

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Valstybinis mokslinių tyrimų institutas Fizinių ir  
technologijos mokslų centras

Andrius  
RIMKUS

# Epitaksinių InGaAs kvantinių heterodarinių optinių savybių tyrimai

**DAKTARO DISERTACIJA**

Gamtos mokslai  
Fizika **N 002**

---

VILNIUS 2019

Disertacija rengta 2014–2018 metais VMTI Fizinių ir technologijos mokslų centre.

**Mokslinis vadovas – dr. Bronislovas Čechavičius** (VMTI Fizinių ir technologijos mokslų centras, gamtos mokslai, fizika N002).

**Mokslinis konsultantas – dr. Ramūnas Nedzinskas** (VMTI Fizinių ir technologijos mokslų centras, gamtos mokslai, fizika N002).

# Turinys

Santrauka	6
Abstract	8
Publikacijų sąrašas	12
Naudoti trumpiniai	16
<b>Įvadas</b>	<b>18</b>
Darbo tikslas	21
Tirti kvantiniai nanodariniai	21
Darbo uždaviniai	21
Mokslinis naujumas	23
Ginamieji teiginiai	25
<b>I Literatūros apžvalga</b>	<b>27</b>
1 Kvantiniai taškai kvantinėse duobėse	27
1.1 InGaAs sluoksnio/pasluoksnio įtaka kvantinių taškų struktūrai . . . . .	27
1.2 InGaAs dengiančiojo sluoksnio storio įtaka . . . . .	32
2 Kvantiniai strypeliai	35
2.1 InGaAs/GaAs kvantinių taškų matmenų santykio valdymas	35
2.2 Struktūrinės InGaAs/GaAs kvantinių strypelių savybės . .	36
2.3 Optinių šuolių InGaAs/GaAs kvantiniuose strypeliuose modeliavimas . . . . .	38
2.4 Ypač aukštų kvantinių strypelių auginimas . . . . .	39
3 Kvantiniai žiedai	43
3.1 InAs kvantinių taškų virsmo InGaAs kvantiniais žiedais mechanizmai . . . . .	43
3.2 Kvantinių žiedų struktūrų formavimas . . . . .	44

II	Technologija ir eksperimento metodika	46
4	Optinė spektroskopija	46
4.1	Optinės moduliacinės spektroskopijos principai . . . . .	46
4.2	Vidinis elektrinis laukas puslaidininkiuose ir jo moduliacija	47
	Fotoatspindys . . . . .	48
	Elektroatspindys . . . . .	49
	Spektro gaubtinių analizė . . . . .	51
4.3	Fotoluminescencija . . . . .	51
5	Struktūrų auginimo metodikos	53
5.1	Stranski–Krastanow'o kvantiniai taškai . . . . .	53
5.2	Molekulinio pluoštelio epitaksija . . . . .	55
6	Tirtos kvantinės struktūros	58
6.1	InAs kvantinių taškų struktūros dengtos InGaAs sluoksniu ir be jo . . . . .	58
6.2	InGaAs kvantiniai strypeliai InGaAs/GaAs aplinkoje . . .	61
6.3	InGaAs kvantiniai žiedai GaAs matricoje . . . . .	64
7	Eksperimento metodikos	67
7.1	Fotoluminescencijos matavimas . . . . .	67
7.2	Fotoluminescencijos žadinimo spektrų matavimas . . . . .	68
7.3	Bekontaktis elektrinis atspindys . . . . .	68
7.4	Fotoatspindžio spektrų matavimas . . . . .	69
7.5	Spektrų linijos formos analizė . . . . .	70
III	Kvantinių InGaAs/GaAs heterodarinių optinės savybės	71
8	InGaAs kvantinių taškų optinės savybės	71
8.1	Atspindžio nuo heterostruktūros padėklo efektai . . . . .	71
8.2	Fotomoduliuotos sugerties efektas . . . . .	74
8.3	Fotomoduliacijos mechanizmai . . . . .	75
8.4	Įtempimus sumažinančio InGaAs sluoksnio įtaka . . . . .	76
	Kambario temperatūros spektrai . . . . .	76

InAs kvantinių taškų fotoluminescencijos priklausomybė nuo temperatūros . . . . .	81
<b>8.5 Temperatūriniai InAs kvantinių taškų moduluoto atspindžio spektrai . . . . .</b>	<b>86</b>
<b>8.6 Pagrindiniai rezultatai ir išvados . . . . .</b>	<b>96</b>
<b>9 InGaAs kvantinių strypelių optinės savybės</b>	<b>98</b>
<b>9.1 Kvantinių strypelių morfologija . . . . .</b>	<b>98</b>
<b>9.2 Temperatūrinės savybės ir sužadinimo galios poveikis . . .</b>	<b>101</b>
<b>9.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados . . . . .</b>	<b>108</b>
<b>10 InAs kvantinių žiedų optinės savybės</b>	<b>109</b>
<b>10.1 GaAs pasluoksnio storio efektas . . . . .</b>	<b>109</b>
<b>10.2 Kvantinių žiedų fotojutiklinių struktūrų tyrimas . . . . .</b>	<b>111</b>
<b>10.3 Hibridinės heterostruktūros tyrimas . . . . .</b>	<b>115</b>
<b>10.4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados . . . . .</b>	<b>118</b>

# Santrauka

Disertacija skirta įvairios morfologijos InGaAs kvantinių taškų, žiedų bei strypelių darinių tyrimams moduliacinės spektroskopijos (*modulation spectroscopy*, MS), fotoluminescencijos (*photoluminescence*, PL) ir fotoluminescencijos sužadavimo (*photoluminescence excitation*, PLE) metodais.

Pirmoje darbo dalyje pateikiami InAs kvantinių taškų (*quantum dots*, QD) sudėtinėje InGaAs/GaAs/AlAs kvantinėje duobėje optinių tyrimų rezultatai. Atskleistas įtempimus sumažinančio InGaAs sluoksnio poveikis QD optinėms savybėms ir elektroninei sandarai. Atlikus kvantinių taškų temperatūrinės PL intensyvumo priklausomybės analizę, nustatytos krūvininkų terminės aktyvacijos energijų vertės. Atskleisti kvantinių taškų kvantinėje duobėje (*dot-in-a-well*, DWELL) darinių fotoatspindžio ypatumai, susiję su atspindžiu nuo galinės GaAs padėklo sienelės. Nustatyta, kad atspindžio fotomoduliacijos mechanizmas šio tipo dariniuose yra nulemtas taško energijos lygmenų užpildymo ir kvantiškai apriboto Stark'o efekto (*quantum-confined Stark effect*, QCSE). Lyginant eksperimentinius ir skaitmeninių skaičiavimų rezultatus, atlikta išsami optinių šuolių, vykstančių kvantinėje duobėje ir kvantiniame taške bei temperatūrinių priklausomybių analizė.

Antroji darbo dalis skirta įvairios morfologijos InGaAs kvantinių strypelių (*quantum rods*, QRods), įterptų į InGaAs kvantinę duobę (*quantum well*, QW), elektroninės sandaros ir optinių šuolių tyrimams fotoatspindžio ir fotoluminescencijos metodais. Šie nanodariniai buvo auginami molekulių pluoštelių epitaksijos reaktoriuje naudojant As<sub>2</sub> arba As<sub>4</sub> šaltinį. Buvo eksperimentiškai ištirta As šaltinio įtaka tarpjuostiniams optiniams šuoliams InGaAs kvantiniame strypelyje ir juos supančioje InGaAs QW. Nustatyta, kad As šaltinio parinkimas daro stiprią įtaką InGaAs QRods medžiagos sudėčiai. Taip pat aprašytas luminescencijos intensyvumo padidėjimas dariniuose, išaugintuose naudojant As<sub>4</sub> šaltinį, kuris aiškinamas pagerėjusiu InGaAs kvantinių strypelių elektroninių būsenų kvantiniu ribojimu.

Trečioje dalyje pateikiami InAs kvantinių žiedų (*quantum rings*, QRings) darinių optiniai tyrimai, kurie parodė reikšmingą tarpjuostinių šuolių tarp pagrindinių QRings būsenų energijos mėlynąjį poslinkį, kuris siejamas su mažu kvantinio žiedo dydžiu (palyginti su saviformuojančių QD charakteringu aukščiu). Elektroną lokalizuojančios erdvės sumažėjimas sąlygoja pagrindinio lygmens energijos poslinkį būsenų kontinuumo link.

# Abstract

The dissertation is dedicated to the study of InGaAs quantum dots, rings, and rods of various morphology using modulation spectroscopy (MS), photoluminescence (PL) and photoluminescence excitation (PLE) techniques. The first part of the work presents optical investigations of InAs quantum dots (QD) embedded in InGaAs/GaAs/AlAs quantum well. In addition, effect of stress-relieving InGaAs layer on QD optical properties and electronic structure has been revealed. After the analysis of the temperature-dependent PL intensity of the quantum dots, carrier thermal activation energies were determined. The photoreflexion characteristics of the quantum dot-in-a-well (DWELL) structures associated with reflection from the rear wall of the GaAs substrate has been shown. The mechanism of reflection photomodulation in this type of structure was found to be determined by filling of quantum dot energy levels and quantum constrained Stark effect (QCSE). Comparing experimental results and digital calculations, a detailed temperature-dependent analysis of the optical transitions, taking place in quantum wells and quantum dots, was performed.

Second part of the work is devoted to the investigation of the electronic structure and optical transitions between energy levels of InGaAs quantum rods (QRods) of various morphology embedded in the InGaAs quantum well (QW) using methods of photoreflexion and photoluminescence. These nanostructures were grown in a molecular beam epitaxial reactor using an  $\text{As}_2$  or  $\text{As}_4$  flux. The influence of As source on interband optical transitions in InGaAs quantum rod and the surrounding InGaAs QW was experimentally investigated. Selection of As flux has a strong influence on the material composition of InGaAs QRods. Increase in PL intensity in structures grown using  $\text{As}_4$  source was shown, which is explained by the improved quantum localization of the electronic states of InGaAs quantum rods.

Third part presents optical studies of InAs quantum ring (QRing) structures, which showed a significant energy blueshift of the interband



transitions between the ground states of QRings. Mentioned blueshift is associated with the small size of the quantum ring (compared to the characteristic height of self-assembled QDs). The reduction of the electron localization results in a ground state energy shift toward continuum.

## Padėka

Pirmiausiai noriu padėkoti dr. Ramūnui Nedzinskui, kuris mane įkvėpė ne tik įstoti į doktorantūrą, bet jo pastabos, pavyzdžiai, bendravimas, palaikymas bei aiškus moralinis kompasas mane išmokė neįtikėtinais daug tiek akademinėje tiek asmeninėje srityse. Reikia nepamiršti, Ramūno indėlio ir kaip šio darbo konsultanto. Jo kantrybė, pastabos, motyvavimas bei krypties rodymas, buvo neįkainojamai naudingi rašant šį darbą.

Taip pat noriu padėkoti dr. Bronislovui Čechavičiui, šios disertacijos vadovui, kad sutiko eiti šiuo solidarumu grįstu keliu ir sąžiningai nuėjo jį visą. Dėkoju už atsakingus teksto skaitymus, visas kritines pastabas, pastebėtas klaidas ir už nuolatinį palaikymą.

dr. Juliiui Kavaliauskui taip pat esu dėkingas už daugiametę akademinės diskusijos puotą, konsultacijas, palaikymą bei moksliniais straipsniais bei teorinėmis žiniomis papildytą mano bagažą.

Doktorantūros metais man teko garbė dalyvauti dr. Vytauto Karpaus vedamose paskaitose, klausytis jo seminarų bei mokyti iš jo parašytų knygų. Galiu nuoširdžiai pasakyti, kad geresnio dėstytojo, mokytojo ir autoriaus nesu dar sutikęs. Jo mokėjimas sudėtingus dalykus paašškinti suprantamai ir nuosekliai mane kiekvieną kartą įkvėpdavo. Žinios, kuriomis pasidalino, man yra labai svarbios ir naudingos. Ačiū.

Ypatingą padėką skiriu recenzentams dr. Renatai Karpič ir dr. Nerijai Žurauskienei. Jūsų palaikymas ir skatinimas padėjo įveikti tą papildomą mylią, o Jūsų išsakytos pastabos buvo atsakingai priimtos ir tikrai įvertintos.

Specialią padėką skiriu draugei, kolegei bei būsimai mokslų daktarei Evelinai Dudutienei už tikėjimą manimi ir už patarimus, pastabas bei akademines (ir ne tik) diskusijas. Taip pat už tai, kad esi gera draugė ir bendramintė.

Taip pat ir visiems šeimos nariams (tėčiui Artūriui Rimkui, mamai Gintarei Janiškienei ir sesei Gailimantei Rimkutei), kuriems nuolat rūpėjo, kaip man sekasi ir „kada tai pagaliau baigsis“.

Atskira padėką norėčiau skirti savo draugams, kurie skatino idėjiškai bei išklausė daug mano pasakojimų „apie fiziką“: Silvijui Abramavičiui, Neimantui Petkeliui, Norvidui Rimkui, Aušrinei Kiełaitei, Eivinui ir Jelenai Streikams bei kitiems.

## Publikacijų sąrašas

Disertacijoje pateikiami duomenys buvo publikuoti šiuose straipsniuose:

1. \*R. Nedzinskas, B. Čechavičius, A. Rimkus, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. Li, E. H. Linfield, *Optical Features of InAs Quantum Dots-in-a-well Structures*, Lith. J. Phys. **54**, 54–57 (2014).
2. \*R. Nedzinskas, B. Čechavičius, A. Rimkus, E. Pozingytė, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. Li, E. H. Linfield, *Temperature-dependent modulated reflectance of InAs/InGaAs/GaAs quantum dots-in-a-well infrared photodetectors*, J. Appl. Phys. **117**, 144304 (2015).
3. \*A. Rimkus, E. Pozingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. Li, E. H. Linfield, *Temperature-dependent modulated reflectance and photoluminescence of InAs–GaAs and InAs–InGaAs–GaAs quantum dot heterostructures*, Opt. Quantum Electron., **48**(3) (2016).

Gauti rezultatai buvo pristatyti tarptautinėse ir nacionalinėse konferencijose:

1. E. Pozingytė, **A. Rimkus**, R. Nedzinskas, *Temperature dependent photorefectance spectroscopy of InAs dots-in-a-well structures*, Open Readings 2015, 2015.03.24-27, Vilnius, Lietuva.
2. **A. Rimkus**, E. Pozingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, *Comparative spectroscopic study of InAs dots-in-a-well quantum structures with / without ingaas cap layer*, Open Readings, 2015.03.24-27, Vilnius, Lietuva.
3. **A. Rimkus**, E. Pozingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, *Temperature dependent spectroscopic study of InAs dots-in-a-well structures with InGaAs capping layer*, OPTO2015 OPTO-Meeting for

Young Researchers & 10th Anniversary International SPIE Student Chapter Meeting, 2015.05.27-30, Wroclaw, Poland.

4. E. Pozingytė, **A. Rimkus**, R. Nedzinskas, V. Karpus, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, G. Valušis, *Analitinis modelis cilindrinų kvantinių taškų ir kvantinių strypelių elektronų energijos spektro skaičiavimams*, 41-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija, 2015.06.17-19, Vilnius, Lietuva.
5. **A. Rimkus**, E. Pozingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. Li, E. H. Linfield, *Epitaksinių InAs kvantinių žiedų fotoatspindžio ir fotoluminescencijos tyrimas*, 41-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija, 2015.06.17-19, Vilnius, Lietuva.
6. R. Nedzinskas, **A. Rimkus**, E. Pozingytė, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. Li, E. H. Linfield, *Tarpjuostiniai elektroniniai šuoliai InAs/InGaAs kvantinių taškų heterodariniuose*, 41-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija, 2015.06.17-19, Vilnius, Lietuva.
7. E. Pozingytė, **A. Rimkus**, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. H. Li, E. H. Linfield, *Temperature-dependent Photomodulated Reflectance of InAs InGaAs Dots-in-a-Well Quantum Structures*, 44th Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors, 2015.07.20-25, Wisla, Poland.
8. **A. Rimkus**, E. Pozingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, *Teperature dependent spectroscopic study of InAs InGaAs dots-in-a-well structures*, 17th International Conference-School Advanced Materials and Technologies, 2015.08.27-31, Palanga, Lietuva.
9. R. Nedzinskas, **A. Rimkus**, E. Pozingytė, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. Li, E. H. Linfield, *Photoreflectance study of InAs-InGaAs dots-in-a-well heterostructures*, 5th International

- School and Conference on Photonics, 2015.08.24-28, Belgrad, Serbia.
10. S. Paurazaitė, E. Poizingytė, S. Miasojedovas, **A. Rimkus**, P. Ščajev, S. Tumėnas, R. Nedzinskas, L. Trinkler, B. Berzina, V. Korsaks, T. Yan, C. L. Chen, L. Chang, M. M. C. Chou, *Optical investigation of epitaxial InGaAs quantum rods*, 42-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija, 2015.10.04-06, Vilnius, Lietuva.
  11. **A. Rimkus**, E. Poizingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. Li, E. H. Linfield, *Optical study of vertically elongated InGaAs quantum dots*, Open Readings 2016, 59th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences, 2016.03.15-18, Vilnius, Lietuva.
  12. R. Nedzinskas, **A. Rimkus**, E. Poizingytė, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, L. Li, E. H. Linfield, *Photoluminescence and photoreflectance of epitaxial InAs quantum rings*, OPTO2016 OPTO-Meeting for Young Researchers & International SPIE Student Chapter Meeting, 2016.07.06-09, Gdansk, Poland.
  13. **A. Rimkus**, E. Poizingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, *Photoluminescence and photoreflectance of self-assembling InAs quantum rings*, 18th International Conference-School Advanced Materials and Technologies, 2016.08.27-31, Palanga, Lietuva.
  14. **A. Rimkus**, E. Poizingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. Li, E. H. Linfield, *Optical study of vertically elongated InGaAs/GaAs quantum dots grown using As<sub>2</sub> and As<sub>4</sub> sources*, 46th Jaszowiec International School and Conference on the Physics of Semiconductors 2017.06.17-23, Szczyrk, Poland.
  15. **A. Rimkus**, E. Poizingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, *Optical investigation of InGaAs/GaAs quantum rods grown using As<sub>2</sub> and As<sub>4</sub> sources*, 19th International Conference-School Advanced Materials and Technologies, 2017.08.27-31, Palanga, Lietuva.

16. R. Nedzinskas, **A. Rimkus**, E. Pozingytė, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, L. Li, E. H. Linfield, *Optical investigation of elongated InGaAs quantum dots*, OPTO2018, 2018.07.04-07, Gdansk, Poland.
17. **A. Rimkus**, E. Pozingytė, R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, L. Li and E. H. Linfield, *Influence of the temperature and the excitation power on the optical properties of InGaAs quantum rods*, Apropos16, 2018.10.10-12, Vilnius, Lietuva.

## Naudoti trumpiniai:

0-D	<i>(Zero-dimensional)</i>	- nulinės dimensijos;
1-D	<i>(One-dimensional)</i>	- vienos dimensijos;
2-D	<i>(Two-dimensional)</i>	- dviejų dimensijų;
AR	<i>(Aspect Ratio)</i>	- aukščio ir skersmens santykis;
CL	<i>(Capping Layer)</i>	- dengiantysis sluoksnis;
UL	<i>(Underlying Layer)</i>	- pasluoksnis;
GI	<i>(Growth interruption)</i>	- auginimo delsa;
SL	<i>(Superlattice)</i>	- supergardelė;
QW	<i>(Quantum Well)</i>	- kvantinė duobė;
QD	<i>(Quantum Dots)</i>	- kvantiniai taškai;
DWELL	<i>(Dot-in-a-well)</i>	- kvantiniai taškai, įterpti į kvantinę duobę;
QRods	<i>(Quantum Rods)</i>	- kvantiniai strypeliai;
QRings	<i>(Quantum Rings)</i>	- kvantiniai žiedai;
WL	<i>(Wetting Layer)</i>	- drėkinantysis sluoksnis;
GS	<i>(Ground-state)</i>	- pagrindinė būseną;
ES	<i>(Excited-state)</i>	- sužadinta būseną;
ER	<i>(Electroreflectance)</i>	- elektroatspindys;
PA	<i>(Photomodulated absorption)</i>	- fotomoduluota sugertis;
PT	<i>(Photomodated transmission)</i>	- fotomoduluotas pralaidumas;
PR	<i>(Photorefectance)</i>	- fotoatspindys;
PL	<i>(Photoluminescence)</i>	- fotoluminescencija;
PLE	<i>(Photoluminescence Excitation)</i>	- fotoluminescencijos žadinimas;
CER	<i>(Contactless Electroreflectance)</i>	- bekontaktis elektroatspindys;
QCSE	<i>(Quantum-Confined Stark Effect)</i>	- kvantiškai apribotas Stark'o efektas;
FWHM	<i>(Full-width at Half-maximum)</i>	- spektro pusplotis;



RT	<i>(Room Temperature)</i>	- kambario temperatūra;
MBE	<i>(Molecular Beam Epitaxy)</i>	- molekulinio pluoštelio epitaksija;
RHEED	<i>(Reflection High-energy Electron Diffraction)</i>	- didelės energijos elektronų atspindžio difrakcija;
TEM	<i>(Transmission Electron Microscopy)</i>	- peršviečiančioji elektronų mikroskopija;
AFM	<i>(Atomic Force Microscopy)</i>	- atominės jėgos mikroskopija;
ML	<i>(Mono Layer)</i>	- mono sluoksnis;
MS	<i>(Modulation spectroscopy)</i>	- moduliacinė spektroskopija;

## Įvadas

Pageidaujamų elektroninių savybių ir medžiagų sudėties optoelektronikos prietaisus, kurių aktyviają sritį formuoja kvantinės struktūros — kvantinės duobės, kvantiniai taškai, kvantiniai žiedai bei kvantiniai strypeliai, leidžia kurti modernios plonų sluoksnių auginimo technologijos. Labiausiai paplitęs šios technologijos pavyzdys — molekulinio pluoštelio epitaksija (*molecular beam epitaxy*, MBE) [1, 2]. Stiprus kvantinis ribojimas šiose kvantinėse struktūrose lemia daugelį reikšminių optinių savybių, todėl kvantinių darinių tyrimai yra viena iš priešakinių kietojo kūno mokslo krypčių. Šių struktūrų charakteringos elektronų tarpjuostinių ir intrajuostinių šuolių energijos registruojamos infraraudonųjų (*infrared*, IR) bangų spektriniame ruože, kas sudaro šiuolaikinių IR fotojutiklių aktyviają terpę. Nanodarinių spektroskopiniai tyrimai yra perspektyvūs plėtojant kvantinių taškų modernias technologijas, elektroninių lygmenų inžineriją bei kuriant naujos kartos optoelektronikos prietaisus.

InAs/GaAs kvantinių taškų emisija stebima 1,1  $\mu\text{m}$  spektrinėje srityje. Norint pritaikyti šias kvantines struktūras šiuolaikinių saulės elementų [3, 4] bei telekomunikacijų [5] reikmėms, padengus jas InGaAs sluoksniu galima sumažinti paviršiaus įtempimų lauką, bei paslinkti kvantinių taškų optinių šuolių energiją į ilgabangę sritį. Tokia kvantinių struktūrų architektūra leidžia keisti jų medžiagos kompoziciją bei optinį atsaką pasirenkant struktūras supančios kvantinės duobės parametrus. Šiame darbe buvo spektroskopiškai ištirtos skirtingo dizaino QD darinių charakteristikų priklausomybės nuo temperatūros, žadinimo galios bei energijos, tokiu būdu atskleidžiant dengiančiojo InGaAs sluoksnio įtaką struktūrų optinėms, elektroninėms bei morfologinėms savybėms.

Siekiant efektyviai paslinkti InAs/GaAs QD struktūrų charakteringą bangos ilgį į raudonąją spektrinę sritį ir tokiu būdu pritaikyti šiuos darinius aktualioms šviesolaidinių prietaisų bei telekomunikacijų reikmėms, InAs kvantiniai taškai buvo padengti įtempimų lauką

sumažinančiu InGaAs sluoksniu. Toks darinio dizainas suteikia galimybę paslankiai valdyti optinį atsaką varijuojant QW parametrus. Šiame darbe buvo spektroskopiškai iširtos skirtingo dizaino QD darinių charakteristikų priklausomybės nuo temperatūros, žadinimo galios bei energijos, tokiu būdu atskleidžiant dengiančiojo InGaAs sluoksniu įtaką struktūrų optinėms, elektroninėms bei morfologinėms savybėms.

Kvantiniai taškai dėl trimačio krūvininkų ribojimo bei diskretaus energijos lygmenų spektro yra patrauklūs fundamentiniams tyrimams ir taikymams optoelektroniniuose įrenginiuose, kaip vienifotoniai tranzistoriai bei emiteriai, IR srities detektoriai, lazerinės sistemos ir ne tik. Optinio šių nanodarinių atsako valdymas, kurį lemia kvantinių darinių matmenys ir medžiagos sudėtis yra komplikotas technologinis uždavinys. Cilindriniai kvantiniai taškai, dar vadinami kvantiniais strypeliais, kurie įkūnija tarpinį krūvininkų ribojimą tarp 0-D ir 1-D, leidžia paslankiai valdyti jų optinį atsaką keičiant jų aukštį bei As dujų šaltinį [6]. Norint pritaikyti šiuos kvantinius darinius optoelektronikoje svarbu suprasti strypelių morfologijos bei medžiagos sudėties įtaką optinės savybėms bei elektroninei struktūrai. Siekiant įvertinti As šaltinio bei strypelių aukščio įtaką kvantinių strypelių savybėms buvo tirtos skirtingo aukščio struktūros augintos naudojant dviatomį arba keturatomį arseną. Darbo metu buvo atlikta darinių priklausomybės nuo temperatūros, žadinimo galios bei energijos analizė bei atskleista struktūrų aukščio bei As šaltinių įtaką optinėms bei medžiagos savybėms.

InAs/GaAs QD IR fotojutikliai, kurių veikimas yra pagrįstas optiniais šuoliais tarp QD surištųjų būsenų ir kontinuumo, veikia artimajame ir viduriniajame infraraudonojo spektro ruože. Iš esmės paslinkti detekcijos juosta į ilgesnes bangas leidžia QD atmaina – kvantiniai žiedai. Kvantinių žiedų morfologija gaunama suformuotus InAs QD dalinai padengus plonu (palyginamu su QD aukščiu) GaAs įtempimus padidinančiu sluoksniu ir atkaitinus juos aukštesnėje nei auginimo temperatūroje. Tokios struktūros dėl mažesnio energetinio atstumo tarp surištųjų būsenų ir kontinuumo yra ypač patrauklios tolimojoje IR spektrinėje srityje veikiančių fotojutiklių inžinerijoje. Siekiant

įvertinti InAs bei dalinai InAs kvantinius taškus padengiančio GaAs sluoksnių storio įtaką kvantinių žiedų formavimuisi, jų optinėms savybėms bei kvantinių lygmenų struktūrai, buvo tirtos ir lyginamos struktūros augintos naudojant skirtingus InAs/GaAs sluoksnių storius. Taip pat buvo tirta ir charakterizuota unikali dvispalvė fotojutiklinė InAs/InGaAs/GaAs/AlAs kvantinių taškų ir InAs/GaAs kvantinių žiedų struktūra.

Šiame darbe medžiagos dėstymas organizuotas tokia tvarka: **pirmas skyrius** skirtas literatūros apžvalgai, kuriame aptariami kitų mokslininkų grupių publikuoti darbai, šiai disertacijai aktualiomis temomis. Aprašytuose darbuose buvo tiriamos panašios struktūros kaip ir originalioje darbo dalyje. **Antrasis skyrius** skirtas aprašyti tirtiems bandiniams, naudotai technologijai bei eksperimentų metodikoms. Jame aprašomos tirtos struktūros, jų auginimas ir pateikiamos struktūrinės schemos. Šiame skyriuje aptariami naudoti spektroskopiniai metodai bei pateikiamos ir aprašomos eksperimentų schemos. **Trečiasis skyrius** skirtas originaliai disertacijos daliai. Šiame skyriuje pateikiami ir analizuojami darytų moduliacinės spektroskopijos, fotoluminescencijos bei fotoluminescencijos žadinimo matavimų rezultatai bei pateikiami apibendrinti rezultatai su išvadomis. Kiekvienas šio skyriaus poskyris aprašo skirtingos morfologijos heterostruktūras, kurių aktyvioji sritis buvo sudaryta iš: InAs kvantinių taškų, įterptų į InGaAs/GaAs/AlAs ir GaAs/AlAs kvantines duobes, skirtingais As šaltiniais augintų InGaAs/GaAs kvantinių strypelių ir skirtingų tipų InAs/GaAs kvantinių žiedų. Šioms nanostruktūroms būdingi elektroninės sandaros bruožai buvo atskleisti pasitelkiant eksperimentinius–optinius tyrimus.

## Darbo tikslas

Moduliacinės spektroskopijos, fotoluminescencijos bei fotoluminescencijos žadinimo metodais ištirti įvairaus dizaino InGaAs kvantinių taškų sistemų optinių šuolių bei energijos lygmenų prigimtį ir nustatyti optinius, kvantmechaninius bei kt. parametrus, svarbius šių kvantinių darinių teoriniam modeliavimui bei auginimo technologijų optimizavimui. Šiame darbe buvo siekiama:

- charakterizuoti ir ištirti skirtingų morfologijų kvantinių struktūrų tarpjuostinių optinių šuolių visumą plačiame temperatūrų ruože, taikant moduluoto atspindžio, fotoluminescencijos ir fotoluminescencijos žadinimo spektroskopijos metodus;
- atskleisti kvantinių struktūrų morfologijos ir jas supančios aplinkos poveikį darinių optinėms savybėms ir elektroninei sandarai.

## Tirti kvantiniai nanodariniai

Šiame darbe buvo tiriamos kelios skirtingo dizaino kvantinės struktūros, skirtos THz bangų detektoriams bei optiniams stiprintuvams kurti:

1. InAs kvantiniai taškai su InGaAs dengiančiuoju sluoksniu ir be jo, įterpti į GaAs/AlAs kvantines duobes (QD struktūros);
2. InGaAs koloniniai kvantiniai taškai arba kvantiniai strypeliai, įterpti į InGaAs/GaAs kvantines duobes (QRods);
3. InAs kvantiniai žiedai GaAs matricoje (QRings) bei hibridinės kvantinių žiedų - kvantinių taškų struktūros.

## Darbo uždaviniai

1. Plačiame temperatūrų ruože spektroskopiškai ištirti skirtingos morfologijos heterodarinių tarpjuostinių šuolių visumą ir nustatyti šių

kvantinių struktūrų elektroninę sandarą.

2. Atlikti skirtingos morfologijos kvantinių struktūrų optinių savybių elektroninės sandaros analizę, bei įvertinti jų aplinkos ir/arba auginimo parametrų įtaką.
3. Skaitmeniškai ištirti heterodarinių elektronų energijos spektrą.

## Mokslinis naujumas

Šiame darbe atliktas InAs/InGaAs/GaAs/AlGaAs kvantinių taškų, kvantinių strypelių ir kvantinių žiedų optinių savybių kompleksinis tyrimas jautriais moduliacinės spektroskopijos bei fotoluminescencijos metodais 3–300 K temperatūrų ruože, esant skirtingai žadinimo energijai ir galiai. Tiriant daugiasluoksnius kvantinių taškų nanodarinius atskleista:

- fotoatspindžio mechanizmai, lemiami kvantinių taškų elektronių būsenų užpildos bei vidinio elektrinio lauko moduliacijos ir fotoatspindžio spektrų ypatumai, susiję su atspindžiu nuo GaAs padėklo.
- dengiančiojo InGaAs sluoksnio įtaka InAs kvantinių taškų tarpjuostiniams optiniams šuoliams, elektronų energijos spektrui, šviesos emisijos efektyvumui bei taškų morfologijai.

Spektroskopiškai tiriant įvairios morfologijos epitaksinių InGaAs kvantinių strypelių, įterptų į InGaAs kvantinę duobę GaAs matricoje, darinius nustatyta:

- struktūrų formavimo metu naudoto arseno šaltinio ( $As_2$  ir  $As_4$ ) įtaka kvantinių strypelių elektrinei sandarai ir optinėms savybėms;
- kvantinių strypelių aukščio įtaka optinėms savybėms ir krūvininkų dimensiškumui.

Tiriant InAs/GaAs kvantinius žiedus atskleista:

- InAs bei GaAs dengiančiojo sluoksnio storio įtaka optinėms savybėms ir kvantinių žiedų morfologijai;
- buvo ištirta ir charakterizuota hibridinė InAs/InGaAs/GaAs kvantinių taškų ir InAs/GaAs kvantinių žiedų heterostruktūra.

## Praktinė vertė

Spektroskopiniais tyrimais bei kvantinių lygmenų skaičiavimais atskleistos šioms kvantinėms sistemoms būdingos optinės savybės, sugerties ir emisijos spektrų temperatūrinės priklausomybės, atspindinčios elektroninės sandaros bruožus bei ryšį su nanodarinių morfologija yra svarbūs auginimo technologijų optimizavimui bei kuriant naujus šiuolaikinės optoelektronikos prietaisus.



# Ginamieji teiginiai

## Kvantiniai taškai kvantinėje duobėje

- InAs kvantinių taškų, padengtų InGaAs sluoksniu, elektroninės sandaros pokyčius lemia įtempimų sumažėjimas, mažesnė taško sudėties dekompozicija, bei taško aukščio padidėjimas.
- Dengiančiojo InGaAs sluoksniu įterpimas sumažina InAs kvantinio taško spektrinių linijų pusplotį bei eliminuoja Stokes'o poslinkį, todėl InAs/InGaAs/GaAs heterodarinyje kvantiniai taškai yra homogeniškesni.

## Kvantiniai strypeliai

- Auginimo metu naudojant keturatomį As šaltinį užauginami dariniai su gilesne kvantine duobe nei dviatomio As šaltinio atveju.
- Perėjimas tarp nulinės dimensijos ir viendimensinių struktūrų pasiekiamas suformuojant aukštesnius kvantinių strypelių darinius.

## Kvantiniai žiedai

- InAs kvantinių žiedų, augintų kvantinius taškus padengiant 2 nm storio GaAs sluoksniu, pasiekiamas mažesnis energetinis atstumas tarp surištosios būsenos ir kontinuumo lyginant su kvantinių taškų ar kvantinių strypelių dariniais



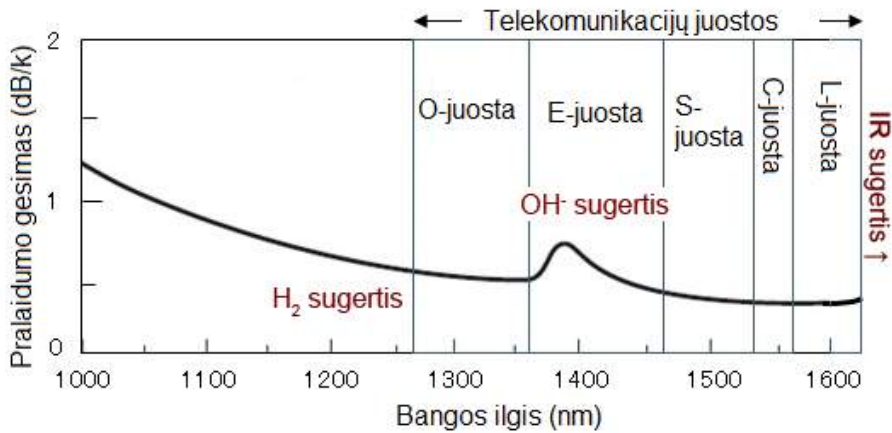
# I LITERATŪROS APŽVALGA

## 1 Kvantiniai taškai kvantinėse duobėse

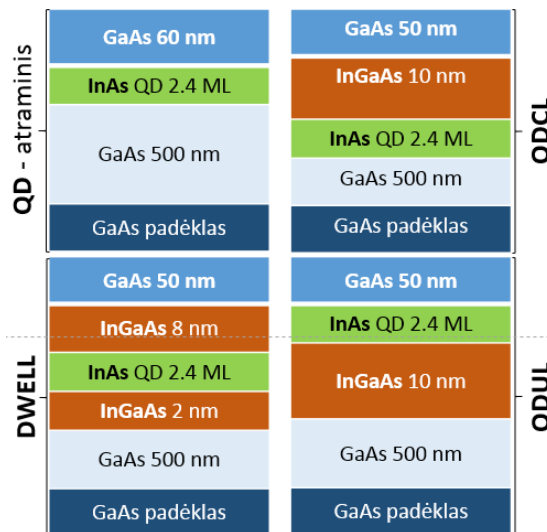
Prieš pateikiant tirtų heterodarinių tyrimo rezultatus, jų teorinę analizę, pasiekimus bei problematiką, svarbu apžvelgti kitų mokslinių grupių darbus šiam darbui aktualiomis temomis. Literatūros apžvalgoje bus nagrinėjamos panašios (ar net tokios pačios) struktūros kaip ir aprašytos šiame darbe, siekiant pabrėžti darbo naujumą, bei skirtingų metodologijų įtaką eksperimento rezultatams bei daromoms išvadoms, kurios plačiau bus nagrinėjamos tolimesniuose disertacijos skyriuose.

