

Міністерство освіти і науки України  
Сумський державний педагогічний університет  
ім. А.С. Макаренка

**КАЛЕНИК В.І., КАЛЕНИК М.В.**

**Лекційно-практичні заняття  
з методики викладання окремих  
тем шкільного курсу фізики**

**Частина 4  
Оптика. Атомна і ядерна фізика**

Навчальний посібник  
для студентів фізико-математичних факультетів  
педагогічних університетів

Суми  
СумДПУ ім. А.С. Макаренка  
2008

УДК

ББК

К 17

Друкується згідно з рішенням вченої ради  
Сумського державного педагогічного університету ім. А.С. Макаренка

**Рецензенти:**

**М.І. Шут**, завідувач кафедри фізики Національного педагогічного університету імені М.П. Драгоманова, член-кореспондент АПН України, доктор педагогічних наук, професор;

**А.І. Іваницький**, завідувач кафедри фізики та методики її викладання Запорізького національного університету, доктор педагогічних наук, професор.

**Каленик В.І., Каленик М.В.**

**К17** Лекційно-практичні заняття з методики викладання окремих тем шкільного курсу фізики. – Ч. 4. Оптика. Атомна і ядерна фізика: Навчальний посібник. – Суми: СумДПУ ім. А.С. Макаренка, 2008. – 128 с.

ISBN

У посібнику надано конспекти лекцій з методики викладання окремих тем шкільного курсу фізики та інструкції до практичних занять, до яких включені завдання для самостійної роботи студентів з підготовки до цих занять і їх плани.

Для студентів фізико-математичних факультетів педагогічних університетів, викладачів методики навчання фізики.

ISBN

УДК

ББК

© Каленик В.І., Каленик М.В., 2008

© СумДПУ ім. А.С.Макаренка, 2008

## Передмова

У навчальному посібнику, який завершує виклад змісту лекційних і практичних занять з методики викладання окремих тем шкільного курсу фізики, розглядаються основні поняття й закони розділів "Оптика" та "Атомна і ядерна фізика", способи розв'язування відповідних практичних задач, виходячи з програми з фізики для 12-річної школи. У ньому зберігається підхід до змісту й організації навчальної діяльності студентів, описаний у передмовах попередніх навчальних посібників зі спеціальної методики навчання фізики.

Вибір змісту попередніх і цього навчальних посібників обумовлені поглядами їх авторів на підготовку вчителів фізики на рівні бакалаврів і визначеним мінімальним навчальним часом. На вивчення вказаної частини спеціальної методики навчання фізики відводиться 6 лекцій і 10 практичних занять.

Організація навчальних занять зі спеціальної методики навчання фізики ґрунтується на кількох головних положеннях:

1. Знання і вміння, що формуються в майбутнього вчителя фізики на рівні бакалавра, з методики навчання фізики стосуються перш за все здатності організовувати навчальний процес, спрямований на досягнення цілей, визначених концепцією і програмою навчання фізики у 12-річній загальноосвітній школі.

2. Можливість обмеження змісту лекцій, описаного в навчальних посібниках, тільки розглядом узагальненого, розширеного змісту окремих понять шкільного курсу фізики, ураховуючи й ті, які є новими для традиційного навчального предмета, стає реальною за умови єдності і системності змісту всіх видів занять: лекцій із загальної і спеціальної методики навчання фізики, лабораторних занять з шкільного фізичного експерименту, практичних і семінарських занять, написання курсових робіт.

Так, розширений аналіз змісту окремих понять і законів фізики є складовою підготовки вчителя до планування навчальних занять, формування в нього здатності критично ставитися до змісту окремих методичних посібників і шкільних підручників, в яких, на жаль, можна зустріти не тільки неточності, а й фізичні похибки. До вивчення спеціальної методики навчання фізики студенти отримали перші знання і вміння з: визначення структур компонентів змісту шкільного курсу фізики (одиниць навчального змісту – блоків структурних елементів); планування циклів навчального процесу (одиниць навчального процесу – систем уроків); методики й техніки шкільного фізичного експерименту, визначеного шкільною програмою з фізики; організації діяльності вчителя та учнів як суб'єктів навчального процесу.

3. Заняття спрямовані на посилення ролі самостійної роботи студентів, що є умовою формування в них умінь роботи з науковою, навчальною літературою й усвідомлення ними важливості цієї складової професійної

діяльності вчителя фізики.

4. Наявність навчальних посібників цього типу дозволяє відійти від традиційного конспектування лекцій, надавши характеру діалогу.

Зміст кожного з чотирьох навчальних посібників зі спеціальної методики навчання фізики має деякі відмінності.

У навчальному посібнику з метою надання викладу змісту окремих понять і законів певного логічного зв'язку перед кожним розділом дається стислий історичний огляд розвитку відповідних наукових знань.

До практичних занять входить і семінар, під час якого підбиваються підсумки формування у студентів здатностей планувати цикл навчального процесу, дотримуючись усіх вимог до нього, установлювати логічний зв'язок між процесами формування теоретичних знань про компонент змісту шкільного курсу фізики й отриманням умінь застосовувати ці знання в конкретних практичних ситуаціях.

У лекціях узагальнено зміст понять оптики, атомної та ядерної фізики, що входять до переліку питань, визначених шкільною навчальною програмою, викладені в підручниках із загальної фізики (за редакціями Д.Б.Головка і Н.П.Ментковського, І.М.Кучерука, О.Е.Жмудського, авторів І.В.Савельєва, Ф.А.Корольова та інших), підручниках з фізики для загальноосвітніх шкіл (С.У.Гончаренка, Г.Я.Мякішева і Б.Б.Буховцева), методичних посібниках (Л.І.Резникова, Б.М.Яворського, С.Е.Каменецького і Л.А.Іванової).

Методичні рекомендації з розв'язування задач складені з урахуванням змісту задач і порад для їх розв'язку, навчальних посібників для учнів загальноосвітніх шкіл, створених С.У.Гончаренком, В.А.Балашом, М.К.Гольдфарбом та іншими авторами.

# **ЛЕКЦІЇ**

**Основні поняття, закони розділів  
шкільного курсу фізики:  
Оптика. Будова атома й  
атомного ядра**

# ОПТИКА

## ОПТИКА – РОЗДІЛ ФІЗИКИ-НАУКИ І СКЛАДОВА ШКІЛЬНОГО КУРСУ ФІЗИКИ

1. *Оптика* – розділ фізики-науки, в якому вивчаються оптичне випромінювання (світло), процеси його поширення, явища, що спостерігаються під час взаємодії світла з речовиною.

Оптичне випромінювання є електромагнітними хвилями, отже, оптика – частина загального вчення про електромагнітне поле. Поняття "світло" охоплює не тільки видиме світло, а й прилеглі до нього широкі ділянки спектра електромагнітних хвиль – інфрачервоне та ультрафіолетове випромінювання. Сучасна оптика вивчає ділянку спектра від м'якого рентгенівського випромінювання до радіохвиль міліметрового діапазону.

За традицією оптику поділяють на геометричну, фізіологічну й фізичну.

*Геометрична оптика* не розглядає питання про природу світла, виходить з емпіричних законів його поширення й використовує уявлення про світлові промені, які поширюються незалежно одні від одних, заломлюються й відбиваються на межах середовищ з різними оптичними властивостями, прямолінійні в оптично однорідному середовищі. Методи геометричної оптики дозволяють вивчати умови формування оптичних зображень об'єктів як сукупності зображень окремих їх точок та пояснювати явища, які пов'язані з проходженням оптичного випромінювання в різних середовищах, зокрема оптично неоднорідних. Найбільше значення геометричної оптики (з частковим використанням понять про хвилі) полягає в її застосуванні для розрахунків й конструювання оптичних приладів – від очкових лінз до складних об'єктивів й великих астрономічних інструментів. Завдяки розвитку і застосуванню обчислювальної математики методи таких розрахунків досягли високого вдосконалення. Сформувався новий напрям, який дістав назву *обчислювальна оптика*.

За своєю сутністю не розглядає фізичну природу світла й *фотометрія*. Частина задач фотометрії розв'язується з урахуванням сприймання світла людським оком. Вивченням таких закономірностей займається *фізіологічна оптика*, яка поєднується з біофізикою і психологією, досліджуючи механізми зору.

*Фізична оптика* розглядає проблеми, які пов'язані з природою світла й світлових явищ. Твердження про те, що світло є поперечними електромагнітними хвилями, ґрунтується на результатах величезної кількості експериментальних досліджень. Сукупність явищ, в яких проявляється хвильова природа світла, вивчається в розділі фізичної оптики – *хвильовій оптиці*. Її математичним підґрунтям є загальні рівняння класичної електродинаміки (рівняння Максвелла). При цьому властивості середовища характеризуються макроскопічними матеріальними константами – значеннями діелектричної проникності  $\epsilon$  і магнітної проникності  $\mu$ , які входять до рівняння Максвелла у вигляді коефіцієнтів. Ці величини однозначно визначають показник заломлення  $n$  середовища:  $n = \sqrt{\epsilon \cdot \mu}$ .

*Феноменологічна хвильова оптика*, не розглядаючи зв'язок величин  $\epsilon$  і  $\mu$  (як правило, відомих з дослідів) зі структурою речовини, дозволяє пояснити емпіричні закони геометричної оптики й установити межі її застосування. На відміну від геометричної оптики, хвильова оптика дозволяє розглядати процеси поширення світла не тільки в умовах, в яких розміри систем, що формують або розсіюють світлові пучки, набагато більші за довжину хвилі, а й за будь-якого співвідношення між ними.

У багатьох випадках розв'язування конкретних задач за допомогою методів хвильової оптики стає надзвичайно складним. Тому була створена *квазіоптика*, в якій процеси поширення, заломлення й відбивання описуються в межах геометричної оптики, але при цьому враховується хвильова природа світла.

У *класичній хвильовій оптиці* параметри середовища вважаються незалежними від інтенсивності світла. Але в багатьох випадках, особливо за великої інтенсивності світлових потоків, ці передбачення не справджуються і показник заломлення стає залежним від напруженості електричного поля світлової хвилі. Це приводить до зміни кута заломлення світлового пучка, до зміни спектрального складу світла, що проходить крізь середовище, та інших явищ. Такі явища розглядаються в *нелінійній оптиці*, яка стала швидко розвиватися у зв'язку зі створенням лазерів.

Хвильова оптика не може задовільно пояснити процеси випромінювання й поглинання світла. Дослідження цих процесів (фотоефекту, фотохімічних перетворень молекул тощо) і загальні термодинамічні міркування про взаємодію електромагнітного поля з речовиною привели до висновку, що елементарна система (атом, молекула) може випромінювати або поглинати енергію лише дискретними порціями (квантами), пропорційними частоті випромінювання. Тому світловому електромагнітному полю необхідно зробити відповідним потік квантів світла – фотонів. Явища, в яких під час взаємодії світла і речовини виявляються квантові властивості елементарних систем, вивчаються у *квантовій оптиці* за допомогою методів, розвинутих у квантовій механіці й квантовій електродинаміці.

2. У програмі вітчизняної 11-річної школи немає окремого розділу "Оптика", а його матеріал вивчається в різних частинах курсу: світлові явища (геометрична оптика) у середній школі (8 клас); у старшій школі світлові хвилі вивчаються у 11 класі наприкінці розділу "Електродинаміка" як один із прикладів електромагнітних хвиль, а квантові властивості світла – у розділі "Квантова фізика". Відсутність оптики як окремого розділу пояснювалася генералізацією матеріалу курсу фізики – виділенням в ньому основних провідних фізичних теорій й групуванням матеріалу навколо них.

У програмі 12-річної школи існують окремо виділені групи питань з розділу "Оптика". Ці питання частково розглядаються в основній школі. У старшій школі навчальний матеріал розподілений за рівнями навчання: стандарту, академічним, профільним. Питання кожного наступного рівня доповнюють їх перелік на попередньому рівні.

## РОЗДІЛ I. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

Геометрична оптика є прикладом теорії, яка дозволяє за малої кількості фундаментальних понять і законів отримати багато практично важливих результатів.

### 1.1. Відкриття основних законів геометричної оптики (історичний огляд)

Оптика відноситься до тих наук, початкові відомості яких виникли у стародавні часи. Більш ніж за 300 років до нової ери виникла теорія зорових променів. У той час Евклід стає основоположником учення про прямолінійне поширення світла. Застосувавши до вивчення світла математику, він установив закони відбивання світла від дзеркала. Знайдені Евклідом закономірності збереглися й у сучасній геометричній оптиці. Йому було знайомим і заломлення світла. Пізніше аналогічні погляди розвивав Птоломей (70 – 147 рр. до н.е.). Ним приділялося багато уваги вивченню явищ заломлення світла. Птоломей виконав багато вимірювань кутів падіння й заломлення, але закону заломлення не встановив.

Крім Евкліда, дію угнутих дзеркал знали й інші стародавні вчені. Архімеду (287 – 212 рр. до н.е.) приписують спалення ворожого флоту за допомогою системи угнутих дзеркал, якими він збирав сонячні промені й направляв на римські кораблі.

У середньовіччі арабський фізик Альгазен (1038) у своїх дослідженнях розвиває ряд питань оптики. Він займається вивченням ока, заломленням світла, відбиванням світла у вгнутих дзеркалах. Вивчаючи заломлення світла Альгазен, усупереч Птоломею, довів, що кути падіння й заломлення не пропорційні, що стало поштовхом до подальших досліджень з метою пошуку закону заломлення. Альгазену відома збільшувальна здатність сферичних скляних сегментів.

Роджер Бекон (1214 – 1294) досліджував відбивання світла у параболічних дзеркалах, вивчав сферичну аберацію дзеркал, визначив положення головного фокуса вгнутого дзеркала. Р. Бекон займався також анатомією і фізіологією ока. Людям зі слабким зором він рекомендував користуватися збиральними лінзами, які пропонував класти на розглядувані предмети. Незабаром були винайдені окуляри.

У період Відродження в оптиці були зроблені видатні винаходи й відкриття. Франціско Мавролік (1495 – 1575) достатньо правильно пояснив дію окулярів, знайшов, що увігнуті лінзи не збирають, а розсіюють промені, з'ясував причини далекозорості і короткозорості, дав правильне пояснення утворенню зображень Сонця, які спостерігаються під час проходження сонячних променів через малі отвори.

Італієць Порта (1538 – 1615) створив камеру-обскуру – прообраз майбутнього фотоапарата. Голландський майстер-оптик Захарія Янсен (1590) винайшов мікроскоп. Майже одночасно з ним Яків Мециус і Ганс Ліпперсгей почали виготовляти зорові труби. Винахід цих оптичних інструментів



спричинив великі відкриття в астрономії та біології в наступні роки.

Німецькому фізику й астроному І. Кеплеру (1571 – 1630) належать фундаментальні праці з теорії оптичних інструментів і фізіологічної оптики, засновником якої фактично він і є. І. Кеплер багато працює над вивченням заломлення світла. Але закон заломлення світла був установлений не ним, а голландцем Віллебордом Снелліусом (1591 – 1626), хоча й не був опублікований. Закон заломлення у своєму сучасному вигляді був сформульований французьким математиком і філософом Рене Декартом (1596 – 1650).

Велике значення для геометричної оптики мав принцип Ферма, названого на честь французького вченого П'єра Ферма (1601 – 1665), який його відкрив.

Видатний італійський фізик Галілей (1564 – 1642) удосконалив зорову трубу і вперше застосував її в астрономії, в якій він зробив видатні відкриття.

У подальшому, зокрема з XVIII століття, геометрична оптика вдосконалювала методи розрахунку оптичних систем, розвивалася як прикладна наука.

## 1.2. Головні теоретичні підґрунтя геометричної оптики

Геометрична оптика як теоретична основа оптотехніки базується на ряді законів:

1. *Закон прямолінійного поширення світла.* В однорідному прозорому середовищі світло поширюється прямолінійно.

2. *Закон відбивання світла.* Промінь падаючий, промінь відбитий і нормаль, поставлена в точку падіння, лежать в одній площині, а кут падіння дорівнює куту відбивання.

3. *Закон заломлення світла.* Промінь падаючий, промінь заломлений і перпендикуляр, поставлений у точку падіння, лежать в одній площині. За будь-якого кута падіння відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення є величиною сталою для двох певних середовищ і називається відносним показником заломлення другого середовища відносно першого.

4. *Закон незалежності поширення світлових променів.* Світлові промені, поширюючись у просторі, під час перетинання не впливають один на одного.

5. *Закон оборотності (принцип оборотності) світлових променів.* Якщо промінь падає з першого середовища на межу другого під кутом  $\alpha$ , заломлюється на межі і переходить у друге середовище під кутом  $\beta$ , то промінь, пущений у зворотному напрямі з другого середовища під кутом  $\beta$ , вийде в першому середовищі під кутом  $\alpha$ . Аналогічно буде і під час відбивання. Принцип оборотності виконується за будь-якої кількості заломлень і відбивань на межі оптичних систем.

Перераховані закони стосуються лише напряму поширення світла, отже, скоріше мають геометричний, ніж фізичний смисл. Фізичний смисл має лише закон заломлення світла.

Цей закон математично можна записати у вигляді такої формули:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$$
, де  $n$  – величина, яка залежить від властивостей середовищ, на межі

поділу яких відбувається заломлення світла, і називається показником заломлення другого середовища відносно першого.

Якщо світло заломлюється на межі "вакуум – прозоре середовище", відповідний показник заломлення називають абсолютним показником заломлення прозорого середовища. Показник заломлення даної речовини відносно повітря дуже мало відрізняється від абсолютного, оскільки абсолютний показник заломлення повітря дуже близький до одиниці і за нормальних умов дорівнює 1,00029.

Відносний показник заломлення пов'язаний з абсолютними показниками заломлення  $n_1$  і  $n_2$  першого і другого середовища співвідношенням:  $n = \frac{n_2}{n_1}$ .

Абсолютний показник заломлення визначається швидкістю поширення світла у відповідному середовищі, яка залежить від фізичного стану середовища, тобто від температури речовини, її густини, наявності в ній пружних напруг. Показник заломлення залежить також і від характеристик самого світла. Для червоного світла він менший, ніж для зеленого і тощо. Тому в таблицях значень показників заломлення для різних речовин, як правило, вказується, для якого світла наведено значення  $n$  і в якому стані перебуває речовина. Якщо таких вказівок немає, то це означає, що залежністю від указаних факторів можна нехтувати.

У більшості випадків доводиться розглядати перехід світла через межу "повітря – тверде тіло", або "повітря – рідина", а не через межу "вакуум – середовище".

### 1.3. Принцип Ферма – головний принцип геометричної оптики

Побудова теоретичних основ геометричної оптики була завершена встановленням *принципу Ферма*.

Принцип Ферма – головний принцип геометричної оптики.

Простіша форма цього принципу – твердження, що світло завжди поширюється у просторі між двома точками тим шляхом, уздовж якого час його проходження менший, ніж уздовж будь-яких інших шляхів, які з'єднують ці точки.

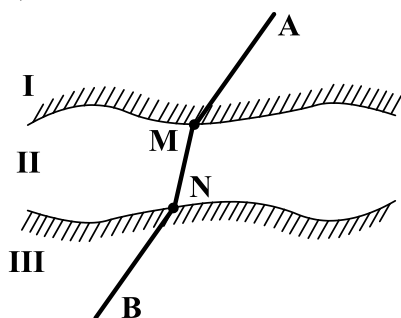


Рис. 1.3.1

Якщо середовище має показник заломлення  $n$ , то швидкість світла в ньому дорівнює  $v = \frac{c}{n}$ , де  $c$  – швидкість світла у вакуумі. Тому час, протягом якого світло проходить відстань у середовищі з показником заломлення  $n$ , визначається співвідношенням:  $t = \frac{l}{v} = \frac{nl}{c}$ .

Добуток геометричного шляху  $l$  на показник заломлення  $n$  називається оптичним шляхом.

Нехай світло проходить кілька середовищ з показниками заломлення  $n_1, n_2, n_3$ . З точки А (рис. 1.3.1) світло потрапляє в точку В шляхом AMNB, для

якого час  $t = \frac{AM \cdot n_1}{c} + \frac{MN \cdot n_2}{c} + \frac{NB \cdot n_3}{c}$  має найменше значення. Оскільки

швидкість світла  $c$  у вакуумі є величина стала, то можна сформулювати принцип Ферма так: світло поширюється між точками  $A$  і  $B$  так, що оптичний шлях  $L = AM \cdot n_1 + MN \cdot n_2 + NB \cdot n_3$  має мінімальне значення.

Отже, у цьому формулюванні принцип Ферма є принципом найменшої оптичної довжини шляху. У початковому формулюванні принцип мав смисл найбільш загального закону поширення світла, з якого випливали всі (до того часу відомі) закони геометричної оптики; для однорідного середовища він приводив до прямолінійного світлового променя (відповідно до того, що пряма є найменшою відстанню між двома точками), а у випадку падіння променя на межу розділу між середовищами з різними  $n$  з принципу Ферма можна отримати закони дзеркального відбивання й заломлення світла.

Так, із принципу Ферма випливає оборотність світлових променів. Дійсно, оптичний шлях, який мінімальний у випадку поширення світла з точки 1 у точку 2, стає мінімальним й у випадку поширення світла у зворотному напрямі.

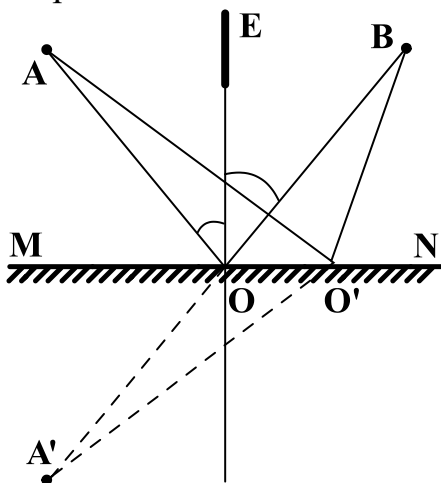


Рис. 1.3.2

Отримаємо за допомогою принципу Ферма закони відбивання світла.

Нехай світло попадає з точки  $A$  в точку  $B$ , відбившись від поверхні  $MN$ ; прямий шлях з  $A$  в  $B$  закритий непрозорим екраном  $E$  (рис. 1.3.2). Середовище, в якому проходить промінь, однорідне. Тому мінімальність оптичної довжини шляху зводиться до мінімальності його геометричної довжини. Геометрична довжина довільно взятого шляху дорівнює  $AO'B = A'O'B$  (допоміжна точка  $A'$  є дзеркальним зображенням точки  $A$ ). З рисунка видно, що найменшу довжину має шлях променя, який відбився в точці  $O$ , для

якої кут відбивання дорівнює куту падіння. Відзначимо, що під час віддалення точки  $O'$  від точки  $O$  геометрична довжина необмежено зростає, так що у цьому випадку є тільки один екстремум – мінімум.

У більш строгому формулюванні принцип Ферма є так званим варіаційним принципом, який стверджує, що реальний промінь світла поширюється від однієї точки до іншої по лінії, уздовж якої час його проходження екстремальний або однаковий, порівняно з часами проходження вздовж всіх інших ліній, що з'єднують ці точки. Отже, оптична довжина шляху променя може бути не тільки мінімальною, але й максимальною або рівною всім іншим можливим шляхам між двома точками.

Прикладами мінімального шляху є поширення світла в однорідному середовищі й проходження ним межі розділу двох середовищ з різними  $n$ .

Усі три випадки (мінімальності, максимальності й стаціонарності шляху) можна проілюструвати, розглядаючи відбивання світла від угнутого дзеркала.

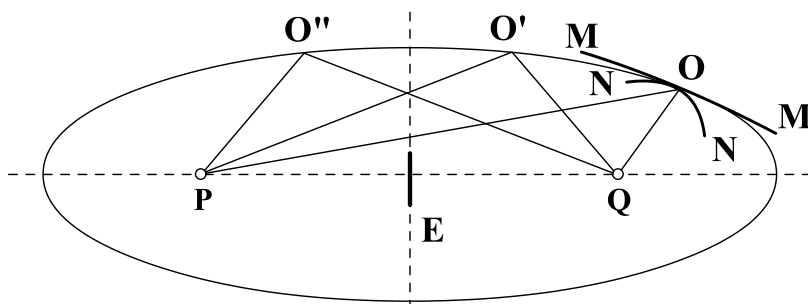


Рис. 1.3.3

Якщо дзеркало має форму еліпсоїда обертання (рис. 1.3.3), а світло поширюється від одного його фокуса P до другого Q (причому шлях без відбивання неможливий), то оптична довжина шляху променя  $PO' + O'Q$  за

властивостями еліпсоїда дорівнює всім останнім можливим, наприклад  $PO'' + O''Q$ . Якщо на шляху між тими самими точками світло відбивається від дзеркала меншої, ніж в еліпсоїда кривизни (MM), реалізується мінімальний шлях, якщо за більшої (NN) – максимальний. Умова екстремальності оптичної довжини шляху зводиться до вимоги, щоб дорівнювала нулю варіація від

інтеграла  $\int_A^B n dl = 0$ , де A і B – точки, між якими поширюється світло.

У хвильовій оптиці принцип Ферма є граничним випадком принципу Гюйгенса-Френеля і застосовується, коли можна нехтувати дифракцією світла, розглядаючи промені як нормалі до хвильової поверхні.

#### 1.4. Поняття "світловий промінь", "світна точка"

Закони геометричної оптики сформульовані відносно світлових променів.

*Світловий промінь* указує напрям поширення енергії світла або, згідно з іншим визначенням, є нормаллю до фронту світлової хвилі. Отже, промінь є геометричним поняттям, за допомогою якого використовується простий наближений метод побудови зображень в оптичних системах.

Зі спостережень за слідом світлового пучка у розсіювальному середовищі може скластися уявлення про світловий промінь як про межу, до якої наближається пучок за нескінченного зменшення його поперечного перерізу. Наприклад, під час проходження світла через отвір, який увесь час зменшується. Але відомо, що під час зменшення отвору в екрані, крізь який проходить світловий пучок, коли розміри отвору наближаються до довжини хвилі, прямолінійне поширення світла порушується – спостерігається дифракція. Залежно від відстані до отвору в центрі дифракційної картини може утворитися світлий або темний кружечок. Під час переміщення екрана до отвору в центрі екрана почергово будуть з'являтися світлі і темні ділянки. Дифракційна картинка утворилася не тільки в ділянці геометричної тіні, а й на центральній ділянці екрана напроти отвору.

Під променем можна розуміти вісь світлового пучка, що вказує напрям поширення енергії світла. Водночас, вісь світлового пучка не можна ототожнювати з нескінченно тонким пучком, який практично отримати не можна.

У попередньому тексті під терміном "світловий пучок" розуміють обмежену певною поверхнею частину простору, в якій поширюється світлова

енергія.

У геометричній оптиці часто користуються терміном "світловий пучок", під яким розуміють сукупність світлових променів, обмежених конічною, циліндричною чи іншою формою поверхні. У цьому розумінні вживається поняття розбіжний, збіжний, паралельний пучок променів.

Поняття про *світну точку* також є абстракцією. За кінцевої кількості енергії й нескінченно малого об'єму густина енергії у цій точці повинна бути нескінченною, що неможливо.

Фізично змістовним буде визначення, згідно з яким за світну точку приймають світне тіло з розмірами набагато меншими, ніж відстань до місця його спостереження. Аналогічно визначають поняття "матеріальна точка" в механіці, "точковий заряд" в електриці тощо.

### 1.5. Поняття "уявне зображення"

Геометрична оптика є простим наближеним методом побудови зображень в оптичних системах. Із кожної точки  $S$  світного предмета проводять пучок променів і будують точку їх перетинання  $S'$  після проходження оптичної системи. Із цієї точки промені йдуть так, нібито точка була самостійним джерелом світла. Тому вона має назву зображення світної точки  $S$ . Сукупність зображень усіх точок світного об'єкта є зображенням цього об'єкта, отриманого за допомогою оптичної системи.

Зображення має назву дійсного, якщо світлові промені в точці  $S'$  дійсно перетинаються, та уявною, якщо в точці  $S'$  перетинаються продовження променів, проведених у напрямку, зворотному поширенню світла.

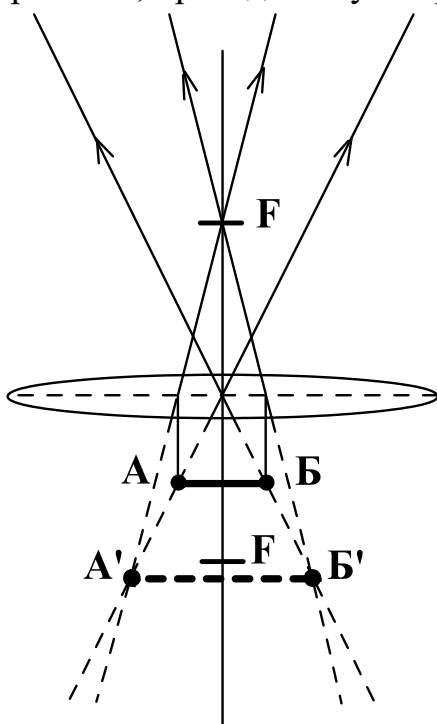


Рис. 1.5.1

Якщо зображення об'єкта дійсне, то його можна отримати на екрані, розміщеному поза оптичною системою в напрямі поширення світла. Якщо ця оптична система створює уявне зображення об'єкта, то це зображення не може без створення додаткових умов спостерігатися на екрані.

Оптичні прилади можна поділити на ті, що дають дійсне зображення предмета без участі ока (наприклад, проєкційні апарати), і ті, що дають так звані уявні зображення і призначаються для озброєння ока (наприклад, лупа, мікроскоп, телескоп).

Коли говорять про *уявне зображення*, то хід променів не простежують до сітківки ока, а оберненим продовженням розбіжних променів визначають, де міститься уявне зображення (рис. 1.5.1).

У зв'язку з цим постає питання: Який фізичний зміст має вказівка на те, що від предмета, розміщеного у фокальній площині, уявне зображення отримується у нескінченності?

Смисл такого виразу полягає в тому, що за вказаного положення предмета відносно лінзи, в око спостерігача входять паралельні пучки променів (але пучки між собою не паралельні). Ці оптичні пучки оптичною системою ока збираються на його сітківці, де зображення стає дійсним, а не уявним.

Якщо предмет знаходиться між фокусом і лінзою, то за лінзою світло поширюється розбіжним пучком. При цьому в результаті зміни фокусної відстані кристаліка ока світлові пучки знову збираються на сітківці. Те саме спостерігається, коли розглядається зображення у плоских і сферичних дзеркалах.

Розбіжні пучки світла, які створюються рядом оптичних пристроїв, реальні. Ці пучки збирають, наприклад іншою лінзою, й отримують дійсне зображення на екрані. Розбіжні пучки світла існують, а їх обернене продовження – ні. Тому уявне зображення не можна отримати на екрані.

Від дійсних зображень, що створюються лінзою або системою лінз, на сітківці ока завжди створюється дійсне зображення. Видима величина предмета залежить від величини зображення на сітківці.

### **1.6. Поняття "параксіальні промені", "аберація" та її види**

1. Під час побудови зображень об'єктів, отриманих за допомогою оптичних систем, в геометричній оптиці розглядаються випадки, в яких через оптичну систему проходять параксіальні пучки променів.

*Параксіальний* пучок променів світла – пучок променів, що поширюються вздовж і близько до осі центрованої оптичної системи й утворюють дуже малі кути з віссю і нормаллями до заломлюючих і відбиваючих поверхонь системи. Основні співвідношення, які описують утворення зображення в оптичних центрованих системах (вісь симетричних), точно виконуються тільки для параксіальних пучків променів у граничному випадку нескінченно малих кутів. Так, лише параксіальні пучки променів точку зображують точкою, пряму – прямою, площину – площиною.

На практиці під параксіальними пучками променів, як правило, розуміють пучки променів, що проходять під кінцевими (до кількох градусів) кутами, для яких відхилення від точних співвідношень настільки малі, що ними можна нехтувати.

2. Якщо через оптичну систему проходить не параксіальний пучок або в самій системі відсутня осьова симетрія (асферичні поверхні), то спостерігаються різні відхилення від одержаних співвідношень, виникають спотворення зображень, які називаються *аберацією*.

Існують різні види аберацій.

*Сферична аберація*. Нехай на оптичній осі двоопуклої лінзи знаходиться світна точка. Сферична аберація полягає в тому, що світлові промені, які виходять з цієї точки, попадають у різні місця заломлюючої поверхні і зазнають таких відхилень, що після проходження оптичної системи не перетинаються в одній точці.

*Астигматизм* є абераційним спотворенням, яке виникає під час відображення позаосьвих точок предмета. Сферична хвиля, що виходить зі

світної позаосової точки предмета, після проходження через оптичну систему перестає бути сферичною. Перетинання променів астигматичного пучка відбувається не в одній точці, а в точках, сукупність яких утворює два взаємно перпендикулярних відрізки.

*Кома* – це аберация широкого пучка променів, нахилених до оптичної осі. Зображення точки буде безперервною сукупністю кружечків, радіуси яких збільшуються з віддаленням від оптичної осі.

*Дисторсія* – це вид аберации, що виявляється в порушенні подібності зображення і предмета. Якщо є такий вид аберации, зображення будь-якої прямої в площині предмета, що проходить через оптичну вісь, буде прямою лінією, а зображення інших прямих буде викривленим.

*Хроматична аберация.* Під час падіння немонохроматичного світла на заломлюючу поверхню промені різних довжин хвиль заломлюються по-різному, що зумовлюється дисперсією світла. У спектральній ділянці, для якої речовина прозора, зі збільшенням довжини хвилі показник заломлення зменшується. Для видимого спектра він є найбільшим для фіолетового світла і найменшим – для червоного. Під час одержання зображення точки в білому світлі фіолетові промені заломлюються на лінзі більше і тому вони перетинаються ближче до неї, а червоні – менше і перетинаються далі від лінзи. Зображення, утворені ними, зміщені одне відносно одного.

### **1.7. Питання геометричної оптики у шкільному курсі фізики**

В основній школі (7 клас) у темі "Світлові явища" розглядаються питання: Оптичні явища в природі. Джерела і приймачі світла. Світловий промінь. Прямолінійне поширення світла. Сонячне і місячне затемнення. Дисперсія світла. Спектральний склад світла. Кольори. Відбивання світла. Закони відбивання. Плоске дзеркало. Поширення світла в різних середовищах. Заломлення світла на межі двох середовищ. Лінзи. Оптична сила і фокусна відстань лінзи. Побудова зображень, що дає тонка лінза. Око. Вади зору. Окуляри. Оптичні прилади.

У результаті вивчення цих питань учень:

*називає* основні оптичні явища природи, вади зору, одиниці оптичної сили лінзи, сили світла, освітленості; *наводить приклади* джерел і приймачів світла, застосування лінз та оптичних приладів, урахування фотометрії в життєдіяльності людини;

*розрізняє* падаючий, відбитий і заломлений промені, кут падіння, відбивання і заломлення світла, фокусну відстань й оптичну силу лінзи;

*формулює* закони відбивання та заломлення світла, означення поняття світлового променя;

*записує* формулу тонкої лінзи;

*може описувати* поширення світла в різних оптичних середовищах, хід променів за дзеркального відбивання світла, класифікувати види джерел світла, лінзи;

*пояснює* утворення тіні та півтіні, причини сонячних і місячних затемнень, дисперсію світла, призначення окулярів, лінз, оптичних приладів;

здатний *спостерігати* прямолінійне поширення світла в однорідному середовищі, відбивання світла, заломлення світла; *вимірювати* фокусну відстань та оптичну силу лінзи; *користуватися* лупою, лінзами; *складати* найпростіші оптичні прилади;

може *розв'язувати задачі*, застосовуючи формули лінзи, сили світла, освітленості; *будувати* хід промінів у плоскому дзеркалі; зображення, утворені за допомогою лінз.

У старшій школі (11 – 12 класи) в темі "Хвильова і квантова оптика" вивчаються:

Поширення світла в різних середовищах. Джерела й приймачі світла. Поглинання й розсіювання світла. Відбивання світла. Заломлення світла. Закони заломлення світла (освітній стандарт).

Плоскі і сферичні дзеркала. Одержання зображень за допомогою дзеркал. Застосування дзеркал. Показник заломлення. Лінзи. Побудова зображень, одержаних за допомогою лінз. Кут зору. Оптичні прилади та їх застосування (академічний рівень).

Принцип Ферма. Оптичні системи. Аберация (профільне навчання).



## РОЗДІЛ II. ФОТОМЕТРІЯ

*Фотометрія* – розділ фізичної оптики, в якому розглядаються енергетичні характеристики оптичного випромінювання у процесах його випромінювання, поширення, взаємодії з речовиною. При цьому розглядаються середні значення енергії випромінювання за малі інтервали часу, які значно перебільшують період електромагнітних коливань, що досліджуються.

Теоретичні й експериментальні методи фотометрії застосовуються у світлотехніці, техніці сигналізації, в астрономії й астрофізиці для дослідження космічних джерел випромінювання, для розрахунків перенесення випромінювання у плазмі газорозрядних джерел світла та в інших галузях науки і виробництва.

### 2.1. Два способи оцінки дії світла. Енергетичні і світлові величини

Дія світла обумовлена насамперед кількістю певної світлової енергії. Світло, безпосередньо обумовлене наявністю світлової енергії, сприймається чутливим елементом ока. Те саме спостерігається у будь-якому приймачі, здатному реагувати на світло, наприклад у фотоелементі, термоелементі, фотоплівці.

Вимірювання світла зводиться до вимірювання світлової енергії або до вимірювання величин, пов'язаних з нею.

Через деяку площину за час  $t$  проходить світлова енергія величиною  $W$ .

Відношення  $\frac{W}{t} = P$  показує, яка кількість енергії проходить через площину за одиницю часу, і називається *поток*ом променистої енергії, який має смисл потужності, що переноситься електромагнітним випромінюванням. Просторовий розподіл  $P$  описують енергетичні фотометричні величини, похідні від потоку променистої енергії по площі (енергетична освітленість) або тілесному куту (енергетична сила світла). У СІ потік променистої енергії (потік випромінювання) вимірюється у ватах (Вт).

Проте для сприймання світлової енергії надзвичайно важливу роль відіграє око. Тому поряд з енергетичною оцінкою світла використовують оцінку, яка ґрунтується на безпосередньому світловому сприйнятті ока.

Отже, у світлових випромінюваннях користуються двома системами фізичних величин, їх позначень і двома системами одиниць, одна з яких ґрунтується на енергетичній оцінці світла, друга – на зорових відчуттях.

Вимірювання фотометричних величин за зоровими відчуттями (світлових величин) ускладнюється тим, що світло різних довжин хвиль зумовлює різні відчуття не лише за кольором, але й за рівнем зорового збудження. Найбільше зорове відчуття за того самого потоку променистої енергії викликає світло з довжиною хвилі  $\lambda = 555\text{нм}$  (зелене світло). Світло з іншою довжиною хвилі зумовлює менше зорове відчуття; випромінювання з довжиною хвилі понад  $\lambda = 760\text{нм}$  і менше  $\lambda = 400\text{нм}$  зовсім не викликає зорових відчуттів.

Чутливість ока до світла різної довжини хвилі характеризується

особливою величиною, яка називається *функцією видимості*. Значення функції видимості  $V_\lambda$  для світлової хвилі  $\lambda = 555\text{нм}$  приймають таким, що дорівнює одиниці; для інших довжин світлових хвиль воно менш ніж одиниця і визначається за кривою видимості  $V_\lambda(\lambda)$  (рис. 2.1.1), затвердженою Міжнародною комісією з освітлення.

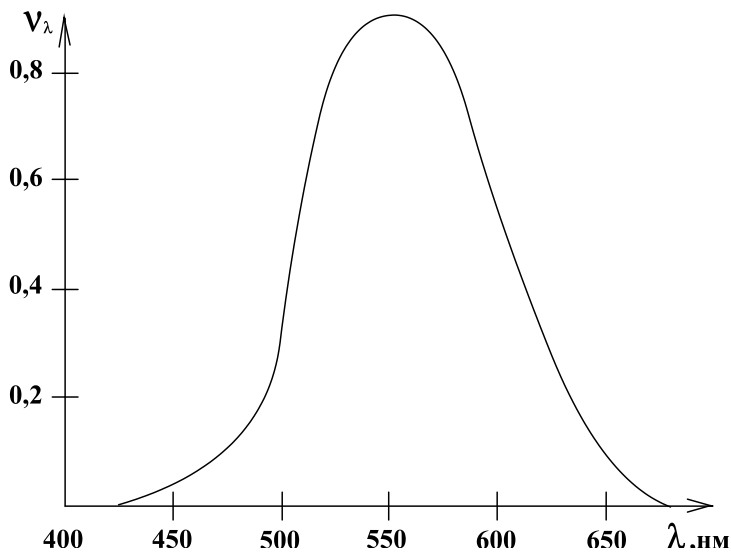


Рис. 2.1.1

Функція видимості визначається дослідним шляхом на основі великої статистики, отже, характеризує деяке середнє людське око.

З графіка видно, що потік світла з довжиною хвилі 510нм або 610нм повинен бути вдвічі потужнішим, ніж потік світла з довжиною хвилі 555нм, щоб зорові відчуття від них були однакові. Різна спектральна чутливість ока приводить до того, що візуальна оцінка світла

істотно відрізняється від енергетичної.

## **2.2. Поняття "точкове джерело світла", "рівномірне випромінювання"**

Усі питання, пов'язані з визначенням світлових величин, вирішуються просто тоді, коли джерело випромінює світло рівномірно у всіх напрямках.

Таким джерелом є, наприклад, розжарена металева кулька. Кулька випромінює світло рівномірно у всі боки. Це означає, що дія такого джерела на будь-який приймач світла залежатиме від відстані приймача до центру джерела світла і не залежатиме від напрямку радіуса, проведеного від центру кульки (джерела світла) до приймача.

У більшості випадків дію світла визначають на відстані  $R$ , значно більшої за радіус  $r$  світної кульки, тому її розмірами можна нехтувати. За такої умови можна вважати, що випромінювання світла відбувається немовбито з однієї точки – центру світної кульки. У таких випадках джерело світла називається *точковим джерелом світла*.

Зрозуміло, що точкове джерело не є точкою в геометричному розумінні, а має, як і будь-яке фізичне тіло, скінченні розміри. Джерело безмежно малих розмірів не має фізичного змісту, бо таке джерело повинно було б з одиниці своєї поверхні випромінювати потік нескінченно великої потужності, що практично неможливо. Крім того, джерело, яке вважають точковим, не завжди повинно бути малим. Істотними є не абсолютні розміри джерела, а співвідношення між його розмірами й тими відстанями від джерела, на яких досліджується їх дія. Так, для всіх практичних цілей найкращим точковим джерелом є зоря, хоч вона і має величезні розміри, її відстань від Землі у багато разів перевищує її розміри.

Що розуміють під рівномірним випромінюванням світла у всі боки?

Тілесний кут  $\Omega$  дорівнює відношенню поверхні  $\sigma$ , вирізаної на сфері конусом з вершиною в її центрі, до квадрата радіуса сфери  $r^2$ :  $\Omega = \frac{\sigma}{r^2}$ .

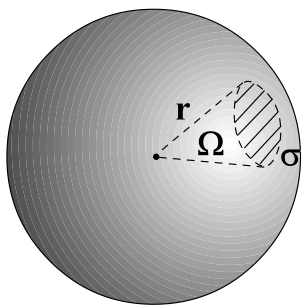


Рис. 2.2.1

Це відношення не залежить від  $r$ , оскільки із збільшенням  $r$  поверхня  $\sigma$ , яку вирізає конус, збільшується пропорційно до  $r^2$ . Якщо  $r = 1$ , то  $\Omega = \sigma$ , тобто тілесний кут чисельно дорівнює площі поверхні, вирізаної конусом на сфері одиничного радіуса. Одиниця тілесного кута – стерadian. Тілесний кут, який охоплює весь простір навколо джерела, дорівнює  $4\pi$  стерadian, бо повна поверхня сфери одиничного радіуса  $4\pi$ .

*Випромінювання* називається *рівномірним*, якщо в однакові тілесні кути, виділені в будь-якому напрямі, випромінюється потік однакової потужності.

### 2.3. Поняття "світловий потік", "сила світла", "освітленість"

*Світловий потік* – це потік променистої енергії, оцінюваний за зоровим відчуттям. Одиницею світлового потоку є *люмен* (лм).

Співвідношення між енергетичними і візуальними характеристиками світла різної довжини хвилі встановлюються за функцією видності та механічним еквівалентом світла.

Дослідним шляхом встановлено, що світловому потоку в 1лм зеленого кольору з довжиною хвилі  $\lambda = 555\text{нм}$  відповідає потік енергії, що дорівнює 0,0016Вт. Цю величину називають *механічним еквівалентом світла*:

$$A = 0,0016 \frac{\text{Вт}}{\text{лм}}.$$

Для переходу від візуальної характеристики світла використовується формула:  $P = \frac{A}{V_\lambda} \cdot \Phi$ , де  $P$  – потік променистої енергії,  $\Phi$  – світловий потік.

*Сила світла* – характеристика джерела світла. Сила світла – величина, що визначає за зоровим відчуттям енергію випромінювання точкового джерела в тілесний кут, що дорівнює одному стерadianу, за одиницю часу.

У СІ одиниця сили світла – кандела (кд) є основною.

Для побудови еталона джерела світла обрали поверхню абсолютно чорного тіла. Така поверхня за високої температури випромінює світло всіх довжин хвиль, тому її ще називають повним випромінювачем; вона має найбільшу випромінювальну здатність.

*Кандела* – сила світла, яке випромінюється з поверхні повного випромінювача площею  $1/600000\text{м}^2$  у перпендикулярному напрямі за температури випромінювання, що дорівнює температурі тверднення платини (2043К) за тиску 101325Па.

