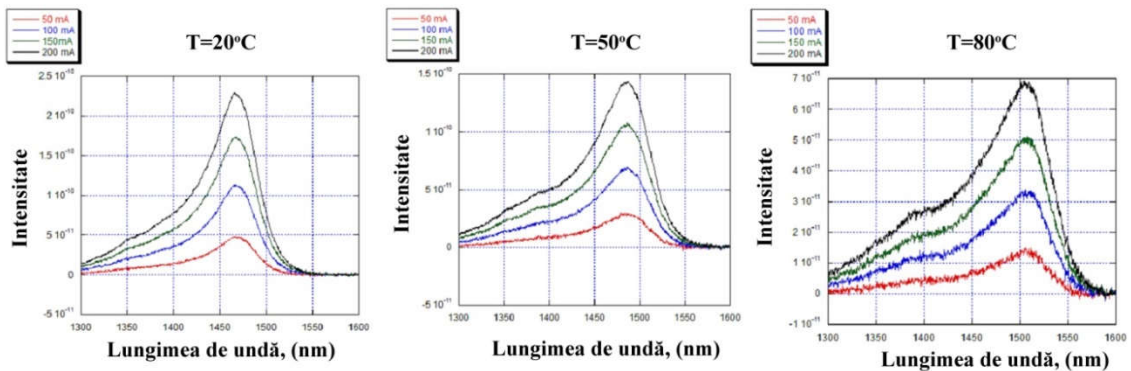


Fig. 6.10. Spectrele de luminescență pentru placheta 3938 (heterostructură cu 2 gropi cuantice $In_{0,68}Al_{0,21}Ga_{0,11}As$, 1520nm) măsurată într-un interval de temperaturi 20 – 80°C.

Spectrele de luminescență măsurate au demonstrat o luminescență maximală la valori ale lungimii de undă diferite, odată cu creșterea temperaturii în intervalul 1470 - 1500nm, în cazul excitării cu un laser 980nm, la curenți în intervalul 50 – 200mA, pentru proba 3938 (heterostructură cu 2 gropi cuantice $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$), iar pentru proba 3934 (heterostructură cu 1 groapă cuantică $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$) în intervalul lungimilor de undă 1510 - 1550nm.

Rezultatele obținute au fost publicate în lucrarea [147]. Pe viitor se preconizează de a efectua măsurările spectrelor de luminescență a probelor 3934 (heterostructură cu 1 groapă cuantică $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$) și 3938 (heterostructură cu 2 gropi cuantice $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$) la temperaturi joase, cu scopul estimării calității gropilor cuantice.

În urma efectuării măsurărilor a caracteristicilor CVA și CWA ale șirurilor de laseri VCSEL pentru diferite temperaturi și curenți de operare s-a observat o funcționare stabilă la lungimea de undă 1512nm, în intervalele curenților 9 – 11 mA și temperaturi de 15 – 25°C. Diametrele joncțiunilor tunnel cu valori 7 – 40μm reprezintă diametre optime, cu puteri de emisie satisfăcătoare. Măsurările efectuate asupra modulului VCSEL încapsulat au demonstrat, că semnalul de emisie posedă un nivel al zgomotului destul de mare și puteri de ieșire mici, cauzate de către efectele de reflexie inversă de la fereastra modulului de încapsulare și/sau de către degradarea laserului VCSEL încapsulat.

Spectrele de luminescență măsurate pentru straturile componente ale structurilor VCSEL au demonstrat o luminescență maximală la valori ale lungimii de undă diferite, odată cu creșterea temperaturii în intervalul 1470 - 1500nm, în cazul excitării cu un laser cu emisie la 980nm și curenți în intervalul 50 – 200mA, pentru proba 3938 (heterostructură cu 2 gropi cuantice $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,21}\text{Ga}_{0,11}\text{As}$), iar pentru proba 3934 (heterostructură cu 1 groapă cuantică $\text{In}_{0,68}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,13}\text{As}$), în intervalul lungimilor de undă 1510 - 1550nm .

