

ЕЛЕКТРОННА СТРУКТУРА И ПРОЦЕСИ НА РЕЗОНАНСНО ТУНЕЛИРАНЕ В НАПРЕГНАТИ СВРЪХРЕШЕТКИ ОТ AlN/GaN

ЕВГЕНИЯ ВЪЛЧЕВА

*Катедра „Физика на твърдото тяло и микроелектроника“,
Физически факултет, Софийски университет „Св. Климент Охридски“*

Евгения Вълчева. ЕЛЕКТРОННА СТРУКТУРА И ПРОЦЕСИ НА РЕЗОНАНСНО ТУНЕЛИРАНЕ В НАПРЕГНАТИ СВРЪХРЕШЕТКИ ОТ AlN/GaN

Изследвани са свръхрешетъчни напрегнати структури от десет периода AlN/GaN. Пресметната е електронната структура и влиянието върху нея на вградените пиезоелектрични полета, характерни за III-нитридните материали с вюрцитна структура, както и при прилагане на външно поле към структурата. Определени са условията, при които минизоните се разрушават, настъпва локализиране на носителите и се създават условия за резонансно тунелиране през бариерите.

Evgenia Valcheva. ELECTRONIC STRUCTURE AND RESONANT TUNNELING IN STRAINED AlN/GaN SUPERLATTICES

Strained superlattice structures consisting of ten periods AlN/GaN are investigated. The electronic structure is calculated together with the influence on it of the built in piezoelectric fields inherent to III-nitride wurtzite material system as well as under applied voltage to the superlattice. The conditions for minizone disruption and carrier localization are determined when conditions for resonant tunneling through the barriers are created.

Keywords: superlattice, electronic structure, III-nitride materials

PACS numbers: 78.55.Cr, 78.60.Hk, 78.67.De, 78.67.Pt

За контакти: Евгения Вълчева, Катедра „Физика на твърдото тяло и микроелектроника“, Физически факултет, Софийски университет „Св. Климент Охридски“, бул. “Джеймс Баучер“ 5, 1164 София, тел.: +359 2 8161 898, E-mail: epv@phys.uni-sofia.bg

1. УВОД

Структури от мултиквантови ями (МКЯ) и свръхрешетки (СР), използващи тройни нитридни съединения като $\text{Al}_x\text{GaN}_{1-x}/\text{GaN}$, представляват основни градивни елементи за активната област на светоизлъчвателните диоди (LED, light emitting diodes) в ултравиолетовия спектър. Ето защо изясняването на механизмите на излъчвателна рекомбинация в тези системи е от първостепенно значение. Структури с нискоразмерни КЯ на основата на InGaN и AlGaIn позволяват направата на високоефективни LED и лазерни диоди при подходящо израстване и технологична обработка [1–3].

Емисията от КЯ от InGaN е 50–60 пъти по-ефективна в сравнение с обемен материал InGaIn и GaN . Силната емисия се дължи на локализация на екситони в квантовите ями. Въпросът, който остава нерешен, е механизмът на локализация на екситоните. Беше показано, че комбинацията от локализация и полеви ефекти водят до синьо отместване на емисионния пик.

Предимство на GaN/AlGaIn хетероструктури е голямият потенциален скок между зоните на проводимост на интерфейса, който достига 1,7–2 eV за GaN/AlIn [4]. В сравнение с GaN/AlGaIn , МКЯ от GaN/AlIn могат да покажат по-добри оптични свойства, тъй като концентрациите на дефектите и уловките, внесени при формирането на тройното съединение, следва да са по-малки. От друга страна, с промяна на композиционния състав x на тройното съединение може да бъде променян по желание, като с това се променя спектралната област на работа на уредите. Друг начин за промяна на спектралната област е изменение на ширината на квантовата яма и вследствие на това – на нивата на локализация на носителите.

