

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Олег Володимирович Величко

РЕЗОНАНСНЕ ТУНЕЛЮВАННЯ В НАДҐРАТКАХ
НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУР І ЙОГО ТЕОРЕТИЧНИЙ ОПИС
(ОГЛЯД)

Роботу отримано 26 листопада 2014 р.

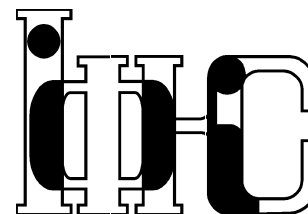
Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку відділом квантової статистики

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені

Національна академія наук України



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

ICMP-14-06U

О.В. Величко

РЕЗОНАНСНЕ ТУНЕЛЮВАННЯ В НАДҐРАТКАХ
НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУР:
ЕКСПЕРИМЕНТ І ТЕОРІЯ (ОГЛЯД)

ЛЬВІВ

УДК: 536.763; 536.764; 537.9

PACS: 03.75.Nh, 03.75.Lm, 64.70.Tg

Резонансне тунелювання в надґратках напівпровідникових структур: експеримент і теорія (огляд)

О.В. Величко

Анотація. Представлено огляд типово квантового явища резонансного тунелювання з історичної та методологічної точок зору. Описано різноманітні типи напівпровідникових структур, у яких спостерігається це явище, та продемонстровано ключову роль надґраток у них. Проаналізовано теоретичні моделі та наближення для опису резонансного тунелювання у цих структурах та встановлено області їх застосовності. Оцінено їх придатність для моделювання інтеркальованих шаруватих напівпровідникових структур.

Resonance tunnelling in the superlattices of semiconductor structures: experiment and theory (review)

O.V. Velychko

Abstract. A review of the essentially quantum phenomenon of the resonant tunnelling is presented from both historical and methodological points of view. Various types of semiconductor structures, where this phenomenon is observed, are described and the crucial role of the superlattices therein is demonstrated. Theoretical models and approximations for description of the resonant tunnelling in this structures are analysed and their areas of application are established. Their potential usefulness for the modelling of intercalated layered semiconductor systems are evaluated.

1. Вступ

В найзагальнішому випадку терміном “надґратка” називають твердотільну структуру, в якій окрім періодичного потенціалу кристалічної ґратки наявний додатковий потенціал з періодом, що суттєво перевищує сталу ґратки. Існує цілий ряд різноманітних надґраток: композиційні надґратки — епітаксіально вирощені по чергово періодичні тонкі шари напівпровідників з різною шириною забороненої зони; леговані надґратки — чергування ультратонких шарів n - і p -типів напівпровідника, розділені нелегованим шаром; спінові надґратки — шари того ж напівпровідника по чергово легуються магнітними й немагнітними домішками, періодичний потенціал утворюється прикладанням магнітного поля; надґратки в двовимірному електронному шарі, сформовані періодичною модуляцією поверхневого заряду; надґратки, потенціал у яких створено періодичною деформацією структури у полі стоячої ультразвукової чи світлової хвилі та ін. Існують також надґратки не пов’язані з напівпровідниками, наприклад, магнітні та сегнетоелектричні.

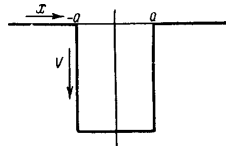
Надґратки відкрито уже на початку ХХ-го століття завдяки характерним картинам дифракції рентгенівських променів, але активне їх вивчення почалося лише у 70-их рр. Зокрема, передбачено [1], що комбінація (нано)шарів з високою та низькою пружною сталістю дозволить на два порядки покращити стійкість до зсуву для отриманої системи, що й було реалізовано на практиці для плівок, отриманих вакуумним напиленням (PVD) [2]. Однак найважливішими стали дослідження властивостей напівпровідникових надґраток. Зокрема, одним з найперспективніших їх застосувань є квантово-каскадні лазери [3], що випромінюють у ближньому й дальньому інфрачервоному діапазоні та мають невеликі характерні розміри (коло 3 мкм).

2. Резонансне тунелювання і резонансний тунельний діод як предтечі напівпровідникових надґраток

Історія досліджень, що привели до створення напівпровідникових надґраток вельми показова як зразок взаємодії теорії, експерименту й інженерії у сучасній фізиці та співпраці найкращих фізиків другої половини ХХ-го століття, що привело до революційних змін у електроніці.

Прийнято вважати, що першопричиною стала задача про проходження квантовою частинкою прямокутної потенціальної ями, розв’я-

зок якої привів Дейвід Бом у своєму підручнику квантової механіки [4]:



Коефіцієнт прозорості потенціальної ями:

$$T = \left[1 + \frac{1}{4} (p_1/p_2 - p_2/p_1)^2 \sin^2(2p_2a/\hbar) \right]^{-1},$$

де $p_1 = \sqrt{2mE}$, $p_2 = \sqrt{2m(E + V_0)}$; $T = 1$ при $p_2 = N\pi\hbar/2a$.

На відміну від звичайного квантового тунелювання через бар'єр, де коефіцієнт прозорості завжди менший від одиниці, для прямокутної потенціальної ями він може досягати цього значення за рахунок інтерференції хвильової функції при певних значеннях довжини хвилі (імпульса). Проходження частинки через яму з коефіцієнтом прозорості, рівним одиниці, зветься *резонансним розсіюванням*. Дана задача має класичний аналог — оптичну задачу про інтерферометр Фабрі-Перо. Задача з двома прямокутними бар'єрами дещо складніша, однак приводить до подібного результату з одиничним коефіцієнтом прозорості (хоча з класичної точки зору повний коефіцієнт прозорості мав би рівнятися добутку відповідних величин для кожного з бар'єрів!); цей випадок зветься *резонансним тунелюванням*. Таким чином, в квантово-механічній задачі виникає парадоксальна для класичного підходу ситуація, коли наявність кількох бар'єрів здатна підняти повний коефіцієнт прозорості до одиниці, хоча у кожного з бар'єрів зокрема він невеликий.