Характеристикою випромінювання протяжних джерел світла у цьому напрямі є *яскравість*, яка чисельно дорівнює відношенню сили світла в

заданому напрямі до проекції світної поверхні на площину, перпендикулярну до цього напрямку.

Визначення одиниці світлового потоку, яка є похідною в СІ, можна сформулювати так: *люмен* – світловий потік, який випромінюється точковим джерелом світла силою у 1кд у тілесний кут, що дорівнює 1 стерадіану.

*Освітленість* є характеристикою не джерела світла, а тієї поверхні, на яку падає світло. Освітленість чисельно дорівнює величині світлового потоку, що падає на одиницю площі освітлюваної поверхні:  $E = \frac{\Phi}{S}$ ,  $S = \frac{S_0}{\cos\alpha}$ , де  $\alpha$  – кут падіння світла.

У СІ вимірюється в *люксах* (лк).

Для фотометричних розрахунків важливо знати, як залежить освітленість  $E$  будь-якої поверхні від її розміщення відносно джерел світла і від сили світла  $I$  джерела.

Очевидно, що за інших рівних умов освітленість прямо пропорційна силі світла джерела. Дійсно, два поруч розміщених однакових джерела посилять у цьому напрямі вдвічі більше світлової енергії за одиницю часу, ніж одне джерело. Але такі два джерела можна замінити одним, сила світла якого вдвічі більша.

З'ясувати залежність освітленості від відстані до джерела можна, мислено розмістивши точкове джерело у центр сфери. Площа сфери дорівнює  $S = 4\pi R^2$ , а повний світловий потік дорівнює  $\Phi = 4\pi I$ . Тому освітленість дорівнює

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{4\pi I}{4\pi R^2} = \frac{I}{R^2}.$$

Отже, освітленість поверхні обернено пропорційна квадрату відстані до джерела.

У розглянутому випадку промені падали на поверхню сфери перпендикулярно. Але так відбувається не завжди. Напрямок падаючих на площадку променів прийнято характеризувати кутом падіння.

Кутом падіння променя називають кут між падаючим променем і перпендикуляром, установленим до поверхні в точці падіння.

Кут падіння променів на поверхню сфери від джерела, розміщеного в її центрі, дорівнює нулю.

Освітленість поверхні прямо пропорційна косинусу кута падіння променів.

Таким чином, освітленість поверхні, яка створюється точковим джерелом, прямо пропорційна силі світла джерела, косинусу кута падіння променів й обернено пропорційна квадрату відстані від джерела до поверхні:

$$E = \frac{I}{R^2} \cos\alpha.$$

Якщо джерел кілька, то загальна освітленість дорівнює сумі освітленостей, створених кожним джерелом окремо.

#### 2.4. Питання фотометрії у шкільному курсі фізики

В основній школі (7 клас) у темі "Світлові явища" розглядаються питання: Фотометрія. Сила світла. Освітленість.

У результаті вивчення цих питань учень:

*наводить* приклади врахування фотометрії в життєдіяльності людини;

*записує* формулу освітленості;

*може розв'язувати* задачі, застосовуючи формули сили світла, освітленості.

## РОЗДІЛ ІІІ. ФІЗИЧНА ОПТИКА

Світло – вид електромагнітного випромінювання. Для світла властива єдність дискретного і неперервного. В явищах інтерференції, дифракції проявляються хвильові властивості світла, в явищах фотоелектричного ефекту, тиску світла, ефекті Комптона його корпускулярні властивості.

### 3.1. Розвиток поглядів на природу світла (історичний огляд)

Найважливіша проблема оптики – питання про природу світла.

Перші уявлення про природу світла виникли у стародавні часи. Античні мислителі намагалися зрозуміти сутність світлових явищ, ґрунтуючись на зорових відчуттях. Стародавні індуси думали, що око має "вогняну" природу. Грецький філософ і математик Піфагор (582 – 500 рр. до н.е.) і його школа вважали, що зорові відчуття виникають дякуючи тому, що з ока до предметів відходять "гарячі випаровування". У своєму подальшому розвитку погляди набували більш чіткої форми у вигляді "зорових променів", яка була розвинута Евклідом (300 р. до н.е.). Згідно з цією теорією зір обумовлений тим, що з ока витікають "зорові промені", які ощупують своїми кінцями тіла й створюють зорові відчуття. Певний крок уперед зробив Емпедокл (492 – 432 рр. до н.е.), який уважав, що від світних тіл направляються витікання до очей, а із очей виходять витікання у напрямі до тіл. Під час зустрічі цих витікань виникають зорові відчуття. Видатний грецький філософ, засновник атомістики Демокрит (460 – 370 рр. до н.е.) повністю відкидає уявлення про зорові промені. Згідно з поглядами Демокрита зір обумовлено падінням на поверхню ока дрібних атомів, які виходять від предметів. Аналогічних поглядів пізніше дотримувався Епікур (341 – 270 рр. до н.е.). Рішучим противником "теорії зорових променів" був і видатний грецький філософ Аристотель (384 – 322 рр. до н.е.), який уважав, що причина зорових відчуттів лежить поза людським оком. Аристотель зробив спробу дати пояснення кольорам як наслідку змішування світла й темряви. Велике значення Аристотель надавав середовищу між спостережуваним тілом й оком.

У середні століття, у період панування схоластики майже повністю були відсутні дослідження про природу світла.

У XVI столітті французький математик і філософ Рене Декарт (1596-1650) багато уваги приділяє питанням природи світлових процесів. Він вважав, що світло є тиском, який світні тіла призводять на навколишнє середовище. Цей тиск передається середовищем, яке складається з особливих частинок ("світлових кульок") оку, викликаючи зорові відчуття. При цьому Декарт приймав, що світлові тиски поширюються миттєво.

Найбільш визначним досягненням першої половини XVII століття було відкриття дифракції світла Гримальді (1618-1663). У 1665 році в Болоньї був надрукований трактат єзуїта Франческо Марія Гримальді, в якому було описано явище дифракції світла. У темну кімнату через вузький отвір було пропущено сонячне світло. У світловий конус Гримальді помістив палку і спостерігав характер тіні на білому екрані. Утворилася картина, яка свідчила

про те, що промені світла можуть відхилятися від прямолінійного поширення. Видозмінивши досліди, Гримальді здійснив прямий дослід додавання двох світлових пучків, які виходили з двох отворів в екрані, освітленому Сонцем. При цьому спостерігалось чергування світлих і темних смуг. Таким чином, було з'ясовано, що під час додавання світлових пучків у ряді місць спостерігається не підсилення, а послаблення світла. Потім це явище було названо інтерференцією. Гримальді висловив припущення, що зазначені явища можна пояснити, якщо вважати світло хвилеподібним рухом. Але Гримальді не розробив будь-якого послідовного погляду на природу світла.

Великі відкриття у другій половині XVII століття пов'язані з ім'ям геніального англійського фізика і математика Ісаака Ньютона (1643 – 1727). Йому належить експериментальне відкриття дисперсії світла у призмі (1666 р.). Досліджуючи проходження пучка білого світла через тригранну призму, Ньютон установив, що промінь білого світла розпадається на нескінченну сукупність кольорових променів, які утворюють суцільний спектр. Ньютон виконав обернений дослід, зібравши за допомогою лінзи кольорові промені, що утворилися після проходження крізь призму променя білого світла. Був проведений дослід щодо змішування кольорів за допомогою обертального круга. Результати цих фундаментальних дослідів Ньютон поклав в основу теорії кольорів. Згідно з цією теорією колір тіла визначається тими променями спектра, які це тіло відбиває; інші промені тіло поглинає.

Поряд з цими відкриттями Ньютону належать праці з дифракції й інтерференції світла.

Для пояснення світлових явищ Ньютон приймав, що світло є речовиною, яка випускається у вигляді надзвичайно дрібних частинок світними тілами. Отже, Ньютон є творцем корпускулярної теорії світла, яку він назвав теорією витікання. Учений уважав, що світлові частинки мають різні розміри. Частинки, що відповідають червоним променям, більші, а частинки, що відповідають фіолетовим променям, – менші. Між цими крайніми випадками лежать проміжні розміри, що й обумовлює безперервний спектр кольорів. Теорія витікання, крім кольорів спектра, добре пояснювала прямолінійне поширення світла. Але вона зустрілася з великими труднощами під час пояснення явищ відбивання і заломлення, дифракції й інтерференції. Незважаючи на це, теорія витікання панувала XVIII століття й у першій чверті XIX століття, доки не була спростована хвильовою теорією.

Хвильова теорія світла розроблялася у працях англійського фізика Роберта Гука (1635 – 1703) і голландського вченого Христіана Гюйгенса (1629 – 1695).

Р. Гук уважав, що світло є швидкими коливальними рухами (імпульсами), які поширюються у просторі, що оточує джерело світла, у вигляді сферичних хвиль. Ці коливання відбуваються в особливому середовищі – ефірі, який заповнює весь світовий простір. Гук уважав світлові хвилі поперечними.

Х. Гюйгенсу належить відкриття принципу, який названий на його честь, що дозволило пояснити закони відбивання й заломлення світла, подвійне заломлення світла. Він уважав, що світло у вигляді хвиль поширюється в

ефірі – тонкій матерії, розлитій по всьому світовому простору. Але світлові хвилі Х. Гюйгенс уважав повздовжніми і тому не вдалося пояснити явище поляризації і прямолінійного поширення світла. Він не створив теорії кольорів. Усі ці недоліки хвильової теорії Гюйгенса сприяли тому, що вона не могла протистояти теорії витікання Ньютона.

Видатною подією в історії фізики XIX століття стала перемога хвильової теорії. Велика заслуга належить англійському фізику Томасу Юнгу (1773 – 1829). Він розробив основні положення інтерференції хвиль. Але внаслідок того, що Юнг помилково вважав світлові хвилі повздовжніми, він не зміг пояснити поляризацію світла. Перемога хвильової теорії світла пов'язана з ім'ям геніального французького фізика Френеля (1788 – 1827). Він поєднав принцип Гюйгенса з принципом інтерференції, розробленим Юнгом, що дозволило йому створити математичну теорію дифракції світла і пояснити з точки зору хвильової теорії прямолінійне поширення світла. Френелю вдалося отримати перемогу над теорією витікання у найбільш складному питанні – у поясненні явищ поляризації світла, вважаючи світлові коливання поперечними.

Незважаючи на видатні успіхи хвильової теорії світла, розробленої Френелем, більшість фізиків того часу вважали уявлення про поперечність світлових коливань неймовірними, адже в цьому випадку треба приписати ефіру властивості пружного твердого тіла. Унаслідок цього хвильова теорія мала значно менше прихильників, ніж теорія витікання. Але з 1830 р. хвильова теорія дістала загальне визнання, чому сприяли праці з оптики багатьох інших учених.

Перед хвильовою оптикою у XIX столітті постала досить важка задача: обґрунтувати пружну теорію світла, тобто теорію світлових явищ, яка ґрунтується на уявленні про поширення світла у вигляді поперечних хвиль у світлоносному ефірі. Пружна теорія світла створювалася видатними вченими, але їх праці не ґрунтувалися на єдиній фізичній концепції. Тому поява електромагнітної теорії світла відразу зменшила інтерес до механічних теорій, адже будь-яка механічна теорія, що претендувала на пояснення оптичних явищ, повинна була дати пояснення й електричним явищам.

У другій половині XIX століття Д. Максвелл (1831 – 1879) сформував основи вчення про електромагнітне поле, в розвитку якого дійшов висновку про існування електромагнітних хвиль і тотожність їх зі світловими хвилями. У 1888р. Г. Герц (1857 – 1894) експериментально підтвердив існування електромагнітних хвиль. Він також показав, що основні їх властивості тотожні властивостям світла. Електромагнітна теорія світла стала загальновизнаною. Відкриття електромагнітного поля як особливого виду матерії означало, що для поширення світлових хвиль непотрібно ніякого світлоносного ефіру.

Здавалося, теорія Максвелла є однією з найдосконаліших теорій про природу світла. Але з'явилися нові факти, які не можна було пояснити з уявлень про світло як неперервний потік електромагнітних хвиль. Такими були закономірності фотоефекту та спектри випромінювання.

На початку XX століття М. Планк (1858 – 1947) та А. Ейнштейн (1879 –



1955) заклали основи квантової теорії світла. У 1900 р. М. Планк зробив припущення, що випромінювання світла атомами має дискретний характер, тобто здійснюється порціями, квантами енергії. У 1905 р. А. Ейнштейн увів поняття "фотон" і цим самим успішно пояснив явище фотоелектричного ефекту. У квантовій теорії було синтезовано діалектичну єдність корпускулярних і хвильових властивостей світла.

Для безпосереднього виявлення квантової структури світла А.Ф. Іоффе (1880 – 1960) і Н.І. Добронравов провели оригінальні дослідження над фотоелектричним ефектом. С.І. Вавилов (1891 – 1951) винайшов спосіб візуального спостереження флуктуації фотонів у слабких світлових пучках. Л.І. Мандельштам (1879 – 1944) і Г.С. Ландсберг відкрили комбінаційне розсіяння світла на молекулах речовини. У 1934 р. П.О. Черенков відкрив, І.Є. Тамм та І.М. Франк розробили теорію випромінювання світла електронами, які переміщуються у прозорому середовищі з надсвітловою швидкістю. М.Г. Басов та О.М. Прохоров розробили і запровадили у практику оптичні квантові генератори – лазери. Колектив учених під керівництвом Г. Петрака створив перші потужні підсилювачі світла для оптичних приладів.

### 3.2. Світло як електромагнітна хвиля

1. Електромагнітна теорія світла встановила тотожність світлових хвиль з електромагнітними у вільному просторі. Останні є швидкозмінними електричними й магнітними полями, що змінюються за тим чи іншим законом залежно від властивостей джерела, яке випромінює хвилі, й середовища, в якому вони поширюються.

Виникнення електромагнітних хвиль відбувається у тому випадку, якщо в деякій частині простору спостерігається прискорений рух електричних зарядів. Зміна електричного поля, що виникає при цьому, внаслідок індукції створює у тій самій частині простору і прилеглих до неї ділянках змінне магнітне поле. Останнє, у свою чергу, породжує змінне електричне поле тощо. Таким чином, виникнувши у будь-якому місці, змінне електромагнітне поле поширюється від однієї точки простору до іншої з певною швидкістю. Цей процес поширення електромагнітного поля у вільному просторі і є електромагнітними хвилями, зокрема і тими, що дістали назву світлових. Отже, вектори напруженості  $\vec{E}$  і магнітної індукції  $\vec{B}$  в електромагнітній хвилі є рівноправними. Але, з дослідів випливає, що фотохімічні, фотоелектричні й фізіологічні дії пов'язані головним чином з вектором напруженості  $\vec{E}$ , який називають "світловим вектором". Так, за площину поляризації приймають площину коливань саме цього вектора.

Електромагнітні хвилі поперечні, тобто вектори напруженості  $\vec{E}$  електричного і  $\vec{B}$  магнітного полів перпендикулярні до напрямку поширення хвилі.

Електромагнітне поле поширюється у вигляді електромагнітної хвилі зі швидкістю  $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ , де  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$  – швидкість світла у вакуумі, яка є

граничною швидкістю передачі сигналу й не залежить від вибору системи відліку, тобто є величиною інваріантною.

Швидкість світла в різних середовищах різна, але завжди менша швидкості світла у вакуумі.

Довжини хвиль видимого світла у вакуумі лежать у межах 0,40 – 0,76мкм.

У речовині довжини світлових хвиль будуть іншими:  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ , де  $\lambda_0$  – довжина світлової хвилі у вакуумі,  $n$  – показник заломлення середовища,  $\lambda$  – довжина світлової хвилі в середовищі.

2. Електромагнітна теорія об'єднала в одне ціле сукупність різноманітних випромінювань, істотно відмінних за своїми діями і властивостями.

Сукупність електромагнітних хвиль можна поділити на дві великі ділянки, які взаємно проникають одна в одну: а) ділянка електромагнітних хвиль, що створюються тією чи іншою апаратурою; б) ділянка електромагнітних хвиль, що випромінюються молекулами, атомами та їх ядрами.

Кожну виділену ділянку, у свою чергу, за способом генерації можна поділити на діапазони.

У першій ділянці виділяються два діапазони: низькочастотне випромінювання (електричні генератори); радіовипромінювання (радіопристрої для зв'язку, локації, навігації, мовлення, телебачення).

У другій ділянці можна виділити шість діапазонів: інфрачервоне випромінювання (теплові джерела, квантові генератори сантиметрового діапазону – мазери); видиме випромінювання (освітлювальні лампи розжарювання, люмінесцентні лампи, оптичні квантові генератори – лазери); ультрафіолетове випромінювання (електрична дуга, газорозрядні джерела світла); рентгенівське випромінювання (рентгенівські трубки, бетатрони); гамма-випромінювання; гальмове випромінювання високих енергій (електронні прискорювачі, зокрема космічні).

Цей поділ дещо умовний. Чіткої межі між ділянками не існує. Короткохвильова частина одного діапазону перекривається довгохвильовою частиною сусіднього. Властивості випромінювань у ділянках, що перекриваються, однакові, а способи збудження – різні. Тому належність випромінювання до певної ділянки шкали електромагнітних хвиль визначається за способом генерування й приймання.

Наприклад, за допомогою радіотехнічного методу можна отримати надчастотні електромагнітні хвилі, довжина хвилі в яких у 2 рази менша, ніж у найбільш довгих довжин хвиль інфрачервоного випромінювання, отриманих від молекулярних випромінювачів.

Назви ділянок шкали електромагнітних хвиль склалися історично, вони є лише зручним засобом класифікації джерел випромінювання й деяких специфічних властивостей хвиль.

### 3.3. Інтерференція світла. Принцип суперпозиції. Когерентність. Способи отримання когерентних світлових хвиль. Умови максимуму і мінімуму в інтерференційній картині

1. У звичайних умовах в просторі одночасно поширюється велика кількість світлових хвиль від різних джерел випромінювання або хвиль, відбитих і розсіяних поверхнями предметів. Із досвіду знаємо, що таке взаємне накладання одних на одні великої множини випромінювань не заважає їх поширенню у просторі. Тому предмети, які ми бачимо, зовсім не скривлюються, незважаючи на те, що світло, яке дає інформацію в око про зовнішні предмети, на своєму шляху багато разів перетинається з іншими світловими променями.

Такий незалежний характер кожного зі світлових процесів обумовлений тим, що вплив на середовище, в якому поширюється світло, з боку різних електричних і магнітних полів різних випромінювань не залежить від того, чи є у цьому середовищі інші електромагнітні випромінювання, чи їх немає. Це означає, що електромагнітні поля різних електромагнітних хвиль у процесі їх поширення у вакуумі не змінюють взаємно свій напрям, величину напруженості й інші характеристики.

Це положення було названо *принципом суперпозиції*. У всіх випадках, коли цей принцип справедливий, при наявності у просторі одночасно кількох електромагнітних хвиль спостерігається алгебраїчне додавання напруженості їх електричних і магнітних полів.

Із взаємодій світлових випромінювань особливий інтерес становить додавання двох хвиль однакової частоти і за сталої різниці фаз. У цьому випадку спостерігається *явище інтерференції*, яке полягає в тому, що в одних місцях хвилі підсилюють одна одну, а в інших – послаблюють, унаслідок чого утворюється інтерференційна картина, яка складається з темних і світлих смуг.

2. Джерела хвиль, які здійснюють коливання з однаковою частотою і зі сталою у часі різницею фаз, називають *когерентними*.

Ця різниця фаз може мати різні значення, але не змінюватися у часі.

Колівання в кожній точці середовища під час проходження через неї хвилі характеризується трьома величинами: амплітудою, частотою і фазою. У визначення когерентності входять лише дві останні величини. Від різниці амплітуд залежить різкість інтерференційної картини. Різниця амплітуд повинна бути такою, щоб за інтенсивністю коливань можна було відрізнити максимуми і мінімуми.

У когерентних джерел за рівності частот різниця фаз може мати значення не тільки від 0 до  $2\pi$ , а й до  $2n\pi$ , де  $n$  – ціле число. Останній випадок практично спостерігається, коли джерело коливань посилає цуг хвиль (групу хвиль) через кілька періодів  $n$  після початку коливань першого джерела.

Що розуміється під цугом хвиль, можна з'ясувати на прикладі хвиль, які створюються вібратором на поверхні води, ураховуючи, що загальні закономірності додавання хвиль не залежать від природи хвильового процесу.

Припустимо, що джерело хвиль (вібратор) здійснює коливання з періодом

$T$ , тобто з частотою  $\nu$ . Наслідком здійснення джерелом хвиль одного повного коливання в середовищі (на поверхні води) поширюється одна хвиля довжиною  $\lambda$ . Це джерело може здійснити ще одне повне коливання через деякий час і в середовищі буде поширюватися ще одна така сама хвиля і тощо. В точці середовища, через яку проходить одна хвиля, здійснюється одне повне коливання. Це знову повториться під час проходження через ту саму точку середовища другої хвилі. А тепер припустимо, що джерело хвиль деякий час безперервно здійснює коливання, випромінюючи в середовище одна за одною хвилі – цуг або групу хвиль. Якщо джерело здійснює коливання протягом часу  $\tau$ , то в середовище поширюється  $n = \nu\tau$  хвиль. Довжина цугу хвиль  $l = n\lambda$ . Під дією цугу хвиль у деякій точці простору будуть здійснюватись не одне, а послідовно  $n$  повних коливань протягом того самого часу  $\tau$ . А це створює умови для спостережень результатів проходження хвиль через певні точки середовища.

Якщо два джерела коливань посилають цуги хвиль однакової частоти, які чергуються одні за одними, то для отримання інтерференційного поля необхідно, щоб групи хвиль від обох джерел перекривали одна одну і рухалися одна за одною через рівні проміжки часу. Лише за таких умов інтерференційна картина буде стійкою.

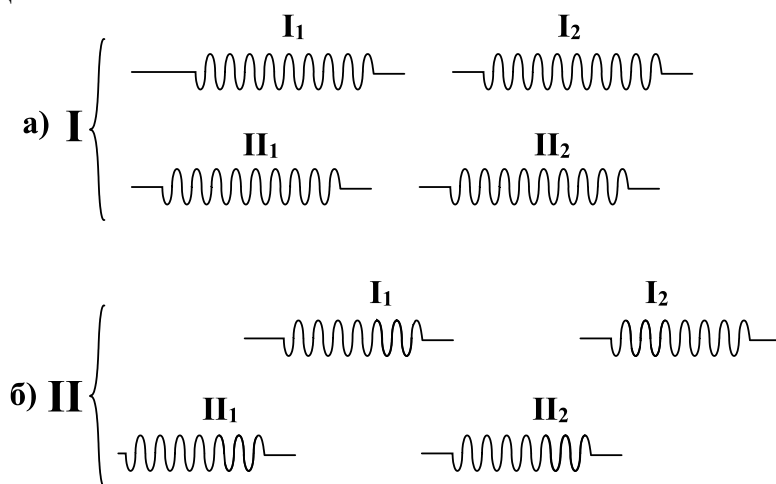


Рис. 3.3.1

а) інтерференція можлива; б) інтерференція неможлива

Початкові фази кожного з цугів хвиль  $I_1$  та  $I_2$  можуть бути різними, але при когерентності синхронно змінюються фази відповідних цугів  $\Pi_1$  та  $\Pi_2$  другої "черги".

Для отримання інтерференції різниця фаз у кожній точці не повинна змінюватися з часом, але в різних точках зсув фаз у загальному випадку може бути неоднаковим. Він має рівні значення у всіх точках максимуму або мінімуму світла однієї і тієї самої інтерференційної смуги.

Якщо ж джерела не когерентні, то у цей момент часу в точці, в яку приходять хвилі, різниця фаз має певне значення, але потім вона так швидко змінюється, що око не може простежити за зміною інтерференційних смуг і сприймає середню інтенсивність коливань у спостережуваній ділянці без максимумів і мінімумів.

3. Незважаючи на те, що умова когерентності однакова для хвиль різної фізичної природи, способи здійснення когерентності, наприклад для джерел звуку і світла, різні. Для отримання когерентних звукових хвиль можна скористатися двома незалежними джерелами звуку, які здійснюють коливання зі сталою різницею фаз. Незалежні джерела світла (не враховуючи лазерів) не дають когерентних хвиль.

Джерелами світла є атоми або молекули речовини. У світних тілах атоми речовини переходять з нормального стану у збуджений, наприклад, під дією електричного розряду у розріджених газах або у процесі поглинання квантів випромінювання. Під час оберненого переходу відбувається випромінювання фотонів. У будь-який момент часу одні атоми переводяться у збуджений стан, інші, навпаки, переходять у нормальний стан. Процес випромінювання триває дуже незначний час ( $\sim 10^{-8}$  с), у результаті утворюється цуг хвиль деякої довжини.

Припустимо, один атом випромінює жовте світло з довжиною хвилі

$\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$  м. Тоді частота коливань  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ,  $\nu = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}}{6 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 5 \cdot 10^{14}$  Гц. Якщо

випромінювання триває  $\tau = 10^{-8}$  с, то кількість хвиль у цугу  $n = \nu \cdot \tau = 5 \cdot 10^6$ , а довжина цугу хвиль  $l = n \cdot \lambda = 3$  м.

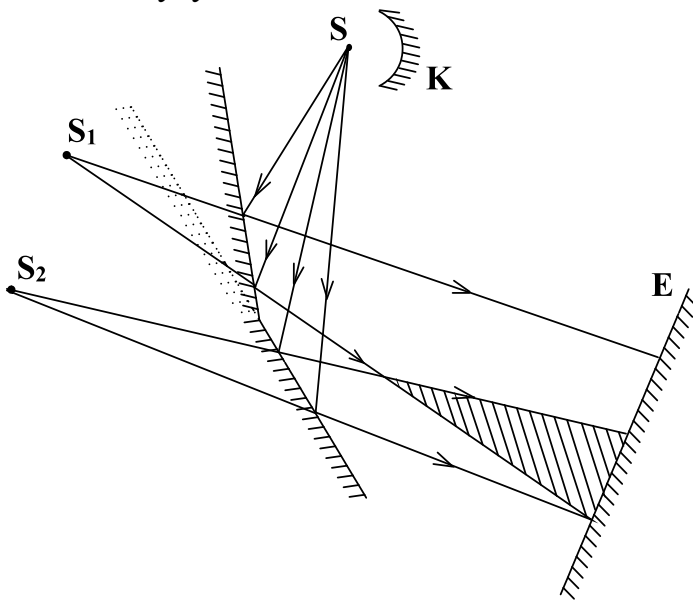


Рис. 3.3.2

Акти випромінювання атомом незалежні, тому початкові фази цугів хвиль, які йдуть одні за одними, змінюються. І цуги хвиль не когерентні. Так само дві групи хвиль не когерентні, якщо вони випромінюються двома незалежними один від одного атомами.

Для отримання когерентних світлових коливань і хвиль треба випромінювання від одного і того самого атома розділити на дві групи хвиль шляхом відбивання або заломлення. Ці хвилі

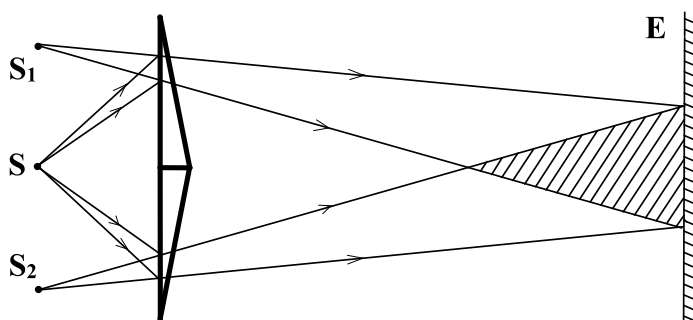


Рис. 3.3.3

відносяться до одного атома й одного і того самого акту випромінювання. Тому в них однакові частоти і стала різниця фаз. Та сама умова зберігається для іншої пари цугів хвиль наступного акту випромінювання того самого атома. Нарешті, це ж справедливо для будь-якого

атома світлого тіла. Кожна пара цугів когерентна і тому вони дадуть стійку картину інтерференції.

З наведених рисунків (рис. 3.3.2 та рис. 3.3.3) можна говорити про те, що інтерферують два пучки світла, які йдуть від уявних джерел. У дійсності ж ці пучки утворюються в результаті розділення на два одного світлового пучка, який дає реальне джерело. Уявні джерела є точками перетинання обернених продовжень відбитих від дзеркал або заломлених у призмах (або лінзах) світлових пучків.

4. Для отримання інтерференційної картини існує *найбільша різниця ходу* двох когерентних хвиль. Якщо, наприклад, довжина групи хвиль для жовтого світла  $l = 3\lambda$  і наступний цуг відстає від попереднього на  $3\lambda$ , то обидві групи хвиль ( $I_1$  і  $II_1$ ) не можуть інтерферувати. Тому коли мова йде про умови отримання мінімумів і максимумів інтенсивності в інтерференційній картині, тобто відповідно:  $x_2 - x_1 = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$  і  $x_2 - x_1 = 2n \frac{\lambda}{2}$ , де  $(x_2 - x_1)$  – різниця ходу двох хвиль і  $n$  – ціле число, то останнє не може приймати будь-які значення.

Найбільша різниця ходу визначається з таких міркувань. Умова максимуму  $x_2 - x_1 = n\lambda$ , але  $n\lambda$  може дорівнювати довжині цугу  $l$ . Ураховуючи те, що  $n = \nu \cdot \tau$ , де  $\tau$  – тривалість випромінювання атома, то довжина цугу

$$x_2 - x_1 = \nu \tau \lambda = \nu \tau \frac{c}{\nu} = \tau c.$$

Найбільша різниця ходу, за якої ще може бути інтерференція, залежить від тривалості випромінювання атома.

Спостережувана інтерференційна картина є системою розміщених одна за одною світлих і темних ділянок. Водночас під час інтерференції немає втрат або збільшення енергії світла. Відбувається перерозподіл цієї енергії в інтерференційній картині відповідно до закону збереження енергії.

Якщо інтерференційна картина отримується під час освітлення установки білим світлом, то спостерігаються розкладання світла на його складові, тому що інтерференційні максимуми і мінімуми для променів різного кольору стають просторово розділеними залежно від довжини хвилі.

### **3.4. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон. Межі застосування законів геометричної оптики. Дифракційний спектр від круглого отвору**

1. *Дифракція світла* – оптичне явище, пов'язане зі зміною напрямку поширення світлових хвиль (порівняно з напрямом, передбаченим геометричною оптикою) та з просторовим перерозподілом їх інтенсивності під впливом перешкод і неоднорідностей середовища на їхньому шляху. Під дифракцією розуміють будь-яке відхилення від прямолінійності поширення світла, якщо воно не зумовлено викривленням променів у середовищах, в яких показник заломлення безперервно змінюється.

Між інтерференцією і дифракцією немає суттєвої фізичної відмінності,

обидва явища полягають у перерозподілі світлового потоку в результаті суперпозиції хвиль. З історичних причин перерозподіл інтенсивності, що виникає в результаті суперпозиції хвиль, збуджених кінцевою кількістю когерентних джерел, прийнято називати інтерференцією хвиль. Перерозподіл інтенсивності, що виникає внаслідок суперпозиції хвиль, збуджених когерентними джерелами, розміщеними неперервно, прийнято називати дифракцією хвиль. Тому говорять, наприклад, про інтерференційну картину від двох вузьких щілин і про дифракційну картину від однієї щілини.

Спостереження дифракції здійснюється, як правило, за такою схемою. На шляху світлової хвилі, що поширюється від певного джерела, розташовують непрозору перешкоду, яка закриває частину хвильової поверхні світлової хвилі. За перешкодою ставиться екран, на якому спостерігається інтерференційна картина.

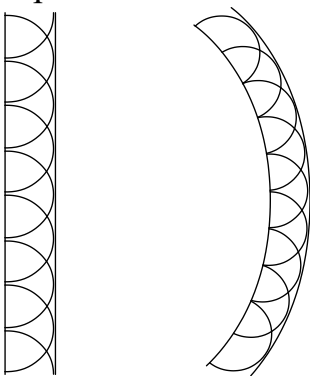


Рис. 3.4.1

2. У 1690 р. голландським фізиком Х. Гюйгенсом був запропонований простий спосіб визначення хвильової поверхні  $S(t + \Delta t)$  в момент часу  $(t + \Delta t)$ , якщо відомо її положення  $S(t)$  у момент часу  $t$ . Цей спосіб названо *принципом Гюйгенса*, який ґрунтувався на припущенні, що кожна точку фронту хвилі можна розглядати як джерело вторинних хвиль. В однорідному ізотропному середовищі хвильові поверхні вторинних хвиль у момент час  $(t + \Delta t)$  мають вигляд сфер радіусом  $v\Delta t$ , центри яких лежать на поверхні  $S(t)$ . За принципом Гюйгенса поверхня, що

огинає ці вторинні хвилі, визначає положення фронту хвилі в момент часу  $(t + \Delta t)$ . На рисунку 3.4.1 зображено положення фронту хвиль  $S(t)$  і  $S(t + \Delta t)$  для плоскої і сферичної хвилі. Новий фронт хвилі будується тільки в напрямі поширення розглядуваної хвилі.

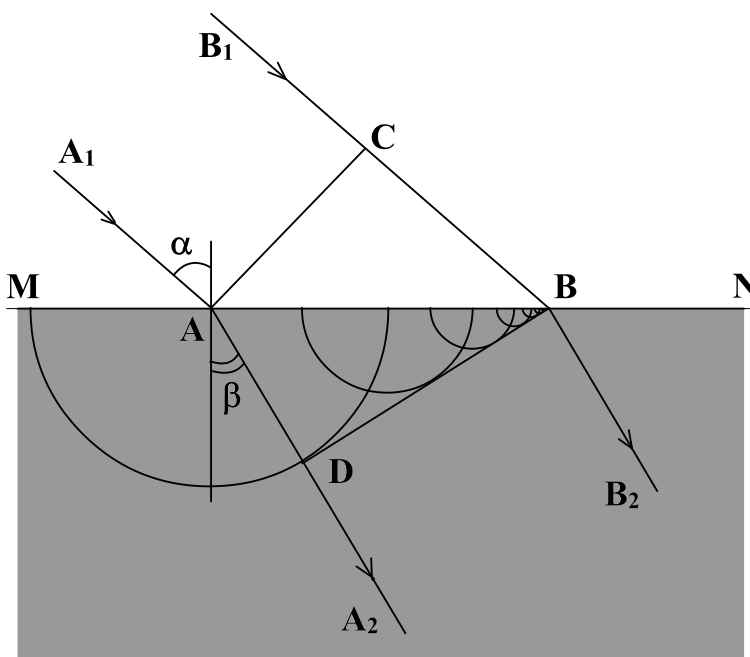


Рис. 3.4.2

Принцип Гюйгенса є суто геометричним способом побудови хвильової поверхні. Він ніяк не пов'язаний із фізичною природою хвиль.

Користуючись принципом Гюйгенса, можна отримати закони відбивання хвиль від межі розділу двох середовищ і заломлення хвиль під час переходу з одного середовища в інше.

Для прикладу застосування принципу Гюйгенса розглянемо виведення закону заломлення світла.

Заломлення світла під час переходу з одного середовища в інше зумовлене відмінністю у швидкостях

поширення світла в певному середовищі.

Позначимо швидкість хвилі в першому середовищі через  $v_1$ , а у другому – через  $v_2$ .

Нехай на плоску межу розділу двох середовищ падає плоска світлова хвиля (рис. 3.4.2). Хвильова поверхня АС перпендикулярна променям  $A_1A$  і  $B_1B$ . Поверхні MN спочатку досягає промінь  $A_1A$ . Промінь  $B_1B$  досягає поверхні на час  $\Delta t = \frac{CB}{v_1}$  пізніше. Тому в момент, коли вторинна хвиля в точці

В тільки починає збурюватися, хвиля від точки А вже має вигляд півсфери радіусом  $AD = v_2\Delta t$ .

Хвильову поверхню заломленої хвилі можна отримати, проводячи поверхню, дотичну до всіх вторинних хвиль у другому середовищі. У цьому випадку це площина BD. Вона огинає вторинні хвилі.

Кут падіння  $\alpha$  променя дорівнює куту САВ у трикутнику ABC (сторони одного з цих кутів перпендикулярні до сторін другого).

Отже,  $CB = v_1 \cdot \Delta t = AB \sin \alpha$ .

Кут заломлення  $\beta$  дорівнює куту ABD трикутника ABD. Тому  $AD = v_2 \cdot \Delta t = AB \sin \beta$ . Звідси отримуємо:  $\frac{v_2}{v_1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$ , де  $n$  – стала

величина, не залежна від кута падіння.

З побудови видно, що заломлений промінь лежить у тій самій площині, в якій лежить падаючий промінь і перпендикуляр, поставлений у точці падіння променя до межі поділу двох середовищ.

З отриманої формули випливає, що за всіх змін кутів падіння і заломлення відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення для певних двох середовищ є величина стала, яка називається показником заломлення другого середовища відносно першого.

3. Вирішальну роль у затвердженні на початку XIX століття хвильової теорії світла та її подальшому розвитку відіграв О. Френель.

Йому вдалося пояснити дифракцію світла і дати методи її кількісного розрахунку, а також показати, що закон прямолінійного поширення світла є наближеним розв'язком загальної задачі про дифракцію світлових хвиль.

Розглядаючи дифракцію світла, Френель виходив з кількох основних тверджень, які приймалися без доведення й утворили зміст так званого принципу Гюйгенса-Френеля.

По-перше, ураховуючи принцип Гюйгенса, Френель уважав, що для розв'язку задачі про поширення хвилі, яка збуджується деяким джерелом  $S_0$ , можна замінити джерело  $S_0$  еквівалентною йому системою фіктивних (або віртуальних) вторинних джерел і збуджених ними вторинних хвиль. Як джерела можна вибрати малі ділянки будь-якої замкненої поверхні S, що охоплює  $S_0$ .

По-друге, Френель суттєво розвив принцип Гюйгенса, припустивши, що вторинні джерела, еквівалентні  $S_0$ , когерентні між собою. Тому в будь-якій точці поза допоміжною замкненою поверхні S хвиля, що реально поширюється



від джерела  $S_0$ , повинна бути результатом інтерференції всіх вторинних хвиль. Вибір поверхні  $S$  довільний і в кожній конкретній задачі виконується так, щоб максимально спростити розв'язування. Найчастіше передбачають, що поверхня  $S$  у певний момент часу збігається з положенням однієї з хвильових поверхонь, які відповідають джерелу  $S_0$ . За такого вибору  $S$  усі вторинні джерела коливаються в одній фазі.

Ці два вихідних положення ще недостатні для кількісного розрахунку дифракції світла, тому що вони нічого не говорять про інтенсивність і характер спрямованості випромінювання вторинних джерел. Тому Френель висловив третє припущення про те, що для поверхні  $S$ , яка збігається з хвилевою поверхнею, потужності вторинного випромінювання рівних за площею ділянок однакові. Крім того, він уважав, що кожне вторинне джерело випромінює світло у напрямі зовнішньої нормалі до хвильової поверхні в цій точці. Амплітуда вторинних хвиль у напрямі, який утворює з нормаллю кут  $\alpha$ , тим менша, чим більше кут  $\alpha$ , і дорівнює нулю при  $\alpha \geq \frac{\pi}{2}$ . Тим самим Френель виключив можливість виникнення "зворотних вторинних хвиль", які поширюються від вторинних джерел у середину ділянки, обмеженої поверхнею  $S$ .

Нарешті, Френель передбачав, що в тому випадку, коли частина поверхні  $S$  закрита непрозорими екранами, вторинні хвилі випромінюються тільки відкритими ділянками поверхні  $S$ . Випромінювання цих ділянок Френель уважав незалежними від матеріалу, форми і розмірів екранів, тобто які б здійснювалися так само, якби цих екранів не було.

4. На основі принципу Гюйгенса-Френеля можна пояснити всі дифракційні явища, а також прямолінійність поширення світла. Проте розрахунки дифракційних картин пов'язані з великими математичними труднощами. Їх можна в багатьох випадках уникнути, якщо скористатися *методом зон Френеля*.

Метод зон Френеля полягає в тому, що фронт хвилі розбивається не на окремі точкові джерела (кожен фронт хвилі містить нескінченну кількість таких джерел), а на певні ділянки – зони. Ширина цих зон визначається тим, що відстані від меж сусідніх зон до точки спостереження відрізняються на половину довжини хвилі. У зв'язку з цим коливання, що приходять у точку спостереження від аналогічних точок сусідніх зон, а разом з тим і результуючі коливання від цих зон, відрізнятимуться за фазою на величину  $\pi$ . Отже, унаслідок інтерференції ці коливання послаблюють одні одних.

Для прикладу застосування методу зон Френеля розглянемо пояснення прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі.

$S_0$  – точкове джерело,  $M$  – довільна точка, в якій треба визначити амплітуду  $A$  світлових коливань,  $S$  – положення фронту сферичної хвилі в певний момент часу.

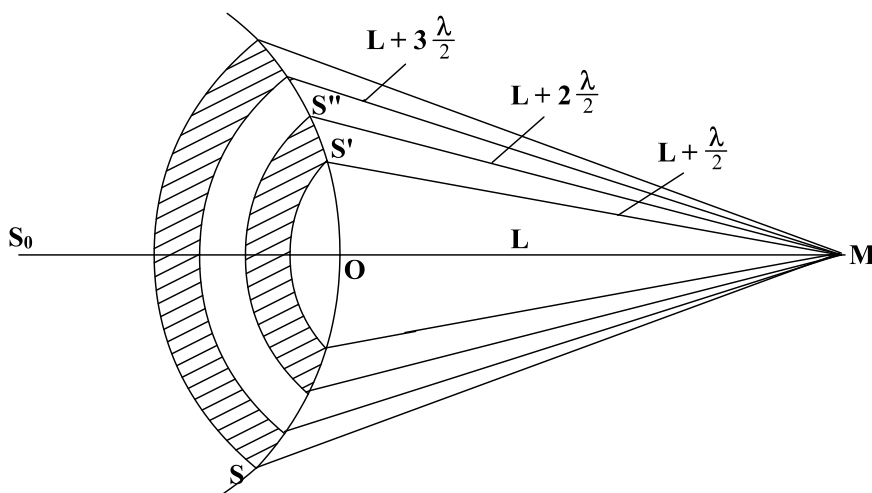


Рис. 3.4.3

Побудуємо зони Френеля: межею першої (центральної) зони Френеля є точки поверхні  $S$ , які містяться на відстані  $L + \frac{\lambda}{2}$  від точки  $M$  ( $L -$  найкоротша відстань між точкою  $M$  і фронтом хвилі  $S$ ); точки сфери  $S$ , що лежать на відстані

$L + 2\frac{\lambda}{2}$ , утворюють межу другої зони тощо (інші зони не зображені).

Якщо амплітуда коливань, що збуджуються окремо першою, другою і та ін. зонами, дорівнюють відповідно  $A_1, A_2$  тощо, то, вважаючи амплітуди непарних зон додатними, а парних – від’ємними, для результуючої амплітуди коливань у точці  $M$  отримуємо:  $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$

За теорією Френеля величина  $A_i$  залежить від площі відповідної зони та  $\alpha_i$  – кута між зовнішньою нормаллю до поверхні зони в деякій її точці і прямою, проведеною з цієї точки в точку  $M$ .

Математично можна довести, що побудовані зони Френеля матимуть однакові площі (потужності їх випромінювання однакові). Проте зі збільшенням номера зони збільшується кут  $\alpha$ , згідно з гіпотезою Френеля зменшується інтенсивність випромінювання в напрямі до точки  $M$ , тобто зменшується амплітуда  $A_i$ . Вона зменшується також внаслідок збільшення відстані між зоною і точкою  $M$ :  $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$  При цьому можна покласти,

що  $A_i = \frac{A_{i-1} + A_{i+1}}{2}$ . Наприклад  $A_2 = \frac{A_1 + A_3}{2}$ .

Тому для  $A$  можна записати:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}.$$

Вирази в дужках дорівнюють нулю.

Отже, результуюча дія в точці  $M$  повністю відкритого фронту світлових хвиль, що поширюються від джерела  $S_0$ , дорівнює половині дії однієї центральної зони. Як показують математичні розрахунки, радіус цієї зони порівняно малий. Так, при  $S_0O = OM = 10\text{см}$  і  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}\text{см}$ ,  $r_1 \approx 0,016\text{см}$ . З великою точністю можна вважати, що у вільному просторі світло від джерела  $S_0$  у точку  $M$  поширюється прямолінійно.

