

С.Є. Зеленський
Вибрані розділи атомної фізики.
Ефект Штарка

Київ
2025

УДК 539.1

Рецензенти:

докт.фіз.-мат.наук, проф. Боровий М.О.,
докт.фіз.-мат.наук, проф. Дмитрук І.М.

Рекомендовано до друку вченою радою фізичного факультету
Київського національного університету імені Тараса Шевченка
(протокол № [] від [] квітня 2025 року)

Зеленський С.Є.

Вибрані розділи атомної фізики. Ефект Штарка / С.Є.Зеленський. – К.:
Видавництво, 2025. – 107 с.

У посібнику розглянуто вплив зовнішнього сталого електричного поля на енергетичну структуру атомів та наноструктур з локалізованими електронами.

Посібник призначений для студентів природничих спеціальностей класичних університетів для поглибленого вивчення дисципліни «Фізика атома» в рамках курсу «Загальна фізика».

© С.Є. Зеленський, 2025

Зміст

	Стор
1. Історія відкриття	7
2. Парність і правило Лапорта	11
3. Стаціонарна теорія збурень: невироджені стани	14
4. Квадратичний ефект Штарка	18
5. Дворівневий атом в електростатичному полі	19
6. Квантово-розмірний ефект Штарка	22
7. Стаціонарна теорія збурень: вироджені стани	28
8. Ефект Штарка в атомі водню	32
9. Експериментальне спостереження статичного ефекту Штарка	38
9.1. Перші експериментальні методики	39
9.2. Метод атомного пучка	41
9.3. Радіоспектроскопічний метод	44
9.4. Метод подвійного радіооптичного резонансу	46
9.5. Спектроскопія перетину рівнів і биття	50
9.5.1. Інтерференція атомних станів	50
9.5.2. Квантові биття при імпульсному збудженні	53
9.5.3. Квантові биття при резонансному модульованому збудженні	54
9.5.4. Інтерференція станів при перетині енергетичних рівнів	55
10. Методи лазерної спектроскопії	57
10.1. Метод двофотонного поглинання	57
10.2. Когерентна штарківська спектроскопія чотирехвильового змішування	62
10.3. Загасання вільної поляризації в штарківському полі	65
10.4. Фотонна луна з модуляцією електричним полем	71
11. Спостереження квантово-розмірного ефекту Штарка	77
12. Ефект Штарка і розширення спектральних ліній	86
13. Штарківське розщеплення рівнів домішкових центрів у	

	кристалах	87
14.	Параелектричний резонанс	90
15.	Застосування ефекту Штарка	96
	15.1. Ефект Штарка у фізиці плазми	96
	15.2. Електрооптичні модулятори на основі ефекту Штарка	97
	15.3. Перестройка частоти діодних лазерів	99
	15.4. Ефект Штарка в нітридних гетероструктурах	101
	15.5. Перспективи застосувань ефекту Штарка	102
	Література	104

Передмова

Близько 100 років назад у природничих науках відбувались важливі процеси, які призвели до бурхливого розвитку атомної і квантової фізики. Ці процеси часто називають революцією у фізиці. У ті часи було зроблено багато видатних відкриттів, які заклали фундамент сучасної фізики та технологій. Важливе місце серед них посідають відкриття впливу зовнішніх полів – електричного і магнітного - на атомні оболонки (ефект Штарка та ефект Зеемана). Зокрема, було виявлено, що зовнішні поля суттєво впливають на енергетичну структуру атомних оболонок, що призводить до помітного зміщення та розщеплення спектральних ліній. Важливість цих відкриттів була належним чином оцінена науковою спільнотою – їх автори одними з перших отримали нобелівські премії з фізики (у 1902 та 1919 рр.).

З плином часу у фізиці мікрооб'єктів було зроблено багато значущих відкриттів, суть і хронологію яких можна відслідкувати, проаналізувавши, наприклад, перелік нобелівських премій з фізики. Зокрема, варто згадати нобелівські премії, присуджені Х.А. Лоренцу (1902), М. Планку (1918), А. Ейнштейну (1921), Л. де Бройлю (1929), В. Гейзенбергу (1932), Е. Шредінгеру та П. Діраку (1933), О. Штерну (1943), І. Рабі (1944), В. Паулі (1945), тощо. Ці (та інші) наукові відкриття зумовили бурхливий розвиток фізики та хімії у цілому, що у свою чергу призвело до створення великої кількості різноманітних технологій, які радикально змінили наш світ. Наприклад, важко переоцінити відкриття магніторезонансних методів (Ф. Блох та Е. Парселл, 1952), транзисторного ефекту (У. Шоклі, Дж. Бардин та У. Браттейн, 1956), методів лазерної спектроскопії (Н. Бломберген та А. Шавлов, 1981), тощо.

Сучасні природничі науки за час свого існування накопили величезну кількість наукових результатів. Ця кількість настільки велика, що їх обробка і зберігання перетворились на надзвичайно складну задачу. Відповідно, підготовка фахівців вищої кваліфікації – науковців – у наш час вимагає значних зусиль як від закладів вищої освіти, так і від здобувачів освіти. Зважаючи на стислі терміни, відведені людині для навчання, все більшого значення набуває проблема створення сучасних

високоякісних підручників та навчальних посібників. Нестача навчальної літератури, а також її невідповідність сучасному стану розвитку науки можуть радикально сповільнити процес підготовки науковців, знизити якість підготовки, погіршити спроможність випускників ЗВО швидко увійти в ритм сучасного життя.

Даний посібник є результатом узагальнення багаторічного досвіду автора у викладанні атомної фізики, лазерної спектроскопії та оптоелектроніки на фізичному факультеті Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Зважаючи на потребу включення результатів сучасних досягнень науки і технологій у навчальну літературу, даний посібник створений як розширення чи додаток до наявних підручників з атомної фізики у частині, яка стосується впливу електричного поля на властивості і поведінку атомних систем. У даному посібнику розглянуто низку прикладів застосувань ефекту Штарка у сучасних оптоелектронних приладах та системах. Оскільки у наш час оптичні та електронні технології розвиваються надзвичайно швидко, у посібнику важливе місце відведене вивченню фізичних основ впливу поля на локалізовані електрони (в атомах, молекулах, квантових ямах, тощо), що відкриває перед здобувачами освіти можливості для самостійного опанування сучасних технологій, які вже є на ринку чи, можливо, будуть створені у недалекому майбутньому.

Слід також зазначити, що у даному посібнику розгляд взаємодії атомних систем з електричним полем обмежений лише випадком сталого поля (так званий DC Stark effect), коли швидкість зміни поля значно менша за характерні частоти внутрішньоатомних осциляцій електронів. Незважаючи на це обмеження, перелік проявів та застосувань ефекту Штарка у сталому полі цілком достатній для окремого розгляду у навчальній літературі. Питання, пов'язані з ефектом Штарка у швидкозмінному полі (AC Stark effect), у наш час активно досліджуються, але їх розгляд виходить за рамки даного посібника.

1. Історія відкриття

Наприкінці XIX сторіччя нідерландський фізик Пітер Зеєман (Pieter Zeeman) відкрив вплив магнітного поля на спектральні лінії, що випромінюються газами. Зокрема, було зареєстровано слабе розщеплення спектральних ліній на декілька компонент з різною поляризацією. Зараз цей ефект називають ефектом Зеємана. Це відкриття було належним чином оцінене науковою спільнотою: у 1902 р. П. Зеєману та Г.А. Лоренцу (H.A. Lorentz) було присуджено Нобелівську премію «за видатні заслуги в дослідженнях впливу магнетизму на радіаційні явища». З часом розщеплення енергетичних рівнів, зумовлене магнітним полем, було ретельно вивчене і лягло в основу багатьох важливих методів і технологій, які широко застосовуються. У наш час важко знайти підручник з атомної фізики, у якому б не розглядався ефект Зеємана.

Після відкриття ефекту Зеємана для фізиків було природно припустити, що не тільки магнітне, але і електричне поле також могло б впливати на спектральні лінії. Багато дослідників намагались зареєструвати можливий ефект впливу електричного поля на спектри атомів, але успіх не приходив, і їх надії згодом змінились песимізмом. Цей песимізм був значною мірою підкріплений ще і тим, що у 1901 році німецький теоретик Вольдемар Фойгт (Woldemar Voigt) передбачив, що з точки зору класичної електродинаміки такого роду ефект повинен бути занадто слабким для експериментального спостереження. Цим висновкам повірили... Але не усі. Незважаючи на висновки В. Фойгта, німецький фізик Йоганнес Штарк (Johannes Stark) розпочав свої дослідження впливу електричного поля на спектр світіння атомів водню в каналних променях. Слід відзначити, світіння каналних променів Й. Штарк вивчав у попередні роки і досяг у цьому значних успіхів. Так, у 1905 році він спостерігав зсув спектральних ліній в каналних променях, зумовлений ефектом Допплера. Це було перше спостереження ефекту Допплера з використанням не астрономічних об'єктів, а джерел світла, розташованих на Землі. Отримані Й. Штарком результати були високо оцінені: у 1919 році йому була присуджена Нобелівська премія «за

відкриття ефекту Допплера в каналних променях і розщеплення спектральних ліній в електричному полі”.

Вважається, що, розпочинаючи дослідження впливу електричного поля на атомні спектри, Й. Штарк сподівався знайти нові експериментальні свідчення справедливості квантової теорії атомів, яка у той час лише зароджувалась, а Й. Штарк у ті роки був її палким прихильником. Подальше життя склалось так, що дослідження впливу електричного поля на атомні спектри розтягнулися на декілька років. Проте, незважаючи на життєві труднощі, Й. Штарк не полишив свого задуму, виготовив унікальне обладнання, і успіх прийшов до нього у 1913 році: на експерименті було зареєстроване розщеплення спектральних ліній атомів водню, вміщених в електричне поле. Відповідна піонерська робота була опублікована в журналі Nature 4 грудня 1913 року.

Слід зауважити, незалежно і майже одночасно з Й. Штарком аналогічні спостереження розщеплення спектральних ліній провів італійський фізик Антоніно Ло Сурдо (Antonio Lo Surdo), але зрештою пріоритет залишився за Й. Штарком.

Атоми водню, які досліджували Й. Штарк та А. Ло Сурдо, є унікальними об'єктами, у яких, як ми зараз знаємо, спостерігається так званий лінійний ефект Штарка, тобто величина розщеплення спектральних ліній прямо пропорційна напруженості електричного поля. На відміну від атомів водню, у переважної більшості інших атомів спостерігається квадратичний ефект Штарка (тобто розщеплення пропорційне квадрату напруженості поля). За типових умов експериментів, коли напруженість поля не перевищує 100 кВ/см, квадратичний ефект значно слабкіший, ніж лінійний. Мабуть саме з цієї причини квадратичний ефект Штарка був відкритий пізніше, ніж лінійний. У 1918 році квадратичний ефект Штарка уперше спостерігали японські дослідники Т. Такаміне (Toshio Takamine) та Н. Кокубу (Noboru Kokubu) на одній з компонент лінії H_{γ} водню, а також і сам Й. Штарк на спектральних лініях іонізованого гелію. До речі, в цих експериментах вже використовувалась методика, розроблена А. Ло Сурдо.

Відкриття явища розщеплення спектральних ліній в електричному полі зіграло важливу роль для становлення і розвитку

квантової теорії атома. Одразу після експериментального відкриття ефекту Штарка було зроблено ряд спроб його теоретичного обґрунтування. Найбільш вдалою (у той час) була інтерпретація А. Зоммерфельда (Arnold Sommerfeld), який у 1916 році узагальнив теорію Н. Бора атома водню.

Стосовно явища розщеплення спектральних ліній в електричному полі і розвитку квантової теорії, іронія долі полягає в тому, що «батько» ефекту, Й.Штарк, з плином часу перетворився з палкого прихильника у не менш палкого опонента квантової теорії. Ці зміни відбувались саме тоді, коли теорія Н. Бора завойовувала широке визнання серед фізиків після 1913 року. Можливо, у цьому є певний психологічний аспект «неприйняття загальноприйнятого». Так чи інакше, але на момент присудження Нобелівської премії Й. Штарк твердо виступав проти як квантової теорії, так і теорії відносності.

У наш час це важко зрозуміти, але згодом Й. Штарк став активним прихильником А. Гітлера і його концепції «Арійської фізики» і, хоча і недовго, відігравав важливу роль у спробах лідерів націонал-соціалізму насаджувати диктаторські принципи в інститутах і організаціях фізичного профілю в Германії у тридцятих роках минулого сторіччя. Про свою підтримку нацистського руху Й. Штарк заявив ще у 1924 році, а у 1930 році вступив до лав націонал-соціалістичної партії (НСДАП). Під час становлення Третього Рейху Й. Штарк надав значущої підтримки Гітлеру у Веймарській Республіці, за що пізніше був віддячений і отримав призначення на посаду президента Німецького Фонду Наукових Досліджень (German Research Foundation), який був основним джерелом фінансування науки, а також на посаду президента Державного Фізико-Технічного Інституту (Reich Physical-Technical Institute), одного з найбільш важливих дослідницьких центрів нацистської Германії.

Нацистські лідери Третього Рейху зазвичай використовували диктаторський принцип при побудові авторитарної ієрархічної системи керування, створюючи собі «невеличкі імперії» в межах Нової Германії. Наприклад, так зробили Геббельс (Josef Goebbels) в галузі пропаганди, Амман (Max Amman) в галузі преси, та деякі інші. Історики вважають, що у нобелівського лауреата Й. Штарка були усі підстави сподіватись на титул «диктатора фізики» Третього Рейху. Цікаво відзначити, що

опонентом Й. Штарка був М. Лауе (Max von Laue). Ще в 1933 році він відкрито виступив проти керованої Й. Штарком кампанії, розгорнутої проти А. Ейнштейна та інших фізиків неарійського походження. (Як відомо, у момент приходу Гітлера до влади на початку 1933 року А. Ейнштейн знаходився за межами Германії і вже ніколи туди не повернувся.) М. Лауе порівняв цю кампанію з переслідуванням Галілея католицькою церквою.

Перебуваючи на керівних посадах, маючи непростий характер, Й. Штарк зумів створити собі впливових ворогів серед еліти нацистів і внаслідок цього швидко втратив усі свої посади і впливовість. Вже в 1939 році (за різними джерелами – у 1936 р.) Й. Штарка було відправлено на пенсію у його маєток у Баварії. Після війни суд визнав нацистське минуле Й. Штарка і засудив його до чотирьох років виправних робіт.

Суперечлива особистість – нобелівський лауреат і нацист – Й. Штарк пішов з життя 21 червня 1957 року.

У наш час ефект Штарка є загальновідомим. Він посів гідне місце практично в усіх сучасних підручниках з атомної фізики. Закономірності ефекту Штарка добре вивчені як експериментально, так і теоретично. Ефект Штарка спостерігався у різноманітних середовищах – як газоподібних, так і конденсованих. До речі, перше спостереження ефекту Штарка у твердих тілах відбулось лише через 50 років після його відкриття в газах. Протягом усього часу після його відкриття, для вивчення ефекту Штарка застосовувались практично всі відомі методи спектроскопії високої роздільної здатності. Ефект Штарка з успіхом застосовано як потужний метод дослідження і контролю фізичних властивостей речовин – газів, твердих тіл, плазми. Останніми десятиліттями ефект Штарка застосовується для дослідження штучних наноструктурованих об'єктів. Варто відзначити застосування ефекту Штарка в оптоелектроніці (наприклад, електрооптичні модулятори на напівпровідникових наноструктурах). У наш час фізика, пов'язана з впливом електричного поля на речовину, продовжує активно розвиватись, демонструючи свою глибину і різноманітність.

2. Парність і правило Лапорта

Перш ніж приступити до розгляду ефекту Штарка, коротко зупинимось на такому важливому понятті як *парність* хвильових функцій, яке широко застосовується в атомній фізиці у вигляді так званого *правила Лапорта* (Otto Laporte), сформульованого ще в 1924 році. Для нас важливим буде те, що це правило відіграє ключову роль в інтерпретації ефекту Штарка в системах з виродженими і неvirодженими енергетичними рівнями.

У механіці серед різноманітних перетворень координат важливе місце займає так зване перетворення інверсії. Інверсія полягає в одночасній зміні знаків усіх декартових координат, тобто

$$x \rightarrow -x$$

$$y \rightarrow -y,$$

$$z \rightarrow -z$$

або, що те ж саме, у зміні знаку радіус-вектора

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}.$$

Введемо оператор інверсії \hat{P} . Дію оператора \hat{P} на яку-небудь функцію $\psi(\vec{r})$ можна представити наступним чином

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}). \quad (1.1)$$

Розглянемо задачу на власні функції і власні значення оператора \hat{P}

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \lambda\psi(\vec{r}). \quad (1.2)$$

Подіємо ще раз оператором \hat{P} на ліву і праву частину вищенаведеного рівняння

$$\hat{P}\hat{P}\psi(\vec{r}) = \hat{P}\lambda\psi(\vec{r}).$$

Звідси, оскільки подвійна дія оператора інверсії не змінює координат, отримаємо

$$\psi(\vec{r}) = \lambda^2\psi(\vec{r}).$$

Звідси видно, що оператор інверсії має два власних значення, $\lambda = \pm 1$, і нескінченну кількість власних функцій. Відповідно до двох власних значень оператора інверсії, його власні функції можна розділити на дві

групи. До першої групи належать функції, які не змінюються під дією оператора \hat{P} , тобто

$$\psi(-\vec{r}) = \psi(\vec{r}).$$

Такі функції називаються парними.

До другої групи належать функції, які під дією оператора \hat{P} змінюють свій знак, тобто

$$\psi(-\vec{r}) = -\psi(\vec{r}).$$

Такі функції називаються непарними.

Розглянемо атом як систему частинок (електронів), які рухаються у центральносиметричному полі. З класичної механіки відомо, що для таких систем функція Гамільтона інваріантна по відношенню до операції інверсії. У квантовій механіці це означає, що оператори Гамільтона та інверсії комутують

$$\hat{H}\hat{P} = \hat{P}\hat{H}. \quad (1.3)$$

Отже, стаціонарні стани, які характеризуються певними значеннями енергії (власними значеннями оператора \hat{H}), характеризуються також певними значеннями парності (власними значеннями оператора \hat{P}). Таким чином, можна вести мову про *закон збереження парності*. Так, якщо стан замкненої системи характеризується певним значенням парності, то це значення зберігається з плином часу. Якщо замкнена система спонтанно розпадається на частини, то повна парність повинна зберігатись.

Відомо, що оператор інверсії комутує з оператором $\hat{L} = -i\hbar\vec{r} \times \vec{\nabla}$ механічного моменту (моменту імпульсу)

$$\hat{L}\hat{P} = \hat{P}\hat{L}. \quad (1.4)$$

Звідси випливає, що система (атом) може мати певне значення парності одночасно з певними значеннями моменту імпульсу. Наприклад, якщо в атомі є лише один електрон і він знаходиться у стаціонарному стані з орбітальним квантовим числом l , цей стан характеризується також певним значенням парності, яке дорівнює $(-1)^l$. Зазначимо, що парність не залежить від проекції моменту імпульсу, тобто не залежить від квантового числа m . Якщо ж атомна оболонка містить декілька

електронів, які незалежно характеризуються квантовими числами l_1, l_2, \dots , то хвильову функцію системи можна представити у вигляді добутку хвильових функцій окремих електронів, звідки випливає наступний вираз для парності стану системи:

$$(-1)^{l_1} (-1)^{l_2} \dots = (-1)^{l_1 + l_2 + \dots}.$$

Введемо оператор дипольного моменту як добуток заряду на оператор координати

$$\hat{p} = ez \quad (1.5)$$

Відповідно, для оператора дипольного моменту можна ввести матричний елемент

$$p_{mn} = \int \varphi_m^* \hat{p} \varphi_n d\tau \quad (1.6)$$

При розгляді переходів між стаціонарними станами атома у дипольному наближенні широко застосовується правило Лапорта: перехід буде дозволений, якщо матричний елемент p_{mn} відмінний від нуля, а це можливо, якщо стани m та n – різної парності. Дійсно, під інтегралом (1.6) знаходиться добуток трьох функцій, одна з яких – функція (1.5) - завжди непарна. Якщо дві інші функції (φ_m та φ_n) будуть мати однакову парність, то підінтегральний вираз буде непарною функцією, і інтеграл (1.6) дорівнюватиме нулю. Для того, щоб підінтегральний добуток був парною функцією, потрібно, щоб функції φ_m та φ_n мали різну парність. Очевидно, звідси також випливає рівність

$$p_{nn} = 0,$$

тобто в стаціонарному стані дипольний момент атома дорівнює нулю.

Правило Лапорта добре відоме і має важливе значення. Воно дозволяє робити висновки стосовно заборони переходів (у дипольному наближенні), навіть не знаючи конкретного вигляду хвильових функцій стаціонарних станів.

Користуючись правилом Лапорта, на думку спадає логічне запитання стосовно меж його застосування. Дійсно, чи завжди це правило справедливе? Іншими словами, чи завжди стаціонарний стан атома можна охарактеризувати парністю? Нарешті, згадавши про комутативність операторів парності та моменту імпульсу (1.4), ще раз

перепhrасуємо запитання: чи завжди стаціонарний стан атома можна охарактеризувати певним значенням механічного моменту? Виявляється, не завжди.

Практично в усіх атомів властивістю стаціонарних станів є те, що їх енергія залежить від орбітального квантового числа l , тобто ці стани характеризуються парністю $(-1)^l$. Виключенням є атом водню, у якого енергія не залежить від орбітального квантового числа внаслідок так званого випадкового виродження. Стаціонарні стани атома водню з головним квантовим числом, більшим за одиницю, не характеризуються парністю. Отже, для цих станів правило Лапорта непридатне, і виникає можливість отримати ненульові значення для матричних елементів оператора дипольного моменту з однаковими індексами, тобто $p_{nn} \neq 0$. Це означає, що атом водню є унікальним атомом – він має ненульовий дипольний момент в стаціонарних станах. Нижче ми з'ясуємо, що ця обставина виявляється дуже важливою з точки зору ефекту Штарка. Так, на атомах водню спостерігається так званий лінійний ефект Штарка, у той час як інші атоми зазвичай демонструють квадратичний ефект.

3. Стаціонарна теорія збурень: невироджені стани

Для інтерпретації ефекту Штарка зазвичай застосовують теорію збурень. Не будемо відхилятися від традиції і коротко згадаємо основні моменти цієї теорії.

Позначимо \hat{H}_0 гамільтоніан ізольованого атома. Сформулюємо задачу на власні функції і власні значення оператора \hat{H}_0

$$\hat{H}_0 \varphi_n^0 = E_n^0 \varphi_n^0 \quad (1.7)$$

Будемо вважати, що ця задача вже розв'язана, тобто власні функції φ_n^0 і власні значення E_n^0 нам відомі.

Варто звернути увагу на те, що у рівнянні (1.7) власні функції φ_n^0 і власні значення E_n^0 мають однакові індекси n . Це означає, що ми

розглядаємо випадок, коли кожному власному значенню E_n^0 відповідає лише одна власна функція φ_n^0 . В такому випадку кажуть, що енергетичний рівень E_n^0 – *невироджений*. Випадок вироджених енергетичних рівнів є більш складним і потребує окремого розгляду. Він буде розглянутий у параграфі 7.

Розглянемо атом, який взаємодіє з електричним полем. Представимо гамільтоніан у вигляді

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (1.8)$$

де оператор \hat{V} відповідає взаємодії атома з електричним полем. Ми будемо припускати, що оператор \hat{V} представляє собою малу добавку до оператора \hat{H}_0 . В такому випадку доданок \hat{V} називають *збуренням*, а оператор \hat{H}_0 логічно назвати *незбуреним*.

Будемо розглядати *стаціонарний* випадок, коли і оператор \hat{H}_0 , і оператор збурення \hat{V} від часу не залежать. Якщо гамільтоніан \hat{H} не залежить від часу, це означає, що енергія системи зберігається, тобто у атома в електричному полі є стаціонарні стани. Саме ці стани ми і будемо шукати. Отже, основна мета даного параграфу – розглянути задачу на власні функції і власні значення «збуреного» оператора \hat{H} :

$$\hat{H}\varphi = E\varphi \quad . \quad (1.9)$$

Щоб знайти розв'язки рівняння (1.9), перейдемо до представлення, в якому матриця оператора \hat{H}_0 діагональна. Для цього виберемо в якості базису систему власних функцій φ_n^0 цього оператора. Оскільки власні функції ермітового оператора утворюють повну систему, по цих функціях можна розкласти шукані нами розв'язки рівняння (1.9) (функції φ), а саме

$$\varphi = \sum_n a_n \varphi_n^0 \quad . \quad (1.10)$$

Підставляючи (1.10) в (1.9), отримаємо

$$\sum_n a_n \left(E_n^0 \varphi_n^0 + \hat{V} \varphi_n^0 \right) = E \sum_n a_n \varphi_n^0 \quad . \quad (1.11)$$

Помножимо це рівняння на $(\varphi_m^0)^*$ і проведемо інтегрування. Після нескладних перетворень отримаємо рівняння для коефіцієнтів a

$$a_m (E - E_m^0) - \sum_n V_{mn} a_n = 0. \quad (1.12)$$

При отриманні (1.12) було враховано властивість ортогональності власних функцій

$$\int (\varphi_m^0)^* \varphi_n^0 d\tau = \begin{cases} 0 & m \neq n \\ 1 & m = n \end{cases} \quad (1.13)$$

і введене позначення матричного елемента оператора збурення з незбуреними функціями

$$V_{mn} = \int (\varphi_m^0)^* \hat{V} \varphi_n^0 d\tau. \quad (1.14)$$

Отримуючи рівняння (1.12), ми помножили рівняння (1.11) на функцію $(\varphi_m^0)^*$ з довільним значенням індексу m . Повторюючи цю процедуру для усіх можливих значень індексу m , отримаємо систему рівнянь (1.12). Це буде система однорідних алгебраїчних рівнянь відносно коефіцієнтів a_m . Кількість рівнянь у цій системі визначається кількістю можливих значень індексу m , тобто визначається кількістю можливих стаціонарних станів досліджуваного атома. В загальному випадку ця кількість може дорівнювати нескінченності, що суттєво ускладнює пошуки розв'язків системи (1.12).