ANEXA 7. Lista lucrărilor științifice, științifico-metodice, didactice

LISTA LUCRĂRILOR

ȘTIINȚIFICE, ȘTIINȚIFICO-METODICE, DIDACTICE

ale dlui **Dorogan Andrei** lector superior universitar la Departamentul Telecomunicații
Universitatea Tehnică a Moldovei

LUCRĂRI ȘTIINȚIFICE

1. Articole în Reviste Științifice

1.1 Articole în Reviste Științifice Internaționale

1. N.N. Syrbu, I.G. Stamov, V.V. Zalamai, **A. Dorogan**. Excitonic polaritons of zinc diarsenide single crystals. *Physica B Condensed Matter* · November 2016 // DOI: 10.1016/j.physb.2016.11.022. (IF 1,386).
2. N. Syrbu, **A. Dorogan**, V. Dorogan, V. Zalamai, A. Tiron. Birefringence in $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum layers. *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics* 04/2015; 10(2). DOI: 10.1166/jno.2015.1734. (IF 0,497).
3. N. Syrbu, **A. Dorogan**, V. Dorogan, V. Zalamai. Birefringence in quantum wells of heterostructures $\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.13}\text{As}/\text{In}_{0.42}\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.24}\text{As}/\text{InP}$. *Superlattices and Microstructures* 82 (2015), pp.143-150. Doi:10.1016/j.spmi.2015.02.026. ISSN-07496036. (IF: 2,123).
4. N.N. Syrbu, V. Zalamai, M. Guc, S. Levchenko, **A. Dorogan**, E. Arushanov. Birefringence of $\text{Cu}_2\text{ZnSiSe}_4$ single crystals. *Journal of Alloys and Compounds* 06/2015; p.635; DOI: 10.1016/j.jallcom.2015.02.100. (IF: 3,133).
5. I. G. Stamov, N. N. Syrbu, **A. V. Dorogan**. Excitons and energetic bands structure of $\text{ZnP}_2\text{-C}_{2\text{h}}^5$ crystals. *American Journal of Materials Science and Application*, Vol. 2, No. 6, December 2014, pp.96-107, ISSN: 2381-6074.
6. Svatopluk Civiš, Zdeněk Zelinger, Václav Nevrlý, **Andrei Dorogan**, Martin Ferus, Vladimir Iakovlev, Alexei Sîrbu, Alexandru Mereuță, Andrei Caliman, Grigore Suruceanu, Eli Kapon. Near-infrared wafer-fused vertical-cavity surface-emitting lasers

- for HF detection. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 147 (2014) pp. 53–59. (IF: 2,419).
7. I. G. Stamov, N. N. Syrbu, **A.V. Dorogan**. Photodetectors and Birefringence in $\text{ZnP}_2\text{-C}_{2h}^5$ Crystals. *Physica B: Condensed Matter* Volume 412, 1 March 2013, pp. 130–137. (IF: 1,386).
 8. I.G. Stamov, N.N. Syrbu, V.V. Ursaki, **A.V. Dorogan**. Energy band structure and optical constants of ZnAs_2 crystals. *Optics Communications* 285 (2012) 3104-3110; doi:10.1016/j.optcom.2012.02.047. (IF: 1,588).
 9. I.G. Stamov, N.N. Syrbu, **A.V. Dorogan**. Energetic band structure of Zn_3P_2 crystals. *PHYSB* 307336, Article Number: 307336, *PhysicaB* (2012), <http://dx.doi.org/10.1016/j.physb.2012.09.029>. (IF: 1,386).
 10. N. Syrbu, V. Dorogan, **A. Dorogan**, T. Vieru, V. Ursaki, V. Zalamai. Optical spectra in the region of excitonic resonances in quantum wells and quantum dots of $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures. *Journal „Superlattices and Microstructures”* V.52. Issue 4, October 2012. P.738-749. Ed.Elsevier Ltd. – ISBN 978-9975-45-082-9. ISBN 978-9975-45-200-7 (vol.1). (IF: 2,123).
 11. N.N. Syrbu, **A.V. Dorogan**, A. Masnik, V.V. Ursaki. Birefringence of $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{Se}_2$ crystals. *J. Opt.* 13 (2011) 035703 doi: 10.1088/2040-8978/13/3/035703.
 12. N. Syrbu, **A. Dorogan**, V. Ursaki, I. Stamov, I. M. Tiginyanu. Birefringence of CuGa_2S_4 crystals. *Optics Communications* V. 285, (2011), pp. 3552–3557. (IF: 1,588).
 13. E. Kapon, A. Mereuță, N. Syrbu, **A. Dorogan**, N. Draguțan, T. Vieru, N. Ursaki. Exciton luminescence in $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum well heterostructures. *Physica E*, Volume 44, Issue 1, p. 202-206.; DOI: 10.1016/j.physe.2011.08.015. (IF: 2,221).
 14. N.N. Syrbu, **A.V. Dorogan**, V.V. Ursaki, A. Masnik. Wavelength modulated optical reflectivity spectra of $\text{CuAl}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$ crystals. *Journal of Optics*, Volume 12, Issue 7, pp. 075703 (2010).
 15. N.N. Syrbu, L.L. Nemerenco, **A.V. Dorogan**, V.E. Tezlevan, E. Arama. Multiple-phonon resonant Raman scattering in $\text{CuGa}_x\text{In}_{1-x}\text{S}_2$ single crystals. *Journal of Optic Materials* 31 (2009) pp. 970–975.
 16. I.G. Stamov, N.N. Syrbu, **A.V. Dorogan**, L.L. Nemerenco. Current sign inverter guided by polarization. *Optics Communications* V. 281, Issue 9 (2008), pp. 2459–2466. (IF: 1,588).