5. З отриманого кінцевого результату не впливає, що в точку М приходить

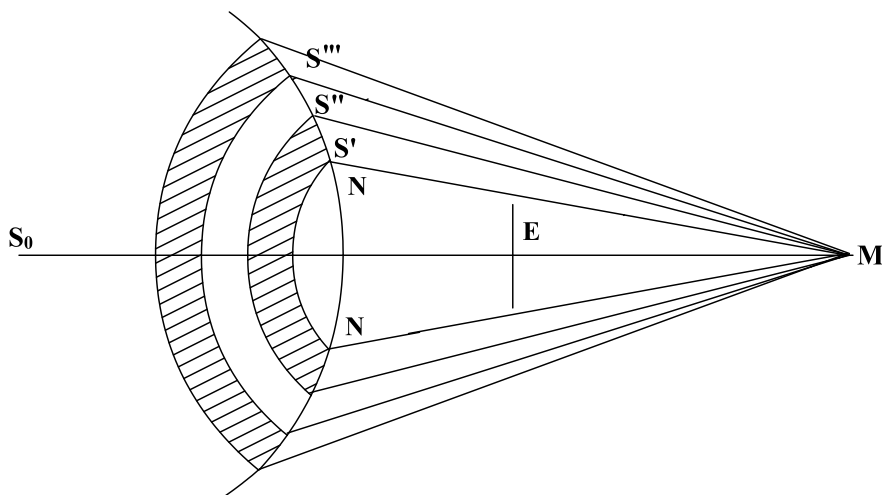


Рис. 3.4.4

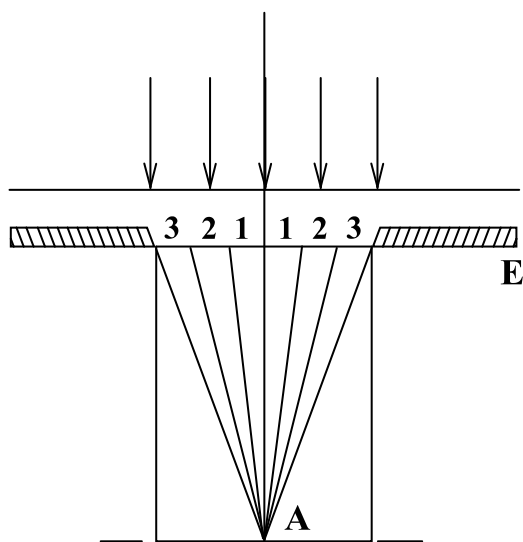
світло від усіх точок половини першої зони Френеля, останні ж ділянки фронту S, інтерферуючи, гасять одна одну. Якщо на шляху світла від точкового джерела поставити не дуже великий круглий екран Е так, щоб перпендикуляр, опущений на нього від джерела

світла, проходив через його центр, то в точці М, як і до цього, буде світло, хоча й меншої інтенсивності.

Дійсно, провівши через край екрана Е лінії MN, ми можемо здійснити поділ фронту, починаючи з точки N, на такі самі зони Френеля, як і до цього. Повторюючи всі міркування, легко впевнитися, що для ідеально круглого

екрана сумарна амплітуда в точці М буде  $A' = \frac{A_1'}{2}$ , де  $A_1'$  є амплітуда від нової

першої зони, відрахованої від N. Під час збільшення екрана величина А буде зменшуватись, але точка М залишається освітленою практично доти, поки



екран не закриє достатньо велику кількість зон Френеля. Лише в цьому випадку стає справедливим положення геометричної оптики, що перешкода, яка перекриває промінь  $S_0M$ , дає в точці спостереження відсутність світла – геометричну тінь.

Таким чином, нехтувати дифракційними явищами і розглядати світло, що поширюється прямолінійно вздовж променів, які виходять від джерела, можна лише, якщо розміри екрана великі, порівняно з розмірами зон Френеля. Чим коротше довжина хвилі  $\lambda$ , тим менші розміри цих зон і тим точніше можна користуватися наближеними поняттями геометричної оптики. Ураховуючи, що довжини хвиль видимого світла дуже малі (порядку  $0,4 \div 0,8\mu\text{м}$ ), то під час спостереження макроскопічних тіл цими наближеннями можна користуватися з достатньою для практики точністю. Але під час зменшення

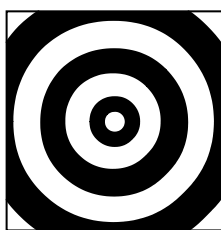


Рис. 3.4.5

розмірів спостережуваних тіл виявляються дифракційні явища.

6. Прикладом дифракційного спектра є спектр від круглого отвору. На рисунку 3.4.5 показана схема зонної структури круглого отвору, який освітлюється плоскою хвилею. Світлова хвиля, падаючи на екран і проходячи через отвір в ньому, дає картину інтерференції у площині, яка проходить через точку А. На цьому малюнку знизу показана дифракційна картина, що має вигляд концентричних світлих і темних смуг. Для малюнка число зон дорівнює 3, причому 1 – 1, 2 – 2, 3 – 3 є відповідно першою, другою, третьою зонами. На неосвітлених ділянках внаслідок симетрії дифракційного отвору буде спостерігатися картина дифракції у вигляді системи концентричних кілець із центром на осі, яка проходить через центр отвору.

Число зон непарне (3), тому амплітуда коливань у центрі дифракційної картини  $A_1 = A_1 - A_2 + A_3 \neq 0$ . Отже, у цій частині картини спостерігатиметься світла пляма. Якщо змінювати діаметр отвору, то буде спостерігатися періодичне підсилення і послаблення світла під час переходу від непарного числа зон до парного і навпаки (у центрі буде спостерігатися почерговий перехід від світла до темряви).

### 3.5. Поляризація світла

У природному світлі (тобто світлі, що випромінюється звичайними джерелами) є коливання, які здійснюються в різних напрямках, перпендикулярних до променя.

Випромінювання світлого тіла складається із хвиль, що випускаються його атомами. Процес випромінювання окремим атомом триває близько  $10^{-8}$ с. За цей час утворюється цуг хвиль протяжністю близько 3м. "Погаснувши", через деякий час атом "спалахує" знову. Одночасно "спалахує" багато атомів. Збурені ними цуги хвиль, накладаючись одні на одні, утворюють випущену тілом світлову хвилю. Площина коливань для кожного цугу орієнтована випадково. Тому в результуючій хвилі коливання різних напрямів існують з рівною ймовірністю.

У природному світлі коливання різних напрямів швидко і хаотично змінюють одне одного.

Світло, в якому напрям коливань певною мірою упорядкований, називається *поляризованим*. Якщо коливання світлового вектора (вектор  $\vec{E}$  в електромагнітній світловій хвилі) відбуваються тільки в одній площині, світло називається *плоско* (або *лінійно*) *поляризованим*.

Упорядкованість може виявлятися в тому, що вектор  $\vec{E}$  обертається навколо променя, одночасно пульсуючи за величиною. У результаті кінець вектора  $\vec{E}$  описує еліпс. Таке світло називається *еліптично поляризованим*. Якщо кінець вектора описує коло, то світло називається *поляризованим по колу*.

Плоскополяризоване світло можна отримати за допомогою приладів – поляризаторів. Ці прилади вільно пропускають коливання паралельно до площини, яка має назву площини поляризації, і повністю або частково затримують коливання, перпендикулярні до цієї площини. Частково

поляризоване світло можна розглядати як суміш природного і плоскополяризованого – коливання одного напрямку переважають над коливаннями інших напрямків.

Якщо пропустити частково поляризоване світло через поляризатор, то під час обертання приладу навколо напрямку променя інтенсивність світла після його проходження буде змінюватися від максимального до мінімального значення, причому перехід від одного з цих значень до іншого буде

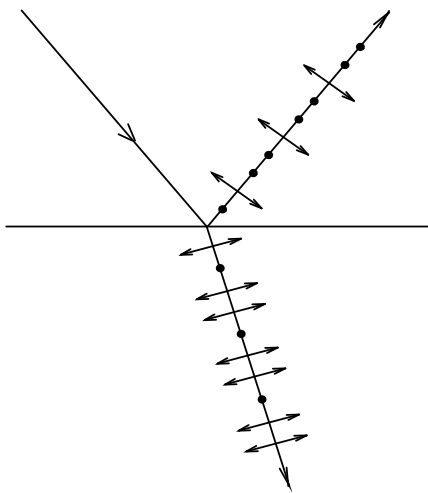


Рис. 3.5.1

здійснюватися під час повороту на кут  $\frac{\pi}{2}$  (за один повний оберт буде два рази досягтися максимальне і два рази мінімальне значення інтенсивності). Роль поляризатора може відігравати кристал турмаліну.

Якщо кут падіння світла на межу поділу двох діелектриків (наприклад, на поверхні скляної пластини) відрізняється від нуля, відбите і заломлене світло стають частково поляризованими. У відбитому світлі превалюють коливання, перпендикулярні до площини падіння, а у заломленому – коливання паралельні до площини падіння. Ступінь поляризації залежить від кута падіння  $\Theta$ :  $\text{tg}\Theta_{\text{Бр}} = n_{1,2}$ , де  $n_{1,2}$  – показник

заломлення другого середовища відносно першого. За кута  $\Theta_{\text{Бр}}$ , який має назву кута Брюстера, відбите світло повністю поляризується (воно містить тільки коливання, перпендикулярні до площини падіння). Ступінь поляризації заломленого світла при  $\Theta_{\text{Бр}}$  досягає найбільшого значення, але це світло залишається поляризованим тільки частково. Записана формула відображає закон Брюстера.

За повної поляризації відбитого променя відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні.

Явище поляризації підтверджує, що світлові хвилі поперечні.

### 3.6. Дисперсія світла. Спектр. Монохроматичність світла

1. Змінне електромагнітне поле з будь-якою частотою зміни з часом поширюється у вакуумі з однією і тією самою швидкістю  $c$ . Це відноситься і до видимого світла всіх частот (довжин хвиль).

Кожній частоті коливань  $\nu$  відповідає у вакуумі конкретна довжина хвилі

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}.$$

Електромагнітна хвиля, коливання в якій відбуваються з однією сталою частотою  $\nu$ , називається монохроматичною (однокольоровою). Якщо монохроматична хвиля попадає в деяке середовище, то її поле збуджує вимушені коливання зв'язаних зарядів середовища з такою самою частотою  $\nu$ . Сумарна електромагнітна хвиля, що поширюється в середовищі, є накладанням

(суперпозицією) первинної і вторинної хвиль і має частоту  $\nu$ , рівну частоті вихідної хвилі, але змінює свою амплітуду, фазу і швидкість поширення  $v$ .

Відомо, що амплітуда і фаза вимушених коливань залежить від частоти вимушуючої сили  $\nu$ , точніше від її відношення до частоти власних коливань системи  $\nu_0$ . У середовищі з певними значеннями  $\nu_0$  монохроматичні хвилі різної частоти будуть створювати вимушені коливання зарядів з амплітудою і фазою, яка залежить від  $\nu$ . Відповідно різними будуть амплітуди і фази вторинних хвиль, що випускаються при цьому.

Отже, швидкість поширення кожної хвилі буде залежати від її частоти:  $v = f(\nu)$ .

Оскільки, згідно з теорією Максвелла,  $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ , то це означає, що і діелектрична проникність середовища залежить від частоти коливань зовнішнього електромагнітного поля  $\nu$ .

Показник заломлення середовища  $n = \frac{c}{v} = \frac{c}{f(\nu)} = \varphi(\nu)$  також залежить від частоти падаючого світла, а довжина хвилі в середовищі змінюється для кожної частоти у різну кількість разів  $\lambda_{\text{сер}} = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{\nu} \cdot \frac{v}{c} = \frac{\lambda_0}{n}$ .

Це явище – залежність показника заломлення від частоти падаючого світла – має назву *дисперсії світла*.

Заломлене світло зберігає ту саму частоту коливань  $\nu$ , що й падаюче, але змінює свою швидкість поширення  $v$ , показник заломлення  $n$  і довжину хвилі  $\lambda$  залежно від конкретних властивостей середовища. Сукупність монохроматичних хвиль різної частоти у пустоті будуть рухатися разом з однією швидкістю  $c$ . Потрапляючи в деяке середовище, вони почнуть рухатися з різними швидкостями, по-різному заломлюватися і розійдуться по різним напрямкам – будуть дисперсувати.

2. Дослідне вивчення явища дисперсії світла вперше здійснив І. Ньютон у 1666 р., пропускаючи біле світло крізь призму. Пучок світла від щілини падає на призму і після відхилення падає на екран. На екрані спостерігається спектр, тобто широка смуга, забарвлена в кольори веселки. Кут відхилення променів зростає зі збільшенням показника заломлення  $n$ . Отже, найбільше відхиляються фіолетові промені, мають меншу швидкість поширення у склі, ніж червоні промені, які відхиляються менше.

Якщо порівнювати між собою спектри, що отримуються від призми із різних матеріалів, то спостерігається різниця кутів, на які відхиляються промені однієї частоти, і різниця у ширині ділянок спектра, що відповідають однаковому інтервалу частот  $\nu_1 - \nu_2$ . Різні матеріали мають різну дисперсію.

Крім нормальної дисперсії, для якої зі збільшенням частоти світла показник заломлення збільшується, для деяких речовин спостерігається аномальна дисперсія (зі збільшенням частоти світла показник заломлення зменшується).

3. В оптиці користуються поняттям "монохроматичне світло", яке у дослівному перекладі означає світло одного кольору, тобто однієї довжини хвилі. Проте такого світла не існує. Насправді монохроматичне світло є сукупністю випромінювань, частоти яких змінюються неперервно у вузькому інтервалі.

За допомогою спектральних приладів (спектрографів) можна виділити вузьку ділянку спектра. Чим вужче щілина і більша роздільна здатність приладу, тим більш вузьку ділянку суцільного спектра можна виділити. Але тому що відомими засобами неможливо створити нескінченно вузьку щілину й отримати нескінченну роздільну здатність приладу, то неможна виділити монохроматичне випромінювання. Спектральні лінії також охоплюють порівняно велику ділянку частот.

Під однорідним випромінюванням слід розуміти синусоїдальне коливання, яке продовжується нескінченно.

Але випромінювання атомів і молекул відбувається у кінцевий час. Так, перехід електрона в атомі з одного рівня на інший, супроводжується випромінюванням за певний проміжок часу. Таке випромінювання, навіть сталої частоти й амплітуди, але обмежене у часі (цуг хвиль), не буде монохроматичним. Як відомо, це випромінювання можна подати у вигляді набору нескінченно продовжуваних синусоїдальних (монохроматичних) коливань з частотами, кратними деякій частоті  $\nu$ .

Причина неоднорідності випромінювання полягає також у тому, що в джерелі є величезна кількість випромінювачів і вони перебувають у тепловому русі. На призму або дифракційну ґратку випромінювання надходить від різних атомів речовини. Різниця їх енергій під час кожного акту випромінювання може бути неоднаковою. Тому загальне випромінювання – складне. Навіть якщо вважати, що частота випромінювання атомів речовини однакова, то в результаті хаотичного руху частинок до спостерігача попадуть випромінювання різних частот. Дійсно, швидкості одних випромінювачів напрямлені до спостерігача, інші – у протилежний бік. Нарешті, швидкості теплового руху частинок розподілені за законом Максвелла. Тому завдяки ефекту Доплера, у спектральний прилад до спостерігача попадуть випромінювання різних частот.

Водночас поняття "монохроматичність" світла використовують в оптиці так само, як поняття "світловий промінь", "світна точка" тощо.

### **3.7. Фотоефект. Закони зовнішнього фотоефекту. Рівняння Ейнштейна для фотоефекту. Межі застосування законів фотоефекту**

1. Одним із найважливіших проявів взаємодії світла з речовиною, що розкриває фотонну природу світла, є так званий фотоелектричний ефект.

*Фотоефект* є результатом взаємодії фотонів світла з електронами речовини. Так, у конденсованих системах (твердих тілах, рідинах) фотони спричиняють вилітання електронів за межі тіл (зовнішній фотоефект) або ж перехід електронів з однієї енергетичної зони в іншу (внутрішній фотоефект); у газах фотоефект зводиться до іонізації атомів і молекул під дією світла. Існує також ядерний фотоефект – вивільнення складових частинок ядра (нуклонів)

під дією жорсткого гамма-проміння.

Явище фотоефекту відкрив Г. Герц у 1883 р. Він помітив, що електричний розряд між двома різнойменно зарядженими цинковими кульками дуже полегшується, якщо їх освітити ультрафіолетовим світлом. Проте фотоефект як самостійне явище вивчив О.Г. Столетов у 1888 – 1890 рр.

Уже в перших дослідах із зарядженими металевими пластинками О. Столетов установив, що під впливом падаючого світла, переважно ультрафіолетового, тіло втрачає заряд, але тільки тоді, коли воно заряджене негативно; позитивний заряд тіла під дією світла не зменшується. Подальші дослідження засвідчили, що під дією світла з речовини вивільняються електрони.

2. О. Столетов досліджував явище фотоефекту на установці, принципова схема якої зображена на рисунку 3.7.1.

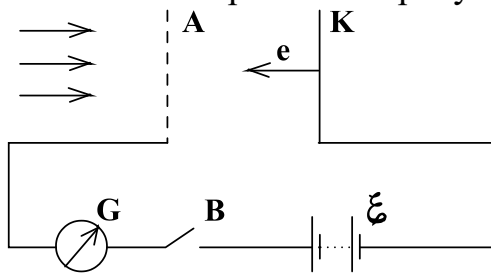


Рис. 3.7.1

Через сітчастий металевий анод А на суцільний металевий катод К спрямовується монохроматичний світловий потік. За допомогою джерела струму Е між катодом та анодом створюється напруга. Під дією світла з катода вириваються електрони, які внаслідок різниці потенціалів між А і К потрапляють на анод А, і гальванометр Г показує наявність електричного струму в колі, який дістав назву фотоструму.

Збільшуючи напругу між А і К, спостерігається спочатку збільшення фотоструму. За деякої напруги утворюється струм насичення – усі вивільнені електрони за одиницю часу визначають силу струму насичення  $I_n = e n$ , де  $e$  – заряд електрона,  $n$  – кількість електронів, що вивільнюються за одиницю часу.

За струмом насичення можна було робити висновок про кількість електронів, що вивільнюються з катода за одиницю часу, та про залежність їх числа від величини падаючого світлового потоку.

Досліди засвідчили, що потік електронів від освітленого катода досягає анода і без прискорюючої напруги між ними. Щоб звести фотострум до нуля, довелося прикласти до електродів деяку гальмівну напругу. Очевидно, електрони, що вивільнилися з катода під дією світла, діставали певну швидкість, яку можна було визначити за значенням гальмівної напруги:

$$\frac{mv^2}{2} = eU_{\Gamma}, \quad v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\Gamma}}, \quad \text{де } e \text{ і } m \text{ – відповідно заряд і маса електрона.}$$

Дослідження О. Столетова та інших учених привели до встановлення таких закономірностей зовнішнього фотоефекту.

*Перший закон фотоефекту:* Сила фотоструму насичення прямо пропорційна падаючому на фотокатод потоку.

*Другий закон фотоефекту:* Максимальна швидкість (кінетична енергія) вибитих випромінюванням електронів зовсім не залежить від освітленості поверхні, а визначається лише частотою (довжиною хвилі) цього випромінювання.



*Третій закон фотоефекту:* Червона межа фотоефекту визначається лише матеріалом освітлюваного електрода і не залежить від його освітленості.

*Четвертий закон фотоефекту:* Явище фотоефекту безінерційне, тобто з припиненням освітлення поверхні воно відразу ж припиняється.

Перший закон указує, що число фотоелектронів, які вириваються з катода за одиницю часу, пропорційне інтенсивності світла – енергії, яка за одиницю часу переноситься світловою хвилею через одиничний поперечний переріз, перпендикулярний до напрямку поширення світла.

*Червоною межею фотоефекту* називають мінімальну частоту світла, за якої ще можливий зовнішній фотоефект.

3. Другий і третій закони фотоефекту не можна було пояснити на основі хвильової електромагнітної теорії світла. Згідно з цією теорією виривання електронів з металу є результатом їх "розкачування" у змінному електромагнітному полі світлової хвилі. Але тоді максимальна швидкість електронів та їх кінетична енергія повинні залежати не від частоти світла, а від амплітуди коливань вектора  $\vec{E}$  напруженості електричного поля хвилі, отже, від освітленості поверхні електрода.

Важче було пояснити безінерційність фотоефекту, бо з падаючого світлового потоку електрон, завдяки дуже малим розмірам, повинен сприймати дуже незначну енергію і накопичувати її тривалий час, доки її стане достатньо для подолання зв'язків електрона з атомами.

Закони фотоефекту дістали природне пояснення у квантовій оптиці на основі рівняння Ейнштейна для фотоефекту:

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = h\nu - A \quad \text{або} \quad h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}.$$

Згідно з рівнянням Ейнштейна, під час поглинання фотона металом енергія фотона йде на виконання роботи  $A$  виходу електрона з металу й на надання фотоелектрону максимальної кінетичної енергії  $\frac{mv_{\max}^2}{2}$ .

Енергія фотоелектронів залежить не від інтенсивності, а від частоти світла і роботи виходу  $A$ . Зовнішній фотоефект можливий тільки в тому випадку, якщо енергія фотона  $h\nu$  дорівнює або перебільшує роботу виходу  $A$ . Найменша частота світла  $\nu_{\min}$ , за якої спостерігається фотоефект, відповідає червоній межі фотоефекту, яка визначається з умови:  $\nu_{\min} = \frac{A}{h}$ . Вона залежить

від роботи виходу, тобто від хімічної природи металу і стану його поверхні. Нарешті, з фізичного смислу зовнішнього фотоефекту випливає, що загальне число  $n$  фотоелектронів, які вилітають за одиницю часу, пропорційне числу фотонів  $n_1$ , що падають за одиницю часу на поверхню металу. Для плоского катода, рівномірно освітленого монохроматичним світлом з частотою  $\nu$ ,

$n_1 = \frac{E}{h\nu}$ , де  $E$  – освітленість, пропорційна інтенсивності світла. Таким чином,

доведено третій закон фотоефекту.

Безінерційність підтверджує, що електрони сприймають світлову енергію окремими порціями, завдяки чому виходять за межі металу.

Розглядаючи фотоефект, треба відзначити, що вільний електрон не може поглинути фотон, тому що при цьому не можуть бути одночасно виконані закони збереження енергії та імпульсу. Фотоелектрон можливий з атома, молекули або конденсованого середовища через зв'язки електрона з оточенням.

4. В основі теорії зовнішнього фотоефекту, розвинутої Ейнштейном, лежить припущення, що електрони в металі рухаються незалежно один від одного і фотон, потрапляючи в метал, взаємодіє з одним із них. Тому ця теорія називається одноелектронною.

За дуже великої інтенсивності світла, яке зумовлює фотоефект, наприклад, під час освітлення металу випромінюванням, отриманого від лазера, закони фотоефекту стають несправедливими. Це можна пояснити простим міркуванням. припустимо, що на електрон у металі падають одночасно два зовсім однакових фотони з енергією  $h\nu$  кожен. Тоді сумарна енергія, передана електрону, буде дорівнювати  $2h\nu = h(2\nu)$ , тобто буде такою самою, якби падав один фотон, але з частотою  $2\nu$ . Очевидно, що закон червоної межі фотоефекту може бути порушений: за частоти  $\nu$ , меншої червоної межі, фотоефект все ж таки спостерігається. Такі явища вивчаються в нелінійній оптиці.

### **3.8. Поняття "фотон"**

Фотон є частинкою, яку в таблиці елементарних частинок виокремлюють в особливу групу.

Важливих властивостей у фотона кілька.

Фотони порівняно легко можуть народжуватись і зникати, на відміну від електронів і позитронів, для яких ці процеси відбуваються за особливих умов. Позитрон народжується в результаті взаємодії  $\gamma$ -фотона з важким ядром, причому позитрон завжди народжується разом з електроном.

Головною властивістю фотона є відсутність у нього маси спокою  $m_0$ . Нерухомих фотонів не існує. Цим фотони принципово відрізняються від тих корпускул, які запровадив Ньютон у своїх уявленнях про світло. І. Ньютон уважав, що світло є потоком особливих механічних частинок – корпускул, які рухаються зі швидкістю світла, маючи певну масу (за сучасними уявленнями – масу спокою). Прямим доказом відсутності у фотонів маси спокою може бути той факт, що під час перетинання світлових пучків кожен з них поширюється незалежно від інших. Разом з тим згідно із законом взаємозв'язку енергії і маси

енергія фотона  $\varepsilon = h\nu$  повинна бути пов'язана з деякою масою:  $m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$ .

Цю масу треба розглядати як полеву масу, обумовлену тим, що електромагнітне поле має енергію.

Виміряти масу фотона неможливо, більше того в жодному експериментальному факті вона безпосередньо себе не проявляє на відміну від інших характеристик фотона. Водночас уявлення про полеву масу реальне. Без використання цього поняття не можна пояснити цілу низку явищ, наприклад,

народження і зникнення електронно-позитронної пари.

Фотон є "ультрарелятивістською" частинкою, яка має у вакуумі швидкість, рівну швидкості світла ( $v = c$ ). У речовині ж швидкість світла дорівнює  $v = \frac{c}{n}$ , де  $n$  – показник заломлення речовини.

Водночас питання про швидкість світла в речовині складне. Річ у тім, що рух фотонів у речовині зводиться до переміщення їх у вільних від частинок речовини міжмолекулярних (міжатомних) проміжках, тобто у вакуумі, зі швидкістю  $c$  і до поглинання фотонів під час зустрічі їх з частинками речовини. Причому, замість тих фотонів, що були поглинуті, народжуються нові фотони, усі властивості яких тотожні властивостям раніше поглинутих. Цей процес "перевипромінювання" для пояснення потребує нових знань. Але слід мати на увазі, що такий процес перевипромінювання потребує певного часу. Саме тому швидкість світла в речовині менша, ніж у вакуумі, хоча фотони поширюються тільки зі швидкістю  $c$ .

Крім енергії і маси, фотон має імпульс  $p$ .

Якщо виходити з того, що закон взаємозв'язку маси та енергії має універсальний характер і справедливий як для частинок, що мають масу спокою, так і для полевої маси, пов'язаної з електромагнітним полем, то формулу для релятивістського імпульсу  $p = mv$  можна розуміти у розширеному смислі і розуміють у ній під масою  $m$  масу будь-якого виду, пов'язану з енергією співвідношенням  $m = \frac{E}{c^2}$ . Тоді можна записати:  $p = mc = \frac{hv}{c^2} c = \frac{hv}{c}$ .

Більш загальним є виведення формули для імпульсу фотона, який ґрунтується на релятивістському зв'язку між енергією та імпульсом:  $E = c\sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}$ .

Для фотона  $m_0 = 0$  та  $E = hv$ . Тому  $p = \frac{E}{c} = \frac{hv}{c} = mc$ , де  $m$  – маса фотона.

Імпульс фотона є векторною величиною. Напрямок вектора імпульсу фотона збігається з напрямком поширення світла.

### **3.9. Тиск світла**

Світловий тиск (тиск світла) – тиск, який чинить світло на тіла, частинки, що відбивають світло, а також на молекули й атоми.

Гіпотеза про світловий тиск була висловлена німецьким ученим І. Кеплером (1619) для пояснення відхилення хвостів комет, що пролітають поблизу Сонця. У 1873 році Максвелл, виходячи з електромагнітної теорії, передбачив величину світлового тиску, яка виявилася винятково малою, навіть для найбільш сильних джерел світла (Сонце, електрична дуга). У земних умовах світловий тиск маскується побічними явищами – конвекційними потоками, радіометричними силами.

Радіометричний ефект полягає у виникненні сили відштовхування між двома близько розміщеними пластинами в розжареному газі, які перебувають

за різних температур. Холодна пластинка з боку, повернутого до гарячої, бомбардується молекулами газу, які мають у середньому більш високу енергію, ніж молекули, які бомбардують цю пластинку з протилежного боку. У результаті між пластинками виникає сила відштовхування.

Вперше експериментально виміряти світловий тиск удалося П.М. Лебедеву в 1899 р.

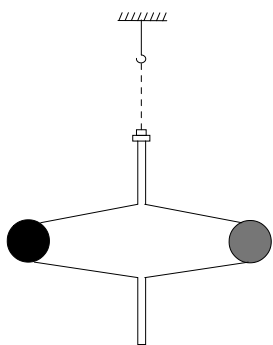


Рис. 3.9.1

Головною частиною приладу Лебедева були легенькі металеві диски (діаметром 5мм), які підвішувалися на тонкій скляній нитці і поміщалися всередину скляної посудини, з якої викачували повітря. На диски за допомогою спеціальної оптичної системи і дзеркал направлялося світло від електричної дуги. Побудова приладу і методики вимірювання дозволили звести до мінімуму радіометричні сили.

Один диск був дзеркальним і відбивав падаюче на нього світло, другий – чорним, який це світло поглинав. У разі одночасного освітлення двох дисків відбувалося їх обертання навколо вертикальної осі. За кутом закручування пружної нитки підвісу можна було виміряти момент сил, які виконують цей поворот. Закручування нитки підвісу відбувалося в напрямі більшої сили тиску світла на дзеркальний диск, що відбив світло.

Одержані П. Лебедевим значення тиску світла збігалися з тими, що передбачив Максвелл.

Світловий тиск можна пояснити з двох точок зору, які відповідають двоїстій природі світла – єдності його хвильових і корпускулярних властивостей.

Електромагнітна теорія світла Максвелла пояснює світловий тиск поперечністю електромагнітної хвилі. Якщо в речовині перешкодами є електрони провідності, то під дією електричного поля падаючої хвилі в ньому виникають мікроскопічні струми, на які з боку магнітного поля хвилі буде діяти сила Лоренца.

Існування світлового тиску впливає також з квантової теорії світла. Якщо фотон має масу  $m$ , то під час зіткнення його з поверхнею твердого тіла може бути поглинання фотона або його відбивання. У першому випадку зміна імпульсу фотона дорівнює:  $\Delta p = mv$ , а в другому – у два рази більша:  $\Delta p = 2mv$ . Тому за однакової густини потоку світлового випромінювання тиск світла на дзеркальну поверхню повинен бути вдвічі більшим за тиск на чорну поверхню, яка поглинає світло. Зміна імпульсу тіла визначає силу, яка діє на це тіло.

Незважаючи на малі значення світлового тиску, його вимушені враховувати у таких випадках:

1. Сила гравітаційної взаємодії частинки радіусом  $r$  з іншими небесними тілами пропорційна кубу радіуса. Сила світлового тиску на таку частинку пропорційна квадрату радіуса. Тому за достатньо малого радіуса сила світлового тиску може зрівнятися із силою гравітаційної взаємодії. Той факт, що хвости комет завжди відхилені від Сонця, дозволяють думати, що причиною

цього є світловий тиск.

2. Усередині гарячих зірок існують дуже високі температури (мільйони градусів) і величезні густини випромінювання. Світловий тиск, перешкоджаючи стискуванню зірки під дією гравітаційних сил, відіграє велику роль в еволюції гарячих зірок.

3. Нерівномірне освітлення поверхні штучних супутників призводить у деяких випадках до виникнення небажаних обертальних моментів, що треба враховувати під час розрахунку польоту космічних апаратів.

### **3.10. Ефект Комптона**

Корпускулярні властивості світла найбільш переконливо виявляються в явищі, яке називається ефектом Комптона. Досліджуючи розсіяння рентгенівського випромінювання різними речовинами, американський фізик А. Комптон у 1923 р. виявив, що в розсіяному випромінюванні крім спектральних ліній, яким відповідає довжина падаючої хвилі  $\lambda$ , з'являються лінії, довжина хвиль яких  $\lambda' > \lambda$ . При цьому було встановлено, що збільшення довжини хвилі  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  не залежить від довжини падаючої хвилі  $\lambda$  і природи розсіювальної речовини, а залежить від кута  $\Theta$  між напрямом розсіювання і напрямом падаючого випромінювання. Експериментально було встановлено, що  $\Delta\lambda = 2\Lambda_0 \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)$ , де  $\Lambda_0$  – стала величина. Оскільки зміна довжини хвилі

$\Delta\lambda$  не залежить від природи розсіювальної речовини, то розсіювання випромінювання відбувається на слабо зв'язаних електронах різних речовин.

Пояснити спостережувану відмінність частот первинного і розсіяного випромінювань з хвильових позицій неможливо. Дійсно, механізм розсіювання рентгенівського випромінювання згідно з хвильовою теорією світла можна пояснити тільки за рахунок виникнення вторинних електромагнітних хвиль у результаті вимушених коливань ("розхитування") електронів в атомах речовини під дією електричного поля первинної хвилі. При цьому частота розсіяного випромінювання повинна збігатися з частотою первинного випромінювання.

Якщо вважати потік рентгенівських променів складеним з окремих фотонів, що летять зі швидкістю світла і здатних до зіткнень з іншими частинками, то слід припустити можливість обміну з ними енергією й імпульсом.

Рентгенівський фотон з частотою  $\nu$  має енергію  $\varepsilon = h\nu$ , масу  $m = \frac{h\nu}{c^2}$ ,

імпульс  $p = \frac{h\nu}{c}$ . Енергія електрона до зіткнення  $m_0c^2$ , де  $m_0$  – маса спокою електрона. Уважається, що електрон до зіткнення у даній системі відліку нерухомий. Під час зіткнення фотона з електроном відбуваються передачі енергії та імпульсу фотона цьому електрону. Електрон набуває кінетичної енергії. Енергія, випущена в результаті зіткнення фотона, менша початкової, що приводить до зменшення його частоти.

### 3.11. Дуалізм властивостей світла

Виявлення корпускулярних властивостей світла в дослідах з фотоефекту, в досліді Комптона й інших експериментах не може скасувати твердо встановлених фактів наявності у світла хвильових властивостей, які виявляються під час спостереження явищ інтерференції, дифракції та поляризації.

Той факт, що світло має як хвильові, так і корпускулярні властивості, називається корпускулярно-хвильовим дуалізмом.

Протилежність властивостей хвиль і частинок у класичній фізиці робить неправомірним твердження, що світло є одночасно і хвилею, і потоком частинок. Світло не є ні хвилею, ні потоком частинок. Природа світла більш складна і не може бути адекватно описана із застосуванням наочних образів класичної фізики.

Смисл корпускулярно-хвильового дуалізму властивостей світла полягає в тому, що залежно від умов експерименту природа світла може бути наближено описана із застосуванням або хвильових, або корпускулярних уявлень. Одним із варіантів зведення складної природи світла до більш простої є спроба подання фотона у вигляді обмеженого у просторі і часі цугу електромагнітних хвиль, отриманого в результаті додавання великої кількості гармонічних електромагнітних хвиль. Якби таке уявлення про фотон відповідало дійсності, то під час проходження пучка світла через пластинку з напівпрозорим дзеркальним покриттям половина кожного цугу проходила б, а половина – відбивалася. Розділення кожного фотона на два можна було б виявити за одночасним спрацюванням приладів, поставлених на шляху пучків світла, що пройшли і відбилися від поверхні пластинки.

Проте дослід засвідчує, що прилади не спрацювують одночасно. Це означає, що кожний фотон не розділяється пластинкою з напівпрозорим покриттям на два, а з рівною ймовірністю або відбивається, або проходить крізь пластинку як одне ціле.

Якщо "переміщуватися" по шкалі електромагнітних хвиль зліва направо, від довгих хвиль у бік більш коротких, то хвильові властивості електромагнітного випромінювання будуть поступово поступатися місцем квантовим властивостям, які виявляються все більш яскраво.

### 3.12. Фізична оптика у шкільному курсі фізики

В основній школі (7 клас) у темі "Світлові явища" розглядаються питання: Дисперсія світла. Спектральний склад. Кольори.

У результаті вивчення цих питань учень:

*характеризує* кольорову гаму світла;

*здатний спостерігати* дисперсію світла, утворення кольорової гами світла шляхом накладання променів різного кольору.

У старшій школі (11-12 класи) у темі "Хвильова і квантова оптика" розглядаються питання:

Розвиток уявлень про природу світла. Світло як електромагнітна хвиля. Інтерференція і дифракція світлових хвиль. Поляризація і дисперсія світла.

Спектроскоп. Квантові властивості світла. Гіпотеза М. Планка. Світлові кванти. Маса, енергія та імпульс фотона. Фотоефект. Рівняння фотоефекту. Застосування фотоефекту. Люмінесценція. Квантові генератори та їх застосування. Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла (*рівень стандарту*).

Когерентність світлових хвиль. Інтерференційна картина в тонких пластинах і плівках. Голографія та умови її спостереження. Принцип Гюйгенса-Френеля. Дифракційна картина від щілини, тонкої нитки. Дифракційна ґратка. Проходження світла крізь призму. Поняття про волоконну оптику. Природне і поляризоване світло. Стала Планка. Тиск світла. Досліди Столетова. Закони зовнішнього фотоефекту. Фотохімічні реакції. Принцип дії квантових генераторів (*академічний рівень*).

Способи спостереження інтерференції світла. Інтерферометр А. Майкельсона. Кільця Ньютона. Голографічний метод Г.М. Денисюка. Дифракційний спектр. Роздільна здатність оптичних приладів. Поляризація внаслідок відбивання і заломлення світла. Закон Д. Брюстера. Ефект А. Комптона. Дослід В. Боте. Внутрішній фотоефект. Фоторезистор і фотоелементи. Спонтанне і вимушене випромінювання. Лазери і мазери (*профільний рівень*).

# АТОМНА І ЯДЕРНА ФІЗИКА

## Розділ IV. АТОМНА ФІЗИКА

*Атомна фізика* – розділ фізики, в якому вивчають будову і властивості атома та елементарні процеси на атомному рівні, зокрема рівні енергії атома і їх характеристики. Модель атома пояснює розподіл електричних зарядів усередині атома, закономірності атомних спектрів.

### 4.1. Перші моделі атома (історичний огляд)

Уявлення про атом як про неподільну частинку матерії виникло ще у стародавні часи (Демокрит, Епікур), але тільки на початку XIX століття в результаті встановлення основних хімічних законів і законів реального газу склалися уявлення про атом як про дрібнішу частинку хімічного елемента (англійський учений Дж. Дальтон, італійський учений А. Авогадро, шведський учений Я. Берцеліус). У середині XIX століття була проведена чітка межа між атомом і молекулою (італійський учений С. Канніццаро). Важливіше значення мало відкриття Д.І. Менделєєвим періодичної системи елементів.

Наприкінці XIX століття в науці стали відомі факти, які показували, що атом – це складна електрична система. Ці факти були встановлені під час вивчення явищ електролізу, катодних й анодних променів, і, особливо, радіоактивних явищ. У 1897 р. Дж. Томсон, досліджуючи катодні промені, відкрив електрон і визначив його питомий заряд  $\frac{e}{m}$ . У 1896 р. А. Беккерель відкрив радіоактивне випромінювання. Дослідження випромінювання засвідчили, що з атомів радіоактивних речовин вилітають: позитивно заряджені частинки, так звані  $\alpha$ -частинки, які є двічі іонізованими атомами гелію; негативно заряджені  $\beta$ -частинки – електрони і  $\gamma$ -промені – електромагнітні хвилі з дуже короткою довжиною хвилі, меншою, ніж у вже відомих жорстких рентгенівських променів.

Отже, було встановлено, що нейтральні атоми насправді є складними системами електрично заряджених частинок, причому у всіх атомів є однакові за властивостями частинки речовини, які мають негативний заряд – електрони. Позитивний заряд виявився пов'язаним з основною масою атома, але про розподіл цього заряду всередині атома відомостей не було.

Наявність усередині атомів електричних зарядів підтверджувалася й тим, що атоми здатні випускати і поглинати електромагнітні хвилі – світло – окремих, характерних для кожного елемента частот. Детальні систематичні дослідження (переважно швейцарських фізиків Бальмера, Лаймана та інших) засвідчили, що атоми випускають лінійчасті спектри і різні випущені атомом частоти знаходяться між собою в певних співвідношеннях.

У 1904 р. з'явилися публікації про будову атома, одна з яких належала японському фізику Хантаро Нагаока, друга – англійському фізику Дж. Томсону.



Х. Нагаока виходив з досліджень Максвелла про стійкість кілець Сатурна і запропонував будову атома, аналогічну до сонячної системи: роль Сонця відіграє позитивно заряджена частинка атома, навколо якої по установлених кільцеподібних орбітах рухаються "планети" – електрони. За незначних зміщень електрони збуджують електромагнітні хвилі, частоти яких, за розрахунками Нагаока, того ж порядку, що й частоти спектральних ліній деяких елементів.

Дж. Томсон запропонував модель атомної структури, яку часто називають "пудингом з ізюмом". За гіпотезою Томсона атом є сферою з діаметром порядку  $10^{-10}$  м, усередині якої зі сталою об'ємною густиною розподілений позитивний заряд. Сумарний позитивний заряд сфери дорівнює сумарному заряду електронів, які у вигляді окремих частинок містяться всередині сфери і взаємодіють з окремими елементарними об'єктами за законом Кулона. Електрони, здійснюючи гармонічні коливання навколо рівноважних положень, випромінюють світло. Модель Томсона мала дещо штучний характер, оскільки в ній позитивним і негативним зарядам приписувалась різна природа: одні з них – негативні – існували у вигляді окремих частинок – електронів, інші – розподілені в межах набагато більших об'ємів зі сталою густиною. Залишався незрозумілим той факт, що позитивні заряди не розлітаються під дією кулонівських сил відштовхування. Модель Томсона виявилася неспроможною пояснити лінійчастий характер спектра атомів водню. Виходячи з неї, у спектрі водню має спостерігатися лише одна лінія, тоді як насправді їх досить багато.

У 1905 р. В. Він виступив із доповіддю про електрони на з'їзді німецьких природознавців і лікарів у Мюнхені. Він, зокрема, указував на трудність пояснення лінійчатих спектрів атомів з точки зору електронної теорії. Він говорив: Найпростіше було б уважати атом як планетарну систему, яка складається з позитивно зарядженого центру, навколо якого обертаються електрони як планети. Але така система не може бути стійкою унаслідок випромінювання електронами енергії. Тому ми вимушені звернутися до системи, в якій електрони перебувають у відносному спокої або мають надзвичайно малі швидкості, хоча такі уявлення містять багато сумнівів.

Такою статичною моделлю був атом Кельвіна – Томсона. І ця модель була загально визнаною з причин, указаних В. Віном.

Модель атома як планетарної системи спадала на думку багатьом: про неї писав Л. Пуанкаре, про неї говорили і Він, і Перрен, який у своїй нобелівській доповіді зарахував себе до піонерів планетарної моделі атома. Але ця модель наштовхувалася на непереборну трудність, про яку говорив Він, і тому поступалася місцем моделі Кельвіна – Томсона.

Але невдовзі нові дослідні факти спростовували модель Томсона і, навпаки, свідчили на користь планетарної системи. Ці факти були відкриті Резерфордом. Такі дослідження почалися у 1904 р.

Вільям Брегг в Австралії, вивчаючи проходження  $\alpha$ -частинок через речовину, виявив, що частинки не розсіюються речовиною, а поглинаються нею, проходячи в речовині до моменту поглинання певні прямолінійні відрізки – довжини пробігу.

Резерфорд доручив Гейгеру і Марсдеку дослідити розсіювання  $\alpha$ -частинок.

Застосований цими дослідниками метод полягав у такому:  $\alpha$ -частинки, що випускаються джерелом, діафрагмувались щілиною і попадали на екран із сірчаного цинку, на якому утворювалося зображення щілини у вигляді вузької смужки. Потім між щілиною та екраном поміщали тонку металеву пластинку. Зображення щілини розмивалося, що вказувало на розсіювання  $\alpha$ -частинок речовиною пластинки. Досліджуючи кут розсіювання Гейгер установив, що найбільш імовірний кут розсіювання пропорційний атомній вазі й обернено пропорційний кубу швидкості частинки. Але більш приголомшливим став факт, відкритий Марсдеком у 1909 р., – існування великих кутів розсіювання. У тому ж році Резерфорд довів, що  $\alpha$ -частинки є двічі іонізованими атомами гелію. Пояснити розсіювання  $\alpha$ -частинок речовинами, виходячи з моделі атома Томсона не вдалося і була висунута ідея планетарної моделі атома. Резерфорду вдалося теоретично розглянути рухи  $\alpha$ -частинок поблизу позитивно зарядженого ядра й отримати формулу для розрахунку кількості  $\alpha$ -частинок, розсіяних за одиницю часу всередині певного тілесного кута. Досліди Гейгера і Марсдека, які були проведені у 1913р., засвідчили, що формула Резерфорда блискуче узгоджується з експериментом. Ці, та інші експерименти (Ван-ден-Брука і Мозлі) підтвердили правильність ідеї Резерфорда про зосередження всієї маси атома й позитивного заряду в його ядрі й одночасно дозволили зрозуміти фізичний зміст порядкового номера елемента в періодичному законі Менделєєва.

Ядерна модель атома нагадує планетарну систему. Але атому властива набагато більша стійкість, ніж планетарній системі. Така стійкість атома не може бути узгоджена з класичним тлумаченням ядерної моделі. Електрон у моделі атома Резерфорда повинен рухатися з великим прискоренням. Якщо він рухається з прискоренням, то повинен поводитися як вібратор, що коливається відносно ядра з великою частотою. Згідно із класичною електродинамікою такий електрон повинен випромінювати електромагнітні хвилі з частотою, рівною частоті обертання електрона. При цьому потужність випромінювання повинна бути пропорційна квадрату прискорення і за час порядку  $10^{-10}$ с уся енергія електрона в атомі була б витрачена на випромінювання електромагнітних хвиль. Випромінювання повинно відбуватися неперервно й електрон, рухаючись по спіралі зі змінною частотою, повинен був впасти на ядро. А це суперечить реальності.

Правильні висновки з труднощів зробив датський фізик Н. Бор у 1913 р.

В основу першої квантової теорії поклали результати, які твердо були встановлені до 1913 р.:

- а) емпіричні закономірності лінійчастого спектра водню;
- б) планетарна модель атома Резерфорда;
- в) квантовий характер випромінювання й поглинання світла.

Об'єднання результатів у межах єдиної теорії було головною ідеєю Н. Бора.

Подальший розвиток атомної фізики нерозривно пов'язаний з розвитком

квантової теорії.

#### 4.2. Квантові постулати Н. Бора

Модель атома Резерфорда пояснювала розсіювання  $\alpha$ -частинок під час проходження металевої фольги, проте з погляду законів класичної фізики вона була неспроможна пояснити закономірності в лінійчастих спектрах атомів і навіть самого факту випромінювання атомом монохроматичного світла; не могла пояснити характерної стійкості атома.

Вирішальну роль у роботі Бора, яка привела до сформульованих ним постулатів, відіграли експериментальні дослідження спектра атома водню.

Уперше лінії у спектрі водню спостерігав у 1814 р. Й. Фраунгофер і виміряв відповідно до них довжини хвиль. Учитель фізики гімназії у м. Базель (Швейцарія) Я. Бальмер до 1885 р. старанно проаналізував дані експериментів і виявив закономірність, записавши формулу для довжин хвиль, відкритих

Фраунгофером чотирьох ліній спектра водню:  $\lambda = k \frac{m^2}{m^2 - r^2}$ , де  $k$  – стала

величина,  $m = 3, 4, 5, 6$  – значення, що відповідають зазначеним лініям. Потім були записані формули для визначення частот інших, додатково виявлених, ліній спектра водню (серії Лаймана, Пашена).