Система (1.12) – точна. Вона еквівалентна стаціонарному рівнянню Шредінгера (1.9). Для того, щоб вона мала нетривіальні розв'язки, її детермінант повинен дорівнювати нулю, а саме

$$\begin{vmatrix} (E - E_1^0) - V_{11} & -V_{12} & -V_{13} & \dots \\ -V_{21} & (E - E_2^0) - V_{22} & -V_{23} & \dots \\ -V_{31} & -V_{32} & (E - E_3^0) - V_{33} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} = 0. \quad (1.15)$$

Вираз (1.15) є алгебраїчним рівнянням відносно E . Його називають *секулярним* рівнянням (назва запозичена з небесної механіки). Для простих модельних систем це рівняння можна розв'язати точно.

Наприклад, для дворівневих атомів ($m=1,2$) порядок детермінанта дорівнює (2×2) , і вираз (1.15) перетворюється на квадратне рівняння. В загальному ж випадку порядок рівняння (1.15) високий, і його розв'язують наближеними методами. Наближений розв'язок цієї задачі можна знайти у будь-якому підручнику з квантової механіки. Ми не будемо зупинятись на загальновідомій процедурі отримання наближеного розв'язку, а використаємо готовий результат. Так, для малих збурень шукаємо енергію атома в електричному полі можна представити у вигляді послідовності поправок до енергії незбуреного атома, а саме

$$E_n = E_n^0 + \Delta E_n^{(1)} + \Delta E_n^{(2)} + \dots \quad (1.16)$$

Тут E_n – n -й корінь рівняння (1.15), $\Delta E_n^{(1)}$ – поправка першого наближення, $\Delta E_n^{(2)}$ – поправка другого наближення, і так далі. Як відомо, поправка першого наближення визначається таким інтегралом:

$$\Delta E_n^{(1)} = V_{nn} = \int (\varphi_n^0)^* \hat{V} \varphi_n^0 d\tau, \quad (1.17)$$

тобто поправка першого наближення дорівнює середньому значенню енергії збурення атома в n -му стані в електричному полі.

Як відомо, в дипольному наближенні оператор взаємодії атома з полем можна подати у вигляді

$$\hat{V} = -\hat{p}\vec{\mathcal{E}}, \quad (1.18)$$

де \hat{p} – оператор дипольного моменту, $\vec{\mathcal{E}}$ – напруженість електричного поля. Отже, поправка до енергії атома в електричному полі в першому наближенні (1.17) пропорційна напруженості поля $\vec{\mathcal{E}}$, тобто маємо лінійний ефект Штарка. Для невідроджених атомних станів, які характеризуються певним значенням парності, ця поправка дорівнює нулю (згідно з правилом Лапорта).

В другому наближенні поправка до енергії дорівнює

$$\Delta E_n^{(2)} = \sum_{m \neq n} \frac{|V_{mn}|^2}{E_n^0 - E_m^0}. \quad (1.19)$$

Очевидно, ця поправка пропорційна квадрату напруженості поля, $|V_{mn}|^2 \sim \mathcal{E}^2$. Отже, вираз (1.19) описує квадратичний ефект Штарка.

Знак поправки $\Delta E_n^{(2)}$ визначається знаками знаменників у доданках у виразі (1.19). Якщо індекс n відповідає найнижчому (основному) стану атома, то завжди $E_m^0 > E_n^0$. Отже, для основного стану поправка другого наближення завжди від'ємна, тобто найнижчий атомний рівень в електричному полі завжди зміщується в бік зменшення енергії.

Наприкінці зазначимо, що наведені результати теорії збурень справедливі за умови

$$\left| \frac{V_{mn}}{E_m^0 - E_n^0} \right| \ll 1, \quad (1.20),$$

тобто тільки для малих збурень, коли енергія взаємодії з зовнішнім полем значно менша за відстань між рівнями. У випадку, якщо енергетичні рівні розташовані близько, $E_m^0 \approx E_n^0$, умова (1.20) порушується, і вищенаведені результати (1.17) та (1.19) застосовувати неможна.

4. Квадратичний ефект Штарка

Квантово-механічні розрахунки свідчать, що штарківське розщеплення (1.19) можна подати у такому вигляді:

$$\Delta E^{(2)} = \mathcal{E}^2 (A + B m_J^2), \quad (1.21)$$

де A, B – константи (для заданого квантового числа J повного механічного моменту), m_J – магнітне квантове число, яке відповідає проекції повного механічного моменту \vec{J} на виділений напрямок. Кількість компонент розщеплення визначається межами зміни квантового числа m_J і дорівнює $(J+1)$ для цілих значень квантового числа J і дорівнює $(J+1/2)$ для напівцілих J .

Як видно з (1.21), зняття виродження стану з заданим квантовим числом J в електричному полі не є повним, оскільки розщеплення в електричному полі не залежить від знаку квантового числа m_J . Отже,

компоненти штарківського розщеплення є двократно виродженими, за виключенням компоненти з нульовим значенням $m_J = 0$. Неповне зняття виродження в електричному полі зумовлене тим, що електричне поле однаково впливає на рух заряджених частинок, які обертаються в протилежних напрямках, тобто знак проекції механічного моменту для взаємодії з електричним полем не має значення. Зазначене залишкове двократне виродження в електричному полі називається *крамерсовим виродженням*. Нагадаємо, що на відміну від електричного, у магнітному полі (ефект Зеемана) виродження рівнів знімається повністю.

Розщеплення енергетичних рівнів в електричному полі призводить до розщеплення відповідних спектральних ліній. Картина розщеплення спектральних ліній в електричному полі визначається розщепленням енергетичних рівнів, між якими відбуваються переходи, і правилами відбору. Оскільки для магнітного спінового квантового числа маємо $\Delta m_S = 0$, то правила відбору вимагають $\Delta m_L = 0, \pm 1$. При $\Delta m_L = 0$ дипольний момент переходу паралельний полю. Відповідні компоненти в спектрах називають π -компонентами. При $\Delta m_L = \pm 1$ отримаємо σ -компоненти, яким відповідає дипольний момент переходу, перпендикулярний полю. При спостереженні у напрямку, перпендикулярному напрямку поля, поляризація штарківських спектральних компонент така ж, як і в ефекті Зеемана: π -компонента поляризована паралельно полю, σ -компоненти поляризовані перпендикулярно полю. При спостереженні уздовж поля спостерігаються лише σ -компоненти, причому вони не поляризовані, що зумовлено незалежністю енергії від знаку квантового числа m_J .

5. Дворівневий атом в електростатичному полі

Розглянемо простий приклад застосування теорії збурень. Нехай атом має лише два можливі не вироджені стаціонарні стани з власними функціями φ_1^0 та φ_2^0 з відповідними енергіями E_1^0 та E_2^0 (див. рис.1). Це так званий *дворівневий атом* – модельна конструкція, яка не

зустрічається у природі, але має важливе значення для аналізу завдяки своїй простоті та наочності.

Для дворівневого атома система (1.12) складається лише з двох рівнянь

$$\begin{cases} a_1 (E - E_1^0) = V_{11}a_1 + V_{12}a_2 \\ a_2 (E - E_2^0) = V_{22}a_2 + V_{21}a_1 \end{cases} \quad (1.22)$$

В дипольному наближенні покладемо $V_{11} = V_{22} = 0$. Детермінант системи (1.22) має вигляд

$$\begin{vmatrix} (E - E_1^0) & -V_{12} \\ -V_{21} & (E - E_2^0) \end{vmatrix}.$$

Прирівняємо його нулю і отримаємо квадратне рівняння

$$E^2 - (E_1^0 + E_2^0)E + E_1^0 E_2^0 - V_{12}V_{21} = 0,$$

яке має два корені

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} \left[E_1^0 + E_2^0 \pm (E_2^0 - E_1^0) \sqrt{1 + \frac{4V_{12}V_{21}}{(E_2^0 - E_1^0)^2}} \right] \quad (1.23)$$

Таким чином, дворівневий атом в стаціонарному електричному полі також має два стаціонарні стани, але їх енергія $E_{1,2}$ відрізняється від енергії стаціонарних станів того ж атома за відсутності поля $E_{1,2}^0$ згідно з виразом (1.23). Розташування відповідних енергетичних рівнів наведено на рис.1. Тут нижній рівень E_1 відповідає виразу (1.23) зі знаком мінус перед коренем, а верхній рівень E_2 – зі знаком плюс. В граничному випадку, якщо спрямувати збурення до нуля, $V_{12,21} \rightarrow 0$, то з (1.23) випливає $E_1 \rightarrow E_1^0$, $E_2 \rightarrow E_2^0$.

Слід також зазначити, що вираз (1.23) отримано без застосування наближення (1.20). Якщо ж в (1.23) припустити, що другий доданок під коренем значно менший за одиницю і скористатись наближеною формулою $\sqrt{1+\xi} \approx 1+\xi/2$, то можна з легкістю отримати

наступні наближені вирази для штарківського зміщення енергетичних рівнів дворівневого атома

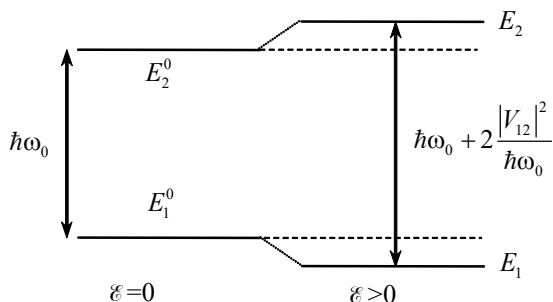


Рис.1. Зміщення рівнів дворівневого атома у стаціонарному електричному полі.

$$\begin{aligned}
 E_1 - E_1^0 &= -\frac{|V_{12}|^2}{E_2^0 - E_1^0} \\
 E_2 - E_2^0 &= \frac{|V_{12}|^2}{E_2^0 - E_1^0}
 \end{aligned}
 \quad , \quad (1.24)$$

що в точності збігається з поправкою другого порядку (1.19) теорії збурень.

Таким чином, ми знайшли два значення енергії (1.23), при яких система рівнянь (1.22) має нетривіальні розв'язки $a_{1,2}$. В разі потреби ці розв'язки можна знайти, якщо на додачу до системи (1.22) скористатись відомим співвідношенням

$$|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1 \quad . \quad (1.25)$$

Тепер проаналізуємо ситуацію, коли взаємодія з полем настільки сильна, що другий доданок під коренем у виразі (1.23) значно перевищує одиницю. При цьому порушується умова (1.20), і користуватись

наближеними виразами (1.24) неможна. Тоді з (1.23) можна отримати інші вирази для енергій стаціонарних станів в електричному полі:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{E_1^0 + E_2^0}{2} - |V_{12}| \\ E_2 &= \frac{E_1^0 + E_2^0}{2} + |V_{12}| \end{aligned} \quad (1.26)$$

Звідси видно, що при великих напруженостях енергія є лінійною функцією поля (ще раз нагадаємо, що матричний елемент V_{12} пропорційний напруженості поля \mathcal{E}).

Таким чином, при малих збуреннях маємо квадратичну залежність енергії від поля (вираз (1.24)), а при великих збуреннях – лінійну залежність (вираз (1.26)). Значить, зі зростанням напруженості поля квадратичний ефект Штарка перетворюється на лінійний, що зображено на рис.2.

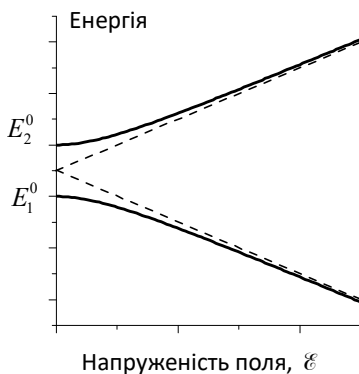


Рис.2. Перетворення квадратичного ефекту Штарка в лінійний.

6. Квантово-розмірний ефект Штарка

У даному параграфі ми розглянемо вплив електричного поля на положення енергетичних рівнів електрона у прямокутній квантовій ямі.

Квантові ями як об'єкти атомної фізики давно перестали бути лише красивими модельними конструкціями, які використовуються у підручниках для демонстрації закономірностей квантування енергії при обмеженні руху мікрочастинок. За сучасного стану розвитку напівпровідникових технологій експериментатори мають реальні можливості створювати різноманітні квантові ями, наприклад, у напівпровідникових гетероструктурах. При цьому можна створювати квантові ями як для електронів, так і для дірок. Сучасні технології дозволяють певною мірою керувати формою ями. У наш час квантові ями широко застосовуються в пристроях мікроелектроніки та оптоелектроніки. Яскравим прикладом цього є сучасні транзистори, побудовані на основі квантових ям – так звані НЕМТ – high electron mobility transistor (транзистор з високою рухливістю електронів).

У даному параграфі для спрощення розрахунків ми розглянемо найпростіший модельний випадок – одновимірну прямокутну квантову яму з нескінченно високими стінками (рис.3). Нехай ширина ями дорівнює b . Для такої ями залежність потенціальної енергії електрона від координати x задається таким співвідношенням:

$$U(x) = \begin{cases} 0 & -b/2 \leq x \leq b/2 \\ \infty & x < -b/2; x > b/2 \end{cases} \quad (1.27)$$

Незбурений оператор Гамільтона в цьому випадку має вигляд

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2}{dx^2} + U(x) \quad , \quad (1.28)$$

де m_e – маса електрона. Розв'язки задачі на власні функції і власні значення оператора (1.28) добре відомі. Так, енергія електрона, рух якого обмежений стінками квантової ями, набуває дискретних значень:

$$E_n^0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e b^2} n^2 \quad , \quad (1.29)$$

де квантове число n набуває цілих значень $n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$. Відповідні енергетичні рівні зображені на рис.3 (за відсутності зовнішнього поля $\mathcal{E} = 0$). Шкала енергій на рисунку відповідає ширині ями $b = 10$ нм.

Хвильові функції електрона в одновимірній квантовій ямі, зображеній на рис.3, можна поділити на два класи: парні і непарні.

(Точніше кажучи, мова йде про власні функції оператора (1.28).) Відповідно їх можна подати у вигляді

$$\varphi_n^0 = \sqrt{\frac{2}{b}} \cos\left(\pi \frac{x}{b} n\right), \quad (1.30),$$

де n має непарні значення $n = 1, 3, 5, \dots$, та

$$\varphi_n^0 = \sqrt{\frac{2}{b}} \sin\left(\pi \frac{x}{b} n\right), \quad (1.31),$$

де n має парні значення $n = 2, 4, 6, \dots$.

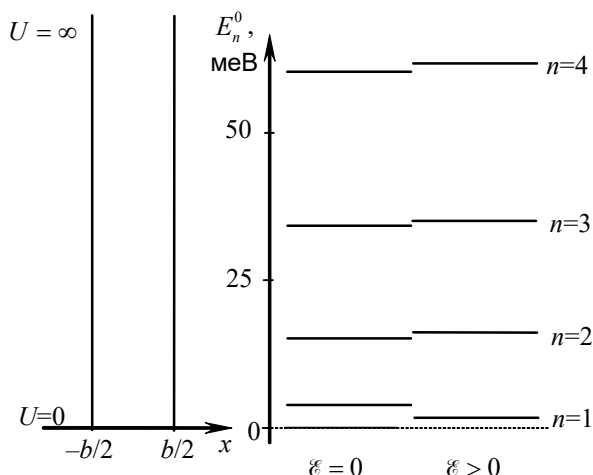


Рис.3. Ефект Штарка для електрона в одновимірній квантовій ямі з нескінченно високими стінками.

Кількість можливих стаціонарних станів електрона в квантовій ямі, зображений на рис.3, нескінченна. При цьому парні і непарні стани чергуються, починаючи з парного найнижчого стану $n = 1$. Для спрощення розрахунків в подальшому ми обмежимося розглядом лише чотирьох найнижчих рівнів $n = 1, 2, 3, 4$.

Тепер розглянемо збурену задачу, тобто вмістимо квантову яму з електроном в стаціонарне однорідне електричне поле напруженістю \mathcal{E} . Очевидно, для такого незвичайного об'єкта, яким є розглядуваний нами електрон у одновимірній квантовій ямі, логічно вести мову про поле, спрямоване уздовж вісі x .

Скористаємось секулярним рівнянням (1.15), яке в даному конкретному випадку набуде вигляду

$$\begin{vmatrix} (E - E_1^0) - V_{11} & -V_{12} & -V_{13} & -V_{14} \\ -V_{21} & (E - E_2^0) - V_{22} & -V_{23} & -V_{24} \\ -V_{31} & -V_{32} & (E - E_3^0) - V_{33} & -V_{34} \\ -V_{41} & -V_{42} & -V_{43} & (E - E_3^0) - V_{33} \end{vmatrix} = 0.$$

Оскільки хвильові функції електрона в розглядуваній квантовій ямі характеризуються парністю, то, згідно з правилом Лапорта, значна частина матричних елементів у вищенаведеному визначнику дорівнює нулю. Так, отримаємо спрощений вираз

$$\begin{vmatrix} (E - E_1^0) & -V_{12} & 0 & -V_{14} \\ -V_{21} & (E - E_2^0) & -V_{23} & 0 \\ 0 & -V_{32} & (E - E_3^0) & -V_{34} \\ -V_{41} & 0 & -V_{43} & (E - E_3^0) \end{vmatrix} = 0. \quad (1.32)$$

Чисельні значення матричних елементів, які увійшли в рівняння (1.32), легко розрахувати, використовуючи явні вирази для хвильових функцій (1.30) та (1.31). Так, наприклад, для напруженості поля $\mathcal{E} = 5$ кВ/см інтегруванням можна отримати значення $V_{12} \approx V_{23} \approx V_{34} \approx 10^{-3}$ еВ, $V_{14} \approx 7 \cdot 10^{-5}$ еВ. Тепер, знаючи чисельні значення матричних елементів, можна розв'язати алгебраїчне рівняння (1.32) відносно E .

Рівняння (1.32) має чотири корені E_1, E_2, E_3, E_4 . Простіше за все можна знайти їх значення чисельними методами. Відповідні результати наведено на рис.4 у вигляді залежності зсуву енергії від квадрату напруженості поля. З рисунку видно, що в електричному полі відбувається зміщення енергетичних рівнів електрона у ямі (ефект

Штарка), причому це зміщення квадратично залежить від напруженості поля, як і повинно бути у випадку невироджених стаціонарних станів.

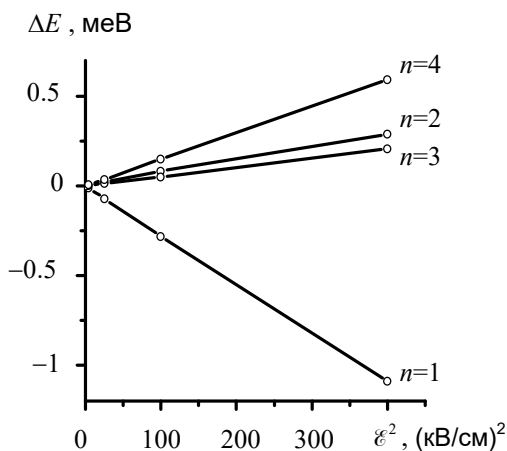


Рис.4. Зсув енергетичних рівнів електрона в одновимірній квантовій ямі в електричному полі. Ширина ями $b = 10$ нм.

Картина штарківського розщеплення, наведена на рис.4, відповідає випадку відносно невеликих напруженостей поля, коли зміщення рівнів значно менші за відстань між рівнями. При подальшому зростанні напруженості поля картина розщеплення ускладнюється.

Вміщення квантової ями в однорідне електричне поле призводить до трансформації форми потенціалу $U(x)$, що можна представити як нахил дна ями. Як приклад на рис.5 наведено розташування енергетичних рівнів і хвильові функції трьох найнижчих станів ($n=1, 2, 3$) електрона в квантовій ямі при різних значеннях напруженості зовнішнього поля. Нульове значення енергії на рис.5 позначене пунктиром і відповідає положенню дна ями за відсутності поля. З рис.5 видно, що при високих напруженостях поля величина

штарківського зсуву рівня $n=1$ навіть перевищує відстань від дна ями при нульовому полі E_1^0 . При зростанні напруженості поля нахил дна ями сягає величин порядку відстані між рівнями. При таких полях яма фактично вже є суттєво непрямокутною, що призводить до помітного зміщення максимуму хвильової функції в напрямку більш глибокої частини ями. При зростанні \mathcal{E} , коли рівень $n=2$ опиняється у вузькій частині ями, напрямок його зсуву змінюється на протилежний, тобто рівень починає рухатись униз (у слабких полях цей рівень зміщується вгору, як показано на рис.4).

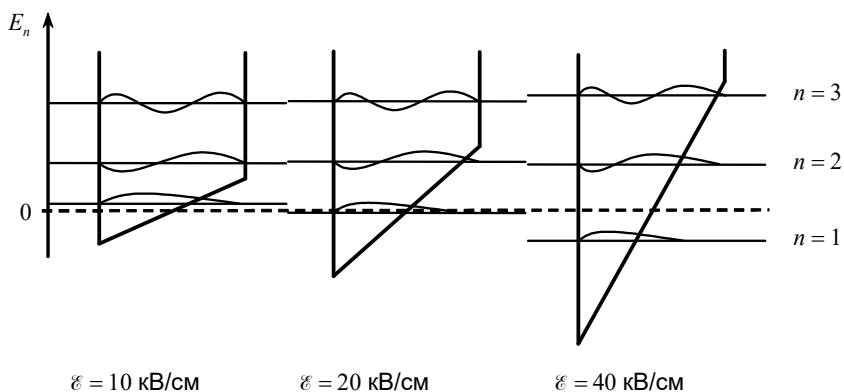


Рис.5. Квантово–розмірний ефект Штарка.

Розглянуті у даному параграфі процеси трансформації структури енергетичних рівнів у квантовій ямі в електричному полі отримали назву *квантово–розмірний ефект Штарка* (quantum confined Stark effect, QCSE). Квантово–розмірний ефект Штарка упевнено спостерігається на експерименті (див. параграф 11).

7. Стаціонарна теорія збурень: вироджені стани

Стаціонарна теорія збурень, розглянута у параграфі 3, непридатна для випадку, коли серед стаціонарних атомних станів є вироджені стани. Дійсно, для вироджених станів деякі доданки у сумі (1.19) будуть мати нульові знаменники, що неприпустимо.

Розглянемо деякий вироджений рівень. Нехай кратність виродження дорівнює s . У першому наближенні припустимо, що зовнішнє електричне поле змішує лише стани в межах розглядуваного виродженого рівня. Позначимо $\Delta E^{(1)}$ поправку до енергії цього рівня, розраховану у першому наближенні. Цю поправку можна визначити з такого рівняння s -го степеня:

$$\left| V_{nn'} - \Delta E^{(1)} \delta_{nn'} \right| = 0. \quad (1.33)$$

Тут $\delta_{nn'}$ – символ Кронекера, а індекси n, n' пробігають усі значення від 1 до s . Рівняння (1.33) можна подати у вигляді

$$\begin{vmatrix} V_{11} - \Delta E^{(1)} & V_{12} & V_{13} & \dots & V_{1s} \\ V_{21} & V_{22} - \Delta E^{(1)} & V_{23} & \dots & V_{2s} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ V_{s1} & V_{s2} & V_{s3} & \dots & V_{ss} - \Delta E^{(1)} \end{vmatrix} = 0. \quad (1.34)$$

Припустимо, що, згідно з правилом Лапорта, $V_{ii} = 0$. Припустимо також, що зовнішнє збурення зв'язує вироджені стани так, що матричні елементи $V_{ij} \neq 0$ при $i \neq j$. Тоді, наприклад, у випадку двічі виродженого рівня, $s=2$, рівняння (1.33) набуває вигляду

$$\begin{vmatrix} \Delta E^{(1)} & -V_{12} \\ -V_{21} & \Delta E^{(1)} \end{vmatrix} = 0, \quad (1.35)$$

звідки випливає

$$\Delta E^{(1)} = \pm \sqrt{V_{12} V_{21}}. \quad (1.36)$$

Таким чином, якщо $V_{12,21} \neq 0$, то двічі вироджений рівень в електричному полі розщеплюється на два рівні, причому величина розщеплення у першому наближенні (1.36) пропорційна напруженості електричного

поля. Отже, у випадку $V_{ij} \neq 0$ при $i \neq j$ для вироджених рівнів поправка до енергії у першому наближенні відповідає лінійному ефекту Штарка.