17. N.N. Syrbu, I.M. Tiginyanu, V.V. Ursaki, **A.V. Dorogan**. Resonance Raman scattering in $\text{CuGa}_x\text{Al}_{1-x}\text{S}_2$ crystals. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics Volume 10, Issue 12, pp. 125002 (2008).
18. N.N. Syrbu, I.G. Stamov, **A.V. Dorogan**, L.L. Nemerenco. Polariton excitons in ZnAs_2 . Japanese Journal of Applied Physics; Ref No.: 05R09043; Vol. 45 (2006), No. 11. (IF: 1,384).

1.2 Articole în Reviste Științifice Naționale

1. **A. Dorogan**. Proprietățile optice și calitatea structurilor cu gropi cuantice $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$. Meridian Ingineresc, Nr. 1, 2018, Editura UTM, Chișinău, ISSN 1683-853X, pp.51-56.
2. **A. Dorogan**. Ordinary and extraordinary dispersion in ZnAs_2 and CuGaS_2 crystals. Meridian Ingineresc, Nr. 4, 2011, Editura UTM, ISSN 1683-853X, pp.34-38.
3. N.N. Syrbu, B.V. Korzun, V.V. Ursaki, **A.V. Dorogan**, A. Masnik. Exciton spectra and structure of energy bands of CuAlS_2 crystals. Moldavian Journal of the Physical Sciences, Vol. 10, N2, 2011, pp. 143 - 154.
4. N.N. Syrbu, L.L. Nemerenco, **A.V. Dorogan**, V.E. Tezlevan, E. Arama. Testing of resonant Raman scattering in $\text{CuGa}_x\text{In}_{1-x}\text{S}_2$ single crystals ($x=1.0, 0.9$ and 0.8). Book “Transactions on metrology and analytical methods of research”, edited by Ion Geru, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau 2010, p.172-192.
5. **A. Dorogan**, I. Stamov, N. Syrbu, V. Trofim. Testing of the birefringences in ZnAs_2 crystals and application in interliving operation. Book “Transactions on metrology and analytical methods of research”, edited by Ion Geru, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau 2010, p.192-211.

2. Brevete de invenții, Patente, Certificate de Înregistrare

1. V. Dorogan, S. Vieru, A. Caliman, T. Vieru, V. Secieru, E. Munteanu, **A. Dorogan**. Aparat pentru terapie cuantică. Brevet de invenție MD 2737 G2 din 2005.02.16, AGEPI, R.Moldova.
2. V. Dorogan, T. Vieru, S. Vieru, **A. Dorogan**. Fotodiodă selectivă cu sensibilitate modulată. Brevet de invenție MD 2413 G2 din 2004.03.31, AGEPI, R.Moldova.