Перша спроба розібратися в особливостях, властивих атомам, була зроблена датським фізиком Н. Бором. Він указав на деякі закономірності, які повинні бути за умови стійкості атомів і які дозволяли обчислити спектр атома водню, а також одноелектронних іонів  $\text{He}^+$ ,  $\text{Li}^{++}$  та інших.

Н. Бор виходив з того дослідного факту, що елементарні випромінювачі – атоми – випромінюють порціями:  $\epsilon = h\nu$ , причому набір можливих значень  $\epsilon$  (або  $\nu$ ) утворює не безперервну послідовність, а дискретний ряд.

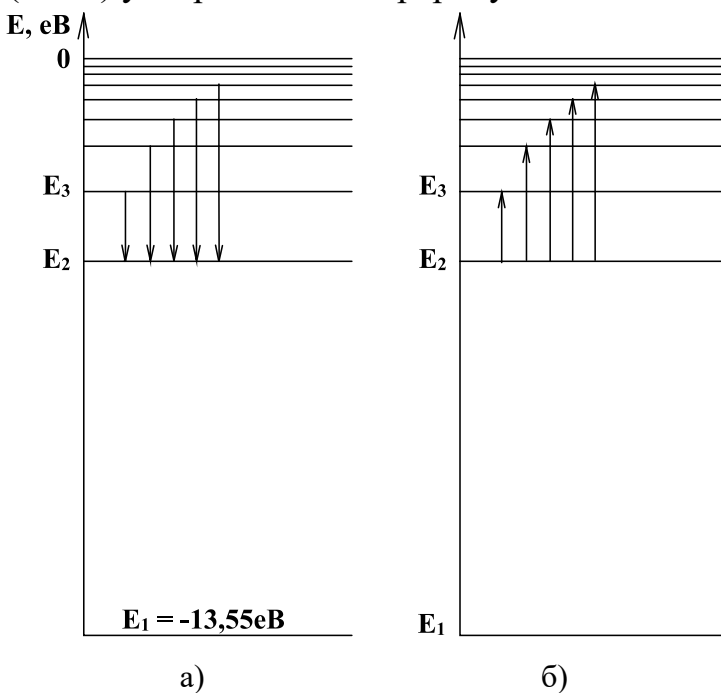


Рис. 4.2.1

Звідси Бор зробив висновок, що енергія атомів не може змінюватися безперервно. Можливі стани атома утворюють дискретну послідовність, а енергії атома в цих станах утворюють дискретний ряд  $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$

Перебуваючи в одному з таких, за термінологією Бора, "дозволених" станів, атом не випромінює і не поглинає електромагнітних хвиль, його енергія не змінюється.

Зміна енергії атома може відбуватися у вигляді стрибка – від одного можливого стану до іншого.

*Перший постулат* Бора встановлює зв'язок між можливими значеннями енергії атома і частотами випромінювання, які він випускає (поглинає): випромінювання випускається (поглинається) під час переходу атома з одного дозволеного стану в інший, причому частота випромінювання визначається співвідношенням:  $h\nu = E_k - E_i$ .

Другий постулат є правилом для визначення енергії дозволених станів атома, що застосовуємо для моделі Резерфорда. Приймаючи для простішого – одноелементного – атома водню колові орбіти, Бор установив, що на дозволених орбітах момент кількості руху електрона *mv*r повинен бути рівним цілому числу  $\frac{h}{2\pi}$ :  $mvr = n \frac{h}{2\pi}$ , ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ).

Якщо прийняти ці постулати, то лінійчастий спектр атомарного водню може бути обчислений, а отримані результати збігатимуться з дослідними з великим ступенем точності.

Усі частоти випромінювання атома водню створюють ряд серій, кожна з яких утворюється під час переходів атома в один з енергетичних станів з усіх верхніх енергетичних станів (станів з більшою енергією). Переходи в перший збуджений стан (на другий енергетичний рівень) з верхніх рівнів утворює серію Бальмера. На рис. 4.2.1 (а) ці переходи зображені стрілками.

Поглинання світла – процес, зворотний випромінюванню. Атом, поглинаючи світло, переходить з низьких енергетичних станів у вищі. При цьому він поглинає випромінювання тієї самої частоти, яку він випромінює, переходячи з вищих енергетичних станів на низькі. Ці переходи зображені на рис. 4.2.1. б).

Постулати Бора суперечать класичній механіці та електродинаміці Максвелла. Якщо прийняти, що електрон є негативно зарядженою частинкою, то рух коловою орбітою відбувається відповідно до законів класичної механіки.

Проте класична механіка дозволяє безперервну послідовність орбіт. Електродинаміка виключає можливість руху зарядженої частинки по коловій орбіті без випромінювання електромагнітних хвиль.

Головний недолік теорії Бора – її непослідовність, внутрішня логічна суперечність, тому що в ній одночасно користуються класичними і квантовими уявленнями, які суперечать одне одному, і немає єдиного підходу до всіх явищ мікросвіту. Ці недоліки було усунути квантовою механікою, яка не тільки детально з'ясувала будову атома водню, але й з успіхом застосовується для опису багатоелектронних атомів, молекул тощо.

З огляду на історію розвитку фізики, зрозуміло, що теорія Бора, яка спиралася на класичну механіку, могла бути тільки перехідним етапом на шляху до створення сучасної теорії атомних явищ.

### **4.3. Квантові числа. Принцип Паулі. Періодична система Менделєєва**

1. Теорія Бора дістала подальшого розвитку у працях А. Зоммерфельда, який показав, що під час визначення стаціонарних станів необхідно враховувати не тільки колові (як у теорії Бора), але й еліптичні орбіти, а також

просторові орієнтації, які орбіти можуть приймати в магнітному полі. Це привело до введення в теорію квантових чисел.

Число  $n$  називають *головним квантовим числом*. Це число визначає розміри орбіти (її радіус або велику піввісь у випадку еліптичної орбіти). Від цього числа залежить значення енергії електрона в атомі. Воно може набувати лише цілочислові значення.

Число  $l$  називають *орбітальним або азимутальним квантовим числом*. За заданого головного квантового числа  $n$  орбітальне квантове число  $l$  може приймати числові значення від 0 до  $n - 1$ . Для електрона, що знаходиться у воднеподібному іоні на  $n$ -му енергетичному рівні, можливі: одна колова і  $n - 1$  еліптичних орбіт.

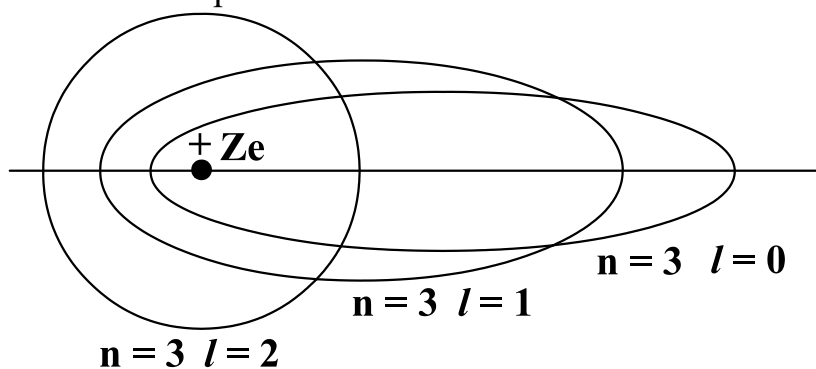


Рис. 4.3.1

Наприклад, при  $n = 3$  можливі орбіти зображені на рисунку. З рисунку видно, що за сталого  $n$  зі збільшенням  $l$  орбіта електрона стає більш випуклою. Навпаки, зі зменшенням  $l$  орбіта стає більш витягнутою.

Число  $m_l$  називають *магнітним квантовим числом*, яке визначає просторовий розподіл траєкторії руху електрона. Магнітне квантове число за заданого квантового числа  $l$  набуває значень  $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ . Отже, за даного  $l$  електрон в атомі, вміщеному в магнітне поле, може рухатися по  $2l + 1$  орбітах, які відрізняються своєю орієнтацією щодо напрямку магнітного поля.

Число  $m_s$  називається *спіновим квантовим числом*. Спінове квантове число може набувати тільки двох значень, а саме:  $+\frac{1}{2}$  і  $-\frac{1}{2}$ . Спін – це власний механічний момент електрона, який "обертається" навколо своєї осі. Цей власний механічний момент електрона може бути орієнтованим лише двома способами: паралельно або антипаралельно до якогось вибраного напрямку.

Таким чином, стан електрона в атомі характеризується чотирма квантовими числами:  $n, l, m_l, m_s$ .

2. Електрони у незбудженому стані перебувають у різних стаціонарних станах. У зв'язку з цим виникає питання, в яких саме стаціонарних станах перебувають електрони в такому атомі. Відповісти на нього можна, виходячи з фундаментального принципу квантової механіки, висунутого у 1924 р. швейцарським фізиком В. Паулі.

За *принципом Паулі*, електрони, що входять до складу будь-якої системи, зокрема внутрішньоатомні електрони, не можуть перебувати в тотожних станах: у будь-якому стаціонарному стані, що характеризується сукупністю чотирьох квантових чисел  $n, l, m_l, m_s$ , не може перебувати більш ніж один електрон.

Стан, в якому перебуває електрон, називається заповненим. Якщо

користуватися уявленням теорії Бора, то принцип Паулі означає, що два або більше електронів не можуть рухатися по спільній орбіті, маючи однакові напрями спінів. Беручи до уваги, що відповідно до двох значень спінового квантового числа  $\left(m_s = \pm \frac{1}{2}\right)$  можливі дві орієнтації спіну електрона, принцип Паулі можна сформулювати так: у системі (зокрема в атомі) не може бути більше двох електронів, рух яких характеризується однаковими значеннями трьох квантових чисел  $n, l, m_l$ .

Оскільки за заданого значення орбітального квантового числа  $l$  магнітне квантове число  $m_l$  набуває  $2l + 1$  значень, то у складних багатоелектронних атомах кількість електронів, що характеризуються однаковими значеннями двох квантових чисел  $n$  і  $l$ , не перевищує  $2 \cdot (2l + 1)$ .

Користуючись принципом Паулі, максимальна кількість електронів  $Z(n)$ , що перебувають у станах, які характеризуються значенням  $n$  головного квантового числа, дорівнює  $Z(n) = 2n^2$ .

Сукупність електронів, що перебувають у всіх можливих станах з однаковим значенням головного квантового числа  $n$ , утворює електронну оболонку (електронний шар). Електронні шари прийнято позначати буквами відповідно до значення головного квантового числа.

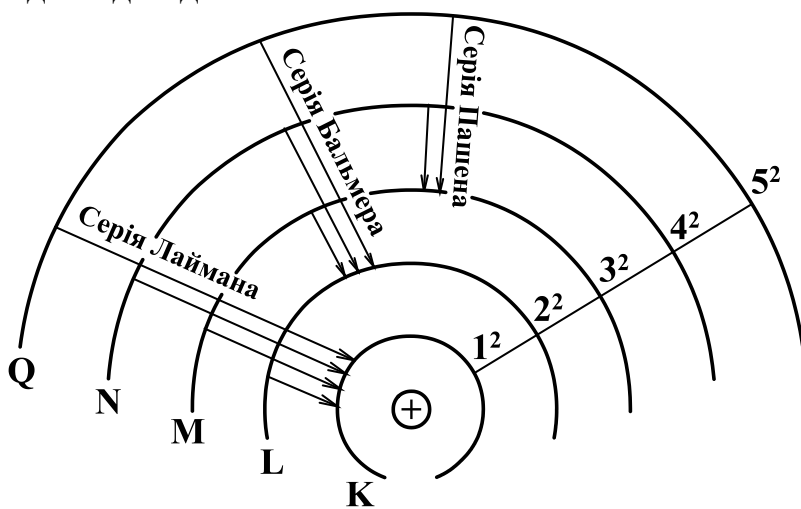


Рис. 4.3.2

Найближче до ядра розташований К – шар, для якого  $n = 1$ . Далі йдуть L ( $n = 2$ ), M ( $n = 3$ ), N ( $n = 4$ ) тощо. Згідно з формулою для  $Z(n)$ , у шарі К може перебувати не більше двох електронів, у шарі L – не більше восьми, у M максимально може міститися вісімнадцять електронів. Схематично електронні шари в атомі зображені на рисунку.

Електрони, що мають однакову пару квантових чисел  $n$  і  $l$ , утворюють підгрупу. Оскільки при  $n = 1$   $l$  може дорівнювати тільки нулю, то в цьому шарі є тільки одна підгрупа. Кількість електронів у підгрупі з  $l = 0$  дорівнює 2 (у шарі з  $n = 1$  число електронів також 2). Для  $n = 2$  кількість електронів 8 і  $l$  набуває двох значень  $l = 0$  і  $l = 1$ . Кількість електронів для  $l = 0$  і  $l = 1$  відповідатиме 2 і 6. Аналогічно можна проаналізувати розподіл електронів по підгрупах для  $n = 3, 4, 5$  тощо.

3. Сучасна теорія періодичної системи елементів Д.І. Менделєєва ґрунтується на трьох основних положеннях:

а) порядковий номер хімічного елемента дорівнює загальній кількості електронів в атомі цього елемента;

б) стан електронів в атомі визначається набором їх квантових чисел  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$ ,  $m_s$ . Розподіл електронів в атомі за енергетичним станом повинен задовольняти принципу мінімуму потенціальної енергії – зі збільшенням кількості електронів (і протонів в ядрі) кожен наступний електрон повинен зайняти можливий енергетичний стан з найменшою енергією (при цьому стани всіх електронів, що були в атомі, не повинні змінюватися);

в) заповнення електронами енергетичних станів в атомі повинно відбуватися за принципом Паулі.

У таблиці 4.3.1 подані максимальні значення кількості електронів, що перебувають у станах, які характеризуються відповідними значеннями  $n$  і  $l$ . Порядок заповнення електронних станів в оболонках (шарах), а в межах однієї оболонки – у підгрупах відповідає в цілому послідовності розміщення енергетичних рівнів з відповідними значеннями  $n$  і  $l$ : спочатку заповнюються стани з найменшою енергією, а потім стани з більш високою енергією.

Таблиця 4.3.1

n	Електронний шар (оболонка)	Кількість електронів у станах					Максимальна кількість електронів
		s ( $l = 0$ )	p ( $l = 1$ )	d ( $l = 2$ )	f ( $l = 3$ )	g ( $l = 4$ )	
1	K	2	–	–	–	–	2
2	L	2	6	–	–	–	8
3	M	2	6	10	–	–	18
4	N	2	6	10	14	–	32
5	O	2	6	10	14	18	50

У легких атомах спочатку заповнюються стани з  $l = 0$ , а потім стани з  $l = 1, 2, 3, \dots, n-1$ . Атоми кожного наступного елемента можна розглядати утвореннями з попередніх, шляхом додавання до ядра необхідного числа нуклонів й одного електрона на периферію атома. При цьому, згідно з Бором, розподіл електронів по станах, який є в атомі певного елемента, повинен зберігатися й в атомі наступного елемента.

Починаючи з калію ( $Z = 19$ ), порядок заповнення станів, який спостерігався у легких елементів, порушується. Причиною цього є взаємодія між електронами у важких атомів. Отже, стани з великим  $n$  і малим  $l$  можуть мати меншу енергію й бути енергетично більш вигідними, ніж стани з меншим  $n$  і більшим  $l$ . Тому в ряді випадків за незаповнених зовнішніх підоболонки, що визначають хімічні властивості атома, відбувається забудова внутрішніх шарів. Так утворюються групи атомів, що займають у періодичній системі одну клітинку. Наприклад, у клітинці з  $Z = 57$  знаходиться ціла група атомів – лантаноїдів – із  $Z$  від 57 до 71. У Лантану розподіл його 57 електронів по шарах такий: на шарі K 2 електрони, L – 8, M – 18, N – 18 (замість 32) електронів відповідно до наведеної таблиці. Далі в шарі O знаходяться тільки 9 електронів, а останні 2 електрони розміщуються в шарі P. В останніх лантаноїдів від Церію ( $Z = 58$ ) до Лютецію ( $Z = 71$ ) відбуваються заповнення N оболонки, а зовнішня підгрупа електронів ( $n = 6, l = 0$ ) залишається незмінною. Цим пояснюється тотожність хімічних властивостей усіх лантаноїдів. За такими самими принципами до групи актиноїдів ( $Z = 90 - 107$ ) входять елементи, що знаходяться в одній клітинці з Актинієм ( $Z = 89$ ). Аналогічна ситуація

спостерігається в трансуранових елементів.

Квантова механіка дозволяє пояснити всі деталі побудови таблиці Менделєєва і в таблицях періодичної системи часто в кожній клітинці стовпчиком указується кількість електронів певного атома, які містяться в тому чи іншому шарі.

#### **4.4. Атомна фізика у шкільному курсі фізики**

В основній школі (9 клас) у темі "Атомне ядро. Ядерна енергетика" розглядаються питання: Атом і атомне ядро. Дослід Резерфорда. Ядерна модель атома.

У результаті вивчення цих питань учень:

*називає* складові атомного ядра;

*може описати* дослід Резерфорда, ядерну модель атома, протонно-нейтронну будову ядра атома.

У старшій школі (11-12 класи) у темі "Атомна і ядерна фізика" розглядаються питання:

Історія вивчення атома. Ядерна модель атома. Квантові постулати Н. Бора. Випромінювання та поглинання світла атомами. Атомні й молекулярні спектри. Спектральний аналіз та його застосування. Рентгенівське випромінювання (*рівень стандарту*).

Історія вивчення атома. Ядерна модель атома. Квантові постулати Н. Бора. Досліди Д. Франка і Г. Герца. Енергетичні стани атома. Випромінювання та поглинання світла атомами. Атомні і молекулярні спектри. Рентгенівське випромінювання. Застосування рентгенівського випромінювання в науці, техніці, медицині, на виробництві. Спектральний аналіз та його застосування (*академічний рівень*).

Історія вивчення атома. Ядерна модель атома. Квантові постулати Н. Бора. Досліди Д. Франка і Г. Герца. Енергетичні стани атома. Квантування електронних орбіт атома. Принцип В. Паулі. Фізичні основи побудови періодичної системи хімічних елементів Д.І.Менделєєва. Випромінювання та поглинання світла атомами. Атомні і молекулярні спектри. Рентгенівське випромінювання. Рентгенівські спектри. Роботи І. Пулюя з дослідження рентгенівського випромінювання. Застосування рентгенівського випромінювання в науці, техніці, медицині, на виробництві. Спектральний аналіз та його застосування (*профільний рівень*).

У результаті вивчення цих питань учень:

знає ядерну модель атома, квантові постулати Н. Бора, принцип Паулі;

розуміє сутність випромінювання і поглинання світла атомами, спектрального аналізу;

здатен пояснити енергетичні стани атома, атомні і молекулярні спектри, фізичні основи побудови періодичної системи хімічних елементів, природу рентгенівського випромінювання;

володіє експериментальними способами дослідження спектрів речовини;

здатен розв'язувати фізичні задачі, застосовуючи квантові постулати Н. Бора.



## РОЗДІЛ V. ЯДЕРНА ФІЗИКА

*Ядерна фізика* – розділ фізики, присвячений вивченню структури ядра, процесів радіоактивного розпаду і механізмів ядерних реакцій. До ядерної фізики іноді відносять також фізику елементарних частинок.

### 5.1. Дослідження в ядерній фізиці (історичний огляд)

Важливим етапом у розвитку вчення про атомне ядро були дослідження Резерфорда, який у 1919 р. виявив, що внаслідок зіткнень  $\alpha$ -частинок з ядрами азоту, з останніх вилітають ядра атомів водню – протони. Ці роботи Резерфорда поклали початок штучним перетворенням атомів. Такі перетворення називаються ядерними реакціями.

У 1919 р. англійський фізик Астон відкрив ізотопи, тобто атоми того самого хімічного елемента, що відрізняються тільки атомною масою. Визначною подією у фізиці атомного ядра було відкриття нової елементарної частинки – нейтрона. Ця частинка має масу, яка практично дорівнює масі протона, але позбавлена заряду. Відкриття нейтронів було зроблено у 1931 р. у Франції Ірен Кюрі (1897 – 1955), Ф. Жоліо-Кюрі (1900 – 1958) і Чедвіком в Англії. Д.Д. Іваненко і незалежно Гейзенберг тоді ж запропонували протонно-нейтронну модель атомного ядра. На противагу раніше запропонованим моделям ядра із протонів та електронів, які не давали правильного пояснення властивостей атомного ядра, нова модель узгоджувалася з дослідними фактами. Згодом Д.Д. Іваненко і І.Є. Тамм запропонували теорію ядерних сил. Істотним кроком у розвитку теорії ядерних сил була робота японського фізика Юкава, який у період 1935 – 1938 р.р. розвинув теорію ядерних сил на основі уявлень про те, що взаємодія основних ядерних частинок – протонів і нейтронів – обумовлена мезонами. Американські фізики Андерсон і Нідермайер у 1937 р. під час вивчення космічного проміння відкрили мезони (мюони). Проте пізніше з'ясувалося, що відкриті ними частинки (мюони) не вступають у ядерні взаємодії. І лише в 1948 р. були відкриті ядерно активні частинки – піони, які передбачав Юкава. Вивчаючи космічне проміння, Андерсон у 1933 р. відкрив нову елементарну частинку позитрон – позитивний електрон. Під час ядерних реакцій позитрони спостерігали Ірен і Фредерік Жоліо-Кюрі. Їм належить також відкриття штучної радіоактивності. Великий внесок у дослідження ядерних реакцій зробив італійський фізик Енріко Фермі (1901 – 1954).

Ще з моменту відкриття радіоактивності і з'ясування її природи стало зрозумілим, що атомні ядра містять величезну енергію. У 1939 р. було зроблено відкриття, яке порушило проблему практичного використання енергії атомних ядер. Німецькі вчені Ган і Штрассманн відкрили реакцію поділу ядер Урану на дві майже рівні частини (осколки). Ця реакція відбувалася під час попадання нейтрона всередину ядра Урану. Реакція

поділу супроводжувалася виділенням величезної енергії. Другою важливою особливістю цієї реакції є те, що під час розпаду ядра Урану з нього вилітає кілька нейтронів. Нові нейтрони у свою чергу також можуть викликати реакцію поділу тощо. Цим відкривався шлях до використання ядерної енергії.

Під час дослідження атомного ядра та елементарних частинок велику роль відіграють прискорювачі заряджених частинок. З цією метою було запропоновано й реалізовано велику кількість різних апаратів. Дослідження взаємодії швидких частинок, отриманих за допомогою прискорювачів, привело до відкриття цілої низки нестабільних елементарних частинок – мезонів і гіперонів з різними масами і зарядами, а також нейтральних частинок. Цим започатковано фізику елементарних частинок.

### **5.2. Атомне ядро. Ядерні сили**

Сучасною наукою встановлено, що ядра атомів становлять складні утворення й побудовані з протонів і нейтронів.

Основними характеристиками атомних ядер є електричний заряд, маса та магнітний момент. Оскільки протони несуть позитивний заряд, який чисельно дорівнює заряду електрона, а нейтрон електричного заряду не має, то заряд ядра (в електронних одиницях) дорівнює кількості протонів у ньому і тому збігається з порядковим номером елемента в періодичній системі Менделєєва. Маса в ядерній фізиці зручно вимірювати в атомних одиницях маси (а.о.м.). За атомну одиницю маси в сучасній фізиці прийнято  $1/12$  маси ізотопу вуглецю  $C^{12}$ .

Найпростіший серед атомів – атом водню (H) – має ядро з одного протона та оболонку з одного електрона. Маса атома водню  $m_H$  становить  $1,00782519(\pm 80)$  а.о.м. Оскільки маса електрона  $m_e$  у 1836,1 разів менша, ніж маса протона  $m_p$ , то часто з достатньою для практики точністю масу протона  $m_p$  можна ототожнювати з масою атома водню  $m_H$ :  $m_p = m_H$ .

Маса нейтрона  $m_n$  трохи більша, ніж маса протона  $m_p = 1,00866520(\pm 10)$  а.о.м.

Дуже зручним і поширеним у фізиці ядра та елементарних частинок є вимірювання мас в енергетичних одиницях, яке можливе завдяки встановленому Ейнштейном зв'язку маси з енергією:  $E = mc^2$ , де  $E$  – власна енергія частинки,  $m$  – маса її спокою,  $c$  – швидкість світла у вакуумі. З цієї

формули випливає пропорційність між  $E$  і  $m$ :  $m = \frac{E}{c^2} \sim E$ , яка і дає змогу

вимірювати масу в енергетичних одиницях. Найпростішою серед них в атомній фізиці є так званий електрон вольт (eV), який чисельно дорівнює тому приросту енергії, якого набуває електрон в електричному полі, рухаючись під його дією між точками з різницею потенціалів 1В. Ця зручна в атомній фізиці одиниця для ядерної фізики занадто мала. Тому в ній користуються мега електрон вольтами (MeV) і навіть гіга електрон вольтами

(Гев).

Протони і нейтрони, як елементарні частинки складові атомних ядер, мають спільну назву – нуклони.

Магнітні моменти нуклонів пов'язані з їхніми спінами (власними механічними моментами), а магнітні моменти ядер – з власними та орбітальними моментами нуклонів в ядрах.

Кількість протонів у ядрі збігається з порядковим номером  $Z$  відповідного хімічного елемента в таблиці Менделєєва. На відміну від кількості протонів  $Z$ , кількість нейтронів  $N$  в ядрах того самого хімічного елемента необов'язково точно фіксоване. Цілком можливим є його невеликі варіації. Так, перший хімічний елемент таблиці Менделєєва – водень – має три модифікації: власне водень  $H$  (в ядрі лише один протон), дейтерій  $D$  (в ядрі один протон і один нейтрон), тритій  $T$  (в ядрі один протон та два нейтрони). Атоми того самого хімічного елемента з різною кількістю нейтронів у них називають *ізотопами*.

Число нуклонів  $A$  в ядрі, яке дорівнює сумі кількості протонів  $Z$  і кількості нейтронів  $N$   $A = Z + N$ , називають *масовим числом*. Така назва зумовлена тим, що число  $A$  дорівнює масі відповідного ядра в атомних одиницях, заокругленій до цілих чисел.

Для розрізнення ізоотопів деякого елемента  $X$  між собою його символу надають двох індексів:  ${}^A_Z X$ . Наприклад, ізоотопи Урану позначають  ${}^{235}_{92}U$ ,  ${}^{238}_{92}U$  тощо.

Оскільки протони – це однойменні заряджені частинки, вони за законом Кулона повинні відштовхуватися один від одного. Аналіз цілої низки фактів привів до висновку, що між нуклонами діють значні сили взаємного притягання, які набагато перевищують кулонівські сили відштовхування. Ці сили дістали назву ядерних.

*Ядерні сили* мають ряд головних властивостей:

1. Ядерні сили короткодійчі. За відстані між нуклонами всього в 4,2 фермі (1 фермі =  $10^{-15}$  м) ядерні сили вже такі, що ними можна нехтувати.

2. Ядерні сили є силами притягання на відстані між нуклонами понад 0,7 фермі, на менших відстанях вони є силами відштовхування.

3. Ядерні сили є зарядово незалежними. Це означає, що ядерна взаємодія двох нуклонів зовсім не залежить від того, мають вони електричний заряд чи ні. Ядерні сили взаємодії нейтрона з нейтроном, нейтрона з протоном, протона з протоном за однакових умов однакові.

Щодо динамічної взаємодії протон і нейтрон є однаковими частинками. Як характеристика нуклонів в ядерній фізиці вводиться так званий *баріонний заряд*, аналогічно до того, як характеристикою електричної взаємодії є електричний заряд і характеристикою гравітаційної взаємодії є маса, яку можна назвати гравітаційним зарядом. Баріонні заряди протона і нейтрона однакові і дорівнюють одиниці. Баріонний заряд є важливою

характеристикою частинки. Для нього виконується закон збереження.

4. Ядерні сили не є центральними силами, тобто вони залежать не тільки від відстані між частинками (як це відбувається у випадку кулонівських і гравітаційних сил), але й від орієнтації їх спінів – паралельні вони чи антипаралельні.

5. Для ядерних сил властиве насичення, подібне до насичення хімічних валентних зв'язків атомів і молекул. Насичення проявляється в тому, що нуклон взаємодіє не з усіма останніми нуклонами ядра, а з деякими найближчими сусідами, які знаходяться у сфері дії ядерних сил. Подібно до того, як насичення сил хімічного валентного зв'язку приводить до утворення стійких груп атомів (молекул), так і насичення ядерних сил обумовлює надзвичайно високу стійкість певних груп нуклонів.

Усі ці властивості ядерних сил розглянуті з боку їх динамічного прояву.

У сучасній фізиці панує полева концепція взаємодії: вважається, що будь-яка взаємодія здійснюється через посередництво відповідного фізичного поля. Так, електромагнітна взаємодія здійснюється через електромагнітне поле, тяжіння – через гравітаційне поле. Водночас у сучасній квантовій теорії поля приймається, що поле квантується і взаємодія є обміном частинками, що взаємодіють квантами відповідного поля. Так, електромагнітна взаємодія тлумачиться як обмін квантами електромагнітного поля – фотонами. Відповідно до цього в ядерній фізиці вводяться уявлення про те, що взаємодія ядерних частинок – нуклонів – здійснюється за допомогою обміну деякими частинками – мезонами.

### 5.3. Енергія зв'язку ядра

Стабільність ядра характеризується так званою *енергією зв'язку ядра*, яка за визначенням дорівнює роботі, яка необхідна для розділення ядра на нуклони без надання їм кінетичної енергії.

Дослідним шляхом встановлено, що маси ядер  $M_{\text{я}}$  менші за суму мас нуклонів, що входять до їхнього складу. Сума мас  $M$  нуклонів в ядрі дорівнює:  $M = Zm_p + Nm_n$ .

Різниця  $\Delta M$  між сумою мас нуклонів в ядрі  $M$  і дійсною масою ядра  $M_{\text{я}}$  називається дефектом маси:  $\Delta M = M - M_{\text{я}} = Zm_p + Nm_n - M_{\text{я}}$ .

Отже, енергія зв'язку нуклонів в ядрі  $E_{\text{зв}}$  дорівнює добутку дефекту маси  $\Delta M$  на квадрат швидкості світла:

$$E_{\text{зв}} = \Delta M \cdot c^2 = c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}}].$$

Особливо важливу роль відіграє не повна енергія зв'язку ядра, а питома енергія зв'язку, тобто енергія зв'язку, яка перерахована на один нуклон:

$$E = \frac{E_{\text{зв}}}{A}.$$

На рисунку 5.3.1 наведено графік, побудований на основі

експериментальних даних про маси ядер, який виражає залежність питомої енергії зв'язку ядра від його масового числа.

З цього графіка видно, що питома енергія зв'язку збільшується під час переходу від легких елементів до середніх; вона досягає максимуму для елементів із середнім масовим числом (від 40 до 120) і потім поступово зменшується під час подальшого збільшення масового числа. Максимум питомої енергії зв'язку  $E_1 = 8,7\text{MeV}$  припадає на залізо. Це так званий "залізний пік", який відіграє певну роль в еволюції хімічних елементів. Для Урану  $E_1 = 7,6\text{MeV}$ .

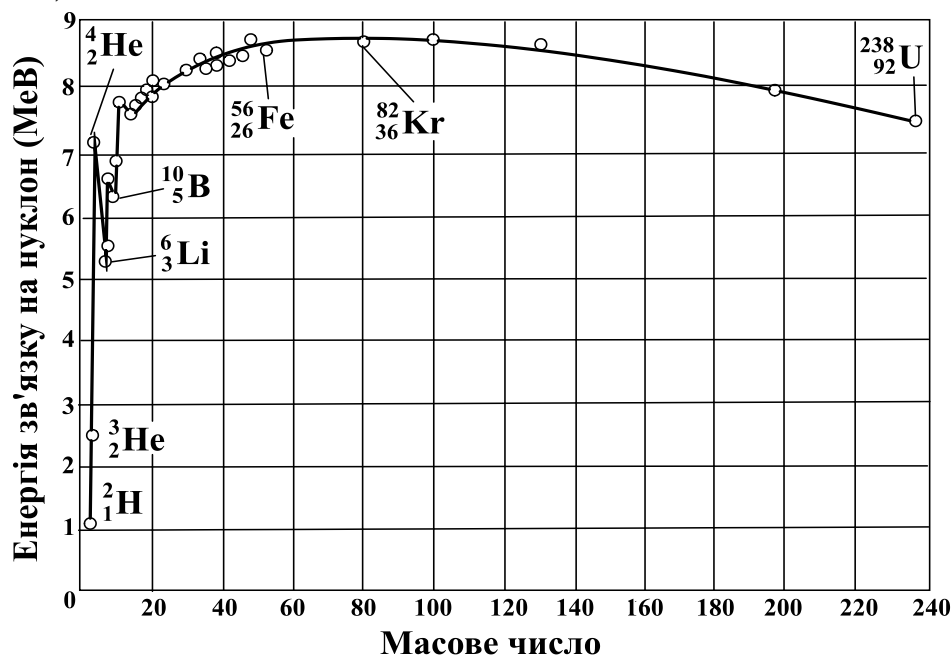


Рис. 5.3.1

Хід графіка питомої енергії зв'язку пояснює причину виділення ядерної енергії. З нього можна зрозуміти, чому є тільки два принципово різних методи звільнення ядерної енергії: поділ важких ядер і синтез легких ядер.

Із загальних міркувань зрозуміло, що енергія буде виділятися під час таких ядерних реакцій, коли питома енергія зв'язку продуктів реакції буде перевищувати питому енергію зв'язку вихідних ядер. Ця загальна умова може виконуватися під час поділу важких ядер на частини, які містяться всередині таблиці Менделєєва, і під час синтезу легких ядер, які містяться на початку періодичної системи.

У зображеному загальному ході кривої питомої енергії зв'язку є "провали" і "піки". Це обумовлено тим, парною чи непарною є кількість протонів і нейтронів в ядрах. Найбільшою питомою енергією зв'язку володіють парно-парні ядра, тобто ядра, в яких і кількість протонів, і кількість нейтронів є парною ( $^4_2\text{He}$ ,  $^{12}_6\text{C}$ ,  $^{16}_8\text{O}$  тощо). Найменшою питомою енергією зв'язку володіють непарно-непарні ядра, в яких кількість протонів і кількість нейтронів є непарними ( $^{10}_5\text{B}$ ,  $^{14}_7\text{N}$  тощо). Проміжні значення

питомої енергії зв'язку характерні для парно-непарних і непарно-парних ядер. Різниця в питомій енергії зв'язку істотно впливає на розподіл хімічних елементів у Всесвіті.

#### **5.4. Природна радіоактивність**

У 1896 р. Антуан Беккерель (1852 – 1908) виявив невідоме раніше випромінювання солей Урану. Двома роками пізніше П'єр Кюрі (1859 – 1906) і Марія Складовська-Кюрі (1867 – 1934), досліджуючи Уранову руду, відкрили нові елементи, які назвали полонієм і радієм. Ці елементи давали набагато інтенсивніше випромінювання, ніж Уран.

Резерфорд, пропускаючи випромінювання через однорідне магнітне поле, установив, що воно складається з двох компонент, частини яких мають різнойменні заряди. Компоненту з позитивно зарядженими частинками назвали  $\alpha$ -промінням, а з негативно зарядженими –  $\beta$ -промінням. У 1900 р. П. Віллард (1860 – 1934) виявив третю компоненту, на яку магнітне поле не впливало. Її назвали  $\gamma$ -промінням.

Як засвідчили досліди, зокрема аналіз кривизни і довжини треків  $\alpha$ - і  $\beta$ -частинок у камері Вільсона та фотоемульсіях,  $\alpha$ -промені становлять ядра гелію, які складаються з двох протонів і двох нейтронів,  $\beta$ -промені – потік електронів, а  $\gamma$ -промені – потік високочастотних квантів електромагнітного випромінювання.

На пропозицію М. Складовської-Кюрі речовини, здатні випромінювати відкрите Беккерелем випромінювання, називають радіоактивними, а саме явище – радіоактивністю.

*Радіоактивність* – це явище самочинного перетворення ядер одного елемента на ядра іншого елемента, що супроводжується виникненням різних типів радіоактивних випромінювань.

Розрізняють природну і штучну радіоактивність.

Під *природною* радіоактивністю розуміють радіоактивність ядер, що зустрічаються у природі. Під *штучною* радіоактивністю – радіоактивність штучно одержаних ядер.

Дослідним шляхом було встановлено, що під час радіоактивного розпаду ядер виконується закон збереження електричних зарядів. Якщо через  $Z_{\text{я}}$  позначити заряд ядра, що розпадається, а через  $Z_i$  – заряди ядер і частинок, що виникають унаслідок радіоактивного розпаду, то цей закон можна записати так:  $Z_{\text{я}} = \sum Z_i$ .

Встановлено, що за природної радіоактивності у розпаді виконується правило збереження масових чисел. Якщо приписати нуклонам масові числа рівні одиниці (це відповідає їх масам в а.о.м.), а електрону – масове число, рівне нулю, то збереження масових чисел під час радіоактивного розпаду можна записати так:  $A_{\text{я}} = \sum A_i$ , де  $A_{\text{я}}$  – масове число материнського ядра,  $A_i$  – масове число ядра або частинки, отриманих у результаті радіоактивного розпаду.

Ядро  ${}^A_Z X$  випромінює  $\alpha$ -частинку. Оскільки ці частинки становлять ядра гелію, то відповідну реакцію  $\alpha$ -розпаду ядра можна символічно записати так:  ${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 \text{He}$ .

Реакцію  $\beta$ -розпаду деякого ядра записати аналогічно неможливо, оскільки в ядрі немає електронів (тобто готових  $\beta$ -частинок).  $\beta$ -частинки народжуються в ядрі в момент випромінювання в результаті розпаду нейтронів на протони та електрони:  ${}_0^1 n \rightarrow {}_1^1 p + e^-$ .

Отже, у вільному стані нейтрони нестабільні: протягом часу порядку  $10^{-3}$ с усі вони розпадаються на протони та електрони. Але у складі більшості відомих ядер нейтрони стабільні. Проте у складі  $\beta$ -активних ядер стабільність виявляють не всі нейтрони.

Реакцію  $\beta$ -розпаду записують так:  ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^-$ .

Отже,  $\alpha$ -розпад приводить до зміщення елемента на два номери назад у таблиці Менделєєва, а  $\beta$ -розпад – на один номер уперед.

Природа  $\gamma$ -активних ядер інша, ніж природа  $\alpha$  і  $\beta$  активності.  $\gamma$ -промені не є продуктом ядерних реакцій (хоча можуть останній супроводжувати). Вони виникають у результаті квантових переходів атомних ядер з вищих енергетичних рівнів на нижчі. Щодо цього  $\gamma$ -випромінювання цілком подібне до електромагнітного випромінювання атомів.

Природний радіоактивний розпад хімічних елементів підпорядкований чіткій статистичній закономірності:  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ , де  $N_0$  – початкова (за  $t = 0$ ) кількість радіоактивних ядер. Константу  $\lambda$  називають сталою радіоактивного розпаду елемента.

Помножуючи обидві частини рівності на масу одного атома  $m_0$ , отримаємо закон радіоактивного розпаду по масі:  $M(t) = M_0 e^{-\lambda t}$ , де  $M_0$  – початкова маса радіоактивної речовини,  $M(t)$  – її маса на момент часу  $t$ .

Співвідношення  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$  має назву закону радіоактивного розпаду. Цей закон виконується для великої кількості ядер. Його зміст полягає в тому, що кількість радіоактивних ядер, які ще не розпалися, зменшується з часом згідно з експоненціальним законом. Ми не можемо передбачити, коли саме розпадеться певне ядро радіоактивного елемента, але знаємо, що в середньому за одиницю часу в будь-якій радіоактивній речовині розпадається цілком певна, характерна для цієї радіоактивної речовини частина атомних ядер.

Для практичних цілей швидкість розпаду ядер характеризують не сталою розпаду  $\lambda$ , а періодом напіврозпаду  $T$  – час, за який розпадається половина початкової кількості ядер.

$$N(T) = \frac{1}{2} N_0. \text{ Отже, } \frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T}, \text{ звідси } T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

Періоди напіврозпаду різних природно радіоактивних елементів коливаються у широких межах: для Урану він становить 4,5 мільярди років,

для радію – 1590 років, для радону всього 3,826 діб. У деяких штучних радіоактивних елементів він становить мільйонні і стомільйонні долі секунди.

Закон радіоактивного розпаду можна записати так:  $N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}}$ .

Якщо через час  $T$  залишається половина початкової кількості ядер  $\frac{1}{2}N_0$ , то через час  $2T$  залишиться половина від  $\frac{1}{2}N_0$  і т.д. Час повного розпаду формально дорівнює нескінченності, адже  $N = 0$  при  $t \rightarrow \infty$ , що видно з формули  $N = N_0 e^{-\lambda T}$ .

Часто з'ясовується, що елемент, який виникає в результаті радіоактивного розпаду, теж радіоактивний. Наприклад, ізотоп Урану  ${}^{236}_{92}\text{U}$  у результаті  $\alpha$ -розпаду перетворюється на ізотоп торію  ${}^{232}_{90}\text{Th}$ , який, у свою чергу, унаслідок  $\alpha$ -розпаду перетворюється на ізотоп радію  ${}^{228}_{88}\text{Ra}$ . Радій є  $\beta$ -радіоактивним і, випустивши  $\beta$ -частинку, перетворюється на ізотоп актинію  ${}^{228}_{89}\text{Ac}$  тощо. Завершується цей ланцюжок радіоактивних перетворень ядер утворенням ядра стабільного (нерадіоактивного) ізотопу.

Сукупність усіх ізотопів, які виникають унаслідок ряду послідовних радіоактивних перетворень з однієї материнської речовини, прийнято називати *радіоактивним рядом*, або *сім'єю*.

Дослідження виявили, що всі природні радіоактивні елементи є членами чотирьох радіоактивних рядів:

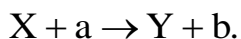
- 1)  ${}^{236}_{92}\text{U} - {}^{208}_{82}\text{Pb}$ ;
- 2)  ${}^{237}_{93}\text{Np} - {}^{208}_{81}\text{Pb}$ ;
- 3)  ${}^{238}_{92}\text{U} - {}^{206}_{82}\text{Pb}$ ;
- 4)  ${}^{235}_{92}\text{U} - {}^{207}_{82}\text{Pb}$ .

### **5.5. Ядерні реакції**

*Ядерною реакцією* називається процес сильної взаємодії атомного ядра з елементарною частинкою або іншим ядром, що призводить до перетворення ядра (ядер).

Взаємодія частинок, які беруть участь у ядерній реакції, виникає під час їх наближення до відстаней порядку  $10^{-13}\text{см}$ , внаслідок дії ядерних сил.

Найбільш поширеним видом ядерної реакції є взаємодія легкої частинки  $a$  з ядром  $X$ , у результаті якої утворюється легка частинка  $b$  і ядро  $Y$ :



У якості легких частинок  $a$  і  $b$  можуть бути нейтрон ( $n$ ), протон ( $p$ ), дейтрон ( $d$ ),  $\alpha$ -частинка ( $\alpha$ ) і  $\gamma$ -фотон ( $\gamma$ ).

Ядерні реакції можуть супроводжуватися як виділенням, так і



поглинанням енергії. Кількість виділеної енергії називається *енергією реакції*. Вона визначається різницею мас (виражених в енергетичних одиницях) вихідних і кінцевих ядер. Якщо сума мас утворених ядер більша від суми мас вихідних ядер, то реакція відбувається з поглинанням енергії. Енергія реакції буде від'ємною.

У 1936 р. Н. Бор установив, що реакції, які викликаються не дуже швидкими частинками, відбуваються у два етапи. Перший етап полягає в захопленні частинки  $a$ , що наблизилася до ядра  $X$  і в утворенні проміжного ядра  $\Pi$ , яке називається *компаунд-ядром*. Енергія, привнесена частинкою  $a$  (вона складається з кінетичної енергії частинки і енергії її зв'язку з ядром), за дуже короткий час перерозподіляється між усіма нуклонами компаунд-ядра, у результаті чого це ядро переходить у збуджений стан. На другому етапі компаунд-ядро випускає частинку  $b$ . Символічно таке двохетапне протікання реакції записується так:



Якщо випущена частинка тотожна захопленій ( $b \equiv a$ ), процес називається *розсіянням*. Коли енергія частинки  $b$  дорівнює енергії частинки  $a$ , розсіяння є пружним, в іншому випадку – не пружним. Ядерна реакція відбувається, якщо частинка  $b$  не тотожна до частинки  $a$ .

Проміжок часу, потрібний нуклону з енергією порядку 1 MeV (що відповідає швидкості нуклона  $\sim 10^9 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ ) для того, щоб пройти відстань, що дорівнює діаметру ядра ( $\sim 10^{-12} \text{см}$ ), називається *ядерним часом* (або *ядерним часом прольоту*). Цей час приблизно дорівнює  $10^{-21} \text{с}$ .

Середній час життя компаунд-ядра (рівний  $10^{-14} - 10^{-20} \text{с}$ ) на багато порядків перебільшує ядерний час. Отже, розпад компаунд-ядра (тобто випускання ним частинки  $b$ ) є процесом, що не залежить від першого етапу реакції, який полягає в захопленні частинки  $a$  (компаунд-ядро нібито "забуває" спосіб свого утворення. Одне й те саме ядро може розпадатися різними шляхами, причому характер цих шляхів і їх відносна ймовірність не залежать від способу утворення компаунд-ядра.

