

1 Рівняння Максвелла для прозорих діелектриків (фізичні наслідки). .....	5
2 Нелінійна взаємодія випромінювання з речовиною – оптичне детектування, генерація гармонік. ....	8
3 Механізми уширення спектральної лінії.....	12
4 Енергія електромагнітної хвилі. Вектор Умов-Пойнтинга. Інтенсивність світла. ....	14
5 Нелінійна оптика: генерація гармонік, умова узгодження фаз. ....	15
6 Матрична оптика: матриця товстої лінзи. ....	16
7 Фазова та групова швидкості світла. ....	18
8 Лазери. Інверсна заселеність енергетичних рівнів. ....	19
9 Коефіцієнти відбиття та пропускання при нормальному падінні світла на границю двох ізотропних прозорих середовищ. ....	21
10 Теорія випромінювання Ейнштейна. Спонтанне та вимушене випромінювання. ....	22
11 Тонка та товста лінзи. ....	26
12 Ефекти штучної оптичної активності речовини. ....	28
13 Формула Планка. Висновки, які випливають із формули Планка. ....	31
14 Правила знаків в геометричній оптиці. ....	34
15 Принцип Гюйгенса-Френеля. ....	34
16 Дифракція Фраунгофера на щілині.....	36
17 Як можна визначити тип поляризації світла та виміряти її параметри ? (Схема) .....	38
18 Ефект повного внутрішнього відбиття (ПВВ) та ефект порушення ПВВ. ....	40
19 Аберації оптичних систем та методи їх усунення. ....	40
20 Методи покращення роздільної здатності мікроскопа: метод темного поля. ....	42
21 Формули Френеля. ....	44
22 Теплове випромінювання. Рівноважне теплове випромінювання. Поглинальна та випромінювальна здатності тіл. Закон Кірхгофа. ....	45
23 Кристалооптика: звичайний та незвичайний промені. ....	46
24 Аналіз формул Френеля. Закон Брюстера. ....	49
25 Комбінаційне розсіяння світла. ....	50
.....	51
26 Як можна покращити роздільну здатність мікроскопу ? .....	51 2

27 Фазові співвідношення для відбитої хвилі для випадків $n_1 > n_2$ та $n_1 < n_2$ .	53
28 Типи розсіювання світла.	55
29 Шкала електромагнітних хвиль.	58
30 Електромагнітні хвилі в одновісних кристалах. Звичайні і незвичайні хвилі. Фазові пластинки	60
31 Молекулярне розсіювання світла як різновид Релеєвського розсіювання.	60
32 Формули геометричної оптики.	62
33 Класична осциляторна модель середовища.	65
34 Оптична активність речовини. Механізм обертання площини поляризації (феноменологічна теорія Френеля).	65
35 Дисперсія та поглинання світла в лінійному ізотропному середовищі.	66
36 Поляризаційні прилади: поляризатори, компенсатори.	68
37 Запропонуйте спосіб вимірювання температури тіл, нагрітих вище 1000 К.	70
38 Голографія: властивості та особливості.	70
39 Дифракція Фраунгофера на отворі.	73
40 Когерентність світла: радіус когерентності, довжина когерентності, час когерентності.	76
41 Абсолютно чорне тіло (АЧТ). Закон Кірхгофа.	77
42 Дифракція Френеля на круглому екрані. Пляма Пуасона.	78
43 Наближення геометричної оптики.	79
44 Закони теплового випромінювання.	80
45 Зони Френеля. Метод спіралі Френеля.	87
46 Як можна визначити значення кута Брюстера на границі двох діелектриків ?	89
47 Дифракційна ґратка: властивості та застосування.	89
48 Формування оптичного зображення. Теорія Аббе.	91
49 Як можна визначити значення граничного кута повного відбиття на границі двох діелектриків ?	92
50 Метод побудов в геометричній оптиці	98
51 Дифракція Френеля на напівплощині.	101
52 Спонтанне та індуковане випромінювання світла.	102
53 Принципи роботи лазера.	106
54 Оптика анізотропних середовищ (властивості).	106
55 Методи зміни поляризації світла.	108

56 Інтерференція світла. Умови, що необхідні для спостереження інтерференції. ....	108
57 Яким способом збільшують ефективність взаємодії світла із речовиною в нелінійній оптиці ?.....	109
58 Просторова фільтрація зображень. ....	109
59 Розподіл інтенсивності світла в інтерференційній картині. ....	109
60 Дифракційна ґратка як спектральний прилад (характеристики). ....	111
61 Типи фазових платівок. ....	113
62 Двопроменева інтерференція за умов просторового поділу хвильового фронту (схеми). ....	115
63 Близня та дальня зони дифракції. Дифракційна довжина світлового променя. Дифракційна розбіжність променя в дальній зоні. ....	119
64 Методи одержання когерентних променів поділом амплітуди світлового пучка. Смуги рівного нахилу. Смуги рівної товщини. ....	123
65 Ширина інтерференційної смуги. ....	126
66 Закон Малюса для поляризованого світла. ....	127
67 Нелінійнооптичні ефекти. ....	127
68 Дифракційна ґратка. Випадок косого падіння променів на ґратку. ....	128
69 Як можна визначити напрямок оптичної осі анізотропного кристалу ? ....	128
70 Часова когерентність. Час та довжина когерентності. ....	130
71 Дифракція Фраунгофера на круглому отворі. ....	134
72 Лінійні (попереречне та поздовжнє) та кутове збільшення. ....	137
73 Просторова когерентність: умова просторової когерентності. ....	139
74 Двопроменезаломлення: побудова Гюйгенса для одновісних кристалів. ....	143
75 Є три фазових платівки, товщини кожної з яких кратні $/4$ , $/2$ та $/1$ . Як їхходами можна їх розрізнити ?.....	147
76 Просторова когерентність світла. Спекл-структура. Радіус когерентності. ....	149
77 Побудова Гюйгенса для одновісних кристалів. ....	150
78 Голографія: властивості та переваги. ....	153
79 Вплив монохроматичності на якість інтерференційної картини. ....	156
80 Лінза як елемент, що виконує просторове перетворення Фур'є. Дослід Аббе-Портера. ....	158
81 Розсіювання світла: залежність інтенсивності від розміру оптичної неоднорідності. ....	161
82 Вплив розмірів джерела світла на якість інтерференційної картини.....	162
83 Релеєвське розсіювання світла. ....	163

84 Дифракція Френеля на круглому отворі. Метод зон Френеля. ....	164
85 Багатопротенева інтерференція. Інтерферометр Фабрі-Перо. ....	172
86 Голографія: схема Лейта-Упатнієкса. ....	177
87 Інтерференція, отримана методами поділу хвильового фронту.....	178
88 Дисперсія та поглинання світла в лінійному ізотропному середовищі у оптичному та рентгенівському діапазонах спектру. ....	181
89 Особливості оптики металів.....	182
90 Аномальна та нормальна дисперсії світла. ....	184
91 Принцип Ферма .....	185
92 Оптичні прилади (лупа, мікроскоп, телескоп, проекційний апарат, фотоапарат) .....	187
93 Фізіологічна оптика (Фізіологія зору. Око, як оптичний прилад) .....	188
94 Тиск світла. Дослід Лебедева .....	189
95 Механізми уширення спектральної лінії.....	190
96 Стоячі світлові хвилі. Дослід Вінера.....	192
97 Оптична пірометрія .....	194
1. Радіаційна температура $T_r$ .....	194
2. Колірна температура $T_k$ .....	194
98 Люмінесценція .....	197
99 Ромб Френеля .....	199
100 Оптика рухомих середовищ .....	200
101 Оптичні явища, зумовлені розсіюванням світла в атмосфері (денне світло, райдуга, гало, вінця) .....	201



# 1 Рівняння Максвелла для прозорих діелектриків (фізичні наслідки).

Принцип суперпозиції є наслідком лінійності хвильового рівняння, матеріальних рівнянь і рівнянь Максвелла. Лінійні рівняння, як відомо, характеризуються тим, що будь-яка суперпозиція їх розв'язків також є розв'язком.

Допустим, что волны распространяются в однородном незаряженном диэлектрике. Применим к ним фундаментальные уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} H = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (5.1)$$

и материальные уравнения

$$D = \epsilon E, \quad B = \mu H. \quad (5.2)$$

Пусть волна — плоская и монохроматическая. Запишем ее в комплексном виде

$$E = E_0 e^{i(\omega t - kr)}, \quad H = H_0 e^{i(\omega t - kr)}, \quad (5.3)$$

где  $\omega$  — круговая частота,  $k$  — волновой вектор, а амплитуды  $E_0$  и  $H_0$  постоянны. Дифференцируя по времени, получаем  $\partial E / \partial t = i\omega E$ , т. е. операция дифференцирования в этом случае сводится к умножению на  $i\omega$ . Аналогично, дифференцирование по координатам  $x, y, z$  сводится к умножению на  $-ik_x, -ik_y, -ik_z$ . Заметив это и обозначая координатные орты через  $e_x, e_y, e_z$ , получаем

$$\operatorname{rot} H = \begin{vmatrix} e_x & e_y & e_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} = -i \begin{vmatrix} e_x & e_y & e_z \\ k_x & k_y & k_z \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix} = -i[kH]$$

и аналогично для  $\operatorname{rot} E$ . В результате уравнения (5.1) перейдут в

$$[kH] = -\frac{\omega}{c} D, \quad [kE] = \frac{\omega}{c} B. \quad (5.4)$$

Введем единичный вектор  $N$  нормали к фронту волны и скорость распространения последнего в направлении этой нормали — так называемую нормальную скорость  $v$ . Тогда

$$k = \frac{\omega}{v} N, \quad (5.5)$$

и предыдущие соотношения перейдут в

$$D = -\frac{c}{v} [NH], \quad B = \frac{c}{v} [NE]. \quad (5.6)$$

Отсюда видно, что векторы  $E$ ,  $H$ ,  $v$  в плоской электромагнитной волне взаимно перпендикулярны. Их взаимное расположение представлено на рис. 18. Перпендикулярность векторов  $E$  и  $H$  к вектору  $v$ , или, что то же, к направлению распространения волны, означает, что *электромагнитные волны поперечны*. Таким образом, проблема поперечности световых волн, с которой не могли справиться теории механического эфира, совсем не возникает в электромагнитной теории света.

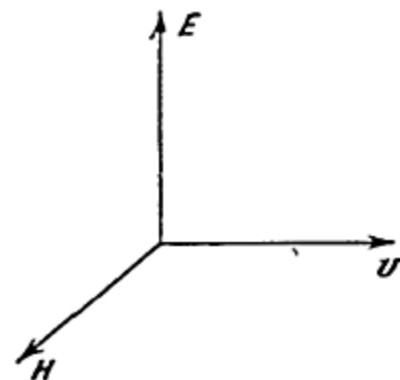


Рис. 18

Следует отметить, что между взаимно перпендикулярными составляющими, на которые можно разложить комплексные амплитуды  $E_0$  и  $H_0$ , может существовать какая-то разность фаз  $\phi$ . Если она равна нулю или  $\pi$ , то вектор  $E$  во всех точках пространства и во все моменты времени будет находиться в одной и той же плоскости, проходящей через направление нормали  $N$ , а вектор  $H$  — в плоскости, к ней перпендикулярной. Тогда волну называют *линейно- или плоскополяризованной*. Плоскость  $(E, N)$ , в которой лежат векторы  $E$  и  $N$ , называется *плоскостью колебаний* или *плоскостью поляризации волны*<sup>1)</sup>. Если  $\phi$  не равна нулю или  $\pi$ , то возникает так называемая *эллиптическая поляризация*. Исследованием ее мы займемся в главах V, VI и VII.

Из уравнений (5.1) можно определить и скорость электромагнитной волны  $v$ . С этой целью запишем эти уравнения в скалярной форме:

$$D = \frac{c}{v} H, \quad B = \frac{c}{v} E, \quad (5.7)$$

или

$$\epsilon E = \frac{c}{v} H, \quad \mu H = \frac{c}{v} E. \quad (5.8)$$

Отсюда после почленного перемножения и сокращения на  $EH$  получаем для  $v$  и показателя преломления  $n = c/v$  следующие выражения:

$$v = c/\sqrt{\epsilon\mu}, \quad (5.9)$$

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (5.10)$$

Последнее соотношение называется *законом Максвелла*. Для немагнитных сред ( $\mu = 1$ ) оно переходит в

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (5.11)$$

В вакууме  $v = c$ , т. е.  $v$  совпадает с *электродинамической постоянной*  $c$ . Тем самым раскрывается глубокий физический смысл открытия В. Вебера (1804—1891) и Р. Кольрауша (1809—1858), впервые измеривших эту постоянную в 1856 г. (см. т. III, §§ 51, 83).

## 2 Нелінійна взаємодія випромінювання з речовиною – оптичне детектування, генерація гармонік.

16.2.6. *Що таке оптичне детектування? У чому полягають теоретичні передумови та схема експериментального спостереження оптичного детектування?*

Оптична хвиля з величиною напруженості  $E = A \cos(\omega t - kx)$ , де  $k = \frac{\omega}{c}n$  – хвильове число, викликає поляризацію середовища, величина якої з урахуванням нелінійності другого порядку дорівнює

$$P = \chi A \cos(\omega t - kx) + \chi^{(2)} A^2 \cos^2(\omega t - kx).$$

Нелінійна частина поляризації середовища в цьому разі дорівнює

$$P_{\text{нл}}^{(2)} = \chi^{(2)} A^2 \cos^2(\omega t - kx). \quad (16.8)$$

Якщо скористатись тригонометричною формулою для подвійного кута

$$\cos 2\alpha = 2 \cos^2 \alpha - 1 \Rightarrow \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} \cos 2\alpha + \frac{1}{2},$$

то із (16.5) можна отримати

$$P_{\text{нл}}^{(2)} = \frac{1}{2} \chi^{(2)} A^2 + \frac{1}{2} \chi^{(2)} A^2 \cos(2\omega t - 2kx). \quad (16.9)$$

Із (16.9) можна побачити, що  $P_{\text{нл}}^{(2)}$  складається із двох доданків – один сталої величини, а другий – змінної величини із подвоєною частотою.

Перший (сталий) доданок у (16.9) не призводить до перевипромінювання електроном світлової енергії, а призводить до перетворення відповідної частини світлової енергії на енергію сталої поляризації середовища. Це явище називається оптичним детектуванням, або оптичним випрямленням. Стала поляризація середовища призводить до появи сталого електричного поля в середовищі, яке можна зареєструвати та виміряти.

$$P_{2\omega} = \frac{1}{2} \chi^{(2)} A^2 \cos(2\omega t - 2kx) = A' \cos(2\omega t - k_2 x),$$

де

$$A' = \frac{1}{2} \chi^{(2)} A^2; \quad k_2 = 2k = \frac{2\omega}{v_{\phi}(2\omega)}.$$

ГДГ, що належить до ефектів трихвильового змішування, – це квадратичний за полем параметричний процес. Схему досліду зі спостереження ГДГ наведено на рис. 16.3.

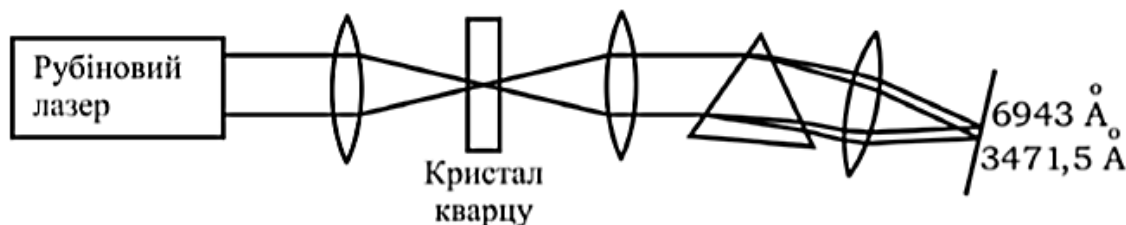


Рис. 16.3. Схема досліду зі спостереження генерації другої гармоніки (ГДГ)

16.2.7. У чому полягає ефект генерації другої гармоніки (ГДГ)? У чому полягають теоретичні передумови та схема експериментального спостереження ГДГ?

Ефект генерації другої гармоніки (ГДГ) полягає в подвоєнні частоти ( $\omega \rightarrow 2\omega$ ) світла при поширенні потужного лазерного променя в нелінійному середовищі. Механізм ГДГ пов'язаний з нелінійністю коливань елементарного атомного осцилятора.

Продовжуючи розгляд отриманого в попередньому питанні виразу (16.9), бачимо, що другий доданок у ньому змінюється з подвоєною відносно падаючого сигналу частотою  $2\omega$ . Саме цей доданок відповідає за ефект ГДГ, який відбувається в нелінійних середовищах.

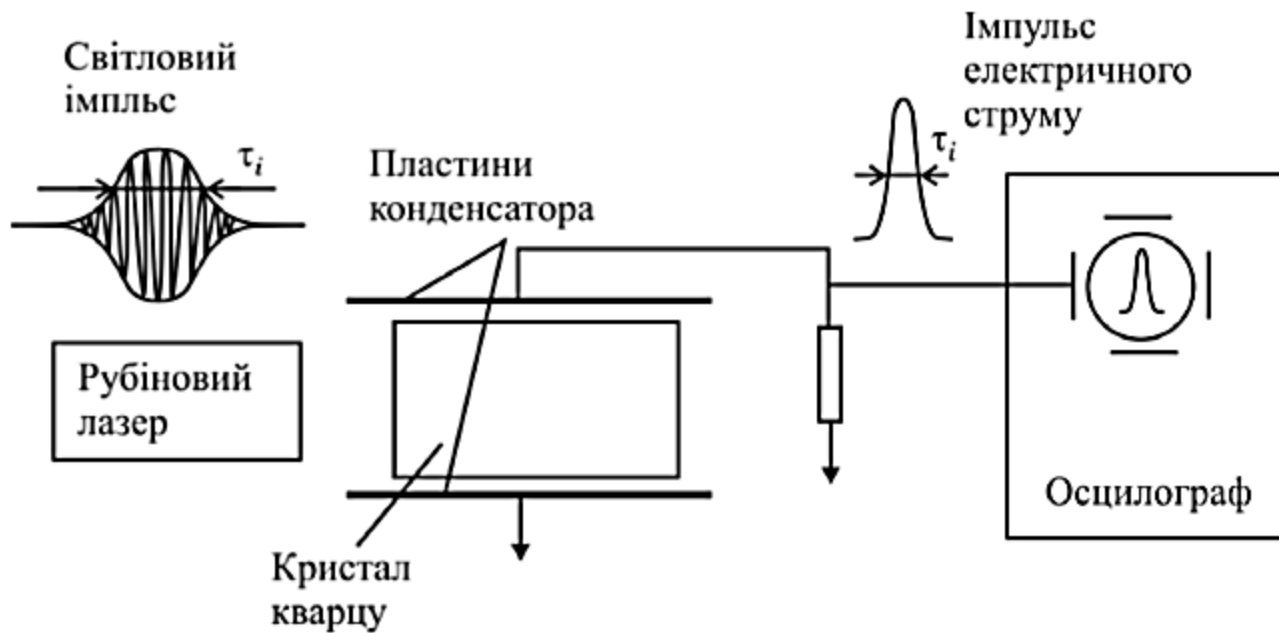


Рис. 16.2. Схема дослідження спостереження оптичного детектування

Електрон, який приведений у коливання з частотою  $2\omega$ , стає джерелом електромагнітної хвилі, яка утворює поляризацію середовища

### 3 Механізми уширення спектральної лінії.

Ширина спектральної лінії — кількісна характеристика розмитості лінії в спектрі. Зазвичай за ширину лінії вибирається повна ширина на половині максимуму інтенсивності. Уширення ліній у спектрах будь-якої природи виникає завдяки різним чинникам. Одним із чинників є недосконалість вимірювальних приладів, можливості яких обмежені роздільною здатністю. Проте часто лінія набагато ширша, ніж характерний масштаб похибки вимірювального приладу. В такому випадку вивчення форми лінії дає додаткову інформацію про об'єкт дослідження. Природня ширина лінії є її нижньою границею, проте лінії реальних спектрів розмиті додатково завдяки різним іншим чинникам. Енергетичні рівні квантовомеханічних систем зміщуються при взаємодії із сусідніми тілами, розташування яких часто випадкове. Така взаємодія призводить до ще більшої невизначеності частоти квантовомеханічного переходу, проте ретельне вивчення ширини та форми лінії в залежності від температури чи інших чинників, дозволяє робити висновки про взаємодію атомів і молекул у тілах.

4. Одна из причин поглощения света состоит в том, что атомы, внутри которых происходят колебания, совершая тепловое движение, претерпевают столкновения друг с другом. При каждом столкновении резко и неправильно меняются амплитуды и фазы гармонических колебаний, происходит переход в тепло энергии регулярных колебаний, т. е. поглощение света. Исходя из этих представлений. Г. А. Лорентц развил теорию уширения спектральных линий, обусловленного столкновениями между атомами (молекулами) газа. Такое уширение называется ударным уширением. Лорентц показал, что в газах столкновения между молекулами при тепловом движении статистически приводят также к экспоненциальному закону затухания интенсивности волны и к форме спектральных линий такого же вида, что и при естественном

Обозначим через  $\tau_{уд}$  среднее время свободного пробега атома от одного столкновения до следующего. Можно считать, что между двумя последовательными столкновениями колебания внутри атома происходят гармонически, а при каждом столкновении обрываются. Затем они опять возобновляются, но уже с новыми значениями амплитуд и фаз, никак не связанными с амплитудами и фазами до столкновения. Но такие обрывающиеся во времени колебания при разложении в спектр будут заполнять интервал частот  $\Delta\omega$ , подчиняющийся соотношению  $\Delta\omega \cdot \tau_{уд} \approx 1$ . Отсюда следует, что ударное уширение спектральных линий определяется формулой

$$\Delta\omega \sim 1/\tau_{уд}. \quad (89.7)$$



5. Другой причиной уширения спектральных линий является изменение частоты излучаемого света из-за *эффекта Доплера*. Пусть  $\omega_0$  — частота волны, излучаемой неподвижной молекулой (атомом). Если молекула равномерно движется, то частота волны, излучаемой ею в направлении оси  $X$ , в лабораторной системе отсчета изменяется и в нерелятивистском приближении определяется формулой

$$\omega = \omega_0 (1 + v_x/c), \quad (89.9)$$

где  $v_x$  — скорость молекулы в направлении оси  $X$ .