Важна и интересна особеност на МКЯ от $\text{InGaIn}/\text{AlGaIn}$, GaN/AlGaIn и GaN/AlIn МКЯ са *преходите между подзоните* (ППЗ), които могат да се използват за формиране на квантови каскадни лазери. Използвайки ППЗ, областта на емисия на нитридните КЯ може да се разшири към близката ИЧ област, включвайки 1,3 μm и 1,55 μm , което е важна област за оптичните комуникации. Също така ППЗ покриват обхвата 1,08–4,2 μm , който е от особен интерес за оптичните комуникации. От няколко изследователски групи беше установено ППЗ поглъщане в GaN/AlGaIn МКЯ в областта $\lambda \geq 2,8 \mu\text{m}$. Gmachl и съавтори [5] измерват ППЗ поглъщане в областта 1,77–4,2 μm , като за целта изменят ширината на ямата от 1,5 до 3,0 nm.

Свръхрешетките с малък период, изградени на основата на материалите AlGaIn/GaN и AlIn/GaN , предизвикват засилен интерес, тъй като предлагат решение на редица въпроси, като например, осъществяване на контрол на микродеформациите, намаляване на плътността на дислокациите, ИЧ детектори на основата на вътрешни преходи между подзоните, уреди на резонансно тунелиране и излъчватели в THz-овия диапазон. Освен потенциалните

възможности за приложение тези хетероструктури са предизвикателство и от чисто физична гледна точка. Фундаменталните им свойства се влияят до голяма степен и се определят от размерното квантуване на електронните състояния, от анизотропията на кристалната структура и напреженията в различните съставляващи слоеве на хетероструктурите.

Процеси на локализация на носителите в МКЯ вследствие на различни фактори, като структурни дефекти, водещи до грапавост на интерфейсите и флукутации на ширината на ямите, флукутации в състава на тройното съединение и наличие на силни вътрешни полета поради спонтанната и пиезоелектричната поляризации, са обект на обширни изследвания в III-нитридите системи. Когато грапавостта на интерфейса яма/барьер, водеща до флукутации на ширината на ямата, е съизмерима с ширината на КЯ, тя трябва да се вземе под внимание при пресмятане на енергията на ограничаване на екситона и разпределението на вълновите функции в ямите. Поради малкия радиус на Bohr на екситона в GaN (3 nm) енергиите на преход са чувствителни към флукутациите на ширината на ямата, съответстващи на пълен c -вектор (два монослоя, $2 \text{ MC} = 0,52 \text{ nm}$) и/или на $\pm c/2$ -вектор ($1 \text{ MC} = 0,26 \text{ nm}$). Проблемът става много по-съществен при наличието на характерните за нитридите вюрцитни материали вътрешни поляризационни полета, които модифицират потенциалния профил на структурата. Това поражда пространствено разделение на електроните и дупките от полето, което ги отмества към двата срещуположни интерфейса. Така вътрешните електрични полета в МКЯ влияят на силата на осцилатора на екситоните и положението на съответните ФЛ пикове [6]. Възниква квантово ограничен ефект на Щарк (quantum confinement Stark effect, QCSE), който се проявява в червено отместване на енергиите на преход на КЯ, за разлика от синьото отместване, предизвикано от квантово ограничение на носители [7].

2. НАПРЕГНАТИ СВРЪХРЕШЕТКИ С КЪС ПЕРИОД

Свръхрешетките (СР) са изкуствено създадени хетероструктури, в които многократно и периодично се редуват два полупроводникови слоя, изпълняващи роля на потенциална яма и барьер с широчини L_w и L_b . Периодът $d = L_w + L_b$ на периодичния потенциал на СР трябва да изпълнява условието $d \gg a$, където a е константата на решетката на полупроводников материал, а големините на векторите на обратната решетка са $k_d \ll k_b$ в зоната на Brillouin, която се простира в границите $(-\pi/d, +\pi/d)$. Като се намалява ширината на бариерните слоеве, взаимодействието между съседните ями се засилва, носителите могат да тунелират през бариерите, вследствие на което цялата структура наподобява силно анизотропен тримерен кристал.

Дискретните енергетични нива на носителите в ямите се разцепват в мини-зони, а обвиващите функции на носителите се простират перпендикулярно на слоевете.