### 1.1 InGaAs sluoksnio/pasluoksnio įtaka kvantinių taškų struktūrai

Skirtingais būdais suformuojami kvantiniai taškai, užauginti Stranski–Krašanow'o (S–K), karštosios injekcijos [8], lašelio epitaksijos [9] ar metalo-organinių garų fazės epitaksijos [10] metodais per pastarąjį dešimtmetį sulaukė ypač daug dėmesio dėl savo trimačio krūvininkų ribojimo savybių. Dėl šių savybių jie yra plačiai pritaikomi, šviesą skleidžiančių diodų (*light emitting diodes*, LED) gamyboje [11], infraraudonosios srities jutikliuose [12], saulės celėse [13, 14], kvantinėje kriptografijoje [15] bei lazeriuose [16]. Skirtingų QD struktūrų tyrimai buvo atlikti, juos pritaikant plačiam spektrui optoelektronikos įrenginių [17]. Siekiant efektyviai paslinkti InAs QD spektrą į raudonąją sritį, kad jis patektų į Tarptautinės telekomunikacijų sąjungos antrojo telekomunikacijų lango (O-band) juostą kambario temperatūroje (1 pav.) buvo pritaikyti InGaAs įtempimus sumažinantys sluoksniai. Taip pat naudojant šiuos sluoksnius galima pasiekti efektyvesnę kvantinių taškų emisiją [18, 19].



1 pav. Telekomunikacijų juostos ir jų pralaidumo gesimo spektras. (adaptuota iš [57])

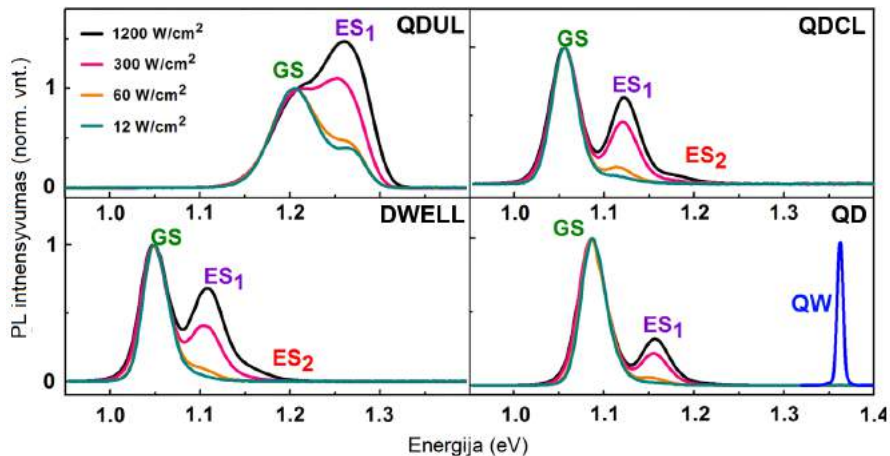


2 pav. Kvantinių struktūrų schemas.

Įtempimus sumažinančių dengiančiųjų sluoksnių bei pasluoksnių inžinerija ir jų poveikis elektroninėms bei medžiaginėms savybėms yra aktuali ir plačiai nagrinėjama mokslinė tema [7, 18–21]. Norint įvertinti dengiančiojo  $In_{0,15}Ga_{0,85}As$  sluoksnių/pasluoksnių įtaką buvo tirtos struktūros su skirtingomis sluoksnių kombinacijomis: kvantiniai dariniai su įtempimus suminančiu sluoksniu, pasluoksniu arba QD įterpus į InGaAs matricą (2 pav.). Taip pat buvo užauginta ir atraminė struktūra, kurioje QD buvo apsupti GaAs sluoksniais. Struktūroje su

CL kvantiniai taškai buvo padengti 10 nm storio InGaAs sluoksniu (*quantum dot capping layer*, QDCL). DWELL struktūroje QD buvo įterpti į 10 nm storio InGaAs QW. Bandinyje su pasluoksniu (*quantum dot underlying layer*, QDUL) po InAs kvantiniais taškais buvo suformuotas InGaAs 10 nm storio pasluoksnis. Šių, emisijai kambario temperatūroje skirtų, heterostrukturų optinės savybės buvo tiriamos fotoluminescencijos (PL) metodu.

Siekiant įsitikinti, kad PL spektruose stebimi optiniai ypatumai yra tikrai susiję su optiniams šuoliams tarp sužadintųjų būsenų buvo pamatuoti žematemperatūriai PL spektrai keičiant žadinančiosios emisijos intensyvumą (3 pav.). Augant žadinimo intensyvumui aiškiai stebimas būsenų užpildymo efektas, kuris leidžia įsitikinti, kad žemiausios energijos spektriniai ypatumai yra susiję su optiniais šuoliais tarp pagrindinių, o aukštesnės energijos ypatumai tarp sužadintųjų būsenų. Verta atkreipti dėmesį į tai, kad kvantinių taškų, dengtų InGaAs sluoksniu (DWELL, QDCL) šuolių tarp pagrindinių būsenų smailės energija pasislinko į raudonąją sritį lyginant su atraminiu QD bandiniu. Buvo nustatyta, kad dėl InGaAs sluoksnio pakis InAs kvantinių taškų In/As santykis, kas lėmė didesnių ir didesnės In koncentracijos kvantinių taškų formavimąsi ir savo ruožtu sumažindamas optinio šuolio energiją tarp pagrindinių elektronų ir skylių būsenų. Struktūros su InGaAs pasluoksniu (QDUL) spektro poslinkį į didesnių energijų sritį galima sieti su mažų QD emisija [22], tarp kurių pagrindinių lygmenų energetinis atstumas yra didesnis lyginant su vidutinių bei didesnių matmenų kvantiniais taškais. Šis mėlynasis poslinkis gali būti svarbus kuriant tokius optoelektronikos įrenginius (pvz. jutiklius) kurių veikimas pagrįstas krūvininkų sužadinimu iš surištųjų būsenų į kontinuumą. Tai patvirtina ir teorinis modelis [23], kuris leidžia apibūdinti paviršiaus In atomų atskirtį bei jos įtaką PL energijai. Nors šis modelis buvo kurtas InGaAs/GaAs kvantinėms duobėms, bet efektyviai gali būti taikomas ir kitoms struktūroms. Modeliavimo metu daroma prielaida, kad dalis  $R$  paviršinio sluoksnio In atomų atsiskiria. Kitaip tariant, neatsiskyrę In atomai  $(1 - R)$  tampa tūriniais, kol naujas dengiantysis sluoksnis būna užgarintas. Pritaikius šį modelį nustatyta,



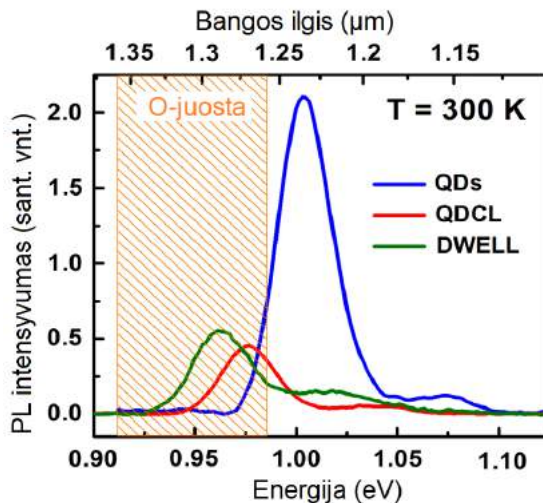
**3 pav.** Kvantinių struktūrų PL spektrai 12 K temperatūroje. Spektrai matuoti keičiant žadinimo spinduliuotės intensyvumą. (adaptuota iš [7])

kad In dreifas iš pasluoksnio į QD padidina jų matmenis. 3 pav. parodėta, kad stipraus sužadavimo atveju QDUL bandinio emisijos tarp pagrindinių būsenų (*ground states*, GS) intensyvumas yra mažesnis nei tarp sužadintųjų būsenų (*excited states*, ES). Kitose struktūrose šis reiškinys nepasireiškia, nors jos buvo žadinamos tokio paties intensyvumo spinduliuotėmis. Tai patvirtina, kad šioje struktūroje efektyvus koherentiškų QD tankis yra mažesnis, lyginant su nedengta struktūra.

Norint įsitikinti, kad dengiančiojo InGaAs sluoksnio įterpimas leidžia kambario temperatūroje gauti emisijos smailę ties  $\sim 1,3 \mu\text{m}$  buvo pamatuoti QD, QDCL ir DWELL struktūrų<sup>1</sup> PL spektrai ties  $T = 300 \text{ K}$  (4 pav.). Pažvelgus į spektrus galima teigti, kad InAs QD padengus InGaAs sluoksniu arba įterpus taškus į įtempimus sumažinančią matricą galima gauti efektyvią kambario temperatūros QD PL emisiją O-telekomunikacijų juostoje ( $1,26\text{--}1,36 \mu\text{m}$ ). Savo ruožtu matome, kad struktūrų QD PL smailė į minėtąją telekomunikacijų juostą nepatenka.

Dengiančiojo InGaAs sluoksnio įterpimas siekiant paslinkti QD GS smailę į O-telekomunikacijų juostą buvo tirtas ir matuojant legiruotas struktūras su aukso kontaktais. Buvo lyginamos InAs/InGaAs ir InAs/GaAs heterostruktūros. InAs/InGaAs struktūra buvo suda-

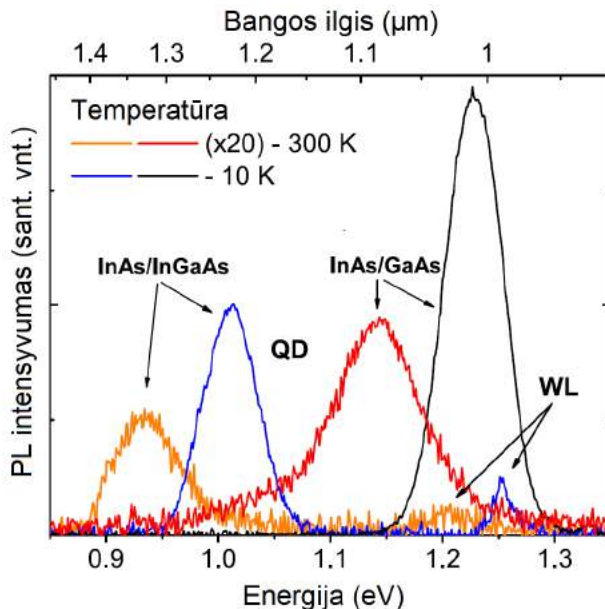
<sup>1</sup>dėl žemo PL intensyvumo kambario temperatūroje QDUL spektras nepavaizduotas



4 pav. QD, QDCL ir DWELL struktūrų PL spektras 300 K temperatūroje ir pažymėta O-telekomunikacijų juosta (adaptuota iš [7]).

ryta iš saviformuojančių InAs QD įterptų tarp 10 nm storio nelegiruotų  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$  sluoksnių ir patalpinta tarp 300 nm ir 500 nm (iš apačios) n-legiruotą  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$  matricą. Atraminė InAs QD struktūra buvo patalpina į n-legiruotą 500 nm storio GaAs matricą su 10 nm storio nelegiruotais GaAs barjeriais [24]. Abiejų struktūrų fotoluminescencijos spektrai 10 K ir kambario temperatūroje pavaizduoti 5 pav. Emisijos spektruose 10 K temperatūroje pastebimos optinių šuolių tarp pagrindinių QD būsenų smailės ties 1033 nm (1,20 eV) (struktūrai įterptai į GaAs matricą) ir 1215 nm (1,02 eV) (struktūrai įterptai į InGaAs matricą). Kambario temperatūroje pastebėtas abiejų struktūrų spektrų raudonasis poslinkis, dėl kurio InGaAs matrica apsuptų QD spektrai patenka į O-telekomunikacijų juostą (šuolių tarp GS smailė stebima ties 1318 nm).

Verta atkreipti dėmesį, kad atraminių QD struktūrų šuolių tarp GS smailės intensyvumas 4 ir 5 pav. kambario temperatūroje reikšmingai didesnis lyginant su dengtomis struktūromis, kas gali trukdyti šios technologijos taikymams telekomunikacijų srityje. Originalioje darbo dalyje (**III skyrius**) PL emisijos intensyvumas dengtai struktūrai buvo pasiektas aukštesnis lyginant su nedengtai kvantiniai taškais.

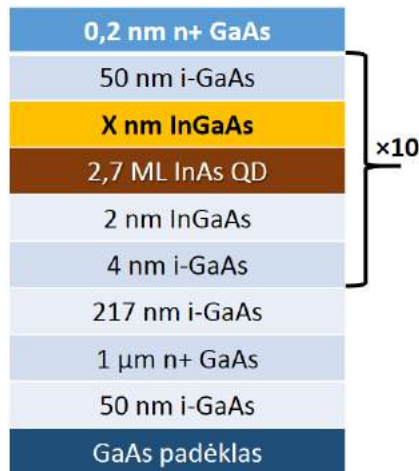


5 pav. InAs/InGaAs ir InAs/GaAs kvantinių struktūrų PL spektrai matuoti 10 K ir 300 K temperatūrose (adaptuota iš [24]).

## 1.2 InGaAs dengiančiojo sluoksnio storio įtaka

Praeitame poskyryje aptarėme dengiančiojo InGaAs sluoksnio padėties įtaką QD struktūrų optiniam atsakui bei įsitikinome, kad jis leidžia paslinkti emisijos smailės energiją į mažesnių energijų sritį (Optelekomunikacijų langą kambario temperatūroje). Tačiau struktūrų inžinerijai, taip pat svarbu žinoti kaip dengiančiojo sluoksnio storis paveikia optines ir elektronines QD darinių savybes. Siekiant įvertinti dengiančiojo sluoksnio įtaką buvo tirti trys InAs kvantinių taškų dariniai su skirtingo storio ( $X = 4, 6$  ir  $8$  nm) InGaAs dengiančiuoju sluoksniu. Nuo ploniausio iki storiausio dengiančiojo sluoksnio storio struktūros atitinkamai buvo pavadintos: **A** (4 nm), **B** (6 nm) ir **C** (8 nm). Tirtų struktūrų schema matoma 6 pav. Struktūros buvo auginamos ant GaAs padėklo bei buferinio sluoksnio užauginus  $1 \mu\text{m}$  Si legiruotą  $n^+$  GaAs kontaktinį sluoksnį. Taip pat, siekiant padidinti struktūrų emisijos intensyvumą, buvo suformuota 10 periodų QD, įterptų į  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$  matricą, struktūrų supergardelė.

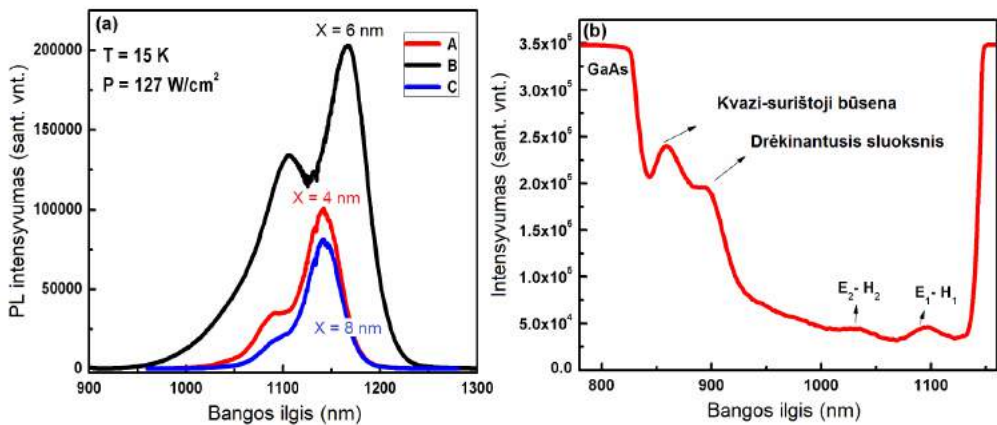




6 pav. InAs/InGaAs DWELL struktūros schema.

Minėtųjų darinių žematemperatūriai fotoluminescencijos spektrai gauti žadinant  $127 \text{ W/cm}^2$  emisijos intensyvumu pavaizduoti 7a pav. Pastebėta, kad B struktūros spektro smailė patyrė raudonąjį poslinkį lyginant su A ir C bandiniais. Šis raudonasis, kaip ir praeitame poskyryje aptartų struktūrų atveju, gali būti siejamas su kvantinių taškų matmenų padidėjimu dėl didėjančio dengiančiojo sluoksnio storio ir sumažėjusio įtempimų lauko. Didėjant dengiančiojo sluoksnio storiui nuo 6 iki 8 nm buvo pastebėtas intensyvumo sumažėjimas bei smailės poslinkis į trumpesnes bangas. Jos padėtis beveik sutapo su A bandinio smaile. Šis poslinkis siejamas su dideliu defektnių būsenų tankiu, kvantinių taškų deformacija ir galiausiai išnykimu didėjant InGaAs sluoksnio storiui. Struktūros su 6 nm storio dengiančiuoju sluoksniu spektrinis intensyvumas gautas kelis kartus didesnis nei kitų InGaAs sluoksniu dengtų struktūrų (A, C). Šiai struktūrai taip pat pastebėtas didžiausias raudonasis poslinkis nuo tipinės InAs QD įterptų į GaAs matricą emisijos smailės ( $\sim 1,1 \mu\text{m}$ ). Didžiausias raudonasis poslinkis taip pat gali būti siejamas su mažesniu energetiniu atstumu tarp struktūros pagrindinių būsenų, dėl didesnių, nei kitų struktūrų, QD matmenų. Taip pat didžiausias B struktūros pusplotis byloja apie nehomogenišką QD struktūrų matmenų pasiskirstymą. Spektriniai ypatumai mažesniųjų energijų srityje, atlikus matavimus keičiant žadinimo intensyvumą, buvo priskirti optiniams šuoliams tarp

InGaAs kvantinės duobės pagrindinių būsenų.



7 pav. PL spektrai 15 K temperatūroje struktūroms su skirtingo storio dengiančiuoju InGaAs sluoksniu (a); **A** ( $X = 4$  nm) struktūros PLE spektras (b) (adaptuota iš [25]).

Norinti įvertinti krūvininkų pernašą tarp DWELL struktūrų kvantinių lygmenų buvo pamatuotas **A** struktūros ( $X = 4$  nm) PLE spektras PL emisijos smaile fiksuojant ties optinio šuolio tarp QD pagrindinių lygmenų bangos ilgiu. Šis spektras pavaizduotas 7b pav. Trumpesnių bangos ilgių srityje stebimi optiniai ypatumai susiję emisija iš QD pagrindinių būsenų dėl krūvininkų sugerties į kvazi-surištąsias būsenas bei drėkinantįjį sluoksnį. Spektriniai ypatumai  $E_1-H_1$  ir  $E_2-H_2$  leidžia manyti, kad struktūroje galimi optiniai šuoliai tarp sužadintųjų būsenų, kurių nesimato PL spektre. **C** struktūros ( $X = 8$  nm) PLE spektruose PL emisijos smaile fiksuojant ties 1095 nm (1,13 eV) ( $E_1-H_1$ ) bangos ilgiu nesimatė ypatumų siejamų su optiniais šuoliais tarp sužadintųjų būsenų, kas patvirtina kvantinių taškų sunykimo prielaidą dėl per storo dengiančiojo InGaAs sluoksnio.

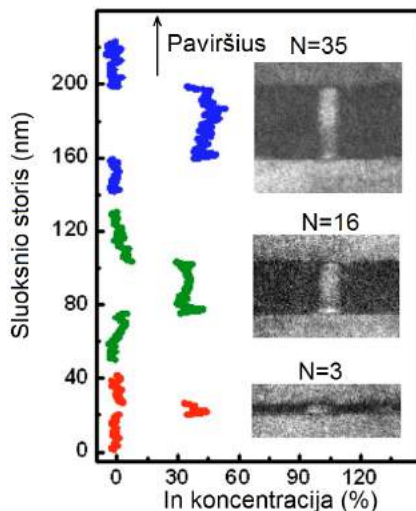
## 2 Kvantiniai strypeliai

### 2.1 InGaAs/GaAs kvantinių taškų matmenų santykio valdymas

Kvantiniai taškai, dėl savo unikalaus kvantinio ribojimo bei  $\delta$ -tipo kvantinių būsenų tankio susilaukė mokslinės bei verslo bendruomenių dėmesio ir buvo sėkmingai naudojamos lazeriuose [26] bei kituose optoelektroniniuose įrenginiuose [29]. 1-D krūvininkų ribojimo kvantinės vielos (*quantum wires*, QWR) taip pat buvo sėkmingai pritaikytos daugelio optoelektronikos prietaisų, tame tarpe ir lazerių inžinerijoje [28]. Įdomus tarpinis atvejis tarp 0-D (QD) ir 1-D (QWR) kvantinio ribojimo yra kvantiniai strypeliai, t. y. struktūros, kuriose krūvininkai patiria stiprų ribojimą horizontalioje plokštumoje (strypelio radiusas mažesnis nei eksitono Bohr'o spindulys) bei silpnesnį vertikalia kryptimi. Dėl komplikuoto šių struktūrų auginimo proceso QRods fundamentalūs tyrimai, bei jų taikymas komerciniuose įrenginiuose buvo riboti. Norint užauginti aukštos kokybės QRods, buvo taikomos cheminės garų-skysčio-kieto kūno, bei tirpiklio-skysčio-kieto kūno sintezės, daugiausia su II–VI grupių elementais [30]. Tačiau QRods, įterptų į GaAs matricą, auginimas molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu iš III–V grupių elementų leidžia užauginti aukštesnės kokybės struktūras. Auginant QRods šiuo būtu, jie formuojami ant padėklo užauginant S–K QD sluoksnį, kurie yra užuomazgos augti strypeliams. Ant šių QD tada būna nusodinama trumpo periodo sutampanti su QD atitinkamų medžiagų supergardenė (SL) ir dėl paviršiaus įtempimų pasiskirstymo supergardenės atomai nusėda ant užuomazginių QD [35], suformuodami atitinkama medžiaga praturtintą bei cilindru aproksimuojamą<sup>2</sup> nanostruktūrą. Šių struktūrų aukštis gali būti kontroliuojamas keičiant SL periodų skaičių ir gaunant struktūras, kurių aukščio ir skersmens santykis  $h/d > 1$ . Šis QRods auginimo būdas, dėl jau gerai išvystytų QD auginimo metodikų, yra tinkamas masinei produkcijai.

---

<sup>2</sup>Iš tiesių paviršiaus pjūvio profilis yra rombo geometrijos (pav. 8)



8 pav. Struktūrų su 3, 16 ir 35 periodų supergardenėmis tamsaus lauko TEM mikrografijos bei In koncentracijos profiliai. (adaptuota iš [31]).

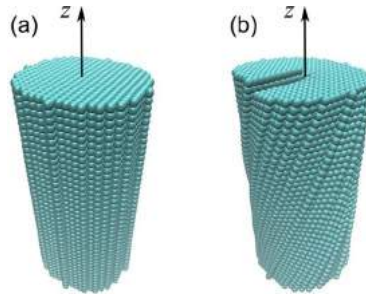
## 2.2 Struktūrinės InGaAs/GaAs kvantinių strypelių savybės

Siekiant įvertinti skirtingo aukščio kvantinių strypelių struktūrinės ir medžiagines savybes Lianhe Li *et al.* [31] užaugino trijų skirtingų aukščių QRods ant (001) kryptimi orientuoto GaAs padėklo. Struktūros buvo auginamos molekulinio pluoštelio epitaksijos būdu. QRods buvo formuojami, nusodinant 1,8 ML InAs QD užuomazginį sluoksnį ir seriją GaAs/InAs trumpo periodo supergardenių (SL). Šiuo būdu buvo užauginti In praturtinti InGaAs QRods apsupti In nuskurdintu InGaAs sluoksniu ir patalpinti į GaAs matricą. Po kiekvieno supergardenės sluoksnio auginimas būdavo trumpam nutraukiamas, siekiant gauti labiau homogenišką struktūrų pasiskirstymą. Auginimo metu QRods evoliucija buvo stebima realiu laiku, naudojant aukštos energijos atsispindėjusių elektronų difrakcijos (*reflection high-energy electron diffraction*, RHEED) modulius.

QRods susiformavimas pirmiausia buvo patvirtintas peršviečiamosios elektronų mikroskopijos (*transmission electron microscopy*, TEM) matavimais, kurie buvo atlikti struktūroms, auginoms su 3, 16 ir 35 periodų GaAs/InAs supergardenėmis. 8 pav. strypelių  $g = \langle 002 \rangle$  tam-

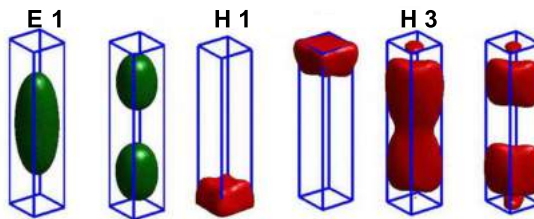
saus lauko TEM atvaizdų skersinius pjūvius visoms struktūroms. Taip pat šiame brėžinyje pavaizduoti In sudėties profiliai išilgai QRods bei juos supančios InGaAs QW. 8 pav. matosi, kad In koncentracijos pasiskirstymas ties QRods struktūrų centru gautas nevisai homogeniškas ir pastebimi  $\sim 10\%$  nuokrypiai nuo vidutinės  $35\%$  vertės. Pasitelkus šviesaus lauko TEM atvaizdus buvo įvertintas struktūrų tankis (apie  $1,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) bei diametras ( $\sim 10 \text{ nm}$ ). Nusodinant skirtingą kiekį InAs/GaAs supergardenių taip pat buvo gauti skirtingi kvantinių strypelių aukščiai. Ant užuomazginių kvantinių taškų nusodinus  $N = 3, 16$  ir  $35$  periodų supergardenes buvo gauti atitinkamai  $5, 28$  ir  $41 \text{ nm}$  strypeliai, kurių  $h/d = 0,5; 2,8$  ir  $4,1$ . Aukščiausių strypelių aukščio/diametro santykis gautas labai didelis. Tokio santykio nepavyksta gauti įprastais S–K kvantinių taškų auginimo metodais. Strypelių pagrindai susiformavo ne visiškai apskritimo formos ir vidutinis santykis tarp ilgojo/trumpojo diametrų buvo apie  $1,22$ . Užaugintose struktūrose taip pat buvo pastebėta stipri In-Ga interdifuzija tarp In praturtintų InGaAs QRods ir juos supančio In nuskurdinto InGaAs sluoksnio. In koncentracija kvantinio strypelio apačioje bei jo diametras priklauso nuo In praturtintos QD užuomazgos. Diametras gali būti valdomas skirtingomis QD auginimo sąlygomis (temperatūra, auginimo delsa (*growth interruption*, GI), auginimo greičiu, As padavimo slėgiu ir t.t.) ar dengiančiais sluoksniais. 8 pav. pastebimai aiškūs perėjimai tarp QRods/QW ir GaAs sluoksnių, be to, nesimato jokių relaksacijos ar dislokacijų defektų. Tai rodo aukštą užaugintų struktūrų kokybę.

Kvantinių struktūrų auginimo metu sunku išvengti skirtingų tipų defektų. Tačiau įmanoma gauti intensyvų optinį atsaką sukuriant specifinius defektus kvantinėse struktūrose. Šią galimybę formuoti struktūras puikiai iliustruoja 9 pav., kuriame matome cilindrinės nanostruktūras be defektų (a) bei su sriegio tipo dislokacijomis ir užsukimu (b). Dislokacijų valdymas, bei sriegio tipo cilindrinės kvantinės struktūros – puikus dirbtinės struktūrų formos inžinerijos pavyzdys, kuris skatina, pasitelkiant panašias auginimo technikas, ir sudėtingesnių kvantinių struktūrų auginimą ateityje.



**9 pav.** Cilindrinės nanostruktūros be defektų (a) bei su sriegio tipo dislokacijomis ir užsukimu (b) (adaptuota iš [38]).

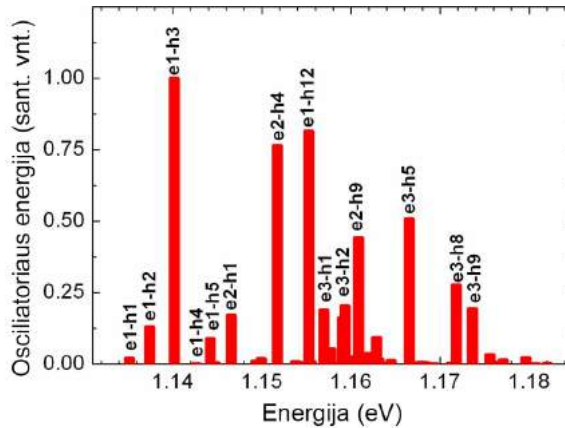
## 2.3 Optinių šuolių InGaAs/GaAs kvantiniuose strypeliuose modeliavimas



**10 pav.** Elektronų (E1 ir E2) bei skylių (H1, H2, H3 ir H4) pirmųjų būsenų banginės funkcijos 35 supergordelės periodų strypeliuose (adaptuota iš [32]).

Siekiant giliau suprasti QRods elektroninę sandarą buvo atliktas prieš tai aprašytų aukščiausių ( $N = 35$ ) strypelių struktūros elektroninių būsenų skaitmeninis modeliavimas. Skaičiavimams buvo naudojami realūs geometrijos, matmenų bei medžiagos sudėties parametrai, gauti iš TEM atvaizdų. Paviršiaus įtempimų laukas buvo apskaičiuotas, pasinaudojus tiesiniu elastiškumo kontinuumo modeliu. Dėl paviršiaus įtempimo atsirandantys pjezoelektriniai efektai buvo įvertinti sprendžiant Poisson'o lygtį su dielektrinės konstantos (kuri priklauso nuo medžiagos sudėties) kintamuoju [39]. Visi medžiagų parametrai buvo paimti iš [40].

Aštuonių juostų  $k \cdot p$  skaičiavimai parodė, kad dėl mažos elektronų ir didesnės skylių lokalizacijos (priklausomai nuo strypelio dydžio) spektrinėje srityje tarp 1,1 ir 1,2 eV galima tikėtis optinių šuolių tarp daugelio QRods elektronų/skylių būsenų. 10 pav. matome 35 periodų

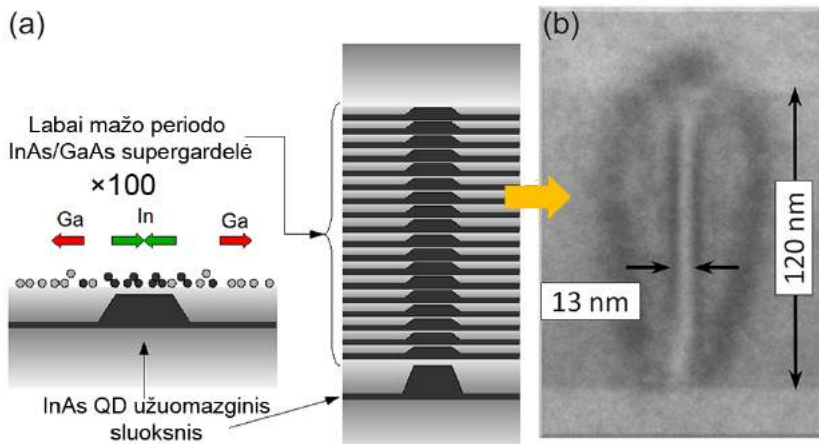


**11 pav.** 41 nm aukščio QRods optinių šuolių energijos tarp elektronų ir skylių lygmenų (adaptuota iš [32]).

QRods kelių pirmųjų elektronų bei skylių banginių funkcijų 3-D pavyzdžius (tikimybės tankio izopaviršius su duotąją amplitudę). Matome, kad banginės funkcijos pasiskirsčiusios per QRods ilgį, t.y. pirmosios dvi skylių būsenos lokalizuotos strypelių viršuje ir apačioje. Šis reiškinys gali būti aiškinamas su paviršiaus įtempimais susijusiais lokalizacijos potencialo pakitimais. 11 pav. pavaizduotas optinių šuolių minėtame strypelyje spektras, kur šuolių intensyvumas išreikštas kaip osciliatoriaus stiprumas santykiniais vienetais (optinio šuolio tikimybė). Pastebime, kad dėl mažo banginių funkcijų persiklojimo pirmieji du žemiausių energijų optiniai šuoliai yra silpni (e1-h1 ir e1-h2), o pirmieji stiprūs šuoliai (su didesniu banginiu funkcijų persiklojimu) stebimi tarp e1-h3, e1-h12 ir e2-h4 lygmenų. Kai kurių skylių lygmenys tarpusavyje atskirti vos per kelis meV. Įvertinus juostos plitimą dėl struktūrų nehomogeniškumo tuo galima paaiškinti kodėl tam tikri optiniai šuoliai negali būti stebimi eksperimentiniais matavimais.

## 2.4 Ypač aukštų kvantinių strypelių auginimas

Kaip jau buvo minėta, QRods pasižymi struktūriniu vertikalumu, kas lemia elektronų lokalizaciją išilgai struktūros ir skylių ties kraštais, todėl galima pasiekti didelius dipolinius momentus, dar labiau atskirdami elektronus ir skyles pridėję išilginį elektrinį lauką. Tai mums



**12 pav.** (a) QRods bandinio formavimosi schema, (b) individualaus kvantinio strypelio XTEM atvaizdas (adaptuota iš [33, 42]).

leidžia keisti eksitonų gyvavimo trukmes nuo kelių nanosekundžių iki dešimčių milisekundžių žemose temperatūrose. Taip pat didelis QRods aukštis dėl efektyvesnės fotosrovės konversijos, lyginant su QD, gali būti efektyviai pritaikytas saulės elementų gamybai [33, 34].

Paviršiaus įtempimo jėgų balansavimo metodikos, suteikia galimybę užauginti ypač aukštus kvantinius strypelius, išlaikant mažesnę nei Bohr'o radiusas struktūrų diametrą [42]. Paviršiaus įtempimų balansavimas grįstas spaudžiančiosios įtampos kompensavimu auginant struktūras, pasižyminčias tamptaria paviršiaus įtampa tarpiniuose sluoksniuose. Tokiu būdu keičiant spaudžiančiosios/tampriosios įtampų sritis galima sumažinti besikaupiančias apkrovas ir padidinti plastinių relaksacijų kritinę ribą.

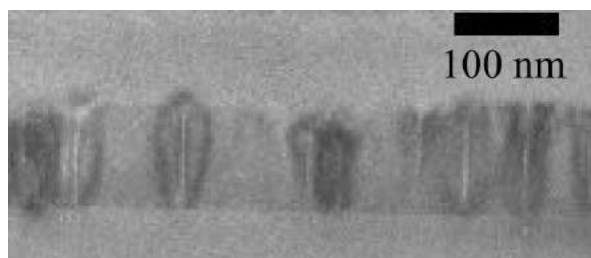
Ypač didelio aukščio/spindulio santykio kvantinių strypelių struktūros buvo augintos ant GaAs (001) padėklo, pasitelkiant MBE metodiką. QRods buvo gauti ant užuomazginių InAs kvantinių taškų auginant InAs/GaAsP supergardenę sudarytą net iš 100 sluoksnių. Dėl užuomazginio QD sluoksnio paviršiaus įtempimų lauko supergardenėje esantys In adatomai (aktyvuoti paviršiniai atomai, turintys silpnus ryšius su medžiaga) auginimo metu persiskirsto. In kaupiasi ant kvantinių taškų, o Ga adatomai kaupiasi aplink juos (12a pav.). Tokiu būdu gaunami In praturtinti QRods In nuskurdintoje aplinkoje. Strypelių



diametras gali būti valdomas keičiant užuomazginių QD matmenis. Taip pat šių struktūrų aukštis gali būti valdomas nusodinant skirtingą kiekį supergadelės sluoksnių.

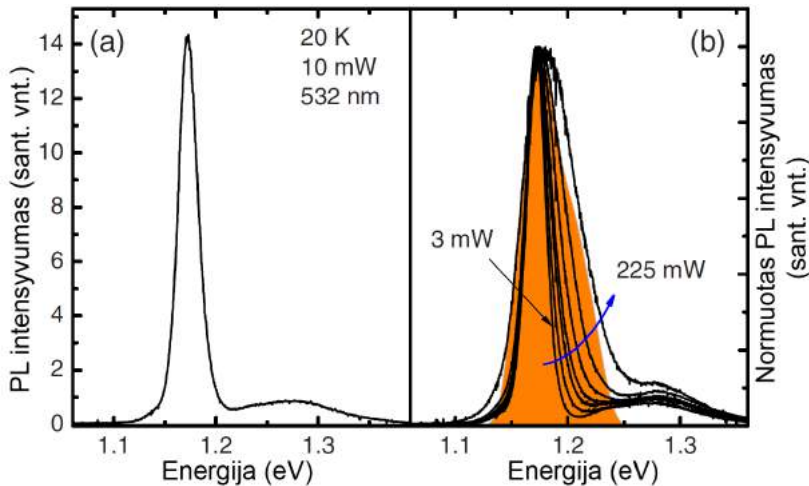
Siekiant įvertinti užaugintų kvantinių strypelių aukštį, diametrą bei medžiaginį vientisumą struktūros buvo tiriamos pasitelkiant skersinę elektronų pralaidumo mikroskopiją (*cross-sectional transmission electron microscopy*, XTEM) (12b pav.). Atlikus atvaizdo analizę buvo įvertintas vidutinis strypelių aukščio/skersmens santykis ( $h/d$ ) – 9,2 (aukštis bei diametras  $\sim 120$  nm ir  $\sim 13$  nm atitinkamai). InGaAs strypelio centre taip pat buvo pastebėtas vientisas In pasiskirstymas. Taip pat verta atkreipti dėmesį, kad 12b pav., stebimas homogeniškas kontrastas tarp supergadelės bei viršutinio/apatinio GaAs sluoksnių.