Эффект Доплера является основной причиной уширения спектральных линий в разреженных газах при высоких температурах. Естественное уширение Одной из причин, вызывающих однородное уширение спектральной линии взаимодействия, является естественное уширение. Оно определяется собственным временем жизни частицы на возбужденном энергетическом уровне, которое ограничено только спонтанными переходами. В соответствии с принципом неопределенности в квантовой механике время пребывания частицы в возбужденном энергетическом состоянии ( $t$  и точность

определения ее энергии ( $E$  в этом состоянии связаны соотношением:

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar \approx \frac{h}{2\pi}$$

Естественное уширение не связано непосредственно с воздействием ни внешнего излучения, ни других внешних факторов на систему, а определяется только внутренними свойствами системы, т.е. обусловлено только спонтанными переходами. Естественное уширение наблюдается только в веществе с малой плотностью и составляет десятки кГц. Однородное уширение С увеличением плотности вещества среднее время пребывания частиц в определенном энергетическом состоянии уменьшается за счет их взаимного влияния друг на друга. Это ведет к дополнительному уширению спектральной линии, которое также называется однородным. При определении формы спектральной линии учитываются все виды релаксационных процессов и уширение как верхнего, так и нижнего энергетических уровней. Однородное уширение больше всего оказывается в твердых телах и достигает сотен - тысяч МГц. Однородное уширение больше всего оказывается в твердых телах и достигает сотен - тысяч МГц.

#### 4 Енергія електромагнітної хвилі. Вектор Умова-Пойнтинга. Інтенсивність світла.

Енергія, що переноситься світловою хвилею в напрямку її поширення, характеризується вектором потоку, який називається вектором Умова-Пойнтинга, і він дорівнює

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}] \quad (\text{у системі Гаусса}) \quad \text{або} \quad \vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}] \quad (\text{у системі СІ}).$$

Модуль вектора Умова-Пойнтинга  $|\vec{S}|$  – це густина енергії світлової хвилі, що проходить за одиницю часу через одиницю площі поверхні, яка перпендикулярна вектору  $\vec{S}$ .

Розмірність вектора  $\vec{S}$  у гауссовій системі одиниць:  $\frac{\text{ерг}}{\text{с} \cdot \text{см}^2} = \frac{\text{г} \cdot \text{см}}{\text{с}^2} \cdot \frac{1}{\text{с} \cdot \text{см}^2} = \frac{\text{г}}{\text{с}^3 \cdot \text{см}}$ , у системі СІ:  $\frac{\text{В}}{\text{м}} \cdot \frac{\text{А}}{\text{м}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$ . Існує позасистемна одиниця вимірювання вектора  $\vec{S}$  –  $\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ . Зазвичай саме в цих одиницях вимірюється інтенсивність світла.



## 5 Нелінійна оптика: генерація гармонік, умова узгодження фаз.

- Нелінійна оптика – це розділ оптики, який охоплює дослідження та застосування процесів, пов'язаних із поширенням і взаємодією потужних світлових пучків з речовиною (твердим тілом, рідиною, газом). Сильне світлове поле змінює оптичні характеристики середовища (показник заломлення та коефіцієнт поглинання), які стають функціями напруженості  $E$  електричного поля світлової хвилі. Тобто поляризація  $P$  середовища починає нелінійно залежати від  $E$ .

Розгляд взаємодії світла з речовиною базується на класичній моделі осцилятора. Поведінка атома чи молекули у світловому полі еквівалентна коливанням осцилятора. Характер відгуку атомного осцилятора на світлову хвилю можна встановити, порівнюючи величину  $E$  з напруженістю внутрішньоатомного поля  $E_{ат}$ :

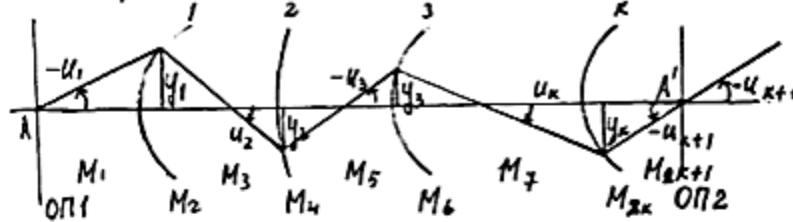
$$E_a \approx \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a^2}, \text{ де } e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} - \text{заряд електрона; } a - \text{радіус Бора. Величина}$$

$E_a \approx 10^8 - 10^9 \text{ В/см}$  визначає сили зв'язку в атомному осциляторі. У світлових пучках від нелазерних джерел  $E \ll E_a$ . Промінь лазера дозволяє отримати величину  $E \sim E_a$ .

## 6 Матрична оптика: матриця товстої лінзи.

Матриця оптичної системи

4.



$M_i$  - матриці заломлення і переміщення

Для вектора променя на виході опт. системи маємо

$$\begin{pmatrix} y_k \\ v_k \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} y_1 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \text{де } M - \text{матриця опт. системи.}$$

З іншого боку (див. рис.):

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} y_k \\ v_k \end{pmatrix} &= M_{2k} \begin{pmatrix} y_{k-1} \\ v_{k-1} \end{pmatrix} = M_{2k} \cdot M_{2k-1} \begin{pmatrix} y_{k-2} \\ v_{k-2} \end{pmatrix} = \dots \\ &= M_{2k} \cdot M_{2k-1} \cdot M_{2k-2} \cdot \dots \cdot M_1 \begin{pmatrix} y_1 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad (2) \end{aligned}$$

Порівнюючи (1) та (2), маємо:  $M = M_{2k} \cdot M_{2k-1} \cdot \dots \cdot M_1$   
Матриця опт. системи, яка дає перетворення променя від входу опт. системи до її виходу, дорівнює добутку матриць окремих її елементів, починаючи з останнього.

$$\det M = A \cdot D - B \cdot C = 1$$

Матриця тонкої лінзи

$d \ll R_{1,2} \quad (d \rightarrow 0)$

$$M = M_2 \cdot M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Phi_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Phi_1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Phi_1 + \Phi_2 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Phi_1 = \frac{n_A - n_C}{R_1}; \quad \Phi_2 = \frac{n_C - n_A}{-R_2} = \frac{n_A - n_C}{R_2}$$

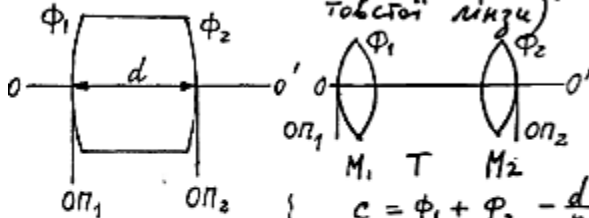
$$\Phi_1 + \Phi_2 = \Phi$$

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = (n_A - n_C) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

5.

Матриця товстої лінзи

$\equiv$  дві тонкі лінзи на відстані  $d$  ( $d \equiv$  товщина товстої лінзи)



$$M = M_2 \cdot T \cdot M_1 =$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Phi_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Phi_1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$C = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d}{n} \Phi_1 \cdot \Phi_2 = \Phi$$

Якщо  $\left| \frac{d}{n} \cdot \Phi_1 \cdot \Phi_2 \right| > |\Phi_1 + \Phi_2|$ , то система двох лінз (товста лінза) є такою, що розсіює світло

$$= \begin{pmatrix} 1 & -\frac{d}{n} \\ \Phi_2 & \Phi_2(-\frac{d}{n}) + 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Phi_1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{n} \cdot \Phi_1 & | & -\frac{d}{n} \\ \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 \frac{d}{n} & | & -\Phi_2 \frac{d}{n} + 1 \end{pmatrix}$$

## 7 Фазова та групова швидкості світла.

• Якщо електромагнітна хвиля поширюється в середовищі, що має відмінні від одиниці значення діелектричної  $\epsilon$  і магнітної  $\mu$  проникностей, то її швидкість  $v$  зменшується порівняно зі швидкістю світла у вакуумі ( $c$ ) за законом (у гауссовій системі одиниць):

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n}, \quad (4.6)$$

де показник заломлення середовища

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (4.7)$$

Формула (4.6) визначає швидкість поширення визначеного значення фази світлової хвилі – величини  $\omega t - kx = \text{const}$ . *Фазову швидкість*  $v$  можна також записати у вигляді

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k} = \lambda \nu, \quad \text{де } \nu - \text{частота коливань.} \quad (4.8)$$

Якщо світлове поле утворене з багатьох монохроматичних хвиль, які мають довжини хвиль у діапазоні від  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ , то швидкість поширення такого хвильового пакета називається *груповою швидкістю* і визначається за формулою

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (4.9)$$

Формула Релея встановлює зв'язок між груповою  $u$  і фазовою  $v$  швидкостями:

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (4.10)$$

## 8 Лазери. Інверсна заселеність енергетичних рівнів.

• Лазер – це оптичний квантовий генератор, принцип дії якого заснований на використанні вимушених переходів між енергетичними рівнями. Лазер випромінює когерентне ВВ. Лазер складається із трьох основних частин: активного середовища, системи накачування та резонатора. Речовину, у якій за допомогою "накачування" створений інвертований стан, коли заселеність верхнього рівня більша за заселеність нижнього рівня, називають активним середовищем. Це може бути газ, рідина або тверде тіло. Методи накачування бувають оптичними (випромінюванням потужних газорозрядних ламп), електричними, хімічними тощо.

Заселеність енергетичних рівнів у стані теплової рівноваги підпорядкована розподілу Больцмана таким чином:

$$N_m = N_n e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}}. \quad (15.4)$$

При зміні температури, як показано на рис. 15.3, змінюється розподіл заселеностей енергетичних рівнів. Наприклад, при збільшенні температури збільшується заселеність вищих рівнів за рахунок заселеностей нижніх рівнів.

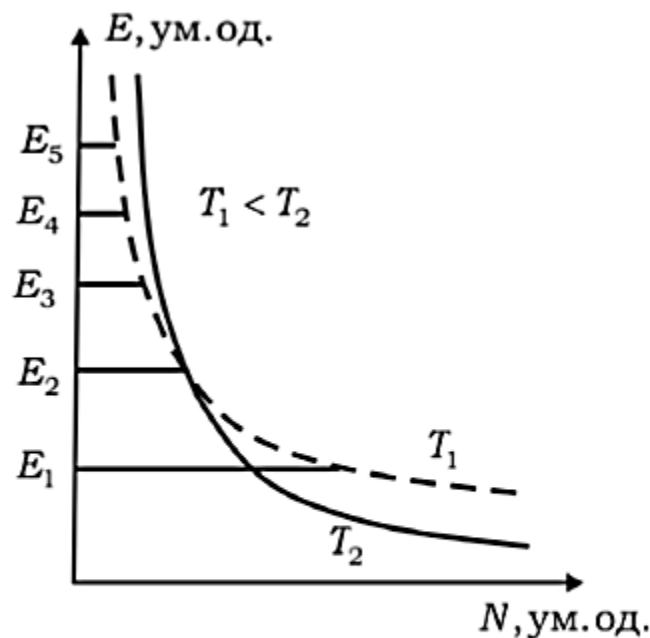


Рис. 15.3. Ілюстрація розподілу Больцмана: залежність заселеностей ( $N$ ) енергетичних рівнів ( $E_n$ ) у стані теплової рівноваги для двох значень температур  $T_1 < T_2$

Стан речовини з "від'ємною температурою" означає, що населеність  $N_2$  верхнього енергетичного рівня більша за населеність  $N_1$  нижнього. Цей стан ще називається інвертованим, або інверсним станом. Така характеристика стану з "від'ємною температурою" виникла з розгляду розподілу Больцмана для середовищ, у яких заселеність верхнього ( $N_2$ ) і нижнього ( $N_1$ ) енергетичних рівнів пов'язані співвідношенням

$$N_2 > N_1. \text{ Дійсно, із розподілу Больцмана (15.5) випливає, що } T = \frac{E_1 - E_2}{k \cdot \ln \frac{N_2}{N_1}}. \text{ Якщо}$$

$N_2 > N_1$  (при тому, що  $E_1 - E_2 < 0$ ), то виконується умова  $T < 0$  (температура "від'ємна").

У природі речовини з інвертованою заселеністю енергетичних рівнів (з від'ємною температурою) не зафіксовано, цей стан створюють тільки штучно.

9 Коефіцієнти відбиття та пропускання при нормальному падінні світла на границю двох ізотропних прозорих середовищ.

.

## 10 Теорія випромінювання Ейнштейна. Спонтанне та вимушене випромінювання.

15.2.5. Чим відрізняється природа спонтанного та індукованого (вимушеного) випромінювання, а також індукованого (вимушеного) поглинання?

Спонтанне випромінювання. У деякий момент часу  $t$  збуджений атом має енергію (розташований на енергетичному рівні  $E_2$ ). Через деякий час  $\Delta t$  атом може залишитись у збудженому стані або може *самодовільно (спонтанно)* перейти на нижній енергетичний рівень  $E_1$ . При цьому випромінюється фотон з енергією  $h\nu$ , яка пов'язана із шириною енергетичного зазору між рівнями співвідношенням  $E_2 - E_1 = h\nu$  (рис. 15.4).

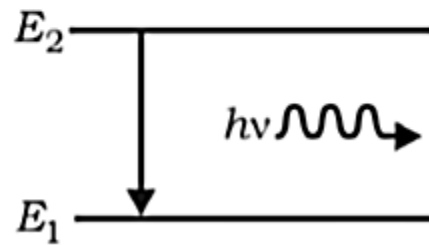


Рис. 15.4. До визначення спонтанного випромінювання

Вимушене (індуковане) поглинання. Атом перебуває в основному (незбудженому) стані, на нижньому енергетичному рівні і має енергію  $E_1$  (рис. 15.5, а). У деякий момент часу на систему ззовні діє фотон з енергією  $h\nu = E_2 - E_1$ . Фотон поглинається атомом, атом збуджується і переходить на верхній рівень з енергією  $E_2$ . У цьому випадку кажуть про вимушене (індуковане) поглинання.

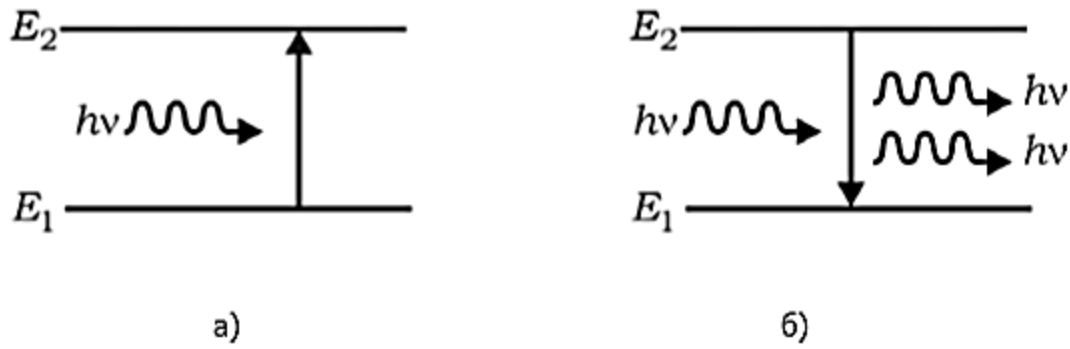


Рис. 15.5. До визначення індукованих (вимушених) поглинання (а) і випромінювання (б)

Вимушене (індуковане) випромінювання. Збуджений атом розташований на верхньому енергетичному рівні і має енергію  $E_2$  (рис. 15.5, б). Ще до того моменту, коли він мав би завдяки спонтанному переходу покинути цей рівень, на систему ззовні діє фотон з енергією  $h\nu = E_2 - E_1$  і атом вимушено переходить із рівня  $E_2$  на рівень  $E_1$ . При цьому випромінюється ще один фотон з такою самою енергією, частотою, поляризацією, що і фотон, який примусив його покинути верхній енергетичний рівень (рис. 15.4, б). У цьому випадку кажуть про вимушене (індуковане) випромінювання.

15.2.13. *Які умови необхідно створити, щоб змусити кристал (середовище) генерувати вимушене випромінювання?*

Щоб змусити кристал (середовище) генерувати вимушене випромінювання, необхідно створити інвертований стан середовища, позитивний зворотний зв'язок і вирішити низку технічних проблем (напр., як вивести випромінювання з відкритого оптичного резонатора). Тому обов'язковими складовими елементами лазера є активне середовище, резонатор і система накачки.



Спонтанне випромінювання (СВ)	Вимушене випромінювання (ВВ)
Здійснюється незалежно від дії зовнішнього випромінювання.	Здійснюється під дією зовнішнього випромінювання.
Має ймовірнісний характер.	Має причинно-наслідковий зв'язок із зовнішньою дією.
Імовірність СВ визначається коефіцієнтом Ейнштейна $A_{21}$ , величина якого $A_{21} = \frac{1}{\Delta t}$ , де $\Delta t$ – середня тривалість життя атома у збудженому стані.	Імовірність ВВ визначається коефіцієнтом Ейнштейна $B_{21}$ , який залежить від обраних станів $E_1$ і $E_2$ атома й може бути розрахований методами квантової механіки. Коефіцієнт $B_{21}$ не залежить від спектральної густини випромінювання $u(\omega, T)$ .
Переходи атома в різні моменти часу, а також різних атомів в один і той самий момент часу, не пов'язані між собою.	Переходи атомів можуть мати лавиноподібний характер і пов'язані між собою.
Між фазами, поляризаціями, напрямками поширення та амплітудами випроміненої хвилі не існує кореляції. СВ некогерентне.	Між фазами, поляризаціями, напрямками поширення та амплітудами вимушеного випромінювання існує кореляція. ВВ когерентне. Вимушене і змущувальне випромінювання також когерентні: у них тотожні напрямки поширення, поляризації, частоти та фази.
Кількість $Z_{21}^{\text{спонт}}$ спонтанних переходів з верхнього енергетичного рівня 2 на нижній рівень 1 за одиницю часу пропорційне заселеності $N_2$ верхнього рівня: $Z_{21}^{\text{спонт}} = A_{21} \cdot N_2$ .	Кількість $Z_{21}^{\text{інд}}$ вимушених (індукованих) переходів з верхнього енергетичного рівня 2 на нижній рівень 1 за одиницю часу пропорційне заселеності $N_2$ верхнього рівня та спектральній густині енергії $u(\omega, T)$ змущувального випромінювання: $Z_{21}^{\text{інд}} = B_{21} \cdot N_2 \cdot u(\omega, T)$ .
Є спонтанне випромінювання, яке характеризується коефіцієнтом $A_{21}$ , але немає спонтанного поглинання.	Є вимушене випромінювання, яке характеризується величиною $B_{21}u_\nu$ , і є вимушене поглинання, яке характеризується величиною $B_{12}u_\nu$ . Коефіцієнти Ейнштейна для ВВ і вимушеного поглинання для одних і тих самих невироджених енергетичних рівнів однакові за величиною $B_{21} = B_{12}$ .
Коефіцієнт Ейнштейна для СВ пропорційний кубу частоти випромінювання $A_{21} \sim \omega^3$ .	Коефіцієнти Ейнштейна $B_{21}$ і $B_{12}$ для ВВ не залежать від частоти випромінювання.

## 11 Тонка та товста лінзи.

Оптична сила тонкої лінзи

$$\Phi = n_c / f = (n_l - n_c) \cdot (1/R_1 + 1/R_2),$$

де  $n_l$ ,  $n_c$  – показники заломлення речовини лінзи та оточуючого середовища. Оптична сила тонкої лінзи дорівнює сумі оптичних сил її заломлюючих поверхонь  $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ .

Фокусна відстань тонкої лінзи визначається співвідношенням

$$1/f = (n_l/n_c - 1) \cdot (1/R_1 + 1/R_2).$$

Якщо середовище – повітря ( $n_c = 1$ ,  $n_l = n$ )

$$\Phi = 1/f = (n - 1) \cdot (1/R_1 + 1/R_2).$$

Формула тонкої лінзи

$$1/f = 1/a + 1/b,$$

де  $f$  – фокусна відстань лінзи,  $a$  – відстань від оптичного центра лінзи до об'єкту,  $b$  – відстань від оптичного центра лінзи до зображення (якщо зображення уявне, то величина береться зі знаком мінус).

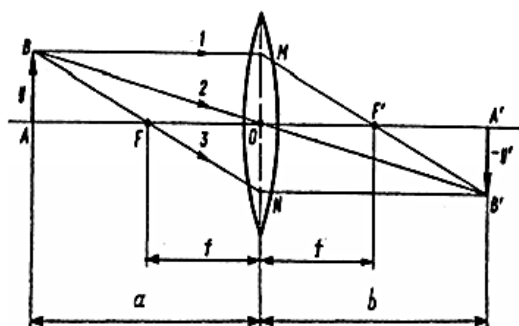


Рис. 2.

Оптична сила товстої лінзи

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - (d/n) \cdot \Phi_1 \Phi_2,$$

де  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  – оптичні сили заломлюючих поверхонь,  $d$  – товщина лінзи,  $n$  – показник заломлення лінзи. Фокусна відстань товстої лінзи  $f = 1/\Phi$ .

Формула товстої лінзи

$$1/f = 1/a + 1/b,$$

де  $f$  – фокусна відстань лінзи,  $a$ ,  $b$  – відстані від головних площин до об'єкту та до зображення (рис. 3). Головні площини не збігаються із заломлюючими поверхнями. Відстані від заломлюючої поверхні до оптичних площин

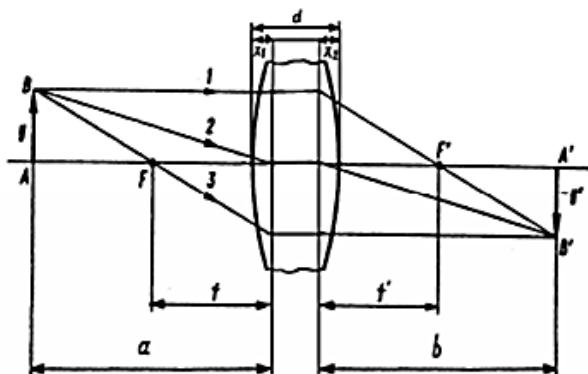


Рис. 3.

$$x_1 = \frac{d}{n} \frac{\Phi_2}{\Phi}, \quad x_2 = \frac{d}{n} \frac{\Phi_1}{\Phi}.$$

## 12 Ефекти штучної оптичної активності речовини.

Учебник Коваленко С. 334

- Штучна анізотропія – це явища, пов'язані зі штучним утворенням анізотропії (яка проявляється, напр., у двоприменезаломленні) у середовищах під дією пружних деформацій, електричного або магнітного полів, охолодження в зовнішніх полях, освітленні лінійно поляризованим світлом тощо. За своїм походженням ці явища відрізняються від ефектів у природних анізотропних кристалах, але схеми їх спостереження аналогічні, наприклад, схемі на рис. 8.4, у якій замість фазової пластинки встановлено елемент зі штучним двоприменезаломленням (комірка Керра, намагнічений зразок тощо).

- Ефект фотопружності. Під дією пружних деформацій зразки ізотропних прозорих твердих середовищ стають анізотропними зі штучним двоприменезаломленням, яке характеризується величиною

$$n_e - n_o = k\sigma = k \frac{F}{A}, \quad (10.1)$$

де  $k$  – коефіцієнт пропорційності, що залежить від властивостей матеріалу;  $\sigma$  – внутрішня напружка, створена деформацією;  $F$  – сила, яка прикладена до поверхні зразка площею  $A$ .