Реакції, що викликаються швидкими нуклонами і дейтронами, відбуваються без утворення проміжного ядра. Такі реакції мають назву *прямих ядерних взаємодій*.

Уперше ядерна реакція була здійснена Резерфордом у 1919 р. Під час опромінювання азоту  $\alpha$ -частинками, випущеними радіоактивним джерелом, деякі ядра азоту перетворюються на ядра кисню, випускаючи при цьому протон.

Для розчеплення атомного ядра Резерфорд використовував  $\alpha$ -частинки. Перша ядерна реакція, яка була викликана штучно прискореними частинками, була здійснена Кокрофтом і Уолтоном в 1932р. за допомогою так званого помножувача напруги.

У подальшому з розвитком техніки для прискорення заряджених

частинок збільшувалась кількість ядерних перетворень, що здійснюються штучним шляхом.

Найбільше значення мають реакції, що викликаються нейтронами. На відміну від заряджених частинок ( $p$ ,  $d$ ,  $\alpha$ ), нейтрони не відчувають кулонівського відштовхування, унаслідок чого вони можуть проникнути в ядра, маючи досить малу енергію.

Під час ядерних реакцій виконуються такі закони збереження:

1. Закон збереження електричного заряду: сумарний електричний заряд ядер і частинок до реакції дорівнює сумарному електричному заряду всіх продуктів ядерної реакції.

2. Закон збереження кількості нуклонів (у реакціях без античастинок): під час ядерних реакцій нуклони не знищуються і не виникають з нічого, відбувається лише їх перерозподіл (захоплення ядром, виліт з ядра, перехід до іншого ядра тощо), тому сумарна кількість усіх нуклонів під час ядерної реакції не змінюється.

3. Закон збереження і перетворення енергії: повна енергія всіх частинок до вступу в реакцію дорівнює повній енергії всіх частинок, що виникають після реакції.

4. Закон збереження імпульсу: сумарний імпульс ядерних частинок до вступу в ядерну реакцію дорівнює сумі імпульсів всіх частинок, що виникають після реакції.

5. Закон збереження маси: маса частинок, які вступили в реакцію, має дорівнювати масі одержаних частинок речовини і фотонів випромінювання.

У цьому законі йдеться не про маси спокою (маси нерухомих частинок, які наводяться в довідниках для ядер і ядерних частинок), а про маси рухомих частинок. Рухомі частинки, маючи певну кінетичну енергію, мають, за теорією відносності, додаткову масу. Тому закон збереження маси записується так:  $m_1 + \frac{E_{k1}}{c^2} = m_2 + \frac{E_{k2}}{c^2}$ . Якщо реакція супроводжується ще й

випромінюванням фотонів, тоді  $m_1 + \frac{E_{k1}}{c^2} = m_2 + \frac{E_{k2}}{c^2} + \frac{h\nu}{c^2}$ .

Ядерні реакції можуть бути класифіковані за різними ознаками: за енергіями частинок, що їх викликають; за рахунок частинок, які приймають участь в реакціях; за характером перетворень, які в них відбуваються.

Ядерна реакція  ${}^{14}_7\text{N} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + {}^1_1\text{p}$  постійно протікає в атмосфері під дією нейтронів, які утворюються космічними променями. Про цю ядерну реакцію у школі часто не говорять, але знання про неї дозволяють зрозуміти один зі способів визначення віку останків живих організмів.

Вуглець  ${}^{14}_6\text{C}$ , що виникає при цьому  $\beta$ -радіоактивний, його період піврозпаду складає 5730 років і має назву радіовуглецю. Радіовуглець засвоюється у фотосинтезі рослинами і бере участь у кругообігу речовин у

природі.

Кількість ядер вуглецю  $\Delta N_+$ , які виникають в атмосфері за одиницю часу, в середньому залишається сталою. Кількість ядер  $\Delta N_-$ , що розпадаються, пропорційна числу наявних ядер  $N$ :  $\Delta N_- = kN$ .

Через те, що період піврозпаду дуже великий, установлюється рівноважна концентрація ядер  $^{14}\text{C}$  у звичайному вуглецю, яка відповідає умові  $\Delta N_- = \Delta N_+$  або  $\Delta N_+ = kN$ .

Спеціальні дослідження виявили, що внаслідок дії вітрів і океанських течій рівноважна концентрація  $^{14}\text{C}$  у різних місцях земної кулі однакова і відповідає приблизно 14 розпадам за хвилину на кожний грам вуглецю.

Доки організм живе, втрата в ньому  $^{14}\text{C}$  через радіоактивність, поповнюється за рахунок участі в кругообігу речовин у природі. У момент смерті організму процес засвоєння відразу ж зупиняється, і концентрація  $^{14}\text{C}$  у звичайному вуглеці починає зменшуватися за законом радіоактивного розпаду. Отже, вимірявши концентрацію  $^{14}\text{C}$  в залишках організму (у деревині, кістках тощо), можна визначити дату їх смерті або, як кажуть, їх вік.

### 5.6. Елементарні частинки

Елементарні частинки у точному значенні цього терміна – первинні, частинки, що не розпадаються на інші частинки, з яких, за передбаченнями, складається вся матерія.

У сучасній фізиці термін "елементарна частинка", як правило, вживається для найменування великої групи найдрібніших частинок матерії, що підлягають умові: вони не є атомами або атомними ядрами (винятком є протон). У цю групу, крім протона, входять: нейтрон, електрон, фотон, а також пі-мезони, мюони, важкі лептони, нейтрино трьох типів тощо. Усього існує – більше 350 в основному нестабільних частинок. Їх кількість продовжує збільшуватися. Більшість з них не відповідає строгому визначенню елементарності, оскільки, за сучасними уявленнями, вони (зокрема протон і нейтрон) є складеними системами. Загальна властивість усіх цих частинок полягає у тому, що вони є специфічними формами існування матерії, не асоційованої в ядра й атоми (іноді через це їх називають "суб'ядерними частинками").

За новітніми даними сукупність усіх відомих елементарних частинок може бути розбита за різними ознаками на кілька класів.

Найбільш крупномасштабним є поділ частинок на *ферміони* і *бозони*. Ферміони – це частинки напівцілого спіну. Усі вони підпорядковані принципу заборони (або виключення) Паулі. Бозони – частинки цілого спіну. На них принцип Паулі не поширюється. Електрони, протони, нейтрони є ферміонами, фотони – бозонами.

Після поділу на ферміони і бозони елементарні частинки поділяються ще на кілька класів. Для характеристики цих класів зазначимо, що наукою відкрито чотири основних типи взаємодії частинок: гравітаційні, слабкі, електромагнітні та сильні.

*Сильна взаємодія* називає процеси, які протікають з найбільшою, порівняно з іншими процесами, інтенсивністю і призводять до самого сильного зв'язку елементарних частинок. Саме вона обумовлює зв'язок протонів і нейтронів у ядрах атомів.

В основі *електромагнітної взаємодії* лежить зв'язок частинок з електромагнітним полем. Обумовлені нею процеси менш інтенсивні, ніж процеси сильної взаємодії, а народжуваний нею зв'язок елементарних частинок помітно слабший. Електромагнітна взаємодія, зокрема, забезпечує зв'язок атомних електронів з ядрами і зв'язок атомів у молекулах.

*Слабка взаємодія* викликає процеси з елементарними частинками, які протікають дуже повільно, у тому числі й розпаданню квазістабільних частинок, час життя більшості яких знаходиться в діапазоні  $10^{-6} - 10^{-14}$  с. Прикладом процесу, зумовленого слабкою взаємодією, є  $\beta$ -розпад. Це відносно повільний процес.

*Гравітаційна взаємодія* на характерних для елементарних частинок відстанях  $\sim 10^{-13}$  см дає надзвичайно малі ефекти через малу масу елементарних частинок, але може бути істотною на відстанях  $\sim 10^{-33}$  см.

Сильним взаємодіям підпорядковані відносно масивні частинки, що мають назву *адрони*, до яких належать протони, нейтрони, а також ціле сонмище мезонів та гіперонів. Серед відомих ферміонів лише шість не беруть участь у сильних взаємодіях. Вони належать до класу *лептонів* (легких частинок). Це електрон  $e$ , мюон  $\mu$ , таулептон  $\tau$ , а також електронне, мюонне і таунейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ).

Отже, елементарні частинки поділяються на адрони і лептони.

Кожна елементарна частинка має свого двійника – *античастинку*. Античастинками заряджених частинок є частинки тієї самої маси, але протилежного заряду. Частинки зі своїми античастинками (якщо вони не тотожні) під час зіткнення анігілюють (знищуються, породжуючи, як правило, високоенергетичні кванти електромагнітного випромінювання – фотони).

Власне кажучи, адрони лише з певним наближенням можна вважати елементарними, оскільки вони мають значні розміри і побудовані з так званих *кварків*. Щоправда вільних кварків досі ніхто на досліді не спостерігав, та численні непрямі факти свідчать про їхнє існування в межах відповідних "елементарних" частинок, хоча там вони і зазнають дуже значного дефекту маси. Саме тому і не можна ототожнювати вислів: "адрони складаються з кварків" з висловом "ядра складаються з нуклонів". Тут виникає нова фізична якість, пов'язана, зокрема, з великим дефектом маси. Проте є підстави говорити про *глобальний* поділ елементарних частинок на

кварки та лептони.

Кварки є безструктурними точкоподібними (до  $10^{-17}$ м) і мають дробні електричні заряди, які становлять  $2/3$  або  $1/3$  від електронного заряду  $e$ . Вони також характеризуються набором спеціальних квантових чисел, що дістали назву *ароматів*. На сьогодні відомо шість кварків (та шість антикварків):  $u$  (up)-кварк,  $d$  (down)-кварк,  $s$  (strange)-кварк,  $c$  (charming)-кварк,  $b$  (bottom)-кварк,  $t$  (top)-кварк.

За масами і кварковою структурою адрони поділяються на баріони та мезони. Баріони – це важкі трикваркові комбінації, мезони – більш легкі кварк-антикваркові пари.

Приклади баріонів та мезонів (риска над символом частинки вказує на античастинку):

<i>Баріони</i>	<i>Мезони</i>
$uud - p$ (протон)	$u\bar{d} - \pi^+$ (піон)
$udd - n$ (нейтрон)	$d\bar{s} - K^0$ (каон)
$uds - \Lambda$ (лямбда-гіперон)	$c\bar{t} - \Psi$ (пси-мезон)

Серед елементарних частинок тільки чотири їх типи (та чотири відповідних типи античастинок) стабільні у вільному стані. Це всі три нейтрино, фотони ( $\gamma$ -електрони та протони). Усі інші частинки через певний (часто виключно малий) час розпадаються. Найбільш великий період життя має вільний нейтрон, який протягом  $\sim 10^3$ с розпадається на протон, електрон і нейтрино:  ${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + e^- + \nu_e$ .

Проте розпад елементарних частинок (на зразок наведеної схеми розпаду) не означає, що нестабільні частинки складаються з продуктів їхнього розпаду. За сучасними уявленнями згадані вище продукти розпаду народжуються в момент самого розпаду. І така сама ситуація спостерігається не лише під час розпаду елементарних частинок, яких безліч і які можна штучно спровокувати за допомогою так званих прискорювачів, що розганяють заряджені частинки і змушують їх співударятися з іншими частинками-мішенями.

Перетворення з елементарними частинками підпорядковані законам збереження енергії, імпульсу, електричного заряду тощо.

Електромагнітна взаємодія здійснюється шляхом обміну фотонами, а кварки, що взаємодіють, обмінюються *глюонами*.

Теорія елементарних частинок дуже складна у математичному плані. Уже створено об'єднану теорію електрослабких взаємодій, а також єдину теорію сильних взаємодій – квантову хромодинаміку.

### **5.7. Ядерна фізика у шкільному курсі фізики**

В основній школі (9 клас) у темі "Атомне ядро. Ядерна енергетика" розглядаються питання: Ядерна модель атома. Радіоактивність. Види радіоактивного випромінювання. Активність радіонуклідів. Іонізуюча дія

радіоактивного випромінювання. Дозиметри. Природний радіоактивний фон. Вплив радіоактивного випромінювання на живі організми. Ядерна енергетика. Розвиток ядерної енергетики в Україні. Екологічні проблеми ядерної енергетики.

У результаті вивчення цих питань учень:

*називає* складові атомного ядра, види радіоактивного випромінювання, основні характеристики  $\alpha$ ,  $\beta$  і  $\gamma$ -випромінювання; рівні радіоактивного фону, допустимі для життєдіяльності людського організму;

*наводить приклади* радіоактивних перетворень атомних ядер;

формулює означення радіоактивності, активності радіонукліда;

*записує формулу* дози випромінювання, потужності радіоактивного випромінювання;

*може описати* протонно-нейтронну будову ядра атома; *класифікувати* види радіоактивного випромінювання; *характеризувати* природний радіоактивний фон, його вплив на живі організми; оцінити активність радіонукліда за табличними даними; *пояснити* іонізуючу дію радіоактивного випромінювання; *здатний* проводити дозиметричні вимірювання радіоактивного фону; *користуватися* дозиметром;

*може розв'язувати задачі*, застосовуючи формули активності радіонукліда, поглинутої дози випромінювання, потужності радіоактивного випромінювання.

У старшій школі (11 – 12 класи) у темі "Атомна і ядерна фізика" розглядаються питання:

Атомне ядро. Протонно-нейтронна модель атомного ядра. Нуклони. Ядерні сили та їх особливості. Стійкість ядер. Фізичні основи ядерної енергетики. Енергія зв'язку атомного ядра. Способи вивільнення ядерної енергії: синтез легких і поділ важких ядер. Ланцюгова реакція поділу ядер Урану. Ядерна енергетика та екологія. Радіоактивність. Види радіоактивного випромінювання. Період напіврозпаду. Отримання і застосування радіонуклідів. Дозиметрія. Дози випромінювання. Радіоактивний захист людини. Елементарні частинки. Загальна характеристика елементарних частинок. Класифікація елементарних частинок. Кварки. Космічне випромінювання (*рівень стандарту*).

Атомне ядро. Протонно-нейтронна модель атомного ядра. Нуклони. Ізотопи. Ядерні сили та їх особливості. Стійкість ядер. Роль електричних і ядерних сил у забезпеченні стійкості ядер. Фізичні основи ядерної енергетики. Енергія зв'язку атомного ядра. Дефект мас. Способи вивільнення ядерної енергії: синтез легких і поділ важких ядер. Ядерні реакції. Ланцюгова реакція поділу ядер Урану. Ядерний реактор. Ядерна енергетика та екологія. Радіоактивність. Природна і штучна радіоактивність. Види радіоактивного випромінювання. Період напіврозпаду. Закон радіоактивного розпаду. Отримання і застосування радіонуклідів. Дозиметрія. Дози випромінювання. Радіоактивний захист людини.

Елементарні частинки. Загальна характеристика елементарних частинок. Класифікація елементарних частинок. Кварки. Космічне випромінювання (*академічний рівень*).

Атомне ядро. Протонно-нейтронна модель атомного ядра. Нуклони. Ізотопи. Ядерні сили та їх особливості. Стійкість ядер. Роль електричних і ядерних сил у забезпеченні стійкості ядер. Фізичні основи ядерної енергетики. Енергія зв'язку атомного ядра. Дефект мас. Способи вивільнення ядерної енергії: синтез легких і поділ важких ядер. Ядерні реакції. Ланцюгова реакція поділу ядер Урану. Ядерний реактор. Термоядерні реакції. Ядерна енергетика та екологія. Радіоактивність. Природна і штучна радіоактивність. Види радіоактивного випромінювання. Альфа- і бета-розпади. Спонтанний поділ ядер. Період напіврозпаду. Закон радіоактивного розпаду. Отримання і застосування радіонуклідів. Дозиметрія. Дози випромінювання. Принцип дії дозиметрів. Радіоактивний захист людини. Елементарні частинки. Загальна характеристика елементарних частинок. Класифікація елементарних частинок. Кварки. Космічне випромінювання (*профільний рівень*).

У результаті вивчення цих питань учень:

*наводить приклади* застосування радіоактивних ізотопів у виробництві та в інших науках;

*знають* фізичні основи ядерної енергетики, види радіоактивного випромінювання, закон радіоактивного розпаду, принцип дії дозиметрів, способи радіоактивного захисту людини, загальну характеристику елементарних частинок;

*розрізняє* природну і штучну радіоактивність, ядерні реакції поділу важких ядер і синтезу ядер легких ізотопів;

*може характеризувати* будову атомного ядра, *порівнювати* властивості протонів і нейтронів; *пояснити* природу радіоактивного випромінювання, механізм ядерних реакцій поділу і синтезу;

*розуміє* сутність ядерних і термоядерних реакцій, ланцюгової реакції поділу ядер Урану, радіоактивності, кваркової моделі елементарних частинок;

*здатний пояснити* існування ізотопів, стійкість ядер, альфа- і бета-розпади, дефект мас, протонно-нейтронну модель атомного ядра;

*вміє* класифікувати елементарні частинки;

*володіє* експериментальними способами дослідження треків космічних променів;

*здатний спостерігати і користуватися* фотографіями треків елементарних частинок і визначати їх масу, енергію і електричний заряд; *користуватися* побутовим дозиметром, дотримуючись правил роботи з ним; *робити висновки* про історичний характер та суспільну обумовленість розвитку фізичної науки;

*здатний розв'язувати* фізичні задачі, застосовуючи енергію зв'язку

атомного ядра, дозиметричні величини; *представляти* результати вимірювання радіоактивного фону у вигляді радіологічної карти місцевості; *досліджувати* й *узагальнювати* екологічні проблеми регіону, пов'язані із природним і техногенним радіоактивним фоном та застосуванням радіоактивних ізотопів і рентгенівського випромінювання в медицині та на виробництві.



**ПРАКТИЧНІ ЗАНЯТТЯ**  
**Розв'язування практичних задач**  
**у циклах навчального процесу**  
**з вивчення понять і законів**  
**оптики, будови атома і**  
**атомного ядра**

## ФОТОМЕТРІЯ

*Студент повинен уміти розв'язувати задачі типу:*

1. Посередині між двома плоскими, паралельними один до одного дзеркалами, розміщено точкове джерело світла. З якими однаковими швидкостями повинні рухатися обидва дзеркала, залишаючись паралельними один до одного, щоб перші уявні зображення джерела в дзеркалах наближувалися зі швидкістю  $5 \frac{M}{c}$ ?

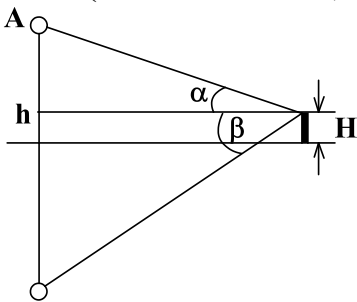
(Відповідь:  $1,25 \frac{M}{c}$ .)

2. Два однакових сферичних увігнутих дзеркала поставлені один напроти другого так, що їх головні фокуси співпадають. Світна точка **S** розміщена на спільній осі дзеркал на відстані **a** від першого дзеркала. Де буде знаходитись зображення **S'** після відбивання від обох дзеркал?

(Відповідь: у тій самій точці.)

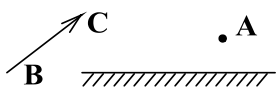
3. Під яким кутом повинен падати промінь на плоске дзеркало, щоб кут між відбитим і падаючим променями дорівнював  $70^\circ$ ?

(Відповідь:  $35^\circ$ .)



4. На якій висоті **h** знаходиться аеростат **A**, якщо з башти висотою **H** його видно під кутом  $\alpha$  до лінії горизонту, а його зображення в озері видно під кутом  $\beta$  до лінії горизонту?

(Відповідь:  $h = H \frac{\sin(\beta + \alpha)}{\sin(\beta - \alpha)}$ .)



5. Визначити графічно, при яких положеннях ока спостерігач одночасно може бачити у плоскому дзеркалі скінченних розмірів зображення точки **A** і предмета **BC**.

6. Яка товщина **H** плоскопаралельної скляної пластинки, якщо точку, нанесену чорнилом на нижньому боці пластинки, спостерігач бачить на відстані  $h = 5\text{см}$  від верхнього боку? Промінь перпендикулярний до поверхні пластинки. Показник заломлення скла  $n = 1,6$ . Для малих кутів  $\text{tg}\alpha \approx \sin\alpha \approx \alpha$ .

(Відповідь:  $H = nh = 8\text{см}$ .)

7. Хлопчик намагається влучити палицею в предмет, який лежить на дні ставка на глибині  $h = 40\text{см}$ . На якій відстані від предмета палиця влучить у дно ставка, якщо хлопчик, точно націливши, рухає палицю під кутом  $\alpha = 45^\circ$  до поверхні води? Показник заломлення води  $1,3$ .

(Відповідь:  $x = h \cdot (\text{tg}\alpha - \text{tg}\beta) = 14\text{см}$ .)

8. Відстань від освітленого предмета до екрана  $L = 100\text{см}$ . Розміщена між ними лінза дає чітке зображення предмета на екрані при двох положеннях, відстань між якими  $l = 20\text{см}$ . Знайти фокусну відстань лінзи.

(Відповідь:  $F = \frac{L^2 - l^2}{4L} = 24 \text{ см.}$ )

**9.** Точкове джерело світла знаходиться на відстані  $L = 95 \text{ см}$  від екрана. На якій відстані від джерела світла треба розмістити лінзу з фокусною відстанню  $F = 16 \text{ см}$  і діаметром оправы  $D = 10 \text{ см}$ , щоб отримати на екрані яскраво освітлений кружечок діаметром  $d = 2,5 \text{ см}$ ? Пояснити відповідь малюнком.

(Відповідь:  $d = \frac{D(f - L + x)}{f}$ ,  $d = \frac{D(L - x - f)}{f}$ ,  $f = \frac{x \cdot F}{x - F}$ .)

**10.** Екран міститься на відстані  $l$  від запаленої свічки. Розмістивши між свічкою і екраном лінзу, можна отримати різке зображення свічки на екрані при двох положеннях лінзи, віддалених одне від одного на відстань  $a$ . Показати, що у даному випадку для визначення головної фокусної відстані лінзи можна користуватися формулою  $F = \frac{l^2 - a^2}{4l}$ .

**11.** Далекозоре око акомодує не напружуючись на відстані не менше  $d_1 = 50 \text{ см}$ . Якою повинна бути оптична сила окулярів, для того щоб межа акомодациї була знижена до  $d = 20 \text{ см}$ , якщо вважати і око і окуляри близько розміщеними лінзами?

(Відповідь: 3дптр)

**12.** Фокусна відстань об'єктива мікроскопа  $F_{об} = 0,5 \text{ см}$ , а відстань між об'єктивом і окуляром мікроскопа  $a = 16 \text{ см}$ . Збільшення мікроскопа  $\Gamma = 200$ . Знайти збільшення окуляра.

(Відповідь:  $\Gamma_{ок} = \frac{\Gamma F_{об} + L}{a - F_{об}}$ ,  $\Gamma \approx 8$ )

**13.** Зорова труба налаштована для спостереження Місяця. На яку відстань і в який бік треба присунути окуляр, щоб можна було розглядати предмети, віддалені від труби на  $d = 100 \text{ м}$ ? Фокусна відстань об'єктива  $F = 60 \text{ см}$ .

(Відповідь: на 3,6мм.)

**14.** Визначити збільшення, яке дає лупа з фокусною відстанню  $F = 75 \text{ см}$ , якщо нормальне око акомодоване: 1) на нескінченність; 2) на відстань найкращого зору.

(Відповідь:  $\Gamma_1 = \frac{\varphi_1}{\varphi} \approx \frac{d_0}{F} \approx 3,3$ ,  $\Gamma_2 = \frac{\varphi_1}{\varphi} \approx \frac{d_0}{F} + 1 \approx 4,3$ .)

**15.** У скільки разів лінійні розміри зображення більші за розміри діапозитива, якщо відстань від діапозитива до об'єктива  $d = 12 \text{ см}$ , а від об'єктива до екрана  $f = 2,4 \text{ м}$ ?

(Відповідь: 20 раз.)

**16.** Предмет, сфотографований з відстані  $d_1$ , отримали на фотоплівці висотою  $h_1$ , а при фотографуванні з відстані  $d_2$  висота зображення становила  $h_2$ . Знайти оптичну силу об'єктива.

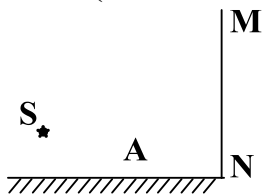
(Відповідь:  $D = \frac{h_2 - h_1}{d_2 h_2 - d_1 h_1}$ .)

17. Висота Сонця змінюється від кута  $\alpha_1$  до  $\alpha_2$ . Як змінюється освітленість поверхні Землі?

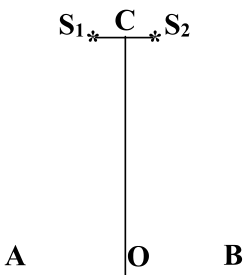
(Відповідь:  $\frac{E_1}{E_2} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2}$ .)

18. Вода освітлена червоним світлом, для якого довжина хвилі у повітрі 0,7мкм. Якою буде довжина хвилі у воді? Який колір бачить людина, відкривши очі під водою? Показник заломлення води 1,3.

(Відповідь: 0,53мкм.)



19. Для отримання на екрані MN інтерференційної картини помістили джерело світла S на поверхню плоского дзеркала A на малій відстані від нього. Пояснити причину виникнення системи когерентних світлових хвиль.



20. Два когерентних джерела  $S_1$  і  $S_2$  випромінюють монохроматичне світло з довжиною хвилі 600нм. Визначити на якій відстані від точки O на екрані буде перший максимум освітленості, якщо  $OC = 4\text{м}$  і  $S_1S_2 = 1\text{мм}$ .

(Відповідь: 2,4мм.)

21. Відстань на екрані (див. попередній малюнок) між двома сусідніми максимумами освітленості складає 1,2мм. Визначити довжину хвилі світла, що випромінюється когерентними джерелами  $S_1$  і  $S_2$ , якщо  $OC = 2\text{м}$  і  $S_1S_2 = 1\text{мм}$ .

(Відповідь: 600нм.)

22. Дифракційна ґратка містить 120 штрихів на 1мм. Знайти довжину хвилі монохроматичного світла, яке падає на ґратку, якщо кут між двома спектрами першого порядку дорівнює  $8^\circ$ .

(Відповідь: 580нм.)

23. Яка ширина всього спектра першого порядку (довжини хвиль мають межі від 0,38 до 0,76мкм), отриманого на екрані віддаленого від дифракційної ґратки періодом 0,01мм на 3м.

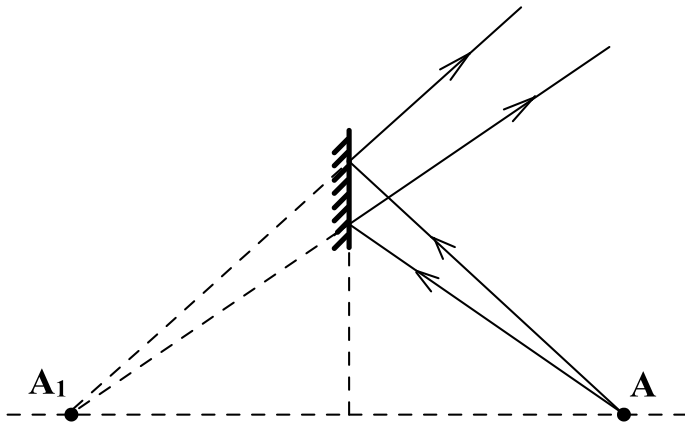
(Відстань: 11см.)

**ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 1**  
**Розв'язування задач з геометричної оптики**  
**Відбивання світла**

***Підготовка до заняття***

**1. Пригадати основні відомості про плоскі та сферичні дзеркала.**

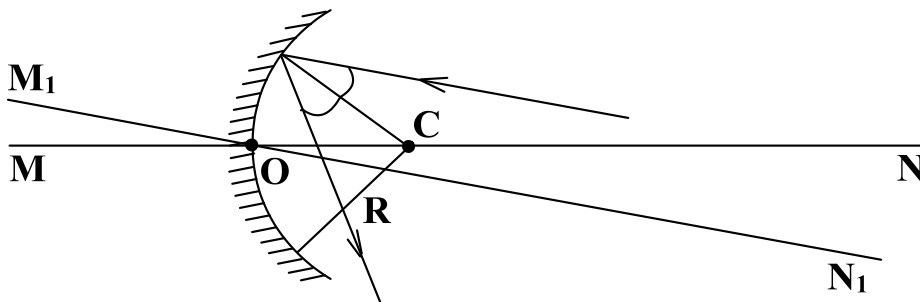
1. Якщо променя, що падають на поверхню розділу двох середовищ паралельним пучком, після відбивання залишаються паралельними, то відбивання називають дзеркальним, а саму поверхню – плоским дзеркалом.



Пучок променів, який падає із світної точки А на плоске дзеркало, перетворюється ним так, що: а) продовження всіх відбитих променів перетинатимуться в точці А<sub>1</sub>, яка є уявним зображенням точки А (оку спостерігача, розміщеному у відбитому потоці, буде здаватися, що промені виходять із точки А<sub>1</sub>); б) відстань від зображення до площини

дзеркала дорівнює відстані від цієї площини до предмета; в) зображення протяжного предмета у плоскому дзеркалі за розмірами дорівнює самому предмету і розміщене симетрично відносно площини дзеркала.

2. Якщо дзеркальна відбиваюча поверхня є частиною кульової поверхні,



то таке дзеркало називають сферичним.

С – оптичний центр дзеркала, R – радіус дзеркала, O – полюс дзеркала.

Кут утворений падаючим променем і радіусом дзеркала, проведеним у точку падіння променя називається кутом падіння. Кут між відбитим променем і радіусом – кут відбивання. Ці кути рівні. Пряма MN – головна оптична вісь. Будь-яка пряма M<sub>1</sub>N<sub>1</sub>, що проходить через точку O, називається побічною оптичною віссю.

Точка, у якій після відбивання перетинаються паралельні промені, називаються фокусом F. Фокус, який лежить на MN – головний фокус, а на M<sub>1</sub>N<sub>1</sub> – побічний. Геометричне місце всіх фокусів є частиною сферичної

поверхні, яка має назву фокальної площини. Радіус фокальної площини  $\frac{R}{2}$ .

Фокусна відстань  $F = \frac{R}{2}$ .

Формула сферичного дзеркала:  $\frac{1}{F} = \frac{2}{R} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$ , де  $d$  – відстань між світною точкою і дзеркалом,  $f$  – відстань між зображенням світної точки і дзеркалом.

У цій формулі всі відстані до уявних точок беруться зі знаком "мінус", до дійсних – зі знаком "плюс".

Фокусна відстань увігнутого дзеркала завжди додатна, для випуклого – завжди від'ємна.

$\Gamma = \frac{H}{H_0} = \frac{f}{d} = \frac{F}{d - F}$ , де  $\Gamma$  – збільшення (зменшення) зображення,  $H_0$  – висота предмета,  $H$  – висота зображення. Предмет і зображення перпендикулярні до головної оптичної осі.

Випуклі дзеркала дають уявні, зменшені зображення "за дзеркалом".

Для побудови зображення світної точки в увігнутому дзеркалі використовують такі промені:

1) промінь, що йде від точки предмета паралельно будь-якій оптичній вісі (головній, побічній), після відбивання проходить через фокус, що знаходиться на даній осі;

2) промінь, який проходить через оптичний центр дзеркала, після відбивання йде тим самим напрямом назад;

3) промінь, який йде від будь-якої точки предмета у напрямі до полюса дзеркала, відбивається під кутом, що дорівнює куту падіння;

4) промінь, який проходить через фокус, що знаходиться на будь-якій оптичній осі, після відбивання йде паралельно цій осі.

Під час побудови зображень у випуклому дзеркалі користуються тими самими променями, ураховуючи, що промінь, який йде від точки предмета паралельно будь-якій оптичній осі, відбиваються так, щоб його продовження проходило через фокус, який знаходиться на цій осі.

2. Ознайомитися з методичними рекомендаціями щодо розв'язування задач з даної теми.

Задачі на закони відбивання – це задачі на визначення розмірів і взаємного розташування зображень, предметів і дзеркал.

Розв'язуючи ці задачі, доцільно дотримуватися такої системи дій:

1. Незалежно від вимоги задачі спочатку зробити відповідний малюнок розглядуваної ситуації.

Якщо йдеться про сферичне дзеркало, то потрібно зобразити дзеркало, його головну оптичну вісь, відмітити на осі фокус і центр, указати сам предмет, ураховуючи числові значення заданих величин.

Загалом для побудови зображення предмета достатньо знайти зображення двох його крайніх точок, оскільки розглядаються тільки такі джерела, у яких будь-яка пряма лінія перетворюється на пряму.

2. Побудувавши зображення предмета і позначивши відстані від предмета

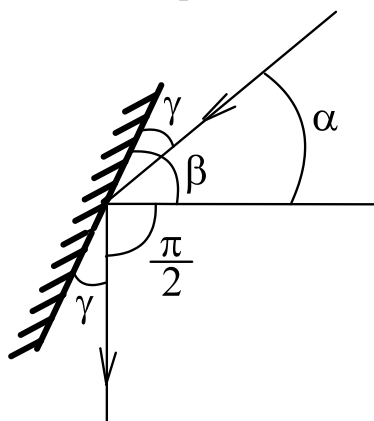
і зображення до дзеркала, можна перейти до складання розрахункових рівнянь. Їх записують, використовуючи формулу дзеркала і формулу збільшення. Враховується правило знаків.

3. Якщо в задачі даються додаткові умови, то записавши основні рівняння, до них додають допоміжні.

4. Якщо в задачі розглядаються не одне, а два і більше положень одного й того самого предмета, будують зображення і складають рівняння для кожного випадку окремо.

3. Ознайомитися з методами розв'язування окремих типів задач.

**Задача.** У сонячний день потрібно освітити дно криниці. Як потрібно розмістити плоске дзеркало, якщо сонячні промені падають під кутом  $\alpha = 60^\circ$  до земної поверхні?



У задачі потрібно визначити положення плоского дзеркала – кут між дзеркалом і горизонтальною прямою.

1. Виконується малюнок: зображуються задані в задачі падаючий і відбитий промені; проводиться горизонтальна пряма в точці зміни напрямку променя; зображується плоске дзеркало, урахуваючи, що кути між дзеркалом і відповідно падаючим і відбитим променями однакові ( $\gamma$ ); указуються кути  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ .

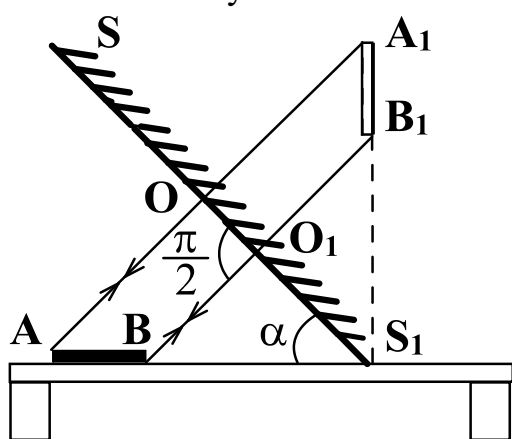
2. Установлюються зв'язки між кутами.

$$\begin{cases} \gamma + \alpha + \frac{\pi}{2} + \gamma = \pi \\ \beta = \gamma + \alpha \end{cases} \Rightarrow \beta = \frac{\pi}{4} + \frac{\alpha}{2} = 75^\circ$$

**Задача.** Під яким кутом до поверхні стола потрібно розмістити дзеркало, щоб дістати зображення предмета, що лежить на столі, у вертикальній площині.

У задачі потрібно визначити положення плоского дзеркала – кут між дзеркалом і поверхнею стола.

1. Виконується малюнок.



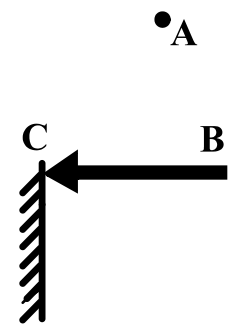
Зображуються предмет і його зображення, урахуваючи, що кожна точка предмета знаходиться на такій відстані від дзеркала, як і її зображення:  $AO = OA_1$ ,  $BO_1 = B_1O_1$ . Дзеркало розміщене перпендикулярно до ліній, які з'єднують точки предмета та їх зображення. Тому, зручно припустити, що предметом є  $AS_1$ , в точці  $S_1$  розміщують кінець дзеркала. Тоді зображенням такого предмета є  $S_1A_1$ .  $AS_1 = S_1A_1$ . У такому випадку зазначеним умовам

відповідають положення частин цього уявного предмета, зокрема  $AB$  і його зображення  $A_1B_1$ . Указується кут  $\alpha$ .

2. З малюнка видно, що трикутники  $AOS_1$  і  $A_1OS_1$  прямокутні,  $AO = OA_1$ ,

$AS_1 = A_1S_1$ ,  $OS_1$  – спільна для цих трикутників сторона.

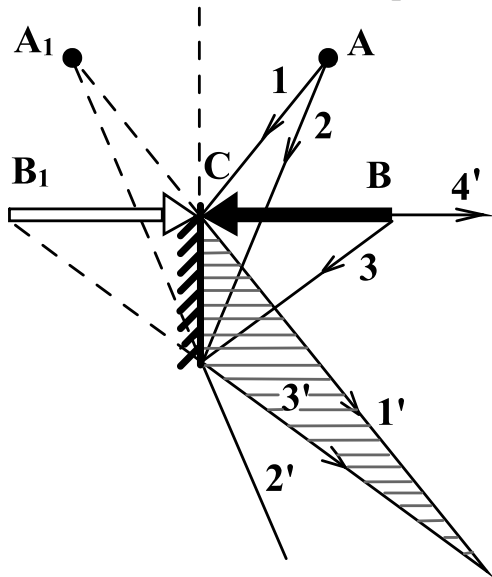
Отже,  $\angle AS_1O = \angle A_1S_1O = \frac{\pi}{4} = 45^\circ$ .



**Задача.** Визначити графічно, при яких положеннях ока спостерігач може бачити у плоскому дзеркалі скінченних розмірів одночасно зображення точки A і відрізка прямої BC, розміщених до дзеркала так, як показано на малюнку.

Для того, щоб побачити зображення будь-якої точки предмета в дзеркалі, необхідно, щоб у відбитому потоці променів, які йдуть з цієї точки на дзеркало, знайшлись би промені, що потрапляють в око спостерігача. У цьому прикладі

в око повинні відбитися промені, що виходять з точок A, B, C.



Промені, які йдуть на дзеркало з точки A, відбиваються розбіжним пучком 1', 2' і дають на своєму продовженні точку  $A_1$ , що є зображенням предмета A в плоскому дзеркалі. Промені, які падають на дзеркало з крайніх точок предмета BC, ідуть розбіжним пучком 3', 4', даючи уявні зображення  $B_1$  і  $C_1$  кінців предмета. Від останніх точок предмета промені будуть розміщені у просторі, обмеженому променями 3', 4'.

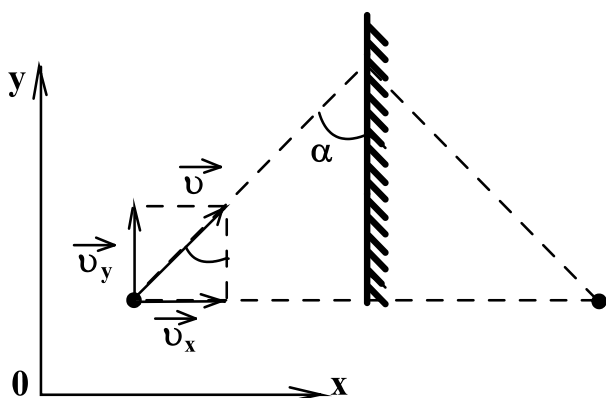
Щоб одночасно бачити зображення точки A і крайніх точок предмета B і C, а, отже, і увесь предмет, око спостерігача потрібно розмістити так, щоб в нього могли

потрапити промені, що дають зображення  $A_1, B_1, C_1$ .

Як видно з малюнку, простір, у кожній точці якого зустрічаються промені, які задовольняють такій умові, знаходяться всередині заштрихованого трикутника. В одній із точок цього простору й повинно знаходитись око.

**Задача.** Людина наближається до плоского дзеркала зі швидкістю  $v = 1 \frac{M}{c}$

уздовж прямої, яка утворює кут  $\alpha = 30^\circ$  з площиною дзеркала. Визначити швидкість руху зображення людини у дзеркалі відносно людини.



Зображення предмета і предмет одночасно наближуються один до одного вздовж прямої, перпендикулярної до дзеркала. Швидкості цих рухів однакові.

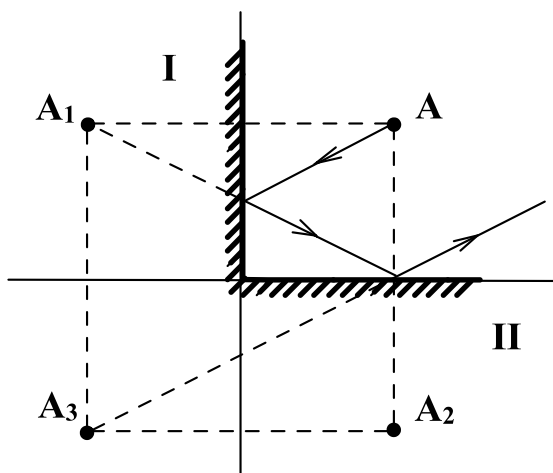
Швидкість руху зображення предмета в дзеркалі відносно предмета:

$$v_{зар} = 2v_x, \quad v_x = v \sin \alpha,$$

$$v_{зар} = 2v \sin \alpha = 1 \frac{M}{c}.$$

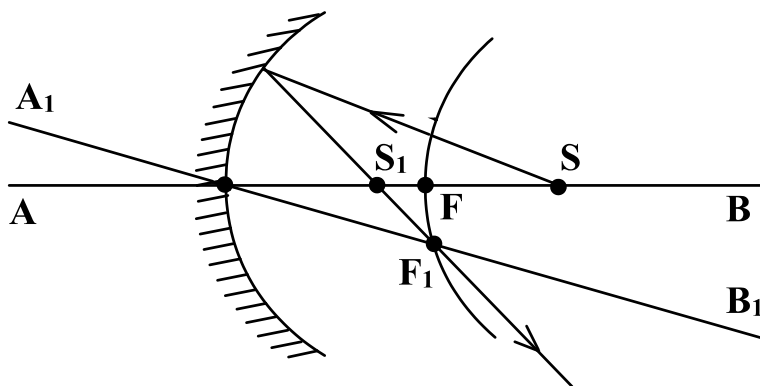


**Задача.** Предмет розміщено між двома взаємно перпендикулярними дзеркалами. Скільки отримується зображень? Знайти розв'язок для загального випадку, коли кут між дзеркалами  $\alpha$ , причому  $\frac{360^\circ}{\alpha}$  є цілим числом.



$A_1$  – зображення точки  $A$  в дзеркалі I.  
 $A_2$  – зображення точки  $A$  в дзеркалі II.  
 II.  
 $A_3$  – одночасне зображення  $A_1$  в дзеркалі II і  $A_2$  в дзеркалі I.  
 Усього три зображення.  
 Якщо площини дзеркал утворюють між собою довільний кут  $\alpha$ , для якого  $\frac{360^\circ}{\alpha} = m$  – ціле число, то число зображень дорівнює  $m - 1$ .

**Задача.** Побудувати у сферичному дзеркалі зображення точки, яка лежить на головній оптичній осі.



Ця задача цікава тим, що вона розкриває необхідність введення понять: "побічна оптична вісь", "побічний фокус", "фокальна площина". Розв'язок цієї задачі застосовується при визначенні відбитого (падаючого) від сферичного дзеркала променя, якщо

відомий довільно падаючий (відбитий) промінь.

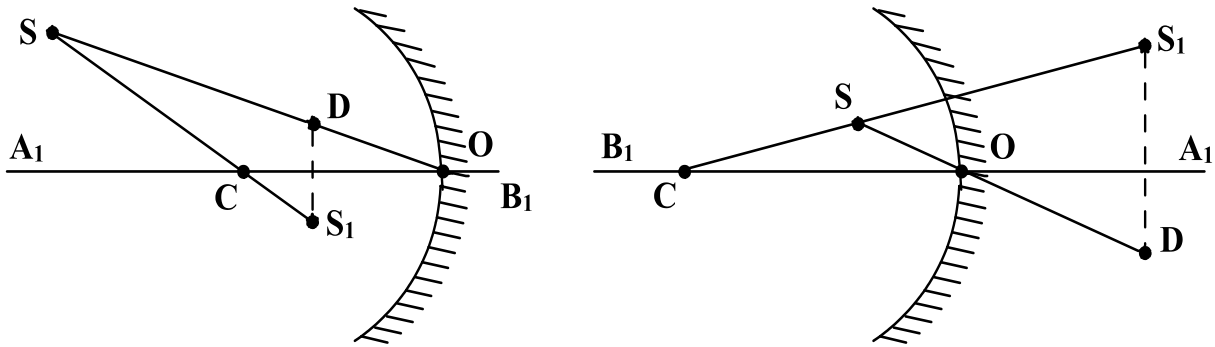
Одним променем є той, що проходить через центр дзеркала (він відбивається у тому самому напрямі). Другий промінь вибирають довільно. Паралельно йому проводять побічну оптичну вісь ( $A_1V_1$ ). Визначають побічний фокус ( $F_1$ ). Через  $F_1$  спрямовують відбитий промінь. Точка перетинання двох відбитих променів ( $S_1$ ) і є зображенням точки  $S$ .

**Задача.** Дані положення головної оптичної осі  $AB$ , сферичного дзеркала, світної точки  $S$  та її зображення  $S'$ . Знайти графічною побудовою положення центру кривизни й вершини дзеркала. Яке було використано дзеркало: увігнуте чи випукле? Які зображення отримуються при цьому: дійсні чи уявні?