Хоча прості квантові задачі, що приводять до резонансного тунелювання (типу згаданих вище одновимірних прямокутних ями та подвійних бар'єрів) давно вирішені, їх ускладнені варіанти (вищі вимірності, форма бар'єрів і т.п.) не втрачають актуальності й тепер (див. огляд проблеми [5]). Як приклад сучасних досліджень даної теми можна навести аналітичні та числові розрахунки для одновимірної триямної системи (з різними формами ям) [6] та вивчення поведінки одновимірної системи з потенціалами різної форми [7,8], а також більш реалістичний опис двобар'єрної системи з врахуванням як резонансного, так і нерезонансного тунелювання [9], а також осциляцій потоку через нагромадження зарядів на бар'єрах [10].

Експериментальне втілення такої системи було здійснено в серпні 1957 р. лауреатом Нобелівської премії (1973 р.) Лео Есакі (первинне японське ім'я — Esaki Reiona) у вигляді тунельного діода [11,12]. Вже в наступному році компанія Tokyo Tsushin Kogyo (тепер Sony), де

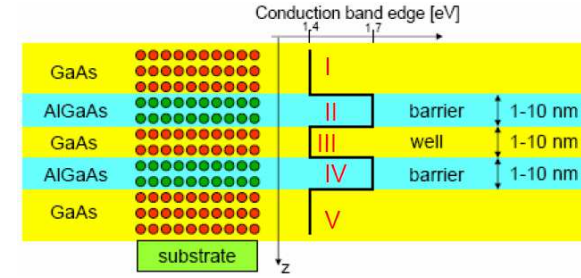


Рис. 1. Типова структура резонансного тунельного діода. Области: I, V — емітер/колектор (сильно легована $\approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, мала заборонена зона); II, IV — бар'єри ($\approx 0,23 \text{ eV}$, більша заборонена зона); III — яма (менша заборонена зона).

працював Л. Есакі, запустила діод у виробництво і він став першим квантовим пристроєм. Зокрема, один з варіантів діода було отримано впровадженням тонких шарів $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ або AlAs матрицю напівпровідника n-типу GaAs, через подібні хімічні властивості та іонні радіуси в Ga і Al, тоді як електронні властивості цих сполук

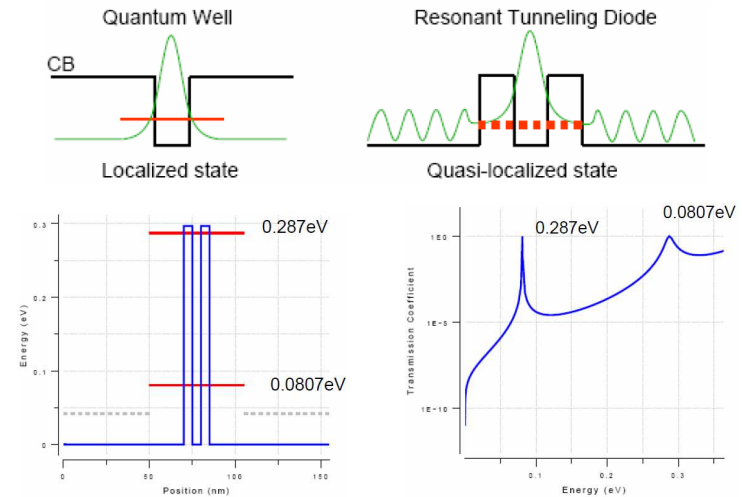


Рис. 2. Структура станів у прямокутній потенціальній ямі та центральній ямі подвійного потенціального бар'єру, квазістаціонарні стани в центральній ямі та відповідні піки коефіцієнта перенесення.

дозволяли створити різкий потенціальний бар'єр для електронів [13–15]. Таким чином було створено бар'єри шириною кілька десятків ангстрем і висотою 0,4 eV з потенціальною ямою шириною 40–50 ангстрем між ними (рис. 1).

Найпростішою моделлю резонансного тунельного діода (РТД) є подвійний потенціальний бар'єр, центральна потенціальна яма якого має слабо квантовані (квазістаціонарні) зонні стани з енергіями E_1 і E_2 (рис. 2). Якщо енергія вхідних електронів співпадатиме з котроюсь із них, вони пройдуть подвійний бар'єр без розсіяння (коефіцієнт перенесення рівний одиниці). Оскільки стан з E_1 більш квантований, резонансний пік при E_1 значно гостріший, ніж аналог при E_2 . Хоча гострота піків залежить від ширини бар'єрів, при будь-яких параметрах бар'єру коефіцієнт перенесення стає одиничним при резонансі з енергіями E_1 і E_2 [15].