- Ефект Керра. Під дією поперечного електричного поля деякі ізотропні речовини, у т. ч., рідини (напр., нітробензол), стають анізотропними зі штучним променезаломленням, яке дорівнює

$$n_e - n_o = bE_0^2, \quad (10.2)$$

де  $b$  – коефіцієнт пропорційності, що залежить від властивостей рідини та довжини хвилі  $\lambda$  світла;  $E_0$  – напруженість зовнішнього поперечного електричного поля. Величину  $B = b / \lambda$  називають *сталю Керра*.

- Ефект Покейльса. Під дією електричного поля деякі ізотропні кристали стають анізотропними зі штучним двоприменезаломленням, яке дорівнює

$$n_e - n_o = kE_0, \quad (10.3)$$

де  $k$  – коефіцієнт пропорційності, який визначається властивостями середовища;  $E_0$  – напруженість зовнішнього електричного поля.

- Оптична активність – це природне явище, яке полягає в тому, що площина поляризації електромагнітної (світлової) хвилі повертається на деякий кут під час проходження світла крізь оптично активні речовини – деякі кристали та рідкі розчини. При цьому ці речовини не розташовані в зовнішніх полях – магнітному, електричному або механічному. Оптична активність цих речовин природна. До оптично активних речовин належать кристалічний кварц, водний розчин цукру тощо.

Кут повороту площини поляризації для оптично активних кристалів дорівнює

$$\psi = \alpha d, \quad (10.4)$$

де  $\alpha$  – стала обертання, що залежить від властивостей речовини і довжини хвилі;  $d$  – шлях світла в оптично активній речовині.

Якщо розташувати оптично активну речовину між схрещеними поляризаторами (рис. 10.1), то на виході такої системи (без урахування втрат світла в елементах системи) інтенсивність світла визначається за законом

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} \sin^2 \psi, \quad (10.5)$$

де  $I_{\text{пр}}$  – інтенсивність природного світла на вході системи.

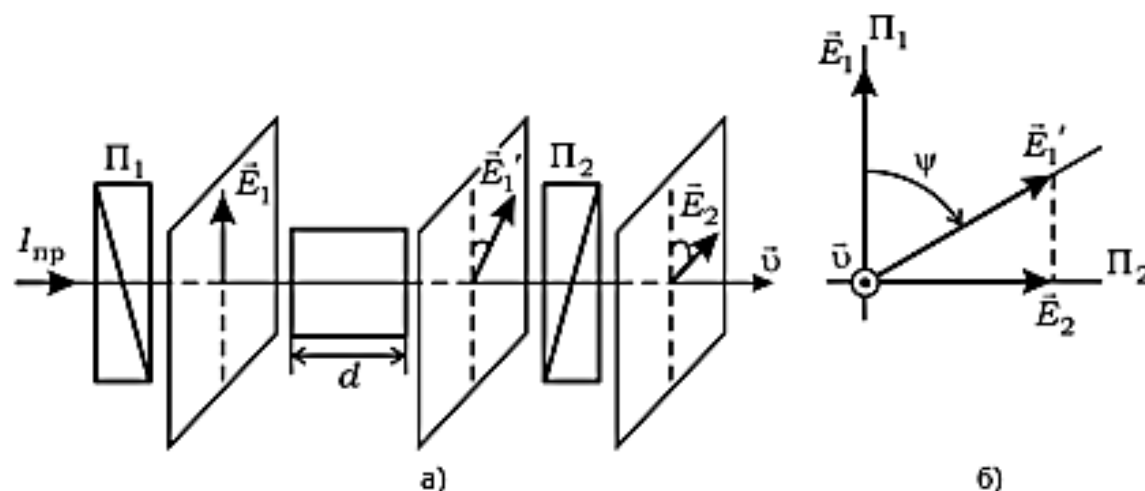


Рис. 10.1. Природне обертання площини поляризації (оптична активність)

У розчинах оптично активних речовин в оптично неактивному розчиннику кут повороту площини поляризації визначається за законом Біо:

$$\Psi = \alpha c d, \quad (10.6)$$

де  $\alpha$  – стала обертання, що залежить від властивостей активної речовини та довжини хвилі світла;  $c$  – концентрація активної речовини в розчиннику ( $\text{кг}/\text{м}^3$ );  $d$  – шлях світла в оптично активній речовині.

- Магнітне обертання площини поляризації (ефект Фарадея) – це явище, пов'язане з обертанням площини поляризації світла під час його проходження крізь речовину, розміщену в поздовжньому магнітному полі. Це штучне обертання площини поляризації в прозорих, природно оптично неактивних речовинах здійснюється на кут, що дорівнює

$$\Psi = V H_0 d, \quad (10.7)$$

де  $V$  – стала магнітного обертання (стала Верде), яка залежить від властивостей речовини та довжини хвилі світла;  $H_0$  – напруженість поздовжньої складової зовнішнього магнітного поля.



## 13 Формула Планка. Висновки, які випливають із формули Планка.

**Приклад 15.3.** Доведіть формулу Планка для спектральної густини теплового випромінювання  $u(\omega, T)$ , виходячи зі співвідношень між коефіцієнтами Ейнштейна.

**Розв'язання.** Коефіцієнти Ейнштейна  $A_{21}$ ,  $B_{12}$  та  $B_{21}$  визначають імовірності переходів, які пов'язані, відповідно, зі спонтанним випромінюванням, вимушеним поглинанням і вимушеним випромінюванням. У стані термодинамічної рівноваги

переходи, що супроводжуються випромінюванням і поглинанням квантів світла, мають врівноважувати один одного (за визначенням рівноважного теплового випромінювання):

$$\begin{aligned} Z_{21}^{\text{спонт}} + Z_{21}^{\text{інд}} &= Z_{12}^{\text{інд}} \Rightarrow A_{21} \cdot N_2 + B_{21} \cdot N_2 \cdot u(\omega, T) = B_{12} \cdot N_1 \cdot u(\omega, T) \Rightarrow \\ &\Rightarrow u(\omega, T) = \frac{A_{21} / B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \cdot e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \end{aligned} \quad (15.8)$$

Відношення коефіцієнтів Ейнштейна  $A_{21} / B_{21}$  та  $B_{12} / B_{21}$  можна знайти з розгляду граничних випадків:

1) якщо  $T \rightarrow \infty$ , то  $u(\omega, T) \rightarrow \infty$  і заселеність енергетичних рівнів вирівнюється  $N_1 = N_2$ . За цих умов із (15.8) випливає (15.2):  $B_{12} = B_{21}$ ;

2) якщо  $\omega \rightarrow 0$ , то  $\hbar\omega \ll kT$ . Тобто квантова структура не проявляється і для спектральній густині випромінювання  $u(\omega, T)$  справедлива класична формула Релея–Джинса:

$$u(\omega, T) = \frac{kT}{\pi^2 c^3} \omega^2. \quad (15.9)$$

3) за умови, що  $\omega \rightarrow 0$ , ураховуючи рівність коефіцієнтів Ейнштейна  $B_{12} = B_{21}$ , із (15.8) випливає

$$u(\omega, T) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \cdot \frac{kT}{\hbar\omega}. \quad (15.10)$$

Порівнюючи (15.9) та (15.10), знаходимо, що

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3}. \quad (15.11)$$

Якщо підставити (15.2) і (15.11) у (15.8), отримуємо

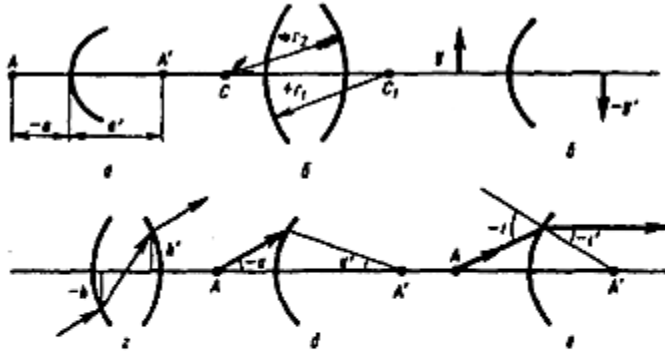
$$u(\omega, T) = \frac{1}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\hbar\omega^3}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}.$$

Це і є формула Планка (14.16), яку в 1900 р. ввів у користування (у деяких книжках пишуть "побудував", і навіть "вгадав") для розв'язування "УФ катастрофи" М. Планк. Ввів він її, не користуючись поняттями спонтанного і вимушеного випромінювань. Після введення в 1915 р. А. Ейнштейном у фізичний вжиток вимушеного і спонтанного випромінювання її можна довести методом, який використаний нами в цьому прикладі. Висновки, які випливають із формули Планка, привели до народження сучасної квантової фізики.

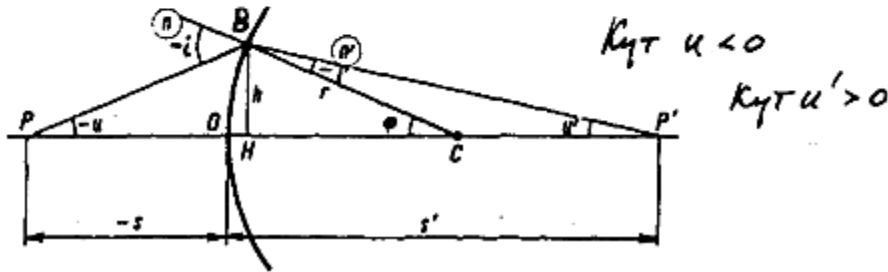
#### 14 Правила знаків в геометричній оптиці.

- Відлік кутів від оптичної осі або від перпендикуляру до дотичної
- Додатні кути по годинниковій стрілці, від'ємні проти
- Світло розповсюджується зліва направо. Якщо  $R$  (радіус заломлення поверхні) співпадає з напрямом променя, то  $R > 0$ , якщо проти, то  $R < 0$
- Ромери предметів і зображень ( $y$  та  $y'$ ) - додатні, якщо вони розміщені вище оптично осі, інакше від'ємні

##### ІЛЮСТРАЦІЇ ДО ПРАВИЛ ЗНАКІВ



##### ЗАЛОМЛЕННЯ НА ОДНІЙ СФЕРИЧНІЙ ПОВЕРХНІ



## 15 Принцип Гюйгенса-Френеля.

**7.1.1. У чому полягає принцип Гюйгенса-Френеля? У чому полягає внесок Френеля в цей принцип?**

За Гюйгенсом, кожна точка хвильового фронту, наприклад, сферичної хвилі, яка виходить з точкового джерела, є джерелом вторинних хвиль. Базуючись на цьому, Х. Гюйгенс запропонував метод геометричної побудови фронтів вторинних хвиль. У побудові Гюйгенса виступають не реальні хвилі, а допоміжні сфери, які використовуються для побудови обгинаючих, які і визначають положення хвильового фронту. Питання про те, чому при поширенні хвилі не виникає зворотна хвиля, у Гюйгенса залишається не з'ясованим.

Продовжуючи розробку принципу Х. Гюйгенса, О. Френель запропонував враховувати взаємодію вторинних хвиль. Він замінив штучну ідею про обгинаючу вторинних хвиль на фізично зрозуміле положення, а саме: вторинні хвилі інтерферують між собою. За Френелем, вторинні хвилі приходять з однаковими фазами в точки простору, які відповідають обгинаючій хвильового фронту. Інтерференція вторинних хвиль у цих точках дає максимуми інтенсивності, а результуюча хвиля максимально підсилюється в напрямках, які відповідають напрямкам нормалі до хвильового фронту. Можна сказати, що Френель вклав у принцип Гюйгенса фізичний зміст і кількісно розв'язав ряд конкретних задач дифракції.



**Рис.3.1** Ілюстрація принципу Гюйгенса

## 16 Дифракція Фраунгофера на щілині.

• Дифракція Фраунгофера на вузькій прямокутній щілині. Розподіл інтенсивності монохроматичного світла, продифрагованого на одній щілині, має вигляд

$$I(u) = I_0 \left( \frac{\sin u}{u} \right)^2, \quad (7.10)$$

де  $u = \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \varphi}{\lambda}$ ;  $b$  – ширина щілини;  $\varphi$  – кут, який характеризує напрямок на точку спостереження;  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого світла.

Кутове положення мінімумів інтенсивності при дифракції Фраунгофера на щілині, на яку нормально падає плоска монохроматична хвиля, визначається умовою

$$b \sin \varphi_m = \pm m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (7.11)$$

де  $\varphi_m$  – кут дифракції, у напрямку якого інтенсивність дифракційної картини мінімальна;  $m$  – порядок дифракційного мінімуму;  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого світла.

• Дифракція Фраунгофера на круглому отворі представляє великий практичний інтерес, оскільки в оптичних приладах оправи лінз і об'єктивів, а також діафрагми мають круглу форму. Розподіл інтенсивності продифрагованого на круглому отворі світла у випадку дифракції Фраунгофера описується за законом

$$I(u) = I_0 \left( \frac{J_1(u)}{u} \right)^2, \quad (7.12)$$

де  $J_1(u)$  – функція Бесселя першого роду;  $u = \frac{\pi \cdot D}{\lambda} \sin \varphi$ . Графік цієї функції показаний на рис. 7.11.

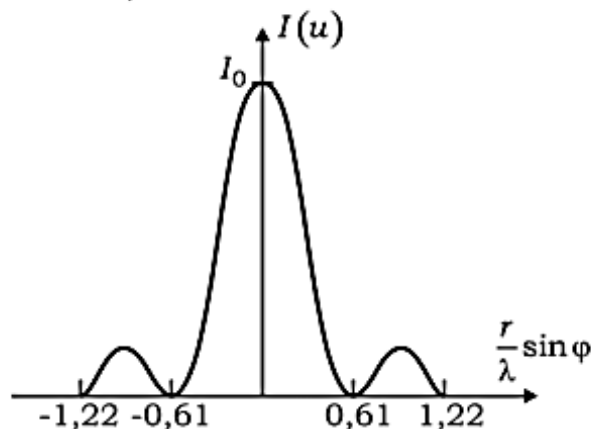


Рис. 7.11. Розподіл інтенсивності  $I(\varphi)$  світла у випадку дифракції Фраунгофера, яка отримана на круглому отворі радіуса  $r$

Напрямок на 1-й мінімум у випадку дифракції Фраунгофера на круглому отворі визначається з умови

$$\sin \varphi_1 = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,61 \frac{\lambda}{r}. \quad (7.13)$$

У зв'язку з тим, що кут  $\varphi_1$  зазвичай малий, вираз (7.13) у цьому випадку перетворюється на вираз  $\varphi_1 = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,61 \frac{\lambda}{r}$ . Розміри центральної світлої плями тим більші, чим більше відношення  $\lambda/r$ , тобто, чим більше довжина хвилі  $\lambda$  і чим менше діаметр отвору.

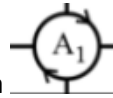


## 17 Як можна визначити тип поляризації світла та виміряти її параметри ? (Схема)

Позначення



Фазова пластинка



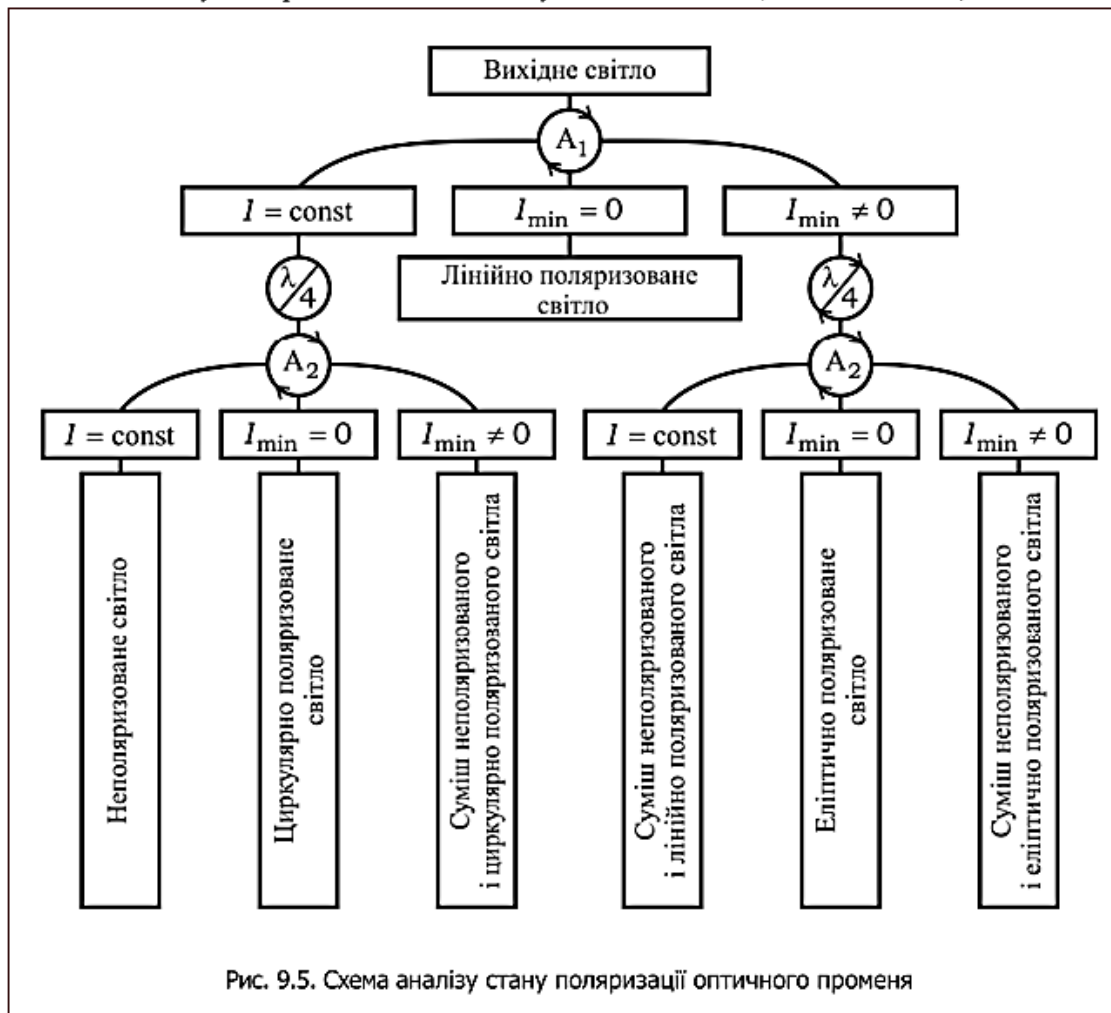
- аналізатор

Циркуляція вказує на те, що відповідний прилад треба крутити і стежити за зміною інтенсивності. Якщо при обертанні світло однакової яскравості, то це позначають  $I = \text{const}$ , тобто маємо природне світло.

Якщо присутнє положення з нульовою яскравістю,  $I_{\min} = 0$ , то світло лінійно поляризоване.

Якщо  $I_{\min} \neq 0$ , то це або еліптична поляризація, або суміш еліптично поляризованого світла з неполяризованим або з поляризованим.

Аналіз типу поляризації світла виконується за схемою, наведеною на рис. 9.5.



При користуванні наведеною схемою треба виходити з того, що світло, поляризація якого аналізується, квазімонохроматичне. Якщо світло біле, треба виділити його окремі монохроматичні компоненти і працювати з ними. У разі, коли встановлено, що світло має еліптичну поляризацію, вимірюють її параметри: нахил великої осі еліпса та відношення його півосей. Для цього використовують аналізатор,  $\lambda/4$ -ФП або компенсатор.

У лінійно поляризованого світла визначають кут азимуту поляризації. У світла, яке має змішану поляризацію, вимірюють співвідношення тих компонентів, з яких складається ця суміш – ступінь поляризації.

### 18 Ефект повного внутрішнього відбиття (ПВВ) та ефект порушення ПВВ.

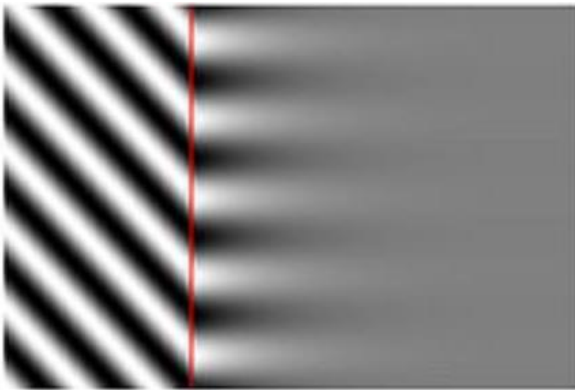
**1.3.3. У чому полягає явище повного внутрішнього відбиття (ПВВ)? Як визначити граничний кут ПВВ?**

Повне внутрішнє відбиття спостерігається при падінні світла із середовища з більшою оптичною густиною на межу середовища з меншою оптичною густиною ( $n_1 > n_2$ ). Граничний кут ПВВ, для якого  $\theta = 90^\circ$ , визначається за формулою

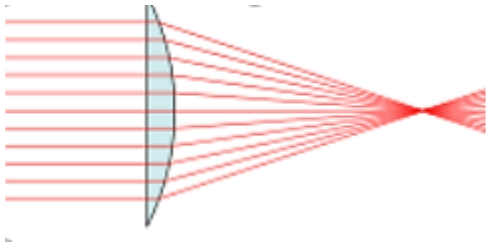
$$\varphi_{\text{ПВВ}} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (1.14)$$

Ефект порушення ПВВ полягає в тому, що навіть за виконання умов ПВВ світло завжди проходить на іншу сторону. Проте світло яке пробилось на іншу сторону експоненційно згасає і його можна спостерігати на відстанях менших за довжину хвилі від межі двох середовищ.

Це явище використовуються для дослідження приповерхневих шарів речовини.



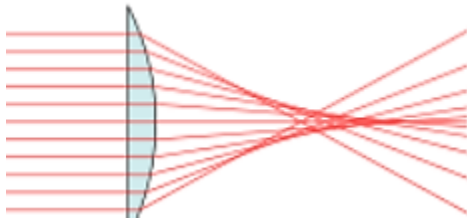
## 19 Аберції оптичних систем та методи їх усунення.



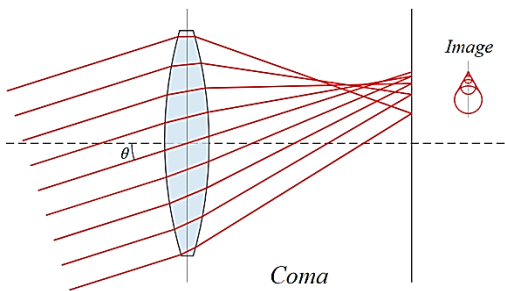
- нормальне проходження світла

Для лінз одна з аберцій - це залежність фокусної відстані від показника заломлення  $n$  зовнішнього середовища. Метод усунення лише відкачка повітря, або усунення вітру та теплових джерел.