Положення центру кривизни дзеркала знайдемо скориставшись тим, що промінь, який іде по радіусу кривизни дзеркала, відбивається по тій самій прямій. Тому провівши через точки  $S$  і  $S'$  пряму до перетину з головною оптичною віссю  $AB$ , знайдемо точку  $C$  – центр кривизни.

Відбитий від дзеркала промінь складає у вершині з головною оптичною віссю такий самий кут, як і падаючий промінь. З'єднаємо точку  $D$ , симетричну точці  $S'$  відносно осі  $AB$ , з точкою  $S$ . Точка  $O$  перетину цієї лінії, або її

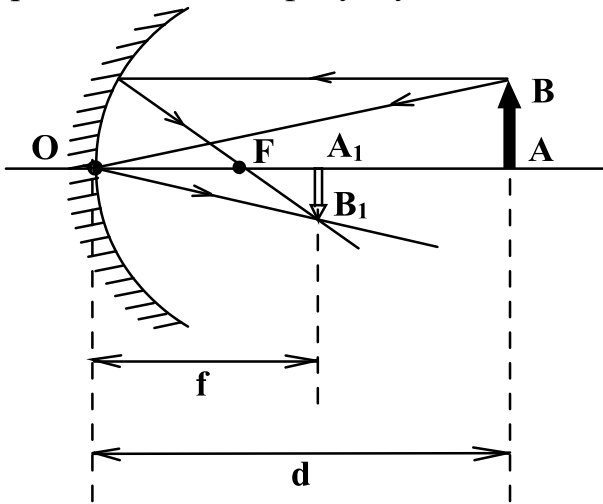
продовження з оптичною віссю і є вершиною дзеркала.



Тип дзеркала можна визначити, виходячи з розміщення точок С, О і S. У першому випадку дзеркало може бути тільки увігнутим, тому що випукле дзеркало дає завжди пряме зображення предмета. Зображення дійсне.

У другому випадку дзеркало може бути як випуклим (якщо точка S знаходиться далі від осі, ніж точка S'), так і увігнутим (точка S ближче до оптичної осі, ніж точка S'). Зображення в обох випадках уявне. Розміщення точок С, О і S визначає тип дзеркала – зображене увігнуте дзеркало.

**Задача.** При визначеному розміщенні зображення предмета в увігнутому дзеркалі у три рази менше самого предмета. Якщо ж предмет присунути на відстань  $l = 15\text{см}$  ближче до дзеркала, то зображення стане в 1,5 рази меншим предмета. Знайти фокусну відстань F дзеркала.



1. В обох випадках предмет, його зображення, фокус дійсні. Отже, у формулі дзеркала відповідні величини  $d, f, F$  записуються зі знаком "плюс".

Збільшення дзеркала:  $\Gamma = \frac{d}{f}$ .

Формула дзеркала:  $\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$ .

1-й випадок

$$\frac{d_1}{f_1} = 3, \quad f_1 = \frac{d_1}{3}, \quad F = \frac{d_1 f_1}{d_1 + f_1} = \frac{d_1}{4} \quad (1)$$

2-й випадок

$$\frac{d_2}{f_2} = 1,5, \quad d_2 = d_1 - l, \quad f_2 = \frac{d_1 - l}{1,5}, \quad F = \frac{(d_1 - l) f_2}{(d_1 - l) + f_2}, \quad F = \frac{d_1 - l}{2,5} \quad (2)$$

З формул 1 і 2 отримаємо  $F = 10\text{см}$ .

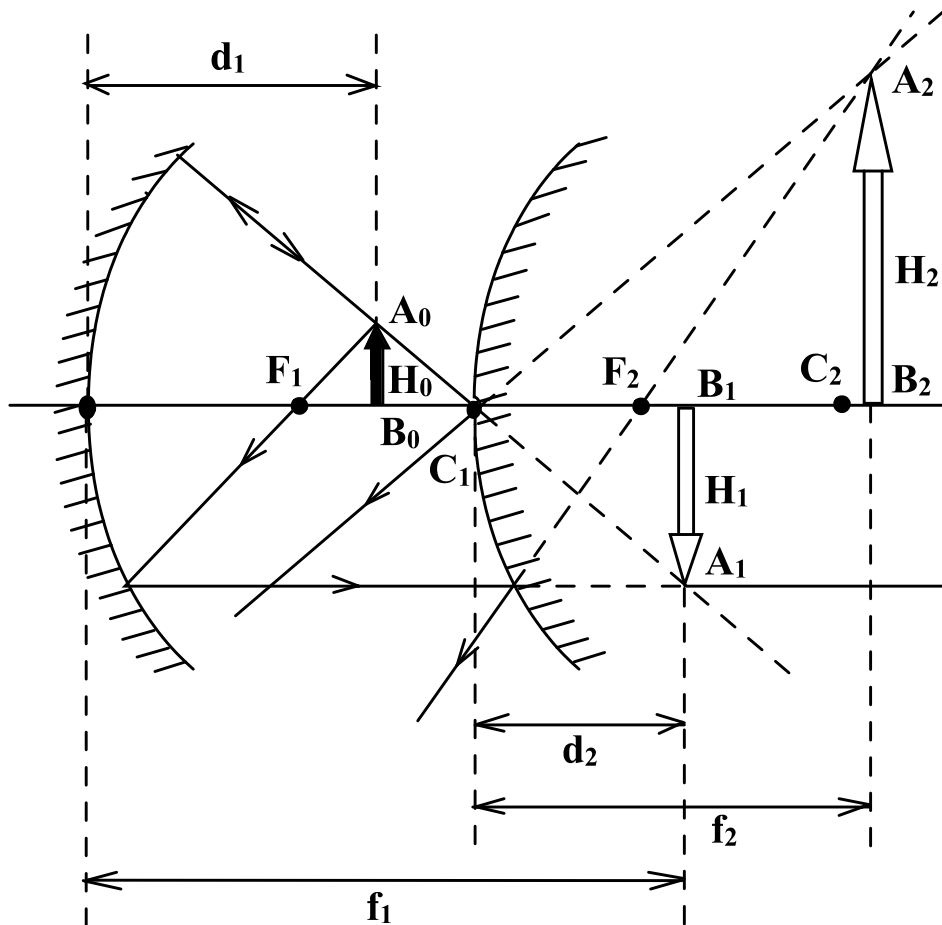
**Задача.** У центрі увігнутого сферичного дзеркала з фокусною відстанню  $F_1 = 20\text{см}$  знаходиться випукле дзеркало з фокусною відстанню  $F_2 = 20\text{см}$ . Між фокусом і центром увігнутого дзеркала на відстані  $d_1 = 28\text{см}$  від його полюса поставлений предмет висотою  $H_0 = 2\text{см}$  перпендикулярно головній оптичній осі. Визначити висоту і положення зображення у випуклому дзеркалі, яке дають відбиті від увігнутого дзеркала промені.

У задачах на систему дзеркал, як правило, вимагається знайти зображення предмета після двократного відбивання променів спочатку від одного ( $Z_1$ ), а

потім від другого ( $Z_2$ ) дзеркала. Особливість розв'язування полягає в тому, що хід променів, які падають на друге дзеркало після їх відбивання від першого, вимушені шукати по проміжному зображенню, утвореному першим дзеркалом. Усі розрахунки і побудови ґрунтуються на тому, що в силу оборотності ходу променів зображення, що дає перше дзеркало, можна розглядати як предмет для другого і навпаки. Потрібно враховувати, що проміжний предмет – зображення для наступного дзеркала може бути і дійсним (у формулі дзеркала  $d$  потрібно брати зі знаком "плюс"), і уявним ( $d$  – зі знаком "мінус"). Другий випадок можливий, якщо зображення, що дає перше дзеркало, отримується за другим дзеркалом.

Щоб зробити креслення, яке відповідає умові задачі, і правильно розмістити дзеркала і предмет, потрібно увесь час керуватися числовими значеннями заданих величин.

За умовою задачі радіуси дзеркал однакові і предмет  $A_0B_0$  висотою  $H_0$  розміщений між фокусом і центром увігнутого дзеркала. Зображення  $A_1B_1$  предмета висотою  $H_1$ , яке створює перше дзеркало, повинно знаходитися за його центром на відстані  $f_1$  від цього дзеркала.



Це зображення побудоване на рисунку променями, які проходять через  $C_1$  і  $F_1$ .

Побудувавши зображення, запишемо основне рівняння для першого дзеркала:  $\frac{1}{F_1} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{f_1}$ ;  $H_1 = \frac{f_1}{d_1} H_0$ .

Щоб знайти положення зображення  $A_1B_1$  щодо другого дзеркала, треба обчислити  $f_1$ , знаючи  $F_1$  і  $d_1$ :  $f_1 = 70\text{см}$ .

Зображення міститься за другим дзеркалом на відстані:  $d_2 = f_1 - 2F_1$ ,  $d_2 = 30\text{см}$ , оскільки за умовою задачі полюс другого дзеркала знаходиться у центрі першого, отже, відстань між дзеркалами дорівнює  $2F_1$ . Зображення  $A_1B_1$  попадає між фокусом і центром другого дзеркала.

Для побудови шуканого зображення у випуклому дзеркалі вважатимемо  $A_1B_1$  для нього уявним предметом. З малюнку і виконаних розрахунків видно, що промені, які дають зображення точки  $A_1$ , падають на випукле дзеркало збіжним потоком. Визначити їх хід після відбивання від другого дзеркала можна, виходячи з положення зображення  $A_1B_1$  відносно характерних точок випуклого дзеркала.

Ураховуючи оборотність ходу променів видно, якби будь-яка точка зображення, наприклад  $A_1$ , розмістилася б між полюсом і фокусом випуклого дзеркала, відбиті від нього промені ішли б збіжним пучком і давали дійсне зображення точки  $A_1$  – точку  $A_2$ . Промені, які вийшли з точки  $A_2$ , як із дійсного предмета, давали б у цьому випадку у випуклому дзеркалі уявне зображення, що лежить між дзеркалом і фокусом.

Якби точка  $A_1$  попала на фокальну поверхню другого дзеркала, то збіжний пучок променів був би після відбивання перетворений дзеркалом на паралельний.

І, нарешті, коли зображення  $A_1B_1$  розміщено поза  $F_2$ , збіжний пучок перетворюється випуклим дзеркалом на розбіжний. Саме це ми маємо у цій задачі.  $F_2 < d_2 < 2F_2$ , тому розбіжний пучок променів, відбитий від другого дзеркала, дає в ньому уявне зображення  $A_2B_2$  у явного предмета  $A_1B_1$ . Побудову цього зображення видно з малюнку. Його можна виконати дуже просто, якщо вважати друге дзеркало увігнутих із відбиваючою поверхнею з правого боку.

Знаючи відстань від  $A_1B_1$  до випуклого дзеркала і його радіус, складаємо рівняння відрізків для визначення шуканої відстані  $f_2$  між  $A_2B_2$  і випуклим дзеркалом.

Оскільки і фокус, і предмет, і його зображення уявні, то запишемо:

$$-\frac{1}{F_2} = -\frac{1}{d_2} - \frac{1}{f_2}, \quad f_2 = 60\text{см}.$$

Висота уявного зображення у другому дзеркалі буде дорівнювати  $H_2 = \frac{f_2}{d_2} \cdot H_1$ ,  $H_2 = 10\text{см}$ .

#### 4. Самостійно розв'язати задачі

1. Сонячний промінь, який проходить через отвір, складає з поверхнею стола кут  $48^\circ$ . Як треба розмістити плоске дзеркало, щоб змінити напрям променя на горизонтальний?

(Відповідь: Під кутом  $66^\circ$  або  $24^\circ$  до поверхні стола.)

2. Автомобіль рухається прямолінійною ділянкою дороги рівномірно зі

швидкістю  $v = 20 \frac{M}{c}$ . З якою швидкістю віддаляється зображення придорожніх стовпів у плоскому дзеркалі водія відносно: а) спостерігача в автомобілі; б) спостерігача біля дороги?

(Відповідь: а)  $20 \frac{M}{c}$ , б)  $40 \frac{M}{c}$ .)

3. Радіус кривизни увігнутого дзеркала  $R = 40\text{см}$ . Знайти положення об'єкта, за яким його зображення буде дійсним і збільшеним у два рази. Знайти також положення, за яким зображення буде уявним і збільшеним у два рази. Побудувати зображення об'єкта в обох випадках.

(Відповідь:  $d = 30\text{см}$ ,  $d = 10\text{см}$ .)

### План заняття

I. Перевірка знання студентами: законів відбивання світла, характеристик зображення предмета в плоскому дзеркалі, характеристики сферичних дзеркал.

II. Колективний аналіз логіки розв'язування однієї з домашніх задач.

III. Розв'язування задач:

1. Людина бачить своє зображення в плоскому дзеркалі. На яку відстань треба пересунути дзеркало, щоб зображення змістилося на 1м?

(Відповідь: 0,5м.)

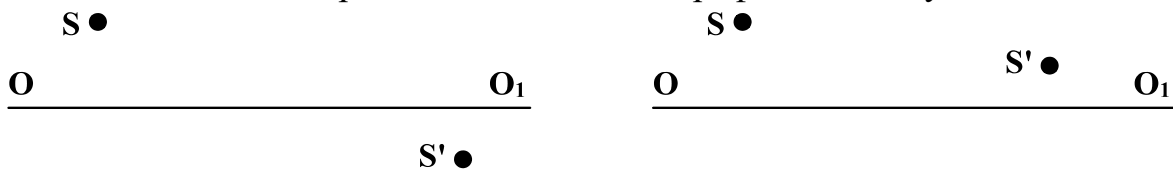
2. Людина наближається до плоского дзеркала вздовж перпендикуляра зі швидкістю  $v$ . Яка швидкість руху зображення відносно дзеркала і відносно людини?

(Відповідь:  $v$ ,  $2v$ .)

3. Збіжні промені падають на випукле дзеркало так, що їх продовження перетинаються в точці, яка знаходиться на відстані  $d = 0,4\text{м}$  за дзеркалом. Після відбивання від дзеркала промені розходяться таким чином, що їх продовження перетинаються в точці, яка знаходиться на відстані  $f = 1,6\text{м}$  від дзеркала. Обидві точки перетинання лежать на головній оптичній осі. Визначити фокусну відстань  $F$  дзеркала.

(Відповідь:  $F = -0,32\text{м}$ .)

4. Дані положення головної оптичної вісі  $OO_1$  сферичного дзеркала, світна точка  $S$  і її зображення  $S'$ . Знайти графічною побудовою положення



центру кривизни і вершини дзеркала. Яке було використано дзеркало: увігнуте чи випукле? Яке зображення: дійсне чи уявне?

**ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 2**  
**Розв'язування задач з геометричної оптики**  
**Заломлення світла. Лінзи**

***Підготовка до заняття***

1. Пригадати закони заломлення світла, формулу лінзи, хід променів і характеристики зображень у ній

2. Ознайомитися з методичними рекомендаціями щодо розв'язування задач з даної теми

А. До першої групи задач з даної теми відносяться задачі про заломлення світла на плоскій межі розділу двох середовищ, зокрема на проходження променів через плоскопаралельні пластини і призми.

Їх розв'язують, використовуючи формули закону заломлення, геометрії та тригонометрії.

Першим етапом розв'язування цієї групи задач є відображення ситуації задачі на рисунку.

У точці падіння променя на межу розділу середовищ (там де він заломлюється) проводять нормаль, відмічають кути падіння і заломлення, початкове положення променя. Зображуючи заломлений промінь, потрібно з'ясувати, з якого середовища і в яке він переходить: з більшою чи меншою оптичною густиною. Від цього залежить наближується чи віддаляється заломлений промінь від нормалі.

Наступний етап передбачає запис формули закону заломлення світла для кожного переходу променя з одного середовища в інше і складання допоміжних рівнянь, які пов'язують кути і відстані, що використовуються в задачі.

Нарешті, розв'язується отримана система рівнянь.

Потрібно звернути увагу на можливість повного внутрішнього відбивання і те, що людина бачить предмет у напрямі променя, який попадає в око.

Б. До другої групи задач відносяться задачі на побудову і розрахунки зображень у тонких лінзах.

Розв'язування задач передбачає виконання рисунку. Для кожного положення предмета потрібно: побудувати зображення, відмітити характерні точки лінзи ( $F$ ,  $2F$ ), відстані від лінзи до предмета і його зображення ( $d$ ,  $f$ ), записати формулу лінзи і формулу збільшення:  $\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$  (ураховується

правило знаків як і у випадку сферичних дзеркал),  $\Gamma = \frac{H}{H_0} = \frac{f}{d} = \frac{F}{d \pm F}$ . До

формули лінзи додається формула (якщо це потрібно)  $\frac{1}{F} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ , яка

пов'язує фокусну відстань лінзи з її радіусами і показником заломлення матеріалу лінзи і середовища.

**Поради.**

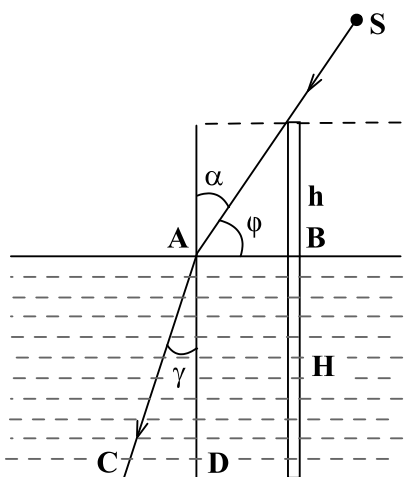
1. Під час побудови зображень найчастіше беруть промені, паралельні

головній оптичній осі (заломлюючись у лінзі, вони проходять через головний фокус самі або своїм продовженням), і промені, які проходять через оптичний центр лінзи (їх напрям не змінюється).

2. Для визначення ходу променів, які падають на лінзу під довільним кутом, використовують побічні оптичні осі. Після проведення такої осі паралельно до променя, хід якого потрібно указати, необхідно знайти на ній побічний фокус. Для цього проводять фокальну площину лінзи і знаходять точку перетинання площини з даною віссю. Ця точка і є побічним фокусом (аналогічно до сферичних дзеркал). У випадку збиральної лінзи промінь, що йде паралельно до відповідної оптичної осі, після заломлення повинен пройти через побічний фокус; у випадку розсіювальної – через побічний фокус проходить продовження заломленого променя. Під час побудови зображень у збиральних лінзах використовують тільки задній фокус лінзи, у розсіювальної – передній.

### 3. Ознайомитися з методами розв'язування окремих типів задач

**Задача.** Стовп забитий у дно водойми так, що його верхня частина виступає над поверхнею води на  $h = 1$  м. Визначити довжину тіні стовпа на дні водойми, якщо висота Сонця над горизонтом  $\varphi = 30^\circ$ , глибина водойми  $H = 2$  м, а відносний показник заломлення води  $n = \frac{4}{3}$ .



$$l \approx 3,4 \text{ м.}$$

З рисунку видно, що довжина тіні на дні водойми:  $l = AB + CD$ .

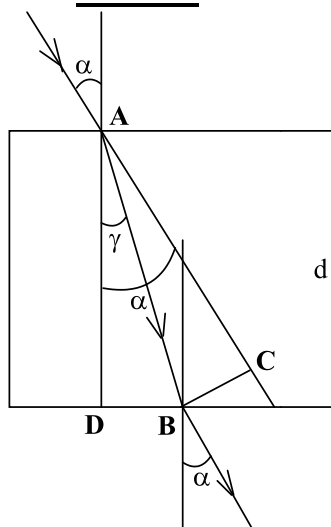
$$AB = h \cdot \text{ctg} \varphi \quad CD = H \cdot \text{tg} \gamma$$

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{\cos \varphi}{\sin \gamma}; \quad \sin \gamma = \frac{\cos \varphi}{n}$$

$$\text{tg} \gamma = \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma} = \frac{\sin \gamma}{\sqrt{1 - \sin^2 \gamma}} = \frac{\cos \varphi}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi}}$$

$$\text{Отже, } l = h \cdot \text{ctg} \varphi + H \frac{\cos \varphi}{\sqrt{n^2 - \cos^2 \varphi}};$$

**Задача.** Знайти зміщення а променя, який проходить через прозору пластину з паралельними гранями, якщо кут падіння променя дорівнює  $\alpha$ , кут заломлення  $\gamma$ , а товщина пластини  $d$ .



Із трикутника  $\Delta ABD$  визначаємо  $AB$ :

$$AB = d \cdot \cos \gamma.$$

Із трикутника  $\Delta ABC$  визначаємо  $BC$ :

$$BC = AB \cdot \sin(\alpha - \gamma).$$

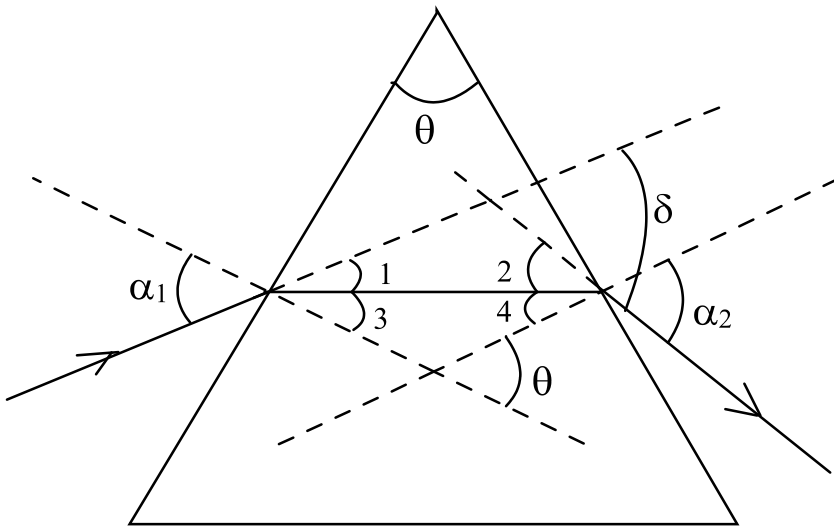
$$\text{Отже, } BC = a = d \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\cos \gamma} = d \frac{\sin(\alpha - \gamma)}{\sin(90 - \gamma)}.$$

**Задача.** Промінь світла падає на тригранну призму із кварцового скла під кутом  $35^\circ$ . Кут заломлення призми  $40^\circ$ . Під яким кутом промінь вийде із призми і який його кут відхилення від початкового напрямку? Показник заломлення кварцового скла 1,54.

$\Theta$  – кут заломлення призми.

$\delta$  – кут відхилення променя.

В аналогічних задачах потрібно виходити з таких систем рівнянь:



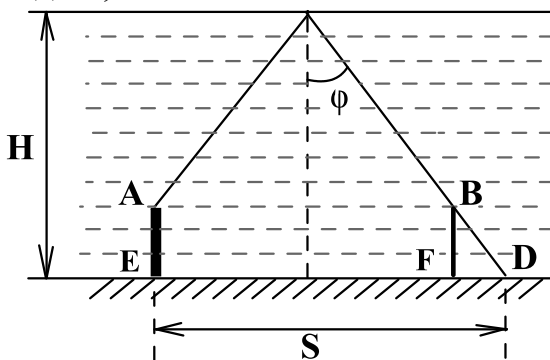
$$\begin{cases} \alpha_1 = \angle 1 + \angle 3 \\ \alpha_2 = \angle 4 + \angle 2 \\ \Theta = \angle 3 + \angle 4 \\ \delta = \angle 1 + \angle 2 \\ \frac{\sin \alpha_1}{\sin \angle 3} = n \\ \frac{\sin \angle 4}{\sin \alpha_2} = \frac{1}{n} \end{cases}$$

Ураховується, що зовнішній кут дорівнює двом внутрішнім, з ним

не суміжним.

$$\alpha_2 = 27,4^\circ; \quad \delta = 23,4^\circ.$$

**Задача.** На якій глибині під водою знаходиться водолаз, якщо він бачить відбитими від поверхні води ті частини горизонтального дна, які розміщені від нього на відстані  $S = 15\text{м}$  і більше? Зріст водолаза 1,5м. Показник заломлення води 1,33.



Відстань ED дорівнює відстані від водолаза до найближчих до нього предметів, які він бачить відбитими від поверхні води.  $ED = S = 15\text{м}$ .

АЕ – зріст водолаза  $AE = h = 1,5\text{м}$ .

Граничний кут падіння (при повному відбиванні) дорівнює  $\sin \varphi = \frac{1}{n}$ .

З рисунку видно:

$$\frac{S - FD}{2} = (H - h) \operatorname{tg} \varphi, \quad FD = h \cdot \operatorname{tg} \varphi, \quad H = \frac{h}{2} + \frac{S}{2} \frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} = \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

$$\text{Звідси отримуємо: } H = \frac{h}{2} + \frac{S}{2} \sqrt{n^2 - 1}, \quad H = 7,3(\text{м}).$$

S.

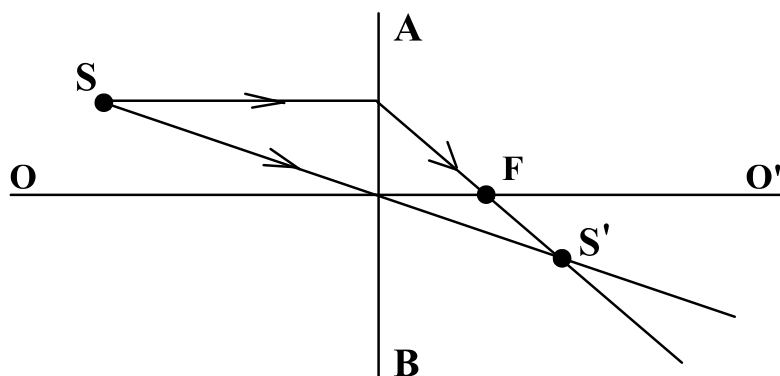
O

O'

S'

**Задача.** На рисунку показано зображення  $S'$  світної точки  $S$ , що дає лінза, оптична вісь якої  $OO'$ . Знайти положення лінзи та її фокусів.



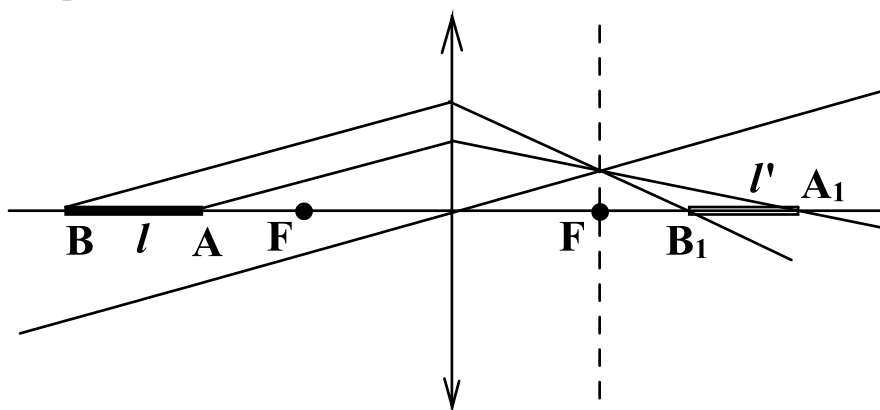


Промінь  $SS'$  проходить через центр лінзи. Відрізок  $AB$  відображає положення тонкої лінзи. Промінь, паралельний оптичній осі, після заломлення в лінзі проходить через фокус  $F$  і зображення світної точки.

Фокус дійсний – лінза збиральна.

**Задача.** Уздовж оптичної осі тонкої збиральної лінзи з фокусною відстанню  $F = 12$  см розміщено предмет, один кінець якого знаходиться на відстані  $a = 17,9$  см від лінзи, а другий – на відстані  $b = 18,1$  см. Визначити збільшення зображення.

Для побудови зображення предмета  $AB$  виконуємо дії: на лінзу падають два паралельних промені від точок  $A$  і  $B$ ; паралельно до цих променів проводимо побічну оптичну вісь; проводимо (через  $F$ ) фокальну площину; через точку перетинання побічної оптичної осі та фокальної площини (побічний фокус) проходять заломлені лінзою промені від  $A$  і  $B$ ; точки перетинання заломлених променів з головною оптичною віссю і вказують на положення зображення даних точок  $A'$  і  $B'$ .



Припустимо, що довжина предмета  $l = b - a$ , а зображення –  $l' = f_1 - f_2$ , де  $f_1$  і  $f_2$  – відстані від лінзи до зображень точок  $A$  і  $B$ .

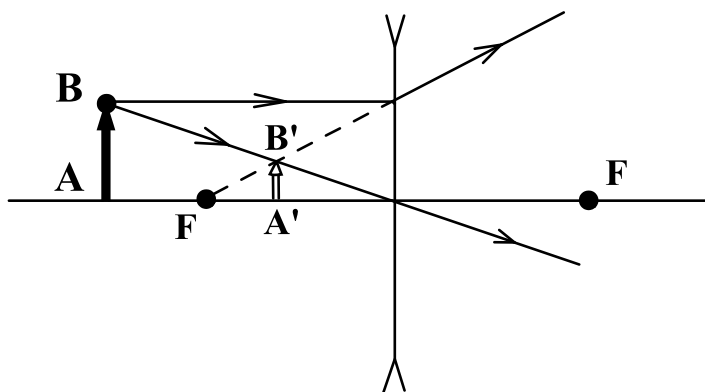
З формули лінзи  $\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$  виражаємо  $f = \frac{Fd}{d - F}$ .

Для точки  $B$   $d_1 = b$ , для точки  $A$   $d_2 = a$ .

Отже,  $f_1 = \frac{Fb}{b - F}$ ,  $f_2 = \frac{Fa}{a - F}$ ,  $l' = \frac{Fb}{b - F} - \frac{Fa}{a - F} = \frac{F^2(b - a)}{(a - F)(b - F)}$ .

Збільшення зображення:  $\Gamma = \frac{l'}{l} = \frac{F^2}{(a - F)(b - F)}$ .

**Задача.** Предмет знаходиться перед розсіювальною лінзою на відстані  $mF$ . На якій відстані отримується уявне зображення і у скільки разів воно буде меншим від самого предмета.



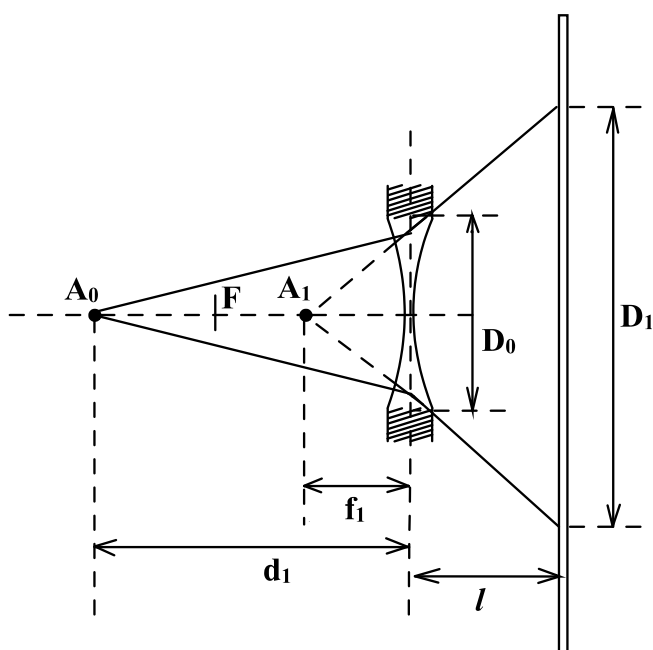
Використовуємо формулу лінзи, урахувавши правило знаків (фокус лінзи і зображення уявні).

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}; \quad f = \frac{Fd}{d+F}.$$

$$d = mF, \text{ отже:}$$

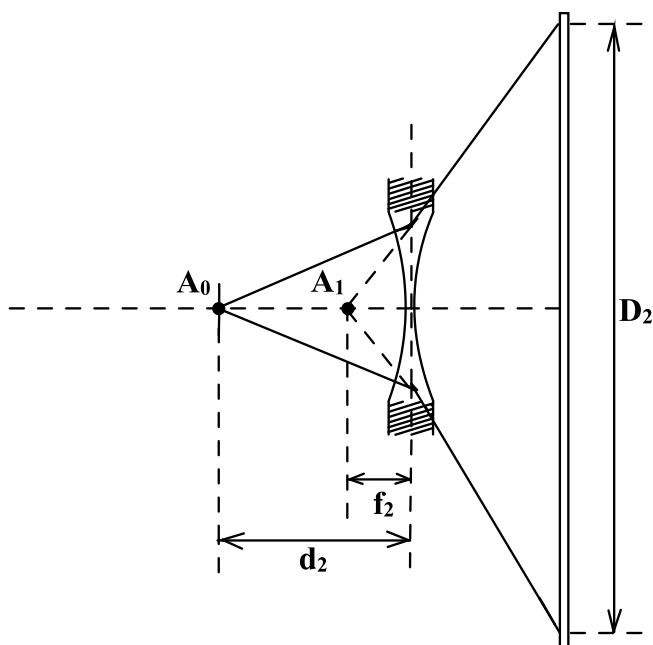
$$f = \frac{mF^2}{(m+1)F} = \frac{m}{m+1}F.$$

$$\Gamma = \frac{f}{d} = \frac{mF}{(m+1)mF} = \frac{1}{m+1}.$$



**Задача.** Якщо точкове джерело світла помістити на відстані  $d_1$  від розсіювальної лінзи діаметром  $D_0$ , вставленої в оправу, то на екрані, розташованому на відстані  $l$  за лінзою, отримується світла пляма діаметром  $D_1$ . Яким буде діаметр плями на екрані, якщо джерело розмістити у фокусі лінзи?

Припустимо, що у першому положення світна точка  $A_0$  знаходиться від розсіювальної лінзи на відстані  $d_1 > F$ . Промені, що вийшли з точки  $A_0$ , падають на лінзу розбіжним пучком, заломлюються в ній і, розсіявшись, дають на екрані світлу пляму діаметром  $D_1$ . Як видно з рисунка промені, що утворюють цю пляму, йдуть на екран так, нібито вони виходять із світної точки  $A_1$  – зображення предмета  $A_0$ .



У другому положенні, коли світна точка  $A_0$  знаходиться у фокусі лінзи, діаметр світлої плями на екрані збільшується, оскільки у цьому випадку промені падають на лінзу під більшим кутом. Вони освітлюють екран так, нібито йдуть з точки  $A_1$ , що є зображенням точки  $A_0$ .

Зображення предмета, розміщеного у фокальній площині розсіювальної лінзи, знаходиться посередині між цією площиною і лінзою:

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}, \quad (d = F), \quad f = \frac{F}{2}.$$

Діаметр світлої плями  $D_2$ , яка утворюється після внесення джерела у фокус лінзи, можна знайти, знаючи фокус лінзи  $F$ .

Перше положення:  $-\frac{1}{F} = \frac{1}{d_1} - \frac{1}{f_1}$ .

З подібності трикутників випливає:  $\frac{D_1}{D_0} = \frac{f_1 + l}{f_1}$ .

Друге положення:  $f_2 = \frac{F}{2}$ .

Аналогічно  $\frac{D_2}{D_0} = \frac{f_2 + l}{f_2}$ .

Отже,  $D_2 = 2D_1 - \frac{2l + d_1}{d_1} \cdot D_0$ .

#### 4. Самостійно розв'язати задачі

1. Промінь світла падає на плоскопаралельну скляну пластинку під кутом  $i = 60^\circ$ . Яка товщина пластинки  $d$ , якщо при виході з неї промінь змістився на 20мм? Показник заломлення скла  $n = 1,5$ .

(Відповідь: 40мм).

2. Промінь падає під кутом  $50^\circ$  на пряму тригранну скляну призму із заломлюючим кутом  $60^\circ$ . Знайти кут заломлення променя при виході з призми ( $n = 1,6$ ).

(Відповідь:  $56^\circ$ ).

3. Розглядаючи предмет у збиральну лінзу і розміщуючи його на відстані 4см від неї, отримують його уявне зображення, у 5 разів більше самого предмета. Яка оптична сила лінзи?

(Відповідь: 20дптр).

#### *План заняття*

I. Перевірка знання студентами: законів заломлення, змісту показників заломлення, характеристики лінз та її формулу, повне внутрішнє відбивання.

II. Колективний аналіз логіки розв'язування однієї з домашніх задач.

III. Розв'язування задач:

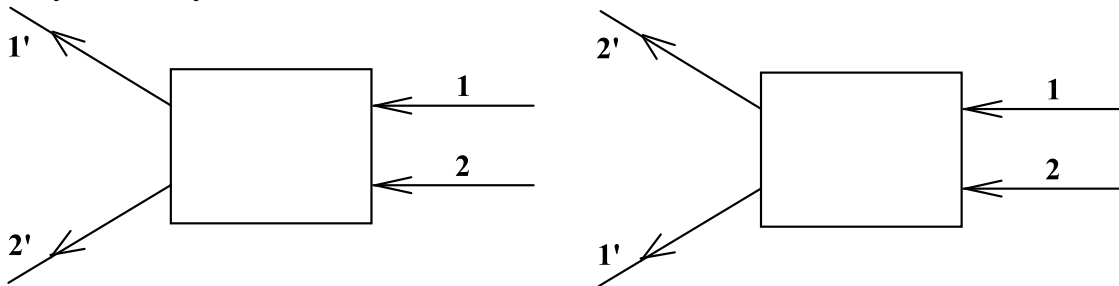
1. Світну точку, яка знаходиться у середовищі з показником заломлення  $n_1$ , розглядають неозброєним оком із середовища з показником заломлення  $n_2$ . Якою буде відстань точки від межі розділу середовищ, як вона сприймається оком, якщо точка знаходиться від цієї межі на відстані  $h_0$ , а око розмірене так, що в нього попадають промені, які падають на межу під малими кутами? Розглянути два випадки:  $n_1 > n_2$  і  $n_1 < n_2$ .

2. Знайти довжину  $l'$  зображення стрілки, розміщеної вздовж оптичної осі,

впритул до розсіювальної лінзи, якщо довжина  $l$  самої стрілки дорівнює фокусній відстані лінзи  $F$ . Розв'язок обґрунтувати побудовою.

(Відповідь:  $l' = \frac{l}{2}$ .)

3. У якому випадку лінза, що міститься в ящику, буде збиральною, а в якому – розсіювальною? Визначити побудовою оптичний центр і фокус лінзи в кожному випадку.



4. За допомогою лінзи з фокусною відстанню  $F = 20\text{см}$  на екрані отримане зображення предмета із збільшенням  $\Gamma = 2$ . Чому дорівнює відстань між предметом і екраном?

(Відповідь:  $L = \frac{(r + 1)^2}{r} \cdot F$ ;  $L = 90\text{см}$ .)

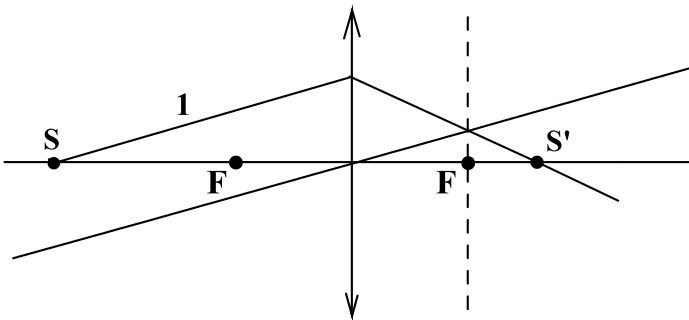
**ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 3**  
**Розв'язування задач з геометричної оптики**  
**Оптичні системи**

**Підготовка до заняття**

1. Ознайомитися з методами розв'язування окремих типів задач

**Задача.** Точкове джерело світла знаходиться на відстані  $a = 30\text{см}$  від тонкої лінзи, оптична сила якої  $D = 5\text{дптр}$ . На яку відстань зміститься зображення джерела, якщо між лінзою і джерелом помістити товсту скляну пластину товщиною  $h = 15\text{см}$  і показником заломлення  $n = 1,5$ ?

Побудуємо зображення світної точки, що розміщена на головній оптичній осі лінзи.



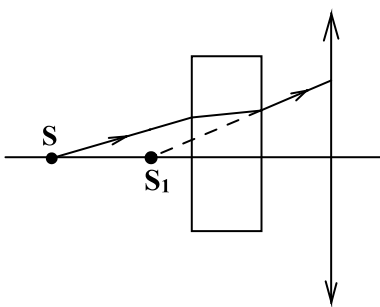
Проведемо довільний промінь 1. Паралельно до нього проведемо побічну оптичну вісь.

Проводимо фокальну площину і знаходимо точку її перетинання з побічною оптичною віссю (знаходимо побічний фокус).

Заломлений лінзою промінь проходить через допоміжний фокус.

Точка перетинання заломленого променя і головної оптичної осі – зображення світної точки S.

Положення  $S'$  визначається формулою лінзи:



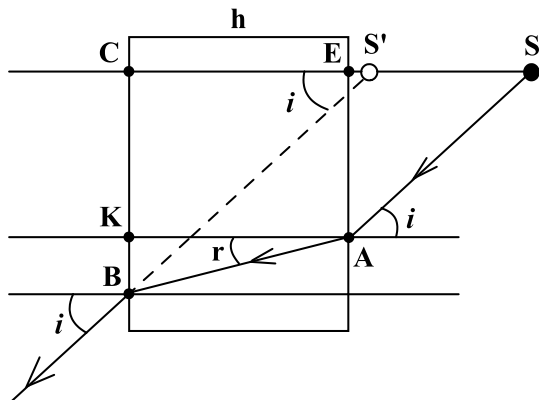
$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f_1}, \quad D = \frac{1}{d} + \frac{1}{f_1}, \quad f_1 = \frac{a}{aD - 1}, \quad f_1 = 60\text{см}.$$

Розміщення між світною точкою S і лінзою плоскопаралельної пластини тотожне зміщенню світної точки відносно лінзи (положення  $S_1$ ). Отже, зміститься зображення точки в лінзі.

Відстань, на яку зміститься зображення:

$$\Delta f = f_2 - f_1.$$

Щоб знайти  $f_2$ , потрібно спочатку розв'язати задачу з визначення  $SS_1$ , тобто розв'язати задачу, пов'язану з ходом променів у плоскопаралельній пластині.



$$BC = BK + KC$$

$$KC = AE = ES \text{tgi}$$

$$BK = AK \text{tgr}$$

$$\text{Позначимо } ES = l$$

$$BC = l \cdot \text{tgi} + h \cdot \text{tgr}$$

$$CS' = \frac{BC}{\text{tgi}} = l + h \frac{\text{tgr}}{\text{tgi}}.$$

Якщо вважати кути  $i$  та  $r$  дуже

малими, то  $\operatorname{tgi} \approx \sin i$ ,  $\operatorname{tgr} \approx \sin r$ . Отже,  $\frac{\operatorname{tgr}}{\operatorname{tgi}} = \frac{\sin r}{\sin i} = \frac{1}{n}$ .

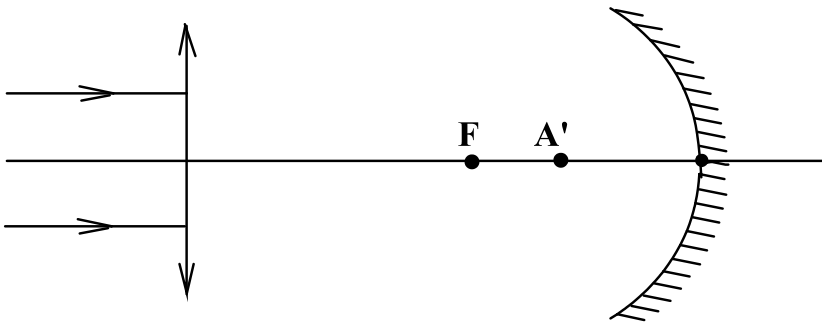
$$CS' = l + \frac{h}{n}; \quad SS_1 = CS - CS' = l + h - l - \frac{h}{n} = h \frac{n-1}{n}.$$

Таким чином, якщо є пластина, світна точка наближається до лінзи на відстань  $h \frac{n-1}{n}$ , і відстань світної точки до лінзи дорівнюватиме:

$$d_2 = a - h \frac{n-1}{n}, \quad d_2 = 30 - 15 \frac{0,5}{1,5} = 25(\text{см})$$

$$f_2 = \frac{25}{25 \frac{5}{100} - 1} = 100(\text{см}) \quad \Delta f = f_2 - f_1, \quad \Delta f = 40(\text{см}).$$

**Задача.** Паралельний пучок світла падає на лінзу, потім на увігнуте дзеркало. Фокусна відстань дзеркала дорівнює  $F = 24\text{см}$ . Відстань між лінзою і дзеркалом  $l = 32\text{см}$ . Якою повинна бути фокусна відстань лінзи, щоб світло, відбившись від дзеркала, зібралось у точці, віддаленій від дзеркала на відстань  $6\text{см}$ ?



Зображення предмета від лінзи є предметом для дзеркала. На лінзу падає паралельний пучок світла. Це означає, що зображення нескінченно віддаленого від лінзи

предмета знаходиться у фокусі лінзи  $F_l$ .

Визначимо положення "предмета" для дзеркала, знаючи його фокус  $F$  і положення зображення в дзеркалі  $f = 6\text{см}$ , користуючись формулою дзеркала:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}, \quad d = \frac{f - F}{fF}, \quad d = \frac{6 - 24}{6 \cdot 24} = -8(\text{см}).$$

Отже, предмет для дзеркала уявний, тобто міститься за дзеркалом. Фокусна відстань лінзи дорівнює сумі відстані між дзеркалом і лінзою та відстанню фокуса лінзи від дзеркала:  $F_l = 32\text{см} + 8\text{см} = 40\text{см}$ .

**Задача.** Об'єktiv складається з трьох контактуючих тонких лінз: перша двоопукла з фокусною відстанню  $F_1 = 12,5\text{см}$ , друга двовгнута з фокусною відстанню  $F_2 = -10\text{см}$  і третя двоопукла з фокусною відстанню  $F_3 = 5\text{см}$ . Визначити фокусну відстань об'єктива  $F$ .