Напрегнати са СР, при които отделните слоеве са достатъчно тънки, така че решетъчното несъответствие между слоевете не предизвиква образуване на интерфейсни дефекти. Чрез съгласуване на решетъчното несъответствие и минимизиране на свободната енергия се получава стабилна структура, в която отделните слоеве са напрегнати. Наблюдавани са обаче и много по-дебели СР структури от критичните, които са все още съгласувани, напрегнати и стабилни.

В последните години се изследваха главно хетероструктури $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с композиционен състав $x_{\text{Al}} < 0,6$ и независимо от засиления изследователски интерес, твърде малко информация е публикувана върху свойствата на AlN/GaN свръхрешетки [8–12] поради трудности при процеса на израстването им. Интерфейсът трябва да е надлъжно гладък, както и преходът в състава да е рязък, поради силното влияние на грапавостта на интерфейса върху електронната подвижност на двумерния електронен газ (2DEG), формиращ хетеропрехода. Към фундаменталните изследвания се отнасят изучаването на микроструктурата на хетеро-интерфейсите; КЯ с дефекти, локализирани в интерфейсите; влиянието на неподредеността на интерфейсите в излъчвателите върху квантовата ефективност. Допълнително към тази група изследвания попадат изучаването на ефектите на макронапрежения и деформации, свързани с различни модели и механизми на епитаксиално израстване и отражението им върху оптичните свойства.

Тези характерни интерфейсни ефекти в полярните нитридни хетероструктури като AlN/GaN могат да бъдат използвани при проектиране на нови уреди. Например могат да бъдат полезни в структури с вертикален транспорт за линейни и нелинейни уреди, включително основани на ефекти на резонансно тунелиране за свръх-високоскоростна електроника, поради следните причини.

- Поляризационният заряд може да предизвика силно наклоняване на зоните и ефект на тунелиране.
- Фиксираният заряд на интерфейса $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ може да бъде използван за управление на наклона на зоните в I–V характеристиките на преходите чрез промяна на дебелините на отделните слоеве.

2.1. ЕЛЕКТРОННА СТРУКТУРА

В настоящата работа представяме резултати по изследване на електронната структура на СР от AlN/GaIn , получени чрез металоорганична епитаксия от газова фаза (MOVPE) [13]. Свръхрешетките са с къс период и на-

прегнати, тъй като слоевете са с дебелини, под критичните за възникване на пластична релаксация на решетъчните несъответствия. Поради това се наблюдава редуване на разтягащо/свиващо напрежение в двата слоя AlN/GaN в рамките на един период, дължащо се на решетъчното несъответствие между AlN и GaN (~ 2,5% разлика на обемните решетъчни константи). Независимо от това, поради процеси, контролиращи епитаксиалното израстване, възникват интерфейсни дефекти.

Тук представяме изследванията върху електронната структура на AlN/GaN свръхрешетка от 10 периода GaN яма/AlN барьер с дебелини съответно 45,4 Å и 14,3 Å. Беше използван подход за съгласувано решаване на уравненията на Шрьодингер и Поасон в приближение на ефективната маса и метод на обвиващата функция. Отчетени са особеностите на конкретната структура, а именно, възникване на квантово ограничен ефект на Щарк поради вътрешните вградени поляризационни полета.

Кристалите от групата III-нитриди притежават собствено спонтанно поляризационно поле поради хексагоналната симетрия. То се проявява най-силно при хетероинтерфейс. При всяка изкуствено създадена структура, която нарушава транслационната симетрия по *c*-оста (0001) (като например, структура с мултиквантови ями или CP), се проявява вътрешната поляризация по посока на същата ос. Когато са еластично деформирани, в кристалите от групата C_{6v}^4 възниква и пиезоелектрична поляризация. При структури от AlN/GaN е оценено, че спонтанната поляризация е по-голяма от пиезоелектричната [14]. В хексагонална структура спонтанната поляризация P_{sp} има фиксирана посока [0001] по оста *c* (полярната ос), т.е. връзките са насочени от катион (Ga или Al) към анион (N).