У випадку, якщо збурення не зв'язує вироджені стани, тобто усі матричні елементи в (1.33) дорівнюють нулю, $V_{nn'} = 0$ для будь-яких значень індексів n та n' , то в першому наближенні поправка до енергії $\Delta E^{(1)}$ дорівнює нулю. В такому випадку розглядають друге наближення. У другому наближенні поправка другого порядку $\Delta E^{(2)}$ визначається наступним рівнянням:

$$\left| \sum_m \frac{V_{nm} V_{mn'}}{E_n^0 - E_m^0} - \Delta E^{(2)} \delta_{nn'} \right| = 0. \quad (1.37)$$

Ненульова поправка другого порядку може виникнути тоді, коли збурення зв'язує вироджені стани даного енергетичного рівня з одним чи декількома іншими станами атома, які відповідають іншим енергетичним рівням.

Розглянемо простий приклад. Нехай у дворівневого атома верхній рівень є двічі виродженим, тобто стани 1 та 2 відповідають одному значенню енергії $E_1^0 = E_2^0$ (див. рис.6). Нижній рівень 3 з енергією E_3^0 залишається неvirодженим. Нехай стани 1 та 2 мають однакову парність (наприклад, обидва парні), у той час як стан 3 має іншу парність (відповідно – непарний). В такому разі матричні елементи, які зв'язують стани однакової парності (в даному випадку це вироджені стани 1 та 2), дорівнюють нулю, $V_{12} = V_{11} = V_{22} = V_{33} = 0$, а отже і поправка до енергії в першому наближенні буде нульовою, $\Delta E^{(1)} = 0$. Ненульовими залишаться лише ті матричні елементи, які зв'язують нижній неvirоджений стан 3 з виродженими станами 1 та 2, тобто елементи $V_{31} \neq 0$ та $V_{32} \neq 0$. Отже, виникне ненульова поправка другого порядку $\Delta E^{(2)}$. Рівняння (1.37) набуде вигляду

$$\left[\frac{V_{13} V_{31}}{E_1^0 - E_3^0} - \Delta E^{(2)} \right] \frac{V_{13} V_{32}}{E_1^0 - E_3^0} \left[\frac{V_{23} V_{32}}{E_1^0 - E_3^0} - \Delta E^{(2)} \right] = 0. \quad (1.38)$$

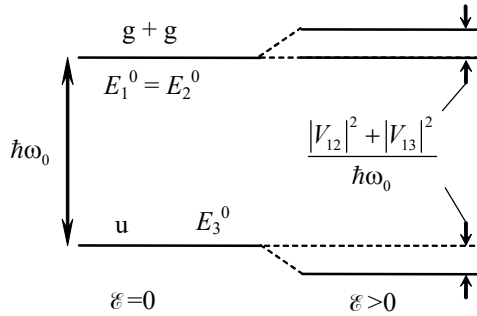


Рис.6. Квадратичний ефект Штарка у дворівневому атомі. Верхній рівень двічі вироджений, причому компоненти мають однакову парність.

Звідси шляхом нескладних алгебраїчних перетворень отримаємо два значення для поправки до енергії в другому наближенні

$$\begin{cases} \Delta E_1^{(2)} = 0 \\ \Delta E_2^{(2)} = \frac{V_{13}V_{31} + V_{23}V_{32}}{E_1^0 - E_3^0} \end{cases} \quad (1.39)$$

Отже, в електричному полі двічі вироджений рівень розщеплюється на дві компоненти, причому величина розщеплення, згідно з (1.39), пропорційна квадрату напруженості поля.

Оскільки у розглядуваному прикладі кількість стаціонарних станів невелика (лише 3 стани), ми можемо не використовувати наближені вирази (1.33), (1.37) та (1.39), а скористатись безпосередньо секулярним рівнянням (1.15), яке є точним і в даному випадку виглядає наступним чином

$$\begin{vmatrix} E - E_1^0 & 0 & -V_{13} \\ 0 & E - E_1^0 & -V_{23} \\ -V_{31} & -V_{32} & E - E_3^0 \end{vmatrix} = 0. \quad (1.40)$$

Після нескладних алгебраїчних перетворень рівняння третього порядку (1.40) призводить до наступних трьох значень енергії

$$\begin{cases} E_1 = E_1^0 \\ E_{2,3} = \frac{1}{2} \left[E_1^0 + E_3^0 \pm (E_1^0 - E_3^0) \sqrt{1 + \frac{4(V_{13}V_{31} + V_{23}V_{32})}{(E_1^0 - E_3^0)^2}} \right]. \end{cases} \quad (1.41)$$

Відповідне розташування зміщених енергетичних рівнів наведено на рис.6. Варто звернути увагу на те, що зміщення нижнього рівня 3 за абсолютною величиною збігається зі зміщенням рівня 2, і обидва вони пропорційні квадрату напруженості поля.

Якщо припустити, що збурення слабе, тобто другий доданок під квадратним коренем в (1.41) значно менший за одиницю, то, скориставшись наближеною формулою $\sqrt{1+\xi} \approx 1+\xi/2$, з (1.41) можна отримати наближені вирази для зміщення рівнів, які збігаються з отриманими раніше наближеними виразами (1.39).

Розглянемо іще один приклад. Нехай тепер парність вироджених станів 1 та 2 різна. Це призведе до виникнення ненульових матричних елементів $V_{12} \neq 0$, в яких збурення зв'язує вироджені стани 1 та 2. Серед матричних елементів, які зв'язують вироджені стани з третім рівнем, ненульовий матричний елемент буде лише один – для тієї пари станів, які мають різну парність. Нехай, наприклад, це будуть стани 1 та 3. Отже, $V_{13} \neq 0$, але $V_{23} = 0$. Таким чином, секулярне рівняння має вигляд

$$\begin{vmatrix} E - E_1^0 & -V_{12} & -V_{13} \\ -V_{21} & E - E_1^0 & 0 \\ -V_{31} & 0 & E - E_3^0 \end{vmatrix} = 0. \quad (1.42)$$

Рівняння (1.42) можна розв'язати, наприклад, чисельними методами. Результат розв'язку наведено на рис.7. З рисунку видно, що в електричному полі вироджений рівень розщеплюється на дві компоненти, а нижній рівень зміщується. При цьому виявляється, що величина зміщення нижнього рівня Δ' пропорційна квадрату напруженості поля, а величина розщеплення верхнього рівня Δ пропорційна напруженості поля у першому степені.

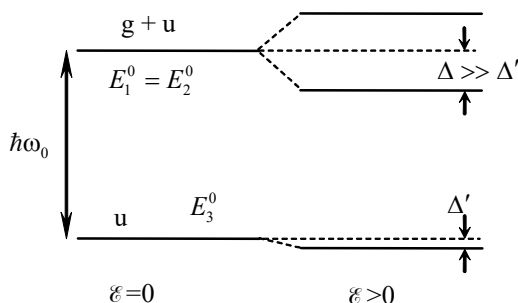


Рис.7. Квадратичний та лінійний ефект Штарка у дворівневому атомі. Верхній рівень двічі вироджений; компоненти мають різну парність.

Таким чином, у даному прикладі ми зустрілись з ситуацією, коли в атомі одночасно спостерігається як лінійний, так і квадратичний ефект Штарка. Для не дуже великих значень напруженості поля лінійне по полю розщеплення суттєво перевищує квадратичне зміщення, що і зображено на рис.7.

8. Ефект Штарка в атомі водню

Розглянемо особливості ефекту Штарка в атомі водню. Незважаючи на те, що цей атом має просту будову і надзвичайно ретельно вивчений, воднеподібні атоми не перестають привертати увагу дослідників і донині, оскільки дозволяють перевіряти фундаментальні фізичні закони і проводити прецизійні експерименти.

Спочатку обмежимо розгляд лише двома найнижчими рівнями атома водню, для яких головне квантове число $n = 1, 2$.

Основний (найнижчий стаціонарний) стан атома водню не вироджений: для $n = 1$ орбітальне квантове число має лише одне значення $l = 0$ і, відповідно, магнітне квантове число також дорівнює нулю, $m = 0$. Такий стан будемо позначати $1s$.

Другий рівень ($n = 2$) вироджений. Орбітальне квантове число має значення $l = 0, 1$. Крім того, для станів з $l = 1$ різні значення може мати і магнітне квантове число, а саме, $m = -1, 0, 1$. Таким чином, рівню $n = 2$ відповідають чотири можливі комбінації квантових чисел (n, l, m) : $(2, 0, 0)$, $(2, 1, 0)$, $(2, 1, 1)$ та $(2, 1, -1)$. Позначимо ці стани відповідно: $2s$, $2p_0$, $2p_1$, $2p_{-1}$. Таким чином, рівень $n = 2$ є чотирикратно виродженим.

Для розрахунку зміщення рівнів в електричному полі нам знадобляться значення матричних елементів, які зв'язують перелічені вище стани в дипольному наближенні. Ці матричні елементи легко розрахувати, якщо скористатись відомими виразами для відповідних хвильових функцій атома водню:

$$1) \quad \varphi_{100}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-r)$$

$$2) \quad \varphi_{200}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} (2 - r) \exp(-r/2)$$

$$3) \quad \varphi_{21-1}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{8\sqrt{\pi}} r \exp(-r/2) \sin \theta \exp(-i\phi)$$

$$4) \quad \varphi_{21-1}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} r \exp(-r/2) \cos \theta$$

$$5) \quad \varphi_{211}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{8\sqrt{\pi}} r \exp(-r/2) \sin \theta \exp(i\phi)$$

Тут координата r вимірюється в одиницях $r_B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 5.289 \cdot 10^{-11} \text{ м}$ – перший борівський радіус. Перший борівський радіус як одиниця довжини використовується в системі одиниць Хартрі (D. Hartree). До речі, у цій системі одиниця енергії вводиться як e^2/r_B і відповідає подвійному значенню константи Ридберга, близько 27.2 еВ.

Результати розрахунків матричних елементів наведено нижче:

$$V_{13} \sim \int (\varphi_{100})^* z \varphi_{210} d\tau = 0.745, \text{ зв'язує стани } 2p_0-1s,$$

$$V_{23} \sim \int (\varphi_{200})^* z \varphi_{210} d\tau = -3, \text{ зв'язує стани } 2p_0-2s,$$

де $z = r \cos \theta$, $d\tau = r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi$ – елемент об'єму в сферичній системі координат. Усі інші матричні елементи, які зв'язують розглядувані у даному прикладі стани атома водню, дорівнюють нулю.

Таким чином, ми дійшли висновку, що у дипольному наближенні основний внесок дають лише ті матричні елементи, які зв'язують стан $2p_0$ з s-станами рівнів 1 та 2. Отже, якщо обмежитись розглядом лише двох рівнів – 1 та 2 – то розрахована картина штарківського розщеплення буде неповною. Можна очікувати, що стан $3s$ сусіднього рівня $n=3$ також буде чинити суттєвий вплив на розщеплення рівня $n=2$. Отже, додатково врахуємо у наших розрахунках стан $3s$ з наступною хвильовою функцією

$$6) \quad \varphi_{300}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{81\sqrt{3}\pi} (27 - 18r + 2r^2) \exp(-r/3).$$

Можна отримати, що відповідний ненульовий матричний елемент дорівнює

$$V_{63} \sim \int (\varphi_{300})^* z \varphi_{210} d\tau = 0.542.$$

Позначимо енергію рівнів з $n=1,2,3$ відповідно $E_1^0 \approx -13.6$ еВ, $E_2^0 \approx -3.4$ еВ та $E_3^0 \approx -1.51$ еВ і запишемо рівняння (1.15) наступним чином

$$\begin{vmatrix} E - E_1^0 & 0 & -V_{13} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E - E_2^0 & -V_{23} & 0 & 0 & 0 \\ -V_{31} & -V_{32} & E - E_2^0 & 0 & 0 & -V_{36} \\ 0 & 0 & 0 & E - E_2^0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & E - E_2^0 & 0 \\ 0 & 0 & -V_{63} & 0 & 0 & E - E_3^0 \end{vmatrix} = 0. \quad (1.43)$$

Результат чисельного розв'язку рівняння (1.43) наведено на рис.8 та 9. З рисунків видно, що вироджений рівень $n=2$ в електричному полі розщеплюється на три компоненти. Величина розщеплення пропорційна напруженості поля у першому степені, тобто в атомі водню спостерігається лінійний ефект Штарка. У той же час рівень $n=1$ в електричному полі зміщується вниз за шкалою енергії, як і повинно бути для основного стану. При цьому зміщення невиродженого

основного рівня є квадратичним по полю. Варто звернути увагу на величину зміщення рівнів $n=1$ та $n=2$ (рис.8,9) – вони відрізняються більше ніж на три порядки. Крім того, як видно з рис.8, центральна компонента розщеплення, позначена $(2p_1, 2p_{-1})$, є двічі виродженою.

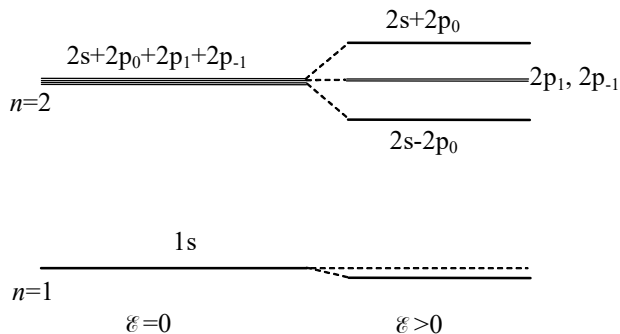


Рис.8. Розщеплення рівнів атома водню $n=1, 2$ в електричному полі.

Як приклад на рис.10 наведено картину штарківського розщеплення рівнів $n=2$ та $n=3$ і зумовлену цим розщепленням структуру лінії H_{α} водню.

Важливим і цікавим аспектом фізики водню і воднеподібних атомів є унікальні властивості високо збуджених атомів у станах поблизу рівня іонізації. Такі стани (і атоми в цих станах) часто називають *ридбергівськими*. У випадку, якщо атом має лише один оптичний електрон (атом водню, лужні атоми, тощо), положення рівнів енергії поблизу границі іонізації описуються простим виразом

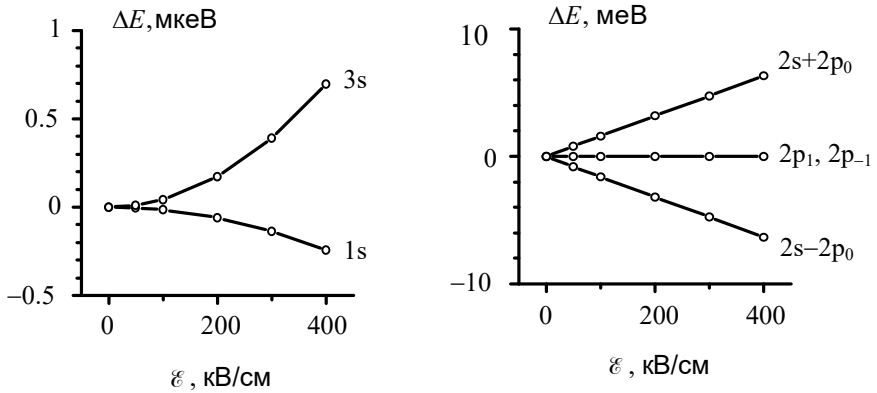


Рис.9. Квадратичний та лінійний ефект Штарка в атомі водню (результати розрахунків).

$$E_n^0 = -\frac{R}{(n^*)^2} \quad (1.44)$$

де R – стала Ридберга, n^* – головне ефективне квантове число. Для атома водню $n^* = n$. Для лужних атомів $n^* = n - \Delta$, де Δ – поправка (так званий квантовий дефект).

Характеристики атомів в ридбергівських станах радикально відрізняються від характеристик слабо збуджених атомів. Ця різниця зумовлена великими розмірами орбіт високо збуджених електронів. Дійсно, радіус борівської орбіти, як відомо, при збудженні атома збільшується пропорційно квадрату головного квантового числа, $r_B n^2$.

При $n^* = 85$ розміри атома сягають одного мікрометра! Як для атома – це дуже великий розмір. Варто лише уявити: атом розмірами з мікрочастинку!

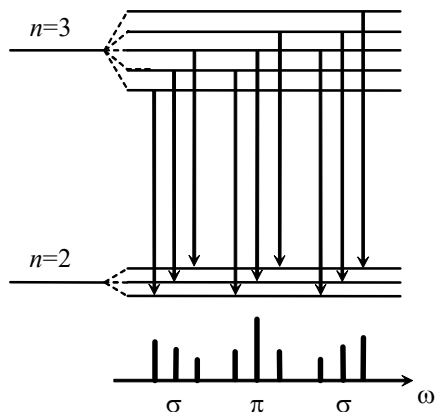


Рис.10. Структура лінії H_α водню в електричному полі.

Як відомо, у зовнішньому електричному полі кулонівська потенціальна яма змінює свою форму, як це наближено зображено у перерізі на рис.11. Завдяки перекосу ями у полі, електрон, який опиняється на високо збудженому рівні, має можливість вийти зі складу атома за механізмом тунельного ефекту. Більше того, для заданої величини напруженості зовнішнього поля, починаючи з певного критичного значення квантового числа $n_{кр}$, зв'язані електронні стани в атомі стають неможливими. Відомо, що критичне значення електричного поля, при якому зникає потенціальний бар'єр для атомного електрона, дорівнює $\mathcal{E}_{ат}/16n^4$.

При $n = 10$ це поле на п'ять порядків менше внутрішньоатомного поля $\mathcal{E}_{ат}$. При $n = 15$ атом іонізується зовнішнім полем напруженістю всього 10 кВ/см. При $n = 20$ енергія зв'язку оптичного електрона в атомі зрівнюється з тепловою енергією при нормальних умовах.

Електрон на орбіті великого радіуса дуже чутливий до зовнішніх полів. Так, коефіцієнт для лінійного ефекту Штарка (коефіцієнт пропорційності між штарківським розщепленням і напруженістю

електричного поля) зростає як $(n^*)^2$. Отже, зсув високо розташованих атомних рівнів в електричному полі може бути дуже великим. Наприклад, на експерименті спостерігались штарківські зсуви порядку 40 см^{-1} для високо збудженого атома натрію в полях до 3 кВ/см .

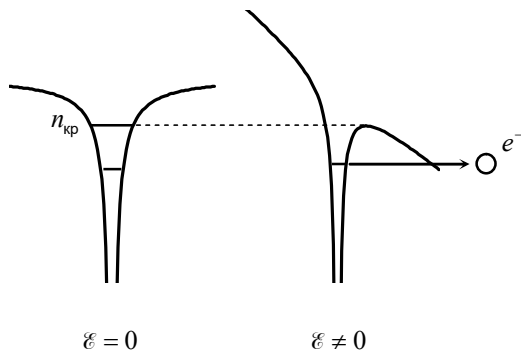


Рис.11. Деформація кулонівської потенціальної ями у зовнішньому електричному полі.

Завдяки своїм унікальним властивостям, ридбергівські атоми привертають увагу багатьох дослідників. В лабораторних умовах вдається навіть виготовляти конденсовану речовину, яка складається з високо збуджених ридбергівських атомів. Її називають ридбергівською речовиною. Ця речовина, хоч і недовго існує, але має унікальні властивості: високу електропровідність (як у металів) і низьку густину (як у розріджених газів).

9. Експериментальні спостереження статичного ефекту Штарка

Величину напруженості електричного поля, яке утримує електрон в атомі, легко оцінити, наприклад, за законом Кулона

$\mathcal{E}_{\text{ат}} \sim e/r_{\text{в}} \sim 5 \cdot 10^9 \text{ В/см}$. Статичні електричні поля такої високої напруженості недосяжні для експериментаторів. Але для спостереження ефекту Штарка такі високі значення напруженості поля і не потрібні, адже нема потреби досягати змін енергії атома в полі порядку самої енергії зв'язку електрона в атомі. Потрібно лише, щоб зсув рівнів, зумовлений взаємодією атома з полем, перевищував ширину рівня або ширину відповідної спектральної лінії, на якій відбувається спостереження. Досягти такого співвідношення не просто, але цілком можливо. Так, типове значення ширини спектральних ліній в газах, зумовлене доплерівським механізмом розширення, становить близько $\Delta\omega/\omega_0 \sim 10^{-6}$. Зважаючи на сучасний рівень розвитку спектроскопії, це досить значна величина розширення. Як відомо, доплерівське розширення – це основний ворог спектроскопії високої роздільної здатності. На щастя, у наш час існує ціла низка методів усунення доплерівського розширення (так звані методи внутрішньодоплерівської спектроскопії), які дозволяють отримувати спектральні лінії, ширина яких на декілька порядків вужча за доплерівську ширину. Найпростіший з цих методів – метод атомного пучка. Існують і більш складні, але ефективні методи усунення доплерівського розширення, які ґрунтуються на нелінійно-оптичних властивостях газів. Таким чином, стає можливим спостерігати ефект Штарка в полях, значно менших за внутрішньоатомне поле.

9.1. Перші експериментальні методики

Спрощену схему експериментальної установки Й. Штарка 1913 року наведено на рис.12. У газовому розряді між катодом К і анодом А виникають каналові промені, які крізь отвори у катоді проходять у проміжок між катодом і електродом F. До складу каналових променів входять атоми водню, які випромінюють світіння. У проміжку між електродами К–F створюється електричне поле з високою напруженістю, до 10^2 кВ/см . Світіння атомів водню у цьому проміжку аналізується за допомогою спектрального приладу (спектрограф на схемі не показаний, а напрямок спостереження позначений стрілкою). На

такій установці Й. Штарк спостерігав розщеплення спектральних ліній серії Бальмера атомів водню у видимій області спектру (H_β , 486.1 нм, та H_γ , 434.1 нм). Згідно зі спостереженнями Й. Штарка, величина розщеплення була прямо пропорційна напруженості поля. Кількість компонент розщеплення була різною для різних ліній. Пізніше Й. Штарк створив нову конструкцію газорозрядної трубки, яка дозволила дослідити спектри світіння, яке випромінюється у напрямку уздовж ліній напруженості поля.



Рис.12. Газорозрядна трубка, сконструйована Й. Штарком для спостереження розщеплення спектральних ліній водню в електричному полі. А – анод, К – катод, F – електрод з отворами. Напрямок спостереження позначений стрілкою.

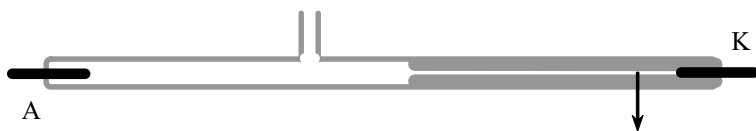


Рис.13. Газорозрядна трубка, сконструйована А. Ло Сурдо. А – анод, К – катод. Напрямок спостереження позначений стрілкою.

А. Ло Сурдо використовував в своїх експериментах газорозрядну трубку іншої конструкції (рис.13). Він досліджував світіння газу, яке

виникає в тонкому капілярі на ділянці поблизу катоду. На тлі яскравого світіння основного стовпу розряду ділянка біля катоду видається темною, але саме тут відбувається збудження нейтральних атомів електронами, які ще не встигли досягти енергії, достатньої для іонізації атомів. Крім того, напруженість електричного поля у газовому розряді досягає максимального значення саме у прикатодній ділянці (відоме катодне падіння потенціалу). За допомогою такої газорозрядної трубки (рис.13) А. Ло Сурдо спостерігав розщеплення спектральних ліній водню у спектрі світіння з прикатодної ділянки розряду. Запропонований А. Ло Сурдо метод спостереження з використанням довгої тонкої розрядної трубки виявився вдалим і в подальшому використовувався і іншими дослідниками, у тому числі Й. Штарком.

Класичні емісійні методи спостереження розщеплення спектральних ліній в електричному полі газового розряду мають свої переваги і недоліки. Вони добре розвинені, як експериментально, так і теоретично. Техніка експерименту відносно нескладна. До недоліків емісійних методів можна віднести обмежене просторове і часове розділення, вплив доплерівського розширення та розширення внаслідок зіткнень, а також наявність «темних» ділянок у газовому розряді.

Варто також зазначити, що класичний метод дослідження ефекту Штарка, який полягає у спостереженні розщеплення ліній в спектрі світіння газу в електричному полі, не втрачає свого значення в астрофізиці, де відсутня можливість застосовувати активні методи діагностики.