3. Culegeri de lucrări la Conferințe, Saloane de Inventică

3.1 Culegeri de lucrări la Conferințe Internaționale

1. **A. Dorogan**. Optical anisotropy in optoelectronics. A VI-a Conferință Internațională "Telecomunicații, Electronică și Informatică", CHIȘINĂU, 24-27 Mai, 2018, pp.67-71. ISBN 978-9975-45-540-4.
2. I.G. Stamov, N.N. Syrbu, V.V. Ursaki, **A.V. Dorogan**. Spectroscopy of excitonic polaritons in ZnAs₂ nanocrystals. Catalogul Salonului internațional al cercetării, inovării și inventicii PRO INVENT 2017 - Ediția XV. 22 - 24 martie 2017. Cluj-Napoca România.
3. N.N. Syrbu, V.V. Ursaki, **A.V. Dorogan**, V.V. Dorogan. Excitonic polaritons in ZnAs₂ nanocrystals . Catalog of the 21th International Exhibition of Inventics "Inventica 2017" Iași, România.
4. N.N. Syrbu, **A.V. Dorogan**, I.G. Stamov, V.V. Dorogan. Polarization sensible devices based on birefringent crystals. 3rd International Conference "Health Technology Management", Chisinau, Moldova, October 6-7, 2016.
5. N. Syrbu, **A. Dorogan**, I. Stamov, V. Dorogan. Polarimetru pe baza cristalelor anizotrope.. Catalog Salonului internațional al cercetării, inovării și inventicii PRO INVENT 2016 - Ediția XIV. 23 - 25 martie 2016. Cluj-Napoca România. p.259.
6. N. Syrbu, **A. Dorogan**, I. Stamov, V. Dorogan. Optical devices based on polarized light filters. Proceeding of the 8th edition of EUROINVENT -European Exhibition of Creativity and Innovation. Iasi, Romania, 19-21 May 2016. P.173.
7. **A. Dorogan**, V. Dorogan, N. Sîrbu, V. Zalamai. Definirea parametrilor gropilor cuantice utilizând metode optice nedistructive.. Salonul internațional al cercetării, inovării și inventicii, PRO INVENT 2015. Ediția a XIII-a. 25 – 27 martie 2015, Cluj – Napoca. România. Editura U.T.Press Cluj-Napoca, 2015. ISBN 978-606-737-048-5. P.285.
8. **A. Dorogan**, V. Dorogan, N. Syrbu, A. Tiron. Birefractive Effects in Quantum Wells. 3rd International Conference on Nanotechnologies and Biomedical Engineering ICNBME-2015, September 23-26, 2015, Chisinau, Republic of Moldova; ISBN: 978-981-287-735-2; vol 55, 2016, pp.64-67.