Векторът на пиезоелектричната поляризация \vec{P}_{pz} се задава с

$$\vec{P}_{pz} = \hat{e} \cdot \hat{\epsilon}, \quad (1)$$

където $\hat{\epsilon}$ е тензорът на деформация, а \hat{e} – пиезоелектричният тензор, който се дефинира като производна на поляризацията по отношение на деформацията. Заради вюртцитната симетрия броят независими компоненти на \hat{e} се редуцира до три: e_{13} , e_{31} и e_{33} , където индексът три отговаря на оста *c*. Компонентата на \vec{P}_{pz} по оста *c* се задава с

$$P_{pz}^z = e_{33}\epsilon_{zz} + e_{31}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) \equiv P_{pz}. \quad (2)$$

Тук $\epsilon_{zz} = \frac{c - c_0}{c_0} = -\frac{2C_{13}}{C_{33}}\epsilon_{xx}$ е деформацията по оста *c*, а ϵ_{xx} и ϵ_{yy} са деформациите в равнината (0001), като $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a - a_0}{a_0}$. Тогава компонентата на вектора на пиезоелектрична поляризация по оста *c* е свързан с двусосна деформация (описваща се от ϵ_{xx}) посредством

$$P_{pz} = 2\varepsilon_{xx}(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}). \quad (3)$$

Пълната поляризация по оста c е

$$P_{tot} = P_{sp} + P_{pz}. \quad (4)$$

Електричното поле, предизвикано от поляризацията, ще промени потенциалния профил на хетероструктура от редуващи се квантови ями и бариери. В областта на ямите допълнителното поле ще бъде [15]

$$F_w = (P_b - P_w)L_b/(L_w + L_b)\varepsilon_0\varepsilon_w. \quad (5)$$

В областта на бариерите полето е

$$F_b = (P_w - P_b)L_w/(L_w + L_b)\varepsilon_0\varepsilon_b. \quad (6)$$

където P_w и P_b са пълните поляризационни полета съответно в областта на ямите и бариерите, L_w и L_b са техните широчини, а ε_w и ε_b – относителните диелектрични проницаемости на съответните материали.

Полетата в ямите и бариерите са пресметнати, като са използвани следните параметри. Прекъсването в профила на проводимата зона ΔE_c на границата AlN/GaN е 1,75 eV, като разликата между забранените зони $\Delta E_g = 2,7$ eV се разпределя, като $\Delta E_c/\Delta E_v = 0,65/0,35$ [16]. Стойностите на ефективна маса на електроните са $0,2m_0$ (GaN) и $0,4m_0$ (AlN), маса на тежките дупки $1,42m_{hh}$ (GaN) и $3,53m_{hh}$ (AlN) и маса на леките дупки $0,3m_{lh}$ (GaN) и $3,53m_{lh}$ (AlN), E_g (GaN) = 3,47 eV и E_g (AlN) = 6,2 eV, $\varepsilon_w = 10$ (GaN) и $\varepsilon_b = 8,5$ (AlN) [17]. Така са пресметнати стойности на поляризационните полета $F_w = -2,7$ MV.cm⁻¹ и $F_b = 8,6$ MV.cm⁻¹. Тъй като на повърхността на структурата съществува обеднена област [18], това дава отражение върху потенциалния профил и се налага стойностите за полетата да се коригират според [19]:

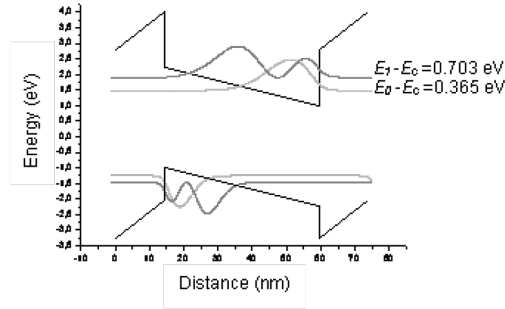
$$F_w = -2,0$$
 MV.cm⁻¹ и $F_b = 6,3$ MV.cm⁻¹. (7)

При тези полета е пресметнат падът на потенциала в бариерите и ямите. При ширини $L_w = 45,4$ Å на ямите, а $L_b = 14,3$ Å – на бариерите, падовете са съответно

$$\Delta V_1 = eL_bE_b = 0,90$$
 eV, $\Delta V_2 = eL_wE_w = 0,90$ eV, (8)