9.2. Метод атомного пучка

Щойно розглянуті експериментальні методики дослідження ефекту Штарка потерпають від доплерівського розширення. Значне доплерівське розширення спектральних ліній суттєво обмежує можливості спостереження квадратичного ефекту Штарка, для якого характерні малі значення розщеплення ліній. Подальше удосконалення техніки експериментів пішло по шляху внутрішньодоплерівської

спектроскопії. Одним із перших методів усунення доплерівського розширення спектральних ліній став метод атомного пучка. Цей метод був основним методом внутрішньодоплерівської спектроскопії у той період, коли лазерні джерела світла були недоступні. Принципова схема застосування методу атомного пучка для спостереження ефекту Штарка в атомах натрію наведена на рис.14.

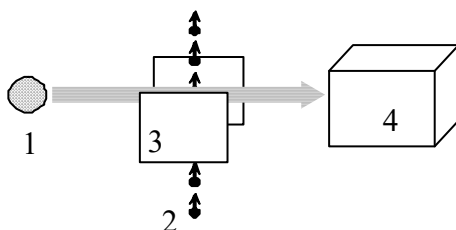


Рис.14. Спрощена принципова блок-схема спостереження ефекту Штарка методом атомного пучка. 1 – натрієва лампа, 2 – пучок атомів натрію, 3 – металеві пластини (конденсатор) для створення електричного поля, 4 – спектрограф.

Світло від натрієвої газорозрядної лампи проходить крізь пучок атомів натрію і потрапляє у спектрограф високої роздільної здатності (наприклад, схрещений з інтерферометром Фабрі-Перо). З усього спектру світіння лампи виділяється лише одна спектральна лінія. Важливо, щоб ця лінія була резонансною, тобто квантові переходи, які відповідають цій спектральній лінії, відбуваються за участі основного стану атомів. Пучок атомів під прямим кутом перетинає світловий пучок в області між пластинами конденсатора, де створене стаціонарне електричне поле. Оскільки атоми у пучку не збуджені, при проходженні світла крізь пучок відбувається поглинання фотонів атомами пучка. При цьому усі атоми мають приблизно однакові (близькі до нуля) проекції швидкості на напрямок поширення світла. Типове значення ширини лінії випромінювання лампи (0.01 нм) приблизно у тридцять разів перевищує ширину лінії поглинання світла атомним пучком (0.0003 нм). Як наслідок,

за відсутності електричного поля, поглинання світла атомами пучка проявляється як вузький провал в центрі спектральної лінії (рис.15, $\mathcal{E} = 0$). При накладанні електричного поля відбувається зсув енергетичних рівнів атомів пучка, і, відповідно, відбувається зсув лінії поглинання на величину $\Delta\omega$, що проявляється як зсув провалу у спектрі, що реєструється спектрометром (рис.15, $\mathcal{E} > 0$). Такий метод дозволяє упевнено реєструвати зміщення ліній поглинання порядку ($10^{-4} \dots 10^{-3}$) нм при напруженості поля до 250 кВ/см.

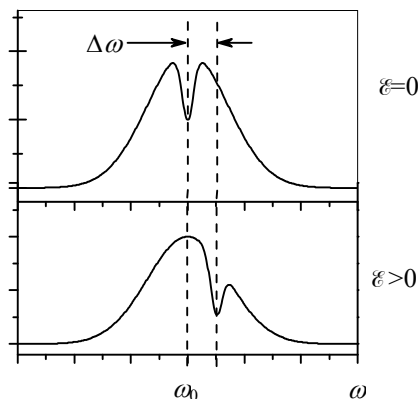


Рис.15. Зміщення лінії поглинання світла атомним пучком в електричному полі.

Ширина провалу у спектрі (рис.15) значною мірою залежить від розкиду значень проекції швидкості атомів на напрямок пучка світла, що у свою чергу залежить від кута розбіжності атомного пучка. Використовуючи атомні пучки з мінімальними кутами розбіжності, метод атомного пучка дозволяє зменшити доплерівське розширення атомних ліній на 1–3 порядки. Відповідно, у стільки ж разів зростають і можливості спостереження малих розщеплень енергетичних рівнів.

9.3. Радіоспектроскопічний метод

Для дослідження тонкої структури основного стану атома, у тому числі структури, зумовленої ефектом Штарка, здавна з успіхом застосовуються радіоспектроскопічні методи. У цих методах реєструється поглинання електромагнітного випромінювання атомами за рахунок переходів між компонентами розщеплення основного стану. Частота відповідного випромінювання знаходиться не в оптичному, а в радіочастотному діапазоні. Дуже важливо, що за роздільною здатністю радіоспектроскопічні методи на три і більше порядків перевершують традиційні оптичні спектральні методи.

Як приклад розглянемо принцип дії радіочастотного спектрографа з атомним пучком, спрощена блок-схема якого наведена на рис.16. Такий спектрограф часто називають атомно-променевою трубкою. Атомний пучок формується шляхом випаровування досліджуваної речовини при її нагріванні. Для цього застосовується піч 1 та діафрагма 2. Далі на шляху атомного пучка встановлені магніти 3 та 4, які створюють сильно неоднорідні магнітні поля з градієнтами, перпендикулярними напрямку атомного пучка. Градієнти поля в магнітах 3 та 4 протилежні за напрямком і однакові за величиною. Після магніту 3 на шляху пучка встановлена діафрагма 5. В області між магнітами 3 та 4 атомний пучок піддається дії статичного однорідного електричного поля $\vec{\mathcal{E}}$ і радіочастотної електромагнітної хвилі. Переходи між компонентами розщеплення основного стану атома відбуваються під дією магнітної складової \vec{H}' цього електромагнітного поля. На виході атомного пучка з магніту 4 розташована діафрагма 6 і детектор атомів 7. Зображена на рис.16 установка є по суті комбінацією класичного метода Штерна-Герлаха і метода радіочастотного резонансу.

Принцип дії спектрографа, наведеного на рис.16, полягає у наступному. Припустимо спочатку, що штарківське електричне поле $\vec{\mathcal{E}}$ і радіочастотне електромагнітне поле \vec{H}' вимкнені. Нехай деякий атом крізь діафрагму 2 влітає у магнітне поле магніту 3. Оскільки поле магніту сильно неоднорідне, на атоми з ненульовим значенням проекції магнітного моменту діє сила з боку поля, величина якої пропорційна добутку проекції магнітного моменту і градієнту поля. Оскільки напрямок

цієї сили перпендикулярний до напрямку атомного пучка, в полі магніту 3 відбувається відхилення атомів від напрямку їх руху на вході у магнітне поле. В результаті через діафрагму 5 пройде не увесь пучок, а лише деякі атоми з підходящими траєкторіями руху. Одна з можливих траєкторій руху атома крізь обидві діафрагми (2 та 5) якраз і наведена на рис.16. Установка від'юстована таким чином, що ті атоми, які пройшли крізь діафрагми 2 та 5, пройдуть також і крізь вихідну діафрагму 6 і потраплять на детектор 7.

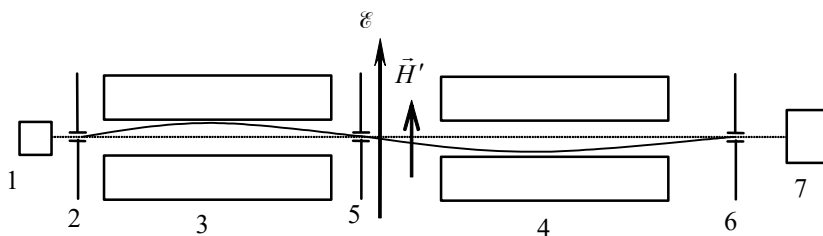


Рис.16. Схема радіочастотного спектрографа з атомним пучком. 1 – пічка, 2,5,6 – діафрагми, 3,4 – магніти, 7 – детектор атомів.

Тепер ввімкнемо електричне поле \vec{E} і радіочастотне магнітне поле \vec{H}' . Відбудеться штарківське розщеплення рівнів. Підберемо частоту поля \vec{H}' так, щоб відбувались переходи між компонентами розщеплення під дією цього поля. За рахунок цього атоми, проходячи крізь поля \vec{E} та \vec{H}' , будуть змінювати значення проекцій своїх магнітних моментів. Такі атоми в подальшому, пролітаючи крізь магніт 4, будуть відхилятися таким чином, що вже не потраплять у вихідну діафрагму 6. Отже, при резонансі радіочастотного поля відбудеться зміна показів детектора атомів 7.

Таким чином, розглянутий спектрограф дозволяє реєструвати переходи між компонентами надтонкої структури основного стану атомів (молекул). Слід зазначити, що розглянутий радіоспектроскопічний метод

призначений не тільки (і не стільки) для дослідження розщеплення енергетичних рівнів в електричному полі. Важливим застосуванням таких спектрографів є вимірювання величин магнітних моментів ядер.

Для цього замість електричного поля \vec{E} застосовують стале однорідне магнітне поле. Зрозуміло, при цьому спостерігається не ефект Штарка, а ефект Зеємана. Крім того, подібний магнітно-резонансний спектрометр застосовується в квантових стандартах частоти і часу. Для цього використовують пучок атомів Cs^{133} з робочим переходом $(F = 4, m_F = 0) \leftrightarrow (F = 3, m_F = 0)$, частота якого слабо залежить від зовнішніх полів (тут F – квантове число повного моменту імпульсу атома, який враховує як момент імпульсу оболонки, так і спин ядра).

Крім розглянутого радіочастотного спектрографа з атомним пучком, існують і інші радіоспектроскопічні методи, у тому числі такі, в яких використовуються досліджувані речовини не у формі пучка атомів, а у конденсованому стані у макроскопічних кількостях. У даному посібнику ми не будемо зупинятись на цих методах, незважаючи на їх широке розповсюдження.

9.4. Метод подвійного радіооптичного резонансу

Метод подвійного радіооптичного резонансу представляє собою видозмінений метод електронного парамагнітного резонансу, у якому радіоспектроскопічні переходи відбуваються між компонентами розщеплення збудженого стану атома, а реєстрація цих переходів відбувається не безпосередньо за поглинанням радіочастотного випромінювання, а непрямим оптичним методом. Метод подвійного радіооптичного резонансу використовує ту обставину, що переходи між компонентами розщеплення збудженого стану суттєво змінюють населеності цих компонент, що відбивається на поляризації резонансної люмінесценції. Саме поляризація резонансної люмінесценції і підлягає вимірюванню у методі подвійного радіооптичного резонансу.

Розглянемо метод подвійного радіооптичного резонансу на прикладі резонансної спектральної лінії, яка виникає внаслідок переходів $^3\text{P}_1 \leftrightarrow ^1\text{S}_0$ в атомах з двома електронами на зовнішній оболонці

(наприклад, в атомах ртуті). На рис.17 зображено відповідні енергетичні рівні і їх розщеплення в магнітному ($B \neq 0$) і електричному ($\mathcal{E} \neq 0$) полях. Спрямуємо магнітне поле B уздовж вісі z (рис.18). У цьому полі відбувається зєєманівське розщеплення рівня 3P_1 на три компоненти відповідно до трьох значень проекції вектора повного моменту імпульсу електронної оболонки (оскільки магнітне квантове число набуває значень $m_J = 0, \pm 1$). Основний стан 1S_0 у магнітному полі не розщеплюється, оскільки у цьому стані повний момент імпульсу оболонки дорівнює нулю.

Застосуємо метод фотозбудження резонансної люмінесценції атомного ансамблю атомів ртуті на переході $^3P_1 \leftrightarrow ^1S_0$. Нехай збуджувальне світло спрямоване уздовж вісі y , і поляризація цього випромінювання є лінійною з напрямком електричного вектора \mathcal{E}_z уздовж вісі z (рис.18). Незважаючи на те, що компоненти розщеплення збудженого стану розташовані дуже щільно і спектрально не розділяються, при збудженні лінійно поляризованим світлом переходи з рівня 1S_0 відбуваються не на усі компоненти розщеплення рівня 3P_1 разом, а лише на центральну компоненту з $m_J = 0$. При цьому населеність інших двох компонент з $m_J = \pm 1$ залишається практично нульовою. Виберемо напрямок спостереження резонансної люмінесценції у напрямку вісі x (рис.18). В такому випадку випромінювання люмінесценції буде лінійно поляризоване у напрямку z , що відповідає переходу π на рис.17.

Крім сталого магнітного поля \vec{B} , у якому знаходяться досліджувані атоми, на атомний ансамбль додатково спрямовують електромагнітну хвилю, частота якої підбирається такою, щоб під її дією відбувались переходи між компонентами розщеплення $m_J = 0, \pm 1$ рівня 3P_1 . Відповідні переходи є дозволеними у магніто-дипольному наближенні; напруженість магнітного поля цієї радіочастотної хвилі на рис.18 позначена \vec{H}' .

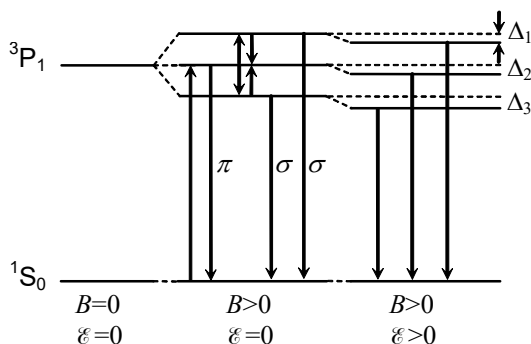


Рис.17. Схема розщеплення рівнів атома ртуті в електричному і магнітному полі.

У класичному методі електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) реєструють поглинання радіочастотного випромінювання за рахунок магніто-дипольних переходів між компонентами розщеплення основного енергетичного рівня у магнітному полі. Розглянута вище ситуація відрізняється від класичного ЕПР тим, що під дією радіочастотного випромінювання відбуваються переходи між компонентами розщеплення не основного, а збудженого стану атома. Зареєструвати такі переходи безпосередньо по ослабленню радіочастотного випромінювання дуже важко, оскільки населеності збуджених станів за звичайних умов експериментів значно менші за населеність основного стану.

Таким чином, внаслідок переходів з рівня $m_J = 0$ на рівні $m_J = \pm 1$ під дією резонансного радіочастотного поля відбувається вирівнювання населеностей компонент розщеплення збудженого стану 3P_1 . Як наслідок, спостережувана на експерименті резонансна люмінесценція буде включати переходи з усіх трьох рівнів $m_J = 0, \pm 1$ на рівень 1S_0 (переходи π та σ на рис.17). При цьому усі ці три компоненти резонансної люмінесценції спектрально практично не розділені, оскільки величина розщеплення може бути такого ж порядку,

як доплерівське розширення спектральної лінії $^3P_1 \leftrightarrow ^1S_0$. Проте у зазначених трьох компонент резонансної люмінесценції є суттєва відмінність: при спостереженні уздовж вісі x компоненти світіння σ мають y -поляризацію, у той час як π -компонента поляризована уздовж z . Отже, якщо має місце резонанс між частотою зовнішнього радіочастотного поля і частотою переходу між компонентами розщеплення, повинна спостерігатись деполаризація резонансної люмінесценції. Таким чином, провівши вимірювання інтенсивності резонансної люмінесценції при двох взаємно перпендикулярних положеннях аналізатора 4 (рис.18), можна визначити ступінь поляризації світіння, і, відповідно, зареєструвати факт переходів між компонентами розщеплення. Іншими словами, ми фактично отримуємо метод електронного парамагнітного резонансу у збудженому стані з оптичною реєстрацією.

Тепер розглянемо, до чого призведе накладання сталого електричного поля на досліджуваний ансамбль атомів. Нехай напруженість цього електричного поля \mathcal{E} спрямована уздовж вісі z на рис.18. В електричному полі відбудеться зміщення енергетичних рівнів атомів. У збудженому стані компоненти $m_j = 0, \pm 1$ в електричному полі зміщуються на різні відстані. Як наслідок, при накладанні електричного поля відбудеться зміна частоти спостережуваного радіочастотного резонансу. Таким чином, порівнюючи результати вимірювань в комбінації електричного і магнітного полів з результатами вимірювань тільки в магнітному полі, можна відокремити вплив електричного поля на положення енергетичних рівнів атомів досліджуваного газу.

Метод подвійного радіооптичного резонансу дозволяє спостерігати штатківські зміщення, величина яких такого ж порядку, як і природна ширина енергетичних рівнів, яка за звичайних умов значно менша за величину доплерівського розширення. При цьому доплерівське розширення не впливає на результати вимірювань, тобто розглянутий метод є одним з методів внутрішньодопплерівської спектроскопії.

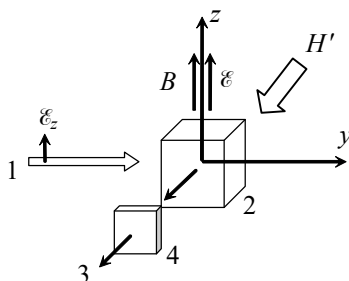


Рис.18. Схема експерименту для спостереження подвійного радіооптичного резонансу. 1 – збуджувальне світло, 2 – досліджуваний газ, 3 – світло резонансної люмінесценції, 4 – аналізатор.

9.5. Спектроскопія перетину рівнів і биття

9.5.1. Інтерференція атомних станів

Розглянемо атом, який має три стаціонарні стани (рис.19-а): основний (рівень 1) і два збуджених (рівні 2 та 3). Припустимо, що рівні 2 та 3 розширені внаслідок скінченного часу життя у цих збуджених станах. Зі співвідношення невизначеностей енергія-час впливає, що енергетичні рівні зі скінченними часами життя повинні бути розширені, причому величина розширення обернено пропорційна часу життя. Позначимо відповідні розширення рівнів 2 та 3 на рис.19 літерою Γ . Це буде так звана радіаційна ширина рівня.

Спочатку проаналізуємо випадок, зображений на рис.19-а, коли відстань між рівнями ΔE перевищує ширину рівнів Γ . Вмістимо атом у поле лазерної хвилі, частота якої ω_L збігається з частотою переходу ω_{12} між рівнями 1 та 2. При такому фотозбудженні буде спостерігатись резонансна люмінесценція, зумовлена зворотними спонтанними переходами з рівня 2 на рівень 1.

Процес фотозбудження резонансної люмінесценції між станами 1 та 2 (рис.19-а) можна представити і з точки зору класичної (не

квантової) фізики. Представимо трирівневий атом як сукупність двох класичних осциляторів з частотами власних коливань ω_{12} та ω_{13} . Опромінення лазерним випромінюванням, частота якого ω_L знаходиться у резонансі з частотою першого осцилятора ω_{12} , призводить до його розгойдування, тоді як другий осцилятор (з власною частотою ω_{13}) залишається незбудженим. При цьому перший осцилятор випромінює електромагнітну хвилю, яка відповідає резонансній люмінесценції.

Повертаючись до квантово-механічної моделі, відповідно до принципу суперпозиції станів, процес збудження резонансної люмінесценції атома можна представити як перехід атома зі стаціонарного стану ψ_1^0 у суперпозиційний (або змішаний) стан $(a_1\psi_1^0 + a_2\psi_2^0)$ під дією електромагнітного випромінювання. Можна сказати, що зазначений суперпозиційний стан утворений стаціонарними станами 1 та 2, які змішуються внаслідок дії зовнішнього електромагнітного поля. Слід відмітити, що хвильова функція третього стаціонарного стану ψ_3^0 до суперпозиції не увійшла, оскільки частота переходу ω_{13} не збігається з частотою електромагнітної хвилі ω_L . Можна переконатись, що у суперпозиційному стані $(a_1\psi_1^0 + a_2\psi_2^0)$ атом має осцилюючий дипольний момент, величину якого можна знайти, скориставшись наступним виразом

$$\langle p \rangle = \int (a_1\psi_1^0 + a_2\psi_2^0)^* \hat{p} (a_1\psi_1^0 + a_2\psi_2^0) d\tau . \quad (1.45)$$

Для хвильових функцій стаціонарних станів можна використати відомий вираз

$$\psi_n^0 = \varphi_n^0 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_n^0 t\right),$$

де φ_n^0 - власні функції оператора Гамільтона. Тоді з (1.45) випливає

$$\langle p \rangle = a_1^* a_2 p_{12} \exp\left[-\frac{i}{\hbar} (E_2^0 - E_1^0) t\right] + a_2^* a_1 p_{21} \exp\left[\frac{i}{\hbar} (E_2^0 - E_1^0) t\right],$$

де p_{mn} - матричні елементи оператора дипольного моменту. Останній отриманий вираз свідчить, що у суперпозиційному стані $(a_1\psi_1^0 + a_2\psi_2^0)$ атом має дипольний момент, який осцилює на частоті переходу $\omega_{12} = (E_2^0 - E_1^0)\hbar^{-1}$ між станами, які входять у суперпозицію. Цей осцилюючий дипольний момент і зумовлює появу резонансної люмінесценції атома.

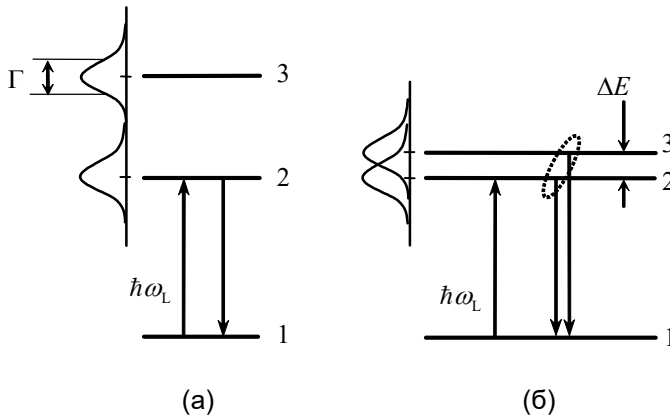


Рис.19. Резонансна люмінесценція трирівневого атома. (а) – відстань між рівнями 2 та 3 значно перевищує ширину рівнів Γ ; (б) – відстань між рівнями 2 та 3 одного порядку з шириною рівнів.

Тепер розглянемо ситуацію, коли відстань між рівнями 2 та 3 у трирівневому атомі такого ж порядку, як ширина рівнів, $\Delta E \approx \Gamma$ (рис.19-б). При опроміненні такого атома лазерним випромінюванням з частотою ω_L , відповідно до класичної моделі, будуть розгойдуватись обидва осцилятори. З іншого боку, відповідно до квантово-механічної моделі, таке збудження атома можна представити як утворення суперпозиційного стану $(a_1\psi_1^0 + a_2\psi_2^0 + a_3\psi_3^0)$ за участю усіх трьох

наявних стаціонарних станів. Аналогічно (1.45), отримаємо вираз для дипольного моменту

$$\langle p \rangle = \int \left(a_1 \psi_1^0 + a_2 \psi_2^0 + a_3 \psi_3^0 \right)^* \hat{p} \left(a_1 \psi_1^0 + a_2 \psi_2^0 + a_3 \psi_3^0 \right) d\tau, \quad (1.46)$$

звідки можна отримати, що у дипольному моменті є складові, які осцилюють на частотах переходів між станами 1, 2 та 3, у тому числі такі

$$\langle p \rangle = \dots + a_2^* a_3 p_{23} \exp \left[i(\omega_{13} - \omega_{12})t \right] + \dots \quad (1.47)$$

Важливо, що у виразі для дипольного моменту присутні осциляції на частоті переходу між рівнями 2 та 3. Ця частота дорівнює різниці частот вищезгаданих двох класичних осциляторів, які збуджуються в атомі електромагнітним випромінюванням ω_L . Зазначені осциляції дипольного моменту на частоті $\omega_{32} = (E_3^0 - E_2^0) \hbar^{-1}$ будуть помітні у випромінюванні резонансної люмінесценції як биття, зумовлені *інтерференцією атомних станів*. У наступних параграфах розглядаються типові прояви інтерференції атомних станів на експерименті.

9.5.2. Квантові биття при імпульсному збудженні

Повернемось до схеми рівнів, зображеної на рис.19-б. Для збудження резонансної люмінесценції скористаємось випромінюванням імпульсного лазера з достатньо короткою тривалістю імпульсу. Частоту лазерного світла підберемо так, щоб відбувалось збудження обох атомних осциляторів. Осцилятори, збуджені лазерним імпульсом, будуть випромінювати резонансну люмінесценцію, причому після закінчення лазерного імпульсу інтенсивність свічення буде поступово загасати протягом певного часу. Під час загасання люмінесценції інтерференція атомних станів (осциляторів) залишиться, і цю інтерференцію можна спостерігати на експерименті: на кривій загасання люмінесценції будуть помітні осциляції на різницевій частоті $(\omega_{13} - \omega_{12})$. Ці осциляції отримали назву *квантові биття*. Типову криву загасання люмінесценції атомів з розщепленим збудженим станом наведено на рис.20. Частота, на якій спостерігаються биття, відповідає відстані між компонентами розщеплення збудженого стану. При цьому природа розщеплення

збудженого стану атому може бути різною: розщеплення може бути зумовлене як внутрішньоатомними процесами (наприклад, надтонка структура рівнів), так і взаємодією атома із зовнішніми полями (електричним, магнітним). Квантові биття є потужним методом спектроскопії високої роздільної здатності, придатним для дослідження прихованої структури збуджених станів атомів.

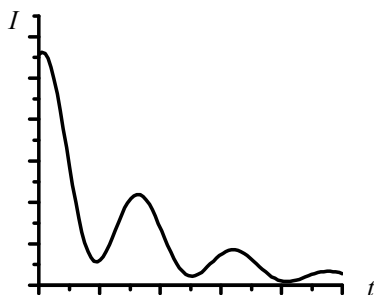


Рис.20. Квантові биття при загасанні резонансної люмінесценції після імпульсного збудження.