9. N. Sîrbu, V. Dorogan, **A. Dorogan**, I. Stamov, L. Nemerenco, N. Bejan. Photodiode with sensibility control using the gyration phenomenon.. Proc. Of the 6-th Edition of European Exhibition of Creativity and Innovation EUROINVENT 2014. 22-24 May 2014. Editura Universitatii Alexandru Ioan Cuza din Iasi. P.85. ISBN: 978-606-714-037-8.
10. V. Dorogan, T. Vieru, S. Vieru, **A. Dorogan**. Photoelectric properties of nanostructured layers.. Proc. of 2nd International Conf. on Nanotechnologies and Biomedical Engineering. Chisinau, R. of Moldova, April 18-20, 2013. P.115-119.
11. **A. Dorogan**, V. Dorogan, A. Mereuță, A. Sîrbu, N. Syrbu, T. Vieru, V. Ursaki, V. Zalamai, V. Iakovlev. Optical spectra in the region of excitonic resonances in quantum wells and quantum dots of $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures. Proceeding of the 4-th International Conference „Telecommunications, Electronics and Informatics” ICTEI-2012. Chisinau, 17-20 May 2012. V.1. P.121-126. Editura UTM,2012. – ISBN 978-9975-45-082-9. ISBN 978-9975-45-200-7 (vol.1).
12. **A. Dorogan**, V. Dorogan, A. Mereuță A. Sîrbu, N. Syrbu, T. Vieru, V. Ursaki, V. Zalamai. Quantum wells parameters of $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ VCSEL lasers. 6th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics –MSCMP-2012. September 11-14, 2012. Chisinau: Abstracts. Tip. Elan Poligraf. ISBN 978-9975-66-290-1. P.196.
13. **A. Dorogan**, V. Dorogan, A. Mereuță, A. Sîrbu, N. Syrbu, T. Vieru, V. Ursaki, V. Zalamai. Excitonic Resonance Spectra in QW and QD $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ Hetrostructures. 6th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics –MSCMP-2012. September 11-14, 2012. Chisinau: Abstracts. Tip. Elan Poligraf. ISBN 978-9975-66-290-1. P.198.
14. **A. Dorogan**, V. Dorogan, A. Sîrbu, N. Syrbu, T. Vieru, V. Zalamai. Method of determining the quality of nanostructures. Catalog Salonul Internațional de Inventică PROINVENT ediția a X-a, 2012, Cluj-Napoca. Editura U.T.PRESS. ISBN 978-973-662-709-5. P.239.
15. V. Dorogan, T. Vieru, **A. Dorogan**, S. Vieru. Optoelectronic devices based on nanostructures.. Catalog of VI International Warsaw Invention Show – IWIS 2012, 16-19 October 2012. Warsaw University of Technology. Ed. Association of Polish Inventors and Rationaliters. P.63-64.
16. **A. Dorogan**, N. Syrbu, V. Dorogan, T. Vieru, E. Kapon, A. Mereuță. Method of determining the quality of nanostructures.. Catalog of VI International Warsaw Invention

- Show – IWIS 2012, 16-19 October 2012. Warsaw University of Technology. Ed. Association of Polish Inventors and Rationalizers. P.64.
17. Н. Сырбу, Т. Виеру, **А. Дороган**, Е. Капон, А. Сырбу. Разделитель оптических мод (ТЕ, ТМ) на основе гетероструктур In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs с квантовыми ямами. Каталог: XIV Московский международный Салон изобретений и инновационных технологий АРХИМЕД 2011, Класс 30. Технологии механотроники и создания микросистемной техники. С.5. Россия, Москва, 05.04 – 08.04.2011.
 18. N. Syrbu, **A. Dorogan**, I. Stamov. Filters with optic isotropic wavelength. XIII Московский международный Салон изобретений и инновационных технологий (Архимед-2010), Россия, Москва, 30.03 – 02.04.2010. Gold Medal.
 19. N. Syrbu, **A. Dorogan**, T. Vieru, E. Kapon, A. Mereuță. Interband optical transitions in the region of exciton resonances in In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs quantum wells. Materials of the 8th International Scientific and Technical Conference on Quantum Electronics, Minsk, 22-25 November, 2010, p.105.
 20. N.N. Syrbu, **A.V. Dorogan**, V.V. Dorogan, I. Galbic. Exciton spectra and energetic band structure of CuAlSe₂ crystals. The 33 rd ARA Congress Modernism and Progress in Arts and Sciences, June 02 - 07, 2009 Sibiu, pp. 359-363.
 21. **A. Dorogan**, I. Stamov, N. Sîrbu. Voltage commutator used for protecting optoelectronic devices. The 13-th International Salon of Research, Innovation and Technological Transfer “INVENTICA 2009”, 4-6 iunie, 2009, Iasi, Romania, p. 743.
 22. I. Stamov, **A. Dorogan**, N. Sîrbu. Schottky diodes based on anisotropic crystals. The 13-th International Salon of Research, Innovation and Technological Transfer “INVENTICA 2009”, 4-6 iunie, 2009, Iasi, Romania, p. 746.
 23. N. Syrbu, **A. Dorogan**, I. Stamov, A. Masnik, V. Dorogan. Filters with optical isotropic wavelength. 3rd International Conference “Telecommunications, Electronics and Informatics” ICTEI-2010.
 24. **A. Dorogan**, N. Sîrbu, I. Stamov. Photoreceivers sensible to standard frequencies used in optic communication systems. International Exhibition of Inventions, Research and Technological Transfer, INVENTICA'2008, Iași, ROMANIA, 2008, mai 21-24, P.616. Editura “PERFORMANTICA” , ISBN: 978-973-730-491-9.
 25. **A. Dorogan**. Selection of the TE and TM modes with birefringent crystals. 4-th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics (MSCMP), September 23-26, 2008, Chisinau, Moldova. P.189.