Для якісного опису роботи РТД достатньо розглянути ефект когерентного тунелювання через подвійний бар'єр (рис. 3), а також

Ideal device, $T=0K$

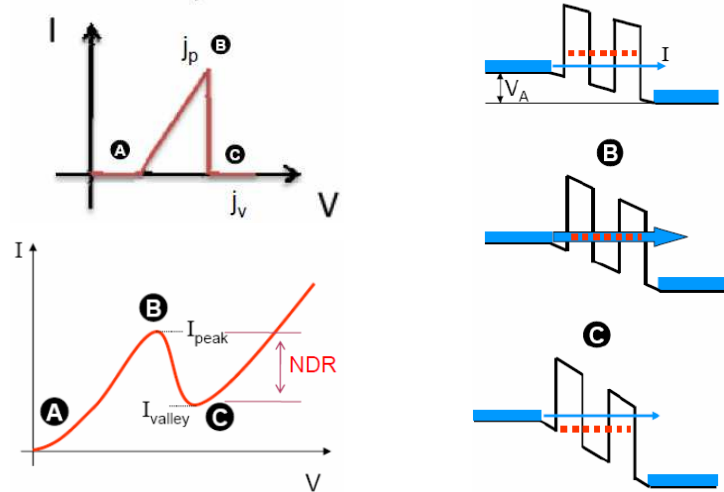
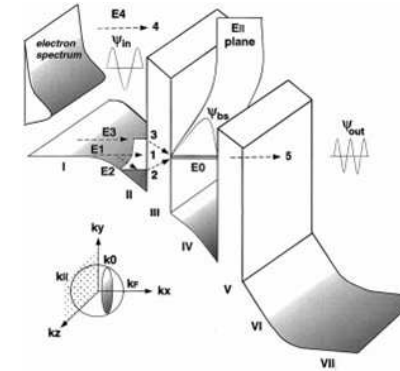


Рис. 3. Вольт-амперні характеристики та головний принцип (когерентне тунелювання) роботи тунельного діода (зображено лише один квазістаціонарний стан). В області ВС діод демонструє ефективний тунельний опір. Подальший ріст струму після точки С зумовлений термоелектронною емісією й залежить від температури (при зростанні температури теж зменшується і зрештою зникає область ВС).



1. E_1 — резонансна енергія.
2. E_2 — поглинання фононів.
3. E_3 — емісія фононів.
4. E_4 — термоелектронна емісія.
5. Нерезонансне тунелювання.

E_0 — енергія резонансного рівня в центральній квантовій ямі.

Рис. 4. Комплексна картина процесів перенесення електронів у РТД [16].

врахувати термоіонну провідність при ненульовій температурі, що дозволяє пояснити зростання сили струму після проходження долини. Кількісний опис потребує більш ретельного підходу (див. рис. 4) [16]. Сильно леговані контакти РТД (області I, II і VI, VII — емітор і колектор, відповідно) виготовляють з напівпровідника з відносно малою забороненою зоною, наприклад, GaAs. Квантовим бар'єрам (області III і V) відповідає напівпровідник з дещо більшою забороненою зоною (наприклад, AlGaAs) і додатнім зсувом зони провідності відносно забороненої зони контактів. Область IV квантової ями між бар'єрами знову утворена напівпровідником з меншою забороненою зоною. Рис. 4 відповідає руху електрона в певній зонній структурі під дією прикладеної напруги зміщення. Оскільки характерні розміри РТД співмірні з довжиною хвилі електрона, його хвильова природа виражається у таких квантових явищах, як інтерференція, тунелювання, квантування енергетичних станів і т.д., а в основному — у резонансному тунелюванні.

Оскільки контакти сильно леговані, аби забезпечити низький опір і велику густину струму, то електрони, що надходять з контактів (у даному випадку зліва — згідно прикладеної напруги), описуються розподілом Фермі-Дірака, тобто знаходяться у тепловій рівновазі завдяки взаємодії електронів з оточенням. При проходженні через бар'єри та квантову яму характерна розмірність електронів змінюється з 3D (на емітері) на 2D (в ямі). Електрони з резонансною енергією E_1 , рівною енергії E_0 рівня в ямі, проходять РТД без втрат (рис. 4). Електрон також може розсіятися на рівень E_2 в шарі нагро-

мадження емітера, що є, по суті, двовимірною потенціальною ямою (область II), а потім поглинути фонон і знову повернутися на резонансний рівень E_0 , успішно протунелювавши. Аналогічно, електрон з енергією E_3 може, провзаємодіявши з ґраткою, породити фонон і тоді тунелювати через рівень E_0 . В розподілі також є частина електронів з енергією, що перевищує висоту бар'єра E_4 , які можуть подолати його шляхом термоемісії. Зрештою, вихідні електрони мають невелику скінченну імовірність подолати бар'єри з нерезонансною енергією (цей вклад особливо важливий в області мінімуму провідності).

Повний опис процесів, що відбуваються в РТД, є вельми складним, оскільки, окрім перерахованих вище, включає, зокрема, взаємодію електронів системи з оточенням. Так, електронний газ в діоді обмінюється частинками й енергією зі зовнішньою системою, яка прикладає напругу зміщення. Таким чином, прилад є відкритою системою і відрізняється від ізольованої квантової системи. Поза тим електрони в РТД взаємодіють з коливаннями ґратки, домішками, неоднорідностями інтерфейса, структурним безладом, а також самі з собою. В хвильовому представленні, вихідна електронна хвиля розсіюється не лише на потенціалах гетероструктури, а й на процесах розсіяння, породжених від попередніх центрів розсіяння.

Хоча РТД використовується в електроніці уже понад пів століття, він не втратив своєї актуальності в першу чергу через високу швидкість реакції (так, швидкість зростання напруги досягає 300 мВ/пс, і можлива робота на терагерцних частотах) [17]. Поза тим привабливими рисами є малі характерні розміри порядку 10–30 нм (порівняно з ~ 100 нм у конкурентів), низьке споживання енергії, гнучкий ди-

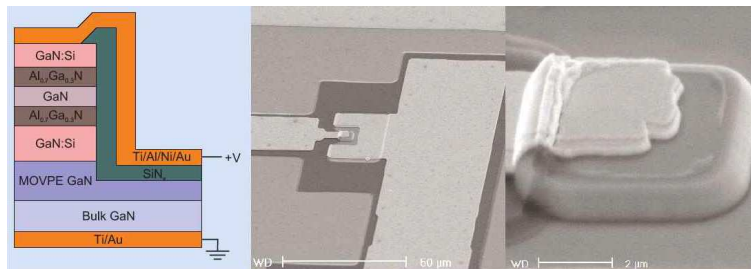


Рис. 5. Схема (зліва) та растрово-електронні мікрофотографії (центр і збільшене зображення справа) сучасного експериментального РТД на основі GaN [18].