9.5.3. Квантові биття при резонансному модульованому збудженні

Як показано у попередньому параграфі, інтерференція атомних станів наочно проявляється як биття в експериментах з кінетики загасання резонансної люмінесценції. Для проведення таких вимірювань потрібні імпульсні джерела збуджуючого випромінювання, причому тривалість заднього фронту імпульсу збудження повинна бути меншою за період досліджуваних осциляцій. У даному параграфі розглянемо іншу експериментальну методику, яка дозволяє зареєструвати інтерференцію атомних станів без використання імпульсної техніки вимірювань.

Повернемось до моделі, зображеної на рис.19-а. Оберемо для збудження резонансної люмінесценції неперервне джерело випромінювання на частоті $\omega_L = \omega_{12}$, що призведе до збудження першого осцилятора, і не збудить другий осцилятор (з частотою ω_{13}). Між джерелом світла і атомним ансамблем встановимо амплітудний модулятор з електричним керуванням, здатний змінювати інтенсивність світла, яке поступає на атомний ансамбль. Подамо на модулятор таку напругу керування, щоб інтенсивність світла на виході змінювалась з часом за законом

$$I_L = I_0 (1 + \eta \cos \Omega t), \quad (1.48)$$

де Ω – частота модуляції, η – глибина модуляції. Якщо підібрати частоту модуляції відповідно до частоти переходу між рівнями 2 та 3

$$\Omega = \omega_{13} - \omega_{12}, \quad (1.49)$$

в атомі буде збуджуватись не тільки осцилятор на частоті $\omega_{12} = \omega_L$, але і другий осцилятор на частоті $\omega_{13} = \omega_L + \Omega$. За таких умов спостерігатиметься зміна інтенсивності та поляризації випромінювання резонансної люмінесценції досліджуваного ансамблю внаслідок інтерференції атомних станів.

На відміну від імпульсної методики спостереження ефектів інтерференції атомних станів, метод модульованого збудження дозволяє при проведенні вимірювань використати технологію синхронного детектування, що покращує відношення сигнал/шум. Крім того, для досягнення резонансу не обов'язково використовувати генератор зі змінною частотою Ω : замість варіювання Ω можна змінювати напруженість зовнішнього електричного поля, аналогічно тому, як це робиться у класичних приладах ядерного магнітного та електронного парамагнітного резонансу.

9.5.4. Інтерференція станів при перетині енергетичних рівнів

Розглянемо трирівневий атом, у якого енергетичні рівні в електричному полі зміщуються і розщеплюються відповідно до рис.21.

Зокрема, при певному значенні напруженості поля відбувається перетин компонент розщеплення рівнів 2 та 3. Якщо при цьому значенні поля опромінити атом світлом, частота якого відповідає переходу, зображеному на рис.21, відбудеться збудження резонансної люмінесценції із залученням обох збуджених станів – 2 та 3. В такому разі внаслідок інтерференції атомних станів відбуватимуться зміни у кутовому розподілі і поляризації випромінювання атомів, що можна зафіксувати на експерименті.

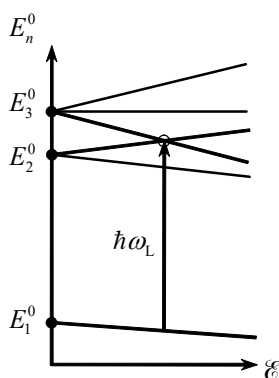


Рис.21. Перетин атомних рівнів в електричному полі.

Розглянуті вище методи інтерференції атомних станів відомі досить давно, вони забезпечують високу роздільну здатність і, незважаючи на деякі недоліки, внесли вагомий внесок у розвиток внутрішньодоплерівської спектроскопії. З часом, внаслідок бурхливого розвитку лазерної техніки, на заміну методам інтерференції атомних станів прийшли методи лазерної спектроскопії високої роздільної здатності, які стисло розглядаються у наступному параграфі.

10. Методи лазерної спектроскопії

Оскільки штарківські розщеплення та зміщення енергетичних рівнів, як правило, малі, для їх дослідження потрібні методи лазерної спектроскопії високої роздільної здатності і методи усунення доплерівського розширення. Ці методи надзвичайно різноманітні. Спільною рисою переважної більшості з них є застосування лазерів із змінною частотою. Лазерна спектроскопія повною мірою використовує усі відомі переваги лазерних джерел світла, зокрема, вузький спектр випромінювання, високу інтенсивність і спрямованість. Завдяки цьому методи лазерної спектроскопії дозволяють досягти унікальних значень спектральної та просторової роздільної здатності та спектральної чутливості. Важливе місце в лазерній спектроскопії високої роздільної здатності займають спеціальні методи, у тому числі нелінійні, наприклад, внутрішньо-резонаторна спектроскопія, спектроскопія нелінійного поглинання, методи багатоступеневого та багатофотонного збудження і фотоіонізації, імпульсні методи нестационарної оптики, тощо. Коротко розглянемо декілька типових прикладів.

10.1. Метод двофотонного поглинання

Розглянемо спрощену схему експерименту (рис.22), яка дозволяє здійснити двофотонне збудження люмінесценції газу з використанням двох зустрічних лазерних пучків. Для збудження люмінесценції атомів використовується лазерне випромінювання, частоту якого можна плавно змінювати в межах доплерівського розширеного контуру резонансної спектральної лінії досліджуваних атомів. За допомогою світлоподільної пластинки 2 (рис.22) лазерний пучок поділяється на два пучки приблизно однакової інтенсивності, які спрямовуються назустріч один одному за допомогою дзеркал 3 та 4. Збудження люмінесценції атомів, які знаходяться у кюветі 5, відбувається за рахунок двофотонного поглинання, тобто одночасного поглинання двох лазерних фотонів, що призводить до заселення

люмінесцентного стану 2 (рис.23). Інтенсивність люмінесценції реєструють фотоприймачем 6.

В процесі вимірювань за схемою, зображеною на рис.22, змінюють частоту лазерного випромінювання ω_L з одночасною реєстрацією інтенсивності люмінесценції I_n . Отриману спектральну залежність $I_n(\omega_L)$ неможна назвати спектром люмінесценції досліджуваних атомів, оскільки у розглянутій схемі не використовуються монохроматори для спектральної селекції люмінесцентного випромінювання. Вимірний спектр $I_n(\omega_L)$ - залежність інтенсивності люмінесценції від частоти світла збудження – називається спектром збудження.

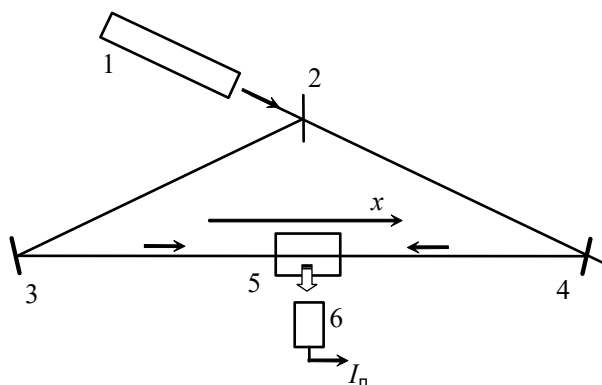


Рис.22. Оптична схема двофотонного збудження люмінесценції зустрічними лазерними пучками. 1 – лазер, 2 – світлоподільна пластинка, 3,4 – дзеркала, 5 – кювета з газом, 6 – фотоприймач.

Спектральна ширина спектра збудження $I_n(\omega_L)$ резонансної люмінесценції газу буде значною мірою визначатись доплерівським механізмом уширення, аналогічно уширенню відповідної спектральної

лінії поглинання. Якщо у схемі, наведеній на рис.22, перекрити один з двох зустрічних лазерних пучків (наприклад, правий), створяться умови для двофотонного поглинання виключно попутних фотонів. В такому випадку в результаті вимірів отримаємо спектр $I_n(\omega_L)$, який представляє собою доплерівськи уширену спектральну лінію з максимумом на частоті переходу ω_0 (рис.24-а). Уширення цієї спектральної лінії є неоднорідним, оскільки різні частини спектра формуються різними атомами. При фіксованій частоті лазера ω_L поглинання відбувається групою атомів з однаковими проекціями швидкості V_n на напрямок лазерного пучка (на напрямок вісі x на рис.22), для яких виконується умова

$$2\omega_L = \omega_0 \left(1 + \frac{V_n}{c} \right). \quad (1.50)$$

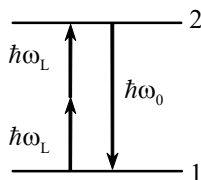


Рис.23. Схема переходів двофотонного збудження люмінесценції атомів.

Більш цікавий результат можна отримати, якщо лазерні пучки не перекривати, а одночасно спрямувати на кювету з газом. В такому випадку в результаті вимірювань буде отриманий спектр $I_n(\omega_L)$, який на схилах збігається зі спектром, наведеним на рис.24-а (з множителем 2), але в зоні максимуму має вузький пік (рис.24-б). Саме цей вузький пік становить найбільший інтерес, оскільки його ширина значно менша за доплерівську ширину досліджуваної спектральної лінії.

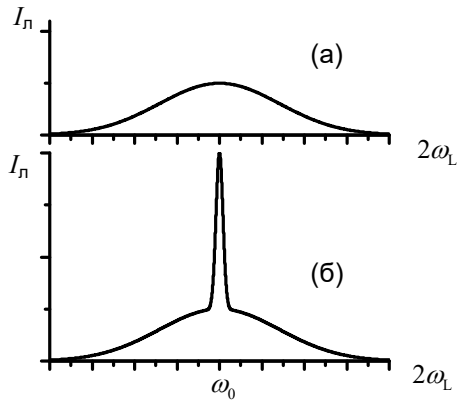


Рис.24. Спектри двофотонного збудження люмінесценції атомів. (а) – один лазерний пучок, (б) – два зустрічні пучки.

Виникнення вузького піку на тлі широкого доплерівського п'єдесталу зумовлене одночасним поглинанням двійки фотонів із зустрічних лазерних пучків. Виявляється, двофотонне поглинання двох зустрічних фотонів можливе лише в області поблизу максимуму спектральної лінії ω_0 , і не можливе на схилах лінії. Дійсно, для атома з певним значенням проекції швидкості з урахуванням ефекту Доплера умову резонансного поглинання двох зустрічних фотонів можна представити

$$\hbar\omega_0 = \hbar(\omega_L + \delta\omega) + \hbar(\omega_L - \delta\omega) = 2\hbar\omega_L, \quad (1.51)$$

де величина $\delta\omega$ визначається ефектом Доплера згідно з виразом

$$\delta\omega = \omega_L \frac{V_n}{c}.$$

Очевидно, з (1.51) впливає умова резонансного поглинання двох зустрічних фотонів

$$\hbar\omega_0 = 2\hbar\omega_L. \quad (1.52)$$

Важливо, що вираз (1.52) не містить величину $\delta\omega$, тобто поглинання відбувається незалежно від проекції швидкості V_n . Відповідно, в області максимуму спектральної лінії ($\omega_0 = 2\omega_L$) двофотонне поглинання зустрічних фотонів здійснюється усіма атомами ансамблю, а не тільки групою атомів з нульовими значеннями V_n . Як наслідок, на частоті $\omega_0 = 2\omega_L$ по центру спектральної лінії виникає вузький пік над доплерівським п'єдесталом (рис.24-б).

Розглянутий метод спектроскопії двофотонного збудження набув популярності ще з сімдесятих років минулого сторіччя. Даний метод забезпечує високу роздільну здатність з усуненням доплерівського уширення спектральних ліній. Метод добре зарекомендував себе у дослідженнях тонкої і надтонкої структури спектральних ліній в газах, у тому числі зумовленої зовнішніми полями.

У розглянутого методу є один очевидний недолік – наявність доплерівського п'єдесталу. За час, що минув після винаходу, було розроблено декілька удосконалених варіантів цього методу, у яких внесок п'єдесталу вдалось суттєво зменшити. Наприклад, з урахуванням правил відбору для двофотонних переходів, доплерівський п'єдестал можна усунути завдяки використанню колової поляризації лазерного випромінювання. Ще один відомий приклад модифікації методу двофотонного поглинання з усуненням доплерівського п'єдесталу – використання двох зустрічних лазерних пучків з незначною частотною розбіжністю – у такому випадку імовірність поглинання двох попутних фотонів суттєво зменшується.

Варто також звернути увагу на наступну обставину, яка є характерною для багатьох різних методів двофотонного поглинання. Двофотонне поглинання дозволяє перевести досліджуваний об'єкт у високо збуджений стан, енергія якого відповідає умові $E_2 - E_1 = 2\hbar\omega_L$. В принципі для збудження цього стану можна використати методи однофотонного поглинання $E_2 - E_1 = \hbar\omega_0$, але при цьому частота фотонів ω_0 може знаходитись у «незручному» для експериментаторів діапазоні ультрафіолетового випромінювання.

Висока селективність лазерних методів дозволяє здійснювати переходи за участі атомних рівнів з великими значеннями головного квантового числа. Як уже відзначалось, ридбергівські атоми більш чутливі до електричного поля, що створює сприятливі умови для спостереження ефекту Штарка. Але існує одна проблема – такі переходи припадають на УФ та ВУФ області спектру, де відсутні підходящі лазерні джерела.

Зазначену вище проблему можна подолати одночасним застосуванням методів багатофотонного та каскадного збудження. Досліджуваний об'єкт піддають опроміненню декількома лазерними пучками з ретельно підібраними частотами. Як наслідок, в одному і тому ж атомі здійснюють послідовність квантових переходів між високо збудженими станами. Зрозуміло, що ці переходи потрібно реалізувати за час, менший тривалості життя атома у збудженому стані. Техніка таких вимірювань досить складна, але такі методи відкривають нові можливості для цілеспрямованих досліджень атомів у високо збуджених станах з високою роздільною здатністю. Розгляд таких методів виходить за рамки даного посібника.

10.2. Когерентна штарківська спектроскопія чотиривхвильового змішування

У нелінійній оптиці поляризацію \vec{P} середовища часто подають у вигляді

$$\vec{P} = \alpha(\mathcal{E}) \cdot \vec{\mathcal{E}} \quad (1.53)$$

Тут \mathcal{E} – напруженість зовнішнього електричного поля (у тому числі поля оптичної частоти), α – діелектрична сприйнятливість середовища. В лінійних середовищах α не залежить від напруженості зовнішнього поля. В нелінійних середовищах ця залежність є принципово важливою, і її часто подають у вигляді ряду по степенях напруженості поля

$$\vec{P} = \chi^{(1)} \cdot \vec{\mathcal{E}} + \chi^{(2)} : \vec{\mathcal{E}}\vec{\mathcal{E}} + \chi^{(3)} : \vec{\mathcal{E}}\vec{\mathcal{E}}\vec{\mathcal{E}} + \dots \quad (1.54)$$

де $\chi^{(1)}$ – лінійна сприйнятливість, а $\chi^{(2)}$ та $\chi^{(3)}$ – відповідно квадратична та кубічна нелінійна сприйнятливість. Нагадаємо, у виразах

(1.53) та (1.54) застосовано так звану скорочену умовно–векторну форму запису тензорних співвідношень, оскільки як α , так і $\chi^{(n)}$ – це тензорні величини. Так, $\chi^{(3)}$ – тензор нелінійної сприйнятливості, який має 81 компоненту, причому у загальному випадку ці компоненти можуть бути комплексними функціями частот.

У нелінійній оптиці добре відомі процеси, які називаються *процесами чотирехвильового змішування*. Суть таких процесів полягає у наступному. Розглянемо чотири оптичні хвилі, $\vec{\epsilon}_{1,\dots,4}$, на частотах $\omega_{1,\dots,4}$, які поширюються у середовищі. Припустимо, що розглядуване середовище характеризується кубічною нелінійністю. Завдяки взаємодії з середовищем, згадані чотири хвилі будуть трансформуватись і обмінюватись енергією одна з одною. Нехай, наприклад, нас буде цікавити хвиля $\vec{\epsilon}_4$, яка народжується в середовищі. Нелінійна поляризація на частоті четвертої хвилі у кубічно-нелінійному середовищі у загальному випадку має вигляд

$$\vec{P}_4(\omega_4) = \chi^{(3)}(\omega_4 = \pm\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3) : \vec{\epsilon}_1(\omega_1) \vec{\epsilon}_2(\omega_2) \vec{\epsilon}_3(\omega_3). \quad (1.55)$$

Згідно з (1.55), поляризація на частоті ω_4 визначається напруженостями полів $\vec{\epsilon}_{1,2,3}$. У свою чергу, кожна з хвиль 1–3 залежить від двох інших хвиль і від хвилі 4. Таким чином, відбувається змішування чотирьох хвиль через посередництво нелінійного середовища.

Яскравим прикладом процесів чотирехвильового змішування є так зване КАРС – *когерентне антистоксове розсіяння світла*. Метод КАРС добре відомий і застосовується у лазерній спектроскопії. Іноді його називають АСКР – активна спектроскопія комбінаційного розсіяння. Взаємодію чотирьох хвиль з нелінійним середовищем у методі КАРС можна представити схемою, зображеною на рис.25. Пунктиром на рисунку позначені суперпозиційні стани. Відповідно до рис.25, нелінійна поляризація на частоті розсіяної хвилі може бути представлена таким виразом

$$\vec{P}_4(\omega_4) = \chi^{(3)}(\omega_4 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3) : \vec{\epsilon}_1(\omega_1) \vec{\epsilon}_2^*(\omega_2) \vec{\epsilon}_3(\omega_3). \quad (1.56)$$

На практиці, як правило, використовують вироджений процес (1.56), у якому в якості хвиль 1 та 3 виступає один і той же лазерний пучок.

Метод когерентної штарківської спектроскопії чотирихвильового змішування ґрунтується на загальній схемі (1.56), якщо в якості полів $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ використати два лазерні пучки на частотах ω_1, ω_2 , а в якості поля \mathcal{E}_3 – постійне електричне поле. Очевидно, при цьому у виразі (1.56) слід врахувати $\omega_3 = 0$, а саме

$$\vec{P}_4(\omega_4) = \chi^{(3)}(\omega_4 = \omega_1 - 0 + \omega_3) : \vec{\mathcal{E}}_1(\omega_1) \vec{\mathcal{E}}_2^*(\omega_2) \vec{\mathcal{E}}_3(0). \quad (1.57)$$

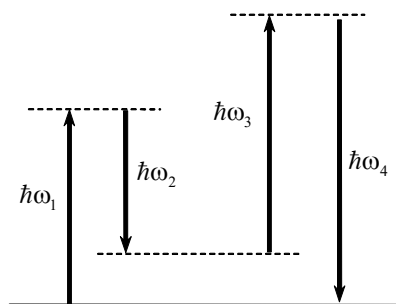


Рис.25. Схема КАРС.

Нагадаємо, що в (1.57) вираз в дужках $(\omega_4 = \omega_1 - 0 + \omega_3)$ не є алгебраїчною сумою частот, а представляє собою спеціальну форму запису частотних аргументів компонент тензора $\chi_{ijkl}^{(3)}$, які є функціями частот.

Відповідно до виразу (1.57), метод когерентної штарківської спектроскопії чотирихвильового змішування можна представити такою схемою (рис.26). Схема, зображена на рис.26, відрізняється від схеми КАРС (рис.25) тим, що стрілка ω_3 має нульову довжину. У виразку рис.26, так само, як і в методі КАРС, генерується хвиля $\mathcal{E}_4(\omega_4)$. Тільки, на відміну від КАРС, у методі когерентної штарківської спектроскопії

частота ω_4 дорівнює частоті комбінаційно–активного коливання, тобто генерується інфрачервоне випромінювання. За відсутності штарківського поля \mathcal{E}_3 випромінювальний перехід $2 \rightarrow 1$ (рис.26) заборонений з міркувань парності (як перехід в межах одного електронного стану). При наявності поля \mathcal{E}_3 до комбінуючих станів 1 та 2 «підмішуються» інші електронні стани з іншою парністю, що призводить до зняття заборони і до появи розсіяного випромінювання на частоті ω_4 .

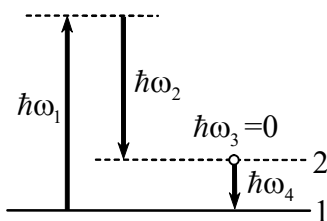


Рис.26. Схема когерентної штарківської спектроскопії чотирехвильового змішування.

10.3. Загасання вільної поляризації в штарківському полі

Звернемось до класичної моделі опису випромінювання світла атомними системами. Згідно з цією моделлю, атом можна представити як осцилюючий дипольний момент

$$p = p_0 \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (1.58)$$

який випромінює світло на частоті осциляцій ω_0 . Оскільки диполь втрачає енергію за рахунок випромінювання, амплітуда осциляцій зменшується з часом – відбувається так зване радіаційне загасання, що можна представити наступним чином

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (1.59)$$

У виразі (1.59) для характеризувannya швидкості загасання уведено величину T_1 , яка представляє собою час життя диполя. Якщо користуватись іншою моделлю – кінетичними рівняннями для населеностей енергетичних рівнів – то величина T_1 збігається з часом життя атома у збудженому стані. Фізичні процеси, які призводять до загасання амплітуди дипольного моменту (або до загасання населеності збудженого стану), називають *повздовжньою релаксацією*. Одним з можливих фізичних механізмів повздовжньої релаксації є спонтанне випромінювання атомів.

Варто звернути увагу на наступну обставину. У класичній моделі атома–диполя у виразі (1.59) міститься доданок, позначений φ . У найпростішому випадку це стала величина - початкова фаза коливань. У більш загальному випадку цей доданок може залежати від часу, що зумовлено зовнішніми чинниками, які діють на осцилятор. Розглянемо два приклади фізичних процесів, які впливають на величину φ .

Першим чинником, який суттєво змінює фазу коливань φ є міжатомні зіткнення. В атомному ансамблі часто відбуваються зіткнення атомів один з іншим, які не супроводжуються обміном енергією між атомами. Якщо до зіткнення один з атомів знаходився у збудженому стані (тобто представляв собою осцилюючий диполь), то результат такого зіткнення можна наближено представити як раптову зміну φ у виразі (1.59) в момент зіткнення. Величина зміни φ в кожному окремому акті зіткнення є випадковою. Якщо середній час життя атома між зіткненнями менший за час життя диполя T_1 , то випромінювання такого диполя можна представити як випромінювання послідовності цугів (фрагментів синусоїд) з випадковими фазами, причому довжини цугів підкоряються відомим функціям розподілу.

Другим чинником, що впливає на спостережувану фазу коливань атомних диполів, є ефект Допплера. Якщо атом рухається поступально, ефект Допплера призводить до зміни частоти його випромінювання

$$\Delta\omega_0 = \omega_0 \frac{V_n}{c}, \quad (1.60)$$

де V_n – проекція швидкості атома на напрямок спостереження. Відомо, що в атомних ансамблях існує розподіл атомів за проекціями швидкості на виділений напрямок. Як наслідок, випромінювання ансамблю атомів (диполів) складається з випромінювань різних груп атомів з різними частотами (1.60), що проявляється як розширення спектральної лінії – так зване доплерівське розширення. Це дуже важливий механізм розширення спектрів в газах, але зараз нас цікавить інший аспект явища Допплера. Зміну частоти (1.60) можна представити як зміну (набіг) фази φ у виразі (1.59), а саме

$$\varphi(t) = \omega_0 \frac{V_n}{c} t. \quad (1.61)$$

В даному випадку з плином часу фаза змінюється не раптово, а поступово, причому швидкість зміни фази залежить від проекції швидкості руху атома.

Таким чином, ми розглянули два приклади фізичних процесів, які змінюють фазу φ у виразі (1.59) протягом часу загасання дипольного моменту. Існують і інші фізичні чинники, які змінюють фазу осциляцій дипольного моменту атома. Усі ці фізичні процеси об'єднують одним терміном – *поперечна релаксація*. Швидкість поперечної релаксації характеризують часом поперечної релаксації, який традиційно позначають T_2 . Наприклад, якщо поперечна релаксація відбувається за механізмом зіткнень, в якості часу T_2 виступає середній час життя атома між зіткненнями. Якщо механізмом поперечної релаксації є ефект Допплера, для оцінки часу T_2 можна скористатись виразом (1.61).

Терміни «повздовжня» і «поперечна» релаксація запозичені з теорії магнітного резонансу, де природно розділяють процеси, які призводять до релаксації повздовжньої і поперечної компонент намагніченості середовища. Доцільність застосування термінології магнітного резонансу у випадку оптичних переходів на перший погляд не є очевидною. Тим не менше, такий підхід є загальноприйнятим. Він ґрунтується на формалізмі Фейнмана–Вернона–Хелворса (R.P. Feynman, F.L. Vernon Jr., R.W. Hellwarth) і оптичному рівнянні Блоха (назване на честь Блоха, F. Bloch), які демонструють глибоку аналогію між динамікою оптичних переходів і динамікою перевероту спіну

(магнітного моменту) у фізиці магнітного резонансу. Розгляд оптичних рівнянь Блоха виходить за рамки даного посібника.