13 pav. matome ypač aukštų strypelių ansamblio šviesaus lauko TEM mikrografiją. Šiame paveiksle aiškiai galima išskirti šviesius strypelius kuriuos supa GaAsP barjerai. Matomas mažas kvantinių strypelių medžiagos bei matmenų homogeniškumas bei netvarkingas struktūrų išsidėstymas, tačiau nepaisant to didelio dislokacijų kiekio nebuvo pastebėta ( $10^7$  cm<sup>-2</sup>), kas byloja apie gerą struktūrų kristalinę kokybę, turint omenyje struktūrų aukštį. Ištyrus skirtingo aukščio struktūras, kaip ir buvo tikėtasi dislokacijų tankis auga didėjant struktūrai.



**13 pav.** Ypač aukštų QRods ansamblio šviesaus lauko TEM atvaizdas (adaptuota iš [33]).

Žematemperatūriai PL spektrai, matuoti žadinant 10 mW galios spinduliuote, matomi 14a pav. QRods emisijos spektro smailė stebima ties 1,17 eV energija, ir pastebimas nedidelis juostos išplitimas dėl struktūrų matmenų nehomogeniškumo. Manoma, kad auginimo pro-



**14 pav.** (a) QRods PL emisijos spektras matuotas 20 K temperatūroje. (b) Juodos kreivės: normuoti PL emisijos spektrai keičiant žadinimo intensyvumą; užtušiuotas plotas: suminis strypelių DOS (adaptuota iš [42]).

ceso metu ne visi užuomazginiai QD tapo kvantiniais strypeliais. Su optiniais šuoliais tarp užuomazginių struktūrų būsenų susijęs spektrinis ypatumas regimas 14 pav. aukštesnių energijų srityje.

Siekiant įvertinti QRods lygmenų užpildos kitimą bei siekiant užfiksuoti optinius ypatumus, kuriuos būtų galima priskirti sužadintiems būsenoms, buvo atlikti PL matavimai, keičiant žadinimo galią nuo 3 iki 225 mW (14b pav.). Didėjant lazerio intensyvumui, stebimas nesimetrinis QRods emisijos juostos plėtėjimas link didesnių energijų. Didinant žadinimo galią juostos pusplotis (*full width at half maximum*, FWHM) padidėjo nuo 21 iki 58 meV, kas gali būti siejama su dideliu būsenų tankiu kvantiniuose strypeliuose bei augančia jų užpilda didėjant žadinimui. Didelio sužadavimo atveju spektre nebuvo pastebėta jokių papildomų ypatumų, kuriuos galima būtų priskirti prie sužadintųjų būsenų. Tai taip pat galima susieti su dideliu lygmenų tankiu, kurie gali būti tarpusavyje atskirti vos kelias meV. Nesimetrinis QRods juostos plėtėjimas galėtų būti paašškintas augančia optinių šuolių iš aukštesniųjų sužadintųjų būsenų tikimybe, kuri matoma ir praeitame poskyryje aptartuose žemesnių strypelių skaitmeninio modeliavimo grafikuose (11 pav.). Siekiant tai patikrinti ir šioms struktūroms buvo paskaičiuoti kvantinių būsenų tankiai. Elektroninė

struktūra buvo skaičiuojama, naudojantis  $8 \times 8 k \cdot p$  modeliu. Norint atkartoti nehomogeninį PL juostos platėjimą gauti kvantinių būsenų tankiai buvo dirbtinai padidinti su 20 meV pločio Gauss'o spektru, tai pavaizduota kaip užtušuota sritis 14b pav.

## 3 Kvantiniai žiedai

### 3.1 InAs kvantinių taškų virsmo InGaAs kvantiniais žiedais mechanizmai

Saviformuojančios puslaidininkinės struktūros dėl savo matmenų ir formos kontrolės keičiant auginimo sąlygas, taip valdant jų elektrines ir optines savybes susilaukia nemažai mokslininkų dėmesio. Šiame skyriuje aptarsime dar vieną tokių struktūrų morfologiją – kvantinius žiedus. Dėl savo unikalios simetrijos, QRings pasižymi unikalėmis savybėmis, tokiomis kaip Aharonov'–Bohm'o efektas, dideliais neigiamais nuolatiniais eksitoninių dipolių momentais bei aukštos osciliatoriaus galios optiniais šuoliais iš pagrindinės būsenos. Šios struktūros nuo jų atradimo jau buvo tirtos eksperimentiškai [43, 44] bei teoriškai [45, 46], tačiau norint užauginti tinkamus nanodarinius, svarbiausia yra suprasti jų auginimo aplinkos bei dengiančiojo sluoksnio įtaką pačiai struktūrai.

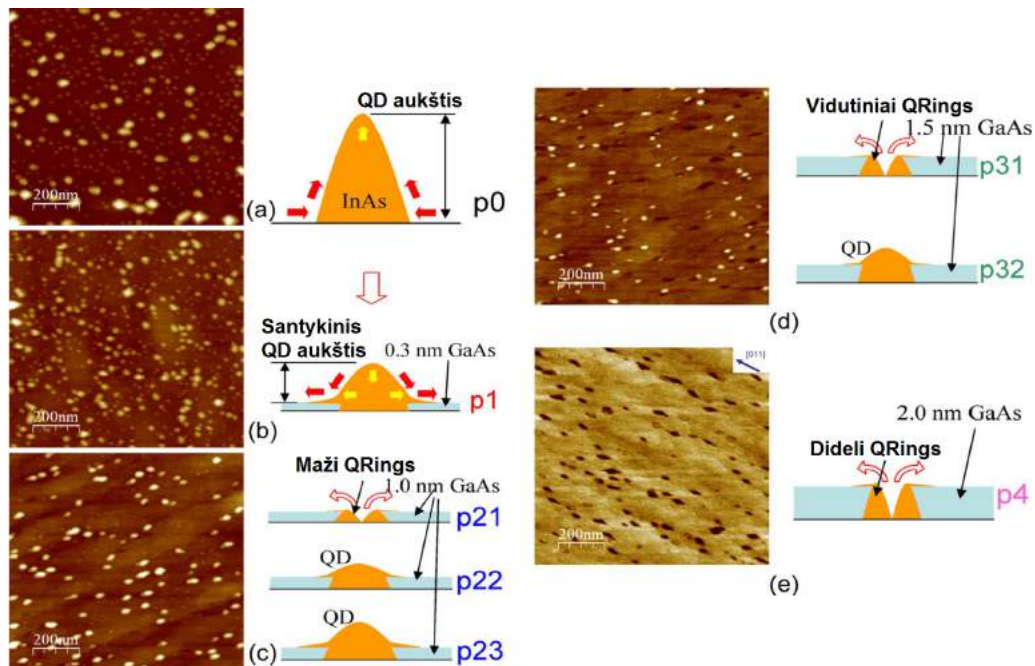
InAs kvantiniai žiedai, dažniausiai būna formuojami ant InAs S–K kvantinių taškų užaugintų ant GaAs padėklo. QD būna dalinai padengiami kelių nanometrų storio GaAs sluoksniu bei atkaitinant auginimo temperatūroje. Šiomis sąlygomis kvantinės žiedų struktūros formuojasi dėl nuo InAs taškų centro nukreiptos In difuzijos [47]. Buvo pastebėta, kad tinkamai parinkus QD matmenis bei juos dengiančiojo GaAs sluoksnio storį [48, 49], viršutinė nedengta QD dalis difunduoja ir kaupiasi aplink centrą sudarydama žiedo formą. Realios žiedų struktūros gali būti analizuojamos naudojantis atominių jėgų mikroskopija, pralaidumo elektroninę mikroskopiją (TEM) bei skenuojančią elektroninę mikroskopiją (SEM) [51–53]. Tačiau, augimo procesą yra

sudėtinga tirti realiu laiku bei nėra elegantiškos metodikos, kuria būtų galima stebėti transformaciją iš kvantinio taško į kvantinį žiedą. Nors aukštos energijos elektronų difrakcija bei intensyvumo osciliacijos gali būti naudojamos realiu laiku stebėti transformaciją [50], tačiau detalūs difuzijos mechanizmai nėra aiškūs.

### 3.2 Kvantinių žiedų struktūrų formavimas

Skirtingo storio (0,3 nm, 1 nm, 1,5 nm ir 2 nm) GaAs sluoksniais padengtų InAs QD/QRings struktūros buvo augintos MBE metodu ant pusiau izoliuojančio GaAs (100) padėklo. Užuomazginiai InAs kvantiniai taškai, kurie turės virsti žiedais, suformuoti nusodinant 2,6 ML In sluoksnį; Siekiant sužinoti QD aukščius buvo pasitelkta atominės jėgos mikroskopija. AFM atvaizde (15a pav.) pastebime griežtą GaAs nedengtų QD struktūrų dydžių pasiskirstymą. Nors ansamblyje dominuoja maži (aukštis < 7 nm) kvantiniai taškai, taip pat pastebimos vidutinio (3–12 nm) bei didelio (aukštis > 12 nm) aukščio kvantinės struktūros.

AFM skirtingo storio GaAs sluoksniais dengtų struktūrų mikrografijos, bei žiedų formavimosi mechanizmai matomi pav. 15b-e. Verta paminėti, kad originaliame savo darbe [54] Stranski ir Krastanov'as aptarė skysčio ant skysčio modelį, kuris nenagrinėjo nei įtempimų nei difuzijos. Panašiu principu InAs QD centrinės dalies pašalinimas ir kraterio gali artimai būti susijęs su nusausinimu (angl. *dewetting*). Nusausinimo eksperimento metu tiriant kitokias medžiagas susidarydavo žiedo formos struktūros kurios buvo labai panašios į nagrinėjamas [55]. Palyginus nedengtus bei dengtus 0,3 nm storio GaAs sluoksniu kvantinius taškus pastebime, kad dengti taškai pažemėjo ir didelių struktūrų tankis sumažėjo lyginant su nedengta struktūra. Nepaisant to šiuo atveju didelių salelių aukštis dar per didelis, kad In adatomai difunduotų iš salelės sudarydami žiedą todėl QD savo tipinės formos nepakeitė. Didėjant dengiančiojo GaAs sluoksnio storiui didesnių salelių tankis bei aukštis mažėja kol jos visai išnyksta. Esant mažesniai nei 1,5 nm dengiančiojo sluoksnio storiui AFM mikrografijose dar neiš-



**15 pav.** InAs QD struktūros dengtos (a) 0-, (b) 0,3-, (c) 1-, (d) 1,5- ir (e) 2-nm storio GaAs sluoksniu AFM atvaizdai bei žiedo formavimosi schemas (adaptuota iš [57]).

eina išskirti QRings struktūrų (15b-c pav.). GaAs sluoksniui pasiekus 1,5 nm storį mikrofotijose stebimos QD ir QRings struktūros, o pasiekus 2 nm storį salelės išnyksta ir stebimos žiedo formos duobės. Tai mums byloja, kad mažesni QD taps žiedais prie mažesnio dengiančiojo sluoksnio storio. Nesunku pastebėti, kad kvantinių darinių dengtų 1,5 nm ir 2 nm storio GaAs sluoksniu susiformavusios struktūros sudaro ovalo, išsitempusio [011] kryptimi, formą. Šis reiškinys siejamas su In adatoms ilgesniu migracijos ilgiu [001] kryptimi ant GaAs paviršiaus.

## II TECHNOLOGIJA IR EKSPERIMENTO METODIKA

### 4 Optinė spektroskopija

Šiame skyriuje aptarsime pagrindinius optinės moduliacinės spektroskopijos (MS) principus. Daugiausia dėmesio skirsime nedestruktyvioms foto- ir bekontaktei elektro- atspindžio, fotoluminescencijos (PL) ir fotoluminescencijos žadinimo (PLE) metodikoms, kurios yra plačiai naudojamos tirti įvairių puslaidininkinių darinių juostų struktūras.

#### 4.1 Optinės moduliacinės spektroskopijos principai

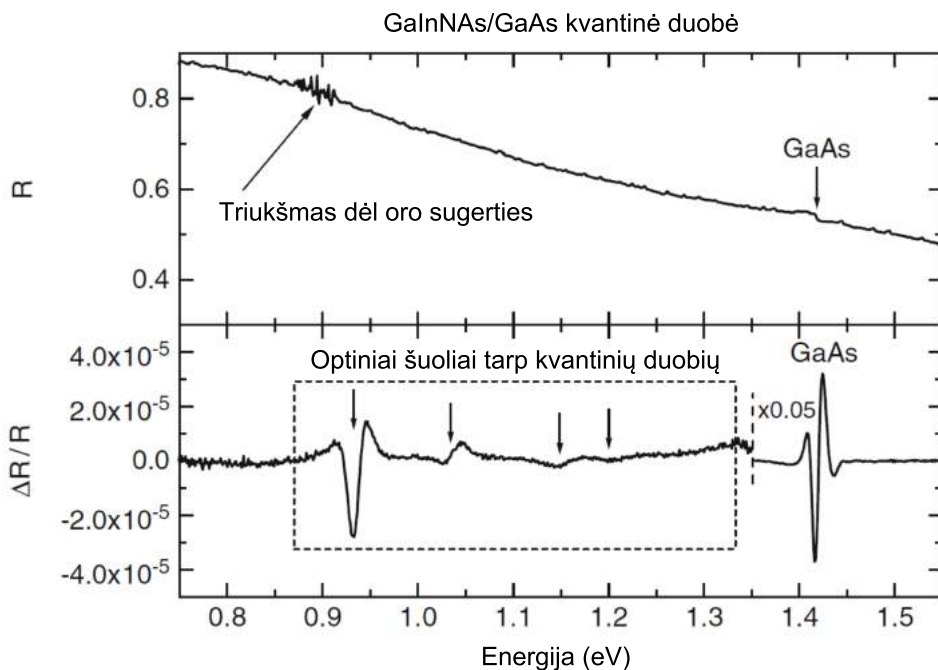
Optinė moduliacinė spektroskopija (MS) remiasi eksperimentinės fizikos principu, kuris teigia, kad periodinėmis perturbacijomis veikiamą struktūrą duoda diferencialinės formos optinį atsaką. Taigi, pagrindinis optinės MS tikslas yra paveikti tam tikrą tiriamos struktūros parametą, tuo pačiu pakeičiant optinio atsako (atspindžio arba pralaidumo) spektrą. Šios metodikos diferencialinė prigimtis mums leidžia išryškinti spektrinius ypatumus, susijusius su struktūros tarpjuostiniais optiniais šuoliais, ir tuo pat metu išvengti nepageidaujimų foninių efektų [58–61]. Silpni spektriniai ypatumai, kurie yra nematomi pralaidumo ar atspindžio spektruose, būna sustiprinami ir aštrios spektrinės smailės gali būti stebimos net kambario temperatūroje. Optinės moduliacinės spektroskopijos pavyzdys, matuojant GaInNAs/GaAs kvantines duobes, pavaizduotas 16 pav. (apačioje). Palyginimui viršutiniame grafike pateiktas tomis pačiomis sąlygomis pamatuotas atspindžio (R) spektras, kurio spektriniai ypatumai, sie-tini su emisija iš GaInNAs kvantinių duobių lygmenų, nėra aiškiai iš-

skiriami. Atspindžio spektre aiškiai išskirti galime tik silpną ypatumą, susijusį su emisija iš GaAs barjerų. Taip pat vertėtų atkreipti dėmesį į stiprų foninį signalą  $E > 1,45$  eV srityje, kuris matomas atspindžio spektre ir dėl diferencialinių metodikos savybių yra nufiltruojamas moduluoto atspindžio (PR) spektre. PR atveju, registruojami tik su pokyčiais atspindžio spektre (vidinio elektrinio lauko moduliacijomis) susiję ypatumai. 16 pav. parodyta, kad galima aptikti net  $10^{-5} \Delta R/R$  eilės santykinius pokyčius, todėl šiame spektre matomas ne tik stiprus su GaAs susijęs ypatumas ( $\sim 1,42$  eV), bet ir silpnesnės, GaInNAs kvantinių duobių optinius šuolius apibūdinančios smailės. Minėtųjų smailių nesimato atspindžio spektre dėl jų mažo, palyginus su GaAs ir foniniu signalais, intensyvumo. Šie signalai gali būti pašalinti naudojant MS, nes jie nekinta moduluojant vidinį elektrinį lauką.

Gaunamų spektrinių gaubtinių forma priklauso nuo optinių šuolių tipo ir moduluojamo struktūros parametro. Atsižvelgiant į moduluojantį parametrą, optinė moduliacinė spektroskopija gali būti skirstoma į (1) elektro-, (2) piezo- ir (3) termo- MS. Elektromoduliacinės spektroskopijos atveju vidinis elektrinis laukas yra moduluojamas struktūros viduje, kitaip nei piezo- ir termo- MS atvejais, kai moduluojami parametrai yra vidiniai įtempimai ir tiriamos struktūros temperatūra. Svarbu paminėti, kad taip pat įmanoma moduluoti ir išorinius parametrus, tokius kaip krintančios šviesos bangos poliarizaciją.

## 4.2 Vidinis elektrinis laukas puslaidininkiuose ir jo moduliacija

Pagrindinė sąlyga, kuri turi būti patenkina, norint gauti elektromoduliaciją puslaidininkyje ir matuoti jo spektrą, yra vidinio elektrinio lauko buvimas tiriamoje struktūroje. Šią sąlygą tenkina daugelis puslaidininkinių struktūrų. Minėtasis laukas atsiranda dėl skirtingo individualių struktūros lygmenų legiravimo bei skirtingų defektinių taškų koncentracijų šiuose lygmenyse. Šias sąlygas yra sunkiau pasiekti mažo draustinio tarpo puslaidininkiuose ir atliekant matavimus kambario temperatūroje, todėl norint užregistruoti kokybiškus spektrus kartais



**16 pav.** GaInNAs /GaAs kvantinių duobių struktūros atspindžio ir moduluoto atspindžio spektrai kambario temperatūroje (adaptuota iš [56])

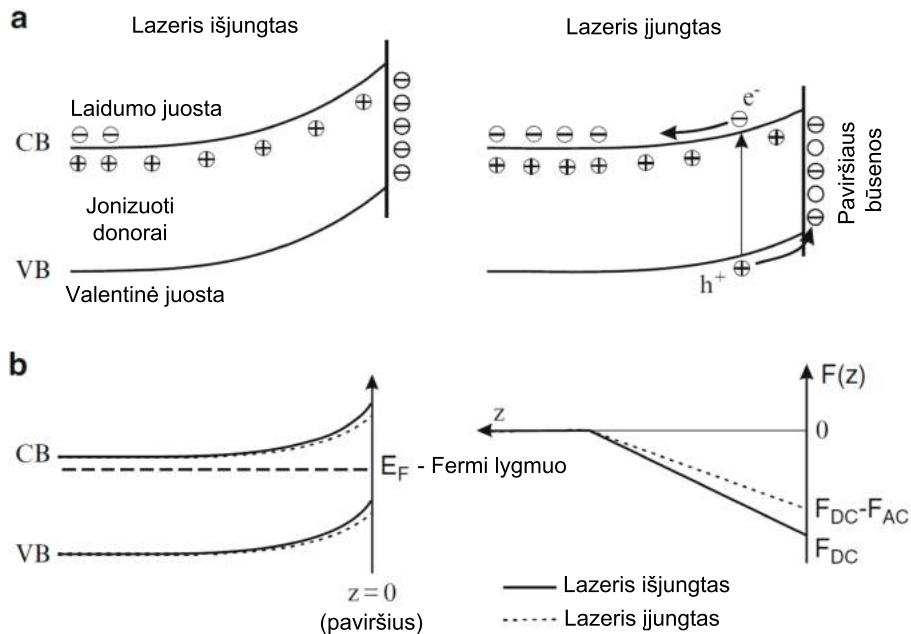
reikia matuoti juos žemesnėse temperatūrose.

Vidinis struktūrų elektrinis laukas gali būti moduluojamas prie jų prijungtais elektriniais kontaktais arba be jų (bekontaktė MS). Ant-rasis būdas nepažeidžia tiriamo bandinio, todėl yra patrauklesnis eksperimentuotojams. Bekontaktės MS metodikos yra bekontaktis elektroatspindys (CER) ir fotoatspindys (PR).

## Fotoatspindys

Fotoatspindžio atveju, vidinio elektrinio lauko moduliacija dažniausiai sukeliama moduluota lazerine spinduliuote fotosužadintais eksitonais. Vidinio elektrinio lauko ( $F_{DC}$ ) fotomoduliacijos mechanizmas n-tipo puslaidininkiams pavaizduotas 17 pav. Neapšvietus tiriamos struktūros lazeriu, tūriniai elektronai užima paviršines būsenas (17a pav.). Įjungus žadinimą elektronų-skylių poros yra atskiriamos vidiniu elektriniu lauku. Krūvininkai, kurių yra mažiau (šiuo atveju skylės), juda link bandinio paviršiaus. Paviršiuje skylės neutralizuoja susikau-



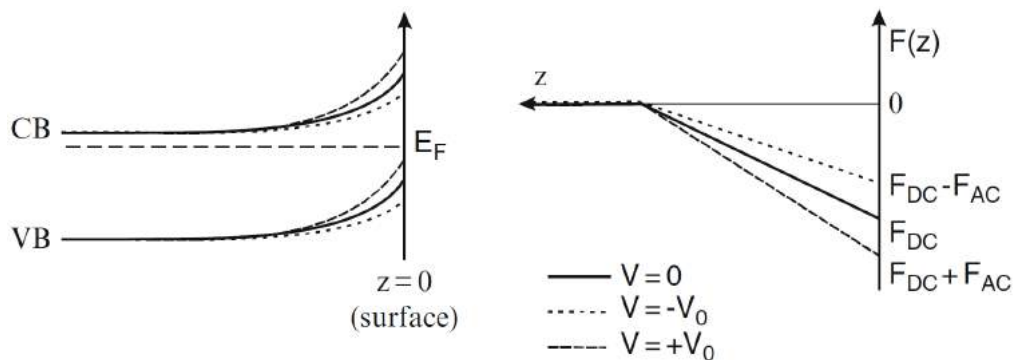


**17 pav.** (a) n-tipo puslaidininkio juostų išlinkio moduliacijos schema, fotoatspindžio atveju; (b) elektrinio lauko ir Fermi lygmens padėtis z-ašies kryptimi (adaptuota iš [56])

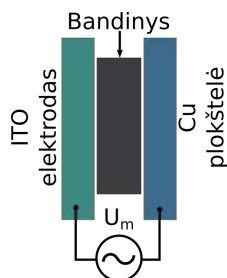
pusį krūvį nuo  $F_{DC}$  iki  $F_{DC} - F_{AC}$ , kur  $F_{AC}$  — vidinio elektrinio lauko pokytis (17b pav.). Matome, kad vidinis elektrinis laukas yra būtinas fotomoduliacijai ir juostų užlinkimui.

## Elektroatspindys

Vidinį elektrinį lauką bekontaktiu būdu galima moduluoti ir kondensatorių sistemoje (18 pav.). Šiuo atveju juostų išlinkio moduliacijos mechanizmas yra labai panašus į kontaktinio elektroatspindžio, t.y. srovė lemia krūvininkų persiskirstymą, kuris daro įtaką vidiniam elektriniam laukui. Kontaktinio elektroatspindžio maksimalios įtampos amplitudės turėtų būti mažesnės nei tiriamosios struktūros Shottky barjerai. Dažniausiai ši įtampa daug mažesnė nei Shottky barjerai, nes matavimams reikia tik menkos vidinio lauko moduliacijos. Per didelė juostų užlinkio moduliacija gali lemti signalus, kurių nebepavyks analizuoti standartinės elektromoduliacinės spektroskopijos metodikomis. CER atveju aukštos įtampos srovė moduluoja struktūros



**18 pav.** Elektroninių juostų išlinkio schema bekontakčio elektroatspindžio atveju n-tipo puslaidininkyje (adaptuota iš [56])



**19 pav.** CER matavimuose naudojamo kondensatoriaus tipo laikiklio schema.

juostų užlinkimą, pastebimas ryškus įtampos kritimas oro tarpe tarp elektrodo ir bandinio, dėl to bandinio paviršiuje juostų moduliacijos amplitudė yra maža.

Tipinis kondensatorius CER matavimams pavaizduotas 19 pav. Bandinys prie elektrodo įprastai klijuojamas naudojant sidabro pastą. Priešinis elektrodas būna atskiriamas nuo bandinio 0,1–1,0 mm oro sluoksniu, tokiu būdu išvengiant tiesioginio sąlyčio su struktūra. Atskyrus elektrodą nuo bandinio per struktūrą elektros srovė neteka ir krūvininkų persiskirstymą lemia tik sukurtas išorinis elektrinis laukas. Maksimali pridėta moduliacinė įtampa šiuo atveju yra apribota pasirinkto oro tarpo pramušimo įtampos. Vadinasi maksimali CER elektromoduliacijos amplitudė įprastai labiau ribota nei PR arba kontaktinio elektroatspindžio atveju. Tipiniai kintančios srovės parametrai šiems matavimas yra: 500–3500 V ir 100–500 Hz.

## Spektro gaubtinių analizė

Siekiant išgauti kuo daugiau informacijos iš eksperimentinių duomenų, reikia naudoti atitinkamus spektrinės analizės metodus. PR ir CER atvejais apskaičiuojamas santykinis atspindžio koeficiento pokytis, susijęs su dielektrinės funkcijos perturbacija ( $\varepsilon = \varepsilon_r + i\varepsilon_i$ ) ir aprašomas:

$$\frac{\Delta R}{R} = \beta_r \Delta \varepsilon_r + \beta_i \Delta \varepsilon_i, \quad (1)$$

kur  $\varepsilon_r$  ir  $\varepsilon_i$  - realioji ir menamoji dielektrinės funkcijos dedamosios,  $\beta_r$  ir  $\beta_i$  Seraphin'o koeficientai susiję su dielektrinėmis funkcijomis. Savo ruožtu  $\Delta \varepsilon_r$  ir  $\Delta \varepsilon_i$  yra susiję per Kramers'o–Kronig'o sąryšius. Pusiau begalinės izotropinės terpės atspindžio koeficientas  $R$  vakuume apskaičiuojamas kaip kompleksinio lūžio rodiklio  $\tilde{n}$  funkcija:

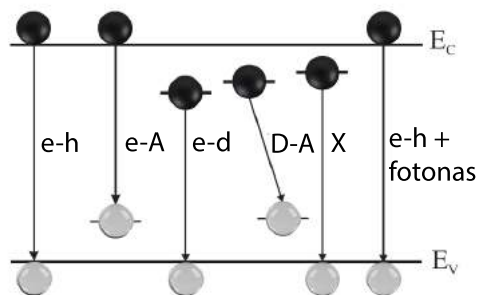
$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 \quad (2)$$

Šiuo atveju koeficientus  $\beta_r$  ir  $\beta_i$  galima gauti diferencijuojant 2 lygtį ir pritaikius sąryšį tarp kompleksinės dielektrinės funkcijos ir šviesos lūžio rodiklio:  $\varepsilon(\varpi) = \tilde{n}^2$ .

### 4.3 Fotoluminescencija

Kai krintančio fotono energija lygi arba viršija draustinio tarpo energiją, puslaidininkyje valentinėje juostoje esantis elektronas bus sužadintas ir permestas į laidumo juostą. Puslaidininkiuose spinduliuotė stebima ir krūvininkams rekombinuojant iš sužadintųjų energijos lygmenų į pagrindinį. Šio proceso metu taip pat stebima sugertis, bei šuoliai į tarp valentinės/laidumo juostos ir jonizuotų donorių lygmenis. Šie reiškiniai gali atskleisti puslaidininkio energetinių lygmenų struktūrą bei puslaidininkio energijos lygmenis.

Fotoluminescencijos matavimas yra efektyvus būdas nedestruktyviai tirti puslaidininkio optines savybes. Remiantis PL analitiniais duomenimis galima apibūdinti struktūroje esančias priemaišas, draus-



20 pav. Galimų krūvininkų rekombinacijų schema.

tinės juostos tarpą, priemaišų aktyvacijos energijas, daryti prielaidas apie medžiagos struktūros sudėtį ir t.t. Naudojantis PL galima apibūdinti vidines struktūrų sandūras, ko neįmanoma padaryti kitais fiziniaisiais ar elektroniniais matavimais.

Liuminescencijos procesas sudarytas iš trijų dalių: (1) sužadimas, (2) šiluminis balansas ir (3) rekombinacija. Krintantis šviesos srautas generuoja elektronų-skylių poras, kurios pasiekusios šiluminį balansą rekombinuos išskleisdamos fotonus. Priemaišos taip pat generuoja spinduliuotę per rekombinacinius procesus bei sugertį per nespindulinius šuolius tarp energijos lygmenų.

Puslaidininkiuose krūvininkų šuolius tarp lygmenų galima skirstyti į spindulinius ir nespindulinius. Galimų rekombinacijos vyksmų schema pavaizduota 20 pav. Sužadintus elektronus iš valentinės juostos į laidumo juostą, valentinėje juostoje lieka skylės, kurios rekombinuodamos su sužadintu elektronu gali išspinduliuoti šviesos kvantą, artimą draustinės juostos tarpui (**e-h** vyksmas 20 pav.) Jei tiriama medžiaga pakankamai gryna, sužadintas elektronas gali susirišti su skylė į eksitoninę būseną, kuri spektre vaizduojama siaura eksitoninės spinduliuotės (rekombinacijos) smaile. Kambario temperatūroje rekombinacija yra silpna dėl energijos perdavimo gardelės virpesiams — fononams. Atšaldžius kristalą iki žemos temperatūros artimos skystajam heliui ( $T = 4,2 \text{ K}$ ), stebima stipri eksitoninė fotoluminescencija (20 pav. vyksmas **X**). III–V grupių elementuose eksitonines energijos būsenas įprastai aprašo Wannier-Mott aproksimacija:

$$E_n = \frac{2\pi^2 m^* e^4}{h^2 \varepsilon^2 n^2}, \quad (3)$$

kur  $m^*$  – efektinė masė,  $h$  – Plank'o konstanta,  $\varepsilon$  – dialektrinė konstanta ir  $n$  – kvantinis skaičius,  $e$  – elementarusis elektrono krūvis. Šiuo atveju, šuolio per draustinę juostą energiją galima aprašyti:

$$h\nu = E_g - E_n. \quad (4)$$

Jeigu kristalai turi priemaišų, tuomet stebima ne laisvojo, o surištojo su priemaiša eksitono fotoluminescencija. Jeigu kristalas yra legiruotas donoriais arba akceptoriais, tuomet stebima spinduliuotė atitinkanti elektronų rekombinaciją su akceptoriais (**e-A** vyksmas) ir skylių rekombinaciją su donoriais (**D-h** vyksmas). Jeigu kristale yra dviejų rūšių (donorinių ir akceptorinių) priemaišų, tuomet stebima spindulinė rekombinacija, atitinkanti elektronų šuolius iš donorinių į akceptorinius lygmenis (**D-A** vyksmas). Kai kuriais atvejais nespinduliniai šuoliai konkuruoja su spinduliniais ir ją gesina bei keičia gaubtinės formą.

## 5 Struktūrų auginimo metodikos

### 5.1 Stranski–Krastanow'o kvantiniai taškai

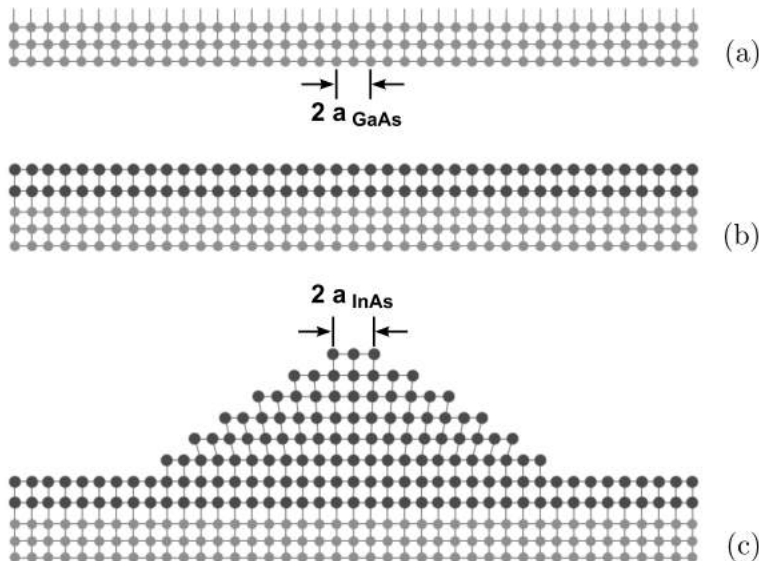
Stranski–Krastanow'o plonų sluoksnių auginimas yra vienas iš pagrindinių metodų, skirtų plonų sluoksnių auginimui ant kristalinio paviršiaus bei mažo diametro (~10 nm) kvantinių taškų auginimui. S–K kvantinių taškų (dar vadinamų saviformuojančiais kvantiniais taškais) auginimo procesas vyksta dviem etapais. Pirmiausia, ant kristalinio padėklo<sup>3</sup> sluoksnis po sluoksnio iš medžiagos, iš kurios formosis QD, nusodinamas pakankamai plonas (kelių ML) sluoksnis. Viršijus kritinę plėvelės storį, kuris priklauso nuo plėvelės įtempimų (deformacijų) energijos ir cheminio potencialo, epitaksinio sluoksnis, nusodintas ant

---

<sup>3</sup>Padėklo gardelės konstanta pasirenkama mažesnė nei ant jo nusodinamo epitaksinio sluoksnio.

padėklo, sumažina deformacijų energiją, sukrisdamas į atskirus klasterius (saleles). S–K augimas apibūdinamas kaip 2D sluoksnio (dar vadinamo drėkinančiuoju) ir 3D kvantinio taško (salelės) augimas. Šio proceso schematinė diagrama pavaizduota pav. 21a-c. Svarbu paminėti, kad nepriklausomai nuo susiformavusių taškų tankio, drėkinantysis sluoksnis visada egzistuoja. Virsmas iš sluoksnio į saleles stebimas pasiekus kritinį sluoksnio storį, kuris tiesiogiai priklauso nuo cheminių ir fizikinių medžiagų savybių.

Šį auginimo mechanizmą pirmieji aprašė I. Stranski's ir L. Krastanow'as 1938 m [65], tačiau tik 1958 metais E. Bauer'is publikavo darbą, kur apibrėžė S–K, Volmer-Weber (VW) ir Frank-van der Merwe (FM) mechanizmus kaip pagrindinius plonų sluoksnių auginimo procesus [66]. Pasirodžius šiems darbams, S–K auginimas tapo labai aktualus moksliniams tyrimams siekiant ne tik geriau suprasti plonų sluoksnių termodinaminius ir kinetinius procesus, bet taip pat atverti kelią modernių nanostruktūrų taikymams mikro- ir optoelektronikoje.

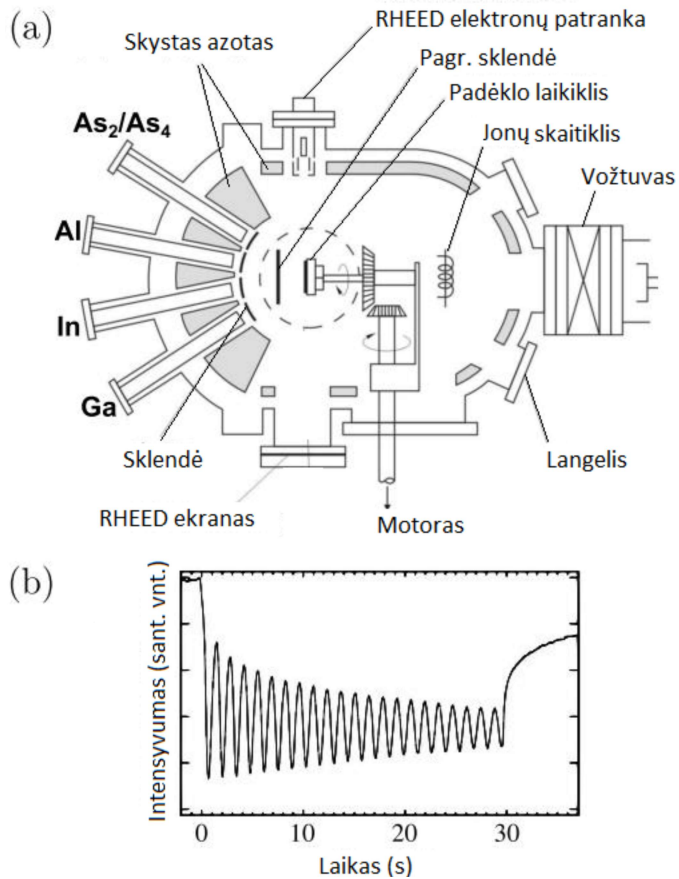


**21 pav.** Stranski–Krastranow'o InAs kvantiniai taškai, užauginti ant GaAs pagrindo. (a) GaAs padengiamas plonu InAs sluoksniu, kuris atkartoja pagrindo gardelės konstantą (b) ir, pasiekus kritinę paviršiaus įtempimo ribą, suformuoja saleles (c).