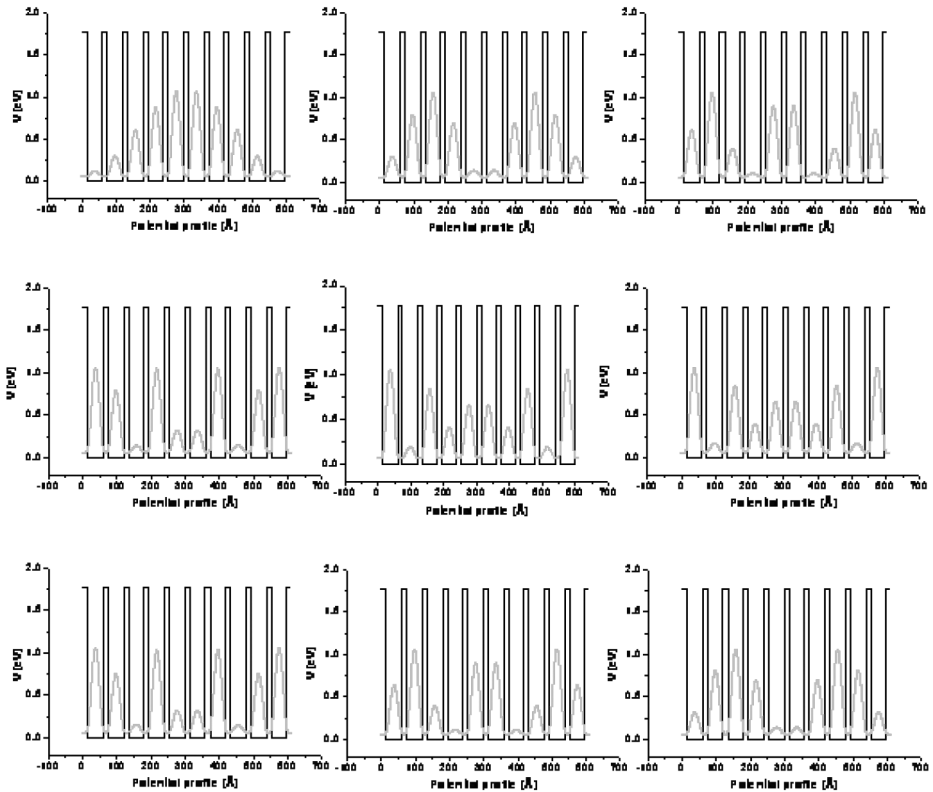
т.е. потенциалният профил на решетката няма да притежава глобален наклон, освен ако не приложим външно поле.

Определени бяха ширините на минизоните и съответните вълнови функции за десетте поднива в минизоните. Пресметнати бяха свързаните състояния за първата и втората минizona за електрони (E_0, E_1) и тежки дупки (HH_0, HH_1) и влиянието върху тях на поляризационните полета за една отделна яма (фиг. 1) и за структурата от 10 периода яма/барьер (45,4 Å /14,3Å).



Фиг. 1. Основното и първото ниво $E_{0,1}$ за електрони спрямо ръба на зоната на проводимост E_c и тежки дупки $HH_{0,1}$ и вълновите функции за отделна квантова яма

На фиг. 2 са показани пресметнатите $|\psi|^2$ на вълновите функции за десетте поднива $e_1 \div e_{10}$ в първата минizona, които дават вероятността за намиране на електрон на съответното състояние без отчитането на вътрешните полета.