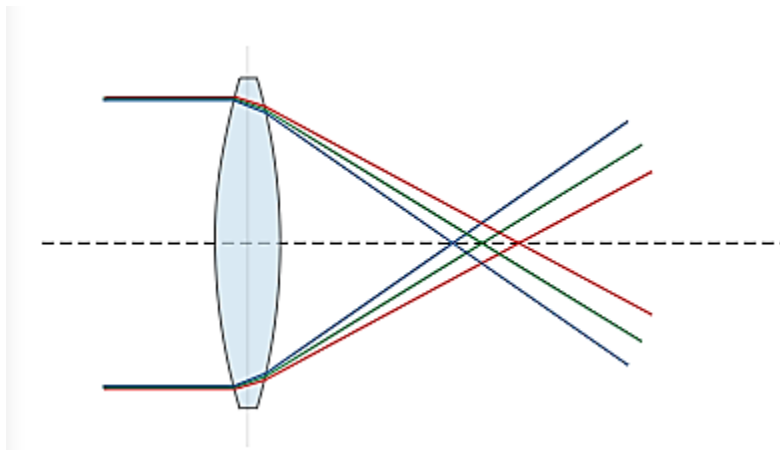
- Сферична аберція — дефект зображення, при якому промені, що проходять поблизу оптичної осі системи і промені, що проходять на віддалі від оптичної осі не збираються в одну точку



- Кома — аберція, що виникає при косому проходженні променів через оптичну систему



- хроматична аберція, пов'язана із різницею коефіцієнтів заломлення світла для світла різного кольору



## 20 Методи покращення роздільної здатності мікроскопа: метод темного поля.

- Під лінійною  $R_l$  і кутовою  $R_\varphi$  роздільними здатностями оптичного приладу розуміють величини, обернені до значень мінімальної відстані  $\delta l$  або мінімального кута  $\delta\varphi$ , за яких зображення двох близько розташованих точкових джерел випромінювання однакової інтенсивності ще розрізняються як окремі, тобто

$$R_l = \frac{1}{\delta l}, \text{ м}^{-1}; \quad R_\varphi = \frac{1}{\delta\varphi}, \text{ рад}^{-1}. \quad (7.28)$$

- Мінімальний розмір об'єкта, який можна розгледіти за допомогою мікроскопа, визначається за формулою

$$a_{\min} = \frac{\lambda}{2n \sin \sigma_A} = \frac{\lambda}{2A}, \quad (7.31)$$

де  $A = n \cdot \sin \sigma_A$  – числова апертура об'єктива;  $n$  – показник заломлення середовища між об'єктом і об'єктивом;  $\sigma_A$  – апертурний кут об'єктива.

### 7.4.10. Якими методами можна збільшити роздільну здатність мікроскопа?

Відомо, що мінімальна відстань між двома близько розташованими точками, які можна розрізнити як окремі, визначається співвідношенням  $d_{\min} \approx 1,22 \frac{\lambda}{A} = 1,22 \frac{\lambda}{n \cdot \sin \varphi}$ . Аналізуючи цю формулу, можна дійти висновку, що зменшення довжини хвилі  $\lambda$ , збільшення показника заломлення  $n$  середовища між об'єктивом і предметом, а також збільшення апертурного кута  $\varphi$  приводить до зменшення  $d_{\min}$ , тобто покращує роздільну здатність мікроскопа. Усі три методи широко застосовується в мікроскопії: наприклад, існують УФ-мікроскопи "надроздільної здатності", застосовуються імерсійні рідини, використовується метод "скісних променів".

Метод темного поля заснований одночасно на використанні двох оптичних ефектів – розсіюванні та дифракції світла. Пучок світла концентрується за допомогою лінзи на кюветі, в якій у газі або рідині перебуває в завислому стані ультрамікроскопічні частинки, які необхідно дослідити (рис. 7.29). Світло, розсіяне такими частинками, потрапляє в об'єктив мікроскопа й утворює у його фокальній площині дифракційну картину. За наявності останньої можна судити про наявність частинок та їх рух. Оскільки в цьому методі з поля зору вилучаються прямі промені, а спостерігаються лише розсіяні та дифраговані, то частинки видно на темному фоні як світлі точки і плями. Інформація про її форму чи справжні розміри при цьому зазвичай втрачається.

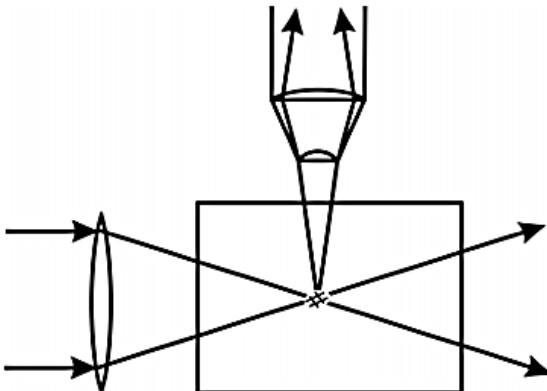


Рис. 7.29. До пояснення методу темного поля

## 21 Формули Френеля.

• Виходячи з граничних умов для електромагнітної хвилі на межі двох діелектриків з показниками заломлення  $n_1$  та  $n_2$  і закону заломлення світла, отримано формули Френеля (рис. 5.1):

$$\begin{aligned} E_{\parallel}^r &= E_{\parallel}^i \cdot \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \theta)}{\operatorname{tg}(\varphi + \theta)}; & E_{\parallel}^d &= E_{\parallel}^i \cdot \frac{2 \sin \theta \cdot \cos \varphi}{\sin(\varphi + \theta) \cdot \cos(\varphi - \theta)} \\ E_{\perp}^r &= -E_{\perp}^i \cdot \frac{\sin(\varphi - \theta)}{\sin(\varphi + \theta)}; & E_{\perp}^d &= E_{\perp}^i \cdot \frac{2 \sin \theta \cdot \cos \varphi}{\sin(\varphi + \theta)} \end{aligned} \quad (5.8)$$

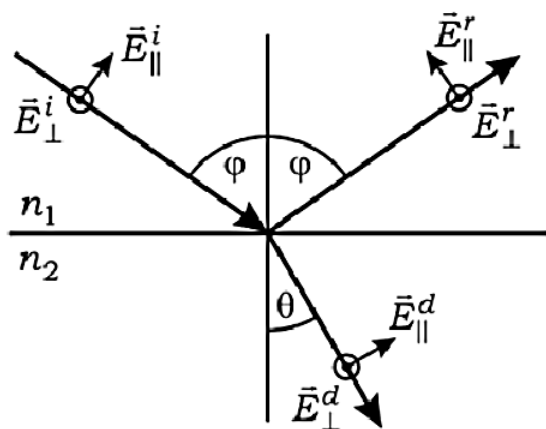


Рис. 5.1. До формул Френеля

22 Теплове випромінювання. Рівноважне теплове випромінювання. Поглинальна та випромінювальна здатності тіл. Закон Кірхгофа.

**Теплове випромінювання** – це електромагнітне випромінювання, яке виникає за рахунок внутрішньої енергії випромінюючого тіла. Теплове випромінювання залежить тільки від температури і оптичних властивостей тіла. Будь-яке тіло, температура якого вища за абсолютний нуль дає теплове випромінювання. Теплове випромінювання характеризується суцільним спектром, положення максимуму якого залежить від температури.

Теплове випромінювання є **рівноважним**, тобто може знаходитися в тепловій рівновазі з речовиною.

**Випромінювальна здатність** (спектральна густина випромінювальності) є спектральною характеристикою теплового випромінювання, вона дорівнює кількості енергії  $dW_\lambda$ , яка випромінюється при даній температурі з одиниці площі  $dS$  поверхні за одиницю часу в одиничному інтервалі хвиль:

$$r_{\lambda,T} = \frac{dW_\lambda}{dt \cdot dS \cdot d\lambda}, \quad [r_{\lambda,T}] = \frac{Bm}{M^3}.$$

**Поглиналина здатність** (коефіцієнт чорноти)  $a_T$  тіла показує, яка частина енергетичного потоку поглинається тілом у вузькому інтервалі довжин хвиль при даній температурі:

$$a_T = \frac{d\Phi_{\lambda \text{ погл}}}{d\Phi_{\lambda \text{ падаюч}}},$$

Поглиналина здатність – безрозмірна величина. Тут  $d\Phi_{\lambda \text{ погл}}$  - поглинутий у вузькому інтервалі  $d\lambda$  довжин хвиль елементарний потік енергії;  $d\Phi_{\lambda \text{ падаюч}}$  - падаючий на тіло потік енергії в цьому інтервалі довжин хвиль.

### **І ЗАКОН ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ – ЗАКОН КІРХГОФА**

**Закон Кірхгофа:** для рівноважних станів тіл для будь-яких довжин хвиль і температур відношення випромінювальної здатності до поглинальної здатності є величиною сталою:

$$\frac{r_{\lambda,T}}{r_{\pi}} = f(\lambda, T).$$

При переході до інших довжин хвиль або при зміні температури тіла числове значення цього відношення змінюється, але при нових фіксованих значеннях температури і довжини хвилі теж залишається сталим для будь-яких тіл. Це означає, що  $f(\lambda, T)$  є **універсальною функцією розподілу енергії в спектрі рівноважного теплового випромінювання будь-яких тіл**. Закон Кірхгофа випливає з другого закону термодинаміки, відповідно до якого при тепловій рівновазі в ізольованій системі будь-які тіла, що входять у цю систему, не можуть обмінюватися теплотою.



## 23 Кристалооптика: звичайний та незвичайний промен

Кристалооптика - — розділ фізики, який вивчає закони поширення світла в кристалах. Характерними для кристалів явищами є подвійне променезаломлення, поляризація світла, обертання площини поляризації, плеохроїзм та ін.

В оптично анізотропних кристалах спостерігається явище **подвійного променезаломлення**, яке полягає в тому, що промінь світла, який падає на поверхню кристала, роздвоюється в ньому на два заломлені промені, що поширюються з різними швидкостями.

Кристали, що мають подвійне променезаломлення, діляться на **одновісні** і **двовісні**. В одновісних кристалів для одного із заломлених променів виконується закон заломлення, зокрема заломлений промінь лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю до заломлючої поверхні. Цей промінь називається **звичайним** ( $o$ ). Для другого променя, який називається **незвичайним** ( $e$ ), відношення синусів кута падіння і кута заломлення не залишається сталим при зміні кута падіння. Незвичайний промінь не лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю до кристала поверхні.

На рис. 254 показано явище подвійного променезаломлення в одновісному кристалі, коли пучок світла падає на кристал нормально. Один з променів ( $o$ ) є продовженням падаючого, а інший ( $e$ ) при проникненні в кристал відхиляється

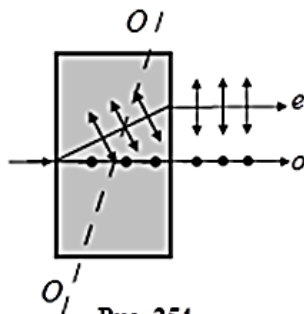


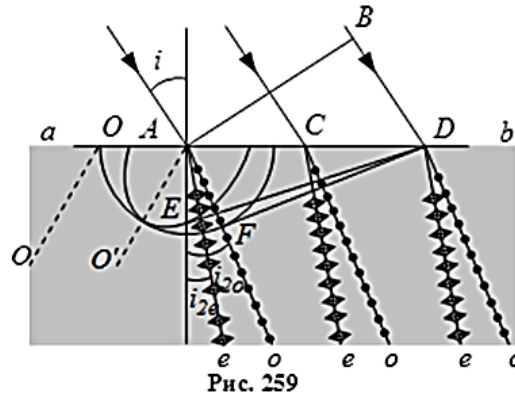
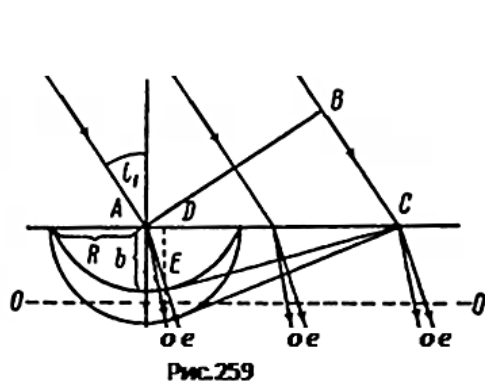
Рис. 254

на якийсь кут.

Одновісними кристалами є ісландський шпат, кварц, турмалін, а двовісними – слюда, гіпс. У двовісних кристалах обидва промені незвичайні. *Напрямок в кристалі, по якому поширюються звичайні і незвичайні промені не розділяючись і з однаковою швидкістю, називається **оптичною віссю кристала**.*

Хід звичайних і незвичайних променів в кристалі можна визначити за допомогою принципу Гюйгенса (рис. 259). Нехай на плоску поверхню ab одновісного

оптично від'ємного кристала падає під кутом і плоска неполяризована світлова хвиля. Оптична вісь  $OO'$  з поверхнею кристала утворює гострий кут і лежить в площині рисунка. В момент часу  $t$  фронт  $AB$  падаючої хвилі досяг точки  $A$  поверхні кристала.



За час, поки промінь з точки  $B$  досягне точки  $D$ , в кристалі з точки  $A$  виникнуть сферична та еліпсоїдальна хвильові поверхні. З проміжних точок, які лежать на поверхні кристала між  $A$  і  $C$ , також утворяться подібні поверхні, але менших розмірів. Згідно з принципом Гюйгенса прямі  $DE$  і  $DF$ , які дотикаються відповідно до еліпсоїдальної та сферичної поверхонь, будуть фронтом незвичайної і звичайної хвиль. Промені  $i$  – звичайні. Вони нормальні до хвильового фронту; промені  $Ae$  і  $De$  – незвичайні, вони не перпендикулярні до хвильового фронту.



## 24 Аналіз формул Френеля. Закон Брюстера.

• Аналіз формули (5.8) свідчить про те, що при виконанні умови  $\varphi + \theta = 90^\circ$  величина  $R_p = 0$ , тобто відбитий промінь буде лінійно поляризованим у площині, що перпендикулярна до площини падіння (містить тільки "s" компонент). Кут падіння, для якого виконується умова  $\varphi + \theta = 90^\circ$ , називається **кутом Брюстера**, він визначається за формулою

$$\varphi_B = \arctg \frac{n_2}{n_1}. \quad (5.12)$$

• Закон Брюстера: за кута падіння  $\varphi$  природного світла, що дорівнює куту Брюстера (куту повної поляризації)

$$\varphi_B = \arctg \left( \frac{n_2}{n_1} \right), \quad (9.7)$$

відбитий промінь повністю лінійно поляризований у площині, яка перпендикулярна до площини падіння, а заломлений промінь має найбільший ступінь поляризації з переважним напрямком, який паралельний площині падіння (рис. 9.4). При цьому відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні:

$$\varphi_B + \theta = 90^\circ. \quad (9.8)$$

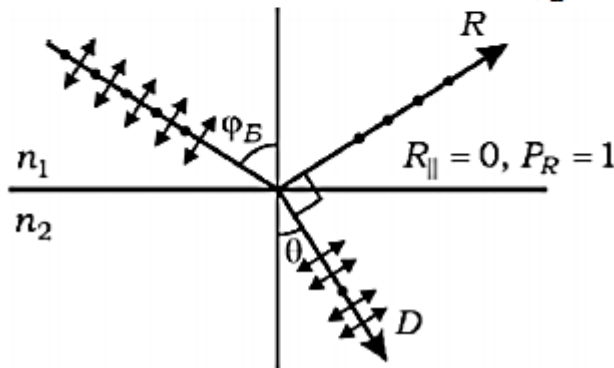


Рис. 9.4. До визначення кута Брюстера

## 25 Комбінаційне розсіяння світла.

Комбінаційне розсіяння полягає у зміні спектрального складу світла при його розсіянні в речовині. У твердих тілах воно було вивчено Л. Мандельштамом і Г. Ландсбергом, в рідинах – Раманом. Схема досліду для спостереження комбінаційного розсіяння зображена на рис. 330.

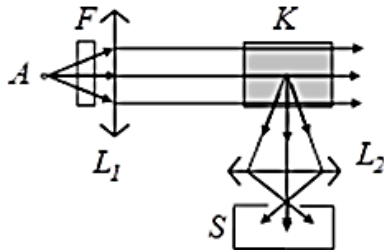
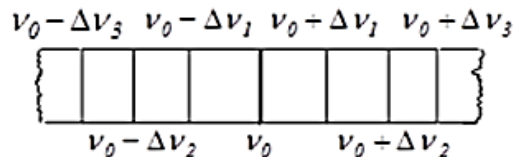


Рис. 330

Джерелом світла служить ртутна лампа  $A$ , спектр якої містить декілька інтенсивних ліній. За допомогою фільтра  $F$  із спектра виділяється одна лінія з частотою  $\nu_0$ . Світло, яке пройшло через фільтр, спрямовується за допомогою лінзи  $L_1$  на кристал  $K$ . Промені, які розсіяні в напрямку, перпендикулярному до напрямку первинного пучка за допомогою лінзи  $L_2$ , спрямовуються на щілину спектрографа  $S$ .

Наведемо отримані таким шляхом експериментальні дані:

- 1). Розсіяне світло вже не є монохроматичним – в його спектрі, крім інтенсивної лінії з незмінною частотою  $\nu_0$  присутні ще декілька більш слабких ліній („супутників”, або „сателітів”), які розміщені з обох сторін основної лінії



(рис. 331).

Рис. 331

Їх частоти можна записати у вигляді  $\nu'_i = \nu_0 - \Delta\nu_i$ ,  $\nu''_i = \nu_0 + \Delta\nu_i$ . Супутники з частотами, меншими від  $\nu_0$ , називають *червоними, або стоксівськими*, а з частотами, більшими від  $\nu_0$ , – *фіолетовими, або антистоксівськими*.

2). Розміщення супутників відносно ліній з частотою  $\nu_0$  є характерним для даної речовини, що розсіює світло, і не залежить від частоти  $\nu_0$ . Кількість різних супутників залежить від речовини, що розсіює світло.

3). Величини зміщень супутників  $\Delta\nu_i$  збігаються, як правило, з частотами інфрачервоних коливальних ліній в спектрах випромінювання та поглинання речовини, з якої виготовлений розсіювач. Частоти ліній супутників виражаються комбінаціями початкової частоти  $\nu_0$  з власними коливальними частотами молекул розсіювача. Звідси походить термін „комбінаційне розсіяння”.

4). Інтенсивність фіолетових супутників є меншою від інтенсивності червоних. При підвищенні температури розсіювача інтенсивність фіолетових супутників зростає, тоді як для червоних вона залишається практично сталою. Інтенсивність супутників зменшується при збільшенні  $\Delta\nu_i$ .

5). Лінії комбінаційного розсіяння більш чи менш поляризовані. Характер поляризації червоних і фіолетових супутників, що відповідають даному значенню  $\Delta\nu_i$ , завжди однаковий і не залежить від частоти основної лінії. Повне пояснення закономірності комбінаційного розсіяння дає квантова теорія.

## 26 Як можна покращити роздільну здатність мікроскопу ?

Роздільна здатність мікроскопа визначається найменшою відстанню між двома точками розглядуваного предмета, які видно роздільно. Чим менша ця відстань, тим більша роздільна здатність. Точки, які знаходяться на більш близькій відстані, мікроскопом не “розділяються”, тобто вони спостерігаються як одна точка.

Роздільна здатність мікроскопа, як і всіх оптичних приладів, обмежена хвильовою природою світла (дифракційними явищами) і залежить лише від довжини хвилі  $\lambda$  і числової апертури об’єктива  $A$ . Числова апертура об’єктива  $A$  визначається вихідною зіницею об’єктива, яка обмежує конус променів, що входять в об’єктив. Враховуючи, що площина зображення, яке створює об’єктив, лежить на відстані, значно більшій, ніж діаметр об’єктива, промені в просторі можна вважати паралельними. Застосовуючи формули Фраунгоферової дифракції на апертурній діафрагмі об’єктива, дістають вираз для роздільної здатності мікроскопа:

$$R = \frac{0,61\lambda}{A} \quad (2.5)$$

Де  $A = n \sin \varphi$  - числова апертура мікроскопа.

Отже, як впливає із (2.5), роздільну здатність мікроскопа можна підвищити, збільшуючи числову апертуру об’єктива  $A$  або зменшуючи довжину хвилі  $\lambda$ .

Якщо між об’єктивом і фронтальною лінзою є повітря, то  $n$  в формулі  $A = n \sin \varphi$  дорівнює 1. Часто для збільшення апертури об’єктива простір між об’єктивом і фронтальною лінзою заповнюють імерсійною рідиною (наприклад, імерсійне масло  $n=1,515$ , вода, розчин гліцерину). При цьому апертура збільшується в  $n$  разів. Іноді для збільшення роздільної здатності мікроскопа використовують ультрафіолетове освітлення.

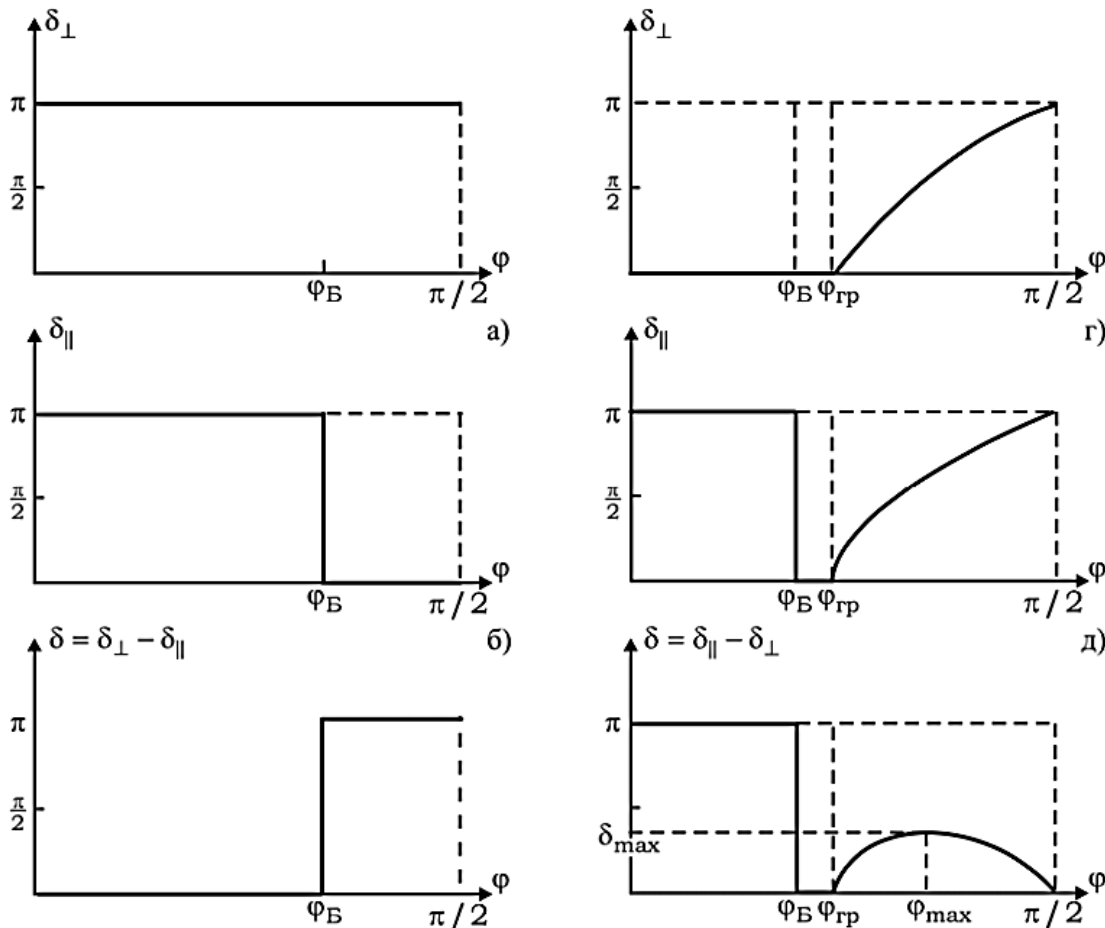
27 Фазові співвідношення для відбитої хвилі для випадків  $n_1 > n_2$  та  $n_1 < n_2$ .