## 5.2 Molekulinio pluoštelio epitaksija

Tiriamos kvantinių taškų nanostruktūros buvo auginamos ant pusiau izoliuojančio GaAs (001) padėklo, pritaikant molekulinio pluoštelio epitaksijos metodą. Šiuo metodu epitaksinis sluoksnis auginamas iš garų fazės. Vienas pagrindinių MBE privalumų yra tas, jog auginamo sluoksnio storis gali būti kontroliuojamas monosluoksnio tikslumu. Tai galima pasiekti dėl labai lėto nusėdimo greičio (įprastai  $<1 \mu\text{m}$  per valandą), o tai yra labai svarbu auginant ir vystant kvantinius darinius. MBE metodu galima pasiekti aukšto grynumo medžiagas. Iš tiesų, naudojant šią auginimo techniką, gali būti užaugintas beveik tobulas, t.y. beveik be defektų, monokristalas. MBE reikalinga vakuuminė kamera, kurioje pasiekiamas itin aukštas vakuumas ( $10^{-8}$  Pa). Tipiška MBE schema pateikta 22 pav.

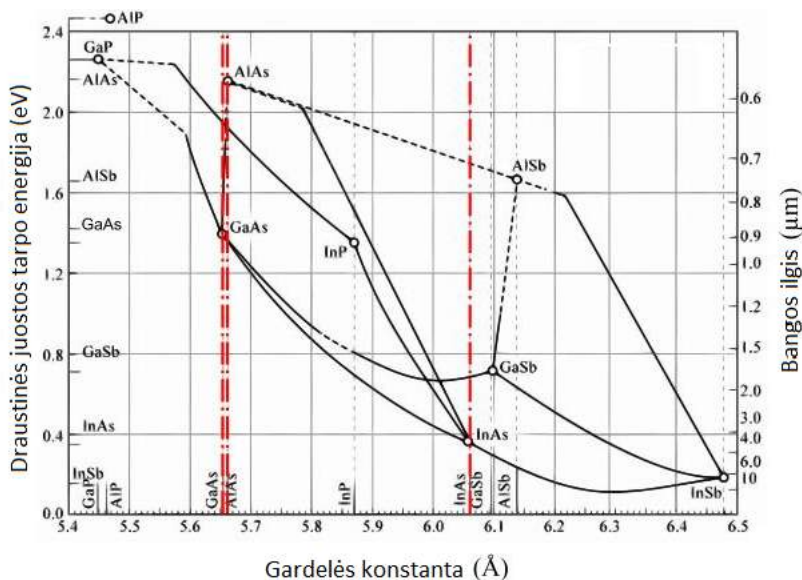
MBE proceso metu grynai elementai, tokie kaip Ga arba As, yra kaitinami atskirose celėse iki garavimo arba sublimacijos. Auginimo celės veikia kaip garinamos medžiagos šaltiniai. Be p-tipo, legiravimui atskiros celės užpildomos skirtingomis grynomis medžiagomis, pvz., In, Ga, As, Al ir Si. Norint auginti arsenidus, naudojami III grupės elementai įprastai būna monomerai, o V grupės elementai gali būti keturatomi molekulės (tetramerai) ( $\text{As}_4$ ) arba dviatomės molekulės (dimerai) ( $\text{As}_2$ ). Kompiuteriu kontroliuojamos sklendės virš kiekvienos kameros sudaro sąlygas ypač tiksliai valdyti ištekantį medžiagos srautą ir užgarinti atominius sluoksnius. Dujinės būsenos elementai išgaruoja iš auginimo celių ir kondensuojasi ant padėklo, kur jie vieni su kitais sudaro gardele. Norint išvengti gradientinio medžiagos užgarinimo ant padėklo, jis dedamas ant pastoviu greičiu besisukančios ašies, tokiu būdu suvienodinamas medžiagos pasiskirstymas. Išgarinti atomai dėl pakankamai didelio lėkio kelio (iki 1 m) nesąveikauja tarpusavyje, kol nepasiekia padėklo. Norint realiu laiku registruoti informaciją apie augančius kristalo sluoksnius, naudojamas aukštos energijos atsispindėjusių elektronų difrakcijos (RHEED) modulis. Proceso metu elektronų patranka sukuria elektronų srautą, kuris nukreipiamas nedideliu kampu ( $2\text{--}3^\circ$ ) į bandinio paviršių. Kritę elektronai difraguoja nuo ban-



**22 pav.** (a) MBE sistemos principinė schema ir pagrindiniai komponentai, (b) tipinės RHEED osciliacijos, kurios leidžia įvertinti atominio sluoksnio užpildymo laiką, t.y. įvertinti augimo greitį (adaptuota iš [62])



dinio paviršiaus, ir dalis jų konstruktyviai tarpusavyje interferuoja. Ši interferencija registruojama detektoriumi ir ekrane matomos pasikartojančios osciliacijos, kurios leidžia spręsti apie sluoksnių augimo eigą. Kiekvienas maksimumas RHEED diagramoje reiškia pilną naujo monosluoksnio suformavimą (22b pav.). Dėl atsirandančių defektų, kurie skatina dar neužsipildžius vienam atominiam sluoksniui kito monosluoksnio formavimąsi, bendras osciliacijų intensyvumas mažėja [63].



**23 pav.** Kai kurių III – V grupių puslaidininkių draustinės juostos tarpo energija ir gardelės konstanta kambario temperatūroje (Tien, 1988).

Kvantinių taškų auginimas vyksta Stranski–Kraštanovo metodu, t.y. kai formuojasi ne tik monosluoksnis bet ir salelės dėl gardelių nesutapimo. Taigi, S–K kvantinių taškų auginimui tinkamų medžiagų pasirinkimas tampa gana ribotas. Norint sėkmingai užauginti minėtuosius kvantinius taškus, medžiagų gardelių nesuderinamumas turi būti santykinai mažas (1–8 %) (23 pav.), nes priešingu atveju nesusidarys kvantiniai taškai. Vadinasi, norint pasiekti rezultato, reikia naudoti medžiagų poras, tokias kaip: InAs/GaAs, InGaAs/GaAs, InGaAs/AlGaAs, AlInAs/AlGaAs, InGaAs/AlGaAs bei InP/InGaP [64].

## 6 Tirtos kvantinės struktūros

Šiame skyriuje iš eilės bus aptartos visos šiame darbe tirtos kvantinės heterostruktūros, kurių kiekviena pasižymi skirtingomis fizikinėmis ir optoelektroninėmis savybėmis. Taip pat bus pateiktos tiriamų struktūrų detalios schemas ir auginimo protokolai. Visi InGaAs heterodariniai buvo sintetinami naudojant molekulių pluoštelio epitaksijos metodą partnerių iš Leeds universiteto (prof. E. H. Linfield grupė) laboratorijose.

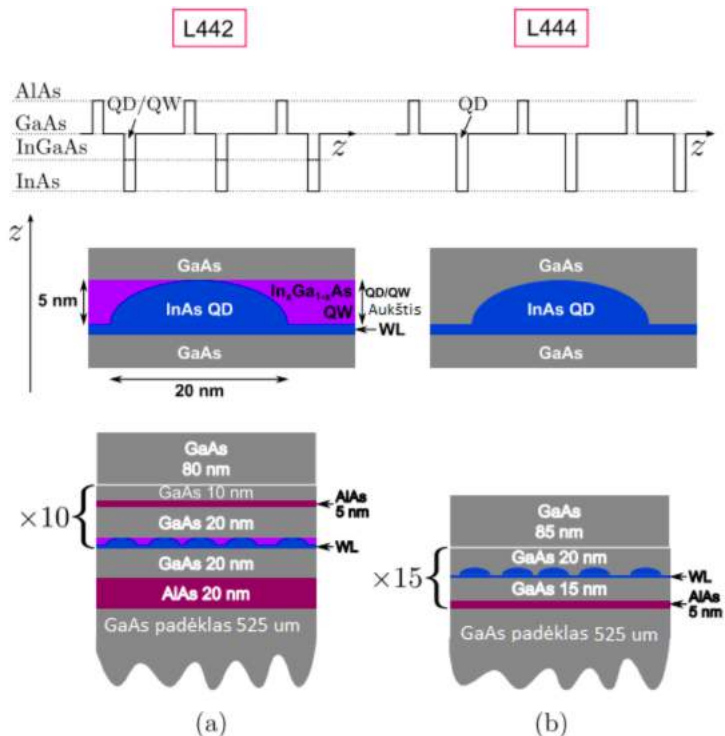
### 6.1 InAs kvantinių taškų struktūros dengtos InGaAs sluoksniu ir be jo

Šiame darbe aptarsime MBE būdu augintus InAs kvantinius taškus, įterptus į sudėtinės InGaAs/GaAs/AlAs ir GaAs/AlAs kvantines duobes. Tiriamos DWELL sistemos sudarytos iš  $N = 10\text{--}15$  periodiškai užaugintų InAs kvantinių taškų, įterptų į GaAs/AlAs kvantines duobes, sluoksnių. Norint iširti InGaAs dengiančiojo sluoksnio įtaką kvantinių heterodarinių optinėms savybėms bei kvantinių taškų elektroninėms būsenoms, buvo tiriamos dvi heterostruktūros. Vienu atveju InAs kvantiniai taškai buvo padengti plonu (5 nm), įtempimus sumažinančiu InGaAs sluoksniu (L442 struktūra), kitu atveju taškai buvo nedengti (L444 struktūra). Pagrindiniai šių heterodarinių parametrai pateikti 1 lentelėje.

1 lentelė Pagrindiniai DWELL heterodarinių parametrai.

Bandinys	QD tankis $\times 10^{10}(\text{cm}^{-2})$	Legiravimas $\times 10^{10}(\text{cm}^{-2})$	InGaAs sluoksnis (nm)
L442	1,7	2	5
L444	3	3	Nėra

Kvantiniai taškai buvo auginami Stranski-Krastanow'o metodu užgarinant InAs monosluoksnius. Susiformavę lęšiuko formos kvantiniai



**24 pav.** Struktūrų su dengiančiuoju sluoksniu (a) ir be jo (b) laidumo juostų diagramos (viršuje), aktyviųjų zonų schema (viduryje) ir viso bandinio eskizas (apačioje).

taškai kurių geometrinis (aukščio ir pločio) santykis, siekė maždaug 0,25 (pav. 24), buvo selektyviai legiruoti (angl. *modulation doped*) vienu elektronu kvantiniam taškui. Tirtos DWELL struktūros (L444 ir L442) buvo auginamos ant pusiau izoliuojančio GaAs padėklo. Visa kvantinę sistemą sudaryta iš  $N$  periodiškai užaugintų DWELL sluoksnių. 24 paveiksle pavaizduotos laidumo juostų diagramos, atitinkančios tirtų struktūrų aktyvius sluoksnius ir darinių struktūrinės schemas. Užaugintų sluoksnių išdėstymas bei storai InAs/InGaAs/GaAs/AlAs dengtų DWELL struktūrų (L442) pateikti 2 lentelėje, InGaAs nedengtų InAs/GaAs/AlAs kvantinių taškų parametrai (L444) pateikti 3 lentelėje.

**2 lentelė** L442 darinio sluoksnių auginimo seka ir storiai.

Nr	Sluoksnis (padėklas→paviršius)	Storis (nm)
1.	<b>GaAs</b> padėklas	525 $\mu\text{m}$
2.	GaAs	500
3.	AlAs	20
4.	GaAs	20
5.	<b>Ciklo pradžia</b> $\times 10$	
	InAs QD	2,4 ML
	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ( $x = 0,15$ )	5
	GaAs	20
	AlAs	5
	GaAs	10
	<b>Ciklo pabaiga</b>	
6.	GaAs	80

**3 lentelė** L444 darinio sluoksnių auginimo seka ir storiai.

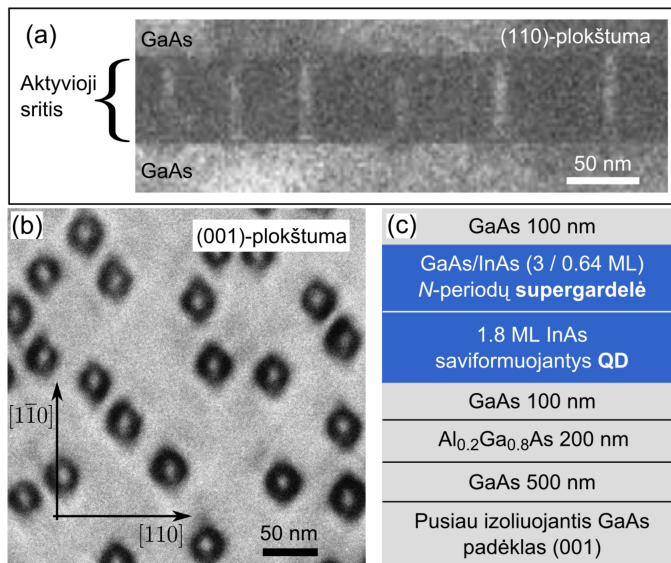
Nr	Sluoksnis (padėklas→paviršius)	Storis (nm)
1.	<b>GaAs</b> padėklas	525 $\mu\text{m}$
2.	GaAs	500
3.	<b>Ciklo pradžia</b> $\times 15$	
	AlAs	5
	GaAs	15
	InAs QD	2,4 ML
	GaAs	20
	<b>Ciklo pabaiga</b>	
4.	GaAs	85

## 6.2 InGaAs kvantiniai strypeliai InGaAs/GaAs aplinkoje

Epitaksiniai InGaAs kvantiniai strypeliai (QRods) buvo sintetinami ant pavienio Stranski–Krastanow'o InAs kvantinių taškų sluoksnio auginant trumpo periodo InAs/GaAs supergardelę [67]. Auginimo procese buvo optimizuoti kritiniai parametrai – temperatūra ir delsa (auginimo nutraukimo trukmė). Tokiu būdu buvo siekiama užauginti kuo homogeniškesnius strypelius. Šių nanodarinių aktyviają sritį formuoja vertikaliai orientuoti InGaAs QRods, įterpti į 2-D InGaAs sluoksnį (žiūr. QRods darinio skerspjuvio TEM mikrografiją 25a pav.).

Peršviečiamuoju elektronų mikroskopu (TEM) darytose QRods mikrografijose auginimo (110) plokštumoje (25b pav.) matyti, kad strypeliai yra pakankamai homogeniški, o jų tankis plokštumoje yra apie  $1,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Kita vertus, QRods nepasižymi formos simetrija (nei kubine, nei cilindrine). Mikrografijos (001) plokštumoje rodo, kad strypelių forma primena rombą, kurio ilgoji įstrižainė orientuota išilgai  $[1\bar{1}0]$  kristalografinės ašies, o trumpoji įstrižainė – išilgai  $[110]$  krypties. Be to, rombo diagonalių santykis siekia  $1,22 \pm 0,05$ . Tokia QRods formos anizotropija motyvavo optinio atsako anizotropijos tyrimus.

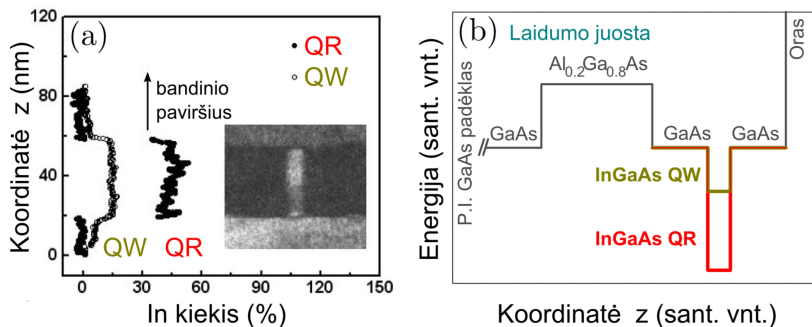
Kvantinių strypelių struktūros buvo auginamos epitaksiškai ant (110) kryptimi orientuoto GaAs padėklo naudojant MBE. QRods heterodarinių auginimo eiliškumas, naudotos medžiagos ir jų sluoksnių storiai atsispindi 25c pav. pateiktoje schemoje. Ant GaAs padėklo nusodinus GaAs buferinį sluoksnį, buvo užgarinti 200 nm storio  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$  ir 100 nm storio GaAs sluoksniai. Tuomet buvo formuojama aktyvioji struktūra. Pirmiausia nusodinta 1,8 ML InAs, kuris dėl paviršiaus įtempimų suformavo kvantinių taškų sluoksnį. Taškai buvo padengti trumpo periodo GaAs/InAs (3 ML/0,64 ML) supergardele. Galiausiai struktūra buvo baigta formuoti užgarinus apsauginį GaAs sluoksnį. Svarbu pažymėti, kad QRods aktyvioji sritis buvo auginama žemesnėje temperatūroje (500 °C) negu buferinis GaAs sluoksnis (600 °C), o pati auginimo temperatūra buvo optimizuoja-



**25 pav.** Kvantinių strypelių darinio TEM mikrografijos (a) (110)-plokštumoje ir (b) (001)-plokštumoje bei nanostruktūros auginimo schema su paryškinta aktyviaja sritimi (c).

ma/kontroliuojama *in situ* pagal aukštos energijos elektronų difrakcijos įtaiso parodymus. Be to, GaAs sluoksnio auginimo greitis buvo 0,7 ML/s, InAs – 0,1 ML/s, o auginimo delsa – 5 s. Auginant skirtingos morfologijos QRods buvo keičiamas tik As srauto viršslėgis ir nusodinamas skirtingas skaičius SL periodų  $N$ .

Kvantinių strypelių darinio struktūrinė analizė TEM metodu (skerspjuvio mikrografijos) atskleidė, kad QRods nanodarinio aktyviają sritį formuoja InGaAs strypeliai, kurie užpilti 2-D InGaAs kvantine duobe. Šios duobės medžiagos sudėtis yra itin homogeniška su vidutiniškai 16% indžio dėl efektyvaus In-Ga persiskirstymo auginimo metu. Saviformuojančių QD sluoksnis sukuria įtempimų lauką, todėl toliau auginant GaAs/InAs SL, In linkęs persiskirstyti ir telktis ties kvantiniiais taškais, o tai leido suformuoti aukštus (iki 41 nm ilgio) strypelius su dideliu In kiekiu. Pastebėtina, kad In kiekis strypeliuose yra apie 3 kartus didesnis negu juos supančioje duobėje (26a pav.). Be to, TEM nuotraukos parodė, kad strypeliai yra kiek aukštesni negu QW storis, o sandūra tarp aktyviają sritį gaubiančios GaAs medžiagos ir QW yra itin kontrastinga ir plokštuminė (nepastebėta dislokacijų ar



**26 pav.** In kiekio profiliai išilgai kvantinio strypelio ir QW sluoksnio (a). Nustatyta, kad In kiekis strypelyje yra apie 3 kartus didesnis negu juos supančioje duobėje. Intarpas: QRods struktūros su  $N = 35$  SL periodais TEM mikrografija (110) plokštumoje. QRods darinio laidumo juostos diagrama (b).

QD plastinės relaksacijos požymių), o tai rodo aukštą darinio medžiagos/auginimo kokybę.

Kvantinių strypelių pagrindo diametras yra apie 10 nm – tokią jo vertę apibrėžia saviformuojančių QD geometrija. Keičiant SL periodų skaičių buvo užauginti įvairios morfologijos strypelių dariniai. Tirtų QRods darinių aukščio ir diametro santykis (*aspect ratio*, AR) siekė 2, 3,2 ir 4,1. Tokio AR strypelių neįmanoma užauginti taikant įprastinius S–K taškų formavimo metodus. Nustačius geometrinius heterodarinio parametrus bei žinant medžiagos sudėtį galima nubrėžti juostinę diagramą. QRods darinių tipinė laidumo juostos schema pateikiama 26b pav.

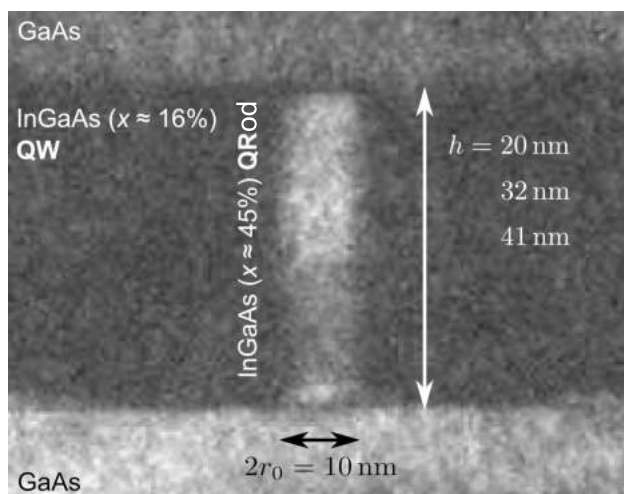
Siekiant nustatyti As šaltinio įtaką InGaAs QRods nanodarinių optinėms savybėms bei elektroninei sandarai buvo užaugintos dvi serijos skirtingos morfologijos (3-jų skirtingų aukščių) strypelių heterodarinių su  $N = 10, 20$  ir  $35$  SL periodais. Bandinių serijos skyrėsi tik As šaltiniu – buvo auginama su  $As_2$  ir  $As_4$  šaltiniais. Pagrindiniai suformuotų InGaAs QRods darinių (bandiniai L396, L397, L398, L399, L400 ir L402) parametrai pateikiami 4-oje lentelėje.

Kvantinių strypelių aukštis vienareikšmiškai apibrėžiamas pavienių InAs ir GaAs sluoksnių storiais,  $d_{InAs}$  ir  $d_{GaAs}$ , bei GaAs/InAs SL periodų skaičiumi  $N$ . Tuo būdu atskirai suskaičiavome QRods aukščius: 20 nm ( $N = 10$ ), 32 nm ( $N = 20$ ) ir 41 nm ( $N = 35$ ), o taip pat,

4 lentelė InGaAs QRods darinių pagrindiniai parametrai.

SL periodų skaičius, N	QRods aukštis (nm)	As šaltinis	Bandinys
10	20	As <sub>2</sub>	L398
10	20	As <sub>4</sub>	L399
20	32	As <sub>2</sub>	L402
20	32	As <sub>4</sub>	L396
35	41	As <sub>2</sub>	L400
35	41	As <sub>4</sub>	L397

taikydami trivialią formulę  $d_{InAs}/(d_{GaAs} + d_{InAs})$ , nustatėme 16% In kiekį InGaAs duobėje (27 pav.).

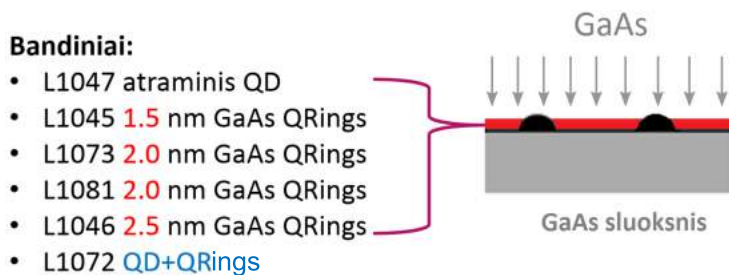


27 pav. TEM mikrografija (110)-plokštumoje, vaizduojanti skirtingų aukščių kvantinių strypelių (QRods) darinių geometriją ir medžiagos sudėtį.

### 6.3 InGaAs kvantiniai žiedai GaAs matricoje

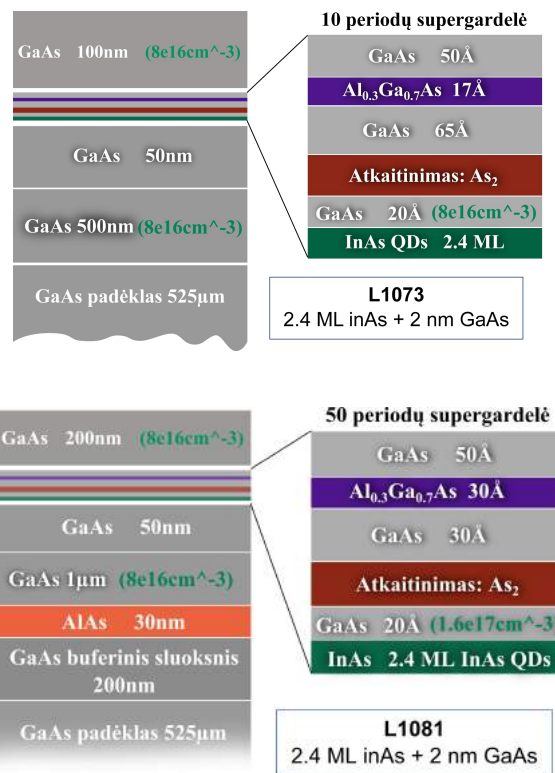
QRings dariniai buvo auginami ant Stranski–Krastanow'o InAs kvantinių taškų užgarinant kelių nanometrų storio GaAs sluoksnį ir atkaininant As<sub>2</sub> atmosferoje. Buvo suformuotos dvi serijos kvantinių žiedų heterostrukūrų ir atraminis kvantinių taškų darinys. Pirmąją tirtų



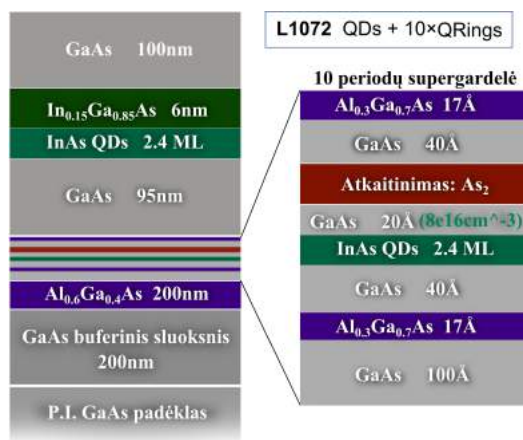


28 pav. Tirtų QRings struktūrų principinė schema.

QRings kvantinių struktūrų serija, sudaro bandiniai L1041 (2.1 ML InAs + 2.0 nm GaAs), L1042 (2.4 ML InAs + 2 nm GaAs), L1045 (2.4 ML InAs + 1.5 nm GaAs) ir L1046 (2.4 ML InAs + 2.5 nm GaAs). Ant QD buvo užgarinamas skirtingo storio GaAs sluoksnis (28 pav.), dalinai padengiantis taškus siekiant stebėti žiedų struktūrų formavimosi ir optinių savybių priklausomybę nuo minėtojo sluoksnio storio. Antroji QRings serija – tai kvantinių žiedų jutiklių dariniai L1073 bei L1081, kurie užauginti kvantinius žiedus formuojant QD padengiant 2 nm storio GaAs sluoksniu. Taip pat siekiant padidinti optinį efektyvumą ir palyginti periodų skaičiaus daromą įtaką. Pagrindinis skirtumas tarp šių struktūrų yra tai, kad L1073 darinio atveju buvo suformuota 10 periodų, o L1081 struktūroje 50 periodų supergaridelės. Šių darinių struktūrinės schemas pateiktos 29 pav. Hibridinės DWELL ir QRings struktūros L1073 bei L1081 buvo auginamos ant saviformuojančių QD sluoksnio (2.4 ML InAs) užgarinant 2 nm GaAs ir atkaitinant  $As_2$  atmosferoje. Be to, jų buferinis ir viršutinis sluoksniai buvo legiruojami n-tipo Si priemaišomis (legiravimo laipsniai nurodyti brėžinyje 29 pav.). Galiausiai, siekiant sukurti dvispalvi fotojutiklį – buvo susintetintas hibridinės kvantinių taškų ir kvantinių žiedų struktūros prototipas, kurios aktyviają sritį formuoja DWELL ir 10 periodų QRings heterodariniai. Šios struktūros (bandinio L1072) schema pa-vaizduota 30 pav. Šis prototipas buvo skirtas optiniams matavimams, todėl kontaktiniai GaAs sluoksniai nebuvo legiruojami.



29 pav. QRings detektorinių struktūrų (L1073 ir L1081) schemas.

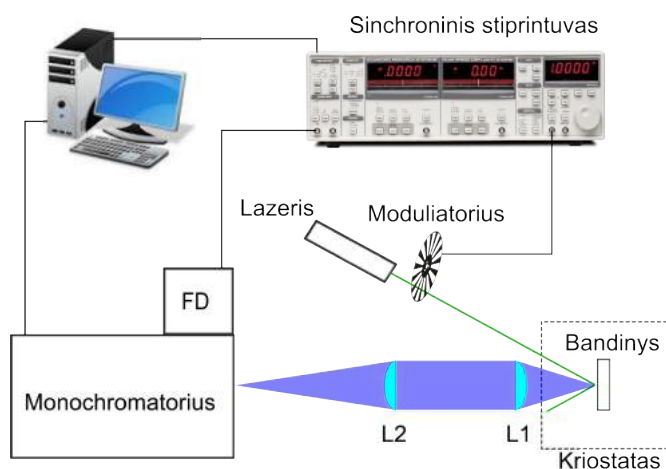


30 pav. Dvispalvio fotojutiklio prototipo — kombinuoto QD ir QRings darinio L1072 schema.

## 7 Eksperimento metodikos

### 7.1 Fotoluminescencijos matavimas

Fotoluminescencijos eksperimento schema pateikta 31 pav. Lazerių buvo generuojama nuolatinės veikos 532 nm bangos ilgio ir 400 mW galios, bei impulsinės veikos 266 nm, 0,5 ns impulso trukmės ir 15 mW galios spinduliuotė. Toliau praėjusi pro moduliatorių bei lęšį L1 (glaudžiamasis) spinduliuotė fokusuojama į bandinį esantį kriostate. Šios spinduliuotės sukelta luminescencija toliau kolimuojama lęšiais L2 ir L3 ( $f_{L2} = 150$  mm;  $f_{L3} = 300$  mm) ir fokusuojama į monochromatorių (Andor SR500i), pro kurį praėjusi šviesa registruojama termoelektriškai šaldomu InGaAs fotodetektoriumi (registruojama sritis: 800–1900 nm). Užregistruotas signalas stiprinamas sinchroniniu stiprintuvu (DSP Lock-in amplifier SR830), moduliatoriaus dažnis buvo panaudotas kaip atraminis (*reference*). Analoginis signalas skaitmenizuojamas duomenų nuskaitymo sistemoje (Andor SR-ASZ-0055 data acquisition system) ir „Andor SOLIS Scanning“ programa vaizduojamas personalinio kompiuterio ekrane. Vakuuminėje šaldymo sistemoje bandiniai buvo šaldomi iki 3 K.



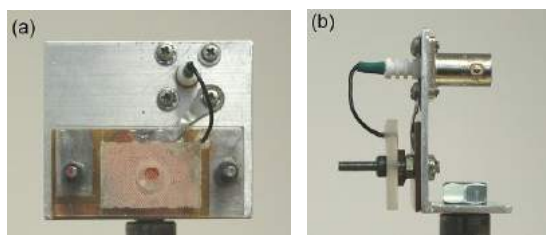
**31 pav.** Temperatūrinių fotoluminescencijos matavimų eksperimento schema. FD - fotojutiklis.

## 7.2 Fotoluminescencijos žadinimo spektrų matavimas

Fotoluminescencijos žadinimo eksperimėto metu buvo naudojama dviejų monochromatorių sistema (žiūrėti 33 pav.). Žadinančiuoju šviesos šaltiniu buvo pasirinkta 100 W halogeninė lempa, kurios spinduliuotė buvo fokusuojama į pirmojo monochromatoriaus (Andor SR-500i) įėjimo plyši. Pro monochromatorių difragavęs kvazimonochromatinis šviesos srautas dviejų lęšių sistema ( $f_{L1} = 325$  mm,  $f_{L2} = 200$  mm) buvo fokusuojamas į bandinį. Sužadinta tiriamos struktūros fotoluminescencija dviejų lęšių sistema buvo fokusuojama pro antrą analogiško monochromatorių, nustatytą ties pasirinktu bangos ilgiu, į fotojutiklį. Registravimo bangos ilgis buvo parenkamas iš PL spektro išsirenkant spektrinius ypatumus susijusius su optiniais šuoliais tarp pagrindinių kvantinių lygmenų.

## 7.3 Bekontaktis elektrinis atspindys

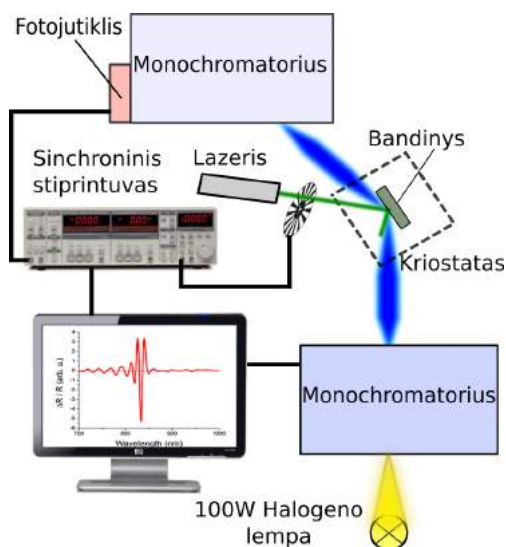
Kondensatoriaus tipo stovo, į kurį buvo tvirtinamas bandinys, schema pavaizduota 32 pav. Jis sudarytas iš pusiau skaidraus indžio alavo oksido (ITO) kontakto ir metalinės varinės plokštelės. Tiriamas bandinys buvo talpinamas tarp šių elektrodu. Elektrinio lauko moduliacija buvo gaunama naudojant auštos įtampos generatorių (Trek 609E-6). Iš generatoriaus į ITO kontaktą buvo paduodamas sinuso formos 190 Hz dažnio ir  $U_m = 1,5$  kV amplitudės signalas. Gautas naudingas signalas buvo stiprinamas sinchroniniu stiprintuvu (DSP Lock-in ampilfier SR830). Bekontaktis elektrinis atspindys buvo matuojamas kambario temperatūroje.



**32 pav.** CER matavimams naudojamas kondensatorius: (a) vaizdas iš priekio, (b) vaizdas iš šono.

## 7.4 Fotoatspindžio spektrų matavimas

Fotoatspindžio eksperimento metu, kurio schema pateikta 33 paveiksle, matuojamas atspindžio koeficiento pokytis. Baltos šviesos šaltinio pluoštelis difragavęs pro monochromatorių buvo fokusuojamas į bandinio paviršių ir atsispindėjęs pro antrą monochromatorių patenka į fotojutiklį. Atspindžio koeficiento pokytis atsiranda bandinio paviršių apšvietus pro optinį moduliatorių praėjusia lazerio spinduliuote, kuri generuoja elektronų-skylių poras. Šiame eksperimente vidinis elektrinis laukas bandinyje buvo moduluojamas mažo intensyvumo ( $<2 \text{ mW/cm}^2$ ) nuolatinės veikos 532 nm bangos ilgio lazerine spinduliuote. Balta šviesa buvo gaunama naudojant 100 W halogeninę lempą. Praėjusi pro monochromatorių šviesa fokusuojama į bandinį, o lęšiu surinktas atspindys fokusuojamas į InGaAs fotojutiklį. Užregistruotas signalas stiprinamas sinchroniniu stiprintuvu, kurio atraminis dažnis buvo pasirinktas optinio modulatoriaus. Analoginis signalas duomenų nuskaitymo sistemoje paverčiamas skaitmeniniu ir vaizduojamas kompiuterio programoje.



33 pav. PR, PLE ir CER matavimų eksperimento schema.

## 7.5 Spektrų linijos formos analizė

Optiniai šuoliai tirtose struktūrose buvo nagrinėjami atliekant moduliacinių spektrų linijos formos analizę. Fotomoduliuotiems spektrams daro įtaka abu moduliacijos mechanizmai – ir lygmenų užpildymo, ir QCSE. Kvantinių taškų būsenų užpildos signalo intensyvumas, remiantis [86] ir [87] šaltiniais, dėl Pauli draudimo yra proporcingas moduluojamų elektronų skaičiui. Šio signalo kreivę atitinka pirmoji dielektrinės funkcijos išvestinė pagal intensyvumą ar oscilatoriaus stiprumą, o kreivę galima aprašyti Gauss'o funkcija. Stark'o poslinkis gali būti aprašytas Gauss'o funkcijos pirmąja išvestine. Matuotų moduliacinių spektrų optinių šuolių energijos ir išplitimo parametrai gali būti analizuojami pasitelkus Aspens'o trečios eilės išvestinės funkcinę formą, dar vadinama Lorentz'o tipo funkcija [88],

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} [C e^{i\theta} (E - E_{ex} + i\Gamma)^{-m}], \quad (5)$$

kur  $m$  - parametras apibūdinantis optinius šuolius,  $C$  – amplitudė,  $\theta$  – fazė,  $E_{ex}$  – kritinio taško energija ir  $\Gamma$  yra išplitimo parametras ( $\Gamma \sim \hbar/\tau$ ). Skaičiavimams buvo naudojamos  $m = 2,5$  ir  $m = 3$  parametro vertės. Kai parametro vertė  $m = 2,5$ , lygtis (5) gana tiksliai nusako būsenų užpildymo moduluotos linijos Gauss'inį profilį [86]. Parametro vertę parinkus  $m = 3$ , lygtis (5) aprašo Gauss'o kreivės pirmos eilės išvestinę [89]. Ši išraiška skirta aprašyti kvantinėms sistemoms su nehomogeniškai išpitusiais lygmenimis. Individualių PR optinių šuolių modulis ( $|\Delta\rho(E)|$ ) buvo įvertintas naudojant [79]:

$$|\Delta\rho(E)| = \frac{|C|}{[(E - E_{ex})^2 + \Gamma^2]^{m/2}}, \quad (6)$$

kur  $C$ ,  $E_{ex}$  ir  $\Gamma$  – derinimo būdu gauti parametrai iš (5) lygties.