26. E. Kapon, A. Mereuță, **A. Dorogan**, N. Draguțan, T. Vieru, N. Syrbu. Exciton luminescence in $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum well heterostructures. Proceedings of Inter. Conf. on Nanotechnologies and Biomedical Engineering (ICNBME-2011). Chisinau, Moldova, July 7-8, 2011. P.83-85.
27. E. Kapon, A. Mereuță, **A. Dorogan**, N. Draguțan, T. Vieru, N. Syrbu, V. Zalamai. Interband Optical Transitions in the Region of Excitonic Resonance in $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ Quantum Wells. Proceedings of Inter. Conf. on Nanotechnologies and Biomedical Engineering (ICNBME-2011). Chisinau, Moldova, July 7-8, 2011. P.142-144.


DECLARAȚIA PRIVIND ASUMAREA RĂSPUNDERII

Subsemnatul, Dorogan Andrei, declar pe propria mea răspundere că materialele prezentate în teza de doctor se referă la propriile activități și realizări, în caz contrar urmând să suport consecințele, în conformitate cu legislația în vigoare.

Semnătura

Data:

CURRICULUM VITAE

1.	Nume:	Dorogan Andrei			
2.	Data/Locul nașterii:	10 Octombrie, 1983, Chișinău			
3.	Cetățenia:	Republica Moldova			
4.	Date de contact:	Laboratorul de Micro-Optoelectronică bd. Ștefan cel Mare 168, Chișinău, MD 2004, Republica Moldova, Tel: (+373) 79518887 e-mail: andrei.dorogan@srco.utm.md			
5.	Cunoașterea limbilor:	<i>Română</i>	<i>Engleză</i>	<i>Franceză</i>	<i>Rusă</i>
		perfect	avansat	mediu	avansat
6.	Studii:	<ul style="list-style-type: none"> - 2001-2005: Chișinău, Universitatea Tehnică a Moldovei. Inginer în electronică și telecomunicații. Specialitatea Telecomunicații, (Diploma “Inginer în sisteme electronice și telecomunicații”); - 2006-2007: Chișinău, Universitatea Tehnică a Moldovei. Studii de Magistru în Telecomunicații, (Diploma “Magistru în Telecomunicații”); - 2007- 2010: Chișinău, Universitatea Tehnică a Moldovei. Studii de Doctorat. 			
7.	Activitatea profesională:	<ul style="list-style-type: none"> - 2005 – prezent: Cercetător științific, Laboratorul de Micro-Optoelectronică, UTM; - 2006 – prezent: Lector universitar, Catedra “Sisteme optoelectronice”, UTM; 			
8.	Domenii de interes științific:	<ul style="list-style-type: none"> - Optoelectronică, microelectronică funcțională și telecomunicații; 			
	Participări în proiecte științifice	<ul style="list-style-type: none"> - <i>Instituțional:</i>(06.408.054A) Micro- și nanotehnologii pentru sporirea funcționalității dispozitivelor micro-optoelectronice. - <i>Instituțional fundamental:</i> (11.817.05.14F) Investigarea anizotropiei optice naturale și induse în cristale și nanostructuri pentru utilizare în optoelectronică și microelectronică. - <i>Instituțional aplicativ:</i> (15.817.02.32A) Studiul materialelor semiconductoare și elaborarea dispozitivelor micro-optoelectronice pentru aplicații avansate. - <i>Din cadrul programelor de stat:</i> (06.420.01.01P) Sistem fizioterapeutic în baza radiației laser. - <i>Din cadrul programelor de stat:</i> (07.408.05.08 PA) Sisteme optoelectronice de iluminare în baza surselor regenerabile de energie. - <i>Din cadrul programelor de stat:</i> (09.808.05.04 A) Sistem complex pentru fizioterapie. - <i>Bilateral:</i> (08.820.05.13.BF) Parametri interiori ai heterostructurilor nanometrice și performanța caracteristicilor de ieșire ale componentelor optoelectronice pe baza lor. - <i>Bilateral:</i> (10.820.05.16/UA) Noi soluții electronice, inclusiv nanotehnologii, ce permit realizarea comunicației în timp real cu 			