У фізиці важливе місце займають ситуації, для яких виконується умова $t < T_2$, тобто коли протягом часу спостереження збій фази осциляцій атомного диполя не встигає відбутись. За таких умов атомні диполі пам'ятають свою початкову фазу, яка визначається умовами їх створення, наприклад, під дією зовнішнього поля світлової хвилі. В оптиці такі процеси вивчають у розділі так званої *нестационарної оптики*. Нестационарні оптичні явища вражають своєю красою і незвичністю. Варто згадати, наприклад, явище оптичної (фотонної) луни, оптичну нутацію, самоіндуковану прозорість, тощо. Нижче у даному параграфі ми розглянемо приклад того, як ефект Штарка проявляється при спостереженні такого нестационарного оптичного ефекту, як ефект *загасання вільної поляризації* (free induction decay, FID).

В даному випадку під терміном “поляризація” мається на увазі дипольний момент одиниці об'єму середовища. Під дією лазерного випромінювання в середовищі виникає поляризація, яка є сумою дипольних моментів окремих атомів. Після припинення лазерного збудження, загасання поляризації відбувається вільно, тобто без зовнішніх впливів і без взаємодії між окремими атомами. Цю обставину – вільне загасання – варто додатково підкреслити, оскільки невиконання цієї умови може призвести до виникнення інших нестационарних ефектів типу надвипромінювання Діке (Dicke R.H.), які не є предметом нашого розгляду.

Розглянемо спрощену схему експерименту для спостереження загасання вільної поляризації в ансамблі атомів при перемиканні зовнішнього електричного поля (рис.27). Випромінювання лазера 1 проходить крізь кювету з газом 2 і потрапляє на фотоприймач 3. Кювета вміщена в однорідне електричне поле, яке створюється між електродами при прикладанні напруги U . Напруга подається на схему у вигляді послідовності імпульсів тривалістю t_1 .

Припустимо, що газ в кюветі складається з дворівневих атомів. Нехай частота випромінювання лазера ω_L збігається з частотою атомного переходу ω_0 за відсутності зовнішнього поля (рис.28)

$$\omega_0 = (E_2^0 - E_1^0) \hbar^{-1}. \quad (1.62)$$

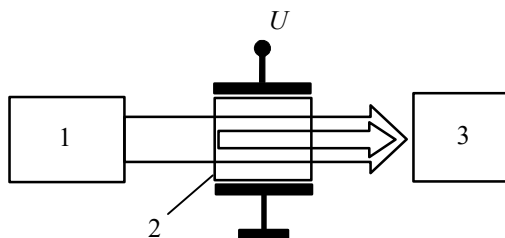


Рис.27. Спрощена схема експерименту для спостереження загасання вільної поляризації з модуляцією електричним полем. 1 – лазер, 2 – досліджувана речовина, 3 – фотоприймач.

Під час дії лазерного випромінювання атоми можна представити диполями, які осцилюють на частоті $\omega_0 = \omega_L$. В момент вмикання зовнішнього електричного поля (момент $t=0$ на рис.28) відбувається зсув енергетичних рівнів атомів. Атоми-диполі при цьому не перестають випромінювати, але частота їх випромінювання внаслідок зсуву рівнів стає іншою. На рис.28 як приклад зображено ситуацію, коли зсув верхнього і нижнього рівнів відбувається в протилежних напрямках: рівні віддаляються один від іншого. Позначимо штарківський зсув рівнів ΔE_1 та ΔE_2 . Тоді частота випромінювання диполів під час дії зовнішнього поля буде

$$\omega = \omega_0 + (\Delta E_1 + \Delta E_2) \hbar^{-1}. \quad (1.63)$$

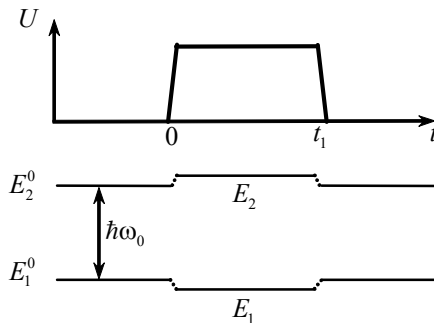


Рис.28. Штарківська техніка спостереження загасання вільної поляризації: зміщення енергетичних рівнів під час дії імпульсного електричного поля (імпульс напруги U тривалістю t_1).

Після вмикання електричного поля в момент часу $t = 0$ атом-диполі зі зміщеними енергетичними рівнями будуть випромінювати протягом часу повздовжньої релаксації T_1 . При цьому протягом часу T_2 збій фази випромінювання різних атомів-диполів не відбувається, тобто ансамбль атомів випромінює як сфазована антенна решітка. Варто підкреслити, що початкове сфазування цих диполів було нав'язане дією лазерного пучка. Отже, і результуюче випромінювання сфазованих диполів буде подібним до лазерного пучка, тільки частота буде визначатись виразом (1.63), а не (1.62). Таким чином, в інтервалі часу $0 \dots T_2$ фотоприймач (рис.27) реєструє обидва випромінювання – випромінювання диполів на частоті (1.63) і випромінювання лазера на частоті ω_L . В результаті фотоприймач зареєструє биття на частоті, яка відповідає штарківському зсуву рівнів $(\Delta E_1 + \Delta E_2) \hbar^{-1}$. Після того, як відбудеться поперечна релаксація ($T_2 < t < T_1$), диполі будуть продовжувати випромінювати, але не сфазовано, отже, биття з лазерним випромінюванням при цьому не спостерігатиметься.

Таким чином, вимірявши частоту биття на інтервалі $0 \dots T_2$, можна визначити величину штарківського зсуву рівнів. Якщо в електричному полі спостерігається розщеплення рівнів на декілька компонент, величину розщеплення і кількість компонент можна визначити, провівши Фур'є-аналіз сигналу фотоприймача. Крім того, такі експерименти дозволяють оцінити час повздовжньої і поперечної релаксації T_1 та T_2 .

Розглянутий вище метод спостереження загасання вільної поляризації був уперше запропонований Бруе та Шумейкером (R.G. Brewer, R.L. Shoemaker) для дослідження газів. Пізніше цей метод з успіхом було застосовано і для твердих тіл (R.M. Shelby, R.M. Macfarlane).

Наприкінці даного параграфу зазначимо, що при розгляді штарківської техніки спостереження загасання вільної поляризації для полегшення сприйняття було свідомо опущено такий важливий аспект взаємодії атомів з випромінюванням, який має назву «оптична нутація». В експериментах, які проводять згідно зі схемою, зображеною на рис.27, оптична нутація проявляється як осциляції сигналу фотоприймача, які виникають в момент перемикання зовнішнього електричного поля. Частота цих осциляцій є так званою частотою Рабі, вона відрізняється від частоти биття, зумовленого штарківським зсувом енергетичних рівнів. Саме на фоні осциляцій, зумовлених оптичною нутацією, і спостерігається ефект биття, зумовлений загасанням вільної поляризації.

10.4. Фотонна луна з модуляцією електричним полем

Явище фотонної луни (photon echo), відкрите у 1964 році (N.A. Kurnit, I.D. Abella, S.R. Hartmann), є одним з найбільш вражаючих ефектів нестационарної оптики. Виявляється, фотонна луна дуже чутлива до зовнішнього електричного поля. У деяких експериментах з фотонною луною ефект Штарка спостерігався при надзвичайно низьких полях – порядку 0.05 В/см.

Фотонну луна можна спостерігати на експерименті, спрощена блок-схема якого наведена на рис.29. Лазер 1 генерує короткий світловий імпульс. Позначимо частоту лазерного випромінювання ω_L . Оптична лінія затримки 2–5 створює послідовність з двох оптичних імпульсів з інтервалом між ними τ_d , який визначається різницею оптичних шляхів 2–5 та 2–3–4–5 (рис.29). Імпульси проходять крізь досліджуване середовище 8 і потрапляють на фотоприймач 9 і далі на осцилограф 10. Нехай досліджуване середовище – це ансамбль дворівневих атомів з частотою переходу ω_0 . Для спостереження фотонної луни необхідне резонансне поглинання світла атомами, тобто необхідна умова $\omega_L = \omega_0$.

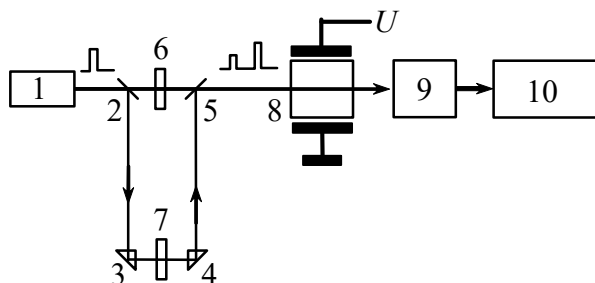


Рис.29. Спрощена схема спостереження фотонної луни. 1 – лазер, 2,5 – світлоподільні пластинки, 3,4 – відбивачі, 6,7 – світлофільтри, 8 – досліджуване середовище з електродами, 9 – фотоприймач, 10 – осцилограф.

Світлофільтри 6 та 7 дозволяють підібрати амплітуди імпульсів так, як цього потребує умова виникнення фотонної луни у досліджуваному середовищі. У даному випадку зручною характеристикою оптичних імпульсів є так звана *площа імпульсу*. Для спрощення припустимо, що застосовані лазерні імпульси – прямокутні. Позначимо амплітуду напруженості електричного поля в світловому

імпульсі ξ_0 , а тривалість імпульсу – τ_i . В такому випадку площею імпульсу θ називають наступну величину

$$\theta = \frac{p_{12}}{\hbar} \xi_0 \tau_i, \quad (1.64)$$

де p_{12} – матричний елемент переходу між рівнями атома (матричний елемент оператора дипольного моменту (1.6)).

Уведена виразом (1.64) площа імпульсу є безрозмірною величиною. Вона широко застосовується в нестаціонарній оптиці поруч з такими характеристиками лазерних імпульсів, як енергія та інтенсивність.

Для виникнення фотонної луни у конфігурації рис.29 необхідно, щоб перший лазерний імпульс мав площу $\theta_1 = \pi/2$, а другий імпульс – площу $\theta_2 = \pi$ (рис.30). Крім того, необхідно, щоб затримка між імпульсами τ_d не перевищувала часу поперечної релаксації, зумовленого процесами зіткнень між атомами.

Перший лазерний імпульс ($\pi/2$ -імпульс) створює в атомному ансамблі сфазовані дипольні моменти. Особливістю $\pi/2$ -імпульсу є те, що він створює в середовищі дипольний момент з максимально можливою амплітудою. Після закінчення першого імпульсу розпочинається релаксація. Згідно з умовами експерименту, повздовжньою релаксацією можна знехтувати, оскільки $\tau_i \ll \tau_d \ll T_1$. Крім того, як було зазначено вище, можна знехтувати і тією частиною поперечної релаксації, яка зумовлена процесами зіткнень. Отже, залишається розглянути поперечну релаксацію, зумовлену ефектом Допплера.

На момент закінчення першого лазерного імпульсу атомний ансамбль складається зі сфазованих диполів. Для наочного представлення механізму виникнення фотонної луни, зобразимо амплітуди атомних дипольних моментів у вигляді векторів на площині (рис.31). Довжини векторів приблизно однакові, а кут між векторами представляє різницю фаз між коливаннями диполів різних атомів. На рис.31 зображено три таких вектори. Для сфазованих диполів у момент

закінчення першого лазерного імпульсу на рис.31-а зображено три вектори, які збігаються за напрямком.

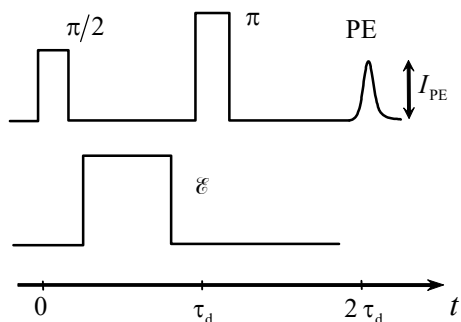


Рис.30. Осцилограми імпульсів лазера ($\pi/2$, π), фотонної луни (PE) та штарківського поля (ε).

З плином часу після закінчення першого лазерного імпульсу у середовищі відбувається поперечна релаксація за доплерівським механізмом. Згідно з виразом (1.61), зсув фази поступово збільшується з часом. На рис.31 це можна зобразити як поворот векторів. Швидкість і напрямок повороту визначаються доплерівським зсувом частоти $\omega_0 \frac{V_n}{c}$

окремо для кожного конкретного атома ансамблю. Як приклад на рис.31-б зображено можливе положення векторів на момент приходу другого лазерного імпульсу. Тут вектор 1 відповідає атому, який має нульове значення проекції швидкості на напрямок лазерного пучка $V_n = 0$. Внаслідок цього такий атом має нульовий доплерівський зсув частоти, і відповідний вектор 1 на рис.31 не повертається під час релаксації. Вектори 2 та 3 на рис.31-б відповідають атомам, які мають ненульові V_n різних знаків.

Таким чином, на момент приходу π -імпульсу атомні дипольні моменти розфазовані внаслідок ефекту Допплера. Дія другого лазерного імпульсу полягає в наступному: він змінює фазу осциляцій атомних дипольних моментів таким чином, що вектори на рис.31 займають положення, зображене на частині «в» цього рисунку. Обґрунтування такої дії π - імпульсу на розглядувану атомну систему дають оптичні рівняння Блоха, розгляд яких виходить за рамки даного посібника. Зараз ми просто скористаємось правилом: розташування векторів на рис.31-в можна отримати з рис.31-б шляхом дзеркального відображення.

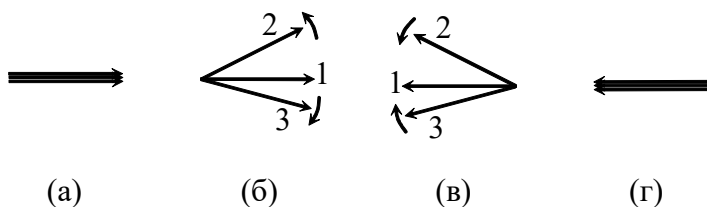


Рис.31. Векторна модель для пояснення виникнення фотонної луни. (а) – момент часу одразу після закінчення $\pi/2$ -імпульсу, (б) – перед початком π -імпульсу, (в) – одразу після закінчення π -імпульсу, (г) – у момент часу $2\tau_d$.

Далі, після закінчення другого лазерного імпульсу, вектори дипольних моментів, зображені на рис.31, продовжують свій рух згідно з умовою (1.61), тобто продовжують повертатись з тією ж швидкістю в тому ж напрямку, як вони повертались до приходу другого лазерного імпульсу. В результаті такого руху, у момент часу $t \approx 2\tau_d$ ці вектори зійдуться разом, як це показано на рис.31-г. Це означає, що у момент $t \approx 2\tau_d$ відбудеться сфазування дипольних моментів усіх атомів ансамблю. Як наслідок, у цей момент і виникне імпульс фотонної луни.

Таким чином, фотонна луна представляє собою випромінювання сфазованих диполів. При цьому сфазування виникає внаслідок сукупної

дії двох лазерних імпульсів, а самі атомні дипольні моменти вважаються такими, що не взаємодіють один з одним.

Далі розглянемо модифікований метод отримання фотонної луни у комбінації з ефектом Штарка. Припустимо, що у проміжку між $\pi/2$ та π лазерними імпульсами на речовину діє зовнішнє однорідне електричне поле \mathcal{E} . Наприклад, вмістимо кювету з досліджуваною речовиною між двома електродами і подамо імпульс напруги, як це показано на рис.29 та 30. Під час дії зовнішнього електричного поля завдяки ефекту Штарка відбувається зміна частоти атомного переходу ω_0 , що призводить до відповідної зміни частоти обертання векторів на моделі рис.31. Завдяки цьому, зовнішнє поле, яке діє протягом часу τ_s , вносить певний фазовий зсув для кожного атома, і таким чином перешкоджає сфазуванню і виникненню фотонної луни. У випадку лінійного ефекту Штарка залежність інтенсивності фотонної луни від напруженості штарківського поля представляє собою осцилюючу функцію, як це зображено на рис.32.

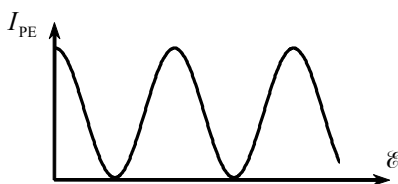


Рис.32. Залежність інтенсивності фотонної луни від напруженості зовнішнього електричного поля.

Розглянута методика спостереження ефекту Штарка за допомогою фотонної луни виявилась дуже чутливою і з успіхом застосовувалась для дослідження активованих кристалів при низьких температурах. На відміну від щойно розглянутого доплерівського механізму виникнення неоднорідного розширення і відповідної поперечної релаксації в газах, в активованих кристалах неоднорідне

розширення спектральних ліній домішкових центрів зумовлене нееквівалентністю локальних оточень різних атомів (іонів) домішок. В усьому іншому інтерпретація фотонної луни в кристалах збігається зі щойно розглянутою інтерпретацією в газах.

11. Спостереження квантово-розмірного ефекту Штарка

Розглянутий у параграфі 6 приклад взаємодії електрона, який знаходиться у одновимірній потенціальній квантовій ямі, зі стаціонарним електричним полем (квантово-розмірний ефект Штарка) може бути відносно легко реалізований на практиці. Квантова яма в найпростішому випадку може бути реалізована шляхом вирощування кристалу, в якому чергуються шари різного складу.

Вибір підходящих матеріалів для виготовлення квантової ями – непроста задача. По-перше, квантову яму неможливо виготовити, просто притиснувши один кристал до іншого. Потрібно виростити єдиний монолітний кристал, склад якого змінюється шарами. Сучасні технології (молекулярно–пучкова епітаксія, метал–органічна епітаксія з газової фази, тощо) дозволяють вирощувати різноманітні шаруваті структури. Але не будь-які матеріали підходять для виготовлення квантових ям. Частіше за все використовують напівпровідникові сполуки. При цьому важливо, щоб застосовані сполуки мали однакову сталу кристалічної ґратки. Якщо цю умову не виконати, шарувата структура буде потерпати від значних механічних напружень.

Зважаючи на вищезгадану необхідність узгодження сталих ґраток матеріалів для формування гетероструктур, стає зрозумілим, чому вибір напівпровідникових матеріалів, придатних для виготовлення квантових ям, не такий вже й великий. Наприклад, часто застосовують комбінації AlAs-GaAs , InGaAs-InP , AlGaIn-GaN , та деякі інші. Слід зазначити, на жаль, проста комбінація широко вживаних напівпровідників кремнію та германію Si-Ge призводить до значних механічних напружень і є малопридатною для виготовлення гетероструктур. Щоправда, деякі надії вчені покладають на сплав SiGe .

Іншими важливими аспектами при виборі матеріалів для виготовлення квантових ям є структура енергетичних зон і цілеспрямоване легування. Ми не будемо детально зупинятись на цих питаннях. Зазначимо лише, що сучасні технології дозволяють виготовляти квантові ями з різною глибиною і формою. Можна навіть вести мову про цілий напрям досліджень – зонну інженерію. Як приклад на рис.33 наведено структуру зон декількох напівпровідників, придатних для виготовлення квантових ям та інших гетероструктур.

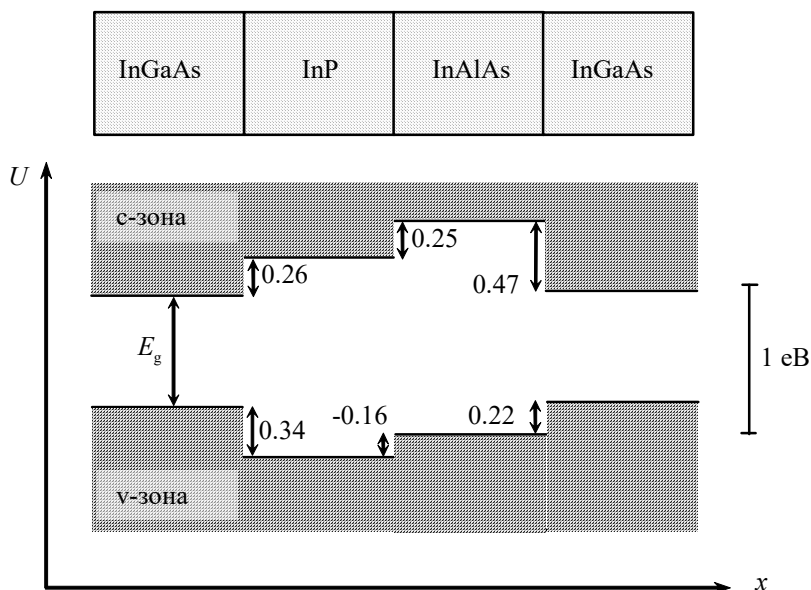


Рис.33. Структура зон деяких напівпровідникових сполук з близькими значеннями сталої кристалічної ґратки.

Зони на рис.33 розташовані згідно з правилом Андерсона – їх вирівняно по рівню вакууму з урахуванням енергії електронної спорідненості даних матеріалів. З рисунку видно, що різниця в

положеннях дна зони провідності і верхівки валентної зони сягає майже 0.5 еВ, що відкриває можливості для створення квантових ям відповідної глибини.

Ще один приклад широко вживаної квантової ями наведено на рис.34, де зображено форму потенціалу на границі розділу двох широкозонних напівпровідників з групи нітридів – AlGaN/GaN. На рисунку зображено яму для електронів (тобто дно зони провідності), і позначено положення двох рівнів енергії електронів у цій ямі.

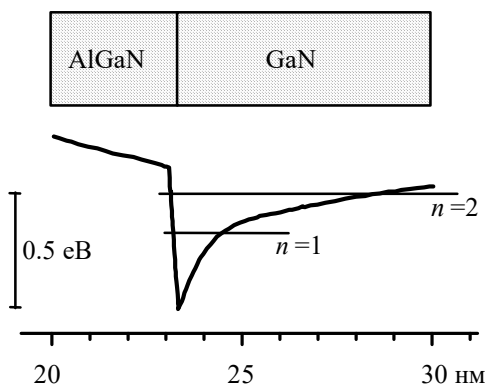


Рис.34. Квантова яма у зоні провідності гетероструктури AlGaN/GaN.

Для реалізації квантово-розмірного ефекту Штарка до гетероструктури прикладають електричне поле, як це зображено, наприклад, на рис.35. Напруга V прикладається до прозорих електродів 3. Застосування прозорих електродів дає можливість проводити вимірювання спектру поглинання, пропускаючи світло від джерела 1 крізь квантову яму до фотоприймача 2. На експерименті досліджується вплив прикладеного електричного поля на оптичне поглинання гетероструктури в області довгохвильової границі зон–зонних переходів. У цій області спостерігаються переходи між енергетичними рівнями у

квантових ямах, утворених зоною провідності і валентною зоною, як показано на рис.36. При накладанні електричного поля внаслідок ефекту Штарка положення рівнів у ямах змінюється таким чином, що відбувається зміщення краю оптичного поглинання в область менших енергій квантів.

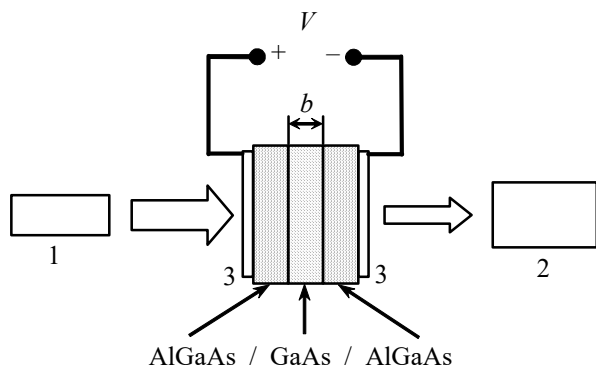


Рис.35. Спрощена схема спостереження квантово-розмірного ефекту Штарка по поглинанню світла гетероструктурою. 1 – джерело світла (лазер зі змінною частотою), 2 – фотоприймач, 3 – прозорі електроди.

Типову залежність форми спектру оптичного поглинання гетероструктури від напруженості прикладеного до неї електричного поля наведено на рис.37, яка є яскравим прикладом прояву квантово-розмірного ефекту Штарка. Така залежність спостерігалась, наприклад, в експериментах (Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.S., et al, 1985) на багат шаровій сендвіч-гетероструктурі AlGaAs/GaAs, яка складалась з 50 квантових ям шириною $b \approx 10$ нм з інтервалом між суміжними ямами 10 нм.

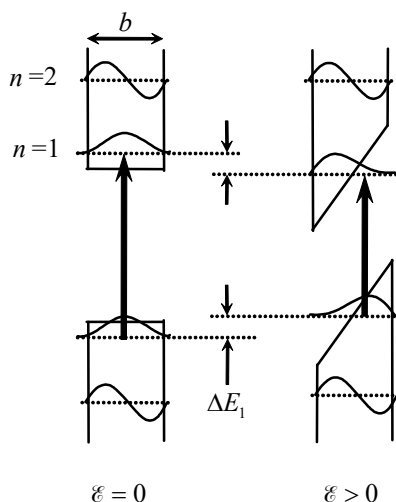


Рис.36. Квантово-розмірний ефект Штарка і довгохвильовий зсув спектру поглинання в електричному полі.