# III KVANTINIŲ INGaAs/GaAs HETERO-DARINIŲ OPTINĖS SAVYBĖS

Šioje disertacijos dalyje atskiruose skyriuose ir poskyriuose pristatomi ir aptariami tirtų kvantinių heterodarinių - InAs/GaAs/AlAs kvantinių taškų (su InGaAs įtempimus sumažinančiu sluoksniu ir be jo), skirtingos morfologijos InGaAs kvantinių strypelių ir InAs kvantinių žiedų - energijos spektrai.

## 8 InGaAs kvantinių taškų optinės savybės

Prieš atliekant InAs kvantinių taškų sudėtinėje InGaAs/GaAs/AlAs kvantinėje duobėje spektroskopinius matavimus, buvo tirta atspindžio nuo bandinio padėklo įtaka fotatspindžio spektrams. Šiame darbe tirtos DWELL struktūros buvo augintos ant poliruoto (blizgaus) pusiau izoliuojančio GaAs padėklo todėl šį reiškinį svarbu aptarti detaliau.

### 8.1 Atspindžio nuo heterostruktūros padėklo efektai

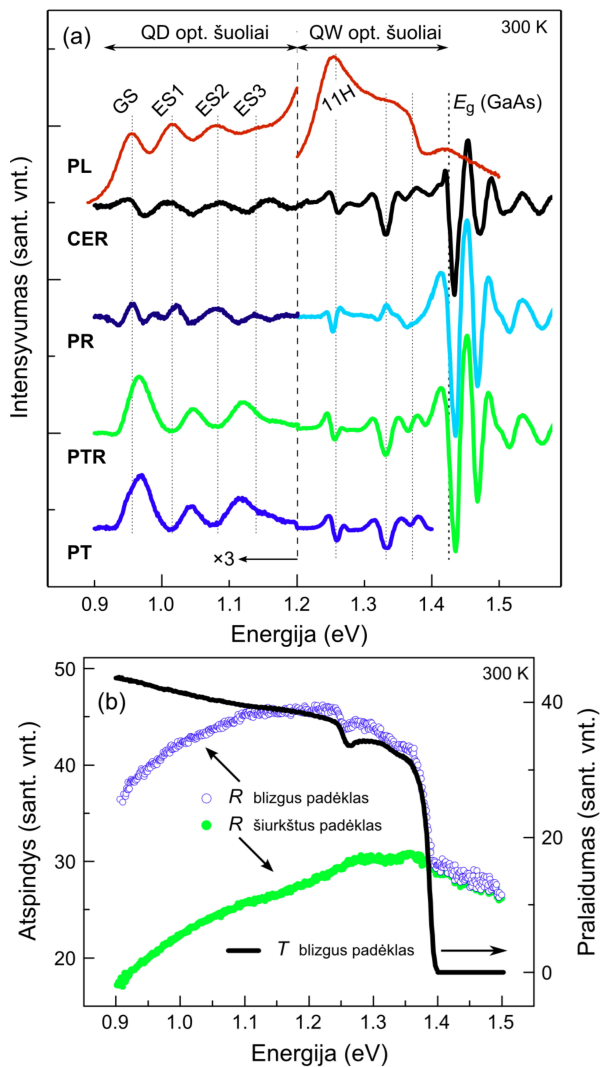
Atspindžio nuo bandinio padėklo reiškinys buvo tirtas tūriniam GaAs [80,81], tačiau kvantinių taškų struktūroms šis reiškinys netirtas. Kvantinių taškų sluoksnyje sugertis apibrėžiama sugerties skerspjuviu  $\sigma = \alpha/N$ , kur  $\alpha$  – sugerties koeficientas, o  $N$  – kvantinių taškų tankis. Svarbu prisiminti, kad dėl mažo QD sluoksnių skaičiaus žadinančio-sios spinduliuotės įsiskverbimo gylis ( $1/\alpha$ ) yra didesnis nei QD taškų struktūros storis (esant fotonų energijai žemesnei negu fundamentalus GaAs sugerties kraštas,  $\hbar\omega < E_g^{\text{GaAs}}$ ). Turint tai omenyje ant atspindinčio padėklo augintiems bandiniams atspindžio nuo darinio padėklo įtaka spektrams gali būti reikšminga.

Siekiant tiesiogiai palyginti PR spektrus esant atspindžiui nuo bandinio padėklo ir be jo, dengtų įtempimus sumažinančiu sluoksniu QD struktūra buvo padalinta į dvi dalis, iš kurių vienos padėklas buvo pašaurkštintas. Atspindžio nuo padėklo įtaka buvo eksperimentiškai tiriama, matuojant abiejų struktūros dalių fotoatspindžio (34a pav.), pralaidumo ( $T$ ) bei nemoduliuoto atspindžio ( $R$ ) spektrus (34b pav.) kambario temperatūroje. 34a paveiksle palyginimui taip pat pavaizduoti fotopralaidumo (PT), bekontakčio elektrinio atspindžio (CER) bei didelio sužadavimo intensyvumo PL spektrai.

Pažvelgus į QD darinio spektrus kambario temperatūroje (34a pav.), galima išskirti tris charakteringas sritis, kurios yra susijusios su įvairiais tarpjuostiniais optiniais šuoliais. Aukštos energijos ypatumai stebimi virš GaAs draustinio juostos tarpo (1,42 eV) yra siejami su tarpjuostiniais šuoliais GaAs/AlAs QW bei Franz-Keldysh osciliacijomis GaAs sluoksnyje. Fotonų energijos ruože (1,25–1,42 eV) pastebimi keli aštrūs PR ypatumai. Šie ypatumai yra siejami su optiniais šuoliais tarp binarinių InAs/InGaAs kvantinių duobių, kurias formuoja drėkinantysis InAs ir dengiantysis InGaAs sluoksniai. Žemos fotonų energijos srityje (0,9–1,25 eV) PR ir PL spektruose galima išvysti keletą platesnių juostų, susijusių su kvantiniais šuoliais tarp pagrindinių bei sužadintųjų QD būsenų.

Toliau aptarsime išskirtinai fotomoduliuotų spektrų linijos formos kitimus susijusius su optiniais šuoliais kvantiniuose taškuose. Bandinio su blizgiu padėklu fotopralaidumo atspindžio geometrijoje spektro (PTR) intensyvumas ir linijos forma sutampa su PT spektru, tačiau regimi akivaizdūs skirtumai lyginant su pašaurkštinto bandinio PR spektru (34a pav.). Toks spektrų nesutapimas gali būti aiškinamas atspindžio nuo bandinio padėklo efektu. Pažvelgus į 34b paveikslą, galima pastebėti staigų  $R$  kritimą ties GaAs draustinės juostos tarpu bandiniui su blizgiu padėklu. Savo ruožtu, pašaurkštinto bandinio  $R$  spektras yra tolydus nagrinėjamame spektriniame ruože. Atspindžio kreivės laiptelis sutampa su pralaidumo spektro kraštu, o tai byloja apie atspindžius tarp bandinio paviršių \*[68].





**34 pav.** DWELL darinio energijos spektrai kambario temperatūroje: (a) didelio sužadinimo fotoluminescencijos (PL), bekontakčio elektroatspindžio (CER), fotoatspindžio (PR), fotopralaidumo atspindžio geometrijoje (PTR) ir fotopralaidumo (PT) lyginamieji spektrai; (b)  $T$  bei bandinio su blizgiu ir pašiurkštintu padėklų  $R$  spektrai.

## 8.2 Fotomoduliuotos sugerties efektas

Atsižvelgiant į šiuos rezultatus galima daryti prielaidą, jog nuo struktūros su blizgiu padėklu gautas fotomoduliuotas signalas yra sudarytas iš dviejų dedamųjų. Pirmoji jų yra susijusi su šviesa moduliuojamu vidiniu elektriniu lauku ir yra žinoma kaip fotoatspindys. Ši gryna komponentė buvo išskirta pašiurkštinius bandinio padėklą (34a pav.). Antroji komponentė, žinoma kaip fotomoduliuoto pralaidumo (*phototransmission*, PT) atspindžio geometrijoje (PTR), yra siejama su daliniu atspindžiu nuo bandinio padėklo (34b pav.). Kaip ir tradiciniame PT eksperimente, PTR komponentė atsiranda dėl fotomoduliuotos sugerties (*photoabsorption*, PA) efekto [81]. Iš tiesų, PT spektras yra labai panašus į PTR spektrą mažos fotonų energijos srityje, kurioje stebimi tarpjuostiniai optiniai šuoliai tarp QD pagrindinių ir sužadintųjų būsenų (34a pav.). Vienas pagrindinių ypatumų yra tai, kad bandinio su blizgiu padėklu PTR spektre dominuoja PA efektas.

PA efekto vyravimas InAs kvantinių taškų moduliuoto atspindžio spektruose gali būti aiškinamas nagrinėjant zonduojančios šviesos sklindimą bandinyje su blizgiu padėklu. Iš tiesų, krintanti į bandinį šviesa patiria dalinį atspindį nuo padėklo ir šitaip dukart pereina QD sluoksnius, o suminis PA efektas yra atskirų kvantinių taškų sluoksnių fotomoduliuotos sugerties sandauga. Neatsižvelgiant į atspindžius tarp paskirų QD sluoksnių, PTR eksperimente tiriamas dydis yra  $\Delta T/T \approx -2d\Delta\alpha$ , kur  $d$  yra QD sluoksnio storis. Kita vertus, QD sluoksnių skaičius turi mažą įtaką PR signalui. Iš tiesų, didinant QW sluoksnių skaičių keičiasi tik linijos fazė [82]. Verta atkreipti dėmesį, kad mūsų kvantinių taškų kvantinėje duobėje struktūra nėra visiškai periodiška, nes QD nėra vertikalčiai koreliuoti, o jų padėtis plokštumoje yra atsitiktinė. Taip pat verta paminėti, jog atspindžio nuo bandinio padėklo efektas CER spektrui, panašus, nedaro jokios įtakos (34a pav.). Tai lemia mažas moduliacijos gylis CER spektroskopijoje [79].

### 8.3 Fotomoduliacijos mechanizmai

Verta atkreipti dėmesį, kad kvantinių taškų optinių šuolių energijų srityje PT ir PTR spektrai aiškiai skiriasi nuo PR spektro (34a pav.). Šuolių tarp QD pagrindinių būsenų energijų srityje PT ir PTR spektruose aiškiai matomas teigiamas signalas, tuo tarpu CER ir PR spektruose stebima diferencialinė kreivė. Atlikus šių duomenų analizę galima išskirti du moduliacijos mechanizmus:

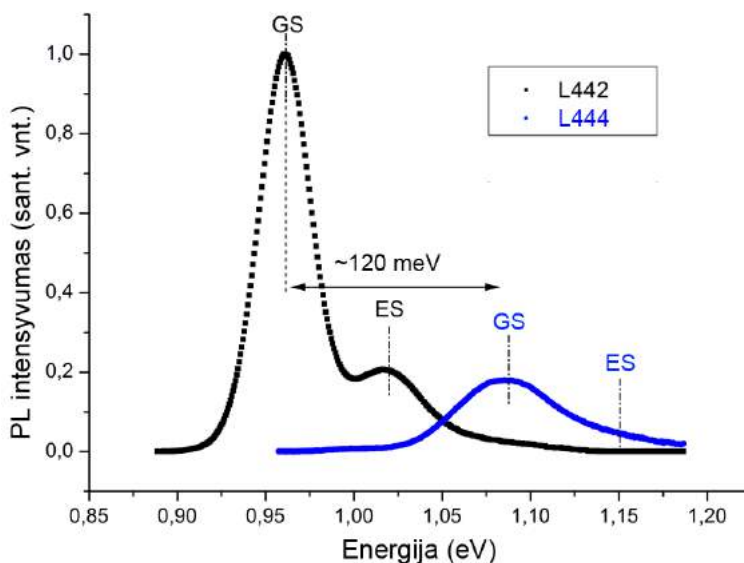
- Pauli būsenų užpildymas,
- kvantiškai apribotas Stark'o efektas (QCSE).

Tirtose QD heterostrukūrose dalis sluoksnių patenka į erdvinio krūvio sritį, susiformavusią netoli bandinio paviršiaus. Paviršiuje esančių QD ansamblio užpilda krūvininkais yra apribota, dėl jų veikiančių elektrinių laukų. Dėl mažo moduluojančios spinduliuotės įsiskverbimo gylio PR eksperimento metu [83], signalui iš viršutinių QD sluoksnių QCSE moduliacijos mechanizmo įtaka yra didžiausia. Pastarasis moduliacijos mechanizmas yra siejamas su vidinio elektrinio lauko ekranavimu laisvais eksitonais, kuriuos generuoja lazerinė spinduliuotė. Toks fotomoduliacijos mechanizmas buvo numatytas ir plačiai pripažintas vyraujančiu, tiriant nelegiruotų QD darinius [84]. Kita vertus, QD sluoksniuose esančiuose už erdvinio krūvio srities, fotomoduliuotas signalas gali būti siejamas ir su būsenų užpildymo mechanizmu. Šis mechanizmas atsiranda dėl QD tarpjuostinių šuolių Pauli ribojimo ir kuloninės krūvininkų sąveikos efektų [85]. Manome, kad abu minėti efektai daro įtaką PT linijos formai su QD šuoliais susijusioje srityje. Pagal Pauli draudimo principą sugertis į užpildytas QD būsenas yra apribota. Šį efektą iliustruoja stipriai teigiamas spektrinis ypatumas PT ir PTR spektruose, atitinkantis šuolius tarp pagrindinių QD būsenų. Savo ruožtu, kuloninės sąveikos efektas spektruose pasireiškia pakeisdamas elektronais neužpildytų ES būsenų linijas — jos įgyja dispersinę formą.

## 8.4 Įtempimus sumažinančio InGaAs sluoksnio įtaka

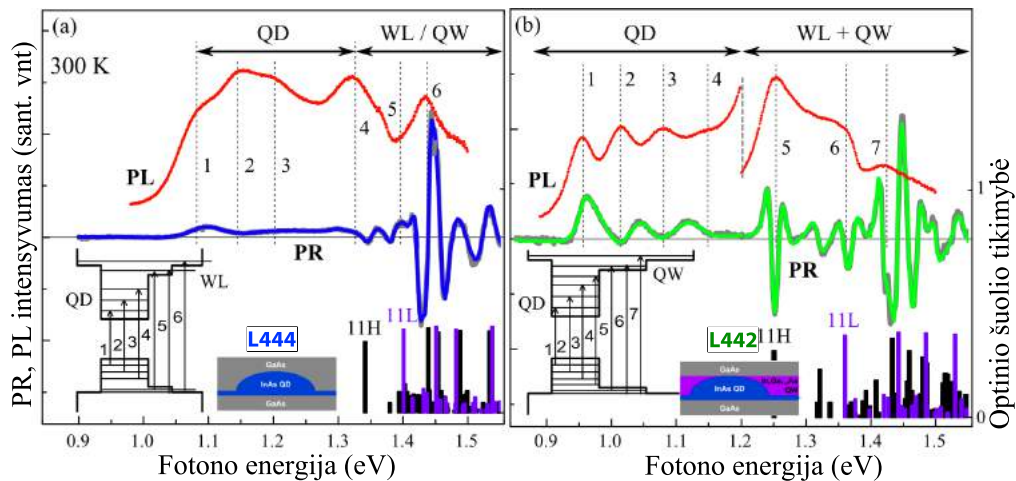
### Kambario temperatūros spektrai

Siekiant įvertinti dengiančiojo InGaAs sluoksnio įtaką struktūrų optinėms savybėms buvo lyginamos dvi struktūros: su įtempimus sumažinančiu sluoksniu (L442) ir be jo (L444). Pažvelgę į 35 paveikslą, kuriame pavaizduoti PL energijos spektrai 300 K temperatūroje. Pastebime, kad pagrindinės būsenos fotoluminescencijos intensyvumas L442 bandinyje beveik eile viršija L444 bandinio intensyvumą. Taip pat spektre matome, kad šios struktūros (L442) smailė, susijusi su optiniais šuoliais tarp pagrindinių būsenų, pasislinkusi į mažesnių energijų sritį per  $\sim 120$  meV.



**35 pav.** QD struktūrų su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu (L442) ir be jo (L444) silpno sužadavimo intensyvumo fotoluminescencijos spektrų palyginimas 300 K temperatūroje. GS – optinis šuolis tarp pagrindinių QD būsenų, ES – šuolis tarp sužadintųjų QD būsenų.

36 paveiksle matome L444 ir L442 bandinių fotoatspindžio (PR) ir fotoluminescencijos (PL) spektrus kambario temperatūroje. Spektrai buvo matuoti 0,9–1,6 eV spektrinėje srityje. Grafike taip pat matome pastebėtų optinių ypatumų tarpjuostinių šuolių diagramas. PR eksperimente buvo naudojama mažo intensyvumo moduliacijos spin-



**36 pav.** QD struktūrų be dengiančiojo InGaAs sluoksnio (a) ir su jo (b) PR ir didelio žadinimo intensyvumo PL spektrai kambario temperatūroje. Vertikalių juostų aukštis ir pozicija parodo suskaičiuotas su lengvomis (11L) ir sunkiomis (11H) skylėmis susijusias optinio šuolio energijas ir banginių funkcijų persiklojimo integralus (optinių šuolių tikimybes) InAs drėkinančiojo sluoksnio ir/arba GaAs kvantinės duobės srityje. Intarpas vaizduoja energijos lygmenų schemą, kurioje skaičiais pažymėti charakteringi optiniai šuoliai.

duliuotė ( $<2\text{mW/cm}^2$ ), tuo tarpu PL žadinimui buvo naudojamas  $500\text{ W/cm}^2$  intensyvumo lazeris. Optiniuose spektruose galima išskirti tris pagrindines ypatumų sritis (36 pav. pažymėta skaičiais).

Žemiausių energijų spektriniame ruože (0,9–1,25 eV) matomos kelios smailės kurios gali būti siejamos su tarpjuostiniais šuoliais iš kvantinių taškų pagrindinės (GS) (1 ypatumas) ir sužadintų būsenų (ES) (2 ir 3 ypatumai bandiniui L444; 2–4 bandiniui L442). Pastebime, kad bandinyje su dengiančiuoju sluoksniu energija tarp pagrindinių būsenų (1) patyrė raudonąjį poslinkį per  $\sim 120\text{meV}$ , o didesnis sužadintųjų būsenų skaičius (2–3 ir 2–4 ypatumai L444 ir L442 atitinkamai) rodo geresnę krūvininkų lokalizaciją bandinyje su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu.

Pažvelgus į aukštesnių energijų sritį (1,25–1,42 eV) bandinio kuris nebuvo dengtas InGaAs sluoksniu (L444) fotoatspindžio spektre mato si 2 smailės (4–5). Minėtosios smailės susijusios su tarpjuostiniais optiniais šuoliais tarp InAs drėkinančiojo sluoksnio (*wetting layer*, WL) kvantinių lygmenų. Savo ruožtu bandinio su InGaAs dengiančiuoju

sluoksniu (L442) užregistruoti 3 charakteringi maksimumai (5–7) kurie susiję su eksitoniniais šuoliais tarp kvantinių lygmenų binarinėse InGaAs/GaAs duobėse. Verta paminėti, jog nors ir PL matavimuose žadinančiojo šaltinio spinduliuotės intensyvumas buvo didesnis, fotoatspindžio matavimų spektruose matomi ryškesnės charakteringos smailės. Siekiant nustatyti optinių šuolių energijas ir maksimumų parametrus, gauti fotoatspindžio spektrai buvo derinami naudojant Lorentz'o tipo funkciją 5. Žemų energijų srityje, apskaičiuotos su kvantiniais taškais susijusių optinių šuolių energijos dengtam InGaAs sluoksniu bandiniui (L442): GS (1) = 0,951 eV, ES1 (2) = 1,008 eV, ES2 (3) = 1,062 eV ir ES3 (4) = 1,152 eV. Taip pat šuolių tarp pagrindinių būsenų InAs/InGaAs binarinėje kvantinėje duobėje (5) energija siekė 1,250 eV. Savo ruožtu bandinio nedengto įtempimus sumažinančiu InGaAs sluoksniu (L444) gautos su kvantiniais taškais susijusių optinių šuolių energijos: GS (1) = 1,073 eV, ES1 (2) = 1,128 eV ir ES2 (3) = 1,190 eV. Aukštesnių energijų srityje su lengvomis ir sunkiomis skylėmis susijusių šuolių energijos tarp InAs/GaAs drėkinančiojo sluoksnio bei kvantinės duobės buvo 11H (4) = 1,341 eV ir 11L (5) = 1,398 eV.

Siekiant įvertinti tikrąją In kiekio koncentraciją  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  dengiančiajame sluoksnyje, detaliau buvo ištirtos su optiniais šuoliais tarp QW lygmenų susijusios spektrinės dalys. Šiuo tikslu, buvo atlikti kompleksinės QW, sudarytos iš InAs WL ir InGaAs dengiančiojo sluoksnio, įterptų į GaAs/AlAs QW, skaitmeniniai skaičiavimai efektinės masės artinio rėmuose naudojant nextnano<sup>3</sup> programinį paketą [69] (36 pav. vertikalios linijos). Juostų pozicija žymi optinių šuolių iš sunkiųjų ( $mnH$ ) ir lengvųjų ( $mnL$ )<sup>4</sup> skylių būsenų energijas ( $m$  ir  $n$  atitinkamai žymi elektrono ir skylės lygmenis), o juostų aukštis – banginių funkcijų persiklojimo integralus (optinių šuolių tikimybes). Skaičiavimams reikalingi medžiagų parametrai buvo paimti iš [70] šaltinio. Palyginus eksperimentinius rezultatus su skaičiavimo duomenimis buvo nustatyta žemesnė negu auginimo protokole nurodyta In koncentracija:  $x = 0,13$ . Šie rezultatai gali būti aiškinami įtempimus sumažinančio

---

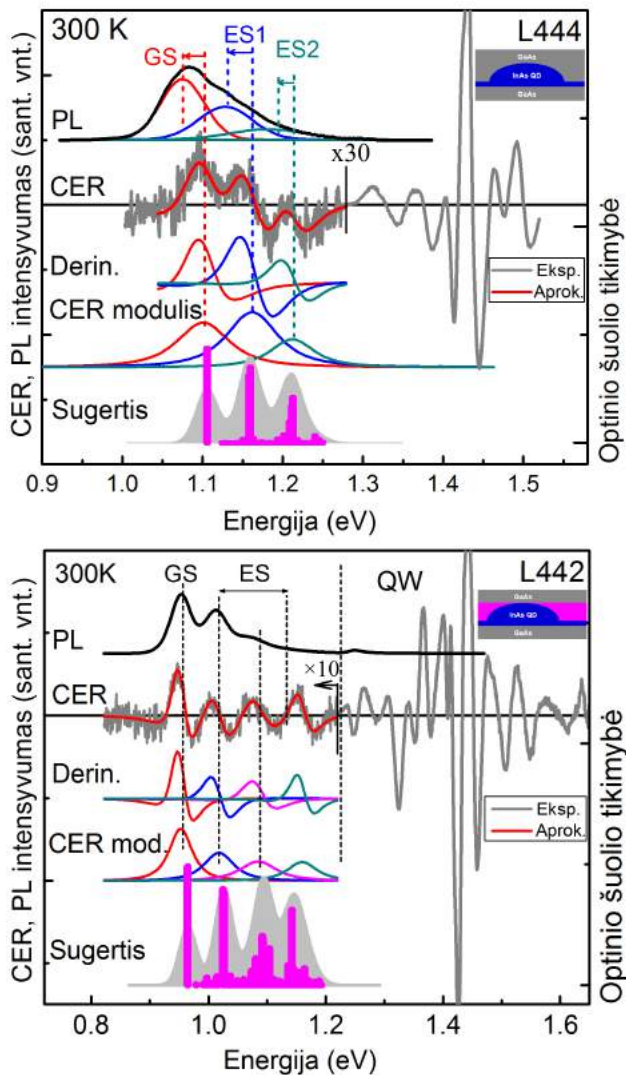
<sup>4</sup>Čia žymėjimas  $mnH(L)$  apibūdina šuolį tarp  $m$ -tojo elektrono ir  $n$ -tosios sunkiosios (lengvosios) skylės energijos lygmenų.

In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As dengiančiojo sluoksnio dekompozicija [71].

Kvantinių taškų struktūroms su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu (L444) ir be jo (L442) buvo pamatuoti kambario temperatūros CER ir PL spektrai kurie pateikti 37 pav. Šiuose spektruose taip pat galima nustatyti tris pagrindines ypatumų grupes kurios susijusios su prieš tai minėtais eksitoniniais šuoliais. Žemų energijų srityje, iš derinimo nustatytos su kvantiniais taškais susijusių optinių šuolių energijos abiemis heterodariniams. Dengtai InGaAs sluoksniu struktūrai (L442): GS = 0,953 eV, ES1 = 1,018 eV, ES2 = 1,085 eV ir ES3 = 1,160 eV. Nendertos įtempimus sumažinančiu InGaAs sluoksniu struktūros (L444) iš CER matavimų gautos su kvantiniais taškais susijusių optinių šuolių energijos: GS (**1**) = 1,101 eV, ES1 (**2**) = 1,162 eV ir ES2 (**3**) = 1,212 eV. Gauti duomenys gana tiksliai atitinka iš PR spektrų gautus rezultatus. Šiuo atveju taip pat pastebimas dengiančiojo sluoksnio sukeltas šuolių tarp pagrindinių būsenų energijos raudonasis poslinkis. Daroma prielaida, jog šuolių tarp pagrindinių būsenų raudonąjį poslinkį sukelia InAs kvantinio taško padidėjimas ir taško formos kitimas dėl In kiekio persiskirstymo tarp InAs kvantinių taškų ir juos dengiančio InGaAs sluoksnio [72].

Norėdami patikrinti šią prielaidą buvo atlikta InAs kvantinių taškų skaitmeninė analizė pritaikant 8 juostų  $k \cdot p$  modelį. Šia metodika buvo siekiama nustatyti kvantinių taškų matmenis ir optinių šuolių tikimybes. Struktūrai be dengiančiojo sluoksnio (L444) ir atitinkamai su juo (L442) derinimo būdu buvo nustatyti parametrai: QD aukštis 4 ir 5 nm, diametras — 20 nm, drėkinančiojo sluoksnio storis — 0,5 nm. Modeliavimo rezultatai pavaizduoti 37 pav. vertikaliomis juostomis. Remiantis derinimo duomenimis galima teigti, kad InGaAs dengiančiuoju sluoksniu dengti kvantiniai taškai užaugo didesni. 37a paveiksle taip pat yra pastebimas Stokes'o poslinkis tarp QD emisijos (PL) ir QD sugerties (CER) spektrų pagrindinių bei sužadintųjų lygmenų spektrinių ypatumų. Šis poslinkis gali būti aiškinamas krūvininkų relaksacija iš QW į QD energijos lygmenis. Įprastoje kvantinėje duobėje dėl sandūros ir sudėties defektų susidaro fliuktuojantis QW potencialo profilis, kuris turi įtakos PL spektrinių linijų gaubtinės puspločio

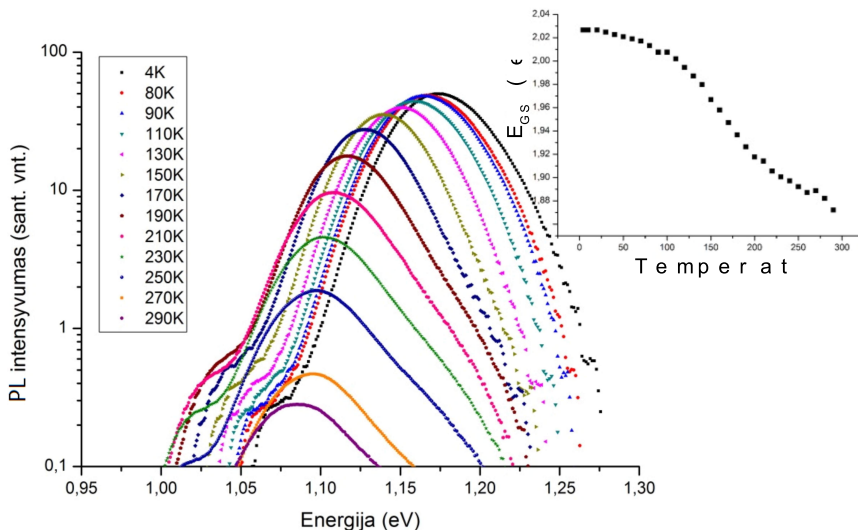
didėjimui. Plačiau Stokes'o poslinkis aptariamas 8.5 poskyryje.



**37 pav.** QD Struktūrų be dengiančiojo InGaAs sluoksnio (a) ir su juo (b) emisijos (PL) ir sugerties (CER) spektrai kambario temperatūroje. Su optiniais šuoliais tarp pagrindinių ir sužadintųjų būsenų CER spektrinių ypatumų derinimo komponentės (derin.) ir jų modulis (CER mod.). Vertikalių juostų aukštis ir pozicija parodo suskaičiuotas su lengvomis (11L) ir sunkiomis (11H) skylėmis susijusias optinio šuolio energijas ir banginių funkcijų persiklojimo integralus (optinių šuolių tikimybes).



## InAs kvantinių taškų fotoluminescencijos priklausomybė nuo temperatūros

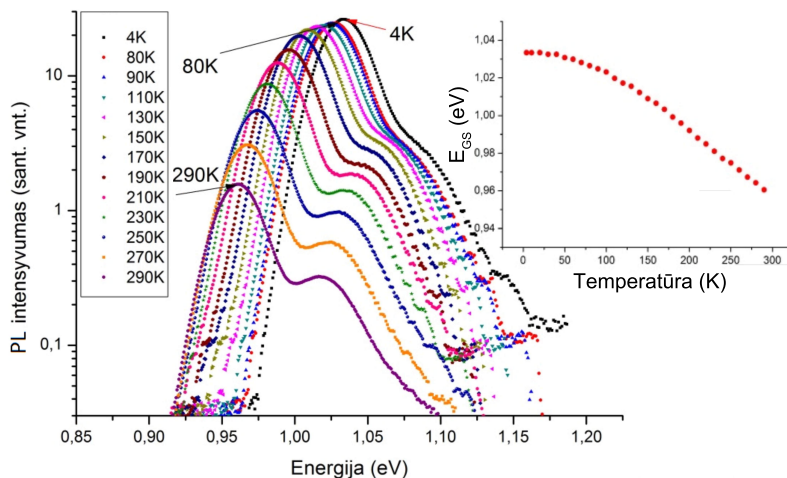


**38 pav.** Struktūros be dengiančiojo InGaAs sluoksnio (L444 bandinio) PL intensyvumo priklausomybė nuo fono energijos 4–290 K srityje. Intarpe pateiktos eksitoninių šuolių tarp pagrindinių būsenų smailės energijos priklausomybė nuo temperatūros.  $E_{GS}$  – tarpo tarp pagrindinių būsenų energija.

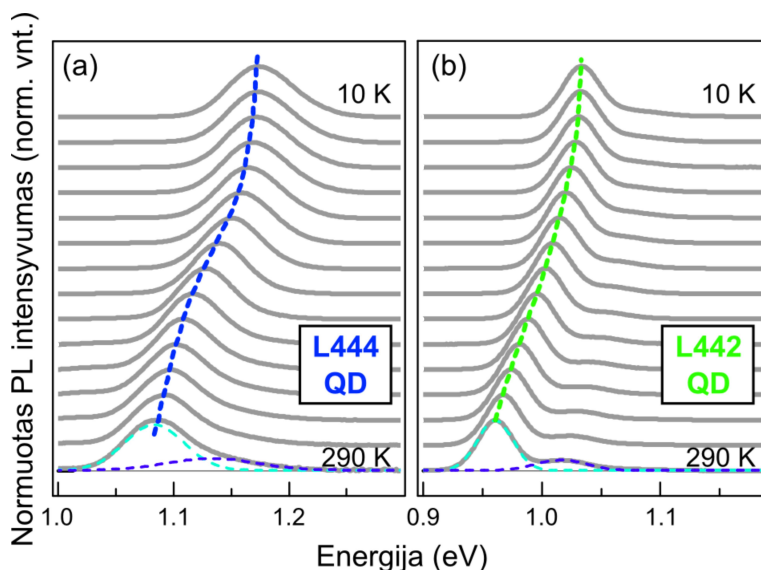
InAs kvantinių taškų abiejų darinių fotoluminescencijos spektrai 4–290 K temperatūrose pavaizduoti 38–39 pav. Intarpe yra pateikta eksitoninių šuolių tarp GS smailės energijos priklausomybė nuo temperatūros. Matome, kad mažėjant temperatūrai, didėja PL intensyvumas bei spektras slenka į didesnių energijų sritį. Šis reiškinys stebimas dėl didėjančio energijų atstumo tarp kvantinių taškų pagrindinių būsenų, bei gardelės konstantos mažėjimo krentant temperatūrai.

Siekiant geriau suprasti temperatūrinius procesus buvo atlikti PL matavimai keičiant bandinių temperatūrą nuo 10 iki 300 K (40 pav.). Matome, kad mažėjant temperatūrai, spektras slenka į didesnių energijų sritį. Taip yra dėl didėjančio energetinio atstumo tarp QD pagrindinių būsenų krentant temperatūrai.

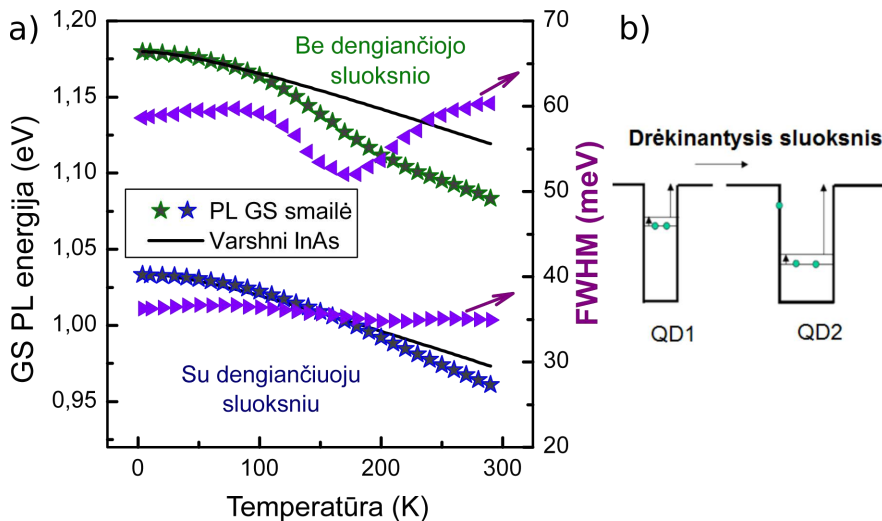
Bandinių fotoluminescencijos smailių energijos priklausomybės nuo temperatūros pateikta 41a paveiksle. Paveiksle palyginame bandinius tarpusavyje bei su teoriniais tūrinio InAs parametrų skaičiavimais.



**39 pav.** InGaAs sluoksniu dengtos struktūros (L442 bandinio) PL intensyvumo priklausomybė nuo fotonų energijos 4–290 K srityje. Intarpe pagrindinės būsenos eksitoninių šuolių smailės padėties priklausomybė nuo temperatūros.  $E_{GS}$  – tarpo tarp pagrindinių būsenų energija.



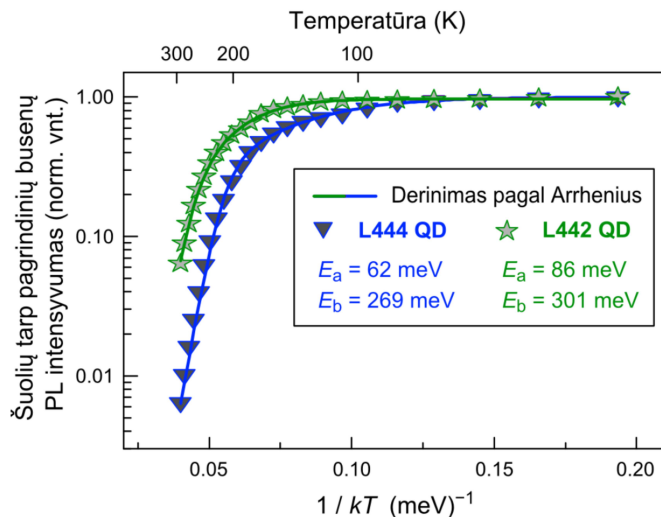
**40 pav.** Normuotos InAs kvantinių taškų PL spektrų priklausomybės nuo temperatūros: struktūra be dengiančiojo InGaAs sluoksniu (a), struktūra dengta InGaAs (b); punktyrai – derinimas pagal Gauss'o funkciją.