зайн і закладена бістабільність. Застосування РТД в логічних схемах дозволяє замінити ним одразу кілька елементів. Тому продовжується розробка нових матеріалів та конструкційних схем (рис. 5) з метою покращення характеристик РТД (див. огляд [17]).

Як було зазначено вище і як описано в огляді [16] (див. табл. 1), всеохопний кількісний опис РТД — складна багатовимірна задача, що дозволить оптимізувати конструкцію прилада. Поява потужних обчислювальних ресурсів дозволили відійти від спрощених підходів (однозонна модель ефективної маси, зарядове екранування Томаса-Фермі, одновимірне інтегральне наближення Есакі-Цу для густини

Табл. 1. Особливості різних моделей для кількісного опису РТД [16].

Model type	Coherent	Kinetic		
Model function	envelope function	density matrix	Wigner function	Green's functions
Central equation	effective mass equation	Liouville equation	Liouville equation	Dyson equation
Formalism	pure state	mixed state	mixed state	mixed state
Boundary conditions	QTBM	QTBM	injected distribution function	QTBM
Phonon scattering	various approximations	relaxation approximation	relaxation approximation	self energy treatment
Impurity scattering	yes	no report	no report	yes
Alloy scattering	yes	no report	no report	yes
Interface scattering	yes	no report	no report	yes
Hartree Self-consistency	yes	yes	yes	yes
Emitter quantization	yes	yes	yes	yes
Treatment of scattering	various approximations	relaxation approximation	relaxation approximation	self-energy
Multiband effects	yes	no report	no report	yes
Quantum dissipation	no	yes	yes	yes
Transient modeling	yes	yes	yes	in progress
High-frequency models	yes	yes	yes	in progress
I-V characteristic prediction	not consistent	no reported comparison	not consistent	relatively good
Computer resources	insignificant	moderate	moderate	significant

струму) і виконати квантово-механічне моделювання в рамках багатозонної моделі [19]. З іншого боку, деталізований квантово-статистичний опис систем, наприклад, з врахуванням електронної взаємодії [20] теж дозволяє адекватно описати експериментальні дані. Ще кращі результати дає комплексне поєднання статистичного підходу з розрахунковим, що дозволило описати спільний вплив комплексу факторів: заряду в різних областях структури, включаючи поверхневий на гетерограницях; форму розриву зон на гетерограницях; розсіяння в квантовій ямі для набору резонансних рівнів; опір протяжних пасивних областей [21].

3. Напівпровідникові надґратки: експеримент

Розпочнемо цитатою творця надпровідникових надґраток Л. Есакі [15]: “Природним розширенням подвійних бар’єрів було б конструювання ряду тунельних переходів шляхом періодичної варіації складу сплаву [13]. Використавши те саме обладнання для керованої комп’ютером молекулярно-променевої епітаксії, ми спробували приготувати одновимірну періодичну структуру типу Кроніґа-Пенні — створену людиною надґратку з періодом в 100 \AA [14]. Використаними тут матеріалами знову є GaAs і AlAs або $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.” В такій системі (якщо період надґратки менший від довжини вільного пробігу електрона) відбувається розщеплення параболічної зони на міні-зони, розділені малими щілинами, а зона Брілюена визначається періодом надґратки (рис. 6). Аналогічні ідеї [22] було сформульовано при розгляді періодичного потенціалу, створеного на поверхні напівпровідника інтенсивною ультразвуковою хвилею.

Перші теоретичні роботи [23] по проходженню струму в структурах з надґратками показали, що провідність визначається тунелюванням через потенціальні бар’єри, які розділяють ями. Було передбачено важливі особливості цих структур: тунелювання носіїв під дією електричного поля, коли основний стан однієї ями співпадає зі збудженим станом наступної ями, і стимульоване випромінювання, що виникає при тунелюванні оптично збуджених носіїв з основного стану однієї ями у збуджений стан сусідньої, розташований нижче за енергетичною шкалою за рахунок прикладеного електричного поля. Практично у той же період було експериментально розглянуто ефекти резонансного тунелювання в структурах з надґратками [24–26]. Було виміряно залежності струму й провідності від прикладеної напруги в гетероструктурі GaAs–GaAlAs і виявлено максимуми, пов’язані з резонансним тунелюванням (рис. 7). Також встановлено, що

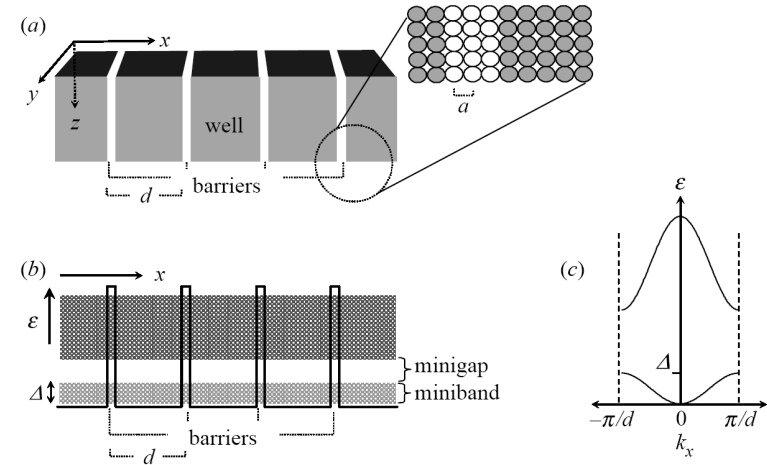


Рис. 6. (а) Надґратка з періодом d , більшим від сталої ґратки a . (б) Періодичний потенціал вздовж осі анізотропії та мінізони електронної енергії. (с) Залежність енергії електронних збуджень від хвильового вектора вздовж осі x [27].