5.3.12. Як змінюється фаза відбитої хвилі від кута падіння для випадку  $n_1 < n_2$ ?

Розглянемо, як змінюється фаза відбитої хвилі окремо для  $p$  – та  $s$  – компонентів. Фаза  $s$  -компонента відбитої хвилі порівняно із фазою падаючої хвилі для випадку  $n_1 < n_2$  змінюється на  $\pi$ , тобто відбувається втрата півхвилі в усьому діапазоні кутів падіння від 0 до  $\varphi = \pi/2$  (рис. 5.5, а). Фаза  $p$  -компонента відбитої хвилі порівняно із фазою падаючої хвилі для випадку  $n_1 < n_2$  у межах кута падіння  $\varphi$  від 0 до кута Брюстера  $\varphi_B$  змінюється на  $\pi$ , а за  $\varphi = \varphi_B$  стрибком змінюється до 0 і зберігається такою аж до  $\varphi = \pi/2$  (рис. 5.5, б). Різниця фаз між перпендикулярною та паралельною складовими відбитої хвилі показана на рис. 5.5, в.

5.3.13. Як змінюється фаза відбитої хвилі від кута падіння для випадку  $n_1 > n_2$ ?

Залежності зміни фаз при відбитті від речовини оптично менш щільної для коливань, перпендикулярних площині падіння ( $\delta_{\perp}$ ) – рис. 5.5, г, для коливань, паралельних площині падіння ( $\delta_{\parallel}$ ) – рис. 5.5, д, і різниці фаз між паралельною та перпендикулярною складовими відбитої хвилі ( $\delta = \delta_{\parallel} - \delta_{\perp}$ ) – рис. 5.5, е від кута падіння.



і від менш оптично щільного ( $n_1 > n_2$ ) – (г-е) середовищ для лінійно поляризованих у площині падіння – а) та г), перпендикулярно площині падіння – б) та д), а також різниці фаз між паралельною та перпендикулярною складовими відбитої хвилі в) та е) від кута падіння



## 28 Типи розсіювання світла.

- Розсіянням світла називається процес взаємодії світла з речовиною, у результаті якої відбувається зміна напрямку його поширення і виникає невласне світіння речовини. Розсіяння світла відбувається при його поширенні в оптично неоднорідних середовищах. Розсіяння світла може відбуватись як без зміни  $\lambda$  (релеївське, молекулярне розсіяння), так і зі зміною  $\lambda$  (розсіяння Мандельштама–Бріллюєна, комбінаційне розсіяння).

Розсіяння світла безпосередньо пов'язане із взаємодією світлової хвилі з електронами середовища, виникненням вторинних хвиль, які когерентні між собою та дифракцією світла на неоднорідностях. Інтенсивність розсіяного світла значною мірою залежить від співвідношення між характерним розміром неоднорідностей  $d$  і довжиною хвилі  $\lambda$ .

- Релеївське розсіяння. Якщо  $d < \lambda$  ( $d \sim 0,1\lambda$ ), то розсіяння світла належить до релеївського типу розсіяння, основною рисою якого є залежність

$$I_{\text{розс}} \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (13.1)$$

Інтенсивність розсіяного світла у разі, коли падаюче світло – природне (неполяризоване), визначається формулою

$$I_{\text{розс}} = I_{\perp} (1 + \cos^2 \theta), \quad (13.2)$$

де  $\theta$  – кут між напрямом спостереження розсіяного світла та напрямком поширення прямого пучка світла;  $I_{\perp}$  – інтенсивність світла, розсіяного під кутом  $\theta = \pi/2$ . Для випадку  $\theta = \pi/2$  розсіяне світло повністю або майже повністю лінійно поляризоване з площиною поляризації (площиною коливань вектора  $\vec{E}$ ), перпендикулярною до напрямку поширення прямого світлового пучка.

- Молекулярне розсіяння світла відбувається в середовищах, у яких відсутні сторонні частинки, у цьому разі оптичні неоднорідності в речовині виникають унаслідок флуктуацій, які обумовлені тепловим рухом молекул, що призводить до нерівномірного просторового їх розподілу в речовині.

Молекулярне розсіяння світла може виникати не тільки завдяки флуктуації густини речовини. Наприклад, у розчинах причиною розсіяння можуть бути флуктуації концентрації розчиненої речовини. Окрім того, оптичні неоднорідності можуть виникати внаслідок флуктуацій орієнтації анізотропних молекул у речовині.

А. Ейнштейн у 1910 р., виходячи з ідеї флуктуації густини середовища, створив кількісну термодинамічну теорію молекулярного розсіяння в рідинах і реальних газах. Він одержав формулу для інтенсивності розсіяного світла, окремим випадком якої є формула Релея.

Молекулярне розсіяння світла може виникати не тільки завдяки флуктуації густини речовини. Наприклад, у розчинах причиною розсіяння можуть бути флуктуації концентрації розчиненої речовини.

- Розсіяння світла Мандельштама–Бріллюена виникає внаслідок того, що оптичні неоднорідності, які виникли в середовищі, поширюються в ньому. При цьому частота розсіяного світла змінюється: в розсіяному світлі поряд із частотою падаючої хвилі  $\omega$  з'являються компоненти з частотами  $\omega + \Omega$  та  $\omega - \Omega$ . Величина  $\Omega$  у разі руху оптичної неоднорідності у вигляді флуктуації густини середовища дорівнює частоті акустичної хвилі, що поширюється у визначеному напрямку.

Відносна зміна частоти розсіяного світла

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Omega}{\omega} = 2n \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (13.3)$$

де  $v$  – швидкість поширення пружної хвилі в середовищі;  $\theta$  – кут розсіяння;  $n$  – показник заломлення середовища;  $c$  – швидкість світла у вакуумі.

Підстановка числових значень у формулу (13.3) приводить до того, що зміна частоти  $\Delta\omega$  становить величину порядку  $(10^{-5} - 10^{-6})\omega$ . Зареєструвати такі малі зміни частоти можна лише на спектральних приладах високої роздільної здатності типу інтерферометра Фабрі–Перо. Усе це дозволяє казати про лінії розсіювання Мандельштама–Бріллюена як про тонку структуру спектральної лінії релеївського розсіювання. Розсіяння світла можливе не тільки на акустичних хвилях (фононах), а також на інших колективних збудженнях: магнонах, поляритонах, екситонах, плазмонах тощо. Розсіяння Мандельштама–Бріллюена не залежить від інтенсивності світла і належить до лінійної оптики. За великих потужностей світлової хвилі спостерігається залежність  $I_{\text{розс}}$  від інтенсивності падаючого світла, таке явище називається *вимушеним розсіянням Мандельштама–Бріллюена*.

- *Комбінаційне розсіяння (КР)* уперше в 1928 р. на кристалах (кварцу та ісландського шпату) спостерігали Л. І. Мандельштам і Г. С. Ландсберг, а в рідинах (бензол та толуол) – Ч. Раман.

Основні закономірності КР полягають у тому, що:

1) спектральні дослідження розсіяного світла показують, що кожна спектральна лінія первинного світла супроводжується виникненням системи додаткових ліній, які називаються супутниками (сателітами) зі значно більшими змінами частоти, ніж у розсіянні Мандельштама–Бріллюена;

2) частоти сателітів  $\nu_1, \nu_2, \nu_3 \dots$  відрізняються від частоти спектральної лінії первинного збуджувального світла  $\nu_0$  на значення  $\Delta\nu_i$ . При переході від однієї спектральної лінії первинного пучка до другої сукупність значень  $\Delta\nu_i$  залишається для певної речовини незмінною:

$$\Delta\nu_1 = \nu_0 - \nu_1; \Delta\nu_2 = \nu_0 - \nu_2; \dots \Delta\nu_i = \nu_0 - \nu_i \dots \quad (13.4)$$

3) різниця  $\Delta\nu_i$  у частотах збуджувальної первинної лінії  $\nu_0$  і лінії кожного із супутників  $\nu_i$  дорівнює частотам власних коливань молекул речовини;

4) кожному сателіту із частотою  $\nu_i^{\text{ч}} = \nu_0 - \Delta\nu_i$ , зміщеному в червону частину спектра, відповідає сателіт із частотою  $\nu_i^{\text{ф}} = \nu_0 + \Delta\nu_i$ , зміщений симетрично відносно  $\nu_0$  у фіолетову частину, тобто

$$\nu_0 - \nu_i^{\text{ч}} = \nu_i^{\text{ф}} - \nu_0 = \Delta\nu_i. \quad (13.5)$$

Довгохвильові сателіти називаються червоними або стоксовими, короткохвильові – фіолетовими або антистоксовими;

5) інтенсивність антистоксових сателітів значно менша інтенсивності стоксових сателітів.

За спектрами КР можна проводити структурні та аналітичні дослідження. Параметри лінії КР (частота, інтенсивність, ступінь поляризації, ширина) в основному визначаються структурою та симетрією молекул досліджуваних речовин.



## 29 Шкала електромагнітних хвиль.

Шкала електромагнітних хвиль являє собою безперервну послідовність частот або довжин електромагнітних хвиль, що розповсюджуються в просторі зі скінченною швидкістю. Існування електромагнітних хвиль передбачив Джеймс Клерк Максвелл. У своїй праці «Динамічна теорія електромагнітного поля» (1864р.) Максвелл описав теорію, що ґрунтується на уявленні про існування електромагнітного поля, прояви якого різні в різних системах відліку.

У 1888 році Генріх Герц опублікував результати своєї праці, де повідомляв, що експериментально довів існування електромагнітних хвиль. Він також дослідив основні їх властивості.

Залежно від способу отримання електромагнітних хвиль їх поділяють на кілька діапазонів частот (або довжин хвиль). Між сусідніми діапазонами шкали немає чітких меж, тобто діапазони хвиль різних типів перекривають один одного.

Принципової різниці між окремими випромінюваннями немає, оскільки всі вони представляють електромагнітні хвилі, що породжуються зарядженими частинками. Але в залежності від довжини хвилі вони володіють різними властивостями.

Ці відмінності визначаються загальною закономірністю шкали електромагнітних хвиль: у міру зменшення довжини хвилі хвильові властивості світла, такі як інтерференція, дифракція і поляризація, проявляються слабше, а квантові властивості світла, пов'язані з властивостями частинок, проявляються сильніше.

### а) Низькочастотні емх.

Низькочастотні хвилі являють собою електромагнітні хвилі, частота коливань яких не перевищує 100 кГц. Саме цей діапазон частот традиційно використовується в електротехніці. У промисловій електроенергетиці використовується частота 50 Гц, на якій здійснюється передача електричної енергії по лініях електропередач і перетворення напруги трансформаторами.

### б) Радіохвилі.

Радіохвилі — діапазон електромагнітних хвиль з довжиною хвилі від  $10^5$  до  $10^{-5}$  метра (частота 3 кГц-3ТГц).

В експериментах Герца вперше були одержані хвилі з довжиною кілька десятків сантиметрів. В 1895-99 О. Попов вперше використав радіохвилі для бездротового зв'язку. З розвитком радіотехніки розширявся і частотний діапазон хвиль, що можуть бути згенеровані чи сприйняті радіоапаратурою. ( **Таблицю пишуть не обов'язково!**)

### 31 Молекулярне розсіювання світла як різновид Релеєвського розсіювання.

. Розсіюванням світла називається процес взаємодії світла з речовиною, у результаті якої відбувається зміна напрямку його поширення і виникає невласне світіння речовини. Розсіювання світла відбувається при його поширенні в оптично неоднорідних середовищах. Розсіювання світла може відбуватись як без зміни  $\lambda$  (релеївське, моле-

кулярне розсіювання), так і зі зміною  $\lambda$  (розсіювання Мандельштама–Бріллюена, комбінаційне розсіювання). Розсіювання світла безпосередньо пов'язане із взаємодією світлової хвилі з електронами середовища, виникненням вторинних хвиль, які когерентні між собою та дифракцією світла на неоднорідностях. Інтенсивність розсіяного світла значною мірою залежить від співвідношення між характерним розміром неоднорідностей  $d$

і довжиною хвилі  $\lambda$ .

**Релеївське розсіювання.** Якщо  $d < \lambda$  ( $d \sim 0,1\lambda$ ), то розсіювання світла належить до релеївського типу розсіювання, основною рисою якого є залежність

$I_{\text{розс}} \sim \frac{1}{\lambda^4}$ . Інтенсивність розсіяного світла у разі, коли падаюче світло –

$I_{\text{розс}} = I_{\perp} (1 + \cos^2 \theta)$ , природне (неполяризоване), визначається формулою

де  $\theta$  – кут між напрямом спостереження розсіяного світла та напрямком поширення прямого пучка світла;

$I_{\perp}$  – інтенсивність світла, розсіяного під кутом  $\theta = \pi / 2$ . Для випадку  $\theta = \pi / 2$  розсіяне світло повністю або майже повністю лінійно поляризоване з площиною поляризації (площиною коливань вектора  $\vec{E}$ ), перпендикулярною до напрямку поширення прямого світлового пучка.

**Молекулярне розсіювання** світла відбувається в середовищах, у яких відсутністоронні частинки, у цьому разі оптичні неоднорідності в речовині виникають унаслідок флуктуацій, які обумовлені тепловим рухом молекул, що призводить до нерівномірного просторового їх розподілу в речовині.

Молекулярне розсіяння світла може виникати не тільки завдяки флуктуації густини речовини. Наприклад, у розчинах причиною розсіяння можуть бути флуктуації концентрації розчиненої речовини. Окрім того, оптичні неоднорідності можуть

виникати внаслідок флуктуацій орієнтації анізотропних молекул у речовині. А. Ейнштейн у 1910 р., виходячи з ідеї флуктуації густини середовища, створив кількісну термодинамічну теорію молекулярного розсіяння в рідинах і реальних газах. Він одержав формулу для інтенсивності розсіяного світла, окремим випадком

якої є формула Релея. Молекулярне розсіяння світла може виникати не тільки завдяки флуктуації густини речовини. Наприклад, у розчинах причиною розсіяння можуть бути флуктуації концентрації розчиненої речовини.

## 32 Формули геометричної оптики.

. оптичні сили сферичної заломлюючої поверхні:

$\Phi = \frac{n_n - n_{ст}}{R}$ , де  $n_n$  – показник заломлення середовища, у яке промінь заломлюється ("нове" середовище);  $n_{ст}$  – показник заломлення середовища, з якого промінь падає на заломлюючу поверхню ("старе" середовище);  $R$  – радіус сферичної заломлюючої поверхні (з урахуванням знака);

рівняння Аббе для сферичної заломлюючої поверхні:

$\frac{n'}{a'} - \frac{n}{a} = \Phi$ ; співвідношення між задньою  $f'$  і передньою  $f$  фокусними відстанями та оптичною силою  $\Phi$ :

$$f' = \frac{n'}{\Phi}; \quad f = -\frac{n}{\Phi}; \quad \frac{f'}{f} = -\frac{n'}{n};$$

формула Гаусса:

$$\frac{f'}{a'} + \frac{f}{a} = 1;$$

формула Ньютона:

$$x \cdot x' = f \cdot f';$$

інваріант Лагранжа–Гельмгольца:

$$n' \cdot u' \cdot y' = n \cdot u \cdot y;$$

умова синусів Аббе записується для великих апертур пучка, коли порушується параксіальність променів, і має вигляд:

$$n' \cdot \sin u' \cdot y' = n \cdot \sin u \cdot y;$$

оптична сила тонкої лінзи в середовищі з показником заломлення  $n$  дорівнює:

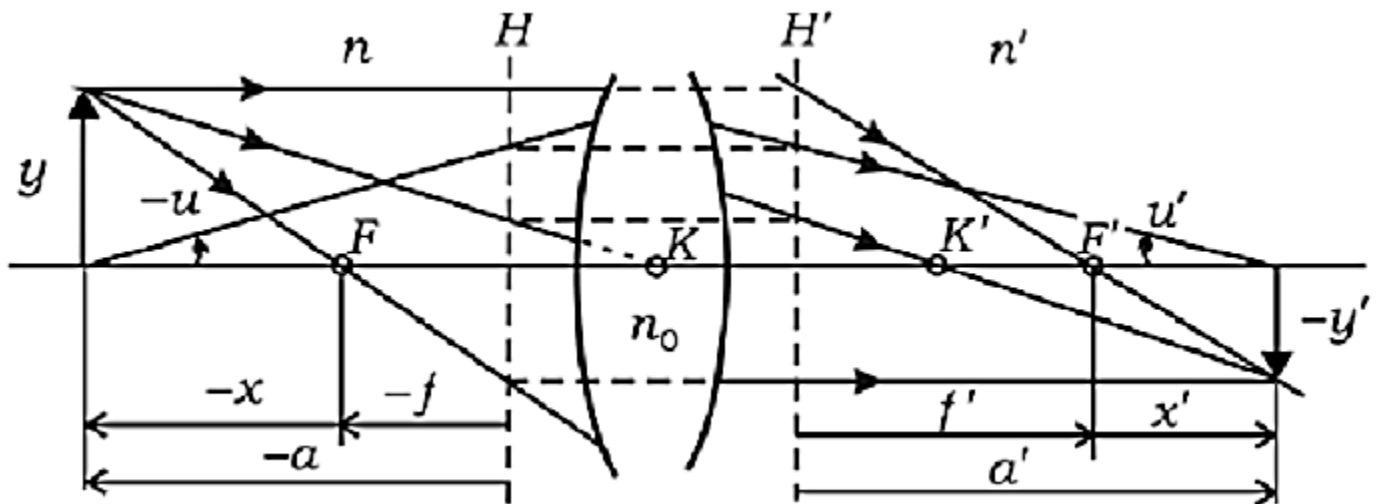
$$\Phi = (n_0 - n) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

де  $n_0$  – показник заломлення лінзи;

оптична сила товстої лінзи товщиною  $d$  :

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d}{n_0} \Phi_1 \Phi_2.$$

Ця формула справедлива й для системи з двох тонких лінз, між якими розташоване середовище з показником заломлення  $n_0$  ;



головні площини  $H$  і  $H'$  розташовані від вершин поверхонь товстої лінзи (рис. 1.24) на відстанях:

$$S_H = \frac{d}{n_0} \frac{\Phi_2}{\Phi}; \quad S_{H'} = -\frac{d}{n_0} \frac{\Phi_1}{\Phi};$$

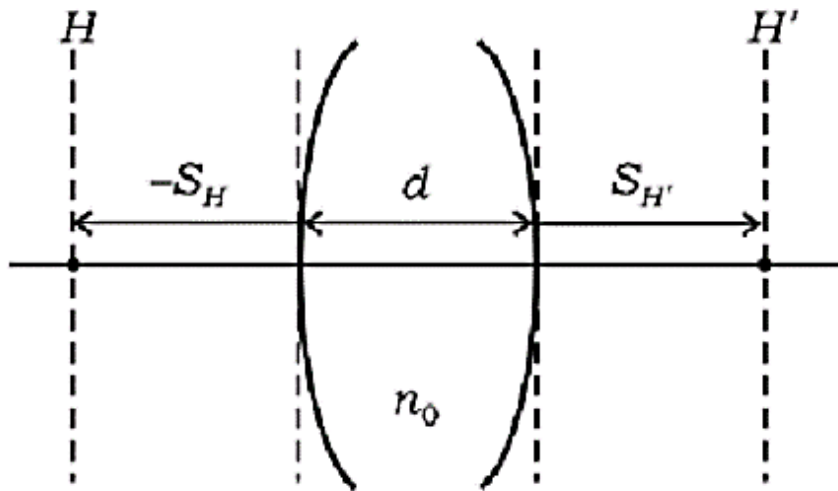


Рис. 1.24. До формули (1.10)

Фокусна відстань сферичного дзеркала:

$$f = \frac{n}{\Phi} = \frac{R}{2},$$

де  $R$  – радіус кривини дзеркала;

формула сферичного дзеркала:

$$\frac{1}{a'} + \frac{1}{a} = \frac{2}{R}n,$$

де  $a$  та  $a'$  – відстані від дзеркала до предмета та його зображення, відповідно;

$$\frac{2}{R}n = \Phi$$

– оптична сила дзеркала.



Світло змусило коливатися електрони в атомі  $\rightarrow$  віддаючи свою енергію, світло поглинається  $\rightarrow$  однак заряди, що коливаються, самі стають джерелами вторинних світлових хвиль  $\rightarrow$  світлове поле в середовищі формується в результаті інтерференції падаючого випромінювання і вторинних світлових хвиль.

Середовище веде себе як суцільна речовина.

Класифікація середовищ.

1. Середовище без дисперсії: залежність  $\vec{P}(\vec{E})$  є локальною та безінерційною, тобто значення поляризації середовища в деякій точці простору і в деякій момент часу визначається значенням поля  $\vec{E}$  в тій же самій точці і в той же момент.
  2. Середовище з просторовою дисперсією: нелокальність відгук:  $\vec{D} = \epsilon(k) \cdot \vec{E}$
  3. Часова (або частотна) дисперсія: інерційність відгуку, тобто запіздкування  $\vec{P}$  відносно  $\vec{E}$ .  $\Rightarrow \epsilon(\omega)$
  4. Лінійне середовище:  $\vec{P} = \hat{L}(\vec{E})$ , де  $\hat{L}$  - лінійний оператор.
  5. Нелінійне середовище:  $\vec{P} = \hat{NL}(\vec{E})$ , де  $\hat{NL}$  - нелінійний оператор.
  6. Ізотропне середовище:  $\vec{P} \parallel \vec{E}$
  7. Анізотропне середовище:  $\vec{P} \nparallel \vec{E}$
- Властивості середовища (дисперсія, лінійність, ізотропність)  
не пов'язані між собою

34 Оптична активність речовини. Механізм обертання площини поляризації (феноменологічна теорія Френеля).