**41 pav.** Pagrindinės būsenos eksitoninių šuolių smailės energijos (žvaigždės) bei Gauss'o spektrų pusplotis (trikampiai) priklausomybė nuo temperatūros. Viršuje – heterodarinys be įtempimus sumažinančio InGaAs sluoksnio (L444); apačioje – heterodarinys dengtas InGaAs (L442) (a) Krūvininkų terminio persiskirstymo per drėkinantįjį lygmenį tarp skirtingo dydžio QD schema (b).

Matome, kad bandinių GS piko energija ir pusplotis (FWHM) nuo temperatūros priklauso skirtingai. Bandinio be dengiančiojo sluoksnio (L444) anomalus pusplotis parametro sumažėjimas ties 170 K kartu su šuolių tarp pagrindinių kvantinių taškų būsenų energijos sumažėjimu gali būti aiškinamas termiškai aktyvuotų krūvininkų persigrupavimu tarp skirtingų matmenų kvantinių taškų [75–78]. Kitaip tariant, žemose temperatūrose krūvininkai po kvantinius taškus pasiskirsto atsitiktine tvarka. Kylant temperatūrai termiškai aktyvuoti krūvininkai gali persokti iš mažų QD į WL ir sukristi į didesnių matmenų QD kurių aktyvacijos energija didesnė (41b pav.) . Dėl šio proceso pastebimas PL spektro siaurėjimas bei terminis raudonasis poslinkis. Savo ruožtu bandinio dengto InGaAs sluoksniu (L442) pusplotis parametras beveik nekinta didėjant temperatūrai ir GS piko energija gana tiksliai atkartoja pagal naudotą pusiau empirinę Varshni formulę 8 gautą kreivę.

Eksitoninių šuolių tarp pagrindinių QD lygmenų PL intensyvumo priklausomybė nuo temperatūros pavaizduota 42 paveiksle. Duomenys rodo, kad abiem atvejais (su InGaAs sluoksniu ir be jo) pastebimas PL intensyvumo kritimas. Abiejų darinių terminio intensyvumo gesi-

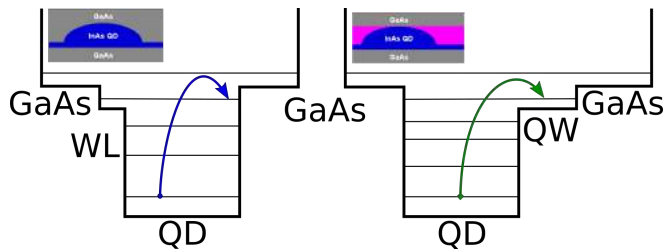


**42 pav.** Integruotos InAs kvantinių taškų pagrindinės būsenos PL intensyvumas kaip funkcija nuo temperatūros. Trikampiai – heterodarinys be įtempimus sumažinančio InGaAs sluoksnio (L444); žvaigždės – heterodarinys dengtas InGaAs sluoksniu (L442); juosta – aproksimacija naudojant Arrhenius tipo funkciją.

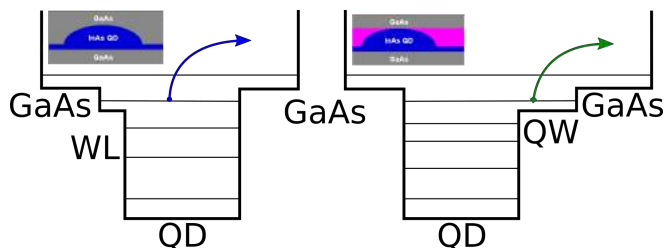
mo kreivėse galima išskirti du temperatūrinius režimus: vienu atveju vidutinių temperatūrų srityje (120–210 K), antruoju atveju ties aukštesnėmis temperatūromis (210–290 K). Tiriant terminį InAs kvantinių taškų PL intensyvumo kritimą, buvo pritaikyta, standartinė šiam procesui, Arrhenius tipo išraiška (7).

$$I = \frac{I_0}{1 + C_1 \exp(-E_a/kT) + C_2 \exp(-E_b/kT)}, \quad (7)$$

kur  $I_0$  integruotas intensyvumas prie 0 K temperatūros,  $k$  Boltzmann'o konstanta. Šioje išraiškoje matome dvi  $E_a$  ir  $E_b$  aktyvacijos energijas – vieną žemesnių temperatūrų ruožui ir aukštesnių temperatūrų ruožui atitinkamai,  $C_1$  ir  $C_2$  Arrhenius konstantos. Aktyvacijos energijos vertė parodo, kiek nepusiausviriesiems krūvininkams reikia energijos, kad jie būtų delokalizuojami. Nustatyta, kad gana silpnas PL intensyvumo mažėjimas ties 120–210 K atitinka 62 meV terminės aktyvacijos energiją ( $E_a$ ) bandiniui L444 ir 86 meV  $E_a$  bandiniui L442. Ryškesnis PL intensyvumo kritimas virš 210 K savo ruožtu atitinka 269 meV terminės aktyvacijos energija ( $E_b$ ) bandiniui L444 ir 301 meV



**43 pav.** Laidumo juostos energetinių lygmenų diagramos ir pažymėti optiniai šuoliai aukštų temperatūrų srityje bandiniui su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu (L442 dešinėje) ir be jo (L444 kairėje).

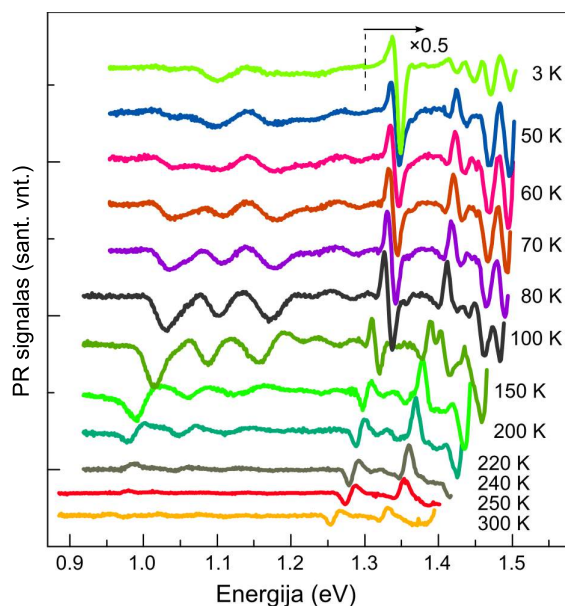


**44 pav.** Laidumo juostos energetinių lygmenų diagramos ir pažymėti optiniai šuoliai vidutinių temperatūrų srityje bandiniui su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu (L442 dešinėje) ir be jo (L444 kairėje).

bandiniui L442. Pastebėta, kad aukštų temperatūrų srityje, aktyvacijos energijos  $E_b$  atitinka pilnutinio ribojimo energijas ( $E_{WL/WQ} - E_{QD}$ )  $\Delta E = 268$  meV (L444) ir  $\Delta E = 299$  meV (L442). Tai leidžia manyti, kad QD terminis PL intensyvumo kritimas susijęs su eksitonų sužadimu iš QD surištųjų būsenų į InAs drėkinantįjį sluoksnį (L444) arba InGaAs kvantines duobes (L442) (43 pav.).

Savo ruožtu, vidutinių temperatūrų srityje (120–210 K) nustatyta, kad aktyvacijos energijos  $E_a$  lygios pusei GaAs barjero aukščio ( $E_{GaAs} - E_{WL/WQ}$ )  $\Delta E = 62$  meV (L444) ir  $\Delta E = 86$  meV (L442). Tai leidžia manyti, kad QD terminis PL intensyvumo kritimas susijęs su eksitonų termine aktyvacija iš InAs drėkinančiojo sluoksnio (L444) arba iš InGaAs kvantines duobes (L442) į plačiąsias GaAs/AlAs kvantines duobes (pav. 44).

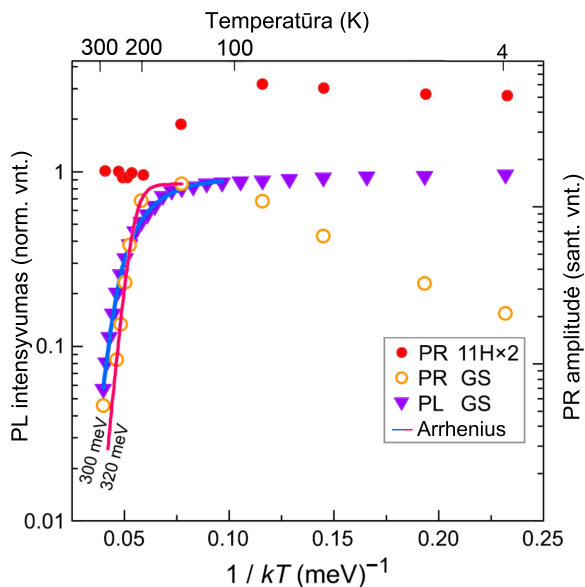
## 8.5 Temperatūriniai InAs kvantinių taškų moduluoto atspindžio spektrai



**45 pav.** DWELL darinio su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu (L442) PR spektrai 3-300 K temperatūrose.

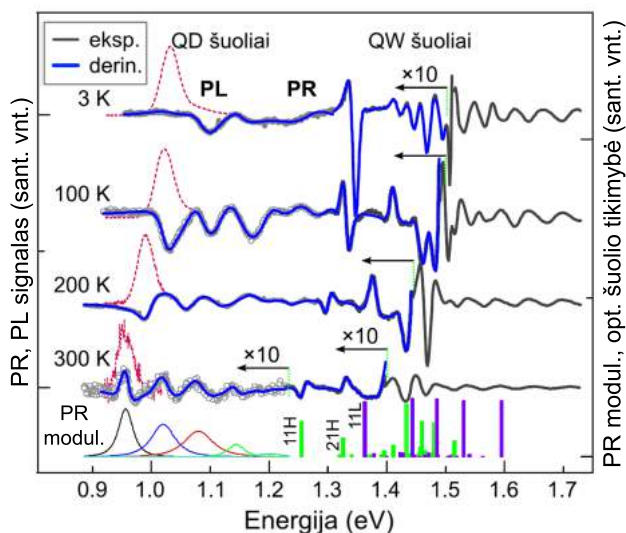
Buvo pastebėta, kad kvantinių taškų dariniams atspindys nuo bandinio padėklo gali komplikuoti moduluoto atspindžio spektrų matavimus. Siekiant išvengti atspindžio nuo bandinio padėklo įtakos, žematemperatūriniai matavimai buvo atlikti su DWELL struktūra, kurios padėklas buvo šiurkštintas. Nuo temperatūros priklausantys DWELL darinio (L442) PR spektrai pavaizduoti 45 pav. Brėžinyje regimi spektriniai ypatumai mažų ( $E < 1,25$  eV – optiniai šuoliai tarp InAs QD lygmenų) ir vidutinių ( $E > 1,25$  eV – optiniai šuoliai tarp sudėtinės InGaAs QW lygmenų) fotonų energijų srityse. Pastebėtas mėlynasis spektrų poslinkis mažėjant temperatūrai yra siejamas su QD/QW darinių draustinės energijos tarpo augimu. Taip pat pastebimas neįprastas linijos formos ir PR amplitudės temperatūrinis kitimas. Ryškiausi optinių ypatumų kitimai stebimi srityje susijusioje su šuoliais tarp QD energijos lygmenų. Taip pat 45 pav. matyti, kad ties 150 K temperatūra, QD energijų srityje (0,9–1,25 eV) PR signalo intensyvumas

stipriai išauga ir reikšmingai pakinta signalo forma.



**46 pav.** QD darinio su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu (L442) optinių šuolių tarp pagrindinių QD būsenų PL intensyvumo bei PR amplitudės priklausomybė nuo temperatūros.

Optinių šuolių tarp pagrindinių QD būsenų PL intensyvumo bei PR amplitudės priklausomybė nuo temperatūros pavaizduota 46 paveiksle. Lyginant temperatūrinius PR ir PL spektrus pastebime, kad QD srityje PR intensyvumas susijęs su spektrinės PL linijos išryškėjimu toje pačioje srityje. Krintant temperatūrai nuo 300 K iki 150 K stebimi beveik identiški PR ir PL signalų intensyvumo augimai. Mažinant temperatūrą nuo 300 K iki 150 K eksperimentiniai duomenys sutampa su kreivėmis gautomis pasitelkus Arrhenius tipo išraišką (7). Tai rodo, kad PR intensyvumas yra susijęs su krūvininkų sugerties/populiacijos tikimybe kvantiniuose taškuose. PR signalo kitimas, gali būti siejamas su augančiu fotogeneruojamų krūvininkų terminės pernašos efektyvumu iš InAs QD į InGaAs QW arba/ir nespindulinius rekombinacijos centrus. Iš tiesų, gauta 320 meV aktyvacijos energija yra artima pilnutiniam barjero aukščiui:  $\Delta E = E_{QW}^{11H} - E_{QD}^{GS}$ . Vadinasi, pastebėtas PR signalo intensyvumo padidėjimas ties 150 K temperatūra (45 pav.) gali būti aiškinamas krūvininkų pagavimu į QD pagrindinę būseną (GS



**47 pav.** QD darinio PR ir PL spektrai 3 K, 100 K, 200 K ir 300 K temperatūrose. Mėlynoa linijos žymi eksperimentinių PR duomenų derinimo rezultatus, apačioje pavaizduoti PR rezonansų moduliai kambario temperatūroje (PR modul.); Vertikalių stulpelių padėtis ir dydis žymi, atitinkamai, optinio šuolio energiją ir intensyvumą.

užpilda) ir vidinio elektrinio lauko ekranavimu [90,91]. Toliau krentant temperatūrai iki 3 K šuolių tarp pagrindinių QD būsenų intensyvumas nuosekliai mažėjo dėl būsenų užpildos efekto. Kita vertus, su šuoliais tarp QW 11H būsenų ( $\sim 1,3 \mu\text{m}$ ) susijusių PR spektrinių ypatumų intensyvumas padidėjo nukritus temperatūrai. Galima daryti prielaidą, jog šis kitimas susijęs su fotomoduliacinių mechanizmų kitimu kintant temperatūrai. Detalesnė PR spektrų analizė parodė, jog aukštesiose temperatūrose dominuoja kvantiškai apribotas Stark'o efektas [84]. Tuo tarpu, žemose temperatūrose PR spektro linijos formą lemia būsenų užpildos mechanizmas [85], kuris koreliuoja su šuolių tarp QD būsenų intensyvumo slopinimu.

Siekiant įvertinti optinių šuolių energijas PR spektrų kreivės buvo derinamos naudojant (5) formulę ir pavaizduotos grafike pasirinkus keturias reikšmingas temperatūras (47 pav.). Atlikus PR spektrų analizę, buvo išskirtas su šuoliais tarp pagrindinių QD būsenų susijęs ypatumas ir 4 ypatumai susiję su šuoliais tarp sužadintųjų QD būsenų (žiūr. PR modulio juostas 47 pav.). Šuolių tarp QD pagrindinių ir

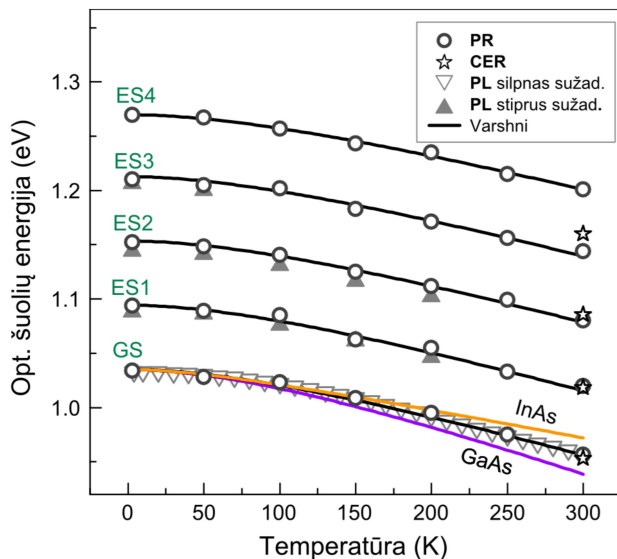


sužadintų būsenų priklausomybė nuo temperatūros (duomenys iš PR spektrų) pavaizduota simboliais 48 paveiksle. Taip pat palyginimui simboliais pavaizduotos stebėtų PL spektrų amplitudės vertės. Iš PR spektrų gautos tarpjuostinių šuolių energijos buvo artimos PL smailių energijoms. Dėl to daroma prielaida, kad DWELL struktūrai dengtai InGaAs įtempimus sumažinančiu sluoksniu tarp emisijos-tipo PL ir sugerties-tipo PR spektrų esantis Stokes'o poslinkis nėra svarbus. Optinių šuolių energijų priklausomybės nuo temperatūros kreivės yra tarpusavyje beveik lygiagrečios ir atstumas tarp jų siekia ~60 meV. Tai byloja, jog kvantiniuose taškuose elektronai yra lokalizuoti parabolinėje potencinėje duobėje [92,93]. Taip pat verta atkreipti dėmesį, kad eksperimentiškai gautos optinių šuolių priklausomybės nuo temperatūros kreivės (48 pav.) artimos Varshni dėsniai [94]:

$$E(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (8)$$

kur  $\alpha$  yra temperatūrinis koeficientas,  $\beta$  – Debye'aus temperatūrai artimas medžiagos parametras,  $E_0 - 0$  K temperatūros draustinių juostų tarpas,  $T$  – temperatūra. Derinimo parametrai  $E_0$ ,  $\alpha$  ir  $\beta$  buvo paskaičiuoti QD pagrindinei ir sužadintoms būsenoms, o taip pat ir pagrindiniams (11H) tarpjuostiniams šuoliams InGaAs binarinėje QW (5 lentelė) iš PR ir PL temperatūrinių spektrų. Taip pat palyginimui lentelėje pateikti parametrai atitinkantys draustinės juostos tarpo kitimus nuo temperatūros tūrinuose InAs bei GaAs kristaluose. QD ansambliai derinimo būdu gauti parametrai buvo šiek tiek didesni negu aprašyti literatūroje tūriniam InAs bet mažesni nei tūriniam GaAs [71]. Tai leidžia manyti, kad tirtų QD struktūrų sudėtis iš dalies pasikeitė dėl Ga/In dekompozicijos [95].

Apskaičiuoti struktūros su InGaAs dengiančiuoju sluoksniu elektronų ir lengvų bei sunkių skylių energijos lygmenys bei juos atitinkančių banginių funkcijų modulio kvadratai nulinio elektrinio lauko atveju pavaizduoti 49 pav. Taip pat grafike pastebima banginių funkcijų asimetrija nesimetrinėje DWELL struktūroje. Dėl to PR spektruose stebimi keli tarpjuostinių šuolių atvejai iš pradinio  $m$  į galinį  $n$  lygme-



**48 pav.** Optinių šuolių tarp pagrindinių (GS) ir sužadintųjų (ES) QD būsenų energijos priklausomybė nuo temperatūros. Simboliai - eksperimentiniai duomenys, linijos - derinimo rezultatai pagal Varshni empirinę išraišką.

**5 lentelė** Varshni derinimo parametrai.

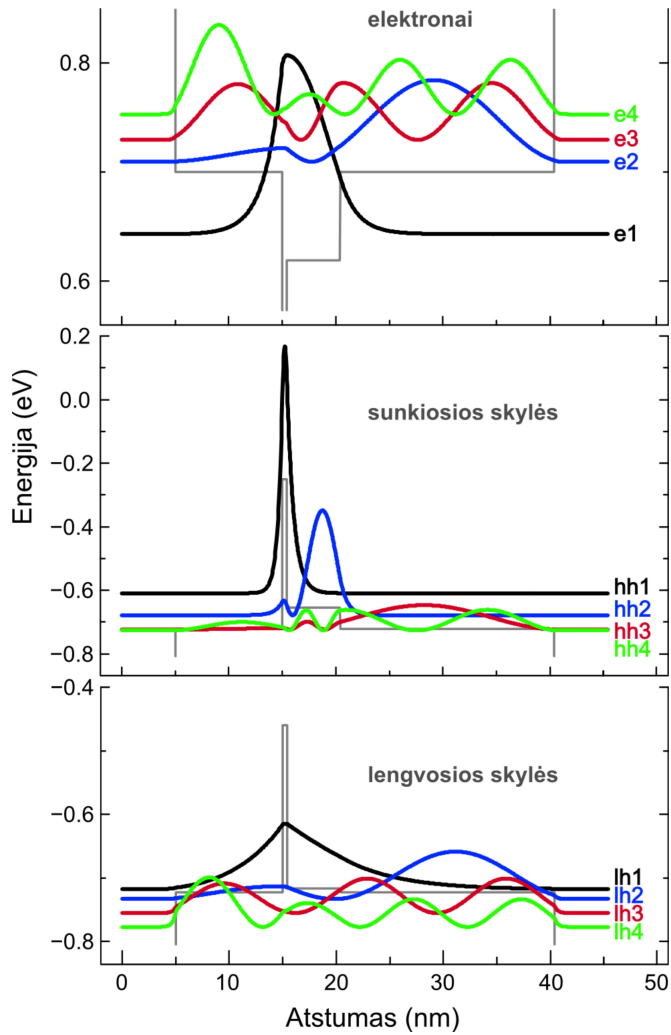
Optiniai šuoliai	$E_0$ (eV)	$\alpha$ (meV/K)	$\beta$ (K)
GS	1.035	0.429	190
ES1	1.094	0.429	190
ES2	1.153	0.412	195
ES3	1.213	0.404	196
ES4	1.269	0.389	207
11H QW	1.347	4.980	191
InAs [71]	0.415	0.276	93
GaAs [71]	1.519	0.540	204

nį: (i)  $m = n$ , tokie kaip 11H arba 22H, kurie galimi simetrinėse QW, (ii)  $m \neq n$  (12H, 21H ir t.t.), kurie įprastai yra negalimi simetrinėse QW, tačiau dėl QW asimetrijos jie tampa galimi net ir nulinio elektrinio lauko sąlygomis. Tai pat yra svarbu paminėti, jog optiniai šuoliai tarp lokalinių būsenų (apribotų giliose siaurose QW) bei globalinių būsenų (apribotų plačiose QW) lemia specifinius DWELL fotojutiklių ypatumus, tokius kaip išorine įtampa valdomas spektrinis atsakas [96]. Siejant PR spektrinius ypatumus su konkrečiais optiniais šuoliais svarbu žinoti jų osciliatorių stiprumą (optinių šuolių tikimybę), kuris yra proporcingas elektronų ir skylių banginių funkcijų persiklojimo integralo kvadratui.

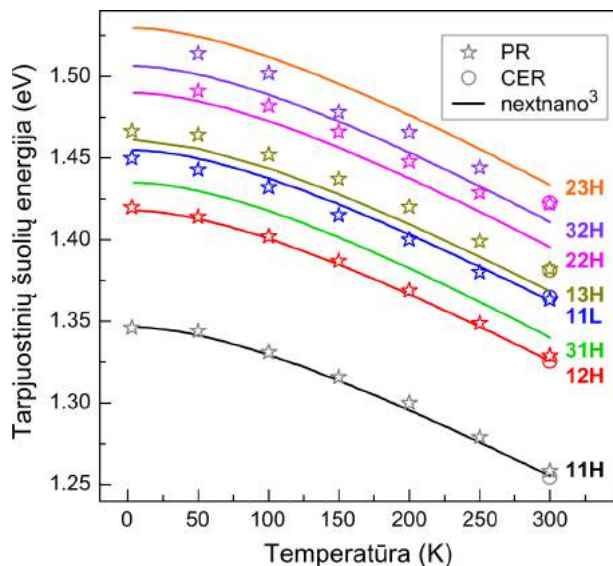
Vertikalūs stulpeliai 47 pav. apačioje vaizduoja apskaičiuotas optinių šuolių energijas ir intensyvumus InAs QD ir InGaAs QW kambario temperatūroje. Matome, kad atskiri spektriniai ypatumai, kurie buvo labiau išreikšti žemose temperatūrose stebimi ties teoriškai numatytais optiniais šuoliais. Nepaisant to, kai kurių optinių šuolių energijos persiklojo tarpusavyje arba jų intensyvumas buvo nepakankamas ir dėl to nepavyko jų užregistruoti. Optinių šuolių InAs/InGaAs/GaAs/AlAs QW energijų priklausomybės nuo temperatūros eksperimentiniai bei teoriniai-skaitmeniniai rezultatai pavaizduoti 50 pav. Eksperimentiniai ir skaitmeniniai duomenys kiekybiškai sutampa.

Temperatūriniai PR ir PL spektrai struktūroms be dengiančiojo InGaAs sluoksnio (a) ir su juo (b) pateikti 51 pav. Dėl draustinių juostų pločio tarp valentinės ir laidumo juostos kitimo, kaip ir tikėtasi, buvo stebimas PR spektrų mėlynasis poslinkis krentant temperatūrai. Žemose temperatūrose stebimas QD pagrindinių būsenų PR signalo gesimas siejamas su kvantinių būsenų užpildos efektais. Taip pat struktūros su dengiančiuoju sluoksniu PR/PL spektrų mažesnis pusplotis byloja apie labiau homogenišką struktūrų dydžių pasiskirstymą \*[90].

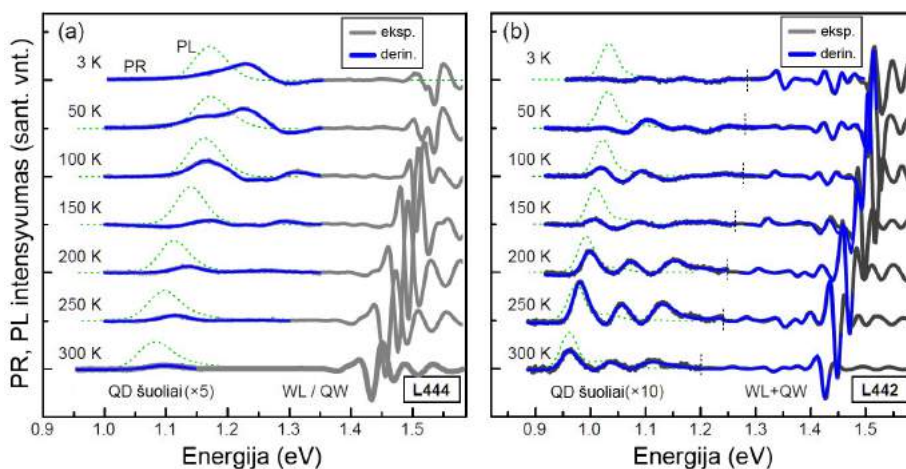
52 pav. matome dengtos ir nedengtos struktūrų optinių šuolių tarp pagrindinių būsenų temperatūrinės priklausomybes, gautas iš fotoluminescencijos ir moduluoto atspindžio spektrų. Krūvininkų pasiskirstymas tarp QW ir QD lygmenų priklauso nuo temperatūros. Krūvi-



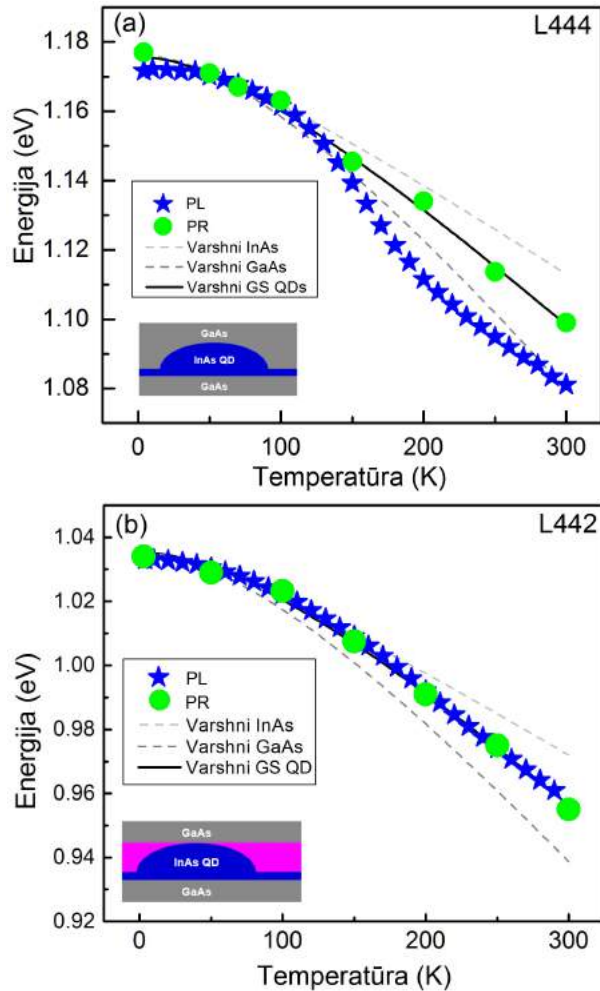
**49 pav.** Elektronų, lengvų ir sunkių skylių potencialiai profiliai, energijos lygmenys ir banginių funkcijų modulio kvadratai InAs/InGaAs/GaAs/AlAs sudėtinėje QW. Skaičiavimai atlikti esant nuliniam elektriniam laukui.



50 pav. Eksperimentinių (simboliai) ir teorinių-skaitmeninių (linijos) optinių šuolių energijos priklausomybė nuo temperatūros sudėtinėje InAs/InGaAs/GaAs/AlAs QW.



51 pav. Kvantinių taškų PR (juosta) ir PL (punkturas) spektrai 3–300 K temperatūrose struktūrai be InGaAs dengiančiojo sluoksnio (a) ir su juo (b).



52 pav. Kvantinių struktūrų be dengiančiojo InGaAs sluoksnio (a) ir su juo (b) pagrindinės būsenos eksitoninių šuolių smailės energijos priklausomybės nuo temperatūros gautos iš emisijos (PL) ir sugerties (PR) spektrų.

ninkai laikomi esantys šiluminėje pusiausvyroje, kai Boltzmann'o pasiskirstymas būna charakterizuojamas efektyviaja krūvininkų temperatūra  $T_C$ . Tokiu atveju emisijos spektras ( $L$ ) susijęs su sugerties spektru  $A$  lygtimi [73, 74]:

$$L(h\nu) \approx \exp(-h\nu/k_B T_C) \times A(h\nu), \quad (9)$$

kur  $h\nu$  - fotono energija,  $k_B$  - Boltzmann'o konstanta. Galima nesunkiai įsitikinti, kad emisijos kreivė patiria raudonąjį poslinkį lyginant su sugerties kreive. Minėtąjį Stokes'o poslinkį ( $S$ ) galima aprašyti lygtimi [73, 74]:

$$S = \frac{\sigma^2}{k_B T_C} = \frac{1}{8 \ln 2} \frac{W^2}{k_B T_C} \approx 0,18 \frac{W^2}{k_B T_C}, \quad (10)$$

kur  $\sigma$  ir  $W$  atitinkamai yra fundamentalios Gauss'inės sugerties kreivės  $A_o(h\nu)$  standartinis nuokrypis ir pusplotis, o  $k_B$  - Boltzmann'o konstanta.

Temperatūrų ruože iki  $T_C \sim 100$  K nedengtoje struktūroje (52a pav.) tiek sugerties (PR) tiek emisijos (PL) juostos padėtis seka InGaAs draustinės juostos tarpo kitimą Varshni dėsnio 8. Taip yra todėl, kad šiuo atveju kvantiniai taškai yra atsitiktinai užpildyti krūvininkais, o PL spektras atitinka optinį būsenų tankį. Temperatūrų ruože  $T > T_C$ , PL smailės padėties kitimas nukrypsta nuo PR temperatūrinės priklausomybės bei Varshni dėsnio (stebimas Stokes'o poslinkis) ir artėja prie kreivės atspindinčios termiškai relaksavusių krūvininkų pasiskirstymą kvantinių taškų ansamblyje. Šis poslinkis matomas, nes aukštesnėse ( $T > T_C$ ) temperatūrose energija yra pakankama krūvininkams persiskirstyti tarp skirtingų dydžių kvantinių taškų. Palyginus nedengtos ir dengtos InGaAs sluoksniu struktūrų temperatūrines charakteristikas tarpusavyje pastebime, kad dengtos struktūros atveju (52b pav.) PL ir PR smailės energijos funkcijos nuo temperatūros tiksliai atkartoja Varshni dėsnį, kas byloja apie labiau homogenišką lyginant su nedengtu dariniu kvantinių taškų dydžių pasiskirstymą.

## 8.6 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Fotoatspindžio ir fotoluminescencijos metodais 3–300 K temperatūrų ruože buvo ištirta InAs kvantinių taškų, įterptų į InGaAs/GaAs kvantines duobes, tarpjuostinių optinių šuolių prigimtis bei jų temperatūrinės priklausomybės ir fotomoduliacijos ypatumai. Taip pat buvo atskleistas įtempimus sumažinančiojo InGaAs sluoksnio poveikis kvantinių taškų optinėms savybėms ir elektroninei sandarai.

1. Palyginus fotoatspindžio ir fotopralaidumo spektrus, fotoatspindžio spektre buvo pastebėta fotopralaidumo komponentė, daranti įtaką spektrų gaubtinės formai bei intensyvumui. Atsižvelgiant į tai, bandinio pagrindas buvo pašiurkštintas siekiant tiksliau įvertinti fotoatspindžio spektrinius ypatumus eliminuojant fotopralaidumo dedamąją.
2. Tarpjuostinių optinių šuolių tarp pagrindinių InAs kvantinių taškų būsenų raudonasis poslinkis bei didesnis sužadintųjų būsenų kiekis darinyje su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu gali būti paaiškintas įtempimų sumažėjimu ir efektinio taško dydžio padidėjimu dėl In kiekio persiskirstymo tarp kvantinio taško ir dengiančiojo sluoksnio nanodarinių auginimo metu.
3. Mažesnis PL spektro pusplėčio išplitimas bei didesnis smailės intensyvumas darinyje su dengiančiuoju InGaAs sluoksniu byloja apie tolygesnį InAs kvantinių taškų dydžių pasiskirstymą.
4. InGaAs sluoksniu dengtų InAs kvantinių taškų sudėtis iš dalies pakinta dėl Ga/In interdifuzijos.
5. InAs kvantinių taškų šviesos emisijos gesimas vidutinėse temperatūrose yra susijęs su mažesniu krūvininkų pritekėjimu į kvantinius taškus, o aukštesiose temperatūrose — su kvantinių taškų eksitonų jonizacija.
6. InAs kvantinių taškų fotomoduliacijos mechanizmas priklauso nuo temperatūros: kvantiškai apriboto Stark'o efektas vyrauja aukš-



tose temperatūrose, o kvantinio taško elektroninių būsenų užpildymo efektas — žemose temperatūrose.

7. InAs/InGaAs/GaAs kvantinių taškų sugerties (PR) bei emisijos (PL) tipo optinių spektrų palyginamieji temperatūriniai tyrimai atskleidžia, kad kvantinių taškų ansamblis, padengtas InGaAs sluoksniu tampa homogeniškesnis, lyginant su InAs/GaAs taškais.

## 9 InGaAs kvantinių strypelių optinės savybės

Cilindrinės morfologijos kvantiniai taškai arba kvantiniai strypeliai (QRods) sudaro tarpinę grandį tarp 0-D ir 1-D nanodarinių. Tokių darinių optiniai tyrimai yra svarbūs plėtojant šiuolaikinę kvantinę inžineriją bei kuriant naujos kartos optoelektronikos prietaisus [97–100]. Šiame skyriuje pateiksime rezultatus, gautus tiriant InGaAs kvantinių strypelių, išaugintų naudojant  $\text{As}_2$  arba  $\text{As}_4$  molekulių pluoštelį, optines savybes ir elektroninę sandarą fotoatspindžio (PR) ir fotoluminescencijos (PL) spektroskopijos metodais. Buvo tiriami skirtingo supergardelės (SL) periodų skaičiaus  $N = 10, 20, 35$  (skirtingo aukščio, atitinkamai 11, 21, 37 nm) kvantiniai strypeliai:

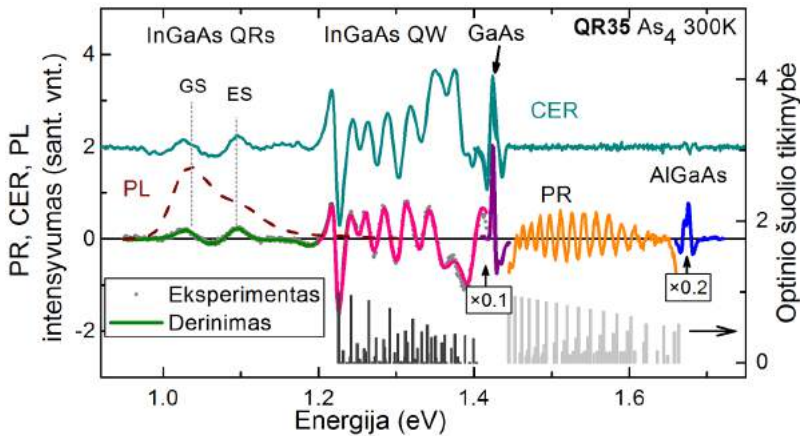
- QR10, QR20 ir QR35 bei palyginimui — kvantinių taškų (QD) dariniai.