за рахунок сильної анізотропії в перпендикулярному до площин напрямку, густина електронних станів у тривимірній надґратці набуває двовимірних рис.

Слід згадати одне з найбільш важливих застосувань напівпровідникових надґраток — квантово-каскадні лазери інфрачервоного діапазону (рис. 8). Їх поява пов’язана з вдосконаленням технології, а саме виготовлення надґраток з напруженими шарами, а також теоретичного передбачення [29] можливості когерентного випромінювання фононів при каскадному тунелюванні. Цю теорію було реалізовано на основі напружених надґраток $\text{GaAs-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ і $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x\text{-GaAs}$ і створено перший лазер неперервної дії на напівпровідниковій надґратці [30] завдяки можливості неперервно і незалежно змінювати в надґратках такі фундаментальні параметри як ширина забороненої зони, стала ґратки і т.д. (слід зауважити, що квантово-каскадний лазер оптимізованої структури уніполярного типу створено значно пізніше [3]). На даний момент ці лазери є у промисловому виробництві й завдяки високій оптичній потужності, малому енергоспоживанню та широкому діапазону налаштувань знаходять активне застосування (в основному в сенсорних системах для розпізнавання слідових кількостей домішок — в атмосфері, воді, їжі і т.д.).

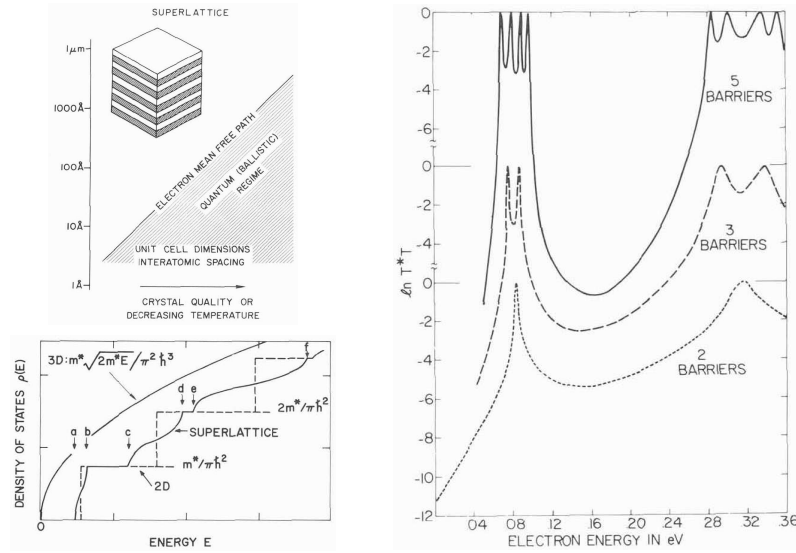


Рис. 7. Особливості електронної підсистеми в напівпровідниковій надґратці: область квантового режиму (зліва вгорі), гібридна (суміш 2D і 3D) форма густини електронних станів (зліва внизу), багатопікова залежність провідності від прикладеної напруги (справа) [28].

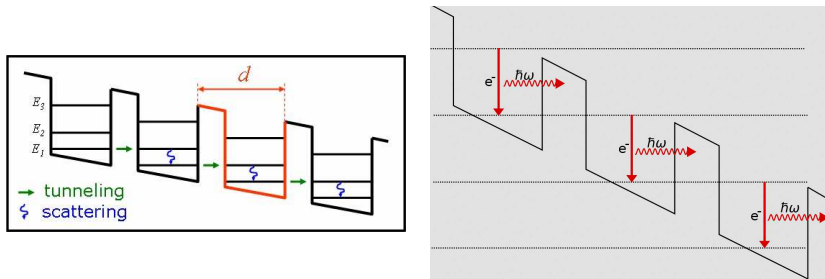


Рис. 8. Схема резонансного (когерентного) тунельного перенесення електронів у “звичайній” напівпровідниковій надґратці (зліва) та квантово-каскадному лазері (справа) — в останньому при переході зі збудженого на основний стан квантової ями відбувається когерентне випромінювання фонових [35].

Розгляд властивостей напівпровідникових надґраток та ефектів, пов’язаних з їх особливостями (перенесення в надґратках, оптичне поглинання, фотострум, люмінесценція, комбінаційне розсіяння, магнітоквантовий ефект, квантовий ефект Холла, домішкові стани та збудження в квантових ямах, циклотронний резонанс, вплив політипів і т.д.), можна знайти в ряді робіт (див. огляди [28,31]). Огляд надґраток з різних типів напівпровідникових сполук, що використовуються для їх виготовлення, з наголосом на їх електронних властивостях зроблено в роботі [32].