Оптична сила системи, яка складається із щільно складених лінз, дорівнює алгебраїчній сумі оптичних сил окремих лінз:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{1}{F_3}, \quad F = \frac{F_1 F_2 F_3}{F_1 F_2 + F_2 F_3 + F_1 F_3}, \quad F \approx 5,55(\text{см}).$$

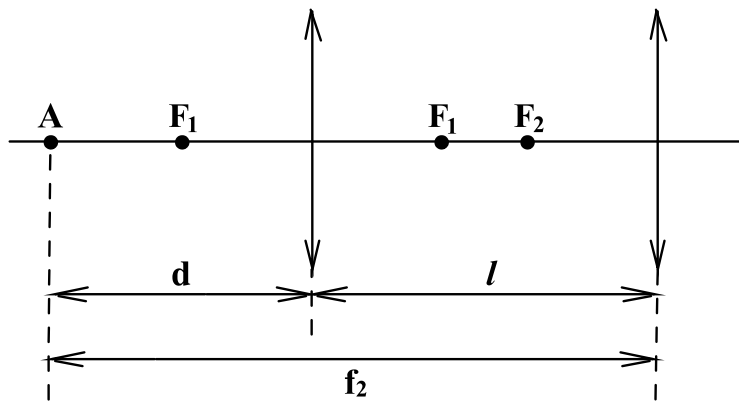
**Задача.** Предмет знаходиться на 20см лівіше від лінзи із фокусною відстанню +10см. Друга лінза з фокусною відстанню +12,5см розміщена на 30см правіше від першої, знайти положення зображення, фокусну відстань системи.

Дві лінзи з фокусними відстанями  $F_1 = 10\text{см}$  і  $F_2 = 12,5\text{см}$  поставлені на відстані  $l = 30\text{см}$  одна від одної. Предмет знаходиться на відстані  $d = 20\text{см}$  від першої лінзи, яка дає зображення предмета на відстані  $f_1$  від лінзи.

$$\frac{1}{F_1} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f_1}$$

Розглядаючи зазначене зображення як предмет для другої лінзи, віддаленої від неї на відстань  $d_2 = l - f_1$ , можна записати  $\frac{1}{F_2} = \frac{1}{l - f_1} + \frac{1}{f_2}$ .

$f_2$  – відстань від другої лінзи до нового зображення. Виключаючи зі

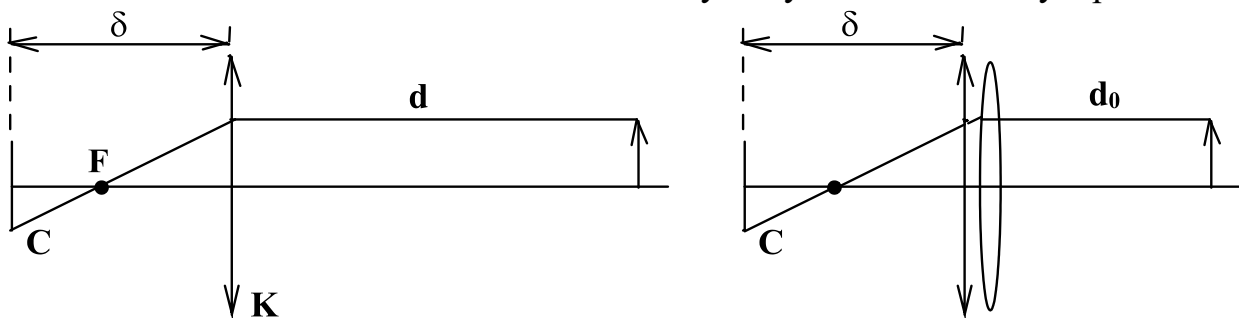


складених рівнянь  $f_1$ , отримаємо:  $\frac{1}{F_2} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{l - \frac{F_1 d}{d - F_1}}$ ,  $f_2 = -50\text{см}$ .

Отримується уявне зображення, яке міститься там, де знаходиться предмет (А).

Щоб визначити фокусну відстань системи, потрібно вважати  $d \rightarrow \infty$ , тоді можна записати, що  $f_2 = F$ , отже  $\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1 - l} + \frac{1}{F_2}$ .

**Задача.** Далекозора людина чітко бачить дрібний шрифт, починаючи з відстані  $d_1 = 40\text{см}$  від ока. Визначити оптичну силу необхідних окулярів.



Людина з нормальним зором бачить предмети без особливої напруги за умови, що вони знаходяться на відстані  $d_0$  найкращого зору. Для нормального ока  $d_0 = 25\text{см}$ .

У короткозорого ока чітке зображення утворюється перед сітківкою. Тому для одержання чіткого зображення на сітківці перед оком ставляють розсіювальну лінзу (ї фокусна відстань ока зростає) або наближують до ока предмет  $d < d_0$ .

Якщо предмет знаходиться на відстані  $d$  від неозброєного ока з вадю зору і  $d > d_0$ , то це далекозоре око.

Використаємо позначення:  $d_0$  – відстань, на якій ми бажали б бачити предмет в окулярах без особливої напруги,  $d$  – відстань, на якій людина бачить цей предмет без окулярів,  $F_l$  – фокусна відстань лінзи окулярів,  $F_k$  – фокусна відстань кришталика ока,  $\delta$  – відстань від сітківки до кришталика.

Якщо лінза окулярів розміщена впритул до ока, то фокусна відстань системи (лінза окулярів – кришталик) дорівнюватиме:  $\frac{1}{F_c} = \frac{1}{F_k} + \frac{1}{F_l}$ .

Для неозброєного ока:  $\frac{1}{F_k} = \frac{1}{d} + \frac{1}{\delta}$ .

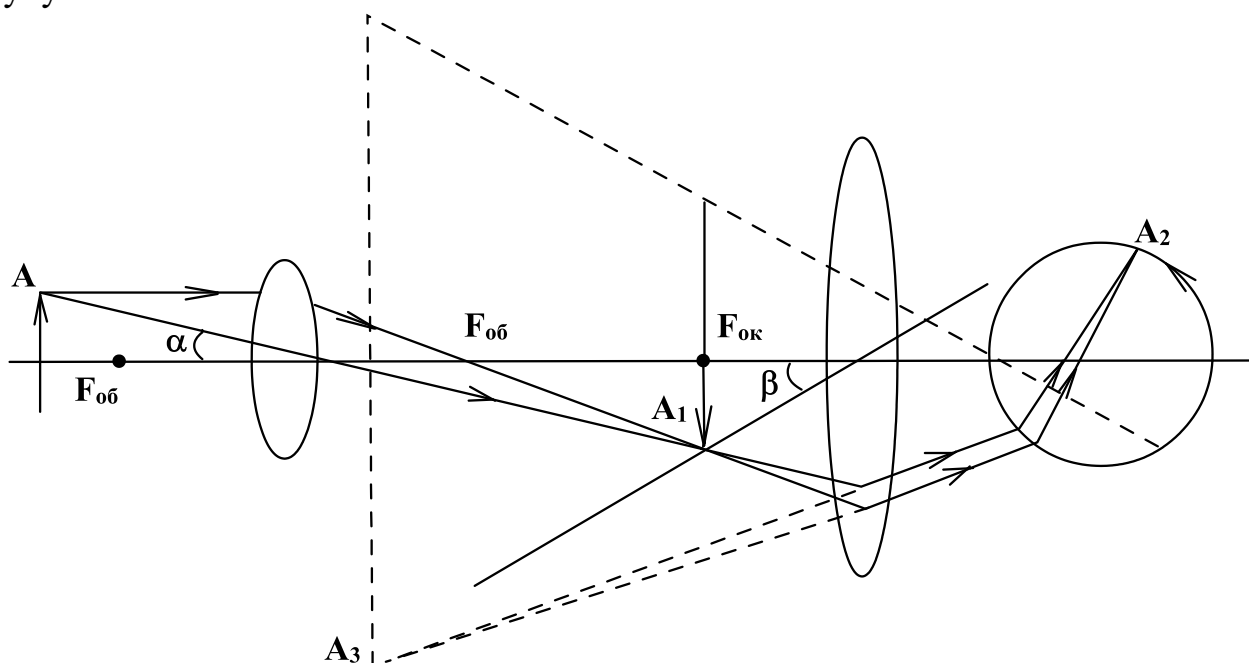
Для озброєного ока:  $\frac{1}{F_c} = \frac{1}{d_0} + \frac{1}{\delta}$ .

$\delta$  – не змінюється.

Отже,  $F_l = \frac{d - d_0}{dd_0}$ .

$D = \frac{1}{F_l} = \frac{dd_0}{d - d_0}$ ,  $D = 1,5 \text{ дптр}$ .

**Задача.** У мікроскопі фокусна відстань об'єктива  $F_o = 5,4 \text{ мм}$ , а окуляра  $F_2 = 20 \text{ мм}$ . Предмет міститься від об'єктива на відстані  $d = 5,6 \text{ мм}$ . Визначити збільшення мікроскопа для нормального ока. Якою буде при цьому довжина тубуса.



Якщо предмет  $A$  розмістити на відстані  $d_1$  від об'єктива мікроскопа (між



$F_{об}$  і  $2F_{об}$ , ближче до  $F_{об}$ ), його зображення  $A_1$  буде знаходитися від об'єктива на відстані  $f_1$ , задовольняючи умову:  $\frac{1}{F_{об}} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{f_1}$ . Зображення предмета при цьому буде збільшеним у  $\Gamma = \frac{f_1}{d_1}$  разів.

Окуляр розміщують відносно зображення  $A_1$  так, щоб воно розглядалося через нього, як через лупу. Кінцеве зображення  $A_2$  буде уявним і буде від окуляра на відстані найкращого зору нормального ока  $f_2 = 25\text{см}$ , якщо відстань  $d_2$  від окуляра до проміжного зображення – предмета  $A_1$  – підібрано так, що воно задовольняє рівняння:  $\frac{1}{F_{ок}} = \frac{1}{d_2} - \frac{1}{f_2}$ . Збільшення зображення  $A_1V_1$ , яке дає окуляр, дорівнюватиме  $\Gamma = \frac{f_2}{d_2}$ .

Повне збільшення оптичної системи, яка складається з двох лінз, дорівнює добутку збільшень, що дає кожна лінза окремо, тому збільшення мікроскопа дорівнює:  $\Gamma = \Gamma_{об} \cdot \Gamma_{ок}$ .

Відстань між лінзами (довжина тубусу мікроскопа) дорівнює:  $l = f_1 + d_2$ .

Розв'язуючи записану систему рівнянь, отримуємо:

$$\Gamma = \frac{F_{об}(f_2 + F_{ок})}{F_{ок}(d_1 - F_{об})}, \quad \Gamma = 365.$$

$$l = \frac{d_1 F_{об}}{d_1 - F_{об}} + \frac{d_2 F_{ок}}{d_2 - F_{ок}}, \quad l = 17\text{см}.$$

**Задача.** Необхідно сфотографувати ковзаняра, який пробігає перед апаратом зі швидкістю  $v = 10 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ . Визначити максимально допустиму

експозицію за умови, що розмір зображення не повинна перебільшувати 0,2мм. Головна фокусна відстань об'єктива  $F = 10\text{см}$  і відстань від ковзаняра до апарата  $d = 5\text{м}$ . У момент фотографування оптична вісь об'єктива апарата перпендикулярна до траєкторії руху ковзаняра.

Розмір розміття зображення є розміром зображення відстані, яку проходить точка за час експозиції. Відношення цих величин – є збільшенням об'єктива фотоапарата.

Таким чином,  $\frac{f}{d} = \frac{2 \cdot 10^4}{vt}$ ,  $d$  за умовою дорівнює 5м, а  $f$  наближено дорівнює фокусній відстані  $F$ .

$$\text{Отже, } t = \frac{2 \cdot 10^{-4} d}{fv}, \quad t = 0,001\text{с}.$$

## 2. Самостійно розв'язати задачі.

1. Об'єктив фотоапарата виготовлено з двох лінз – розсіювальної та збиральної. Розсіювальна лінза з фокусною відстанню  $F_1 = 5\text{см}$  розташована на

відстані  $l = 45\text{см}$  від плівки. Де треба розмістити збиральну лінзу з фокусною відстанню  $F_2 = 8\text{см}$ , щоб на плівці утворилися чіткі зображення віддалених предметів?

(Відповідь:  $t_1 = 40\text{см}$  або  $f_2 = 10\text{см}$ ).

2. Людина, знявши окуляри, читає книжку, тримаючи її на відстані  $d = 16\text{см}$  від очей. Якої оптичної сили окуляри?

(Відповідь:  $-2,25\text{дптр}$ ).

3. Автомобіль, який рухається зі швидкістю  $v = 81 \frac{\text{км}}{\text{год}}$ , фотографують з відстані  $L = 200\text{м}$ . Визначити час експозиції, якщо зображення на плівці змістилося на  $\Delta l = 0,01\text{мм}$ . Фокусна відстань об'єктива фотоапарату  $F = 4,5\text{см}$ .

(Відповідь:  $0,002\text{с}$ ).

### План заняття

I. Колективний аналіз логіки розв'язування однієї з домашніх задач.

II. Розв'язування задач:

1. Для спостереження об'єкта потрібно застосувати довгофокусний мікроскоп, об'єктив якого не повинен наближуватися до об'єкту спостереження ближче, ніж на  $d = 5\text{см}$ . З якою фокусною відстанню потрібно взяти об'єктив, якщо збільшення мікроскопу має бути  $\Gamma_1 = 180$ , а збільшення наявного окуляра  $\Gamma_2 = 20$ ?

(Відповідь:  $F = \frac{d\Gamma_1}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \geq 4,5\text{см}$ .)

2. У зорову трубу з фокусною відстанню об'єктива  $F_1 = 50\text{см}$  спостерігали дуже віддалений предмет ( $d_1 \rightarrow \infty$ ), а потім спрямували трубу на предмет, який міститься на відстані  $d_2 = 25\text{см}$  від спостерігача. На скільки довелося перемістити окуляр труби?

(Відповідь:  $x = \frac{F_1^2}{d_2 - F_1} = 1,02\text{см}$ .)

3. Визначити фокусну відстань лупи, яка дає дванадцятикратне збільшення для нормального ока, акомодованого на нескінченність.

(Відповідь:  $F = 21\text{мм}$ .)

## ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 4

### Розв'язування задач з теми "Хвильові властивості світла". Фотометрія

#### *Підготовка до заняття*

1. Пригадати поняття: інтерференція, дифракція світла, світловий потік, освітленість, сила світла, когерентність, дифракційна ґратка

2. Ознайомитися з методами розв'язування окремих типів задач

**Задача.** У певну точку простору приходять когерентні промені з геометричною різницею ходу  $\Delta = 1,2 \cdot 10^{-6}$  м, довжина хвилі яких у вакуумі  $\lambda = 600$  нм. Що станеться в цій точці внаслідок інтерференції, якщо світло поширюється: а) у повітрі; б) у воді; в) у склі з показником заломлення  $n = 1,5$ ?

Умова максимуму:  $\Delta l = 2k \frac{\lambda}{2}$ , мінімуму –  $\Delta l = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ . Для відповіді у

цій задачі потрібно знайти відношення геометричної різниці ходу  $\Delta l$  до  $\frac{\lambda}{2}$ ,

враховуючи, що довжина хвилі залежить від середовища:  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ , де  $\lambda_0$  – дов-

жина світлової хвилі у вакуумі,  $\lambda$  – у середовищі з абсолютним показником заломлення  $n$  (або відносним показником заломлення середовища відносно повітря).

Для повітря  $\lambda_1 = \lambda_0 = 600$  нм, для води  $\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{1,33}$ , для скла  $\lambda_3 = \frac{\lambda_0}{1,5}$ .

У першому випадку  $m = \frac{2\Delta}{\lambda_1} = \frac{2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-6}}{600 \cdot 10^{-9}} = 4$  спостерігатиметься

максимальне посилення.

У другому випадку  $m = \frac{2\Delta}{\lambda_2} = \frac{2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-6} \cdot 1,33}{600 \cdot 10^{-9}} = 5,3$  спостерігатиметься

послаблення.

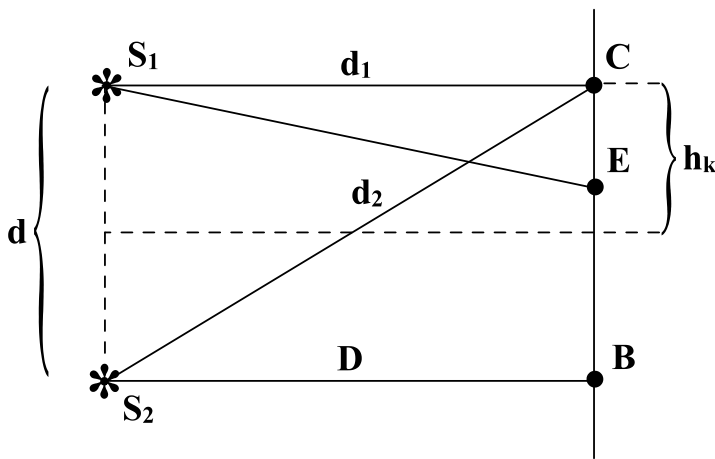
У третьому випадку  $m = \frac{2\Delta}{\lambda_3} = \frac{2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-6} \cdot 1,5}{600 \cdot 10^{-9}} = 6$  спостерігатиметься

максимальне підсилення.

**Задача.** Відстань між двома когерентними (уявними) джерелами світла  $d = 0,07$  мм, а відстань від них до екрана  $D = 2$  м. Якщо дані джерела випромінюють зелене світло, то відстань між сусідніми світлими інтерференційними смугами дорівнює  $\Delta h = 16$  мм. Визначити за цими даними довжину хвилі.

Застосуємо теорему Піфагора до трикутників  $S_1CE$  і  $S_2CB$ :

$$\begin{cases} d_2^2 = D^2 + \left(h_k + \frac{d}{2}\right)^2 \\ d_1^2 = D^2 + \left(h_k - \frac{d}{2}\right)^2 \end{cases}$$



Віднімаючи почленно з першої рівності другу, отримуємо:

$$d_2^2 - d_1^2 = 2h_k \quad \text{або}$$

$$(d_1 + d_2)(d_2 - d_1) = 2h_k d.$$

Оскільки  $d \leq D$ , то  $d_1 + d_2 \approx 2D$ .

$$\text{Отже, } d_2 - d_1 \approx \frac{h_k d}{D}.$$

Звідси знаходимо відстань

$k$ -ї світлої смуги від центру екрана:

$$h_k \approx \frac{(d_2 - d_1)D}{d} = \frac{k\lambda D}{d} \quad (1)$$

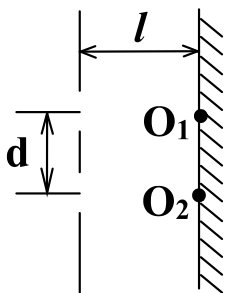
$$d_2 - d_1 = k\lambda, \quad (\Delta l = 2k \frac{\lambda}{2})$$

Відстань між сусідніми смугами дорівнює

$$\Delta h = h_{k+1} - h_k \approx \frac{\lambda D}{d} \quad (2)$$

Формули 1 і 2 часто використовуються в аналогічних задачах, умови яких відрізняються тим, як створюються уявні когерентні джерела світла і позначеннями відповідних відстаней.

$$\lambda \approx \frac{d\Delta h}{D}, \quad \lambda \approx 5,6 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$



**Задача.** Плоска монохроматична хвиля нормально падає на екран з двома щілинами, відстань між якими  $d = 2,5 \text{ мм}$ . Інтерференцію спостерігають на другому екрані, розташованому на відстані  $l = 5 \text{ м}$  від площини щілин. На цьому екрані в точках  $O_1$  і  $O_2$  спостерігаються світлі інтерференційні смуги. На яку мінімальну відстань уздовж осі системи потрібно змістити екран, щоб у точках  $O_1$  і  $O_2$  виявилися темні смуги?

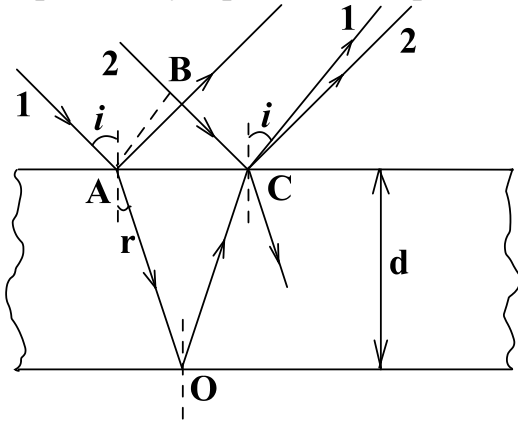
Якщо застосувати до цієї задачі розв'язок попередньої, вносячи зміни у відповідні позначення відстаней і враховуючи, що умова темної смуги: різниця ходу променів дорівнює  $(2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ , отримуємо:

$$k \frac{\lambda}{2} = \frac{h_k d}{l_1}, \quad (k + 1) \frac{\lambda}{2} = \frac{h_k d}{l_2}$$

$$\frac{k}{k + 1} = \frac{l_2}{l_1}, \quad l_2 = \frac{k}{k - 1} l_1, \quad l_2 = \frac{1}{3} l_1, \quad l_2 = -\frac{5}{3} \text{ м.}$$

**Задача.** Тонка плівка завтовшки  $d = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$  освітлюється жовтим світлом з довжиною хвилі  $\lambda = 590 \text{ нм}$ . Якою здаватиметься плівка у прохідному світлі, якщо показник заломлення речовини  $n = 1,48$ , а промені напрямлені

перпендикулярно до поверхні плівки? Як змінюватиметься забарвлення плівки, якщо її нахилити відносно променів.



Світлова хвиля, попадаючи на поверхню прозорого середовища, частково відбивається, а частково проходить у прозоре середовище, зазнаючи заломлення. Далі таке роздвоєння світлової хвилі відбувається на протилежній поверхні прозорого середовища і т.д.

Явища відбивання і заломлення світла в тонких прозорих пластинках і плівках супроводжується інтерференцією світла.

Умова максимуму інтерференції світла від тонкої прозорої пластинки або плівки:

$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$ , де  $d$  – товщина пластинки,  $n$  – показник заломлення,  $i$  – кут падіння пучка паралельних променів,  $\lambda$  – довжина хвилі у повітрі.

З формули видно, що коли товщина  $d$  і кут  $i$  скрізь однакові, то в усіх точках на поверхні пластинки може виникнути максимум інтерференції для світла однієї довжини хвилі  $\lambda$ . Інакше кажучи, якщо освітлювати пластинку білим світлом, вона матиме колір. Змінюючи кут  $i$ , спостерігатимемо зміну кольору пластинки.

Інтерференція спостерігається не тільки у відбитому, а також у прохідному через пластинку (плівку) світлі. Але максимуми інтерференції у відбитому світлі відповідають мінімумам інтерференції у прохідному світлі й навпаки.

У цій задачі  $i = 0^\circ$ , тому  $2dn = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$  – це умова максимуму для відбитого від пластинки світла.

$$\frac{4dn}{\lambda} = (2k + 1), \quad \frac{4 \cdot 5 \cdot 10^{-7} \cdot 1,48}{590 \cdot 10^{-9}} \approx 5$$

Отже ми отримали непарне число, тому на верхній поверхні пластинки максимум (пластинка сприйматиметься забарвленою у жовтий колір), а нижня – сприйматиметься чорною. Змінюючи кут падіння, нижня поверхня пластинки сприйматиметься то як жовта, то як чорна.

**Задача.** Період дифракційної ґратки  $d = 2,5\mu\text{м}$ . Скільки максимумів  $N$  буде містити спектр, який утворюється при нормальному падінні на ґратку монохроматичного світла з довжиною хвилі  $\lambda = 400\text{нм}$ ?

Умова головних максимумів інтенсивності для дифракційної ґратки має вигляд  $d \sin \varphi = m\lambda$ , де  $m$  – порядок дифракційного спектра,  $\varphi$  – кут дифракції. Максимальний порядок спектра визначається з умови максимального значення кута  $\varphi_{\text{max}}$ , для якого  $\sin \varphi_{\text{max}} = 1$ . Тому,  $[m_{\text{max}}] = \frac{d}{\lambda}$ , де дужки позначають макси-

мальне ціле число, яке не перебільшує  $\frac{d}{\lambda}$ . У даному випадку  $m_{\max} = [6,25] = 6$ .

Повне число максимумів  $N = 2m_{\max} + 1 = 13$ , де враховано, що максимуми розміщені симетрично ( $2m_{\max}$ ) і додаємо центральний максимум ( $\varphi = 0$ ).

**Задача.** Норма освітленості робочого місця для точних робіт дорівнює  $E = 100\text{лк}$ . Визначити силу світла лампи, яку можна підвісити над робочим місцем на висоті не менше ніж 2м. Якою лампою її можна замінити, установивши рефлектор, який збільшує освітленість на 20%? На яку висоту слід підвісити лампу з рефлектором (не замінюючи її новою), щоб освітленість залишилась попередньою?

$$\text{Сила світла } I = \frac{\Phi}{\Omega}. \quad \text{Освітленість } E = \frac{I}{R^2}.$$

$$1. I_1 = ER^2, \quad I_1 = 100\text{лк} \cdot 4\text{м}^2 = 0,4 \cdot 10^3 \text{кд}$$

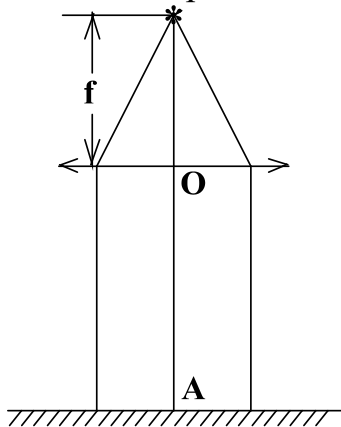
$$2. E_2 = E - 0,2E - \text{потрібна менша освітленість від нової лампи.}$$

$$I_2 = (E - 0,2E)R_2^2, \quad I_2 = 80\text{лк} \cdot 4\text{м}^2 = 3,2 \cdot 10^3 \text{кд}$$

$$R_2 = R_1$$

$$3. E_2 = \frac{I_1}{R_3^2}, \quad R_3 = \sqrt{\frac{I_1}{E_2}}, \quad R_3 = \sqrt{\frac{0,4 \cdot 10^3}{80}} = 2,2(\text{м}).$$

**Задача.** На висоті  $h \gg 1\text{м}$  від поверхні стола розташоване точкове джерело світла силою 25кд. Якою буде освітленість у точці, розміщеній під джерелом, якщо на шляху променів горизонтально розмістити лінзу з оптичною силою 1дптр так, щоб джерело знаходилося в її фокусі?



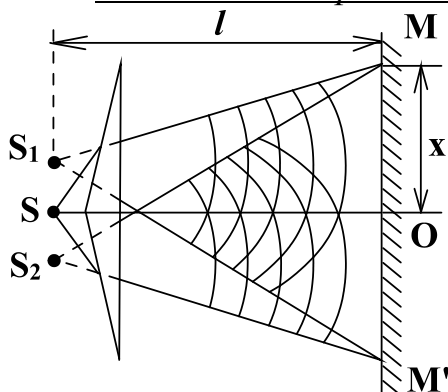
З рисунку видно, що освітленість в точці А, розміщеної під джерелом, буде дорівнювати освітленості лінзи в її точці О, тому що джерело міститься у фокусі лінзи (поглинання світла лінзою нехтуємо).

Оптична сила лінзи дорівнює 1дптр, що відповідає фокусній відстані  $F = 1\text{м}$ .

Освітленість у точці дорівнює:

$$E_0 = \frac{I}{R^2}, \quad E_A = E_0, \quad E_A = \frac{25}{1} = 25\text{лк}.$$

### 3. Самостійно розв'язати задачі



1. За допомогою біпризми Френеля дістали два уявних джерела монохроматичного зеленого світла з довжиною хвилі  $\lambda = 560\text{нм}$  на відстані  $l = 3,2\text{м}$  від екрану. У точці М на відстані  $x = 28\text{мм}$  від центра екрану О спостерігається третя темна смуга, відлічуючи від точки О. Визначити відстань між уявними джерелами світла  $d$ .

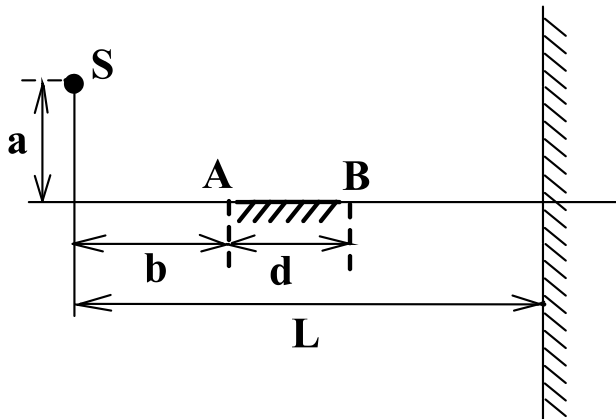
(Відповідь:  $1,9 \cdot 10^{-4}\text{м}$ .)

2. Дифракційна ґратка освітлена світлом з

довжиною хвилі  $\lambda = 4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ . Визначити період ґратки, якщо перший максимум розташований на відстані  $l = 3,6 \text{ мм}$  від центрального. Відстань від ґратки до дифракційної картинки  $L = 1,8 \text{ м}$ .  
(Відповідь:  $d = 0,2 \text{ мм}$ .)

### План заняття

- I. Перевірка знання студентами: поняття інтерференція, дифракція світла, світловий потік, освітленість, сила світла, когерентність, дифракційна ґратка.
- II. Колективний аналіз логіки розв'язування однієї з домашніх задач.
- III. Розв'язування задач:



1. На рисунку зображена схема інтерференційного досліду Ллойда. Точкове джерело світла S розміщено на відстані  $b = 20 \text{ см}$  від лівого краю плоского дзеркала АВ на висоті  $a = 10 \text{ см}$ . Визначити вертикальний розмір інтерференційної картинки на екрані, розміщеному на відстані  $L = 1 \text{ м}$  від джерела.

(Відповідь:  $16,6 \text{ см}$ .)

2. Довжина хвилі червоного променя у воді дорівнює довжині хвилі зеленого променя у повітрі. Вода освітлена червоним світлом. Який колір бачить при цьому людина, яка відкрила очі під водою?

3. Промені світла під кутом  $i = 45^\circ$  падають на тонку прозору пластинку, яка при цьому забарвлена в зелений колір. Показати, що під час зменшення кута  $i$  колір пластинки повинен змінюватися, переходячи до червоного кінця спектру, а під час збільшення кута  $i$  – навпаки, до фіолетового.

4. Найменша нормальна освітленість верстата в цеху заводу має бути  $E = 100 \text{ лк}$ . Чи можна створити таку освітленість за допомогою лампи із силою світла  $I = 75 \text{ кд}$ , розміщеної на відстані  $l = 2 \text{ м}$  від верстата, якщо кут падіння променів дорівнює  $\alpha = 45^\circ$ ?

(Відповідь: ні.)

## **ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 5** **Контрольне заняття**

## КВАНТОВА ФІЗИКА

**Студент повинен уміти розв'язувати задачі типу:**

**1.** З якою швидкістю має рухатися електрон, щоб його кінетична енергія дорівнювала енергії фотона з довжиною хвилі  $\lambda = 520\text{нм}$ ?

(Відповідь:  $v = \sqrt{\frac{2hc}{\lambda m}}$ ,  $v \approx 9,17 \cdot 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ .)

**2.** Потужність випромінювання лазера  $P = 100\text{Вт}$ , довжина хвилі випромінювання  $\lambda = 1,2 \cdot 10^{-6}\text{м}$ . Визначити кількість фотонів, які випускає лазер за одиницю часу.

(Відповідь:  $N = \frac{P}{h\nu} = \frac{P\lambda}{hc}$ ,  $N = 6 \cdot 10^{20}\text{с}^{-1}$ .)

**3.** Лазер випромінює світло з довжиною хвилі  $\lambda = 495\text{нм}$ , споживаючи потужність  $P = 40\text{Вт}$ . Скільки фотонів щосекунди випромінює лазер, якщо в енергію світла переходить  $\eta = 10\%$  споживаної енергії?

(Відповідь:  $N = \eta \frac{P\lambda}{hc}$ ,  $N = 10^{19}\text{с}^{-1}$ .)

**4.** На кожен  $1\text{см}^2$  поверхні щосекунди падає  $n = 2,8 \cdot 10^{17}$  фотонів з довжиною хвилі  $\lambda = 400\text{нм}$ . Який тиск чинить це випромінювання, якщо коефіцієнт відбивання світла  $k = 0,5$ ?

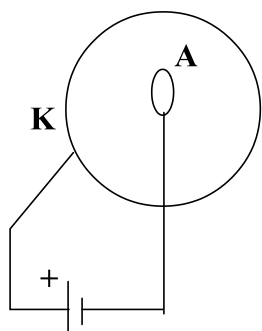
(Відповідь:  $p = \frac{E \cdot n}{c} (1 + k)$ ,  $p = 7 \cdot 10^{-6}\text{Па}$ .)

**5.** Червона межа фотоелектру для деякого металу  $\lambda_{\text{max}} = 275\text{нм}$ . Чому дорівнює мінімальне значення енергії фотона, який викликає фотоелектр?

(Відповідь:  $E_{\text{min}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{max}}}$ ,  $E_{\text{min}} = 7,2 \cdot 10^{-19}\text{Дж}$ .)

**6.** Визначити швидкість фотоелектронів, що вилітають з цинку, під час освітлення його ультрафіолетовими променями з довжиною хвилі  $\lambda = 300\text{нм}$ . Робота виходу електронів з цинку  $A = 4\text{еВ}$ .

(Відповідь:  $v = \sqrt{\frac{2\left(\frac{hc}{\lambda} - A\right)}{m}}$ ,  $v \approx 2,2 \cdot 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ .)



**7.** Катод фотоелемента освітлюється монохроматичним світлом з довжиною хвилі  $\lambda_1$ . При негативному потенціалі на опорі  $U_1 = -1,6\text{В}$  струм у колі припиняється. При зміні довжини хвилі світла в  $\beta = 1,5$  раза для припинення струму потрібно було подати на анод негативний потенціал  $U_2 = -1,8\text{В}$ . Визначити роботу виходу матеріалу катода.

(Відповідь:  $1,92 \cdot 10^{-19}\text{Дж}$ .)



8. Фотоелемент опромінюється монохроматичним жовтим світлом з довжиною хвилі  $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$  м. За певний час фотоелемент поглинув енергію  $E = 10^{-5}$  Дж. Визначити кількість поглинутих фотонів.

(Відповідь:  $N = \frac{E\lambda}{hc}$ ,  $N \approx 3 \cdot 10^{13}$ .)

9. Яка енергія атома Гідрогену у збудженому стані, у який він переходить з основного стану під час поглинання фотону з енергією, що дорівнює  $8/9$  енергії іонізації атома Гідрогену?

(Відповідь:  $E_{36} = \frac{1}{9} E_1$ ,  $E_{36} \approx -1,5 \text{ eV}$ .)

10. Обчислити частоту обертання електрона атома гідрогену на першій борівській орбіті.

(Відповідь:  $\nu_1 = 6,6 \cdot 10^{15}$  Гц.)

11. Протон, який летить горизонтально зі швидкістю  $v_0 = 4,6 \cdot 10^4 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ , стикається з нерухомим вільним атомом Гелію. Після удару протон відлітає назад зі швидкістю  $\frac{1}{2} v_0$ , а атом переходить у збуджений стан. Визначити довжину хвилі світла, яке випромінює атом Гелію, повертаючись у початковий стан.

(Відповідь:  $\lambda = \frac{8hc}{3mv_0^2 \left(1 - \frac{3m}{M}\right)}$ ,  $\lambda \approx 0,6 \cdot 10^{-6}$  м.)

12. Вік виробів з деревини можна визначити, спостерігаючи за зміною кількості ядер ізоотопу  $^{14}_6\text{C}$ . Визначити вік стародавніх дерев'яних предметів, якщо відомо, що кількість ядер ізоотопу  $^{14}_6\text{C}$  у них становить  $3/5$  вмісту цього ізоотопу в щойно зрубаних деревах. Період піврозпаду ядер  $^{14}_6\text{C}$  5570 років.

(Відповідь:  $t = -T \frac{\lg 0,6}{\lg 2}$ ,  $t \approx 4,1 \cdot 10^3$  років.)

13. Азот опромінювали впродовж  $\tau = 1$  год пучком  $\alpha$ -частинок ( $^4_2\text{He}$ ), прискорених у циклотроні. Визначити, яка кількість атомів ізоотопу  $^{17}_8\text{O}$  утворилася, якщо сила струму в пучку  $I = 2 \cdot 10^{-4}$  А і ядерну реакцію  $^{14}_7\text{N} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{17}_8\text{O} + ^1_1\text{H}$  викликає одна  $\alpha$ -частинка з кожних  $n = 10^5$  частинок в пучку.

(Відповідь:  $N = \frac{I\tau}{2en}$ ,  $N \approx 0,23 \cdot 10^{14}$ .)

14. Для боротьби з електростатичними зарядами у виробничих умовах застосували  $\beta$ -випромінювальний іонізатор, який створює в повітрі іонний струм силою  $I = 10^{-6}$  А. Визначити час нейтралізації заряду на об'єкті,

електроємність якого  $C = 18 \text{ пФ}$ , а різниця потенціалів  $U = 10 \text{ кВ}$ .

(Відповідь:  $\tau \approx 0,2 \text{ с}$ .)

**15.** Визначити енергію, яка виділяється в результаті поділу одного ядра Урану  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , якщо під час поділу всіх ядер, що містяться в Урані масою  $m = 1 \text{ г}$  виділяється енергія  $E = 8,2 \cdot 10^{10} \text{ Дж}$ .

(Відповідь:  $E_0 = E \frac{M}{mN_A}$ ,  $E_0 \approx 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}$ .)

**16.** Елементом атомної батареї (джерела струму) є плоский конденсатор, на одну з обкладок якого рівномірно нанесений радіоактивний препарат, що випускає  $\alpha$ -частинки зі швидкістю  $v = 1,2 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ . Визначити ЕРС такого елемента, якщо відношення заряду  $\alpha$ -частинки до її маси  $\gamma = 4,8 \cdot 10^7 \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$ .

(Відповідь:  $\xi = \frac{v^2}{2\gamma}$ ,  $\xi \approx 15 \text{ кВ}$ .)

**17.** Під час розпаду  $\pi$ -мезона, який рухався зі швидкістю  $v = 2 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ , утворилися фотони, що летять у протилежних напрямках. Визначити відношення енергій цих фотонів.

(Відповідь:  $\frac{E_1}{E_2} = \frac{c+v}{c-v}$ ,  $\frac{E_1}{E_2} = 5$ .)

## ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 6

### Розв'язування задач з теми "Квантові властивості світла"

#### *Підготовка до заняття*

1. Пригадати: визначення фотоефекту і його закони, характеристики фотона, рівняння Ейнштейна для фотоефекту.

2. Ознайомитися з методами розв'язування окремих типів задач.

**Задача.** Визначити енергію кванта світла з довжиною хвилі  $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$  м, масу фотона і частоту коливань напруженості електричного поля світлової хвилі.

Є ціла група задач, у яких потрібно скористатися формулами: енергія кванта світла (фотона)  $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ , маса фотона  $m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}$ , імпульс фотону  $p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ , зв'язок між енергією й імпульсом фотона  $E = pc$ .

$$\text{У цій задачі: } E = \frac{hc}{\lambda}, \quad E = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{М}}{\text{с}}}{6 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 3,3 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad \nu = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{М}}{\text{с}}}{6 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 0,5 \cdot 10^{15} \text{ Гц}, \quad m = \frac{h}{c\lambda}, \quad m = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{3 \cdot 10^8 \cdot 6 \cdot 10^{-7}} = 0,3 \cdot 10^{-33} \text{ кг.}$$

**Задача.** Визначити довжину хвилі світла, кванти якого мають таку енергію, як і електрон, що пролетів в електричному полі з різницею потенціалів  $U = 4,1$ В.

Є група задач, у яких порівнюється енергія фотона з енергією електрона, набутої ним під дією електричного поля  $E = eU$ , кінетичною енергією  $\frac{mv^2}{2}$ , енергією спокою електрона  $E = m_0c^2$ .

$$\text{У даній задачі: } E = \frac{hc}{\lambda}, \quad E = eU.$$

$$\frac{hc}{\lambda} = eU, \text{ звідси } \lambda = \frac{hc}{eU}, \quad \lambda = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4,1} = 3,03 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

**Задача.** Скільки фотонів видимого світла випромінює за 1с 75-ватна лампа розжарювання, якщо вважати, що у видиме світло переходить  $\eta = \frac{1}{25}$  частина енергії, що споживається лампою? Довжина хвилі видимого світла  $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-7}$  м.

Кількість фотонів дорівнює  $N = \frac{E}{E_1}$ , де  $E$  – енергія випромінювання,  $E_1$  – енергія одного фотона. Потужність  $P = Et$ .

У цій задачі йдеться про корисну потужність (потужність

випромінювання)  $\eta_P$ .

$$N = \frac{\eta_P t}{E_1} = \frac{\eta_P t \lambda}{hc}, \quad t = 1$$

$$N = \frac{75 \text{ Вт} \cdot 1 \text{ с} \cdot 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{25 \cdot 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot 3 \cdot 10^8 \frac{\text{М}}{\text{с}}} = 8 \cdot 10^{18}.$$

З цієї формули можна знайти  $P$ ,  $\lambda$ ,  $N$ , якщо задані всі інші величини.

**Задача.** Який тиск чинить світло на  $S = 1 \text{ м}^2$  чорної поверхні, якщо щосекунди ця поверхня отримує  $E = 500 \text{ Дж}$  енергії?

Тиск  $p = \frac{F}{S}$ , сила тиску за другим законом Ньютона  $Ft = \Delta(mc)$ , де

$\Delta(mc)$  – зміна імпульсу фотонів  $\Delta(mc) = \Delta \frac{E}{c}$ , отже  $p = \frac{E}{c \cdot S \cdot t}$ .

$$p = \frac{500 \text{ Дж}}{3 \cdot 10^8 \cdot 1 \text{ м}^2 \cdot 1 \text{ с}} = 1,7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}.$$

У цій задачі імпульс фотона після "удару" об поверхню дорівнює нулю (фотон поглинається чорною поверхнею).

**Задача.** Поріг фотоелектру для барію становить  $\lambda_1 = 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ . З якою швидкістю вилітають фотоелектрони, якщо опромінювати барій світлом, довжина хвилі якого  $\lambda_2 = 4,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ ?

Вихідною формулою для всіх задач є рівняння Ейнштейна для фотоелектру:  $h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{mv^2}{2}$  або  $h \frac{c}{\lambda} = A_{\text{вих}} + \frac{mv^2}{2}$ .

Поріг фотоелектру (червона межа фотоелектру) – це або мінімальна частота, або максимальна довжина світлової хвилі, за яких ще спостерігається фотоелект (  $\frac{mv^2}{2} = 0$  ).

$$h \frac{c}{\lambda_1} = A_{\text{вих}}, \quad h \frac{c}{\lambda_2} = A_{\text{вих}} + \frac{mv^2}{2}.$$

$$\text{Отже, } h \frac{c}{\lambda_2} = h \frac{c}{\lambda_1} + \frac{mv^2}{2}, \quad v = \sqrt{\frac{2hc}{m} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}$$

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot 6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{9 \cdot 10^{-31}} \left( \frac{1}{4,4 \cdot 10^{-7}} - \frac{1}{5,5 \cdot 10^{-7}} \right)} \approx 4,45 \cdot 10^5 \frac{\text{М}}{\text{с}}.$$

**Задача.** Оцінити сталу Планка, якщо фотоелектрони, які вириваються з поверхні металу світлом з частотою  $\nu_1 = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ , затримуються напругою  $U_1 = 3,1 \text{ В}$ , а вирвані світлом з довжиною хвилі  $\lambda_2 = 125 \text{ нм}$  – напругою  $U_2 = 8,1 \text{ В}$ .

Електрони затримуються (зупиняються  $\frac{mv^2}{2} = 0$ ) за умови, що робота

електричного поля  $eU$  дорівнює кінетичній енергії електрона

$$\begin{cases} h\nu_1 = A + eU_1 \\ h \frac{c}{\lambda_2} = A + eU_2 \end{cases}, \quad h = \frac{e(U_2 - U_1)}{\frac{c}{\lambda_2} - \nu_1}, \quad h = 7 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

**Задача.** Одна з пластин плоского конденсатора (відстань між пластинами d) освітлюється рентгенівськими променями, які виривають з неї фотоелектрони. Швидкості електронів однакові за модулем і дорівнюють  $v = 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ . Електрони збираються на другій пластині. З кожного квадратного сантиметра ( $S_1$ ) пластини, що опромінюється за 1с вириваються  $n = 10^{13}$  електронів. Через який час  $t$  припиниться фотострум?

Фотострум припиняється за умови  $\frac{mv^2}{2} = eU$ .  $U = E \cdot d$ , де  $E$  – напруженість електричного поля, створеного зарядженою пластинною.

$$E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S}, \quad q = \frac{e \cdot n \cdot S \cdot t}{S_1}.$$

$$\text{Отже, } e \cdot \frac{e \cdot n \cdot S \cdot t}{\epsilon\epsilon_0 S_1} d = \frac{mv^2}{2}, \quad t = \frac{\epsilon_0 m_e v^2 S_1}{2e^2 n d}, \quad t = 0,16 \cdot 10^{-6} \text{ с}.$$

**Задача.** Фотон з довжиною хвилі  $\lambda = 1 \cdot 10^{-12} \text{ м}$  розсіявся на вільному електроні під кутом  $\Theta = 90^\circ$ . Яку енергію  $\Delta E$  фотон передав електрону?