. Оптична активність – це природне явище, яке полягає в тому, що площина поляризації електромагнітної (світлової) хвилі повертається на деякий кут під час проходження світла крізь оптично активні речовини – деякі кристали та рідкі розчини. При цьому ці речовини не розташовані в зовнішніх полях – магнітному, електричному або механічному. Оптична активність цих речовин природна. До оптично активних речовин належать кристалічний кварц, водний розчин цукру тощо. Кут повороту площини поляризації для оптично активних кристалів дорівнює:

$$\psi = \alpha d,$$

де  $\alpha$  – стала обертання, що залежить від властивостей речовини і довжини хвилі;  $d$  – шлях світла в оптично активній речовині.

Якщо розташувати оптично активну речовину між схрещеними поляризаторами (рис. 10.1), то на виході такої системи (без урахування втрат світла в елементах системи) інтенсивність світла визначається за законом

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_{\text{пр}} \sin^2 \psi, \quad \text{де } I_{\text{пр}} - \text{інтенсивність природного світла на вході}$$

системи.

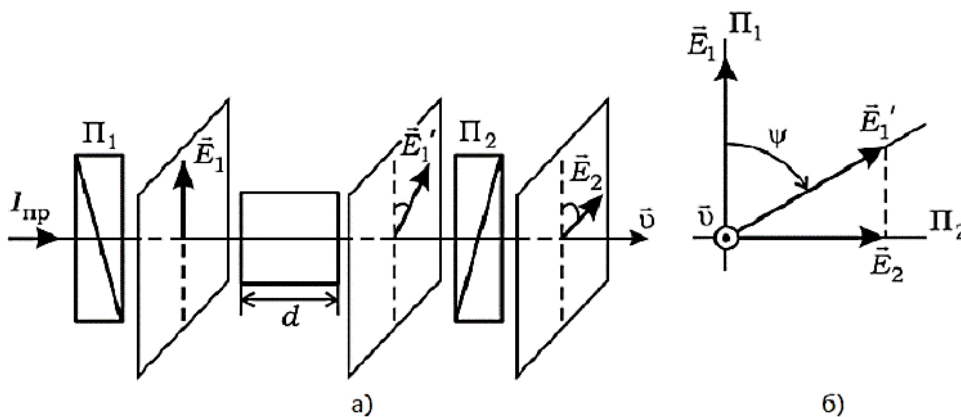


Рис. 10.1. Природне обертання площини поляризації (оптична активність)

У розчинах оптично активних речовин в оптично неактивному розчиннику кут повороту площини поляризації визначається за

законом Біо:  $\Psi = \alpha c d$ ,

де  $\alpha$  – стала обертання, що залежить від властивостей активної речовини та довжини хвилі світла;  $c$  – концентрація активної речовини в розчиннику ( $\text{кг}/\text{м}^3$ );  $d$  – шлях світла в оптично активній речовині.



35 Дисперсія та поглинання світла в лінійному ізотропному середовищі.

. Дисперсія світла – це залежність показника заломлення  $n$  середовища від частоти  $\omega$  (або довжини хвилі  $\lambda$ ) світла. Така залежність викликана тим, що фазова швидкість світлових хвиль залежить від їх частоти (довжини хвилі). На практиці, зазвичай, мають справу з нормальною дисперсією, коли дисперсія показника заломлення

$$\frac{dn}{d\lambda} < 0 \text{ (або } \frac{dn}{d\omega} > 0 \text{)}. \text{ Аномальна дисперсія, коли } \frac{dn}{d\lambda} > 0 \Rightarrow \left( \frac{dn}{d\omega} < 0 \right),$$

стерігається в ділянках спектра біля центра ліній поглинання.

Дисперсійна формула Коші, що застосовується для апроксимації експериментальних залежностей  $n(\lambda)$ , має вигляд:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots, \text{ де } A, B, C \text{ – сталі коефіцієнти, які визначаються експериментальним шляхом для кожного середовища.}$$

Залежність показника заломлення розрідженого газу на віддалі від ліній поглинання (для нормальної дисперсії) від частоти описується формулою Лоренца:

$$n^2 = 1 + 4\pi \frac{e^2}{m} \frac{N}{\omega_0^2 - \omega^2}, \text{ (у системі Гаусса), де } e \text{ і } m \text{ – заряд і маса електрона, відповідно; } N \text{ – концентрація електронів; } \omega_0 \text{ – власна частота коливань електронів; } \omega \text{ – частота коливань світлової хвилі, яка поширюється в газі.}$$

У разі врахування поглинання середовища вводять комплексний показник заломлення  $n^* = n - i\chi$  середовища і користуються формулами:

$$n^2 - \chi^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2};$$

$$n\chi = \frac{4\pi Ne^2}{m} \cdot \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2},$$

де  $\chi$  – показник поглинання,  $\gamma$  – коефіцієнт згасання осцилюючого електрона. Графік частотної залежності показника заломлення з урахуванням поглинання світла в

середовищі відповідно до (11.3) має вигляд, зображений на рис. 11.1.

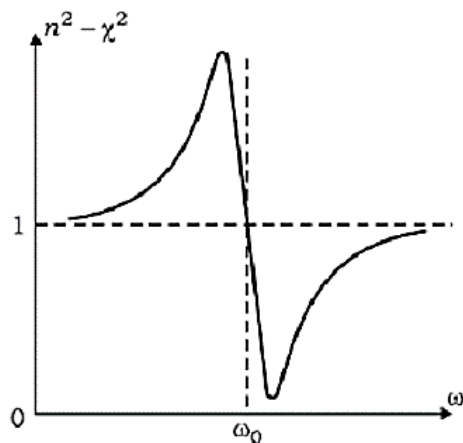


Рис. 11.1. Частотна залежність показника заломлення з урахуванням поглинання світла в середовищі

Поглинання світла описується законом Бугера–Ламберта:

$I(l) = I_0 e^{-Kl}$ , який пов'язує інтенсивність  $I(l)$  пучка світла, що пройшло в поглинальному середовищі шлях  $l$ , з інтенсивністю падаючого світла  $I_0$ . Незалежний від інтенсивності світла коефіцієнт  $K$  називається коефіцієнтом поглинання. У більшості випадків показник поглинання залежить від довжини хвилі.

### 36 Поляризаційні прилади: поляризатори, компенсатори.

. Компенсатор – це оптичний пристрій, призначений для аналізу поляризованого світла. Він дозволяє скомпенсувати до нуля (або доповнити до  $\pi$ ) будь-яку різницю фаз між двома ортогональними коливаннями. Існують декілька типів компенсаторів, розглянемо їх.

Компенсатор Бабіне складається з двох клинів, вирізаних із анізотропного кристала (кварц, ісландський шпат тощо) таким чином, що оптичні осі в них взаємно перпендикулярні (рис. 8.13, а). У компенсаторі цього типу промінь, звичайний у верхньому клині, стає незвичайним у нижньому, і навпаки.

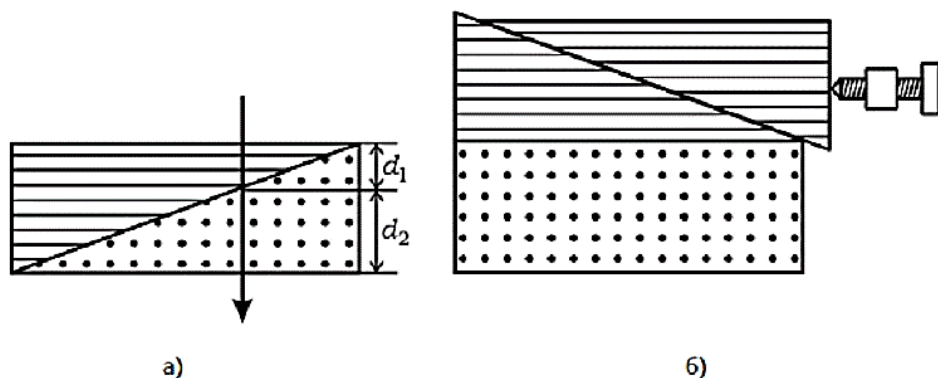


Рис. 8.13. Конструкції компенсатора Бабіне (а) і компенсатора Солейля (б)

Отже, у тому місці, де світло проходить однакові товщини обох клинів, між променями не виникає ніякої різниці фаз. У будь-якому іншому місці, де світло пройде товщину  $d_1$  одного клина і товщину  $d_2$  другого, між променями виникає відповідна різниця фаз. Залежно від місця, у якому світло проходить через клини,

можна отримати будь-яку різницю фаз. Недоліком компенсатора Бабіне є необхідність працювати з вузькими пучками світла.

Компенсатор Солейля складається із двох кварцових клинів, оптичні осі яких паралельні, і кварцової плоско-паралельної пластини, вісь якої перпендикулярна до осі клинів (рис. 8.13, б). Верхній клин може поступально переміщатись за допомогою мікрометричного гвинта. При цьому змінюється сумарна товщина клинів, яка порівнюється із товщиною пластинки, і променям можна надати будь-якої потрібної різниці фаз.

**Поляризатор (поляризаційний фільтр)** - це оптичний фільтр, що пропускає певну поляризацію електромагнітних хвиль, в т.ч. - світла. За способом поляризації і будовою поляризаційної решітки розрізняють лінійні («linear») та циркулярні («circular») поляризатори.

37 Запропонуйте спосіб вимірювання температури тіл, нагрітих вище 1000 К.

. За температур  $T > 1000\text{K}$  часто використовують закони теплового випромінювання для оцінки цієї температури. Виміряне таким чином значення буде істинною температурою тільки тоді, коли досліджуване тіло абсолютно чорне. В інших випадках треба вводити певні поправки, а виміряна таким чином температура буде псевдо-температурою. Однією із таких температур є радіаційна температура. Коли тіло, температуру якого визначають, не є абсолютно чорним, але його здатність до поглинання  $a_\nu < 1$  не залежить або мало змінюється із частотою  $\nu$ , то можна виміря-

ти радіаційну температуру тіла. Такі тіла, які називають "сірими", можна характеризувати середнім значенням поглинальної здатності  $a_\nu$ . Для них

закон Стефана–

Больцмана з

урахуванням

записується у вигляді

$$M_e = \int_0^\infty M_\nu d\nu = \int_0^\infty a_\nu M_{0\nu} d\nu = \langle a_\nu \rangle \sigma T^4 = \sigma T_M^4,$$

тут  $T$  та  $T_M$  – істинна та радіаційна температури тіла, відповідно;  $M_\nu$  та  $M_{0\nu}$  – випромінювальні здатності сірого та абсолютно чорного тіл, відповідно.

Таким чином, радіаційна температура

$$T_M = \sqrt[4]{\langle a_\nu \rangle} T.$$

У силу того, що  $a_\nu < 1$ , радіаційна температура не може перевищувати істинну температуру. Для АЧТ  $a_\nu = 1$  і  $T_M = T$ .

38 Голографія: властивості та особливості.

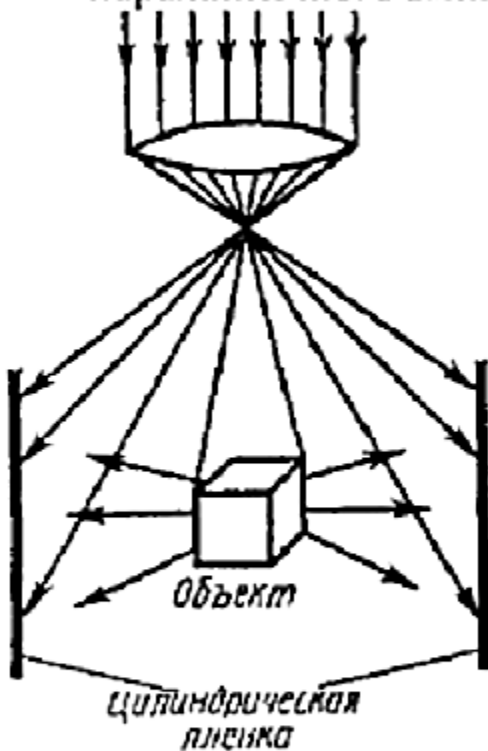
. Голографія(Г.) базується на використанні хвильових властивостей світла – законах інтерференції та дифракції. Г. дозволяє реєстр. Та відтворювати амплітуду та фазу(+ поляризацію) світлової хвилі:

$$E_o^2 = E_{o1}^2 + E_{o2}^2 + 2E_{o1} \cdot E_{o2} \cdot \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

Розподіл інтенсивності в інтерф. Картині визначається і амплітудою, і різницею фаз хвиль, що інтерферують. Для реалізації Г. потрібно дві хвилі: сигнальна(предметна) та опорна, які когерентні між собою

### Властивості голографії

1. Г. – безлінзовий спосіб отримання оптич. зображення.
2. Зображення, яке дає Г., - *тривимірне і панорамне* (з ефектом паралактичного зміщення)



3. На одній ФПл можна зареєструвати *декілька* (реально до 100). *накладених одне на друге зображень* без помітного взаємного впливу.

4. Можна отримати *кольорове зображення*, освітлюючи Г. трьома різними лазерами (Г. на чорно-білій ФПл.!).

6. *Г.* має *асоціативний характер Г.* При ресетрації об'єкту  $O_1$  об'єктною *Г.* випромінювання кожної його точки можна розглядати, як опорне відносно до всіх інших точок  $O_1$ . Якщо отриману таким способом голограму відтворити випромінюванням *частини* точок записаного на ній об'єкту (наприклад, випромінюванням вістря об'єкта  $O_1$ ), то це випромінювання відтворить зображення *всіх* точок об'єкта, відносно яких воно було опорним, тобто зображення об'єкта в цілому. Таким чином, тривимірна голограма за фрагментом записаної на ній інформації здатна "згадати за асоціацією" всю інформацію про об'єкт у цілому.

7. *Поляризаційна Г.* *Г.* здатна ресетрувати та відтворювати не лише амплітуду, фазу і довжину хвилі, а і стан поляризації об'єктної хвилі. При запису *Г.* поляризації опорної та об'єктної хвиль можуть бути різними аж до їх взаємної ортогональності. Інтерференційна картина в такому випадку характеризується модуляцією стану поляризації поля, голограму якого записують. Неозброєне людське око не розрізняє ці стани. Але якщо таку картину зареєструвати на світлочутливому середовищі, яке реагує на стан поляризації випромінювання, наприклад, <sup>4</sup>анізотропією коефіцієнта поглинання, то можна записати поляризаційну *Г.* На ній одночасно записуються дві періодичні структури, які зсунуті на  $1/2$  періоду інтерференційної картини і відповідають взаємно ортогональним лінійним станам поляризації. Це неначе дві голограми, записані на одному носії. Відповідно при реконструкції поляризаційної *Г.* відтворюються дві об'єктні хвилі, які зсунуті на  $1/2$  періоду і поляризовані ортогонально одна до одної і під кутом  $45^\circ$  відносно до поляризації опорної хвилі. У поляризаційній *Г.* відтворюється повна інформація про об'єкт, включаючи стан поляризації розсіяного ним поля. Тим самим практично завершилась побудова основ голографії, як метода запису та відтворення всіх без виключення характеристик хвильового поля.

вою розташоване вздовж напрямку розповсюдження хвильоводних мод.

10. Г. принципово *менш чутливі до дефектів* порівняно із неголографічним побітовим або аналоговим записом інформації. Це пов'язане з однією з основних властивостей Г., яка характеризує тільки цей спосіб запису - не тільки вся субголограма, але і кожний її фрагмент має властивість відтворювати записану на ній інформацію. Однак при цьому, слід мати на увазі, що, чим більша частина субголограми використовується для відтворення, тим вища точність відтворення. Обмеження Г. за площею призводить до зменшення розділення мілких деталей, а обмеження за глибиною знижує точність спектрального (кольорового) відтворення. При наявності на Г. пилу, подряпин, інших дефектів інформаційні втрати проявляються у вигляді зменшення чіткості границь та кількості градацій яскравості між окремими елементами зображення. Це дозволяє казати про надзвичайно високу *перешкодостійкість та надійність* голографічного запису;

11. Виконуються не послідовні, а *паралельні процеси запису та зчитування інформації* у вигляді окремих субголограм розміром  $\sim 10^4 \cdot 10^5$  біт;

12. *Час звертання* до будь-якої з субголограм складає  $\sim 1$  мкс;



### 39 Дифракція Фраунгофера на отворі.

. Дифракція Фраунгофера на вузькій прямокутній щілині. Розподіл інтенсивності монохроматичного світла, продифрагованого на одній щілині, має вигляд

$$I(u) = I_0 \left( \frac{\sin u}{u} \right)^2,$$

$$\text{де } u = \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \varphi}{\lambda};$$

$b$  – ширина щілини;  $\varphi$  – кут, який характеризує напрямок на точку спостереження;  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого світла. Кутове положення мінімумів інтенсивності при дифракції Фраунгофера на щілині, на яку нормально падає плоска монохроматична хвиля, визначається умовою

$$b \sin \varphi_m = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots,$$

де  $\varphi_m$  – кут дифракції, у напрямку якого інтенсивність дифракційної картини мінімальна;  $m$  – порядок дифракційного мінімуму;  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого світла.

Дифракція Фраунгофера на круглому отворі представляє великий практичний інтерес, оскільки в оптичних приладах оправы лінз і об'єктивів, а також діафрагми мають круглу форму. Розподіл інтенсивності продифрагованого на круглому отворі

світла у випадку дифракції Фраунгофера описується за законом

$$I(u) = I_0 \left( \frac{J_1(u)}{u} \right)^2,$$

де  $J_1(u)$  – функція Бесселя першого роду;

$$u = \frac{\pi \cdot D}{\lambda} \sin \varphi$$

Графік цієї функції показаний на рис. 7.11.

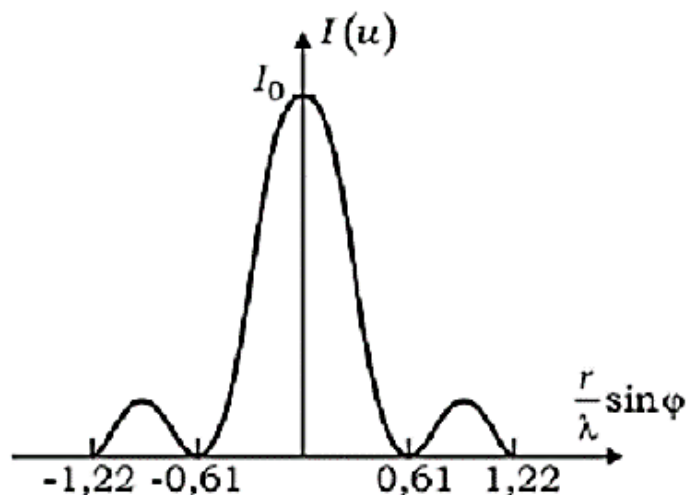


Рис. 7.11. Розподіл інтенсивності  $I(\varphi)$  світла у випадку дифракції Фраунгофера, яка отримана на круглому отворі радіуса  $r$

Напрямок на 1-й мінімум у випадку дифракції Фраунгофера на круглому отворі визначається з умови:

$$\sin \varphi_1 = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,61 \frac{\lambda}{r}.$$

У зв'язку з тим, що кут  $\varphi_1$  зазвичай малий, вираз (7.13) у цьому випадку перетворюється на вираз:

$$\varphi_1 = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,61 \frac{\lambda}{r}.$$

Розміри центральної світлої плями тим більші, чим більше відношення  $\lambda / r$ , тобто, чим більше довжина хвилі  $\lambda$  і чим менше діаметр отвору.

40 Когерентність світла: радіус когерентності, довжина когерентності, час когерентності.

. Когерентність світла – взаємна узгодженість у часі світлових коливань у різних точках простору або часу, яка характеризує їх здатність до інтерференції. Щоб зареєструвати інтерференційну картину, необхідна стабільність різниці фаз ( $\delta = \text{const}$ ) інтерферуючих хвиль за час, необхідний для реєстрації інтерференції. У зв'язку з тим, що в оптичному діапазоні всі датчики квадратичні та інерційніші, ніж період світлових коливань ( $T \approx 10^{-15} \text{с}$ ), вони реєструють усереднену в часі інтенсивність

$\langle I \rangle \approx \langle E \rangle \cdot \langle E \rangle^*$ . Якщо  $\langle I \rangle = \sum I_i$ , то виконується закон незалежності світлових пучків. Якщо закон незалежності світлових пучків порушується, то виникає регулярна картина у вигляді максимумів і мінімумів інтенсивності світла або регулярне різнокольорове забарвлення, тобто виникає інтерференційна картина. Необхідною умовою для існування інтерференції є вимога, щоб хвилі, що додаються, були когерентними. Вимога, щоб амплітуди цих хвиль були однаковими, а їх площини поляризації – паралельними, не є необхідною, а лише бажаною. Вимога, що поляризації хвиль не мають бути ортогональними, також строга.

Часова когерентність. Фаза хвилі  $\phi(r, t)$  залежить від відстані від джерела до точки спостереження і частоти  $\omega$ . Якщо в точці спостереження  $P$  різниця фаз  $\delta = \phi_1(r_1, t_1) - \phi_2(r_1, t_2)$  для двох різних моментів часу залишається сталою, то кажуть, що випромінювання має часову когерентність. Найбільший проміжок часу  $\Delta t = \tau_k$  у межах якого різниця фаз змінюється менше, ніж на  $\pi$  називається *часом когерентності*. Час когерентності пов'язаний із шириною спектральної лінії за формулою

$\tau_k = \frac{1}{\Delta \nu}$ . Відстань  $L_k = c \cdot \tau_k$ :  $\tau_k$  називається *довжиною когерентності*. Час життя ( $\sim 10^{-8} \text{с}$ ) збудженого атома це – тривалість цугу хвиль, яка за фізикою оптичних процесів дорівнює часу когерентності  $\tau_k$ . Довжина когерентності  $L_k = c \cdot \tau_k$  показує шлях,

який проходить цуг хвиль за час  $\tau_k$ . *Порядок інтерференції* – відношення

різниці ходу до довжини хвилі  $m = \frac{\Delta}{\lambda}$ .