4. Напівпровідникові надґратки: теорія

Нульовим наближенням для теоретичного опису надґраток є проста одновимірна модель Кроніґа-Пенні [33], що дає наступний вираз для енергії електрона (d — стала надґратки):

$$\varepsilon_{tot}(\mathbf{k}) \approx \varepsilon_0 - \frac{\Delta}{2} (1 - \cos(kd)) + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_w^*}.$$

Модель Есакі-Цу [13] доповнює систему прикладанням електричного поля, спрямованого вздовж руху електрона і дає його середню швидкість:

$$v_d(E) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} p(t')v(t')dt' = v_0 \frac{E/E_c}{1 + (E/E_c)^2} \quad E_c = \hbar/ed\tau = \hbar\nu/ed$$

Модель Ктіторова [34], в свою чергу, усуває два основних недоліки попередньої моделі: при кожному розсіянні електрон повертається у центр зони Бріллюена і нехтуються пружні розсіяння. Це досягається включенням відповідних вкладів у рівняння руху

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{eE}{\hbar} \frac{\partial f}{\partial k} = -\frac{1}{\tau_{\varepsilon}} (f(k) - f_0(k)) - \frac{1}{\tau_{el}} \frac{1}{2} (f(k) - f(-k))$$

яке описує часову еволюцію функції розподілу електрона в k -просторі. Таким чином, на відміну від одноелектронної задачі Есакі-Цу, описано електронний ансамбль. Не зважаючи на свою простоту, всі ці моделі (починаючи з Кроніґа-Пенні) описують вельми важливу рису електронної підсистеми надґраток — розщеплення електронного спектру та поява мінізон і мініцілін (рис. 9).

Подібно до РТД, реалістичний опис електронної підсистеми напівпровідникових надґраток значно складніший від згаданих вище моделей, що дають добру якісну картину. Це, в першу чергу, вивчення механізмів перенесення електронів та їх ролі залежно від параметрів системи [36] (рис. 10).

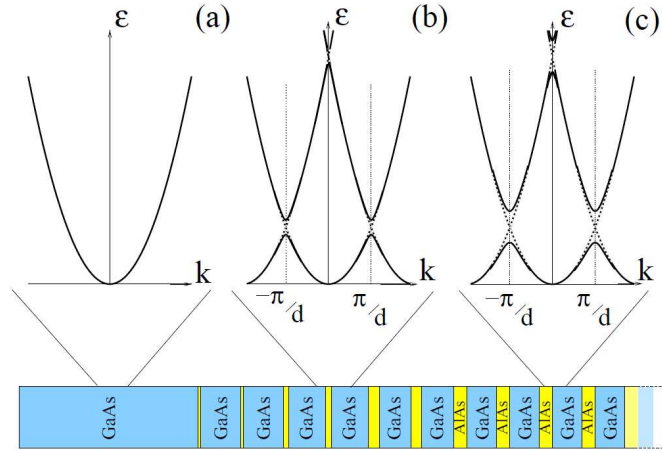


Рис. 9. Поява мінізони та мініщілини в електронному спектрі при виникненні надґратки та варіації товщини квантових бар'єрів.

Значна частка робіт присвячена резонансному тунелюванню в надґратках. Зокрема, проведено аналіз ролі когерентного та каскадного вкладів у резонансне тунелювання [37]. Враховувався також вклад пружнього розсіяння [38], проводилися дослідження процесів тунелювання на основі формалізму матриці розсіяння [39], застосовувалося адиабатичне наближення для опису сталих та залежних від

	coupling T_1	voltage drop eFd	scattering $\Gamma = h/\tau$
Miniband conduction	exact: miniband	acceleration	golden rule
Wannier-Stark hopping	exact: Wannier Stark states		golden rule
Sequential tunneling	lowest order	energy mismatch	"exact" spectral function

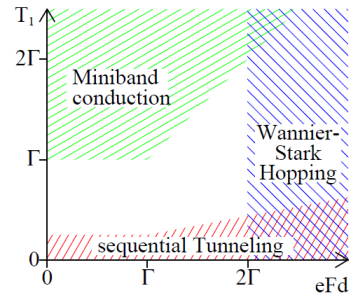


Рис. 10. Різні моделі перенесення електронів у надґратках та їх роль залежно від значення основних параметрів, що описують транспорт електронів: зонної структури (перенесення електронів Ваньє T_1), напруженості електричного поля eFd та розсіяння Γ [36].

часу процесів перенесення [40]. Застосовувалися також комплексні підходи, що дозволяють отримати добре кількісне узгодження з експериментом шляхом врахування багатьох факторів перенесення ціною значного ускладнення задачі. Так, автори узальнили підходи [19], застосовані для розрахунків у РТД, і використали формалізм нерівноважних функцій Гріна та рівняння Дайсона, врахувавши ефекти самоузгоджених зарядових станів, пружнього і непружного розсіяння та зонної структури. Отримані результати [41] враховують вплив полярних оптичних фононів, акустичних фононів, флуктуації сплаву, неоднорідність інтерфейсів та іонні домішки. Зовсім подібний підхід, але з використанням одноелектронних двочасових функцій Гріна дозволив розрахувати профілі тунельного резонансу для структур з малими енергіями розмірного квантування, що добре узгоджуються з експериментом [42]. Широкий огляд теоретичних методів опису електронної структури надґраток здійснено в роботі [43] з розподілом підходів на надкоміркові (надґратка як матеріал з великими надкомірками) та методи граничних умов (хвильові функції різних областей повинні збігатися на їх межах) з їх застосуванням до різноманітних III-V напівпровідникових надґраток.

Цікавим і екзотичним типом хаотичної динаміки електронів, виявленим у надґратках, є т.зв. хаотичний рух з порушенням теореми Холмогорова-Арнольда-Мозера, що давно вивчався теоретично. Виникнення хаосу при дискретних значеннях прикладених електричного та магнітного полів виявляється як значне зростання струму завдяки створенню нез'язаних електронних орбіт, що поширюються заплутаними мережевими конфігураціями в фазовому просторі [25]. Такий тип хаосу може забезпечити новий механізм контролю електричної провідності електронних пристроїв з недосяжною раніше чутливістю у високочастотному (ТГц) діапазоні [44].