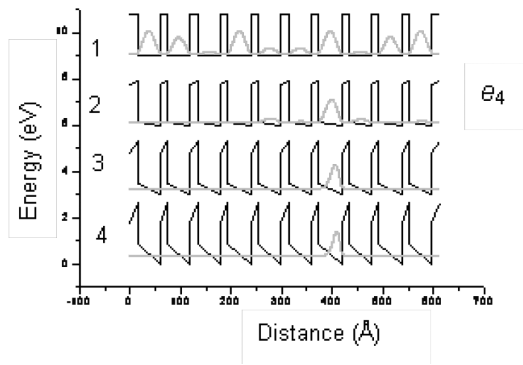


Фиг. 2. Пресметнатите $|\psi|^2$ на вълнови функции за десетте електронни поднива $e_1 \div e_{10}$ в първата минizona E_0 без отчитането на поляризационните полета

На фиг. 3 е представен потенциалният профил и вълновата функция на едно електронно подниво (e_4) от средата на първата минizona E_0 , пресметнати за последователно увеличаващи се поляризационни полета – без поле, слабо, средно и силно. Очевидно е настъпването на локализация с нарастване на полето. Условието за поява на локализация на носителите в отделните ями е падът на напрежението в една яма qFL_w да бъде по-голям от ширината на съответната минizona ΔE :

$$qFL_w > \Delta E, \quad (9)$$

т.е. наблюдава се ефектът на Щарк. Условиата на настъпване на локализация са изследвани теоретично по-долу.

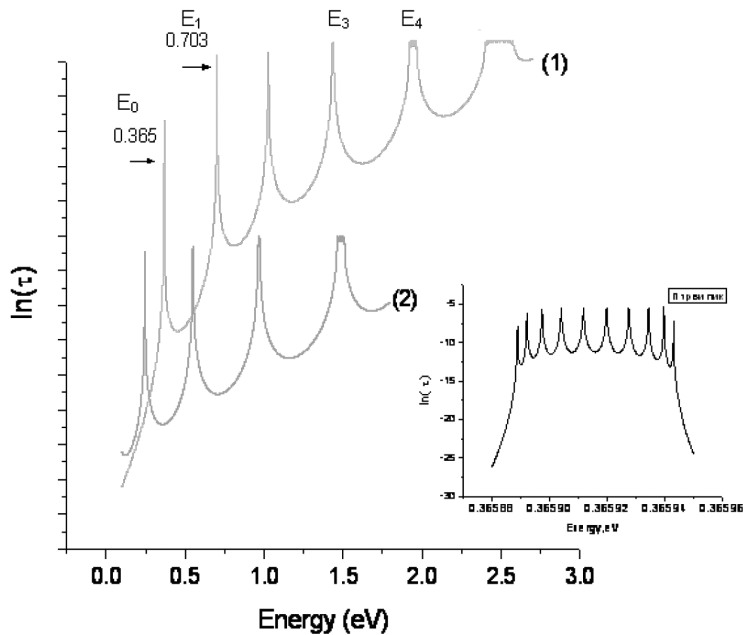


Фиг. 3. Потенциалният профил и вълновата функция на електронно ниво от средата на първата минizona (e_4), пресметната за последователно увеличаващи се поляризационни полета: 1) без поле, 2) слабо, 3) средно и 4) силно поле

2.2. ПРОЦЕСИ НА РЕЗОНАНСНО ТУНЕЛИРАНЕ

За същата СР структура с помощта на формализма на трансферните матрици беше пресметнат коефициентът на тунелно преминаване τ на свръхрешетката [20–22]. За да се покаже необходимостта от отчитане на ефекта на поляризационните полета на интерфейсите, е пресметнат коефициентът на тунелиране за свръхрешетката в отсъствие и с отчитане на вътрешни поляризационни полета. Направени са пресмятания и в случая на приложено външно напрежение. На фиг. 4 е показан коефициентът на тунелиране в логаритмичен мащаб $\ln(\tau)$, като за яснота двата спектъра са отместени вертикално. Потенциалният профил на ямите и бариерите в случая с вътрешни поляризационни полета е различен, което води до разликата в $\tau(\epsilon)$.

Тъй като дебелината на AlN барьер е само 1,43 nm, се формират минизони (E_j , където $j = 0, 1, 2, \dots$) вместо дискретни енергетични нива. С нарастването на j ширината на минизоните нараства. На фигурата се наблюдават отделни пикове, които отговарят на отделните минизони, тъй като $\tau(E) = \delta(E_z - E_j)$. Пиковете на коефициента на тунелиране са отместени към по-високи енергии след отчитане на поляризационното поле, а също и броят на минизоните, попадащи в ямите, е различен. Фината структура на първия пик е показана също на фиг. 4. Структурата на пиковете показва, че всяка минизона е квазиконтинуум, т.е. съставена от ниво на отделна яма, разцепено толкова пъти, колкото са взаимодействащите ями в хетероструктурата, в разглеждания случай 10.