Максимальний порядок інтерференції, який існує в інтерференційній картині, дорівнює

$$m_{\max} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (6.10)$$

де  $\Delta\lambda$  – ширина спектральної лінії випромінювання (величина, яка характеризує ступінь монохроматичності випромінювання). Максимальний порядок інтерференції  $m_{\max}$  пов'язаний з максимальною оптичною різницею ходу

$$\Delta_{\max} = m_{\max} \cdot \lambda. \quad (6.11)$$

Об'єднавши (6.10) і (6.11), отримуємо

$$\Delta_{\max} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (6.12)$$

Максимальна оптична різниця ходу дорівнює довжині когерентності

$$\Delta_{\max} = L_{\text{к}}. \quad (6.13)$$

- Просторова когерентність характеризує зміну фази або зміну різниці фаз у просторі, обумовлену насамперед скінченними розмірами джерела світла. Якщо різниця фаз  $\delta = \varphi_1(P_1, t_0) - \varphi_2(P_2, t_0)$  для хвиль у різних точках  $P_1$  і  $P_2$  простору в певний момент часу  $t_0$  залишається сталою і не залежить від часу, то таке випромінювання називається *просторово когерентним*. Радіус поперечного розміру пучка світла в межах якого виконується просторова когерентність називається *радіусом когерентності*. Частина простору, у якій хвиля зберігається когерентною, визначає об'єм когерентності.

Видність інтерференційної картини визначається співвідношенням

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (6.14)$$

#### 41 Абсолютно чорне тіло (АЧТ). Закон Кірхгофа.

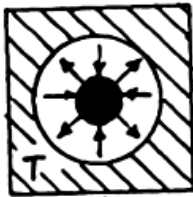
. Абсолютно чорне тіло – тіло, здатне поглинати все падаюче на нього випромінювання довільної  $\lambda$  при довільній температурі ( $T$ ).

Для а.ч.т  $\lambda(\nu, T) = 1$  для довільних  $\nu$  і  $T$ .



В природі а.ч.т. не існує. А.ч.т. – ідеалізація але можна знайти дуже близькі за своїми властивостями до а.ч.т. тіла: сажа, чорний оксамит, коруваті тіла. В основі – багаторазове відбиття, яке забезпечує сильні поглинаючі властивості. Маленький опір в порожнину з ідеально відбиваючими поверхнями, які не прозорі для ел.м випромінювання. На виході випромінювання має нульову потужність.

Уявний експеримент, що демонструє справді-  
вість закону Кірхгофа



а - біла крейда в порожнині;  
б - чорний вугілля в порожн.  
В стані теплової рівноваги  
 $dW_{\text{полн}} = dW_{\text{випр.}} \quad (1)$

Пробне тіло (білу крейду) замінили на будь-яке інше тіло такого ж розміру і форми, але з іншого матеріалу, наприклад, з чорного вугілля.

Характеристики  
теплового

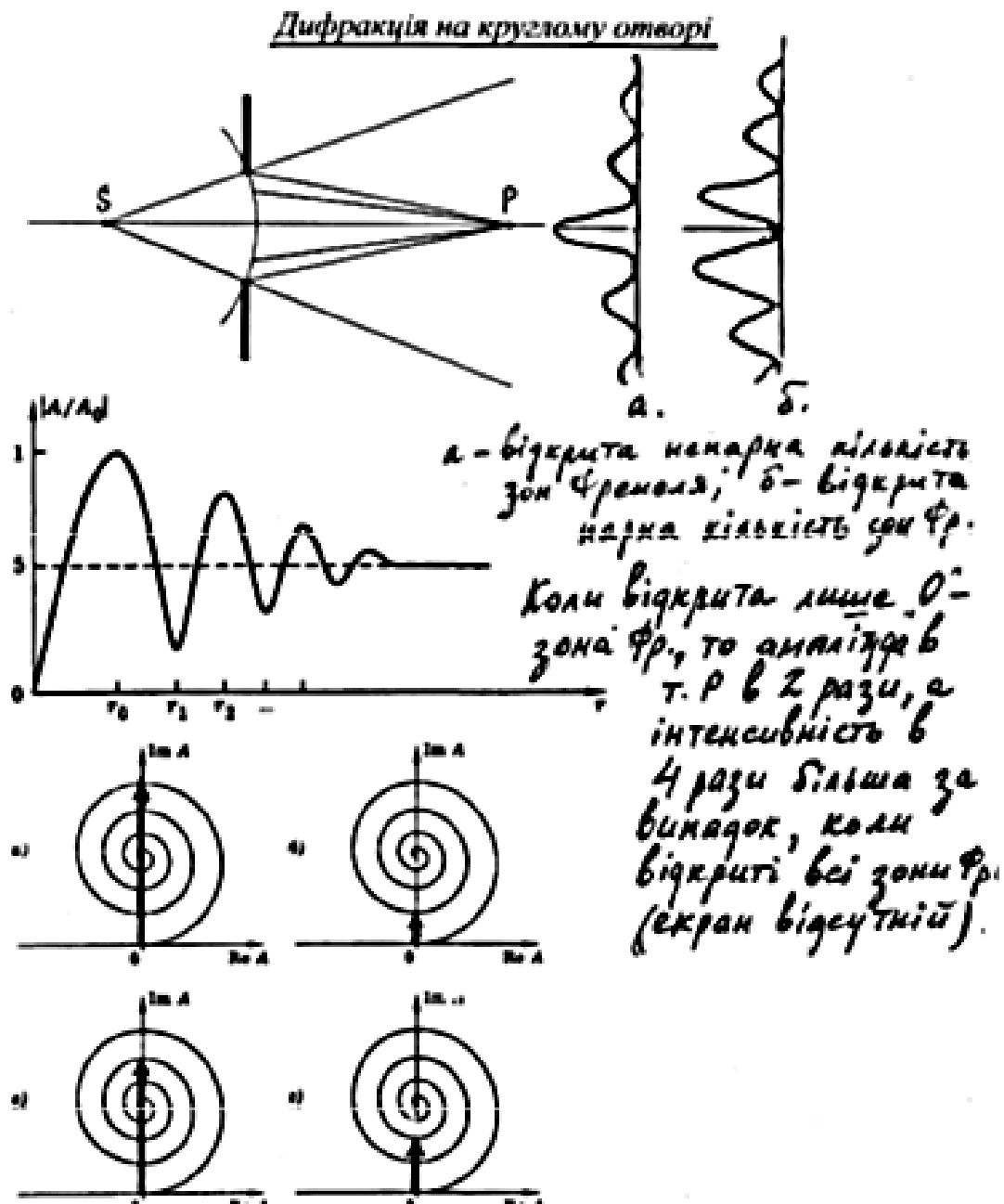
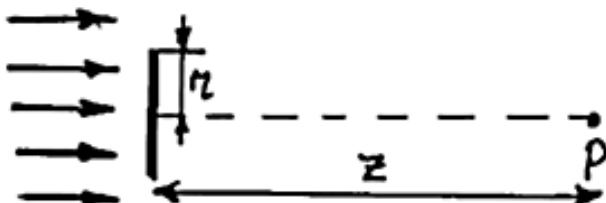
випромінювання залишаються незмінними: пробні тіла мають розміри достатньо малі порівняно з термостатом і не впливають на х-ки теплового випромінювання в порожнині.

В 2 випадку на елемент поверхні  $d\sigma$  тіла в межах тієї ж смуги частот  $d\nu$  падає випромін. тієї ж потужності  $dW_{\text{пад}}$  що і в 1- му випадку.

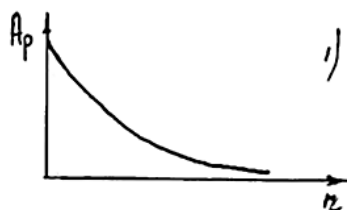
Ф-ли (2), (3) заливаються в силі, хоча і з іншими значеннями коефіцієнтів  $\alpha$  та  $\epsilon$ . Але тоді, щоб (2) і (3) залишились *inv*, необхідно, щоб  $\epsilon/\alpha = \text{inv}$ , що і складає зміст закону Кірхгофа

$$\begin{aligned} \text{За визначенням: } & \left. \begin{aligned} dW_{\text{полн}} &= \alpha \cdot dW_{\text{пад}} \\ dW_{\text{випр.}} &= \epsilon \cdot d\nu \cdot d\sigma \end{aligned} \right\} (2) \\ (2) \rightarrow (1): & \alpha \cdot dW_{\text{пад}} = \epsilon \cdot d\nu \cdot d\sigma \quad (3) \end{aligned}$$

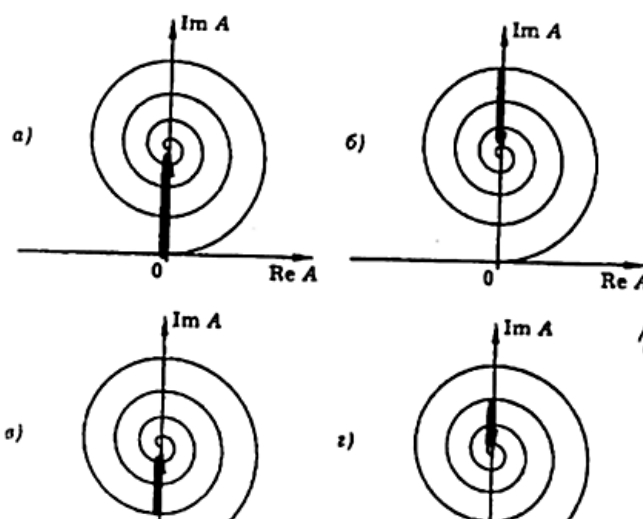
## 42 Дифракція Френеля на круглому екрані. Пляма Пуасона. .

Дифракція на диску. Пляма Пуасона

Хвиля - плоска,  
монохроматична



- 1) Амплітуда світлових коливань в т.  $z=P$  ( $A_p$ ) залежить від радіусу диску.  
 2) Навіть при великому радіусі в центрі геом. тіні інтенсивність світла не дорівнює 0. Точка Пуассона



*Обидві властивості витікають із зведення до спіралі Фр.*

$$z_n = \sqrt{(n+1)\lambda \cdot z}$$

#### 43 Наближення геометричної оптики.

. Основне наближення геометричної оптики – це наближення коротких довжин хвиль. Це означає, що довжини хвиль вважаються нехтує малими в порівнянні з розмірами неоднорідностей електромагнітного поля і середовища. Тому геометрична оптика не застосовна там, де необхідно досліджувати тонку структуру неоднорідностей, порівнянних з довжиною хвилі.

Так, в наближенні геометричної оптики справедливий закон прямолінійного поширення світла, але задовільно працює він лише далеко від країв перешкод. Поблизу краю спостерігається дифракція світла – зміна напрямку світлових променів і їх проникнення в область геометричної тіні.

Отже, в геометричній оптиці не враховується хвильова природа світла, а також досліджується лише промені, близькі до оптичної осі.



#### 44 Закони теплового випромінювання.

. Теплове випромінювання – це електромагнітне випромінювання із суцільним спектром, джерелом якого є нагріті тіла (Сонце, свічка, лампа розжарювання, електрична дуга, тіло людини, електричний паяльник тощо).

Важливим елементом законів теплового випромінювання є поняття про рівноважне теплове випромінювання, яке відбувається, коли розподіл енергії між нагрітим тілом і випромінюванням для кожної довжини хвилі залишається незмінним. Це стан термодинамічної рівноваги, коли к-ть енергії, що випромінюється нагрітим тілом за одиницю часу, дорівнює енергії, яку тіло отримує за одиницю часу. Температура тіла при цьому не змінюється.

Випромінювальна здатність  $M_e(T)$  тіла чисельно дорівнює енергії, що випромінюється при заданій температурі одиницею поверхні нагрітого тіла в усіх напрямках за одиницю часу в усьому інтервалі частот. Одиниця вимірювання  $M_e(T)$  – Вт/м<sup>2</sup>. Потік енергії, що випромінюється одиницею поверхні нагрітого тіла в усіх напрямках в інтервалі частот  $\omega$ ,  $\omega + d\omega$  позначимо через  $dM_e$ . Для малого інтервалу  $d\omega$  величина  $dM_e$  буде пропорційною  $d\omega$ :

$dM_e = M_\omega \cdot d\omega$ , де  $M_\omega$  – спектральна випромінювальна здатність тіла. Окрім частоти, спектральна випромінювальна здатність залежить від температури  $M_\omega(\omega, T)$ . Знаючи спектральну випромінювальну здатність  $M_\omega(\omega, T)$ , можна знайти **ПОВНУ** (енергетичну, інтегральну) випромінювальну здатність  $M_e$  тіла за заданої температури в усьому діапазоні частот від 0 до  $\infty$ :

$$M_e = \int_0^{\infty} M_\omega(\omega, T) d\omega.$$

Випромінювання можна характеризувати не тільки циклічною ( $\omega$ ) частотою, але й лінійною частотою ( $\nu$ ), або довжиною хвилі ( $\lambda$ ). Ділянці  $d\omega$  будуть відповідати свої ділянки –  $d\nu$  і  $d\lambda$ . Вони через відомі співвідношення  $\nu \cdot \lambda = c$  (де  $c$  – швидкість світла) і  $\omega = 2\pi\nu$ , а також похідні

$$|d\lambda| = \frac{2\pi c}{\omega^2} d\omega; \quad |d\lambda| = \frac{c}{\nu^2} d\nu \quad |d\omega| = \frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda \text{ та } d\omega = 2\pi \cdot d\nu,$$

відповідним чином пов'язані між собою. Частина енергетичної випромінювальної здатності, що припадає на інтервал  $d\lambda$ ,

$$dM_\lambda = M_{e\lambda}(\lambda, T) \cdot d\lambda.$$

Можемо знайти в разі необхідності значення спектральної випромінювальної здатності тіла на ділянці довжин хвиль, наприклад, від  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ :

$$M_{\lambda}(\lambda, T) = M_{\omega}(\omega, T) \frac{d\omega}{d\lambda} = M_{\omega}(\omega, T) \frac{2\pi c}{\lambda^2} = M_{\omega}(\omega, T) \frac{\omega^2}{2\pi c}.$$

- Поглинальна здатність

$$a = \frac{d\Phi'}{d\Phi},$$

де  $d\Phi$  – потік світлової енергії, що падає на поверхню тіла, обумовлений

електромагнітними хвилями, значення частот яких лежать в інтервалі  $\omega, \omega + d\omega$ ;  $d\Phi'$  – потік світлової енергії (частина потоку  $d\Phi$ ), що поглинається тілом. Поглинальна здатність, як і випромінювальна здатність, залежить від частоти та температури  $a(\omega, T)$ .

• Тіло, яке повністю поглинає випромінювання, що падає на нього, у всьому діапазоні частот і для будь-якої температури ( $a = 1$ ) називається абсолютно чорним тілом (АЧТ). Тіло, для якого поглинальна здатність менша від одиниці та/або залежить від частоти чи температури ( $a(\omega, T) < 1$ ), називається *сірим тілом*.

• Густина (об'ємна густина) енергії випромінювання  $u$  – кількість енергії випромінювання в одиниці об'єму:

$$u = \int_0^{\infty} u_{\omega} d\omega = \int_0^{\infty} u_{\lambda} d\lambda,$$

де величини  $u_{\omega} d\omega$  та  $u_{\lambda} d\lambda$  мають зміст об'ємної густини променевої енергії, що припадає на інтервал частот  $\omega, \omega + d\omega$  або інтервал довжин хвиль  $\lambda, \lambda + d\lambda$ . Величини  $u_{\omega}$  та  $u_{\lambda}$  називаються спектральними густинами променевої енергії. Для випадку рівноважного випромінювання функції  $u_{\omega}$  та  $u_{\lambda}$  залежать тільки від частоти (довжини хвилі) і від температури випромінювання й не залежать від форми та ма-

теріалу стінок порожнини (тіла, що випромінює). Встановлення функціональної залежності  $u_{\omega}(\omega, T)$  є основною задачею теорії теплового випромінювання.

• Повна енергетична випромінювальна здатність  $M_e$  АЧТ за заданої температури  $T$  пов'язана з об'ємною густиною енергії випромінювання  $u(T)$  співвідношенням

$$M_e = \frac{c}{4} u(T),$$

де  $c$  – швидкість світла.

• Закон Кірхгофа: відношення випромінювальної здатності до поглинальної здатності не залежить від природи тіла і для всіх тіл є однією й тією самою універсальною функцією частоти (довжини хвилі) і температури:

$$\left( \frac{M_{\omega, T}}{a_{\omega, T}} \right)_1 = \left( \frac{M_{\omega, T}}{a_{\omega, T}} \right)_2 = \left( \frac{M_{\omega, T}}{a_{\omega, T}} \right)_3 = \dots = f(\omega, T).$$

• Універсальна функція Кірхгофа  $f(\omega, T)$  – це спектральна випромінювальна здатність АЧТ (величина поглинальної здатності для АЧТ  $a_{\omega, T} = 1$  за визначенням). Так само, як і для спектральної випромінювальної здатності, розрізняють універсальні функції Кірхгофа трьох видів  $f(\omega, T)$ ,  $\phi(\nu, T)$  та  $\phi(\lambda, T)$ , які пов'язані між собою

$$f(\omega, T) = \frac{2\pi c}{\omega^2} \cdot \phi(\lambda, T) = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \phi(\lambda, T) = \frac{c}{2\pi \nu} \cdot \phi(\nu, T).$$

- Закон Стефана–Больцмана: інтегральна енергетична світимість  $M_{\text{ен АЧТ}}$  пропорційна четвертому степеню температури цього тіла

$$M_{\text{ен}} = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad \text{де } \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{К}^4 \text{ – стала Стефана–Больцмана; } T \text{ – температура АЧТ.}$$

- Закон зміщення Віна: довжина хвилі  $\lambda_m$ , на яку припадає максимум спектральної енергетичної світимості АЧТ, обернено пропорційна абсолютній температурі  $T$ :

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad \text{де } b = 2897,8 \text{ мкм} \cdot \text{К} \text{ – стала зміщення Віна.}$$

- Спектральна випромінювальна здатність АЧТ для довжини хвилі  $\lambda_{\text{мах}}$ , на яку припадає максимум випромінювання, пропорційна п'ятому степеню температури

$$M_{\lambda}(\lambda_{\text{мах}}, T) = CT^5, \quad \text{де стала } C = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт / (м}^3 \cdot \text{К}^5).$$

- Закон Релея–Джинса для спектральної густини енергії теплового випромінювання

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} kT, \quad \text{де } k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К – стала Больцмана. Цей закон справедливий для великих довжин хвиль. В області малих довжин хвиль – "УФ катастрофа": за } \omega \rightarrow \infty \text{ величина } u(\omega, T) \rightarrow \infty$$

- В області малих довжин хвиль (великих частот) добрий збіг з експериментом дає закон випромінювання Віна:

$$u(\omega, T) = C\omega^3 A e^{-A\omega/kT} \quad \text{де } C \text{ та } A \text{ – сталі величини. У сучасних позначеннях із застосуванням сталої Планка}$$

$$h \text{ (або величини } \hbar = \frac{h}{2\pi} \text{ яка в той час ще не була відома, закон випромінювання}$$

Віна може бути записаним у вигляді

$$u(\omega, T) = \frac{2\hbar}{\pi c^3} \omega^3 e^{-\hbar\omega/kT}$$

- Закон Релея–Джинса і закон випромінювання Віна – часткові закони. Перший

із них дає правильний спектральний розподіл за малих частот ( $\hbar\omega \ll kT$ ), а другий

– за великих частот ( $\hbar\omega \gg kT$ ). Вони не дають загальної картини розподілу енергії

по всьому діапазону частот. Ці протиріччя усуває формула Планка.

- Спектральна густина рівноважного теплового випромінювання АЧТ визначається формулою Планка

$$u(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}$$

або

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu / kT} - 1},$$

або

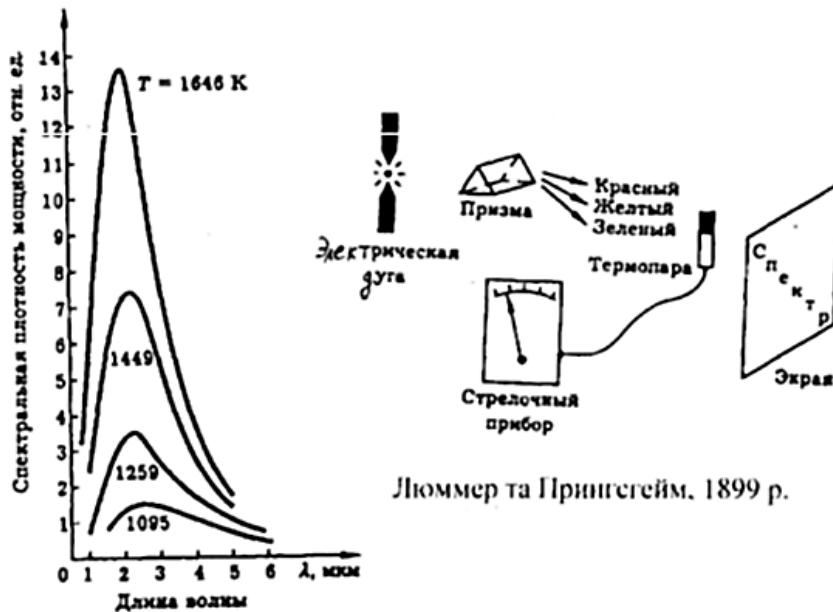
$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}.$$

### Теплове випромінювання

Т.в - це світло (не обов'язково - видиме, і в основному - невидиме людським оком), яке випромінюється нагрітим тілом (сонячне світло, полум'я свчки. ІЧ випромінювання тіла людини, паяльника, світло і тепло від лампи розжарювання, ел. ути тощо).

*Основні експериментальні факти:*

- 1) Нагріті тіла світяться. Яскравість світіння збільшується із збільшенням температури (Т). Від Т залежать і колір світла, що випромінюється.
- 2) Світло від нагрітого тіла має широкий, суцільний спектр.



Люммер та Прингсгейм. 1899 р.

Потужність теплового випромінювання вимірюють, наприклад, за допомогою термонари або болометра

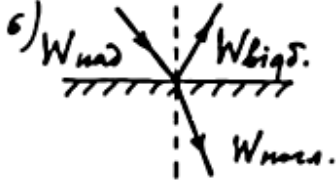
Поглинальна здатність тіл

2.

Повин.  
здатність  $\alpha = \frac{dW_{\text{погл.}}(\nu, \nu + d\nu)}{dW_{\text{пад.}}(\nu, \nu + d\nu)}$

$W$  - енергія  
світл. потоку

- 1)  $\alpha$  - безрозмірна величина
- 2)  $0 \leq \alpha \leq 1$
- 3)  $\alpha = \alpha(\nu, T)$
- 4) У різних тіл функції  $\alpha(\nu, T)$  - різні
- 5) Коли  $\alpha = 0$  - „абс. біле тіло“  
Коли  $\alpha = 1$  - „абс. чорне тіло“ (а.ч.т.)



$$W_{\text{пад.}} = W_{\text{погл.}} + W_{\text{відс.}}$$

Абсолютно чорне тіло – тіло, здатне поглинати все падаюче на нього випромінювання довільної  $\lambda$  при довільній температурі ( $T$ ).