5. Висновки

Дослідження резонансного тунелювання у напівпровідникових структурах є рідкісним прикладом взаємодії між експериментальною і теоретичною фізикою, що дозволила у відносно короткий період створити концептуально новий прилад (РТД), де в макроскопічному масштабі виявлявся квантовий ефект, і налагодити його промислове виробництво. А також швидко розвинути створені при цьому теоретичні та експериментальні методи для конструювання складніших структур — напівпровідникових надґраток, що в свою чергу теж знайшли широке практичне застосування.

Теоретичний опис як РТД, так і напівпровідникових надґраток характерний тим, що навіть найпростіші моделі “нульового наближення” (типу квантової ями, подвійного бар’єру і моделі Кроніга-Пенні) дозволяють отримати непогану якісну картину системи. Очевидно, кількісний опис надґраток неоднозначний з точки зору вибору ключових факторів (як показано в оглядах, типові механізми перенесення електронів залежать від параметрів системи, тобто режимів роботи приладу) і вимагає значних аналітичних та обчислювальних зусиль. Однак, розроблено цілий ряд теоретичних підходів, що забезпечують достовірний опис експериментальних даних.

Слід зауважити, що отримані при інтеркаляції шаруватих кристалів структури мають всі ознаки надґратки. При цьому часто виникають конфігурації пакетного типу (staging), коли інтеркалянт входить лише між пакетами з певного числа шарів; у ряді випадків після деінтеркаляції відстань між шарами, збільшена за рахунок присутності атомів-гостей, зберігається й утворюється надґратка з чистої вихідної сполуки. Оскільки такі сполуки часто бувають надпровідниками, то збільшена міжшарова відстань відіграватиме роль потенціального бар’єру і можна поспекулювати щодо можливості резонансного тунелювання в такій системі. На жаль, нам не траплялося жодних публікацій, що досліджували б це питання. Роль бар’єру також може відігравати відповідно підібраний шар інтеркалянта. Оскільки вміст інтеркалянта в матриці можна варіювати в широких межах, це дає додатковий параметр налаштування для потенційного практичного застосування. Якщо це можливо, то інтеркаляція могла б стати дешевшою і простішою альтернативою створення напівпровідникових надґраток порівняно з молекулярно-променевою епітаксією (очевидно, для певного класу підходящих сполук).

Література

1. Koehler, J., *Physical Review B* 2 (1970) 547.
2. P. Yashar, S. A. Barnett, J. Rechner and W. D. Sproul, *J. Vac. Sci. Technol. A* 16 (1998) 2913.
3. J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho, *Science* 264 (1994) 553.
4. Бом Д. Квантовая теория. (2-е издание). М.: Наука, 1965, 728 с.; David Bohm, *Quantum Theory*, Prentice-Hall, New York, 1951.
5. Granot E., *Eur. J. Phys.* 27 (2006) 985.
6. J. Le Deunff, O. Brodier, A. Mouchet, *Eur. J. Phys.* 33 (2012) 1771.
7. T. Tada, *Prog. Theor. Phys.* 128 (2012), 429.

8. В.В. Филипов, А.А. Заворотный, Е.Н. Бормонтов, *Конденсированные среды и межфазные границы*, 13 (2011) 363.
9. V.S. Olkhovsky, E. Recami, A.K. Zaichenko, *Europhysics Letters* 70 (2005) 712.
10. F. Capasso, G. Jona-Lasinio, C. Presilla, *Oscillations due to many-body effects in resonant tunneling*, pp. 193–196. — In: *Microscopic aspects of nonlinearity in condensed matter* / edited by A.R. Bishop, V.L. Pokrovsky, and V. Tognetti, Plenum Press, New York, 1991, 361 p.
11. Esaki, L., *Phys. Rev.* 109 (1958) 603.
12. Esaki, L. and Miyahara, Y., *Solid-State Electron.* 1 (1960) 13.
13. Esaki, L. and Tsu, R., *IBM J. Res. Develop.* 14 (1970) 61.
14. Chang, L. L., Esaki, L., Howard, W. E. and Ludeke, R., *J. Vac. Sci. Technol.* 10 (1973) 11; Chang, L. L., Esaki, L., Howard, W. E., Ludeke, R. and Schul, G., *J. Vac. Sci. Technol.* 10 (1973) 655.
15. Nobel Lectures, Physics 1971–1980, Editor Stig Lundqvist, World Scientific Publishing Co., Singapore, 1992, pp. 116–133.
16. Jian Ping Sun, Haddad G.I., Mazumder P., Schulman J.N., *Proceedings of the IEEE* 86 (1998) 641.
17. Cooke M., *Semiconductor Today* 1(6) (2006) 32.
18. S. Golka, C. Pflügl, W. Schrenk, G. Strasser, C. Skierbiszewski, M. Siekacz, I. Grzegory and S. Porowski, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 172106.
19. G. Klimeck, R. Lake, R.C. Bowen, W.R. Frensley, T.S. Moise, *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995) 2539; R.C. Bowen, G. Klimeck, R. Lake, W.R. Frensley, T. Moise, *J. Appl. Phys.*, 81 (1997) 3207.
20. Ying Wu, Guo-Qin Ge, Xiao-Xue Yang, *Commun. Theor. Phys.* 27 (1997) 135.
21. И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Н.В. Коломойцева, *ФТП* 39 (2005) 1138.
22. Келдыш Л.В., *ФТТ* 4 (1962) 2265.
23. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А., *ФТП* 5 (1971) 797; Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А., *ФТП* 6 (1972) 148; Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А., *ФТП* 7 (1973) 488.
24. Tsu R., Esaki L., *Appl. Phys. Lett.* 22 (1973) 562.
25. Chang L.L., Esaki L., Tsu R., *Appl. Phys. Lett.* 24 (1974) 593.
26. Esaki L., Chang L.L., *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 495.
27. A. Patanè, M. Fromhold, *Phil. Trans. R. Soc. A* 364 (2006) 3477.
28. L. Esaki, *Journal de Physique Colloques* 45(C5) (1984) C5–3.
29. Osbourn G.C., *J. Appl. Phys.* 53 (1982) 1586.
30. Ludowise M., Dietze W.T., Lewis C.R., Camras M.D.,