Варто звернути увагу на те, що у багат шарових гетероструктурах з квантовими ямами ефект Штарка значно сильніший, ніж в інших об'єктах (атомах, молекулах). Спостережувані на експерименті ефекти впливу електричного поля на спектри поглинання досить значні, спостерігаються при кімнатній температурі і не потребують застосування методів спектроскопії високої роздільної здатності. Так, наприклад, як видно з рис.37, при напруженості поля 50 кВ/см штарківський зсув становить близько 10 меВ.

Згідно з механізмом квантово-розмірного ефекту Штарка (рис.36), можна передбачити, що електричне поле повинно впливати не тільки на спектр поглинання, але і на люмінесцентні характеристики гетероструктур з квантовими ямами. Експерименти підтверджують такий висновок. Перелічимо основні прояви впливу електричного поля на фотолюмінесценцію гетероструктур з квантовими ямами.

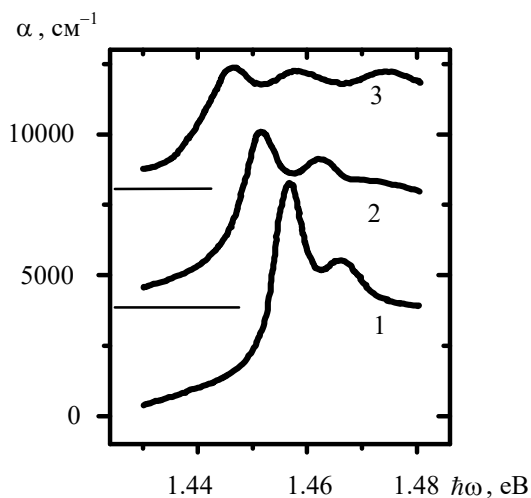


Рис.37. Трансформація спектру поглинання гетероструктури AlGaAs/GaAs при накладанні електричного поля 10 (1), 50 (2) та 70 кВ/см (3). Для наочності спектри зміщені по вертикалі.

По-перше, при накладанні електричного поля максимум спектру люмінесценції зміщується в бік менших енергій квантів (відповідно до зміщення енергетичних рівнів в електричному полі, як показано на рис.36).

По-друге, крім зміщення спектру, спостерігається також значне зменшення інтенсивності фотолюмінесценції при накладанні електричного поля. Таке гасіння люмінесценції в електричному полі зумовлене зменшенням перекриття хвильових функцій електрона та дірки, як це видно, наприклад, на рис.36 для рівнів з $n=1$.

Нарешті, при лазерному збудженні люмінесценції гетероструктур з квантовими ямами спостерігається нелінійна залежність інтенсивності світіння від інтенсивності збудження. Спостережувана нелінійність фотолюмінесценції зумовлена наступним механізмом. При зростанні інтенсивності збудження збільшується кількість фотогенерованих

вільних носіїв зарядів у гетероструктурі. Ці носії екранують електричне поле у кристалі, що призводить до зменшення нахилу дна квантової ями, і, відповідно, зменшує квантово-розмірний ефект Штарка. Як наслідок, залежність інтенсивності люмінесценції від інтенсивності лазерного збудження стає нелінійною.

Крім нелінійної залежності інтенсивності люмінесценції від інтенсивності збудження, спостерігається також залежність форми спектру люмінесценції від інтенсивності лазерного збудження. При слабкому оптичному збудженні екранування нема, і спектр люмінесценції демонструє «червоний» зсув в електричному полі. При зростанні інтенсивності збудження екранування збільшується, і спектр прагне повернутись у незміщене положення, характерне для відсутності поля.

Розглянуті у параграфі 6 і у даному параграфі одновимірні квантові ями не є унікальними. Так, у підручниках з атомної фізики зазвичай розглядають три модельні випадки квантування енергії електрона при обмеженні його руху у просторі: одновимірний, двовимірний і тривимірний квантові ями. Ці ями мають відповідно одну, дві та три пари обмежувальних потенціальних стінок. Тривимірну квантову яму часто називають квантовим ящиком. Перелічені три випадки відповідають потенціалам, які мають відповідно одну, дві та три просторові змінні, тобто $U(x)$, $U(x,y)$, $U(x,y,z)$. Очевидно, в усіх цих трьох випадках має місце просторова локалізація носіїв, і, як наслідок - квантування їх енергії. Відповідно, у всіх перелічених квантових ямах може мати місце квантово-розмірний ефект Штарка.

Перелічені варіанти одно-, дво- та тривимірних потенціалів на практиці реалізуються по-різному. Так, розглянута у параграфі 6 одновимірний квантова яма з потенціалом $U(x)$ реалізуються у шаруватих напівпровідникових гетероструктурах. Квантова яма з двовимірним модельним потенціалом $U(x,y)$ реалізується, наприклад, у кристалах, витягнутих як нитки. Їх так і називають – квантові нитки або квантові дротини. Нарешті, квантовий ящик з потенціалом $U(x,y,z)$ може бути реалізований у кристалах дуже малих розмірів. Такі кристали

або частинки мають розміри порядку нанометрів і їх називають квантовими точками.

Таким чином, маємо три типи нанооб'єктів: 1) квантові ями, 2) квантові нитки і 3) квантові точки. Виявляється, квантово-розмірний ефект Штарка проявляється в усіх трьох вищезазначених типах нанооб'єктів. Як приклад розглянемо квантові точки з арсеніду індію, InAs, вирощені всередині монокристалу арсеніду галію, GaAs. Вирощування квантових точок здійснюється, наприклад, методом напилення у вакуумі. Оскільки сталі кристалічних ґраток зазначених напівпровідників не узгоджені (різниця складає близько 7%), при напиленні InAs на поверхню монокристалу GaAs формується не рівномірна плівка, а квантові точки пірамідальної форми. Типові розміри таких квантових точок становлять: висота порядку (2...5) нм, основа порядку 20 нм. У подальшому ці квантові точки вкривають шаром GaAs, так, що можна говорити про квантові точки InAs, розміщені всередині кристалу GaAs. Завдяки малим розмірам, в спектрах поглинання і люмінесценції таких об'єктів проявляються квантово-розмірні ефекти, а при накладанні зовнішнього електричного поля має місце ефект Штарка.

На рис.38 наведено залежність від напруженості електричного поля для енергії кванта, що відповідає переходу між першими рівнями розмірного квантування для дірок та електронів у квантових точках (аналогічно переходу, зображеному на рис.36 для одновимірної квантової ями). З рисунку видно, що спостережуване штарківське зміщення може бути апроксимоване параболою $E_{11} = E_{11}^0 + \alpha\mathcal{E} + \beta\mathcal{E}^2$. Зверніть увагу на цікаву особливість квантово-розмірного ефекту Штарка в розглядуваних наноструктурах: графік на рис.38 асиметричний відносно вертикальної вісі $\mathcal{E} = 0$, що свідчить про наявність у даних квантових точок сталого дипольного моменту (за нього відповідає ненульовий доданок $\alpha\mathcal{E}$ у згаданій формулі). Дипольний момент у розглядуваних квантових точках зумовлений їх несферичною формою.

Наприкінці варто зробити наступне зауваження стосовно термінології. Так, в одновимірній квантовій ямі у гетероструктурі рух електронів обмежений у напрямку вісі x стінками ями (рис.3). У той же час ці електрони мають можливість практично вільно рухатись у двох

інших напрямках: y та z . Завдяки цьому такі електрони часто називають двовимірними електронами. Дійсно, вони наче зачинені у двовимірному просторі $y-z$ і не мають можливості рухатись уздовж напрямку x . Електрони у таких гетероструктурах часто називають двовимірним електронним газом (2DEG, two-dimensional electron gas). Аналогічні міркування можна навести і для дірок у відповідних зонах в гетероструктурах.

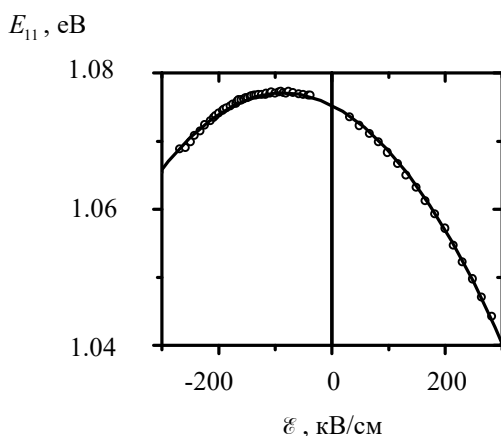


Рис. 38. Квантово-розмірний ефект Штарка у квантових точках InAs всередині GaAs.

Очевидно, для носіїв, які містяться у квантових нитках, існує лише одна можливість – рухатись уздовж одного напрямку – уздовж нитки. Такі носії називають одновимірними (наприклад, одновимірний електронний газ, 1DEG). Нарешті, носії, локалізовані у квантових точках, логічно назвати нуль-вимірними.

12. Ефект Штарка і розширення спектральних ліній

Одним із загальновідомих проявів ефекту Штарка в оптичній спектроскопії є так зване *штарківське розширення* спектральних ліній. Цей механізм розширення є особливо актуальним для спектральних ліній плазми.

Теорія штарківського розширення досить складна. До уваги беруть такі аспекти, як теорія атомних спектрів, теорія атомних зіткнень, статистика мікрополя у плазмі, тощо. Контур спектральної лінії у плазмі визначається багатьма параметрами, у тому числі концентрацією частинок, швидкостями електронів і іонів, напруженостями електричних і магнітних полів у плазмі, тощо. У свою чергу, форма контуру спектральної лінії дає важливу інформацію про властивості плазми і її взаємодію з атомом.

Фізичний механізм штарківського розширення можна спрощено уявити собі наступним чином. Нехай вільний атом (осцилятор) випромінює електромагнітне випромінювання на частоті ω_0 . У плазмі відбуваються зіткнення атома з електронами і іонами. В даному випадку під зіткненням розуміємо наступне: електрон (іон) пролітає повз атом і своїм електричним полем впливає на положення енергетичних рівнів атома. Цей вплив можна представити як зміну фази хвильової функції атома, що призводить до зміни спектру випромінювання даним атомом під час зіткнення.

Процеси розширення спектральних ліній в плазмі складні і різноманітні. Щоб скласти уяву про їх складність, перелічимо лише деякі параметри, які впливають на результат. Залежно від відстані, на якій електрон (іон) пролетить повз атом (так звана прицільна відстань), зміна фази хвильової функції може набувати різних значень. Якщо ця зміна фази становить порядку π , відповідну прицільну відстань називають *радіусом Вайскопфа* ρ_B (V.Weisskopf). Відповідно вводять так званий *переріз оптичного зіткнення* $\sigma_B = \pi \rho_B^2$, або переріз збиття фази. Переріз оптичного зіткнення не збігається з газокінетичним перерізом. Важливим параметром, який впливає на розширення спектральних ліній, є також час зіткнення або обернена величина – частота Вайскопфа. Крім

того, відповідно до перерізу оптичного зіткнення можна вести мову про об'єм взаємодії ρ_B^3 і про кількість частинок в цьому об'ємі $g = N\rho_A^3$. Можливі випадки $g \gg 1$ та $g \ll 1$, коли з атомом взаємодіють одночасно велика кількість частинок ($g \gg 1$) або взаємодія відбувається один-на-один ($g \ll 1$). Щоб описати випромінювання світла ансамблем атомів, потрібно робити ряд припущень і спрощень, проводити усереднення і інтегрування, які потребують знання функцій розподілу частинок плазми за швидкостями і багато інших характеристик плазми. Кінець кінцем, контур спектральної лінії при штарківському розширенні в загальному випадку неможна подати у вигляді простої функції Лоренца або Гаусса. Форма контуру складним чином залежить від параметрів плазми. За певних умов форма контуру може бути несиметричною, коли схиля спадають в один бік за степеневим законом, а в інший бік – за експоненціальним.

В одному з підходів до опису штарківського розширення спектральних ліній в плазмі покладається, що електричне поле в околі даного атома є статичним, і що існує певний розподіл атомів у плазмі за величиною цього поля – так званий *розподіл Хольцмарка* (J.Holtzmark). Позначимо функцію цього розподілу $W(\varepsilon)$. Виявляється, в деяких випадках форму контуру спектральної лінії у плазмі можна представити у вигляді

$$I(\omega) = \text{Const} \int_0^{\infty} \frac{1}{(\omega - \omega_0 - \text{Const} \cdot \varepsilon)^2 + \gamma^2} W(\varepsilon) d\varepsilon,$$

де γ – обернений час вільного пробігу. Слід зазначити, розподіл Хольцмарка $W(\varepsilon)$ істотно відрізняється від Гауссова розподілу.

13. Штарківське розщеплення рівнів домішкових центрів у кристалах

Яскравий приклад прояву ефекту Штарка можна знайти у фізиці активованих кристалів. Відомо, що на оптичні властивості кристалів з

атомарними домішками значний вплив чинить ефект розщеплення енергетичних рівнів домішки у кристалічному полі.

Як приклад розглянемо властивості кристалів гранатів з домішками іонів неодиму, які знайшли широке застосування як активні середовища твердотільних лазерів. Гранат, активований неодимом, представляє собою діелектричний кристал з глибокими домішковими центрами, утвореними іонами Nd^{3+} , електронні оболонки яких слабо спотворюються при введенні у кристал-матрицю. У даному випадку дія локального оточення є слабкою порівняно з дією основних внутрішньоатомних чинників, які зумовлюють енергетичну структуру оптичних електронів даного іона (наприклад, порівняно зі спін-орбітальною взаємодією). Зазначена ситуація зумовлена тією обставиною, що оптичні властивості домішкового іона Nd^{3+} визначаються електронами не зовнішньої, а внутрішньої $4f^3$ -оболонки, яка заекранована від дії оточення зовнішньою заповненою оболонкою $5s^2p^6$.

Як наслідок екранування $4f^3$ -оболонки, в спектрах поглинання та люмінесценції іонів неодиму в кристалах гранатів не спостерігаються широкі домішкові смуги, натомість спостерігається велика кількість вузьких спектральних ліній, характерних для іонів Nd^{3+} (як вільних, так і домішкових). Крім того, завдяки штарківському розщепленню в кристалічному полі, іон в кристалі дає більше спектральних ліній, ніж ізольований іон. На рис.39 схематично зображено розщеплення найнижчого стану іону неодиму в кристалічному полі кристалу ітрію-алюмінієвого гранату ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}^{3+}$, або в скороченому записі YAG:Nd). В даному випадку штарківське розщеплення у кристалічному полі менше за величину, ніж спін-орбітальне розщеплення.

Штарківська структура рівнів неодиму проявляється в спектрах поглинання і люмінесценції активованих кристалів. Наприклад, на рис.40 наведено фрагмент спектру люмінесценції кристалу YAG:Nd , який відповідає одному переходу ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$. На рисунку добре видно штарківські компоненти розщеплення. Слід зазначити, на відміну від кристалів, у невпорядкованих матрицях (стеклах) штарківська структура в спектрах маскується значним неоднорідним розширенням.

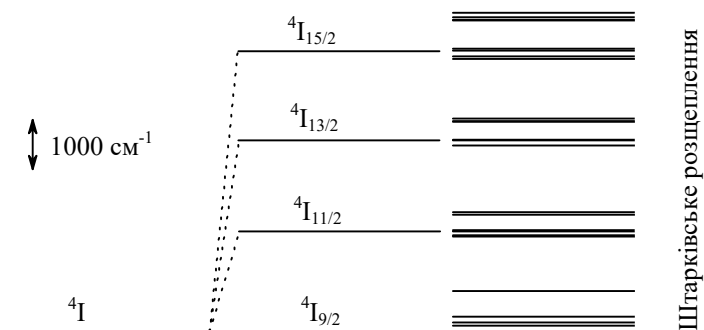


Рис.39. Спін-орбітальне і штарківське розщеплення стану 4I іонів неодиму в кристалах YAG:Nd.

Таким чином, оптичні властивості домішкових центрів (іонів) у кристалах значною мірою визначаються штарківським розщепленням рівнів енергії домішки у внутрішньокристалічному полі. При цьому важливими аспектами є величина напруженості цього локального поля і його локальна симетрія. У деяких випадках напруженість кристалічного поля настільки висока, що воно руйнує LS-зв'язок в атомі.

В загальному випадку кристалічне поле містить не тільки стаціонарну, але і змінну складову. Так, в багатьох випадках домішковий іон і сусідні атоми кристалічної ґратки з найближчого оточення можна розглядати як квазімолекулу, яку можна характеризувати набором нормальних коливань. Коливання модулюють локальне електричне поле і відповідно впливають на штарківське розщеплення рівнів. Цікава ситуація виникає тоді, коли симетрія нормального коливання нижча за симетрію локального оточення домішкового іона в кристалі. При збудженні таких неповносиметричних коливань відбувається додаткове розщеплення вироджених штарківських компонент (зняття виродження). Цей ефект носить назву ефект Яна-Теллера (H.Jahn, E.Teller). Ефект Яна-Теллера відіграє важливу роль у формуванні спектральних характеристик багатьох активованих кристалів.

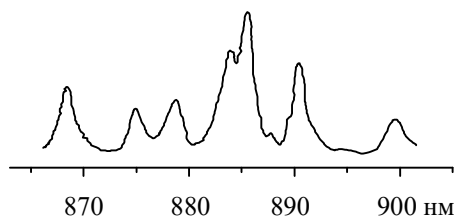


Рис.40. Фрагмент спектру люмінесценції кристалу YAG:Nd³⁺.

У кристалах, активованих іонами перехідних металів та рідкісноземельних елементів, при накладанні зовнішнього електричного поля спостерігається лінійний ефект Штарка. У цих системах більшість спектральних ліній в видимій та інфрачервоній ділянках спектру зумовлені переходами електронів $3d^n$, $4d^n$, $5d^n$ та $4f^n$ конфігурацій домішкових іонів. Такі внутрішньоконфігураційні переходи є забороненими, але, тим не менше, відповідні спектральні лінії спостерігаються на експерименті. Це означає, що електронні стани, які беруть участь у відповідних переходах, є (частково) змішаними. У цих станах присутня комбінація станів різної парності, що призводить до ненульової інтенсивності електродипольних переходів і зумовлює можливість спостереження лінійного ефекту Штарка. Для рідкісноземельних іонів ефект Штарка зазвичай становить близько $0.1 \text{ МГц В}^{-1} \text{ см}$.

14. Параелектричний резонанс

Якщо проаналізувати основні закономірності поведінки атомів в електричному і магнітному полях, можна помітити, що такі класичні явища атомної фізики, як ефект Штарка і ефект Зеемана, мають багато спільного (принаймні феноменологічно). Так, в обох випадках

спостерігається розщеплення вироджених енергетичних рівнів у зовнішньому полі, в спектрах розрізняють π та σ компоненти, для досліджень застосовують однакові методи спектроскопії високої роздільної здатності, тощо. У цьому контексті варто звернути увагу на наступну цікаву обставину. Ефект Зеємана стимулював народження і розвиток нового напрямку у спектроскопії – спектроскопії парамагнітного резонансу. В основі методів парамагнітного резонансу лежить спостереження переходів між компонентами зеєманівського розщеплення рівнів парамагнітних атомів (іонів) у магнітному полі. Для здійснення таких переходів застосовують мікрохвильове випромінювання. Завдяки своїм унікальним можливостям, методи парамагнітного резонансу посіли важливе місце у сучасній експериментальній фізиці, хімії, інженерії.

Зважаючи на зовнішню схожість ефектів Штарка і Зеємана, виникає природне запитання – чи не можна реалізувати такий спектроскопічний метод, який був би подібний до методу парамагнітного резонансу, але з електричним полем замість магнітного? Виявляється, електричний аналог парамагнітного резонансу існує. Він був запропонований ще у шістдесятих роках минулого сторіччя і отримав назву *параелектричний резонанс*.

Варто нагадати, що метод парамагнітного резонансу ґрунтується на двох важливих обставинах. По-перше, для реалізації методу парамагнітного резонансу необхідними умовами є умови просторового квантування механічного моменту. Так, згідно з висновками квантової механіки, проекція механічного моменту на виділений напрямок набуває дискретних значень. По-друге, як відомо, існує зв'язок між механічним та магнітним моментами, який отримав назву гіромагнітного відношення. Отже, при накладанні зовнішнього магнітного поля магнітні моменти атомів орієнтуються відносно поля не як завгодно, а згідно з умовами просторового квантування моменту імпульсу. Оскільки енергія магнітного моменту в полі визначається його проекцією на напрямок вектора магнітної індукції, то, завдяки просторовому квантуванню магнітного моменту, виникає розщеплення енергетичних рівнів. У різних експериментах це розщеплення рівнів спостерігається як ефект Зеємана, як парамагнітний резонанс, як квантові биття, тощо.

На відміну від магнітних моментів, загальних умов квантування для дипольних моментів не існує. Отже, для реалізації параелектричного резонансу потрібно створити для диполів такі зовнішні умови, щоб існували певні обмеження на можливі орієнтації диполів. Такі обмеження реалізуються, наприклад, для деяких домішкових молекул у кристалах.

Суть методу параелектричного резонансу розглянемо на модельному прикладі. Розглянемо деякий мікрооб'єкт, який має дипольний момент. Припустимо, що рух об'єкта, який ми розглядаємо, обмежений зовнішніми чинниками так, що дипольний момент має лише дві можливі орієнтації. Іншими словами, розглянемо модель бістабільного диполя. Таку ситуацію можна представити як рух мікрочастинки у двоямному потенціалі, наприклад, як це зображено на рис.41. Якщо потенціальний бар'єр, що розмежовує дві потенціальні ями, достатньо високий, як це зображено на рис.41-а, то частинка не зможе переходити з однієї ями в іншу. При цьому частинка локалізується в одній з ям, і її рух ніяк не відчуває наявності іншої ями. В цьому разі енергетичні рівні частинки будуть такими ж, як у випадку простого одноямного потенціалу.

Більш цікава ситуація виникає тоді, коли параметри потенціального бар'єра, що розмежовує дві ями, допускають тунелювання мікрочастинки між ямами. В такому разі тунелювання крізь потенціальний бар'єр призводить до змішування станів (хвильових функцій), що відповідають локалізації частинки в окремих потенціальних ямах (стати 1 та 2 на рис.41-а). В результаті спостерігається розщеплення енергетичних рівнів в обох ямах (рис.41-б). Щойно розглянута ситуація аналогічна загальновідомому прикладу інверсійного розщеплення у молекулах аміаку.

Переходи між компонентами розщеплення рис.41-б можна спостерігати, наприклад, по поглинанню височастотного електромагнітного випромінювання, так само, як це роблять в методі електронного парамагнітного резонансу. При цьому варто нагадати, що розглянуте розщеплення (рис.41-б) спостерігається за відсутності зовнішніх полів.

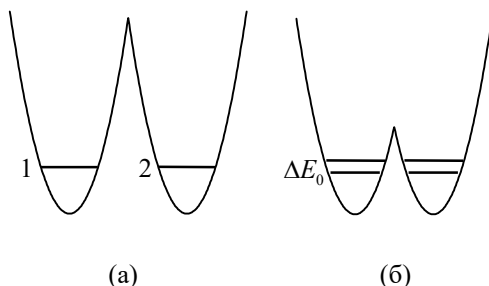


Рис.41. Двоямний потенціал за відсутності (а) та при наявності тунелювання між ямами (б).

Тепер вмістимо бістабільний диполь, який ми розглядаємо, у зовнішнє однорідне електричне поле. Очевидно, поле вплине на енергію диполя і на імовірність тунелювання. В результаті внаслідок дії поля зміниться відстань між компонентами розщеплення, наприклад, так, як зображено на рис.42. Переходи між компонентами розщеплення за присутності електричного поля можуть бути зареєстровані на експерименті, причому зміна напруженості електричного поля призводить до зміни резонансної частоти переходу. Це явище і називають параелектричним резонансом.

Параелектричний резонанс можна спостерігати, наприклад, у лужногалоїдних кристалах KCl з домішками молекулярних аніонів OH^- . Відомо, що іон OH^- входить у кристалічну решітку KCl замість іону Cl^- . Крім того, відомо також, що іон OH^- має дипольний момент. Отже, кристал KCl:OH^- можна представити як "газ" електричних диполів. Зовнішнє електричне поле орієнтує ці диполі подібно до того, як магнітне поле орієнтує магнітні моменти у парамагнітних кристалах.

Важливою особливістю кристалів KCl:OH^- є та обставина, що диполі OH^- в цих кристалах займають положення уздовж напрямків $\langle 100 \rangle$. Таких напрямків у кристалі KCl шість. Значить, диполі OH^- мають шість еквівалентних положень. За відсутності зовнішнього поля енергія диполів у цих положеннях однакова, тобто має місце так зване орієнтаційне виродження. Завдяки тунельному ефекту диполі

здійснюють переходи (повертаються) між різними рівноважними положеннями. Можна сказати, що вони рухаються у багатоявному потенціалі. При цьому відбувається розщеплення енергетичних рівнів (тунельне розщеплення).