		<p>abonații mobili, ce se mișcă cu viteză înaltă.</p> <ul style="list-style-type: none"> - <i>Grant Internațional</i>: (IB 74 20-110981/1) International Research Co-operation / Eastern Europe - Swiss National Science Foundation (SCOPEs). Southern Nanoengineering Network (SONNET). - <i>Grant Internațional</i>: (IZ73Z0_128019) Coupled VCSEL arrays for gas-sensing and environmental control.
9.	Participări la foruri științifice:	Cercetările realizate în domeniul științei au fost menționate cu 28 medalii de aur, 25 medalii de argint și 6 medalii de bronz la Expoziții internaționale de Invenții din Iași, București, Geneva, Sevastopol, Chișinău, Cluj-Napoca, Warsaw.
10.	Lucrări științifice și științifico-metodice publicate	<ul style="list-style-type: none"> - 90 articole. - 150 comunicări științifice. - 2 brevete de invenții - 1 ghid
11.	Distincții:	<ul style="list-style-type: none"> - Diplomă de gradul I la Conferința Tehnico-Științifică a Studenților și Doctoranzilor, Universitatea Tehnică a Moldovei, Chișinău 2003. - Diplomă de gradul I la Conferința Tehnico-Științifică Jubiliară a Colaboratorilor, Doctoranzilor și Studenților, Universitatea Tehnică a Moldovei, 8-9 octombrie, Chișinău 2004. - Laureat al Concursului „Burse de merit - 2004”, Chișinău, R. Moldova, Diplomă de gradul II. - Diplomă de gradul I „Cel mai bun student al anului universitar 2003-2004”, Universitatea Tehnică a Moldovei, Chișinău-2004. - Laureat al Concursului „Burse de Merit – 2005”, Chișinău, Republica Moldova. Diplomă de gradul III. - Laureat al Premiul Municipal pentru Tineret în domeniul literaturii, artei, științei și tehnicii; Primăria Municipiului Chișinău, Direcția generală Educație, Știință. Tineret și Sport, Chișinău 2005. - Premiul FIR pentru activitatea de inventică în domeniul tehnologiilor electronice. Forumul Inventatorilor Români. Salonul Internațional al Inventatorilor, Cercetării Științifice și Transferului Tehnologic, ediția a XIII-a, Ecoinvent 2007. 30 mai-2 iunie 2007, Iași, România. - Diplomă de participare la Școala intensivă Doctorală în domeniul Metaeuristicii în Optimizare și în analiza inteligentă a datelor. 9-15 Iunie, 2008. Universitatea „Alexandru Ioan Cuza”, Iași, Romania. - Bursier al Guvernului Republicii Moldova, anul 2008. - Laureat al Premiul Municipal pentru Tineret în domeniul literaturii, artei, științei și tehnicii; Primăria Municipiului Chișinău, Direcția generală Educație, Știință, Chișinău 2009.
12.	Stagii	<ul style="list-style-type: none"> - Stagiul în cadrul Școlii Intensive Doctorale în domeniul Metaeuristicii în Optimizare și în analiza inteligentă a datelor. 9-15 Iunie, 2008. Universitatea „Alexandru Ioan Cuza”, Iași, Romania. - Stagiul pe durată de 3 luni în cadrul IMT, Neuchatel, Elveția prin proiectul SCOPEs, SONNET.