- Holonyak N. (Jr), Fuller B.K., Nixon M.A. Appl. Phys. Lett. 42 (1983) 487.
31. Алфёров Ж.И., УФН 172 (2002) 1068.
 32. L.L. Chang, J. Vacuum Science & Technology B 1 (1983) 120.
 33. R. d. L. Kronig, W.G. Penney, Proc. Roy. Soc. A 130 (1931) 499.
 34. S.A. Ktitorov, G.S. Simin, V.Ya. Sindalovskii, Soviet Physics — Solid State 13(8) (1972) 1872; A.A. Ignatov, E. Schomburg, J. Grenzer, K.F. Renk, E.P. Dodin, Z. Phys. B 98 (1995) 187.
 35. F. Capasso, K. Mohammed, A.Y. Cho, Appl. Phys. Lett. 48 (1986) 478; C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco, A.Y. Cho, IEEE Journal of Quantum Electronics 34 (1998) 1722.
 36. A. Wacker, Physics Reports 357 (2002) 1.
 37. M. Büttiker, IBM J. Res. Develop. 32 (1988) 63.
 38. R. Terazzi, T. Gresch, A. Wittmann, J. Faist, Phys. Rev. B 78 (2008) 155328.
 39. David Yuk Kei Ko, J.C. Inkson, Phys. Rev. B 38 (1988) 9945.
 40. C. Presilla, J. Sjöstrand, J. Math. Phys. 37 (1996) 4816.
 41. R. Lake, G. Klimeck, R.C. Bowen, D. Jovanovic, J. Appl. Phys. 81 (1997) 7845.
 42. М.П. Теленков, Ю.А. Митягин, ЖЭТФ 3(9) (2004) 712.
 43. D.L. Smith, C. Mailhot, Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 173.
 44. T.M. Fromhold, A. Patanè, S. Bujkiewicz, P.B. Wilkinson, D. Fowler, D. Sherwood, S.P. Stapleton, A.A. Krokhin, L. Eaves, M. Henini, N.S. Sankeshwar, F.W. Sheard, Nature 428 (2004) 726.

CONDENSED MATTER PHYSICS

The journal **Condensed Matter Physics** is founded in 1993 and published by Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine.

AIMS AND SCOPE: The journal **Condensed Matter Physics** contains research and review articles in the field of statistical mechanics and condensed matter theory. The main attention is paid to physics of solid, liquid and amorphous systems, phase equilibria and phase transitions, thermal, structural, electric, magnetic and optical properties of condensed matter. Condensed Matter Physics is published quarterly.

ABSTRACTED/INDEXED IN: Chemical Abstract Service, Current Contents/Physical, Chemical&Earth Sciences; ISI Science Citation Index-Expanded, ISI Alerting Services; INSPEC; “Referatyvnyy Zhurnal”; “Dzherelo”.

EDITOR IN CHIEF: Ihor Yukhnovskii.

EDITORIAL BOARD: T. Arimitsu, *Tsukuba*; J.-P. Badiali, *Paris*; B. Berche, *Nancy*; T. Bryk (Associate Editor), *Lviv*; J.-M. Caillol, *Orsay*; C. von Ferber, *Coventry*; R. Folk, *Linz*; L.E. Gonzalez, *Valladolid*; D. Henderson, *Provo*; F. Hirata, *Okazaki*; Yu. Holovatch (Associate Editor), *Lviv*; M. Holovko (Associate Editor), *Lviv*; O. Ivankiv (Managing Editor), *Lviv*; Ja. Ilnytskyi (Assistant Editor), *Lviv*; N. Jakse, *Grenoble*; W. Janke, *Leipzig*; J. Jedrzejewski, *Wroclaw*; Yu. Kalyuzhnyi, *Lviv*; R. Kenna, *Coventry*; M. Korynevskii, *Lviv*; Yu. Kozitsky, *Lublin*; M. Kozlovskii, *Lviv*; O. Lavrentovich, *Kent*; M. Lebovka, *Kyiv*; R. Lemanski, *Wroclaw*; R. Levitskii, *Lviv*; V. Loktev, *Kyiv*; E. Lomba, *Madrid*; O. Makhanets, *Chernivtsi*; V. Morozov, *Moscow*; I. Mryglod (Associate Editor), *Lviv*; O. Patsahan (Assistant Editor), *Lviv*; O. Pizio, *Mexico*; N. Plakida, *Dubna*; G. Ruocco, *Rome*; A. Seitsonen, *Zürich*; S. Sharapov, *Kyiv*; Ya. Shchur, *Lviv*; A. Shvaika (Associate Editor), *Lviv*; S. Sokołowski, *Lublin*; I. Stasyuk (Associate Editor), *Lviv*; J. Strečka, *Košice*; S. Thurner, *Vienna*; M. Tokarchuk, *Lviv*; I. Vakarchuk, *Lviv*; V. Vlachy, *Ljubljana*; A. Zagorodny, *Kyiv*

CONTACT INFORMATION:

Institute for Condensed Matter Physics
of the National Academy of Sciences of Ukraine
1 Svientsitskii Str., 79011 Lviv, Ukraine
Tel: +38(032)2761978; Fax: +38(032)2761158
E-mail: cmp@icmp.lviv.ua <http://www.icmp.lviv.ua>