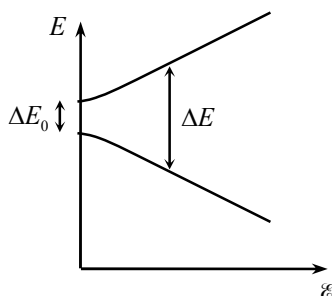


Рис.42. Зміна положення енергетичних рівнів в електричному полі для моделі бістабільного диполя.

При накладанні зовнішнього електричного поля енергія диполів у різних орієнтаційних положеннях змінюється. Отже, змінюється відстань між компонентами тунельного розщеплення. Накладання зовнішнього змінного (мікрохвильового) електромагнітного поля призводить до переходів між компонентами розщеплення (коли частота поля збігається з частотою переходу), тобто спостерігається параелектричний резонанс. Зміщення та розщеплення енергетичних рівнів в електричному полі у кристалах KCl:OH^- проілюстровано на рис.43.

На експерименті параелектричний резонанс спостерігають на дипольних молекулах (OH^- , CN^-), а також на так званих нецентральных іонах. *Нецентральним іоном* називають такий домішковий іон, який заміщує інший іон у кристалічній решітці, але при цьому розташовується не у вузлі решітки, а з деяким зсувом. Зсув зумовлює виникнення дипольного моменту у такого домішкового центру. Зазвичай зсув домішкового іона відбувається в одному з напрямків симетрії, яких у кристалі може бути декілька. Отже, в таких системах виникає

орієнтаційне виродження і спостерігається параелектричний резонанс. До кристалів з нецентральними домішковими іонами відносяться $\text{KCl}:\text{Li}^+$, $\text{RbCl}:\text{Ag}^+$, $\text{KCl}:\text{Cu}^+$, $\text{KBr}:\text{Cu}^+$, та деякі інші.

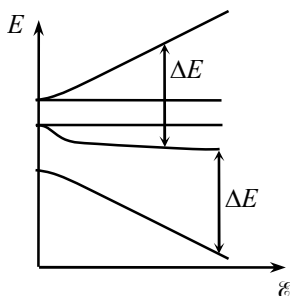


Рис.43. Зміна положення енергетичних рівнів диполів OH^- у кристалі KCl в електричному полі .

Параелектричний резонанс є потужним спектральним методом, який дозволяє визначати основні характеристики відповідних домішкових центрів, досліджувати їх взаємодію між собою і з кристалічною решіткою, а також визначати деякі характеристики кристалів. Для спостереження параелектричного резонансу застосовують спектрометри, багато у чому схожі на спектрометри електронного парамагнітного резонансу.

Варто також зазначити, що розглянуті у даному параграфі переходи між компонентами тунельного розщеплення можуть відбуватись з поглинанням не тільки фотонів, але і фононів. Так, резонансне розсіяння фононів на тунельних станах проявляється як резонансний пік у температурній залежності теплопровідності кристалів з нецентральними домішками. Положення цього піка дозволяє оцінити величину тунельного розщеплення. Крім того, при температурах порядку величини тунельного розщеплення спостерігаються аномалії в температурній залежності теплоємності зазначених кристалів. Тунельне розщеплення проявляється також в акустичних та оптичних

властивостях кристалів з нецентральними домішками. Нарешті, у кристалах з параелектричними домішками реалізовано ефект охолодження при адіабатично-повільному вимиканні електричного поля, аналогічно тому, як здійснюється охолодження при адіабатичному розмагнічуванні парамагнетиків.

15. Застосування ефекту Штарка

Наприкінці наведемо декілька прикладів застосування ефекту Штарка.

15.1. Ефект Штарка у фізиці плазми

Ефект Штарка використовується у фізиці плазми для визначення напруженості електричного поля шляхом співставлення результатів розрахунків з результатами вимірювань, зокрема, експериментальних значень розщеплення спектральних ліній та співвідношення інтенсивностей штарківських компонент. При цьому дуже корисним виявляється атом водню (дейтерію), який, по-перше, добре вивчений, і, по-друге, досить чутливий до електричного поля завдяки лінійному ефекту Штарка. Як приклад на рис.44 наведено результати вимірювання напруженості електричного поля у газовому розряді на ділянці поблизу катоду. Вимірювання проводили із застосуванням лінії H_{δ} водню. В цих експериментах найменше значення напруженості поля, яке ще можна було зареєструвати, становило декілька десятків В/см.

У плазмі, крім визначення напруженості електричного поля, вимірювані величини штарківського розширення та зсуву спектральних ліній використовують для оцінки густини плазми. Наприклад, методами лазерної спектроскопії вдається виміряти концентрацію електронів у плазмі до 10^{18} м^{-3} . Штарківське розширення спектральних ліній дозволяє оцінити концентрацію заряджених частинок у космічній плазмі, наприклад, в атмосферах зірок.

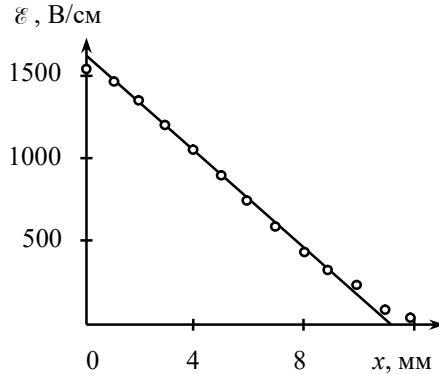


Рис.44. Напруженість електричного поля у плазмі газового розряду, виміряна із застосуванням ефекту Штарка на атомах водню. Тут x – відстань від катоду.

15.2. Електрооптичні модулятори на основі ефекту Штарка

Квантово-розмірний ефект Штарка у напівпровідникових наноструктурах створює можливість для застосування таких структур у якості швидкодіючих електрооптичних пристроїв (модуляторів, логічних елементів, бістабільних елементів, тощо). Так, зміни спектрів поглинання напівпровідникових гетероструктур в зовнішньому електричному полі (наприклад, рис.37) дозволяють створювати як амплітудні, так і фазові модулятори світла. Як приклад на рис.45 наведено типову структуру електрооптичного модулятора, який використовує квантово-розмірний ефект Штарка. Цей модулятор по суті представляє собою p - i - n діод, у якого у ізолюючій i -області розташовано близько сотні квантових ям. При цьому загальна товщина i -області становить порядку одного мікрометра. Світло проходить крізь усі квантові ями (напрямок поширення світла на рисунку позначено товстими стрілками з написом $\hbar\omega$). При прикладанні зворотної напруги до діоду, завдяки високій провідності легованих p - та n -ділянок, практично уся напруга виявляється прикладеною до тонкої i -області. При цьому в i -області створюється електричне поле високої

напруженості. Наприклад, якщо прикласти напругу лише 10 В, напруженість поля може досягти значень $\mathcal{E} = 10 \text{ В/мкм} = 10 \text{ кВ/см}$. Внаслідок квантово-розмірного ефекту Штарка інтенсивність світла, що проходить крізь модулятор, може змінюватись у декілька разів.

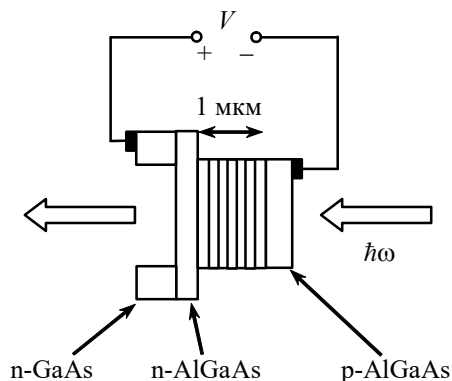


Рис.45. Електрооптичний модулятор на $p-i-n$ структурі з квантовими ямами.

Електрооптичні модулятори на квантових ямах мають ряд переваг перед іншими аналогічними електрооптичними пристроями. Так, в модуляторі на квантових ямах значний коефіцієнт модуляції можна отримати при товщині модулятора усього порядку мікрометрів. Швидкодія таких модуляторів може бути досить високою. Швидкість роботи модулятора визначається швидкістю створення електричного поля у гетероструктурі. Теоретична границя часу вмикання поля становить близько пікосекунди, у той час як реальні пристрої працюють на частотах порядку десятків гігерц.

Малогабаритні і ефективні модулятори світла на квантових ямах мають значні перспективи застосувань в оптоелектроніці, адже модулятор – це ключовий компонент сучасних оптоволоконних комунікаційних систем. У наноструктурах з квантовими ямами ми

зустрічаємось з ефектними проявами основних законів квантової механіки, а отже інженери–дослідники, які займаються розробкою пристроїв на основі напівпровідникових наноструктур, можуть жартівливо називатись «квантовими механіками» (тут має місце гра слів в англійській мові, адже словосполучення «quantum mechanics» – можна трактувати як «квантова механіка» або як «квантові механіки» = «квантовий механік» у множині).

15.3. Перестройка частоти діодних лазерів

Квантово-розмірний ефект Штарка може бути застосований для керування характеристиками лазерних діодів (інжекційних напівпровідникових лазерів). Виявляється, введення квантових ям у структуру діода дозволяє у деяких межах керувати довжиною хвилі випромінювання лазера. Тут варто нагадати, що задача керування довжиною хвилі генерації лазерних діодів постала перед дослідниками одразу після винайдення лазерів. На розв'язання цієї задачі було витрачено величезну кількість зусиль. Було запропоновано низку різноманітних методів керування частотою генерації, серед яких найбільш вдалими виявились: (i) керування шляхом зміни температури випромінювача, (ii) застосування зовнішнього резонатора, та (iii) застосування інтегрованих розподілених брегівських відбивачів. На жаль, жодне з цих рішень не вільне від недоліків, а отже – пошуки тривають. Іще одним кандидатом на роль механізму перестройки частоти лазерних діодів є ефект Штарка.

Розглянемо одну з можливих наноструктур, придатних для застосування в напівпровідникових лазерах з перестройкою частоти генерації. Напівпровідниковий лазер представляє собою діод зі структурою $p-i-n$, у якого в нелегованій i -області розташовується спеціально сконструйована послідовність квантових ям. На рис.46 наведено фрагмент зонної структури лазерного діода, а саме, структуру нелегованої i -ділянки з квантовими ямами. Структура складається з трьох квантових ям, які позначені на рисунку літерами А та С. При проходженні прямого електричного струму крізь діод відбувається інжекція електронів з n -області та дірок з p -області у активну i -область.

При цьому електрони та дірки спочатку потрапляють у відповідні С-ями і вже звідти тунелюють крізь бар'єри B_1 та B_2 у квантову яму А. Квантова яма А є основною робочою ділянкою даної гетероструктури: саме на цій ділянці відбувається рекомбінація електронів і дірок, і генерується лазерне випромінювання.

Завдяки скінченній швидкості тунелювання крізь бар'єри B_1 та B_2 (рис.46), при проходженні струму відбувається часткове накопичення носіїв в ямах С. Зокрема, електрони накопичуються в ямі С біля n -області, а дірки – також в ямі С, але біля p -області. Накопичені у двох С-ямах заряди утворюють наче заряджений конденсатор, між обкладинками якого знаходиться «робоча» квантова яма А. Таким чином в i -області утворюється додаткове локальне електричне поле, яке змінює довжину хвилі генерації завдяки квантово-розмірному ефекту Штарка в ямі А.

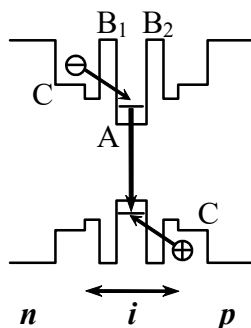


Рис.46. Структура зон лазерного діода з керуванням частотою генерації.

З одного боку, кількість зарядів, що накопичуються в ямах С (рис.46), пропорційна швидкості потрапляння носіїв у ці ями, тобто пропорційна силі струму, який тече через діод. З іншого боку, населеність ям С залежить від часу життя носіїв у цих ямах, який визначається швидкістю тунелювання носіїв з ям С в яму А. За умови стаціонарного електричного струму, який тече через діод, конкуренція

двох вищезазначених факторів визначає кількість накопичених в ямах С зарядів (і, відповідно, напруженість локального електричного поля в ямі А). Крім того, на напруженість цього поля впливає також ефект екранування вільними носіями.

Таким чином, змінюючи силу струму, що тече через діод, можна в деяких межах змінювати частоту генерації такого напівпровідникового лазера.

15.4. Ефект Штарка в нітридних гетероструктурах

Задача розробки ультрафіолетових лазерних діодів привертає увагу дослідників вже багато років. Перспективними матеріалами для виготовлення таких діодів є широкозонні напівпровідники з групи III-V нітридів (GaN, AlN, InN та їх тверді розчини $Al_xGa_{1-x}N$, $In_xGa_{1-x}N$). Світловипромінювальні діоди, виготовлені із зазначених матеріалів, набули широкого використання. Виявляється, одним із факторів, які суттєво впливають на роботу зазначених діодів, є квантово-розмірний ефект Штарка.

Важлива роль, яку відіграє квантово-розмірний ефект Штарка у гетероструктурах з кристалів нітридів, зумовлена особливими фізичними властивостями цих кристалів. У більшості випадків вирощують кристали III-V нітридів зі структурою вюрциту (кубічна модифікація зустрічається рідко.) У цих кристалів є одна характерна особливість - сильна полярність міжатомних зв'язків, яка призводить до значної спонтанної макроскопічної поляризації і сильного п'єзоефекту.

Спонтанна поляризація у кристалах нітридів проявляється у тому, що на гранях цих кристалів утворюються поверхневі заряди зі значною густиною. Ці заряди створюють всередині кристалів сильні електричні поля, які суттєво впливають на властивості кристалів і гетероструктур, побудованих на їх основі. У деяких випадках напруженість внутрішнього поля в нітридах сягає мільйонів вольт на сантиметр. Наприклад, у кристалі GaN густина поверхневих зарядів спонтанної поляризації становить близько 0.03 Кл/м^2 , що при товщині нелегованого зразка 1 мкм створює різницю потенціалу близько 350 В.

(Щоправда, слід зазначити, що екранування вільними носіями значно зменшує цю величину.)

Кристали нітридів – сильні п'єзоелектрики. П'єзоефект у цих кристалах на порядок сильніший, ніж в інших напівпровідникових кристалах зі структурою сфалериту. Наприклад, наведемо для порівняння значення п'єзоелектричної сталої e_{14} для декількох розповсюджених кристалів (в одиницях Кл/м²): GaN, InN: 0.375; AlN: 0.92; InP: 0.04; InAs: 0.045; GaAs: 0.16; GaP: 0.1. Сильний п'єзоефект кристалів нітридів суттєво впливає на оптичні властивості гетероструктур на їх основі. Так, наприклад, квантові точки і квантові ями на основі GaN/AlGaIn зі структурою вюрциту знаходяться в умовах сильних механічних напруг, що призводить до виникнення локальних електричних полів, напруженості яких оцінюються мільйонами В/см.

Високі внутрішні електричні поля, які виникають внаслідок спонтанної поляризації та п'єзоефекту в гетероструктурах на основі GaN, призводять до просторового розділення електронів і дірок у різні боки квантової ями (аналогічно рис.36, випадок $\mathcal{E} > 0$), що спричиняє зменшення сили осцилятора робочого лазерного переходу. В результаті коефіцієнт підсилення лазерного середовища зменшується у декілька разів. Внаслідок квантово-розмірного ефекту Штарка для квантових ям на основі (Ga,In)N/GaN характерними властивостями є значний довгохвильовий зсув спектрів та зростання часу життя нерівноважних носіїв. Зменшення внутрішніх поляризаційних електричних полів у кристалах нітридів виявилось складною задачею.

15.5. Перспективи застосувань ефекту Штарка

Насамкінець коротко згадаємо ще декілька перспективних ідей та застосувань ефекту Штарка в науці і техніці.

Гігантський ефект Штарка у нанотрубках

Останнім часом у багатьох фізичних дослідницьких центрах значну увагу приділяють дослідженням таких екзотичних об'єктів атомної

фізики, як нанотрубки. Найбільш широко розповсюдженими є нанотрубки з вуглецю. У даний час методи синтезу вуглецевих нанотрубок розроблені досить добре, і дослідження йдуть широким фронтом. Незважаючи на це, унікальні властивості нанотрубок ще й досі не перестають дивувати дослідників. Одним з аспектів цих досліджень є вивчення можливості керування шириною забороненої зони деяких нанотрубок шляхом накладання зовнішнього електричного поля. Теоретичні розрахунки передбачають, що у вуглецевих нанотрубках і в нанотрубках з нітриду бору можна очікувати так званого *гігантського ефекту Штарка*. – зменшення або навіть зникнення забороненої зони у поперечних (по відношенню до вісі трубки) електричних полях. Згідно з розрахунками, очікується, що гігантський ефект Штарка може спостерігатись у полях порядку 1..2 В/нм. Такі поля можуть бути створені, наприклад, під вістрям тунельного сканувального мікроскопа. Електричне поле між вістрям і поверхнею досліджуваного зразка впливає на структуру поверхневих зон. Наприклад, при скануванні поверхні напівпровідника електричне поле призводить до викривлення поверхневих зон, а при скануванні нанотрубок можуть виникнути значні спотворення зображень. При скануванні металів це поле значною мірою екранується електронами провідності.

Motional Stark effect

Як відомо, у системі координат, яка рухається зі швидкістю \vec{V} крізь магнітне поле з індукцією \vec{B} , напруженість електричного поля $\vec{\mathcal{E}}$ визначається сумою статичного і лоренцевого електричного поля, що можна представити наступним виразом

$$\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_0 + \vec{V} \times \vec{B}, \quad (1.65)$$

де $\vec{\mathcal{E}}_0$ - напруженість електричного поля у нерухомій системі координат.

Отже, якщо $\vec{\mathcal{E}}_0 = 0$, і атом рухається крізь магнітне поле, то електричне поле (1.65) призводить до виникнення ефекту Штарка. Такий ефект Штарка, зумовлений рухом атома, в англomовній літературі називається Motional Stark Effect (MSE).

MSE є потужним інструментом для вимірювання характеристик магнітних полів у високотемпературній плазмі, наприклад, для дослідження топології магнітного поля в установках типу Токамак. Так, для вимірювання величини магнітної індукції у плазму інjektується високоенергетичний (25..100 кеВ) пучок нейтральних атомів водню (або дейтерію) у напрямку, перпендикулярному напрямкові магнітного поля. Атоми пучка збуджуються завдяки зіткненням з частинками плазми. Спектральні лінії, які випромінюють збуджені атоми пучка, демонструють штарківське розщеплення у полі $\vec{V} \times \vec{B}$. Зрозуміло, крім MSE, в таких експериментах проявляються також ефекти Допплера та Зеемана, які ретельно враховуються. За величиною розщеплення оцінюють величину магнітної індукції у різних місцях камери установки. Важливу інформацію дають також поляризаційні вимірювання.

- - - - -

Література

1. Білий М.У. Атомна фізика. – К.: Вища школа, 1973. – 396 с.
2. Білий М.У., Охріменко Б.А. Атомна фізика. – К.: Знання, 2009. – 559 с.
3. Боровий М.О., Куницький Ю.А., Курилюк В.В. Вступ до наноелектроніки. – К.: Кафедра, 2013. – 256 с.
4. Вакарчук І.О. Квантова механіка. – 4-е видання, доповнене. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2012. – 872 с.
5. Гайда Р.П. Атомна фізика. – Львів: Вид-во Львівського ун-ту, 1965. – 356 с.
6. Зеленський С.Є., Охріменко Б.А. Лазерна спектроскопія. Навчальний посібник. – К.: ВПЦ «Київський університет», 2020. – 415 с.
7. Кобушкін О.П. Атомна фізика. – К.: НТУУ КПІ, 2018. – 269 с.
8. Кондilenко И.И., Коротков П.А. Введение в атомную спектроскопию. – К.: Вища школа, 1976. – 304 с.
9. Находкін М.Г., Харченко Н.П. Атомна фізика. – К.: ВПЦ «Київський університет», 2012. – 551 с.

10. Овечко В.С, Шека Д.І. Фізика атомів і атомних структур (від класики до квантів). – К.: ВПЦ «Київський університет». 2006. – 184 с.
11. Федорченко А.М. Основы квантовой механики. – К.: Вища школа, 1979. – 272 с.
12. Юхновський І.Р. Основы квантової механіки. – К.: Либідь, 2002. – 392 с.
13. Allen L., Eberly J.H. Optical Resonance and Two-level Atoms. – Wiley, 1975. – 233 p.
14. Chtanov A., Baars T., Gal M. Excitation-intensity-dependent photoluminescence in semiconductor quantum wells due to internal electric fields. – Phys. Rev. B. –1996. – V.53, N.8. – P.4704-07.
15. Conway N., Bock M., Michael C., Walsh M., et.al. The MAST motional Stark effect diagnostic. – Rev. Sci. Instrum. – 2010. – V.81, 10D738.
16. Demtroder W. Laser Spectroscopy. Basic Concepts and Instrumentation. – Third Edition. – Springer, 2003. – P.476–89.
17. Dissanayake A.S., Lin J.Y., Jiang H.X. Quantum-confined Stark effects in $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ quantum dots. – Phys. Rev. B. – 1995. – V.51, N.8. – P.5457-60.
18. Estle T.L. Paraelectric-Resonance Spectroscopy. – Phys. Rev. – 1968. – V.176, N.3. – P.1056–1069.
19. Fafard S., Fortin E., Merz J.L. Excitation-intensity-dependent photoluminescence quenching due to electric-field screening by photocarriers captured in single-quantum-well structures. – Phys. Rev. B. – 1993. – V.48, N.15. – P.11062-6.
20. Ficek Z., Swain S. Quantum Interference and Coherence: Theory and Experiments. – N.Y.: Springer Science+Business Media, Inc., 2005. – 418 p.
21. Foley E.L., Levinton F.M., Uzun-Kaymak I.U., Galante M.E., Zhang X. The motional Stark effect diagnostic for ITER. – Rev. Sci. Instrum. – 2024. – V.95, 073522.
22. Haken H., Wolf H.C., Brewer W.D. Atoms in an Electric Field. *In: The Physics of Atoms and Quanta. Advanced Texts in Physics.* – Springer, Berlin, Heidelberg, 2005.
23. Hoffmann D., Walker M. The German Physical Society Under National Socialism. – Physics Today. – 2004. – V.57, N.12. – P.52-8.

24. Ishigami M., Sau J.D., Aloni S., Cohen M.L., Zettl A. Observation of the Giant Stark Effect in Boron-Nitride Nanotubes. – Phys. Rev. Lett. – 2005. – V.94. – P.056804.
25. Kollath K.J., Standage M.C. Stark Effect. *In*: Hanle, W., Kleinpoppen, H. (eds) Progress in Atomic Spectroscopy. Physics of Atoms and Molecules. – Springer, Boston, MA, 1979.
26. Kuo Y.-H., Lee Y.K., Ge Y., et.al. Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon. – Nature. – 2005. – V.437. – P.1334-6.
27. Lawler J.E., Doughty D.A. (1994). The Measurement and Analysis of Electric Fields in Glow Discharge Plasmas. – Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 1994. V.34. – P.171-206.
28. Leone M., Paoletti A., Robotti N. A Simultaneous Discovery: The Case of Johannes Stark and Antonino Lo Surdo. – Physics in Perspective. – 2004. – V.6. – P.271–94.
29. Macfarlane R.M. Optical Stark spectroscopy of solids. – J. Luminescence. – 2007. – V.125. – P.156–174.
30. Miller D.A., Chemla D.S., Damen T.C., et.al. (1985). Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures. Phys. Rev. B. – 1985. – V.32, N.2. – P.1043.
31. Miller D.A.B. Optoelectronic applications of quantum wells. – Optics & Photonics News. – 1990. – V.1, N.2. – P.7–15.
32. Mills D.L. Nonlinear optics: Basic concepts. – Berlin: Springer Verlag, 1991. – 184 p.
33. Morrison G.B., Raring J.W., Wang C.S., et.al. Electroabsorption modulator performance predicted from band-edge absorption spectra of bulk, quantum-well, and quantum-well-intermixed InGaAsP structures. – Solid-State Electronics. – 2007. – V.51. – P.38–47.
34. Mowbray D.J., Skolnick M.S. New physics and devices based on self-assembled semiconductor quantum dots. – J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V.38. – P.2059–76.
35. Takeuchi T., Sota S., Katsuragawa M., et.al. Quantum-Confined Stark Effect due to Piezoelectric Fields in GaInN Strained Quantum Wells. – Jpn. J. Appl. Phys. – 1997. – V.36, N.4A. – L382.

36. Takeuchi T., Wetzel C., Yamaguchi S., et.al. Determination of piezo-electric fields in strained GaInN quantum wells using the quantum-confined Stark effect. – Appl. Phys. Lett. – 1998. – V.73, 1691.

Навчальне видання

ЗЕЛЕНСЬКИЙ Сергій Євгенович
Вибрані розділи атомної фізики: Ефект Штарка

Навчальний посібник

В авторській редакції