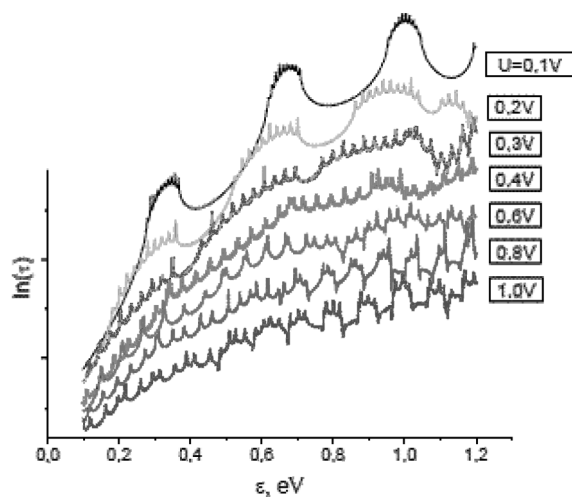


Фиг. 4. Коефициентът на тунелиране като функция на енергията за свръхрешетка AlN/GaN с (1) и без (2) отчитане на вътрешните поляризационни полета. Включена е детайлна структура на първия пик от графиката на коефициента на тунелиране (1)

На фиг. 5 са показани коефициентите на тунелиране в няколко случая, когато към решетката е приложено външно поле с различна големина [22]. Разглеждаме само промяната на първите три минизони, тъй като приложеното напрежение е не по-голямо от 1 V и следователно електроните придобиват енергии от порядъка на 1 eV, ако отчетем и термичното възбуждане.

Ефектът на външното електрично поле върху минизонната структура е

разширяване на минизоните. При U : 10÷200 mV ясно е видима фината им структура. При U : 200÷300 mV минизонната структура започва да се нарушава. При по-високи полета характерната структура на първите минизони вече не се поддържа и в свръхрешетката има само дискретни нива.



Фиг. 5. Промяна на коефициента на тунелиране на свръхрешетка AlN/GaN при поставяне във външно електрично поле

На фиг. 6 са представени десетте поднива в първата минизона и тяхното отместване по енергия под действието на приложено напрежение. Нанесени са стойностите на ширината на минизоната за три стойности на напрежението – 100, 200 и 300 mV. След това е определено напрежението, при което е изпълнено условието за разцепване на минизоната ΔE според неравенство (9). Така получаваме стойност 0,342 mV за приложеното външно поле. Очевидно под действие само на поляризационното поле минизоните не са разцепени и локализацията още не е настъпила.

Трябва да се има предвид, че дебелините на ямите и бариерите са средни стойности, но флуктуации в дебелините им и грапавостта (по интерфейсите им, както беше вече дискутирано, са очаквани явления и винаги могат да повлияят върху реалните стойности на енергиите на локализация. Освен това е възможно, както беше определено от структурни изследванията с ТЕМ [23], дебелините на отделните ями да са нееквивалентни и полето също ще бъде нееквивалентно разпределено през решетката. В реалния случай локализацията на носителите в отделните ями може да настъпи при по-различни стойности на напрежението. Разглежданите явления имат отношение към процесите на електронен тунелен транспорт перпендикулярно на AlN бари-