Spektroskopiniai duomenys buvo interpretuojami pasitelkus tarpjuostinių optinių šuolių parametrų (energijų, intensyvumo) skaičiavimus, atliktus taikant efektinės masės artinį. Buvo analizuojama strypelių morfologijos ir auginimo metu naudoto As šaltinio tipo ( $\text{As}_2$  ir  $\text{As}_4$ ) įtaka elektroniniams lygmenims, optinių šuolių anizotropijai ir PL intensyvumui. Ištyrus fotoluminescencijos spektrų priklausomybes nuo temperatūros ir žadinimo intensyvumo buvo atskleisti šviesos emisijos terminio gesinimo mechanizmai bei būdingi elektroninės sandaros pokyčiai pereinant nuo 0D prie 1D kvantinių darinių.

### 9.1 Kvantinių strypelių morfologija

InGaAs kvantinių strypelių dariniai buvo matuoti naudojant PR bei PL matavimo metodikas. Šių matavimų kambario temperatūros spektrai yra pavaizduoti 53 paveiksle [101]. Moduluoto atspindžio bei CER spektruose pastebimos kelios spektrinių ypatumų grupės. Žemiausių energijų srityje (1–1,2 eV) esantys spektriniai ypatumai yra susiję su tarpjuostiniais optiniais šuoliais tarp kvantinių strypelių

energijos lygmenų. Antroji, vidutinių energijų (1,2–1,42 eV) spektrinių ypatumų grupė priskiriama optiniams šuoliams InGaAs kvantinėje duobėje. Aukščiausių energijų srityje (1,42–1,68 eV) stebimos PR intensyvumo osciliacijos yra susijusios su tarpjuostiniais elektronų šuoliais sudėtinėje InGaAs/GaAs kvantinėje duobėje, apribotoje AlGaAs sluoksniu. Ties 1,68 eV esantis spektrinis ypatumas yra priskiriamas AlGaAs sluoksniui.

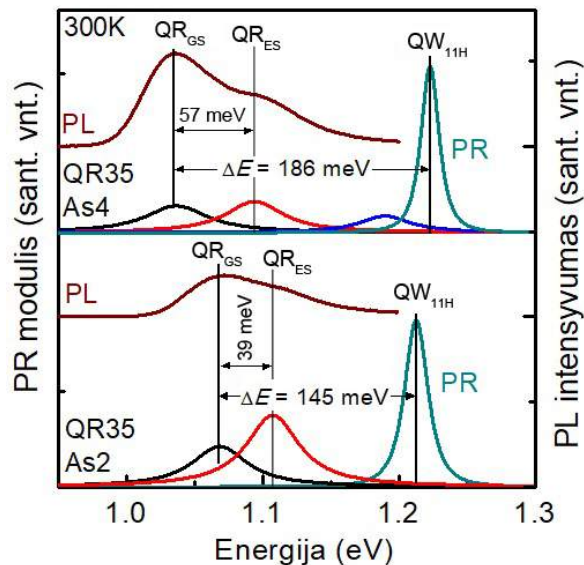


**53 pav.** Aukščiausių InGaAs kvantinių strypelių (QR35), augintų naudojant As<sub>4</sub> šaltinį, PR, PL ir CER spektrai 300 K temperatūroje. GS ir ES — tarpjuostinių optinių šuolių atitinkamai tarp pagrindinių ir sužadintųjų būsenų energijos.

Skirtingo aukščio In praturtintos InGaAs kvantinių strypelių struktūros augintos pasirenkant dviatomio arba keturatomio As šaltinį. Įprastai, MBE kameroje arseno pluoštelį sudaro 4 atomų arseno molekulės (As<sub>4</sub>). Norint kvantines struktūras auginti pasitelkiant dviejų atomų arseno pluoštelį, būna įtaisomas papildomas ekranas, su kuriuo susidūrusi keturatomė As<sub>4</sub> molekulė suskyla į dviatomes: As<sub>4</sub>→As<sub>2</sub>. Siekiant įvertinti As šaltinio įtaką, svarbu suprasti kaip šie auginimo technologijos ypatumai veikia kvantinių strypelių savybes.

PR ir PL spektrai QRods dariniams išaugintiems naudojant As<sub>2</sub> ir As<sub>4</sub> molekulių dujų pluošteliu, parodyti 54 paveiksle. Heterostruktūros augintos su As<sub>4</sub> pluošteliu energijų skirtumai tarp pagrindinės QRods būsenos ir sužadintosios būsenų bei pagrindinės QRods ir pagrindinės QW būsenų yra reikšmingai didesni lyginant su As<sub>2</sub> pluoš-

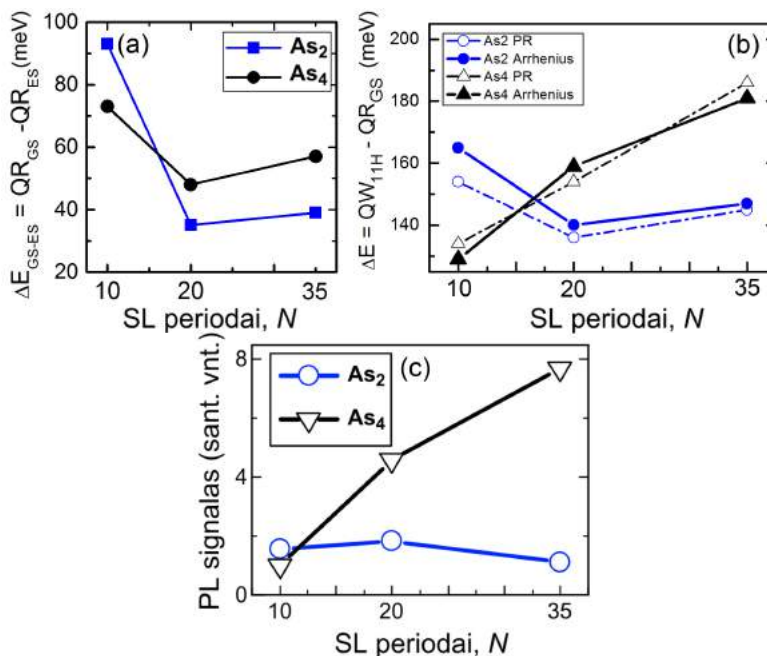
teliu auginta struktūra. Šie energijų skirtumai leidžia manyti, kad naudojant keturatomį As dariniuose pasiekama aukštesnė dimensinio kvantavimo energija lyginant su struktūromis augintomis naudojant dviatomį As. Detaliau nagrinėdami As šaltinio bei strypelių aukščio įtaką struktūrų optinėms savybėms ir elektroninei sandarai, buvo tirta minėtųjų energijų skirtumų priklausomybė nuo SL periodų skaičiaus (QRods aukščio).



**54 pav.** As šaltinio įtaka optinėms 35 periodų InGaAs QRods darinių savybėms.  $\Delta E$  — energijų skirtumas tarp InGaAs QRods ir InGaAs QW pagrindinių būsenų ( $QR_{GS}$  ir  $QW_{11H}$ ) kambario temperatūroje.

Pažvelgus į 55a-b pav. matyti, kad aukštiems strypeliams ( $N \geq 20$ ), augintiems pasitelkus  $As_4$  šaltinį, pastebimi didesni energijų skirtumai tarp QRods pagrindinės ir pirmosios sužadintosios 55a bei QRods ir QW pagrindinių būsenų 55b. Tai yra susiję su geresne krūvininkų lokalizacija aukštesniuose strypeliuose. Paveiksle 55b matome atidėtas energijos skirtumo priklausomybes nuo strypelių aukščio gautas iš eksperimentinių moduluoto atspindžio matavimų (punktyras) bei pasitelkiant temperatūrinę intensyvumo analizės pasitelkiant Arrhenius tipo išraišką (linija). Šios priklausomybės gerai sutampa tarpusavyje ir rodo didėjantį potencialinio barjero aukštį augant supergardelės periodų skaičiui. Šviesos emisijos intensyvumas taipogi reikšmingai padidėja

naudojant  $\text{As}_4$  šaltinį (55c pav.) ir šis augimas didėjant strypeliams gerai koreliuoja su minėtais energijų skirtumais tarp QRods pagrindinės ir sužadintosios būsenos bei tarp pagrindinių QRods ir QW būsenų, t. y. su krūvininkų lokalizacijos pagerėjimu. Spektriniai pokyčiai QRods struktūrose, auginuose naudojant skirtingus As šaltinius, yra sietini su In kiekio pakitimu InGaAs strypelyje ir jį supančioje InGaAs kvantinėje duobėje. Didesnis In kiekio kontrastas tarp In praturtinto InGaAs QRods ir In nuskurdintos InGaAs QW sričių pasiekiamas su  $\text{As}_4$  šaltiniu.

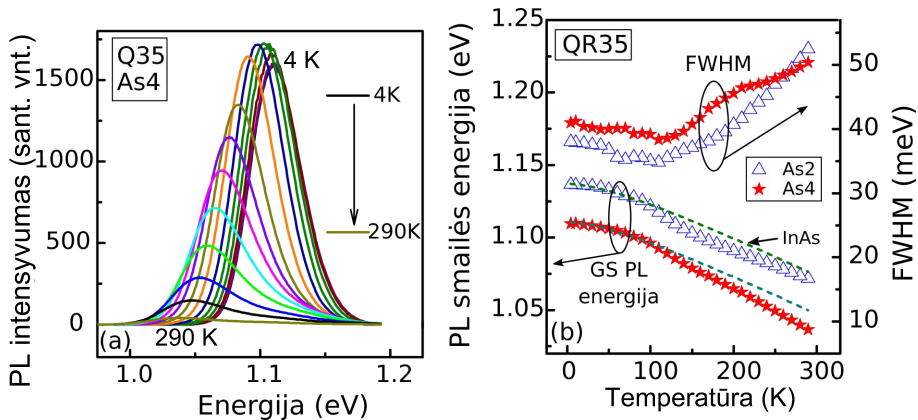


**55 pav.** Energijų skirtumo  $\Delta E_{\text{GS-ES}}$  tarp strypelių pagrindinės ( $\text{QR}_{\text{GS}}$ ) bei sužadintosios ( $\text{QR}_{\text{ES}}$ ) (a), QRods ir QW pagrindinių būsenų ( $\text{QR}_{\text{GS}}$  ir  $\text{QW}_{11\text{H}}$ ) (b) ir PL intensyvumo priklausomybės nuo SL periodų skaičiaus (c). Brėžiniuose palyginami kvantiniai strypeliai auginami naudojant  $\text{As}_2$  ir  $\text{As}_4$  dujų šaltinius.

## 9.2 Temperatūrinės savybės ir sužadavimo galios poveikis

InGaAs kvantinių strypelių PL spektras PL spektrų temperatūrinės priklausomybės tyrime siekdami atskleisti InGaAs kvantinių

strypelių optinės emisijos savybes ir jos terminio gesinimo procesus. Tirdami PL spektrus nuo žadinimo galios tikėjomės kvantiniuose strypeliuose aptikti savybes būdingas 1D kvantavimui. Kaip pavyzdys, 56a pav. parodyti Q35:As<sub>4</sub> bandinio PL spektrai išmatuoti 4–300 K temperatūrų intervale. Spektrai buvo matuojami naudojant silpno intensyvumo žadinimą, todėl PL spektruose matomi tik su optiniais šuoliais tarp pagrindinių QRods elektroninių būsenų susiję ypatumai. Žemėjant temperatūrai, stebimas įprastas PL juostos poslinkis į didesnių energijų sritį ir ženklus šviesos emisijos sustiprėjimas. Analizuojant spektrus Gauss'o funkcija buvo nustatytos PL smailės spektrinės padėties ir linijos pusplėčio (FWHM) temperatūrinės priklausomybės, pavaizduotos 56b pav. Nustatyta silpnai išreikšta S-tipo PL smailės energijos temperatūrinė priklausomybė. Augant temperatūrai, PL smailė patiria padidėjusį poslinkį į mažas energijas 100–200 K temperatūrų intervale, taip atskleidama S-tipo priklausomybę, lydimą PL gaubtinės pusplėčio sumažėjimo.

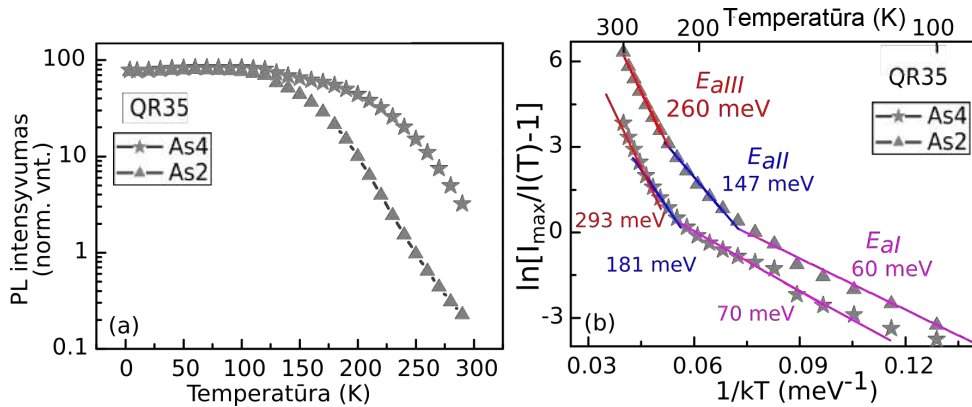


**56 pav.** InGaAs QR35 struktūros fotoluminescencijos intensyvumo priklausomybė nuo temperatūros (a). PL smailės energijos ir linijos pusplėčio priklausomybės nuo temperatūros QR35 struktūroms, išaugintoms naudojant As<sub>2</sub> arba As<sub>4</sub> šaltinį (b). Palyginimui pateikta tūrinio InAs draustinės energijos temperatūrinė priklausomybė, suskaičiuota naudojantis Varshni tipo funkcija ir pastumta energijos skalėje.

Stebėtas reiškinys yra sietinas su termiškai aktyvuotų krūvininkų persiskirstymu tarp skirtingų dydžių kvantinių strypelių per InGaAs QW ir GaAs barjero elektronines būsenas. Tai sukelia PL juostos

siaurėjimą ir poslinkį į mažų energijų pusę, nustatytą eksperimentiškai. Augant temperatūrai, PL smailės energijos mažėjimas artimai atkartoja empirinį Varshni dėsnį [94], o išplitimo parametro didėjimas yra sietinas su elektron-fononinės sąveikos ir krūvininkų pasiskirstymo funkcijos temperatūrinėmis priklausomybėmis. Apibendrinant, PL spektrų temperatūrinio kitimo dėsningumai yra panašūs QR35 bandiniams, išaugintiems naudojant kaip  $As_2$ , taip ir  $As_4$  šaltinį.

57a pav. pateiktos QR35 darinių PL juostos integralinio intensyvumo priklausomybės nuo temperatūros. PL intensyvumas  $I_{PL}$  mažai kinta žemų temperatūrų (4–100 K) srityje ( $I_{PL} = I_{max}$ ), o terminis emisijos gesinimas prasideda ties 100 K ir vyksta skirtingais greičiais dariniams, išaugintiems naudojant  $As_2$  ir  $As_4$  šaltinį. Įvertindami PL gesinimo proceso aktyvacijos energijas  $E_a$ , naudojome išraišką terminiam gesinimui  $I_{PL} = I_{max}(1 - \exp(-E_a/kT))$  ir nagrinėjome  $[I_{max}/I(T)-1]$  priklausomybes nubrėžtas Arrhenius koordinatėse (57b pav.). Matyti, kad šiose priklausomybėse galima išskirti tris tiesines atkarpas žemų, vidutinių ir aukštų temperatūrų srityse: I (100–180 K), II (180–230 K) ir III (230–300 K). Šias atkarpas galime susieti su atitinkamomis aktyvacijos energijomis  $E_{aI}$ ,  $E_{aII}$  ir  $E_{aIII}$ , nurodytomis 57b pav. Analizuodami nustatytas  $E_a$  vertes rėmėmės PR rezultatais ir elektroninių lygmenų skaičiavimais. Apskaičiuotos aktyvacijos energijos vidutinių temperatūrų sričiai ( $E_{aII}$ ) gautos artimos iš spektrų gautiems energetiniams atstumams tarp QRings ir QW pagrindinių lygmenų — 186 meV ( $As_4$  darinys) ir 145 meV ( $As_2$  darinys). Buvo nustatyta, kad terminis emisijos gesinimas kvantiniuose strypeliuose vidutinių temperatūrų (180–230 K) srityje yra susijęs su krūvininkų termine aktyvacija iš kvantinio strypelio pagrindinių būsenų į kvantinės duobės būsenas.

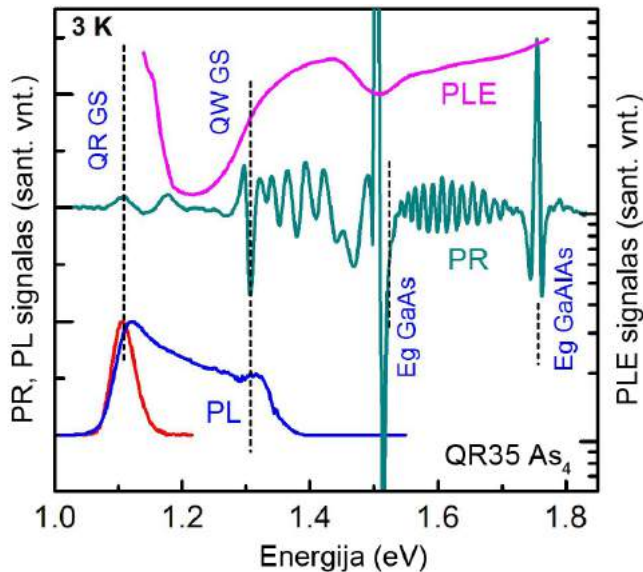


**57 pav.** InGaAs QR35 darinių išaugintų naudojant  $\text{As}_2$  ir  $\text{As}_4$  šaltinį PL intensyvumo priklausomybė nuo temperatūros (a). Integralinio PL intensyvumo  $[I_{max}/I(T)-1]$  priklausomybės nubrėžtos Arrhenius koordinatėse (b). Skaičiai prie tiesių žymi aktyvacijų energijų vertes.

Nustatytos aukštų temperatūrų srities aktyvacijos energijos  $E_{aIII}$  abiemis bandiniams yra mažesnės negu GaAs barjero aukštis. Daroma prielaida, kad PL gesimas aukštų temperatūrų intervale yra sietinas su eksitonų termine aktyvacija į strypelio sužadintąsias kvantines būsenas, išsidėsčiusias InGaAs kvantinės duobės kontinuumė [103] ir tolesne jų sklaida į InGaAs duobės energijos pojuostes. Mažos aktyvacijos energijos, 60–70 meV (57b pav.), galėtų būti priskirtos krūvininkų rekombinacijai per defektus kvantiniame darinyje. Gauti rezultatai patvirtina padarytas prielaidas, kad liuminescencijos intensyvumas dariniuose, išaugintuose naudojant  $\text{As}_4$  šaltinį, padidėja dėka pagerėjusio InGaAs kvantinių strypelių elektroninių būsenų kvantinio apribojimo.

Siekiant pamatuoti emisiją susijusią su optiniais šuoliais tarp QR35 strypelių augintų naudojant  $\text{As}_4$  šaltinį pagrindinių būsenų keičiant žadinimo spinduliuotės bangos ilgį buvo pamatuotas fotoliuminescencijos sužadavimo spektras 3 K temperatūroje. PLE, PR ir aukšto bei žemo žadinimo intensyvumo PL spektrai pavaizduoti 58 pav. Atlikus spektro analizę galima teigti, kad tarpjuostiniai optiniai šuoliai tarp pagrindinių InGaAs QRods lygmenų susiję su krūvininkų sugertimi InGaAs kvantinėje duobėje bei GaAs sluoksnyje. PLE kreivės įdubimas arti GaAs draustinės juostos tarpo ties 3 K temperatūra (1,51 eV) gali būti siejamas su paraleliniu krūvininkų pernašos kanalu per defektines būsenas.





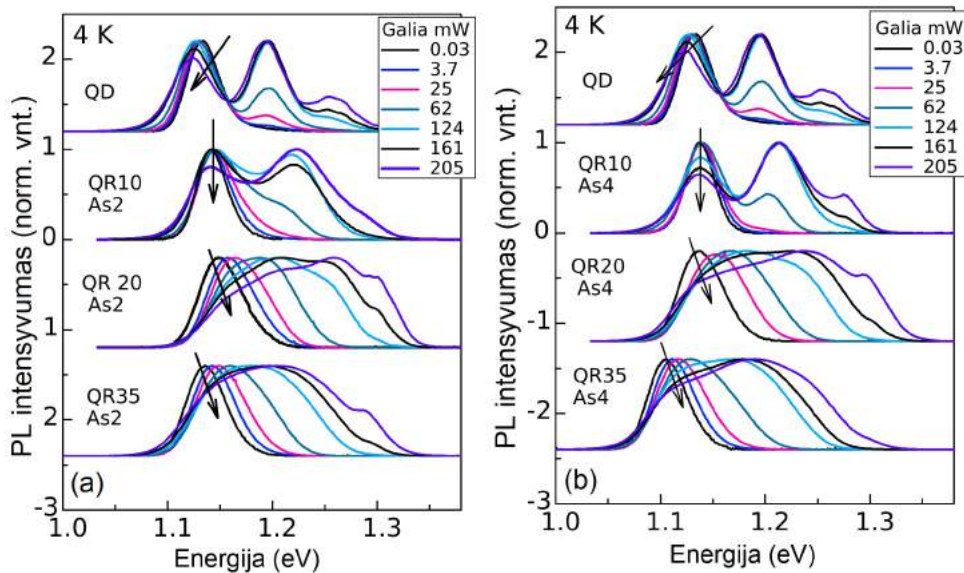
**58 pav.** 35 periodų kvantinių strypelių (QR35) išaugintų naudojant  $As_4$  šaltinį didelio bei mažo intensyvumo PL, PR ir PLE spektrai matuoti 3 K temperatūroje.

Taip pat buvo tirta sužadavimo galios įtaka kvantinių strypelių liuminescencijos spektrams. Skirtingo aukščio (QR10, QR20 ir QR35) kvantinių strypelių, išaugintų  $As_2$  arba  $As_4$  srautuose, PL spektrai išmatuoti 4 K temperatūroje prie skirtingų sužadavimo galių yra parodyti 59 pav. Palyginimui yra pateikti ir kvantinių taškų PL spektrai, išmatuoti prie tų pačių sąlygų. Pateikti rezultatai rodo, kad kvantiniams taškams ir kvantiniams strypeliams sužadavimo galios poveikis optinės emisijos spektrams yra skirtingas.

Kvantinių taškų atveju (59 pav. viršutinės kreivės) didėjant sužadavimo galiai yra stebimi šie efektai:

1. laipsniškas žemiausios energijos optinių šuolių PL išsotinimas, kuris yra lydimas PL juostos poslinkio į mažas energijas bei linijos puspločio padidėjimo;
2. emisijos smailių, sukeltų optinių šuolių tarp diskretinių sužadintų būsenų, atsiradimas.

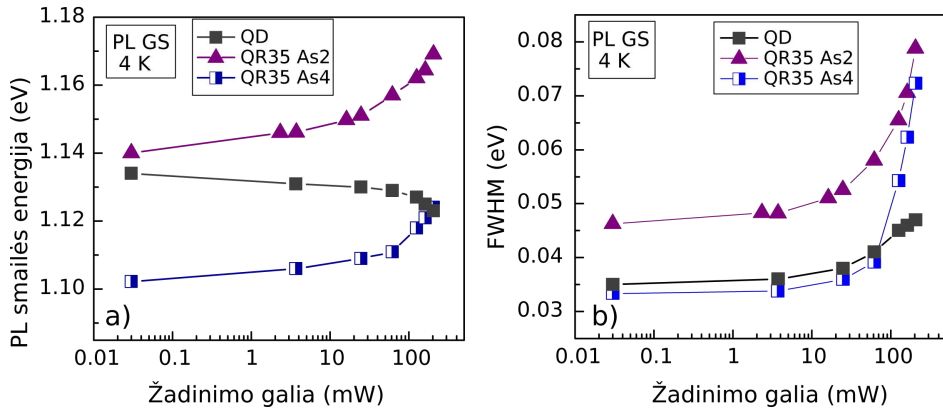
Šie reiškiniai, stebimi didelių sužadimų sąlygomis, atskleidžia tiria-



**59 pav.** InGaAs QRods darinių išaugintų naudojant  $\text{As}_2$ (a) ir  $\text{As}_4$ (b) šaltinį PL spektrai, išmatuoti 4 K temperatūroje esant skirtingos galios žadinimui. Palyginimui pateikti kvantinių taškų (QD) spektrai, išmatuoti prie tų pačių sąlygų.

mųjų kvantinių taškų diskretinę (kvazi-atominę) energijos lygmenų sandarą su  $\delta$ -funkcijos tipo būsenų tankiu, o taip pat taškų kvantinių būsenų užpildymo efektus [104].

Kitoks vaizdas yra stebimas PL spektrų priklausomybėse nuo žadinimo galios kvantinių strypelių atveju (59 pav. apatinės kreivės). Didėjant sužadavimo galiai, stebimas asimetriškas PL juostos plitimas ir tolydus jos poslinkis didelių energijų pusėn. Šie efektai labiau išreikšti aukštiesiems strypeliams (QR20, QR35 struktūros). Stiprus PL padėties kitimas ir puspločio augimas prasideda sužadavimo galiai viršijus 10 mW eilės vertę (60 pav.). Rezultatų analizė parodė, kad šiuos spektrinius pokyčius gali sukelti tokie faktoriai, kaip vidinių pjezoelektrinių laukų ekranavimas sužadintais krūvininkais ir fazinės erdvės užpildymo efektai. Eksperimentiškai stebimas PL juostos tolydus plitimas didelių energijų pusėn, kurį reiktų susieti su energijos būsenų užpildymu yra elektroninių būsenų tankio pokyčių požymis pereinant nuo kvantinio taško prie kvantinio strypelio [105]. Gauti rezultatai atskleidžia, kad kvantinius strypelius su SL periodų skaičiumi  $N \geq 20$



60 pav. InGaAs kvantinių strypelių (QR35) augintų naudojant As<sub>2</sub> arba As<sub>4</sub> šaltinį bei kvantinių taškų (QD) PL smailės energijos (a) ir juostos pusplėčio (b) priklausomybės nuo žadinimo galios 4 K temperatūroje.

labiau tiktų apibūdinti kaip kvazi-viendimensinius, o ne nulines dimensijos (kvantinių taškų) nanodarinius.

### 9.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Taikant fotoatspindžio ir fotoluminescencijos metodikas, išsamiai ištirtos įvairios morfologijos InGaAs kvantinių strypelių, įterptų į InGaAs kvantinę duobę, optinės savybės ir elektroninė sandara.

1. Fotoluminescencijos intensyvumas InGaAs kvantinių strypelių darinuose, išaugintuose naudojant  $As_4$  šaltinį, padidėja deka pagerėjusio InGaAs kvantinių strypelių elektroninių būsenų kvantinio apribojimo.
2. Struktūros augintos naudojant keturatomį As pasižymi didesniu energetiniu atstumu tarp InGaAs kvantinių strypelių ir InGaAs kvantinės duobės pagrindinių būsenų. Tai susiję su geresne krūvininkų lokalizacija dėl didesnio In koncentracijos kontrasto tarp kvantinio strypelio ir jį supančios kvantinės duobės.
3. Atlikus temperatūrinius fotoluminescencijos matavimus, nustatyta anomali S-tipo smailės energijos bei puspločio parametro priklausomybė nuo temperatūros. Stebėti reiškiniai yra sietini su termiškai aktyvuotu krūvininkų persiskirstymu tarp skirtingų dydžių kvantinių strypelių per kvantinės duobės ir GaAs barjero elektronines būsenas.
4. Nustatyta, kad terminis kvantinių strypelių emisijos intensyvumo gesinimas susijęs su eksitonų termine aktyvacija iš kvantinių strypelių pagrindinių būsenų į kvantinės duobės būsenas vidutinių temperatūrų srityje ir su eksitonų termine aktyvacija į strypelio sužadintąsias kvantines būsenas, išsidėsčiusias InGaAs kvantinės duobės kontinuume, aukštosiose temperatūrose.
5. Fotoluminescencijos spektrų priklausomybės nuo žadinimo galios tyrimai atskleidžia, kad kvantinius strypelius su supergardelės periodų skaičiumi  $N \geq 20$  labiau tiktų apibūdinti kaip kvazi-viendimensinius, o ne nulinės dimensijos (kvantinių taškų) nanodarinius.

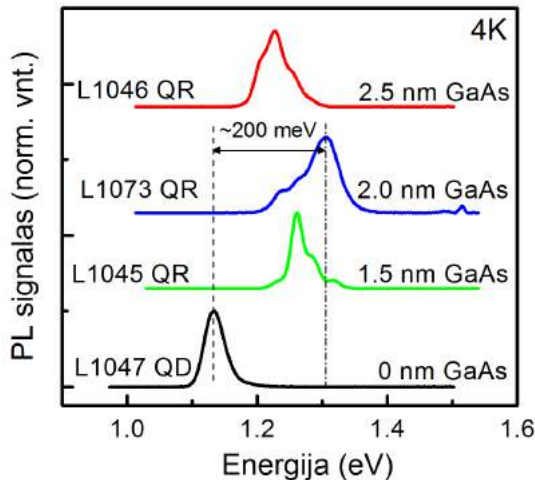
## 10 InAs kvantinių žiedų optinės savybės

Šiame skyriuje aptarsime InAs kvantinių žiedų (QRings) PL, PLE ir PR matavimus atliktus 3–300 K temperatūrų ruože. QRings dariniai buvo auginami ant saviformuojančių InAs kvantinių taškų užgarinant 1,5–2,5 nm GaAs sluoksnį ir atkaitinant As<sub>2</sub> atmosferoje (šis procesas plačiau aprašytas ankstesniuose skyriuose). Leeds universitete (Didžiojoje Britanijoje) buvo užaugintos dvi bandinių serijos:

- I-ąją QRings bandinių seriją, sudaro bandiniai L1041 (2.1 ML InAs + 2.0 nm GaAs), L1042 (2.4 ML InAs + 2 nm GaAs), L1045 (2.4 ML InAs + 1.5 nm GaAs) ir L1046 (2.4 ML InAs + 2.5 nm GaAs). Ši serija buvo auginama užuomazginį InAs kvantinių taškų sluoksnį padengiant skirtingo storio GaAs sluoksniais taip keičiant jų matmenis ir formavimosi morfologiją.
- II-oji QRings serija — tai kvantinių žiedų jutiklių dariniai — bandiniai L1073 ir L1081 bei hibridinė kvantinių taškų ir kvantinių žiedų struktūra — L1072 (dvispalvis jutiklis).

### 10.1 GaAs pasluoksnio storio efektas

Siekiant ištirti GaAs dengiančiojo sluoksnio storio įtaką kvantinių žiedų formavimuisi, InAs QRings struktūros buvo suformuotos 2,4 ML užuomazginį InAs kvantinių taškų sluoksnį dalinai padengiant 1,5 nm, 2 nm ir 2,5 nm storio GaAs sluoksniu (dažniausiai literatūroje nagrinėjami sluoksnių storiai). Išmatuoti šios bandinių grupės žematemperatūriai PL spektrai, pavaizduoti 61 pav. Palyginę atraminio QD bandinio (L1047 QD kreivė) ir QRings struktūrų spektrus matomas reikšmingas optinių šuolių tarp pagrindinių QRings būsenų mėlynasis poslinkis. Šis šuolių energijos padidėjimas siejamas su mažais (palyginus su QD ar QRods) kvantinių žiedų matmenimis. Iš tiesų, dėl mažesnių QRings matmenų, atstumas tarp surištosios būsenos ir kontinuumo gaunamas mažesnis ir šis kvantinio ribojimo sumažėjimas sąlygoja lemia minėtąjį mėlynąjį poslinkį. Turint tai omenyje, galima teigti, kad

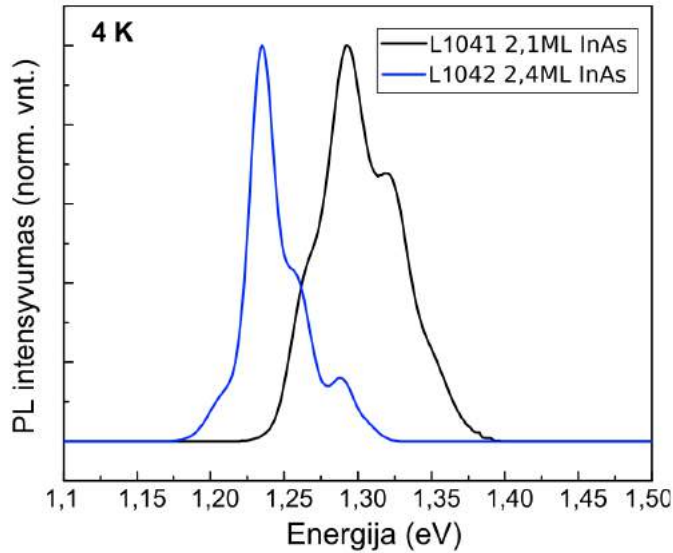


**61 pav.** InAs kvantinių žiedų (QR) normuoti PL spektrai 4 K temperatūroje. Prie spektrų pažymėti GaAs sluoksnių storiai naudoti formuojant kvantinius žiedus. Palyginimui pateiktas kvantinių taškų spektras (QD).

tokios QRings struktūros gali būti efektyviai pritaikytos projektuojant fotojutiklius, kurių veikimas tolimosios IR srities ruože pagrįstais mažais energetiniais atstumais tarp aktyviosios terpės surišųjų būsenų ir kontinuumo [106, 109].

Pažvelgus į 61 pav. taip pat matyti, kad bandinių su 1,5 nm storio GaAs (L1042) ir 2 nm storio GaAs (L1045) sluoksniais — spektrų smailė slenka į didesnių energijų pusę didėjant GaAs sluoksnio storį (lyginant su atraminiu QD bandiniu). Kita vertus struktūros su 2,5 nm storio GaAs sluoksniu (L1046) minėtasis spektro smailės mėlynasis poslinkis stebimas mažesnis. Šis reiškinys gali būti aiškinamas tuo, kad L1046 struktūros dengiančiojo sluoksnio storis — 2,5 nm — yra per didelis 2,4 ML užuomazginiams kvantiniam taškams. Dėl šios priežasties mažesni bei vidutinių dydžių QD buvo pilnai ar per daug uždengti, kad susiformuotų kvantiniai žiedai [107].

Siekiant patikrinti užuomazginių kvantinių taškų dydžio įtaką optiniam atsakui, buvo palygintos dvi QRings struktūros, gautos skirtingo dydžio InAs QD dalinai dengiant GaAs sluoksniu. 62 paveiksle matome QRings struktūrų, augintų ant 2,1 ML InAs (L1041) ir 2,4 ML InAs (L1042) užuomazginių QD suformuojant 2 nm GaAs sluoksnį, žematemperatūrinius PL spektrus. Pastebime, kad mažesnius užuo-

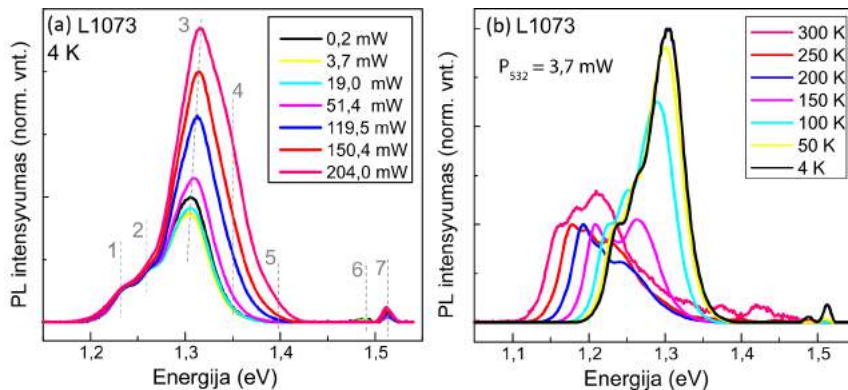


**62 pav.** QRings struktūrų PL spektrai 4 K temperatūroje, kai QD auginimui buvo naudoti 2,1 ML ir 2,4 ML storio InAs sluoksniai.

mazginius QD padengus GaAs gaunami mažesni QRings. Mažesnių QRings struktūrų emisijos smailės energija yra didesnė dėl mažesnio atstumo tarp surišusių būsenų ir kontinuumo. Tai paaiškina 62 pav. reikšmingai didesnę L1041 bandinio smailės energiją, lyginant su L1042 struktūros spektru. Šių darinių analizė PL spektrus aproksimuojant Gauss'o tipo funkcijomis, yra komplikauta dėl registruojamų spektrinių linijų gausos, kuri atspindi QRings bei žiedais netapusių QD dydžių nehomogeniškumą.