У задачі розглядається ефект Комптона:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \Theta)$$

$$E_1 = h \frac{c}{\lambda}, \quad \lambda' = \lambda + \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \Theta),$$

$$E_2 = h \frac{1}{\lambda + \frac{h}{m_0 c}} \quad (\cos 90^\circ = 1)$$

$$\Delta E = hc \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda + \frac{h}{m_0 c}} \right), \quad \Delta E = 0,88 \text{ МеВ}.$$

### 3. Самостійно розв'язати задачі

1. Обчислити довжину хвилі фотона, енергія якого дорівнює енергії спокою електрона.

$$\text{(Відповідь: } \lambda = \frac{h}{m_0 c}, \quad \lambda = 0,00242 \text{ км.)}$$

2. У досліді Столетова негативно заряджена цинкова пластинка поромінювалася світлом від вольтової дуги. До якого максимального потенціалу

заряджається цинкова пластина, якщо вона опромінюється монохроматичним світлом довжиною хвилі  $\lambda = 324\text{нм}$ . Робота виходу електронів дорівнює  $3,74\text{еВ}$ .

$$\text{(Відповідь: } e\phi = \frac{hc}{\lambda \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} - A, \quad 1,71\text{В.)}$$

3. Для дослідження фотоефекту і вимірювання сталої Планка П.І. Лукірський застосовував фотоелемент, у якого анодом-колектором слугували посріблені стінки скляного сферичного балона, у центрі якого містився фотокатод у вигляді кульки з матеріалу, що досліджується. Знайти сталу Планка, якщо фотоелектрони, які вириваються з поверхні деякого металу світлом з частотою  $1,2 \cdot 10^{15}\text{Гц}$ , затримуються потенціалом  $3,1\text{В}$ , а вирвані світлом довжиною хвилі  $125\text{нм}$  – потенціалом  $8,1\text{В}$ .

$$\text{(Відповідь: } 6,6 \cdot 10^{-34}\text{ Дж} \cdot \text{с.)}$$

4. Фотон з енергією  $E_\phi = 0,75\text{МеВ}$  розсіявся на вільному електроні під кутом  $\Theta = 60^\circ$ . Вважаючи, що кінетична енергія й імпульс електрона до зіткнення з фотоном були мізерно малі, визначити довжину хвилі  $\lambda'$  розсіяного фотона і його енергію  $E'_{\text{сеп}}$ .

$$\text{(Відповідь: } \lambda' = h \left[ \frac{c}{E_\phi} + \frac{1}{m_0 c} (1 - \cos \Theta) \right], \quad \lambda' \approx 2,9 \cdot 10^{-12}\text{ м.)}$$

#### *План заняття*

I. Перевірка знання студентами: явища фотоефекту і явища Комптона.

II. Колективний аналіз логіки розв'язування однієї з домашніх задач.

III. Розв'язування задач:

1. Рентгенівська трубка, що працює під напругою  $U = 66\text{кВ}$  при силі струму  $I = 15\text{мА}$ , випромінює щосекунди  $N = 10^{16}$  фотонів. Вважаючи довжину хвилі випромінювання рівною  $\lambda = 10^{-10}\text{м}$ , визначити ККД установки.

$$\text{(Відповідь: } \eta = \frac{Nhc}{\lambda IU}, \quad \eta \approx 0,02 = 2\%.)$$

2. Тиск сонячного світла на поверхню Землі  $p = 4,5 \cdot 10^{-6}\text{Па}$ . Визначити енергію випромінювання, яка падає щосекунди на  $1\text{м}^2$  поверхні Землі, розміщеної перпендикулярно до променів.

$$\text{(Відповідь: } E = pc = 1350\text{Дж.)}$$

3. Червона межа фотоефекту для деякого металу  $\lambda_{\text{max}} = 275\text{нм}$ . Чому дорівнює мінімальне значення енергії фотона, що викликає фотоефект?

$$\text{(Відповідь: } E_{\text{min}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{max}}}, \quad E_{\text{min}} = 7,2 \cdot 10^{-19}\text{ Дж} \approx 4,5\text{еВ.)}$$

4. Катод вакуумного фотоелемента освітлюється променем лазера, який працює на довжині хвилі  $\lambda = 630\text{нм}$  і розвиває потужність  $P = 4 \cdot 10^{-3}\text{Вт}$ . Визначити силу струму фотоелемента.

$$\text{(Відповідь: } I = \frac{e\lambda P}{hc}, \quad I = 2\text{мА.)}$$

## ПРАКТИЧНЕ (СЕМІНАРСЬКЕ) ЗАНЯТТЯ 7 Логіка вивчення явища фотоефекту

**Мета семінару:** Студенту надається можливість з'ясувати для себе наявність у нього вмінь:

- 1) виявляти структуру навчального змісту (виділяти навчальний і дидактичний матеріали);
- 2) визначати максимальні конкретні цілі, яких можна досягти у процесі вивчення даного навчального змісту;
- 3) раціонально використовувати структуру циклу навчального процесу для вивчення певного компонента змісту шкільного курсу фізики;
- 4) установлювати зв'язок між діяльністю щодо вивчення теоретичного матеріалу і його застосуванням до конкретних практичних ситуацій.

### *Підготовка до семінару*

Навчальна група поділяється на робочі групи (залежно від кількості студентів у групі).

**Завдання:** Визначити структуру спільної діяльності вчителя й учнів з вивчення явища фотоефекту. Подати її у вигляді плану-конспекту циклу навчального процесу, урахувавши мету заняття.

### *План заняття*

#### **Обговорення питань:**

1. Яка структура навчального змісту?
2. Яких конкретних цілей можна досягти під час вивчення відповідного змісту, який спрямовано на розвиток пізнавальних можливостей учнів?
3. Як висунути навчальну проблему?
4. Яка сутність прогнозування наступної діяльності у даному циклі навчального процесу?
5. Які пізнавальні задачі розв'язуються у процесі вивчення даного навчального змісту і які способи їх розв'язування?
6. Який підсумок вивчення теоретичного матеріалу і форма його оформлення?
7. Яку задачу доцільно розв'язати на етапі "Розв'язування навчальної проблеми"?
8. Яка послідовність розв'язування практичних задач з даної теми.

## ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 8

### Розв'язування задач з теми "Будова атома. Радіоактивність"

#### *Підготовка до заняття*

1. Пригадати: ядерну модель атома, постулати Бора, радіоактивність

2. Ознайомитися з методами розв'язування окремих типів задач

**Задача.** Резерфорд спостерігав, що під час лобового зіткнення з ядрами  $\alpha$ -частинок, які мають енергію 5МеВ, останні відлітають назад з енергією 3,9МеВ. Визначити відношення мас ядра Купруму і  $\alpha$ -частинки.

Застосуємо до взаємодії  $\alpha$ -частинок з ядром атома закони збереження енергії й імпульсу:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mu_1^2}{2} + \frac{Mu_2^2}{2} \quad (1) \quad mv = Mu_2 - mu_1 \quad (2), \text{ де } m - \text{ маса } \alpha\text{-частинки,}$$

$M$  – маса ядра Купруму,  $v$  і  $u_1$  – швидкості  $\alpha$ -частинки до і після зіткнення,  $u_2$  – швидкість ядра Купруму після зіткнення.

$$\text{З 1-го рівняння отримаємо: } u_2^2 = \frac{m}{M}(v^2 - u_1^2).$$

$$\text{З 2-го рівняння – } u_2 = \frac{m}{M}(v + u_1).$$

$$\text{Отже, } \left(\frac{m}{M}\right)^2 (v + u_1)^2 = \frac{m}{M}(v - u_1)(v + u_1), \quad \frac{m}{M} = \frac{v + u_1}{v - u_1} = \frac{1 + \frac{u_1}{v}}{1 - \frac{u_1}{v}}.$$

Енергії  $\alpha$ -частинки до і після зіткнення:

$$E = \frac{mv^2}{2} \quad \text{і} \quad E_1 = \frac{mu_1^2}{2}, \quad \frac{u_1}{v} = \sqrt{\frac{E_1}{E}}.$$

$$\text{Таким чином, } \frac{M}{m} = \frac{1 + \sqrt{\frac{E_1}{E}}}{1 - \sqrt{\frac{E_1}{E}}}, \quad \frac{M}{m} \approx 1,6.$$

**Задача.** Під час переходу електрона в атомі Гідрогену з третього стаціонарного стану у другій випромінюються фотони, довжина хвилі яких  $\lambda = 652\text{нм}$  (червона лінія спектру Гідрогену). Яку енергію втрачає при цьому атом Гідрогену?

Під час переходу електрона з вищого енергетичного рівня  $E_m$  на нижчий  $E_n$  атом випромінює один фотон, енергія якого:

$$-h\nu = E_n - E_m, \quad m > n, \quad \nu = \frac{c}{\lambda}.$$

$$\text{Отже, } \Delta E = h \frac{c}{\lambda}, \quad \Delta E = 6,6 \cdot 10^{-34} \frac{3 \cdot 10^8}{652 \cdot 10^{-9}} = 3 \cdot 10^{-19} \text{ (Дж)}.$$

**Задача.** Атом Гідрогену в основному стані поглинув квант світла з



довжиною хвилі  $\lambda = 1,215 \cdot 10^{-7}$  м. Визначити радіус електронної орбіти збудженого атома Гідрогену.

За теорією Бора, електрон в атомі може перебувати на одній із стаціонарних орбіт, радіус  $r_n$  якої можна визначити зі співвідношення  $m_e v_n r_n = \frac{nh}{2\pi}$ , де  $n$  – головне квантове число.

Енергію стаціонарних станів атома Гідрогену можна обчислити за формулою:  $E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \cdot \frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2}$ , де  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ .

Енергія першого (основного) рівня в атомі Гідрогену  $E_1 = -13,6$  еВ, а другого, третього, четвертого рівнів відповідно:  $E_2 = \frac{1}{4} E_1 = -3,39$  еВ,

$E_3 = \frac{1}{9} E_1 = -1,51$  еВ,  $E_4 = \frac{1}{16} E_1 = -0,85$  еВ і т.д.

У цій задачі потрібно знати  $n$ .

Енергія, яку поглинув атом, дорівнює:

$$\Delta E = h \frac{c}{\lambda}, \quad \Delta E = 4,136 \cdot 10^{-15} \frac{3 \cdot 10^8}{1,215 \cdot 10^{-7}} = 10,21 \text{ (eV)}.$$

Енергія атома  $E_n = E_1 + E$ ,  $E_n = -13,6 + 10,21 = -3,39$  (eV).

Отже,  $n = 2$ .

$$m_e v r = \frac{h}{\pi}.$$

Для визначення  $v$  використаємо те, що сила кулонівського притягання  $F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ , яка діє між ядром і електроном, є доцентровою силою, яка утримує електрон під час його обертання навколо ядра на коловій орбіті.

Тому можна записати:  $\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ , звідси  $m_e v r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 v}$  і водночас

$$m_e v r = \frac{h}{\pi}.$$

Таким чином,  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 v} = \frac{h}{\pi}$ ,  $v = \frac{e^2}{4\epsilon_0 h}$ , а  $r = \frac{h}{\pi m_e v}$ ,  $r = 2,12 \cdot 10^{-10}$  м.

**Задача.** Протон, який летить горизонтально зі швидкістю  $v_0 = 4,6 \cdot 10^4 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ , стикається з нерухомим вільним атомом Гелію. Після удару протон відлітає назад зі швидкістю  $\frac{1}{2} v_0$ , а атом переходить у збуджений стан. Визначити довжину хвилі світла, яке випромінює атом Гелію, повертаючись у початковий стан.

Використовуючи закон збереження імпульсу, визначимо швидкість, яку

набуває атом Гелію:  $m v_0 = -m \frac{v_0}{2} + M v_a$ , де  $m$  – маса протона,  $M$  – маса атома Гелію,  $v_a$  – швидкість атома.

$$\text{Звідси } v_a = \frac{3}{2} \frac{m}{M} v_0.$$

Запишемо закон збереження енергії у формі:

$$\frac{m v_0^2}{2} = \frac{m v_1^2}{2} + \frac{M v_a^2}{2} = h \frac{c}{\lambda}$$

$$\frac{m}{2} (v_0^2 - \frac{1}{4} v_0^2) - \frac{9}{8} \frac{m^2}{M} v_0^2 = h \frac{c}{\lambda}$$

$$\lambda = \frac{8ch}{3m v_0^2 \left(1 - \frac{3m}{M}\right)}, \quad \lambda = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

**Задача.** Радіус орбіти електрона в моделі атома Бору  $r = 5,3 \text{ нм}$ . Яку роботу потрібно виконати, щоб іонізувати цей атом?

Енергія іонізації атома – енергія, яку потрібно надати атому, щоб видалити електрон з атома.

Ця енергія чисельно дорівнює роботі:

$$A = \Delta E = \frac{m v^2}{2}, \quad m_e v r = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 v} \quad (\text{дивись попередню задачу}).$$

$$v = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e r}}, \quad E = \frac{e^2}{8\pi \epsilon_0 r}, \quad E = 2,18 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = 13,6 \text{ еВ.}$$

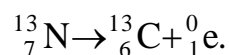
**Задача.** Радіоактивний ізотоп Нітрогену  ${}^{13}_7\text{N}$  внаслідок розпаду перетворюється на ізотоп Карбону  ${}^{13}_6\text{C}$ . Які елементарні частинки з'являються при цьому?

$$\text{За умовою задачі } {}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + ?$$

Визначимо зарядове число частинки  $7 - 6 = +1$ .

Визначимо масове число частинки  $13 - 13 = 0$ .

Отже, електричний заряд частинки  $+1$ , а маса дорівнює нулю. Це позитрон:  ${}^0_{+1}e$ .



**Задача.** Який ізотоп утворюється з Торію  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  після чотирьох  $\alpha$ -розпадів і двох  $\beta$ -розпадів?

Під час  $\alpha$ -розпаду в результаті вилітання  $\alpha$ -частинки ядро даного хімічного елемента перетворюється на ядро нового хімічного елемента з меншим на дві одиниці зарядом і меншим на чотири одиниці масовим числом. Таким чином, утворюється новий елемент, який міститься в періодичній системі на дві клітинки раніше даного радіоактивного елемента. Отже, після чотирьох  $\alpha$ -розпадів, новий хімічний елемент повинен мати зарядове число  $Z =$

$90 - 8 = 82$  і масове число  $A = 232 - 16 = 216$  ( ${}^{216}_{82}\text{X}$ ).

У випадку  $\beta$ -розпаду ядро радіоактивного елемента самочинно випускає електрон  ${}_{-1}e$  і перетворюється при цьому в нове атомне ядро з більшим на одиницю атомним номером, але з тим самим масовим числом. Таким чином, у даній задачі з елемента  ${}^{216}_{82}\text{X}$  утворюється елемент із зарядовим числом  $Z = 82 + 2 = 84$  і масовим числом  $A = 216$ . Отримали ізоотоп Полонію  ${}^{216}_{84}\text{Po}$ .

**Задача.** Ізоотоп Стронцію ( ${}^{90}_{38}\text{Sr}$ ) випускає  $\beta$ -частинки і має період піврозпаду  $T = 28$  років. За який час розпадеться 90% початкової кількості Стронцію?

Кількість атомів  $N$ , що не розпалися, у будь-який момент часу знаходять за формулою  $N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}}$ , якщо відомий період піврозпаду.

$$N = N_0(1 - 0,9), \quad N_0(1 - 0,9) = N_0 2^{-\frac{t}{T}}$$

$$\lg(1 - 0,9) = -\frac{t}{T} \lg 2$$

$$t = -\frac{T \lg(1 - 0,9)}{\lg 2}.$$

**Задача.** Радіоактивний Натрій  ${}^{24}_{11}\text{Na}$  розпадається з періодом піврозпаду 14,8 год. Знайти кількість атомів, які розпалися в 1 мг даного радіоактивного препарату за 10 год.

Кількість атомів, що розпалися за час  $t$ :  $\Delta N = N_0 - N$ , де  $N_0$  – число атомів, що не розпалися в початковий момент часу в 1 мг  ${}^{24}_{11}\text{Na}$ ,  $N$  – число атомів, що не розпалися через час  $t$ .

$$\Delta N = N_0 - N = N_0(1 - 2^{-\frac{t}{T}})$$

$$N_0 = \frac{m}{M} N_A, \text{ де } N_A \text{ – число Авогадро, } M \text{ – молярна маса натрію.}$$

$$N = \frac{m}{M} N_A (1 - 2^{-\frac{t}{T}}), \quad \Delta N = 9,3 \cdot 10^{18}.$$

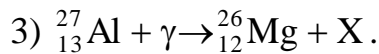
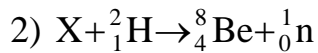
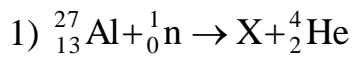
**Задача.** Активність радіоактивного елемента зменшилася в 4 рази за 8 діб. Знайти період піврозпаду.

$$N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}} \quad N_0 = 4N$$

$$N = 4N \cdot 2^{-\frac{t}{T}}$$

$$2^{-2} = 2^{-\frac{t}{T}}, \quad T = \frac{t}{2} = 4 \text{ доби.}$$

**Задача.** Визначити порядковий номер і масове число частинок, позначених літерою  $X$  у символічних записях ядерних реакцій:



$$1) Z = (13 + 0) - 2 = 11, A = (27 + 1) - 4 = 24$$

${}_{11}^{24}\text{X}$  – ізоотоп Натрію  ${}_{11}^{24}\text{Na}$ .

$$2) Z = 4 - 1 = 3, A = (8 + 1) - 2 = 7$$

${}_{3}^7\text{X}$  – ізоотоп Літію  ${}_{3}^7\text{Li}$ .

$$3) Z = (13 + 0) - 12 = 1, A = (27 + 0) - 26 = 1$$

${}_{1}^1\text{X}$  – протон  ${}_{1}^1\text{p}$ .

**Задача.** Період піврозпаду Йоду 8 діб. Чому дорівнює середній час життя?

Час життя радіоактивного ядра дорівнює  $t = \frac{1}{\lambda}$ , де  $\lambda$  – стала розпаду

даного радіоактивного елемента. Стала розпаду є відношенням кількості ядер, що розпадаються за 1с, до кількості ядер атомів радіоактивної речовини N, яка міститься у наступний момент часу.

$$t = \frac{1}{\lambda}, \lambda = \frac{\ln 2}{T}, t = 11 \text{ діб.}$$

### 3. Самостійно розв'язати задачі

1. Протон, який летить зі швидкістю  $v_0 = 7,5 \cdot 10^4 \frac{\text{M}}{\text{c}}$ , зіткнувся з нерухомим не збудженим атомом Гідрогену. Після зіткнення протон летить у тому самому напрямі, але зі швидкістю  $v_1 = 1,5 \cdot 10^4 \frac{\text{M}}{\text{c}}$ . Яка довжина світла фотону, що може випустити атом, повертаючись у незбуджений стан?

$$\text{(Відповідь: } \lambda = \frac{hc}{mv_1(v_0 - v_1)}, \lambda \approx 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ м.)}$$

2. Визначити номер електронної орбіти збудженого атома Гідрогену. Енергія атома  $E = -1,51 \text{ eV}$ .

3. У який елемент перетворюється Уран  ${}_{92}^{238}\text{U}$  після трьох  $\alpha$ -розпадів і двох  $\beta$ -розпадів?

(Відповідь: 3.)

4. Визначити період піврозпаду Радону, якщо за  $t = 1$  доба з  $N_0 = 10^6$  атомів розпадається  $\Delta N = 175000$  атомів.

(Відповідь:  $3,3 \cdot 10^5 \text{ с.}$ )

### *План заняття*

I. Перевірка знання студентами: досліду Резерфорда, квантових постулатів Бора, правила зміщення, закон радіоактивного розпаду.

II. Колективний аналіз логіки розв'язування однієї з домашніх задач.

III. Розв'язування задач:

1. Обчислити частоти обертання електронів в атомі Гідрогену на другій борівській орбіті.

(Відповідь:  $6,6 \cdot 10^{15}$  Гц.)

2. Під час лобового зіткнення атома Гідрогену, який рухався зі швидкістю  $v_0 = 7 \cdot 10^4 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ , з атомом Гідрогену, що перебував у спокої, випромінюється світловий квант з довжиною хвилі  $\lambda = 122 \text{ нм}$ . Нехтуючи імпульсом фотона, визначити швидкість атомів після їх зіткнення. Атоми рухаються вздовж однієї прямої.

(Відповідь:  $v_{1,2} = \frac{1}{2} v_0 \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4hc}{mv_0^2 \lambda}} \right]$ ,  $v_1 \approx 5 \cdot 10^4 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ ,  $v_2 \approx 2 \cdot 10^4 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ .)

3. Радіоактивний ізотоп Йод-131 має період піврозпаду  $T = 8$  діб. Через який час розпадеться  $\eta = 0,75$  початкової кількості атомів?

(Відповідь:  $t = 16$  діб.)

## ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 9

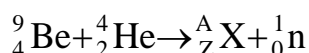
### Розв'язування задач з теми "Ядерні реакції. Елементарні частинки"

#### *Підготовка до заняття*

1. Пригадати поняття: ядерна реакція, закономірності ядерних реакцій, дефект маси, енергія зв'язку атомних ядер, поділ ядер Урану, термоядерна реакція, елементарні частинки.

2. Ознайомитися з методами розв'язування окремих типів задач.

**Задача.** Під час опромінювання Берилію  ${}^9_4\text{Be}$   $\alpha$ -частинками можливе захоплення  $\alpha$ -частинки ядром атома Берилію. При цьому випускається нейтрон  ${}^1_0\text{n}$ . Яке перетворення відбувається з ядром Берилію?



Під час ядерних реакцій обов'язково виконуються:

1. Закон збереження електричного заряду: сумарний електричний заряд ядер і частинок до реакції дорівнює сумарному електричному заряду всіх продуктів ядерної реакції. У даній реакції  $Z = (4 + 2) - 0 = 6$ .

2. Закон збереження кількості нуклонів (у реакціях без античастинок): під час ядерних реакцій нуклони не знищуються і не виникають з нічого, відбувається лише їх перерозподіл. Сумарна кількість усіх нуклонів під час ядерної реакції не змінюється. У даній реакції  $A = (9 + 4) - 1 = 12$ .

Отже,  ${}^{12}_6\text{X}$  – це ізоотоп Карбону  ${}^{12}_6\text{C}$ .

Таким чином, ядерна реакція записується так:  ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$ .

**Задача.** Обчислити дефект маси і енергію зв'язку ядра Бору  ${}^{11}_5\text{B}$ .

Маса атомного ядра менша за суму мас нуклонів, з яких складається ядро, на значення  $\Delta m$ , яке називається дефектом маси.

$$\Delta m = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - m_{\text{я}}$$

У даного ядра атома  $Z = 5$  (число протонів),  $N = A - Z = 11 - 5 = 6$  (число нейтронів).

Маса протона  $m_p = 1,0073 \text{ а.о.м.}$

Маса нейтрона  $m_n = 1,0087 \text{ а.о.м.}$

Маса ядра атома дорівнює (якщо відома атомна маса даного елемента)  $m_{\text{я}} = m_{\text{а}} - Zm_e$ , де  $m_e = 5,486 \cdot 10^{-4} \text{ а.о.м.}$  – маса електрона.

Маса атома  ${}^{11}_5\text{B}$   $m_{\text{а}} = 11,0093 \text{ а.о.м.}$

$$\Delta m = 5 \cdot 1,0073 + 6 \cdot 1,0087 + 5 \cdot 0,0005 - 11,0093 = 0,0819 \text{ (а.о.м.)}$$

Враховуючи, що маса  $Zm_p + Zm_e = Zm_{\text{H}}$ , дефект маси, якщо відома маса атома, простіше визначити за формулою:  $\Delta m = Zm_{\text{H}} + Nm_n - m_{\text{а}}$ .

Маса атома гідрогену  ${}^1_1\text{H}$  дорівнює  $1,00783 \text{ а.о.м.}$

Енергія зв'язку атомних ядер  $E = \Delta m \cdot c^2$ . У цій формулі  $E$  вимірюється в

MeV, якщо  $\Delta m$  вимірюється в а.о.м., а величина  $c^2 = 931,5 \frac{\text{MeV}}{\text{а.о.м.}}$ .  $E$  вимірюється

в джоулях, якщо  $\Delta m$  вимірюється в кілограмах (кг), а  $c^2 = 8,9874 \cdot 10^{16} \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ .

$$1\text{MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{Дж.}$$

$$\text{У даній задачі } E = 0,0819 \text{а.о.м.} \cdot 931,5 \frac{\text{MeV}}{\text{а.о.м.}} \approx 76,2 \text{MeV.}$$

**Задача.** Яка мінімальна енергія потрібна для розщеплення ядра ізоотопу Літію  ${}^7_3\text{Li}$  на протони і нейтрони?

Енергія зв'язку – енергія, яка необхідна для роз'єднання частинок ядра.

$$\Delta E = \Delta mc^2, \quad E = (3m_{\text{H}} + 4m_{\text{n}} - m_{\text{Li}})c^2$$

$$E = (3 \cdot 1,00783 + 4 \cdot 1,00783 - 7,01783) \cdot 931,5 = -34,45 (\text{MeV}).$$

**Задача.** Виділяється чи поглинається енергія в такій ядерній реакції:  
 ${}^7_3\text{Li} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{10}_5\text{B} + {}^1_0\text{n}$  ?

У процесі ядерних реакцій може виділятися і поглинатися енергія. Енергетичний вихід ядерних реакцій можна розрахувати на основі закону збереження і перетворення енергії.

Записуючи закон збереження і перетворення енергії, необхідно враховувати як кінетичні енергії всіх частинок, так і енергії, пов'язані з масою ядер і ядерних частинок.

$$m_{\text{Li}}c^2 + m_{\text{He}}c^2 + E_{\text{kHe}} = m_{\text{B}}c^2 + m_{\text{n}}c^2 + E_{\text{kn}}$$

$$\Delta E = E_{\text{kn}} - E_{\text{kHe}} = (m_{\text{Li}} + m_{\text{He}} - m_{\text{B}} - m_{\text{n}})c^2$$

$$m_{\text{Li}} = 7,018239 \text{а.о.м.}, \quad m_{\text{He}} = 4,003867 \text{а.о.м.}$$

$$m_{\text{B}} = 10,0129 \text{а.о.м.}, \quad m_{\text{n}} = 1,00894 \text{а.о.м.}$$

$$\Delta E = (7,018239 + 4,0038671 - 10,01291 - 1,00894) \text{а.о.м.} \cdot 931,5 \frac{\text{MeV}}{\text{а.о.м.}} \approx -939 \text{MeV.}$$

Ядерна реакція проходить з поглинанням енергії  $\Delta E < 0$ .

**Задача.** Яка енергія виділиться в термоядерній реакції  ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$  ?

Енергія, що виділяється в цій термоядерній реакції, дорівнює різниці енергії зв'язку ядра Гелію і сумарній енергії зв'язку ядер Дейтерію і Тритію:

$$E = (2m_{\text{p}} + 2m_{\text{n}} - m_{\text{He}})c^2 - (2m_{\text{p}} + 3m_{\text{n}} - m_{{}^2_1\text{H}} - m_{{}^3_1\text{H}})c^2$$

$$E = (m_{{}^2_1\text{H}} + m_{{}^3_1\text{H}} - m_{{}^4_2\text{He}} - m_{\text{n}})c^2$$

$$E = (2,01355 + 3,01550 - 4,00159 - 1,00866) \text{а.о.м.} \cdot 931,5 \frac{\text{MeV}}{\text{а.о.м.}} \approx 17,7 \text{MeV.}$$

**Задача.** Термоядерна реакція  ${}^2_1\text{H} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_1\text{p}$  відбувається з виділенням енергії  $E_1 = 18,4 \text{MeV}$  (кінетична енергія частинок, які утворилися, на  $E_1$  більша за кінетичну енергію вихідних). Яка енергія виділяється в реакції

${}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2{}^1_1\text{p}$ , якщо дефект мас ядра  ${}^3_2\text{He}$  на  $\Delta m = 0,0066 \text{ а.о.м.}$  більший, ніж у ядра  ${}^2_1\text{H}$ ?

Виражаючи маси ядер, що входять в реакцію, через дефект мас і маси вільних нуклонів, запишемо закон збереження енергії для першої реакції:

$$(m_p + m_n - \Delta m_{{}^2_1\text{H}}) + (2m_p + m_n - \Delta m_{{}^3_2\text{He}}) = M_{{}^4_2\text{He}} + m_p + \frac{E_1}{c^2}.$$

Аналогічно для другої реакції:

$$2(2m_p + m_n - \Delta m_{{}^3_2\text{He}}) = M_{{}^4_2\text{He}} + 2m_p + \frac{E_2}{c^2}.$$

Віднявши друге рівняння від першого, отримаємо:

$$-\Delta m_{{}^2_1\text{H}} + \Delta m_{{}^3_2\text{He}} = \Delta m + \frac{E_1 - E_2}{c^2}.$$

Звідси енергія, що виділяється у другій реакції, дорівнює:

$$E_2 = E_1 - \Delta m c^2, \quad E_2 = 12,8 \text{ Мев.}$$

**Задача.** Під час поділу ядра Урану виділяється енергія  $E_0 = 200 \text{ Мев.}$  За який час початкове навантаження Урану  ${}^{235}_{92}\text{U}$  в реакторі  $m = 10 \text{ кг}$  зменшиться на  $\alpha = 2\%$ ? Потужність реактора стала і дорівнює  $P = 1 \text{ МВт.}$

Маса Урану через час  $t$  становить:  $m_1 = m \cdot \alpha$ . Кількість ядер Урану в  $m_1$ ,

які поділяться за час  $t$  дорівнює  $N = \frac{m_1}{M} N_A$ , де  $M$  – молярна маса Урану,  $N_A$  – число Авогадро.

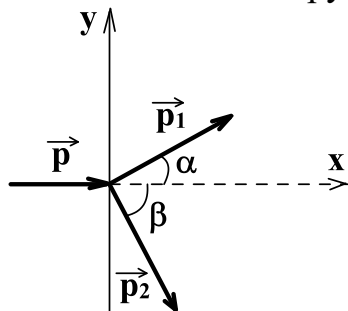
Енергія, що виділяється  $N$  атомами дорівнює:

$$E = N \cdot E_0 = \frac{m_1}{M} N_A \cdot E_0 = \frac{m\alpha}{M} N_A E_0.$$

З другого боку  $E = P \cdot t$ .

$$\text{Отже, } \frac{m\alpha}{M} N_A E_0 = Pt, \quad t = \frac{m\alpha N_A E_0}{MP}, \quad t \approx 150 \text{ діб.}$$

**Задача.** У процесі розпаду  $\pi$ -мезона на два фотони було зареєстровано, що ці фотони розлітаються під кутами  $\alpha = 30^\circ$  і  $\beta = 60^\circ$  до напрямку руху мезона. З якою швидкістю рухався мезон перед розпадом?



За законом збереження імпульсу  $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ .

Вектор  $\vec{p}$  напрямлений уздовж осі  $X$ , тому проекції  $\vec{p}_1$  і  $\vec{p}_2$  на вісь  $Y$  повинні мати однакові значення:

$$p_{1y} = p_{2y} \quad \text{або} \quad m_1 c \sin \alpha = m_2 c \sin \beta.$$

$$\text{Звідси } \frac{m_1}{m_2} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}.$$

Запишемо суму проекцій імпульсів на вісь  $Y$ , урахувавши закон збереження імпульсу:



$$m v = m_1 c \cos \alpha + m_2 c \cos \beta$$

$$m = m_1 + m_2, \quad m_1 = m - m_2, \quad m_1 = m_2 \frac{\sin \beta}{\sin \alpha},$$

$$m_2 \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = m - m_2, \quad m_2 = m \frac{\sin \alpha}{\sin \beta + \sin \alpha},$$

$$m_1 = m - m \frac{\sin \alpha}{\sin \beta + \sin \alpha}, \quad m_1 = m \frac{\sin \beta}{\sin \beta + \sin \alpha}$$

$$m v = m c \left( \frac{\sin \beta \cos \alpha}{\sin \beta + \sin \alpha} + \frac{\sin \alpha \cos \beta}{\sin \beta + \sin \alpha} \right),$$

$$v = c \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin \beta + \sin \alpha}.$$

### 3. Самостійно розв'язати задачі

1. Яку мінімальну енергію повинна мати  $\alpha$ -частинка для здійснення ядерної реакції:  ${}^7_3\text{Li} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{10}_5\text{B} + {}^1_0\text{n}$  ?

( $m_{\text{Li}} = 7,01601$  а.о.м.,  $m_{\text{He}} = 4,00260$  а.о.м.,  $m_{\text{B}} = 10,01294$  а.о.м.,  $m_{\text{n}} = 1,00266$  а.о.м.)

(Відповідь: 2,8MeV.)

2. Яка енергія виділяється під час ядерної реакції:  ${}^7_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + {}^1_0\text{n}$  ?

( $m_{\text{H}} = 2,01410$  а.о.м.,  $m_{\text{Be}} = 8,00531$  а.о.м.)

(Відповідь: 15MeV.)

3. Атомний реактор приводить в дію турбогенератор, потужність якого  $P = 2 \cdot 10^8$  Вт. Визначити ККД турбогенератора, якщо за 1 добу витрати Урану  ${}^{235}_{92}\text{U}$  становлять  $m = 0,54$  кг, а поділ одного ядра цього елемента супроводжується виділенням енергії, яка в середньому рівна  $E_0 = 3,2 \cdot 10^{-11}$  Дж.

(Відповідь:  $\eta = \frac{P m t}{m N_A E_0} \cdot 100\%$ ,  $\eta \approx 39\%$ .)

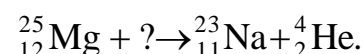
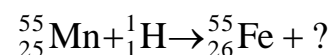
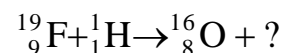
### *План заняття*

I. Перевірка знання студентами понять: ядерна реакція, поділ ядер Урану, термоядерна реакція, дефект мас, енергія зв'язку атомних ядер, закономірності ядерних реакцій.

II. Колективний аналіз логіки розв'язування однієї з домашніх задач.

III. Розв'язування задач:

1. Написати позначення, яких не вистачає у таких ядерних реакціях:



2. Записати такі ядерні реакції з участю нейтронів: 1) розщеплення

$\gamma$ -квантом дейтрона на протон і нейтрон; 2) розщеплення  $\gamma$ -квантом ядра  ${}^9_4\text{Be}$  з утворенням двох  $\alpha$ -частинок.

3. Знайти частоту  $\gamma$ -випромінювання, яке виникає під час термоядерної реакції:  ${}^1_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + \gamma$ .

(Відповідь:  $3 \cdot 10^{19}$  Гн.)

4. Під час розпаду нейтрального  $\pi$ -мезона утворилися два  $\gamma$ -кванти з енергіями  $E_1 = 71\text{MeV}$  і  $E_2 = 64\text{MeV}$ , які летять у протилежних напрямках. Визначити енергію спокою  $\pi$ -мезона і його швидкість до розпаду.

(Відповідь:  $134,8\text{MeV}$ ,  $165 \cdot 10^7 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ .)

## ПРАКТИЧНЕ ЗАНЯТТЯ 10 Контрольне заняття

### *Використана література*

1. Балаш В.А. Задачи по физике и методы их решения: Пособие для учителя. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Просвещение, 1983. – 432с.
2. Бушок Г.Ф., Венгер Є.Ф. Курс фізики: Навчальний посібник: У 2 кн. – К.: Либідь, 2001. – Кн. 2: Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – 424с.
3. Гершензон Е.М. и др. Курс общей физики: Оптика и атомная физика. Учеб. пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов /Е.М.Гершензон, Н.Н.Малов, В.С. Эткин. – М.: Просвещение, 1981. – 240с.
4. Гольдфарб Н.К. Сборник вопросов и задач по физике: Учеб. пособие для поступающих во втузы. – 4-е изд. – М.: Высшая школа, 1975. – 368с.
5. Гончаренко С.У. Збірник задач і запитань з фізики: Навч. посібник для 9 – 11кл. загальноосвітніх навчальних закладів. – К.: Освіта, 2004. – 383с.
6. Гончаренко С.У. Фізика: Підручник для 11 кл. середньої загальноосвітньої школи. – К.: Освіта, 2002. – 319с.
7. Жданов Л.С., Хлебников Н.И. Курс физики для техникумов: У 2 ч. – /Под ред. Н.П.Суворова – 2-е изд., – М.: ФИЗМАТГИЗ, 1961. Ч. 2: Электричество. Оптика. Физика атома и атомного ядра. – 488с.
8. Загальні основи фізики: Навчальний посібник: У 2 кн. /Л.Г.Богацька, Д.Б.Головка, А.А.Маляренко, Ю.Л.Ментковський; За ред. Д.Б.Головка, Ю.Л.Ментковського. – К.: Либідь, 1998. – Кн. 2: Електродинаміка. Атомна та субатомна фізика. – 224с.
9. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики: У 3 т. – М.: Наука, 1968. – Т.3: Физика атомов и молекул, физика атомного ядра и микрочастиц. – 496 с.
10. Кашин Н.В. Курс физики: У 3 т. – М.: УЧПЕДГИЗ, 1956. – Т.3: Оптика. Атомная физика. – 508с.
11. Королев Ф.А. Курс физики. Оптика, атомная и ядерная физика. Учеб. пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов. – Изд. 2-е, перераб. – М.: Просвещение, 1974. – 608с.
12. Крыжановский В.Г. Решебник по физике: Справочник школьника – Донецк: ПКФ "БАО", 1999. – 480с.
13. Кудрявцев П.С. Курс истории физики: Учеб. пособие для студентов пед. ин-тов по физ. спец. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Просвещение, 1982. – 448с.
14. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики: У 3 т. – /За ред. І.М.Кучерука. – 2-ге вид., випр. – К.: Техніка, 2006. – Т. 3: Оптика. Квантова фізика – 518с.
15. Мякишев Г.Я., Буховцев Б.Б. Физика: Учебник для 10 кл. средней школы – Изд. 7-е испр. – М.: Просвещение, 1983. – 320с.
16. Мякишев Г.Я., Буховцев Б.Б. Физика: Учебник для 11 кл. средней школы – М.: Просвещение, 1991. – 254с.
17. Методика преподавания физики в средней школе: Частные вопросы: Учеб. пособие для студентов пед. ин-тов по физ.-мат. спец. /Под ред.

С.Е.Каменецкого, Л.А.Ивановой. – М.: Просвещение, 1987. – 336с.

18. Научные основы школьного курса физики /Под ред. С.Я.Шамаша, Э.Е.Эвенчик. – М.: Педагогика, 1985. – 240с.

19. Резников Л.И. Методика преподавания физики в средней школе: У 4 т. – М.: Издательство академии педагогических наук РСФСР, 1963. Т. 4: Оптика. Строение атома. – 304с.

20. Рымкевич А.П. Сборник задач по физике для 8-10 классов средней школы. – 12-е изд. – М.: Просвещение, 1988. – 191с.

21. Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3 т. – 3-е изд., испр. – М.: Наука. Глав. изд.-во физ.-мат. литературы., 1988. – Т. 2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – 490с.

22. Савельев И.В. Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3 т. – 3-е изд., испр. – М.: Наука. Глав. изд.-во физ.-мат. литературы., 1987. – Т. 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – 320с.

23. Чолпан П.Ф. Фізика (з філософським аналізом) /За заг. ред. О.Е.Жмудського. – К.: Вища школа, 1972. – 428с.

24. Яворский Б.М. Основные вопросы современного школьного курса физики: Пособие для учителей. – М.: Просвещение, 1980. – 320с.

25. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Курс физики: В 3 т. – М.: Высшая школа, 1967. – Т.3: Волновые процессы. Оптика. Атомная и ядерная физика. – 556с.

## ЗМІСТ

*Передмова* .....3

### **ЛЕКЦІЇ. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ, ЗАКОНИ РОЗДІЛІВ ШКІЛЬНОГО КУРСУ ФІЗИКИ: ОПТИКА. БУДОВА АТОМА Й АТОМНОГО ЯДРА**

#### **ОПТИКА**

Оптика – розділ фізики-науки і складова шкільного курсу фізики.....6

#### **РОЗДІЛ I. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА**

- 1.1. Відкриття основних законів геометричної оптики (історичний огляд).....8
- 1.2. Головні теоретичні підґрунтя геометричної оптики.....9
- 1.3. Принцип Ферма – головний принцип геометричної оптики.....10
- 1.4. Поняття "світловий промінь", "світна точка".....12
- 1.5. Поняття "уявне зображення".....13
- 1.6. Поняття "параксіальні промені", "аберація" та її види.....14
- 1.7. Питання геометричної оптики у шкільному курсі фізики.....15

#### **РОЗДІЛ II. ФОТОМЕТРІЯ**

- 2.1. Два способи оцінки дії світла. Енергетичні і світлові величини.....17
- 2.2. Поняття "точкове джерело світла", "рівномірне випромінювання".....18
- 2.3. Поняття "світловий потік", "сила світла", "освітленість".....19
- 2.4. Питання фотометрії у шкільному курсі фізики.....20

#### **РОЗДІЛ III. ФІЗИЧНА ОПТИКА**

- 3.1. Розвиток поглядів на природу світла (історичний огляд).....22
- 3.2. Світло як електромагнітна хвиля.....25
- 3.3. Інтерференція світла. Принцип суперпозиції. Когерентність. Способи отримання когерентних світлових хвиль. Умови максимуму і мінімуму в інтерференційній картині.....27
- 3.4. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон. Межі застосування законів геометричної оптики. Дифракційний спектр від круглого отвору.....30
- 3.5. Поляризація світла.....36
- 3.6. Дисперсія світла. Спектр. Монохроматичність світла.....37
- 3.7. Фотоефект. Закони зовнішнього фотоефекту. Рівняння Ейнштейна для фотоефекту. Межі застосування законів фотоефекту. ....39
- 3.8. Поняття "фотон".....42
- 3.9. Тиск світла.....43
- 3.10. Ефект Комптона.....45
- 3.11. Дуалізм властивостей світла.....46
- 3.12. Фізична оптика у шкільному курсі фізики.....46

#### **АТОМНА І ЯДЕРНА ФІЗИКА**

#### **РОЗДІЛ IV. АТОМНА ФІЗИКА**

- 4.1. Перші моделі атома (історичний огляд).....48
- 4.2. Квантові постулати Н. Бора.....51
- 4.3. Квантові числа. Принцип Паулі. Періодична система Менделєєва.....52
- 4.4. Атомна фізика у шкільному курсі фізики.....56

## **РОЗДІЛ V. ЯДЕРНА ФІЗИКА**

5.1. Дослідження в ядерній фізиці (історичний огляд).....	57
5.2. Атомне ядро. Ядерні сили.....	58
5.3. Енергія зв'язку ядра.....	60
5.4. Природна радіоактивність.....	61
5.5. Ядерні реакції.....	64
5.6. Елементарні частинки.....	66
5.7. Ядерна фізика у шкільному курсі фізики.....	69

## **ПРАКТИЧНІ ЗАНЯТТЯ**

### **РОЗВ'ЯЗУВАННЯ ПРАКТИЧНИХ ЗАДАЧ У ЦИКЛАХ НАВЧАЛЬНОГО ПРОЦЕСУ З ВИВЧЕННЯ ПОНЯТЬ І ЗАКОНІВ ОПТИКИ, БУДОВИ АТОМА Й АТОМНОГО ЯДРА**

<b>ГЕОМЕТРИЧНА І ХВИЛЬОВА ОПТИКА. ФОТОМЕТРІЯ.....</b>	<b>73</b>
Практичне заняття 1. Розв'язування задач з геометричної оптики. Відбивання світла .....	76
Практичне заняття 2. Розв'язування задач з геометричної оптики Заломлення світла. Лінзи.....	85
Практичне заняття 3. Розв'язування задач з геометричної оптики. Оптичні системи.....	92
Практичне заняття 4. Розв'язування задач з теми "Хвильові властивості світла". Фотометрія.....	98
Практичне заняття 5. Контрольне заняття.....	102
<b>КВАНТОВА ФІЗИКА .....</b>	<b>103</b>
Практичне заняття 6. Розв'язування задач з теми "Квантові властивості світла".....	106
Практичне заняття 7. Логіка вивчення явища фотоефекту.....	110
Практичне заняття 8. Розв'язування задач з теми "Будова атома. Радіоактивність".....	111
Практичне заняття 9. Розв'язування задач з теми "Ядерні реакції. Елементарні частинки".....	117
Практичне заняття 10. Контрольне заняття.....	121
<b><i>Використана література.....</i></b>	<b>122</b>

**Навчальне видання**

**КАЛЕНИК Віктор Іванович**

Заслужений учитель України, Лауреат Всесоюзного конкурсу  
„Учитель року – 90”, доцент, кандидат педагогічних наук

**КАЛЕНИК Михайло Вікторович**

доцент, кандидат педагогічних наук

**Лекційно-практичні заняття  
з методики викладання окремих тем  
шкільного курсу фізики**

**Частина 4**

**ОПТИКА. АТОМНА І ЯДЕРНА ФІЗИКА**

Навчальний посібник  
для студентів фізико-математичних факультетів  
педагогічних університетів

Суми: СумДПУ, 2008 р.  
Свідоцтво ДК № 231 від 02.11.2000 р.

Відповідальний за випуск **В.В. Бугаєнко**  
Комп'ютерний набір та верстка **М.В. Каленик**

Здано в набір \_\_\_\_\_ Підписано до друку \_\_\_\_\_ Формат  
60x84/16. Гарн. Times New Roman Cyr. Папір друк. Друк ризогр. Умовн. друк.  
арк. \_\_\_\_\_. Обл.-вид. арк. \_\_\_\_\_. Тираж: 500. Вид. № \_\_\_\_\_.

СумДПУ ім. А.С. Макаренка  
40002, Суми, Роменська, 87  
Виготовлено на обладнанні СумДПУ ім. А.С. Макаренка  
Зам. № \_\_\_\_\_