ери [24] и проява на отрицателно диференциално съпротивление, процеси на резонансно тунелиране, които се очаква да доведат до разработване на излъчватели в терахерцовата област.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Nakamura, S., G. Fasol. *The Blue Laser Diode*. Berlin, 1997.
- [2] Gil, B. *Group III Nitride Semiconductor Compounds*. Oxford, 1998.
- [3] Machhadani, H., P. Kandaswamy, S. Sakr, A. Vardi, A. Wirtmüller, L. Nevou, F. Guillot, G. Pozzovivo, M. Tchernycheva, A. Lupu, L. Vivien, P. Crozat, E. Warde, C. Bougero, S. Schacham, G. Strasser, G. Bahir, E. Monroy, F. H. Julien. *New Journal of Physics*, 2009, **11**, 125023.
- [4] Bernardini, F., V. Fiorentini. *Phys. Rev. B*, 1998, **57**, R9427.
- [5] Gmachl, C., H. M. Ng, S. N. G. Chu, A. Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **77**, 3722.
- [6] Bernardini, F., V. Fiorentini, D. Vanderbilt. *Phys. Rev. B*, 1997, **56**, R 10024.
- [7] Lefebvre, P., J. Allegre, B. Gil, H. Mathieu, P. Bigenwald, N. Grandjean, M. Leroux, J. Massies. *Phys. Rev. B*, 1999, **59**, 15363.
- [8] Baumann, E., F. R. Giorgetta, D. Hofstetter, S. Golka, W. Schrenk, G. Strasser, L. Kirste, S. Nicolay, E. Feltin, J. F. Carlin, N. Grandjean. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **89**, 041106.
- [9] Buchheim, C., R. Goldhahn, A. T. Winzer, G. Gobsch, U. Rossow, D. Fuhrmann, A. Hangleiter, F. Furtmayr, M. Eickhoff. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **90**, 241906.
- [10] Martinez, C. E., N. M. Stanton, A. J. Kent, C. R. Staddon, S. V. Novikov, C. T. Foxon, *J. Appl. Phys.*, 2004, **95**, 7785.
- [11] Tchernycheva, M., L. Nevou, L. Doyennette, F. H. Julien, E. Warde, F. Guillot, E. Monroy, E. Bellet-Amalric, T. Remmele, M. Albrecht. *Phys. Rev. B*, 2006, **73**, 125347.
- [12] C. Bayram, B. Fain, N. Péré-laperne, R. McClintock, M. Razeghi. In: *Proc. of SPIE*, 2009, **7222**, 722212-9.
- [13] Yamaguchi, S., M. Kosaki, Y. Watanabe, Y. Yukawa, S. Nitta, H. Amano, I. Akasaki. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, **79**, 3062;
- Yamaguchi, S., Y. Iwamura, Y. Watanabe, M. Kosaki, Y. Yukawa, S. Nitta, S. Kamiyama, H. Amano, and I. Akasaki. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**, 802.
- [14] Ambacher, O., B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann. *J. Appl. Phys.*, 2000, **87**, 334.
- [15] Fiorentini, V., F. Bernardini, F. Della Sala, A. D. Carlo, P. Lugli. *Phys. Rev. B*, 1999, **60**, 8849.
- [16] Tchernycheva, M., L. Nevou, L. Doyennette, F. H. Julien, F. Guillot, E. Monroy, T. Remmele, M. Albrecht. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **88**, 153113.
- [17] Ambacher, O., J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L. F. Eastman. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2002, **14**, 3399.
- [18] Rizzi, A. *Appl. Surf. Sci.*, 2002, **190**, 311.
- [19] Paskov, P. P., J. P. Bergman, V. Darakchieva, T. Paskova, B. Monemar, M. Iwaya, S. Kamiyama, H. Amano, I. Akasaki. *Phys. Status Solidi (c)*, 2005, **2**, 2345.
- [20] Davies, John H. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*. Cambridge, 1998.
- [21] Асенова, Иглика. Магистърска дипломна работа, СУ „Св. Кл Охридски“, Физически факултет, 2010.
- [22] Asenova, I., E. Valcheva. *J. of Phys.: Conf. Series*, 2012, **398**, 012014.

- [23] Valcheva, E., T. Paskova, G. Radnozi, L. Hultman, B. Monemar, H. Amano, I. Akasaki. *Physica B: Condensed Matter*, 2003, **340–342c**, 1129.
- [24] Valcheva, E., K. Kirilov, B. Monemar, H. Amano, I. Akasaki. *Phys. Status Solidi (c)*, 2009, **6**, S751.

Дата на постъпване: 30.01.2014 г.

Рецензент: не е определен, ръкописът е резюме на докторска дисертация