## 10.2 Kvantinių žiedų fotojutiklinių struktūrų tyrimas

Taip pat buvo tirtos fotojutiklinių L1073 ir L1081 struktūrų optinės savybės. Abiejų heterodarinių PL spektrai 4 K temperatūroje pavaizduoti 63a ir 64a paveiksluose, matuoti prie įvairios vidutinės sužadavimo galios (0,2–204 mW). Šio eksperimento metu buvo atpažinti spektriniai ypatumai siejami su sužadintosiomis kvantinių žiedų būsenomis, kurie buvo atskirti nuo su optiniais šuoliais tarp didesnių QRings pagrindinių lygmenų siejamų spektrinių ypatumų. Taip pat verta paminėti, kad L1081 bandinio PL spektruose pastebimas vie-



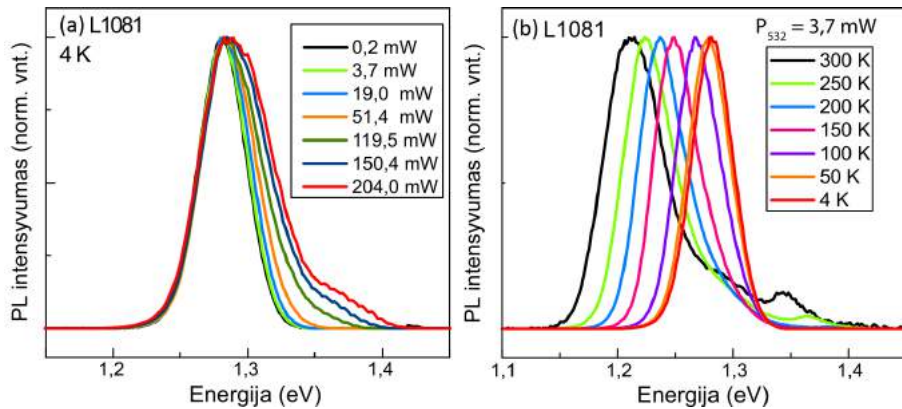
**63 pav.** QRings detektorinės struktūros (L1073) spektrai: (a) normuoti PL spektrai 4 K temperatūroje, lazerio intensyvumą keičiant nuo 0,2 mW iki 200 mW; (b) PL spektrai 4–300 K temperatūrų intervale.

nas ryškus spektrinis ypatumas lyginant su L1073 bandiniu, kurio PL spektruose 4 K temperatūroje yra stebimi net penki (6 ir 7 ypatumai atitinka tarpjuostinius šuolius virš GaAs barjero). Tai mums byloja apie tolydesnį L1081 struktūros QRings matmenų pasiskirstymą.

Temperatūriniai (4–300 K) L1073 ir L1081 heterodarinių PL spektrai pavaizduoti 63b ir 64b paveiksluose. Struktūrų spektrai dėl didėjančio draustinio juostų tarpo krentant temperatūrai slenka link didesnių energijų. L1081 bandinio atveju stebime pagrindinės QRings linijos sklاندų slinkimą. Kitokią dinamiką stebime sekdami L1073 bandinio smailę kintant temperatūrai. Pastebime, kad temperatūrų ruože iki 150 K šuoliu tarp GS būsenų PL smailė sudvigubėja, o jų intensyvumas aukštesnėse temperatūrose ima svyruoti. Šis reiškinys gali būti siejamas su tarpjuostiniais šuoliais tarp skirtingų matmenų InAs QRings pagrindinių lygmenų. Dėl homogeniškesnio kvantinių struktūrų dydžių pasiskirstymo, bei aukštesnės kristalinės kokybės šiame poskyryje toliau nagrinėsime L1081 QRings struktūrą.

QRings fotojutiklinės struktūros (L1081) optinių šuolių tarp kvantinių žiedų pagrindinių būsenų PL intensyvumo priklausomybė nuo temperatūros pavaizduota 65a pav. Kaip atraminė buvo naudota QD struktūra (L1047), kurios PL smailės intensyvumo temperatūrinė priklausomybė atidėta 65b pav. Šiuose grafikuose taip pat atidėtas eksperimentinių duomenų derinimas pagal Arrhenius formulę (7). Termi-

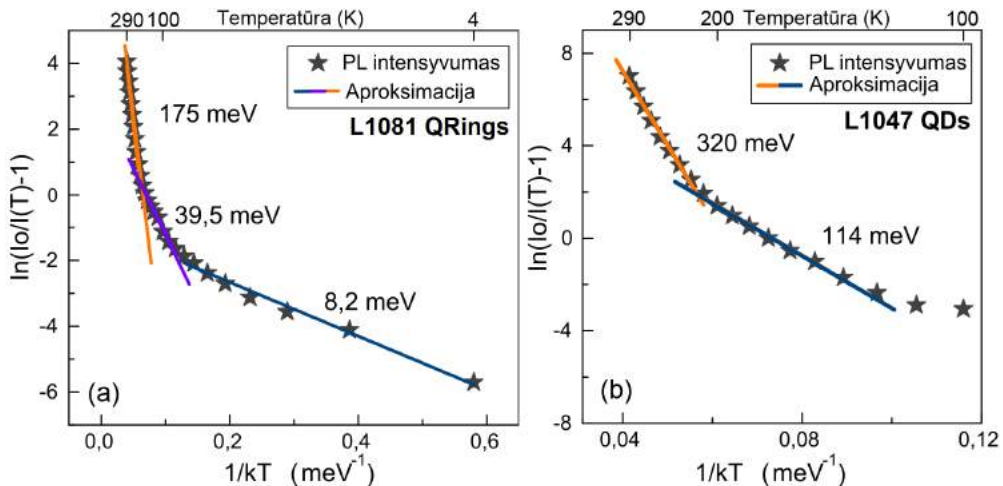




**64 pav.** QRings detektorinės struktūros (L1081) spektrai: (a) normuoti PL spektrai 4 K temperatūroje, lazerio intensyvumą keičiant nuo 0,2 mW iki 200 mW; (b) normuoti PL spektrai 4–300 K temperatūrų intervale.

nės aktyvacijos energijos, gautos derinant šių struktūrų eksperimentines kreives, abiemis bandiniams yra:  $E_{a1} = 320$  meV,  $E_{a2} = 114$  meV — atraminiam QD dariniui;  $E_{a1} = 175$  meV,  $E_{a2} = 39,5$  meV,  $E_{a3} = 8,2$  meV — QRings (L1081) dariniui. Pažvelgę į aktyvacijos energijos vertes PL intensyvumo gesimą, stebimą aukštesiose temperatūrose, galime sieti su krūvininkų terminė aktyvacija iš QD/QRings į InAs drėkinančiojo sluoksnio elektroninius lygmenis. Vidutinių temperatūrų ruože PL intensyvumas mažėja dėl krūvininkų terminės aktyvacijos iš InAs drėkinančiojo sluoksnio į plačiąją GaAs kvantinę duobę. Dar verta atkreipti dėmesį, kad aktyvacijos energijos skaičiuotos QD struktūrai yra didesnės už QRings fotojutiklio — tai taip pat byloja apie mažesnius kvantinių žiedų matmenis bei mažesnę energetinį atstumą tarp QRings surištųjų būsenų ir kontinuumo (lyginant su kvantiniais taškais).

Siekiant įvertinti optinių šuolių energijos terminį kitimą, 66 paveiksle matomos jutiklinės (L1081) ir palyginimui kvantinių taškų (L1047) struktūrų GS PL ir spektrų pusplėčių (FWHM) terminės priklausomybės. Gauti duomenys taip pat buvo lyginami su Varshni kreivėmis tūriniam InAs ir GaAs gautomis iš Varshni išraiškos 8, kur  $E_0$ ,  $\alpha$  ir  $\beta$  — derinimui naudoti parametrai, kurių vertės pateiktos 6 lentelėje. Šiluminė kreivių dinamika šioms struktūroms stebima skirtinga. QRings struktūros pusplėčio parametras patiria staigų gersimą ties

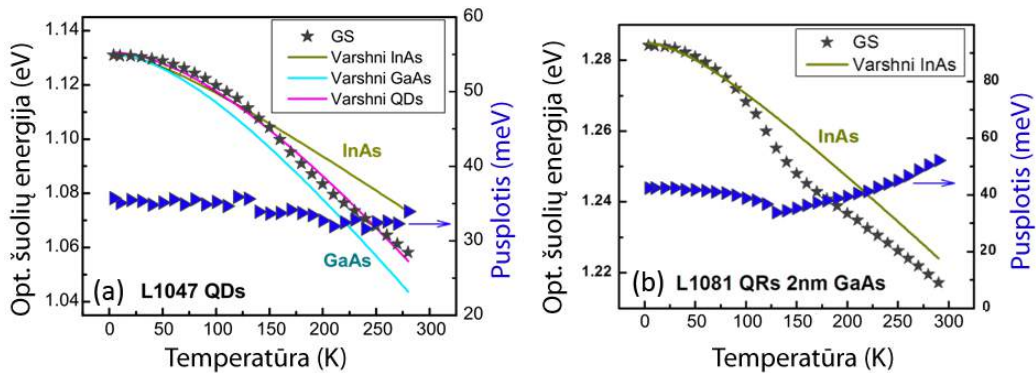


**65 pav.** PL intensyvumo priklausomybe nuo temperatūros ir paskaičiuotos aktyvacijos energijos QRings (bandinys L1081) (a) ir QD (bandinys L1047) (b) dariniams.

**6 lentelė** Varshni lygties (8) parametrai [110].

Optiniai šuoliai	$E_0$ (eV)	$\alpha$ (meV/K)	$\beta$ (K)
InAs	0,415	0,276	93
GaAs	1,319	0,540	204

$\sim 120$  K temperatūra, bei stebimas staigesnis emisijos smailės gesimas kylant temperatūrai, lyginant su QD struktūra. Šiuos reiškinius gali paaikškinti termiškai sužadintų krūvininkų pasiskirstymu tarp skirtingų dydžių kvantinių struktūrų. Krūvininkai iš mažų kvantinių taškų su maža aktyvacijos energija (energetiniu atstumu tarp surišusių būsenų ir kontinuumo) sukrenta į didesnius žiedus su didesne aktyvacijos energija, iš kurių elektronams ištrūkti būna sunkiau. Kvantinių taškų struktūros atveju, puspločio parametras su maža dispersija išlaiko beveik tą pačią vertę visose temperatūrose, o smailės energijos gesimas kylant temperatūrai atitinka tarpinį variantą tarp tūrinio GaAs ir InAs Varshni gesimo. Palyginus struktūrų puspločio parametro ir smailės energijos temperatūrinio kitimo dinamikas galima įvertinti, kad kvantinių taškų dydžių dispersiją buvo mažesnė, lyginant su kvantinių žiedų struktūra.

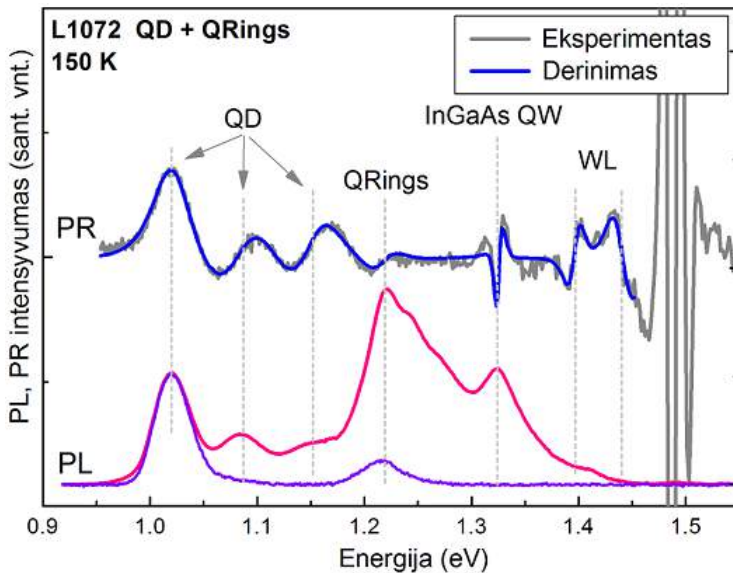


66 pav. PL spektrinių linijų puspločio bei optinio šuolio tarp pagrindinių QRings būsenų energijų priklausomybė nuo temperatūros QD (a) ir QRings (b) dariniams.

### 10.3 Hibridinės heterostrukūros tyrimas

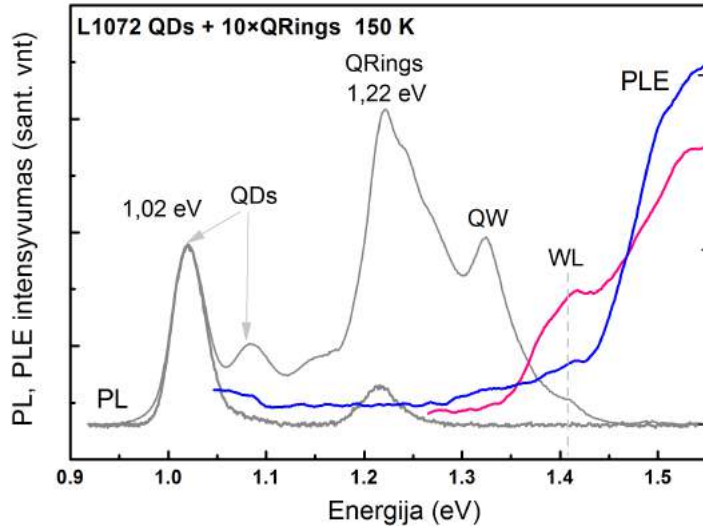
Taip pat buvo tirtas dvispalvis QD + QRings kvantinis hetero-darinys (L1072). Šios unikalios struktūros optiniai PR ir PL spektrai 150 K temperatūroje vaizduojami 67 pav. Silpno sužadavimo PL spektruose vyrauja optinis atsakas iš InAs QD. Didinant sužadavimo intensyvumą, PL spektruose išryškėja ne tik QD sužadintosios būsenos, bet ir ima dominuoti optinius šuolius tarp pagrindinių QRings būsenų atitinkanti linija. Skirtumas tarp QD ir QRings pagrindinių būsenų siekia daugiau negu 200 meV. Taip pat, stipraus sužadavimo PL spektruose matosi optinis atsakas iš InGaAs dengiančiojo sluoksnio. Spektroskopiniai PR tyrimai atskleidė platų optinių ypatumų spektrą darinyje L1072. Ties žemiausiomis energijomis (1–1,3 eV) stebimi spektriniai ypatumai siejami su optiniais šuoliais tarp pagrindinių ( $E_{GS}^{QD} = 1,017$  eV) ir sužadintųjų ( $E_{ES1}^{QD} = 1,096$  eV ir  $E_{ES2}^{QD} = 1,168$  eV) InAs kvantinių taškų būsenų. Spektre taip pat stebimi su šuoliais tarp pagrindiniu QRings būsenų susijęs spektrinis ypatumas ( $E_{GS}^{QRing} = 1,220$  eV). Vidutinių energijų ruože (1,3–1,45 eV) stebimi optiniai šuoliai siejami su įtempimus sumažinančiu InGaAs ( $E_{QW} = 1,325$  eV) ir InAs drėkinančiuoju ( $E_{WL1}^{InAs} = 1,403$  eV ir  $E_{WL2}^{InAs} = 1,432$  eV) sluoksniais. Du su drėkinančiuoju sluoksniu susiję ypatumai stebimi dėl sunkiųjų/lengvųjų skylių būsenų atsiskyrimo. Aukščiausios

energijos spektriniai ypatumai yra priskiriami optiniams šuoliams tarp plačiosios GaAs/AlAs kvantinės duobės lygmenų. Norint apskaičiuoti tarpjuostinių šuolių energijas buvo atlikta PR spektro analizė pasitelkiant Lorentz'o tipo lygtį (5).



**67 pav.** QD + QRings dvispalvės detektorinės struktūros (L1072) PR ir aukšto bei žemo žadinimo intensyvumo PL spektrai 150 K temperatūroje.

Pažvelgę į 68pav. matome didelio bei žemo žadinimo intensyvumo fotoluminescencijos ir fotoluminescencijos žadinimo spektrus. PLE spektrai buvo matuoti bangos ilgį ties kuriuo buvo registruojamas PL signalas pasirinkus vienu atveju ties optinių šuolių tarp pagrindinių QD būsenų (1,02 eV) energija, o antruoju atveju — optinių šuolių tarp pagrindinių QRings būsenų (1,22 eV) energija. QD PLE (kai registruojamas bangos ilgis ties 1,02 eV) spektrinėje gaubtinėje nesimato emisijos prieaugio, dėl sugerties į kvantinių žiedų būsenas. Tai mums byloja, kad nėra krūvio pernašos tarp InAs QD ir InAs QRings.



68 pav. PLE spektrai atramine pasirinkus QD GS ir QRings GS energiją. PL spektrai matuoti stipraus ir silpno žadinimo atvejais.

## 10.4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

InGaAs kvantinių žiedų optiniai fotoatspindžio, fotoluminescencijos ir fotoluminescencijos žadinimo matavimai buvo atliekami 3–300 K temperatūroje. Buvo tiriami QRings heterodariniai dengti skirtingo aukščio įtempimus padidinančiu GaAs sluoksniu, dvi fotojutiškos struktūros ir hibridinė kvantinių taškų ir kvantinių žiedų struktūra.

1. Žematemperatūriniai struktūrų fotoluminescencijos matavimai atskleidė, kad InAs kvantinių žiedų tarpjuostinių optinių šuolių tarp pagrindinių būsenų energija yra iki 200 meV didesnė lyginant su InAs kvantiniais taškais. Tai byloja apie mažesnius kvantinių žiedų struktūrų matmenis ir mažesnę krūvininkų kvantinę ribojimą.
2. Buvo stebėta anomali InAs kvantinių žiedų struktūrų pagrindinės būsenos energijos, bei puspločio priklausomybė nuo temperatūros, kuri gali būti aiškinama kvantinių žiedų matmenų nehomogeniškumu ir termiškai aktyvuotų krūvininkų persiskirstymu tarp jų.
3. Parodyta, kad fotoatspindžio metodika yra tinkama spektroskopiškai charakterizuoti InAs kvantinių žiedų heterodarinius. Kombinuotame InAs/InGaAs/GaAs kvantinių taškų ir InAs/GaAs kvantinių žiedų heterodarinyje fotoatspindžio ir fotoluminescencijos spektruose žemesnių energijų srityje stebėti spektriniai ypatumai yra susiję su tarpjuostiniais optiniais šuoliais tarp kvantinių taškų bei kvantinių žiedų pagrindinių ir sužadintųjų būsenų, o aukštesnių energijų srityje — su tarpjuostiniais šuoliais tarp kvantinių taškų InGaAs kvantinės duobės ir drėkinančiojo kvantinių žiedų InAs sluoksnio būsenų.
4. Hibridinės heterostruktūros struktūros fotoluminescencijos žadinimo spektrai atskleidė, kad tarp kvantinių žiedų ir kvantinių taškų krūvio pernaša nevyksta.

## Pagrindinė literatūra

- [1] J. Vilys, S. Tamulevičius, V. Grigaliūnas, Š. Meškiniš, A. Guobienė, *Paviršiaus inžinerija ir nanotechnologijos*, Vitae Litera (2007).
- [2] V. Karpus, *Dvimačiai elektronai*, Ciklonas, Vilnius (2004).
- [3] A. Luque, A. Marti, A. J. Nozik, *Advanced Inorganic Materials for Photovoltaics*, **32**(3), 236–241 (2007).
- [4] P. Yua, J. Wub, L. Gaoc, H. Liub, Z. Wang, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **161**, 377–381 (2017).
- [5] F. Olbrich, J. Höschel, M. Müller, J. Kettler, S. L. Portalupi, M. Paul, M. Jetter, P. Michler, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 133106 (2017).
- [6] R. Nedzinskas, B. Čechavičius, V. Karpus, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. H. Li, S. P. Khanna, E. H. Linfield, *J. Appl. Phys.*, **109**(12), 123526 (2011).
- [7] O. Nasr, M. H. Hadj Alouane, H. Maaref, F. Hassen, L. Sfaxi, B. Ilahi, *Journal of Luminescence* **148**, 243–248 (2014).
- [8] A. Salaheldin, J. Walter, P. Herre, I. Levchuk, Y. Jabbari, J. Kolle, C. Brabec, W. Peukert, D. Segets, *Chemical Engineering Journal*, **30**, 232-243 (2017).
- [9] J. Wu, Z. Wang, X. Li, Y. Mazur, G. Salamo, *Journal of Materials Research*, **21**(32), 4095-4101 (2017).
- [10] E. C. Weinerab, R. Jakominbc, D. N. Michabd, H. Xiee, P. Y. Sue, L. D. Pintoab, M. P. Piresbf, F. A. Poncee, P. L. Souzaab, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, **178**, 240–248 (2018).
- [11] Q. Su, Y. Sun, H. Zhang and S. Chen, *Adv. Science*, **5**(10), 1870058 (2018).
- [12] D. Jung, J. Norman, M. J. Kennedy, C. Shang, B. Shin, Y. Wan, A. C. Gossard, J. E. Bowers, *Appl. Phys. Lett.*, **111**(12), 122107 (2017).

- [13] H. Choi and S. Jeong, *Int. J. Pr. Eng. Man-GT*, **5**(2), 349–358 (2018).
- [14] J. Tsai, K. Dehvari, W. Ho, K. Waki and J. Chang, *Adv. Mater. Interfaces*, **6**(5), 1970032 (2019).
- [15] T. Purkayastha, D. De, K. Das, *Microprocessors and Microsystems*, **45**, 32–44 (2016).
- [16] J. Duan, H. Huang, B. Dong, D. Jung, D. Jung, J. C. Norman, J. E. Bowers, F. Grillot, *IEEE*, **31**(5) (2019).
- [17] H. L. Kang, J. Kang, J. K. Won, S. M. Jung, J. Kim, C. H. Park, B. K. Ju, M. G. Kim, S. K. Park, *Advanced Optical Materials*, **9**(6), 1701335 (2018).
- [18] D. Aryanto, Z. Othaman, Z. Othaman, A. K. Ismail, *Nano brief reports and reviews*, **06**(2), 153–157 (2011).
- [19] V. D. Dasika, J. D. Song, W. J. Choi, N.K. Cho, J. I. Lee, R. S. Goldman, *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 163114 (2009).
- [20] E. Pavelescu, V. Polojarvi, A. Schramm, A. Tukiainen, A. Aho, W. Zhang, J. Puustinen, J. Salmi, M. Guina, *Optical Materials*, **52**, 177–180 (2016).
- [21] S. A. Khattak, M. Hayne, J. Huang, J. Vanacken, V. V. Moshchalkov, L. Seravalli, G. Trevisi, P. Frigeri, *Phys. Rev. B*, **96**, 195301 (2017).
- [22] N. Žurauskienė, *Lith. J. Phys*, **44**(4), 283-289 (2004).
- [23] K. Muraki, S. Fukatsu, Y. Shiraki, R. Ito, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 557 (1992).
- [24] S. Golovynskiy, L. Seravalli, O. Datsenko, G. Trevisi, P. Frigeri, E. Gombia, T. Y. Ohulchansky, *Nanoscale Research Letters*, **12**(1) (2017).



- [25] H. Ghadi, S. Dubey, P.K.Singh, M. Bhatt S. Chakrabarti, SPIE OPTO, *Highly efficient InAs/InGaAs quantum dot-in-a-well heterostructure validated with theoretically simulated model*, San Francisco, California, United States (2018).
- [26] M. Borji and E. Rajaei, Iranian Journal of Science and Technology, **42**(1) 173–180 (2016).
- [27] K. Ryczko, G. SJK, and J. Misiewicz, Superlattices Microstruct. **37**, 273 (2005).
- [28] S. Ridene, Infrared Physics & Technology, **89**, 218–222 (2018).
- [29] G. W. Bryant and G. S. Solomon, *Optics of Quantum Dots and Wires*, Norwood, MA: Artech House (2005).
- [30] J. T. Hu, L. S. Li, W. D. Yang, L. Manna, L. W. Wang, A. P. Alivisatos, Science, **292**(5524), 2060–2063, (2001).
- [31] L. Li, P. Ridha, G. Patriarche, N. Chauvin and A. Fiore, Appl. Phys. Lett., **92**(12), 121102 (2008).
- [32] L. Li, G. Patriarche, N. Chauvin, P. Ridha, M. Rossetti, J. Andrzejewski, G. Sek, J. Misiewicz, and A. Fiore, IEEE, **14**(4), 1204–1213 (2008).
- [33] D. Alonso-Álvarez *et al.*, *Strain balanced quantum posts for intermediate band solar cells*, 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (2010).
- [34] L. J. Chen, RSC Adv., **8**, 18396–18399 (2018).
- [35] Q. H. Xie, A. Madhukar, P. Chen, and N. P. Kobayashi, Phys. Rev. Lett., **75**(13), 2542–2545 (1995).
- [36] G. Patriarche, L. Largeau, J. C. Harmand, and D. Gollub, Appl. Phys. Lett., **84**(2), 203–205 (2004).
- [37] A. Lemaitre, G. Patriarche, and F. Glas, Appl. Phys. Lett., **85**(17), 3717–3719 (2004).

- [38] A. Baimuratov, I. D. Rukhlenko, R. E. Noskov, P. Ginzburg, Y. K. Gun'ko, A. V. Baranov, A. V. Fedorov, *Scientific Reports*, **5**(1) (2015).
- [39] O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg, *Phys. Rev. B*, vol. **59**(8), 5688–5701, (1999).
- [40] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.*, **89**(11), 5815–5875 (2001).
- [41] H. J. Krenner, C. E. Pryor, J. He, and P. M. Petroff, *Nano Lett.* **8**, 1750 (2008).
- [42] D. Alonso-Alvarez, F. Briones, B. Alen, M. A. Roldan, and S. I. Molina, J. M. Ripalda, J. Hernandez-Saz, J. M. Llorens, A. G. Taboada, D. Hernandez-Maldonado, M. Herrera, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 173106 (2011).
- [43] N. A. J. M. Kleemans, I. M. A. Bominaar-Silkens, V. M. Fomin, V. N. Gladilin, D. Granados, A. G. Taboada, J. M. García, P. Offermans, U. Zeitler, P. C. M. Christianen, J. C. Maan, J. T. Devreese, and P. M. Koenraad, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 146808 (2007).
- [44] S. Sanguinetti, M. Abbarchi, A. Vinattieri, M. Zamfirescu, M. Gurioli, T. Mano, T. Kuroda, N. Koguchi, *Phys. Rev. B*, **77**, 125404 (2008).
- [45] S. Viefers, P. Koskinen, P. Singha Deo, and M. Manninen, *Physica E Amsterdam*, **21**(1) (2004).
- [46] S. F. Aman, S. K. Maiti, M. Dey, *AIP Conference Proceedings*, **2072**, 020005 (2019).
- [47] M. Sztucki, T. H. Metzger, V. Chamard, A. Hesse, and V. Holy, *J. Appl. Phys.*, **99**, 033519 1–033519 9 (2006).
- [48] K. Takehana, F. Pulizzi, A. Patane, M. Henini, P. C. Main, L. Eaves, D. Granados, and J. M. Garcia, *J. Cryst. Growth*, **251**, 155–160 (2003).

- [49] J. H. Dai, J. H. Lee, and S. C. Lee, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**(2), 165–167 (2008).
- [50] J. M. Garcia, D. Grandos, J. P. Silveira, and F. Briones, *Microelectron. J.*, **35**, 7–11 (2004).
- [51] P. Offermans, P. M. Koenraad, J. H. Wolter, D. Grandos, J. M. Garcia, V. M. Fomin, V. N. Gladilin, and J. T. Devreese, *Phys. E*, **32**, 41–45 (2006).
- [52] D. Grandos, J. M. Garcia, T. Ben, and S. I. Molina, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 071918 1–071918 3 (2005).
- [53] S. Suraprapapich, S. Panyakeow, and C. W. Tu, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 183112 1–183112 3 (2007).
- [54] I. N. Stranski and L. Krastanow, *Akad. Wiss. Lit. Wien, Math.-Natur. Kl. Iib*, **146**(797) (1938).
- [55] S. Herminghaus, K. Jacobs, K. Mecke, J. Bischof, A. Fery, M. Ibn-Elhaj and S. Schlagowski, *Science* **282**(5390) (1998).
- [56] R. Kudrawiec, J. Misiewicz, *Semiconductor Research Springer Series in Materials Science*, 95–124 (2012).
- [57] J. H. Dai, J. H. Lee, S. C. Lee. *IEEE Photonics Technology Letters*, **20**(16), 1372–1374 (2008).
- [58] M. Cardona, *Modulation Spectroscopy*, (1969).
- [59] O. J. Glembocki, B.V. Shanabrook, C.L. Littler *Semiconductors and Semimetals*, **36**, 221 (1992).
- [60] F. H. Pollak, *Handbook on Semiconductors*, **2**, 527 (1994).
- [61] J. Misiewicz, P. Sitarek, G. Sek, R. Kudrawiec, *Mater. Sci.* **21**, 264 (2003).
- [62] S. Franchi, "Molecular beam epitaxy", *Molecular Beam Epitaxy*, 1–46, (2013).

- [63] R. Nedzinskas, B. Čechavičius, J. Kavaliauskas, V. Karpus, D. Se-liuta, V. Tamošiūnas, G. Valušis, G. Fasching, K. Unterrainer, G. Strasser, *J. Appl. Phys.*, **106**, 064308 (2009).
- [64] N. Stoddard, B. Wu, I. Witting, M. Wagener, Y. Park, G. Rozgonyi and R. Clark, *SSP*, **725**(1–8), 131–133 (2008).
- [65] I. N. Stranski and L. Krastanow, *Akademie der Wissenschaften Wien* **146**, 797–810 (1938).
- [66] E. Bauer, *Zeitschrift fur Kristallographie*, **110**(1-6), 372–394 (1958).
- [67] L. H. Li, G. Patriarche, M. Rossetti, and A. Fiore, *J. Appl. Phys.* **102**, 033502 (2007).
- [68] \*R. Nedzinskas, B. Čechavičius, A. Rimkus, E. Pozingytė, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. H. Li, E. H. Linfield, *J. Appl. Phys.*, **117**(14), 144304 (2015).
- [69] nextnano<sup>3</sup>, 3-D nanostruktūrų simulatorius; <http://www.nextnano.de/nextnano3/>.
- [70] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, *J. Appl. Phys.* **94**, 3675 (2003).
- [71] F. Guffarth, R. Heitz, A. Schliwa, O. Stier, N. N. Ledentsov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov, D. Bimberg, *Phys. Rev. B*, **64**, 085305 (2001).
- [72] M. V. Maximov, A. F. Tsatsulnikov, B. V. Volovik, D. S. Sizov, Yu. M. Shernyakov, I. N. Kaiander, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, V. M. Ustinov, Zh. I. Alferov, R. Heitz, V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, Yu. G. Musikhin, W. Neumann, *Phys. Rev. B*, **62**(24), 16671–16680 (2000).
- [73] M. Gurioli, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, M. Colocci, *Phys. Rev. B* **50**, 11817 (1994).
- [74] A. Patane, A. Levin, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, *Physical Review B*, **62**(16) 11084–11088 (2000).

- [75] S. Sanguinetti, M. Henini, M. Grassi Alessi, M. Capizzi, P. Frigeri, S. Franchi, *Phys. Rev., B*, **60**(11) 8276–8283 (1999).
- [76] L. Kong, Z. Wu, Z. C. Feng, I. T. Ferguson, *J. Appl. Phys.*, **101**(12), 126101–3 (2007).
- [77] R. Chen, H. Y. Liu, H. D. Sun, *J. Appl. Phys.*, **107**(1), 013513–5 (2010).
- [78] X. L. Zhou, Y. H. Chen, J. Q. Liu, C. H. Jia, G. Y. Zhou, X. L. Ye, B. Xu, Z. G. Wang, *J. Appl. Phys.*, **43**(29), 295401 (2010).
- [79] J. Misiewicz and R. Kudrawiec, *OptoElectron. Rev.*, **20** (2), 101–119 (2012).
- [80] R. L. Tober, J. D. Bruno, *J. Appl. Phys.*, **68**, 6388 (1990).
- [81] H. Roppischer, N. Stein, U. Behn and A. B. Novikov, *J. Appl. Phys.*, **76**, 4340 (1994).
- [82] A. J. Shields and P. C. Klipstein, *Phys. Rev. B*, **43**, 9118 (1991).
- [83] G. Abstreiter, E. Bauser, A. Fischer, K. Ploog, *Appl. Phys.*, **16**, 345–352 (1978).
- [84] M. Motyka, G. Sęk, R. Kudrawiec, J. Misiewicz, L. H. Li, A. Fiore, *J. Appl. Phys.*, **100**, 073502 (2006).
- [85] T. M. Hsu, W. H. Chang, C. Y. Lai, N. T. Yeh and J. I. Chyi, *J. Appl. Phys.*, **91**, 4399 (2002).
- [86] W. H. Chang, T. M. Hsu, N. T. Yeh, and J.-I. Chyi, *Phys. Rev. B*, **62**, 13040 (2000).
- [87] E. W. Bogaart, J. E. M. Haverkort, T. Mano, T. van Lippen, R. Nötzel, and J. H. Wolter, *Phys. Rev. B* **72**, 195301 (2005).
- [88] D. E. Aspnes, *Surf. Sci.* **37**, 418 (1973).
- [89] B.V. Shanabrook, O.J. Glembocki, and W. T. Beard, *Phys. Rev. B*, **35**, 2540 (1987).

- [90] \*R. Nedzinskas, B. Čechavičius, A. Rimkus, J. Kavaliauskas, G. Valušis, L. H. Li and E. H. Linfield, *Lith. J. Phys.* **54**, 54–57 (2014).
- [91] V. Mitin, A. Antipov, A. Sergeev, N. Vagidov, D. Eason and G. Strasser, *Nanoscale Res. Lett.* **6**(21) (2011).
- [92] S. Raymond, S. Fafard, P. J. Poole, A. Wojs, P. Hawrylak, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leon, P. M. Petroff, and J. L. Merz, *Phys. Rev. B* **54**, 11548 (1996).
- [93] R. Heitz, O. Stier, I. Mukhametzhanov, A. Madhukar, D. Bimberg, *Phys. Rev. B*, 11017 (2000).
- [94] Y. P. Varshni, *Physica*, **34**, 149 (1967).
- [95] F. Ferdos, S. Wang, Y. Wei, M. Sadeghi, Q. Zhao, A. Larsson, J. *Cryst. Growth* **251**, 145 (2003).
- [96] P. Aivaliotis, N. Vukmirovic, E. A. Zibik, J. W. Cockburn, D. Indjin, P. Harrison, C. Groves, J. P. R. David, M. Hopkinson and L. R. Wilson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 5537–5540 (2007).
- [97] J. He, R. Notzel, P. Offermans, P. M. Koenraad, Q. Gong, G. J. Hamhuis, T. J. Eijkemans, and J. H. Wolter, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2771 (2004).
- [98] L. H. Li, G. Patriarche, M. Rossetti, and A. Fiore, *J. Appl. Phys.* **102**, 033502 (2007).
- [99] L. H. Li, P. Ridha, G. Patriarche, N. Chauvin, and A. Fiore, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 121102 (2008).
- [100] T. Kita, N. Tamura, O. Wada, M. Sugawara, Y. Nakata, H. Ebe, and Y. Arakawa, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 211106 (2006).
- [101] R. Nedzinskas, B. Čechavičius, A. Česnauskas, J. Kavaliauskas, V. Karpus, G. Valušis, L. Li, S. P. Khanna, E. H. Linfield, *Phys. Status Solidi* **9**(7), 1640–1642 (2012).
- [102] Y. Bessho, Y. Harada, T. Kita, E. Taguchi, and H. Yasuda, *J. Appl. Phys.* **114**, 033517 (2013).

- [103] N. Prodanovič, V. Milanovič, Z. Ikonič, D. Indjin and P. Harison, Phys. Letters A **377**, 2177 (2013).
- [104] R. Heitz, F. Guffarth, I. Mukhametzhanov, M. Grundmann, A. Madhukar, and D. Bimberg, Phys. Rev. B **62**, 16881 (2000).
- [105] S. J. Lee, N. H. Shin, J. J. Kot, M. J. Parkt and R. Kiimmel, Semicond. Sci. Technol. **7**, 1072 (1992).
- [106] M. Zavvari, K. Abedi, A. Yusefli, M Karimi, Optik: International Journal for Light and Electron Optics, **126**(19), 1861–1864 (2015).
- [107] B. C. Lee and C. P. Lee, Nanotechnology, **15**, 848–850 (2004).
- [108] S. W. Lee et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 1428 (1999).
- [109] M. Karimi, K. Abedi, M. Zavvari, Frontiers of Optoelectronics, **7**(1), 84–90 (2014).
- [110] F. Guffarth, R. Heitz, A. Schliwa, O. Stier, N. N. Ledentsov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov, and D. Bimberg, Physical Review B, **64**(8):085305 (2001).

# UŽRAŠAMS



# UŽRAŠAMS

Vilniaus universiteto leidykla

Universiteto g. 1, LT-01513 Vilnius

El. p. [info@leidykla.vu.lt](mailto:info@leidykla.vu.lt),

[www.leidykla.vu.lt](http://www.leidykla.vu.lt)

Tiražas 15 egz.