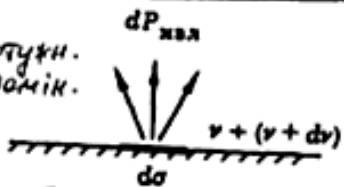
Для а.ч.т.  $\lambda(\nu, T) = 1$  для довільних  $\nu$  і  $T$ .



В природі а.ч.т. не існує. А.ч.т. – ідеалізація але можна знайти дуже близькі за своїми властивостями до а.ч.т. тіла: сажа, чорний оксамит, коруваті тіла. В основі – багаторазове відбиття, яке забезпечує сильні поглинаючі властивості. Маленький опір в порожнину з ідеально відбиваючими поверхнями, які не прозорі для ел.м випромінювання. На виході випромінювання має нульову потужність.

Випромінювальна здатність тіл

$P$  - потужн.  
випромін.

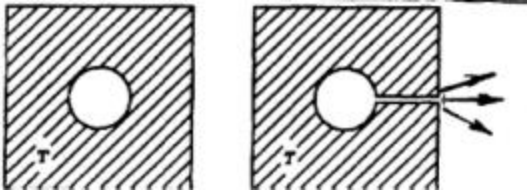


$$\left. \begin{aligned} dP_{\text{випр.}} &\sim d\nu \\ dP_{\text{випр.}} &\sim d\sigma \end{aligned} \right\} \Rightarrow dP_{\text{випр.}} = \epsilon \cdot d\nu \cdot d\sigma$$

$\epsilon$  - випромінювальна здатність тіла.

Дослід показує, що  $\epsilon = \epsilon(\nu, T)$  (як і поглинальна здатність). Але  $\epsilon(\nu, T)$  - розмірна величина (на відміну від  $\alpha(\nu, T)$ ):  $[\epsilon] = \text{Вт} \cdot \text{с} / \text{см}^2$ .

Рівноважне теплове випромінювання



В стаціонарних умовах, коли  $T$  тіла підтримується в порожнині (рос. «порожність») характеристики теплового випромінювання знаходяться в рівновазі із нагрітим тілом (самою порожниною, в данному випадку).

Рівноважне теплове випромінювання – таке, що знаходиться в тепловій рівновазі з нагрітим тілом. Отвір зроблений для вимірювання характеристик випромінювання.

Порушення рівноважного стану означає, що тіло починає нагріватись або охолоджуватись.

Закон Кірхгофа  
В 1859 р. Кірхгоф встановив, що в стані теплової рівноваги відношення  $\frac{E(\nu, T)}{\alpha(\nu, T)}$  не залежить від природи тіла:

$$\frac{E(\nu, T)}{\alpha(\nu, T)} = \rho(\nu, T) = i\nu^5$$

Закон Кірхгофа

$\rho(\nu, T)$  – універсальна (однкова для всіх тіл) функція частоти ( $\nu$ ) та температури ( $T$ ).

$\rho(\nu, T)$  – випромінювальна здатність а.ч.т.

Це випливає з того, що для а.ч.т.  $\alpha(\nu, T) = 1$ .

Значить  $\rho(\nu, T) = E(\nu, T)$  для а.ч.т.

### Закон Стефана – Больцмана

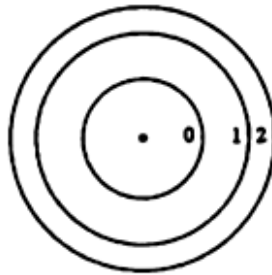
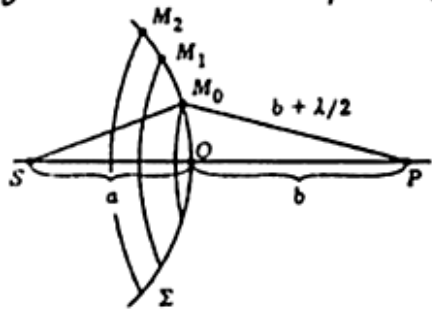
1879 р. Стефан встановив, що експериментально визначена величина інтеграції (просумованої по всіх частотах) випромінюючої здатності.

$E(T) = \int_0^\infty E(\nu, T) d\nu = \sigma T^4$  (А) закон Стер.-Больцмана  
Больцманом в 1884 р. доведено, що  $\sigma$  – стала  
формула (А) має місце не для всіх тіл, а лише для а.ч.т. Уз дослідів було визначено  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$   
 $\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^4}$



Зони Френеля

Оберемо на поверхні  $\Sigma$ , яка в даному випадку обов'язково повинна бути сферичною, кільцеві зони так, щоб



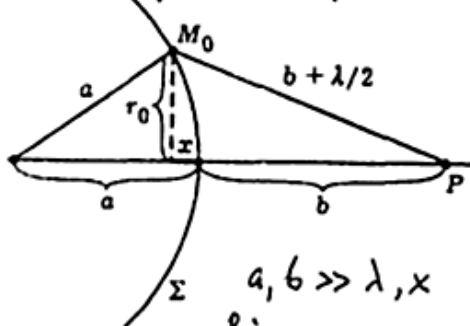
відстань від границь зони до т. спостереження  $P$  відрізнялися на  $\frac{\lambda}{2}$ . Краї зон:  $M_0, M_1, M_2, \dots$

$$\begin{cases} M_0P = OP + \frac{\lambda}{2} \\ M_1P = M_0P + \frac{\lambda}{2} \\ \dots \end{cases}$$

т.  $O$  - центр нульової зони Фр. Кожну зону Фр. розглядаємо, як ахвилево біюмніні хвилі з виска-

$$M_nP = M_{n-1}P + \frac{\lambda}{2}$$

Розміри зон Френеля.



меню фазою. Дві сусідні зони Фр. діють як джерела, які коливаються у протифазі.

Положення країв зон Фр. залежить від відстані до т.  $P$

$$\begin{aligned} r_0^2 &= a^2 - (a-x)^2 \\ r_0^2 &= \left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b+x)^2 \\ 2ax &= b\lambda - 2bx + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \end{aligned}$$

Відкидаємо члени  $\sim x^2$  та  $\lambda^2$

$$x = \frac{b \cdot \lambda}{2(a+b)} \quad \text{та} \quad r_0^2 \approx 2ax \Rightarrow r_0 = \sqrt{\frac{\lambda \cdot a \cdot b}{a+b}}$$

Аналогічно знаходимо:

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

$$r_n = \sqrt{(n+1) \frac{\lambda \cdot a \cdot b}{a+b}}$$



Побудова дифракційних картин графічним способом.

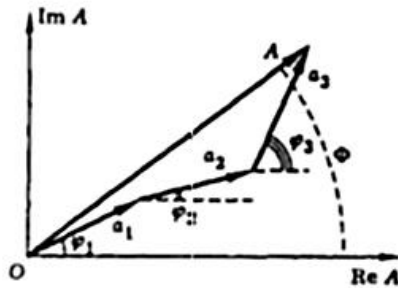
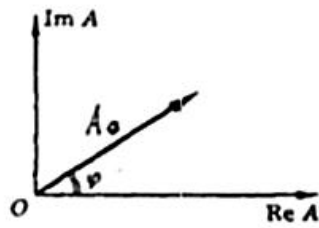
(Метод спіралі Френеля)

Векторна діаграма. Гармонічні коливання з амплітудою  $A_0$  та фазою  $\varphi$

можна представити у вигляді комплексного числа  $A = A_0 \exp(i\varphi)$  або вектором на площині змінних  $\text{Re } A$  та  $\text{Im } A$  (довжина вектора –  $A_0$ , кут нахилу вектора до осі  $\text{Re } A$  –  $\varphi$ ).

$$A = \text{Re } A + i \text{Im } A$$

$$A = A_0 e^{i\varphi}$$



Як додати декілька гармонічних коливань частоти  $\omega$  з довільними амплітудами та фазами:

□

46 Як можна визначити значення кута Брюстера на границі двох діелектриків ?

Розглянемо випадок, коли на межу поділу двох діелектриків падає світло, лінійно поляризоване у площині падіння. Коли на поверхневий шар другої речовини падає електромагнітна хвиля, у молекулах цієї речовини виникають наведені диполі, які можна розглядати як класичні осцилятори. Вторинне випромінювання цих осциляторів інтерферує, у результаті чого виникають заломлена та відбита хвилі. Розрахунок інтенсивності відбитої хвилі в межах такої моделі досить складний, але у випадку падіння під кутом Брюстера якісно результат можна отримати графічно.

На рис. 5.2 світло падає під кутом Брюстера на межу розподілу двох діелектриків. Через  $\vec{p}^i$  і  $\vec{p}^d$  позначимо наведені світлом дипольні моменти в першому та другому середовищах. Унаслідок того, що  $\phi + \theta = \pi/2$ , напрямок осі дипольного моменту  $\vec{p}^d$  збігається з напрямком поширення відбитої хвилі  $\vec{k}^r$ . Якщо подивитись на рис. 3.2, який подає кутовий розподіл густини потоку, то стає очевидним, що в напрямку своєї осі диполі не випромінюють. Якщо використати цей факт у рис. 5.2, то можна дійти висновку, що в напрямку  $\vec{k}^r$  за такої поляризації відбита хвиля відсутня. За перпендикулярної поляризації наведені диполі орієнтовані перпендикулярно до площини рисунка і випромінювання не зникає.

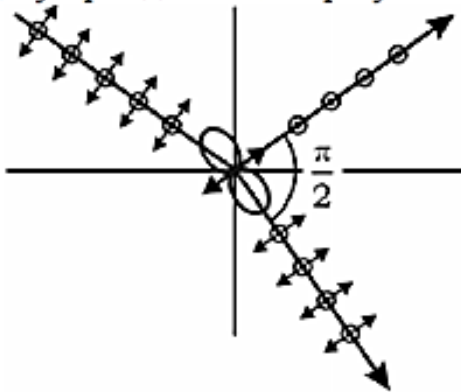
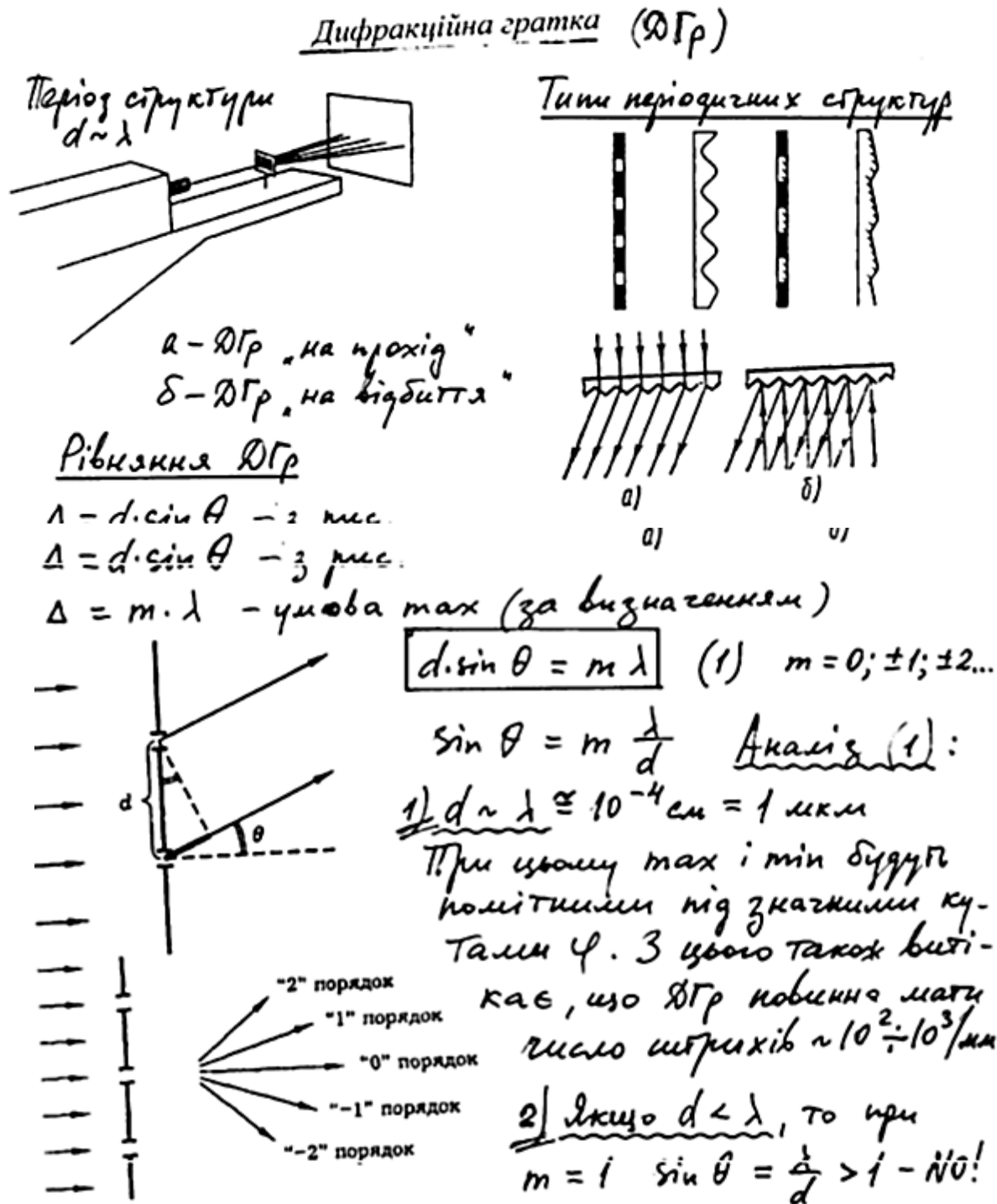


Рис. 5.2. До запитання 5.3.5



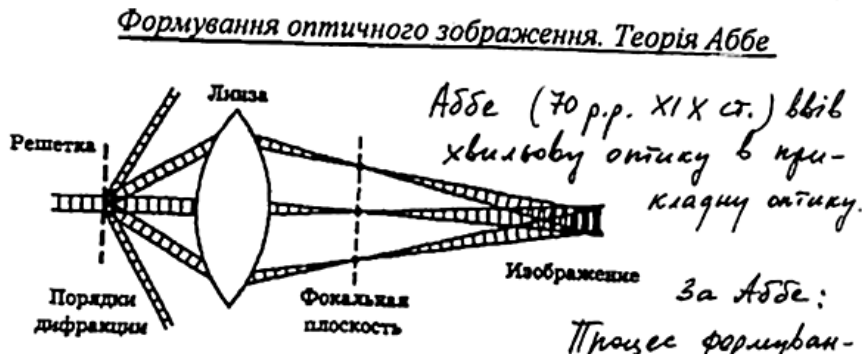
Залишається лише  $m = 0$ . Це означає, що дифракції немає.

3) Положення *max* залежить від  $\lambda$ , з цього випливає  $\mathcal{G}(\lambda) \rightarrow$  ДГр – спектральний прилад та аналізатор спектру.



## 48 Формування оптичного зображення. Теорія Аббе.

7.



Процес формування лінзою оптичного зображення можна розділити на 2 етапи:

1. Фур'є аналіз хвильового об'єкта поля;
2. Фур'є синтез зображення

а – оптичне зображення;

б- просторовий спектр цього зображення.

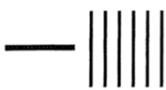
Важливу роль грає фокальна площина в якій утворюється просторовий спектр поля, яке падає на лінзу.

Теорія Аббе несе в собі ідею обробки зображення шляхом дії на просторовий спектр зображення:

1. Розміщення в фокальній площині лінзи діаграми або екрану відповідної форми може привести до такого перетворення Фур'є спектру зображення, при якому потрібні деталі зображення будуть підкріплені, або завади усунені. Ця операція назив. Просторово частотною фільтрацією оптичних полів.



Фур'є спектр має систему плям. Розмір окремої плями визначається розміром ґратки, а відстань між плямами – періодом ґратки.



Спектр може фільтруватись за допомогою:

Горизонтальної щілини;

Вертикальної щілини;

Ірисової діаграми: проходить лише основна фур'є компонента спектру. При розширенні діаграми можна прослідкувати етапи фур'є – синтезу зображення;

Круглий екран, який закриває центральну частину фур'є спектру: отримується зображення з оберненим контрастом

49 Як можна визначити значення граничного кута повного відбиття на границі двох діелектриків ?

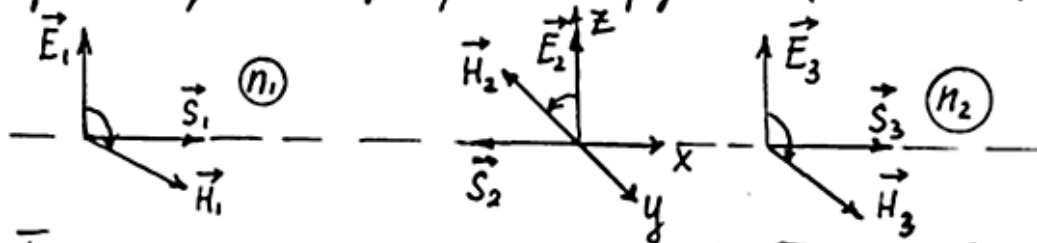
Заломлення та відбиття світла на границі двох ізогронних діелектриків. Формули Френеля  
Коефіцієнт відбиття та коер. пропускання при нормальному падінні світла

$$R = \frac{Y_{\text{відб}}}{Y_{\text{пад}}} = \frac{(c/4\pi) \cdot \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_0^2 \text{відб}}{(c/4\pi) \cdot \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_0^2 \text{пад}} = \frac{E_0^2 \text{відб}}{E_0^2 \text{пад}}$$

$$T = \frac{Y_{\text{прох}}}{Y_{\text{пад}}} = \frac{(c/4\pi) \sqrt{\epsilon_2} \cdot E_0^2 \text{пр}}{(c/4\pi) \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_0^2 \text{пад}} = \frac{n_2 \cdot E_0^2 \text{пр}}{n_1 \cdot E_0^2 \text{пад}}$$

Середовище без поглинання  $\Rightarrow T + R = 1$

Для нормального падіння електромагн. хвилі (ЕМХ) на границю двох непероводящих середовищ ( $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ ):



I серед.:  $\epsilon_1, \mu_1 = 1$ ,  
 $n_1 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}}$

II серед.:  $\epsilon_2$ ,  
 $\mu_2 = 1$ ;  $n_2 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2}}$

В I серед. розповсюджуються 2 хвилі (пад. та відб.),

в II серед. — хвиля, що пройшла. Будемо вважати (поки що!) :  $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$ . Хвиля — плоска:

$$\left. \begin{array}{l} \text{пад. } E_1 = E_{01} e^{i\omega_1(t - x/n_1)} \\ \text{відб. } E_2 = E_{02} e^{i\omega_2(t - x/n_1)} \\ \text{прох. } E_3 = E_{03} e^{i\omega_3(t - x/n_2)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} H_1 = \sqrt{\epsilon_1} E_1 \\ H_2 = \sqrt{\epsilon_1} E_2 \\ H_3 = \sqrt{\epsilon_2} E_3 \end{array} \quad (1)$$

Вектори  $\vec{E}, \vec{H}, \vec{S}$  в усіх 3-х хвилях строго орієнтовані за правилом правої гвинта



Для збереження правила правого гвинта <sup>2</sup>  
ми обрали  $\vec{H}_1$  та  $\vec{H}_2$ . З тими ж успіхами можна  
було б приписати знак "-" вектору  $\vec{E}_2$ , але  
тоді б вектор  $\vec{H}_2$  був би додатнім

Практичні умови - збереження tg-іальних скла-  
дових векторів  $\vec{E}$  та  $\vec{H}$  на границі розділу ( $x=0$ ):

$$E_1 + E_2 = E_3 \quad H_1 - H_2 = H_3 \quad (2)$$

$$E_{01} e^{i\omega_1 t} + E_{02} e^{i\omega_2 t} = E_{03} e^{i\omega_3 t} \quad (3)$$

При довільному  $t$  тотожність (3) може мати міс-  
це лише якщо  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega$ . Це так, крім

випадку 'гучже когужкої ЕМХ' ('нелік. оптик.').

$$3(1), (2), (3) \Rightarrow E_{01} + E_{02} = E_{03}; \quad H_{01} - H_{02} = H_{03}$$

$$H_{01} = \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_{01}; \quad H_{02} = \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_{02}; \quad H_{03} = \sqrt{\epsilon_2} \cdot E_{03} \quad (4)$$

$$3(4) \Rightarrow \begin{cases} E_{01} + E_{02} = E_{03} \\ \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_{01} - \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_{02} = \sqrt{\epsilon_2} \cdot E_{03} \end{cases} \quad (5)$$

$$E_{01} - E_{02} = \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}} \cdot E_{03} \equiv \frac{n_2}{n_1} \cdot E_{03}$$

$$2E_{01} = E_{03} \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right); \quad \boxed{E_{03} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \cdot E_{01}} \quad (6)$$

(6)  $\rightarrow$  6 рівн. системи (5):

$$E_{01} + E_{02} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} E_{01} \Rightarrow \boxed{E_{01} \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = E_{02}} \quad (7)$$

Аналіз (7): 1) При  $n_1 < n_2$   $E_{01} = -E_{02} \dots$ , тобто від-  
бувається втрата напівхвилі, або зсув фази відбитої  
хвилі на  $\pi$ . Вектори  $\vec{H}_1$  та  $\vec{H}_2$  коливаються при цьому  
синфазно.

2) При  $n_1 > n_2$  знаки  $E_{01}$  та  $E_{02}$  співпадають. На гра-  
ниці двох діелектриків вектори  $\vec{E}_1$  та  $\vec{E}_2$  коливають-  
ся синфазно, а фази  $\vec{H}_1$  та  $\vec{H}_2$  відрізняються на  $\pi$ .



Для збереження правила правого гвинта <sup>2</sup>  
ми обрали  $\vec{H}_1$  та  $\vec{H}_2$ . З тими ж успіхом можна  
було б приписати знак "-" вектору  $\vec{E}_2$ , але  
тоді б вектор  $\vec{H}_2$  був би додатним

Трактивні умови - збереження tg-іальних скла-  
дових векторів  $\vec{E}$  та  $\vec{H}$  на границі розділу ( $x=0$ ):

$$E_1 + E_2 = E_3 \quad H_1 - H_2 = H_3 \quad (2)$$

$$E_{01} e^{i\omega_1 t} + E_{02} e^{i\omega_2 t} = E_{03} e^{i\omega_3 t} \quad (3)$$

При довільному  $t$  тотожність (3) може мати міс-  
це лише якщо  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega$ . Це так, крім

випадку 'гуче когучкої' ЕМХ ('нелік. оптики').

$$3(1), (2), (3) \Rightarrow E_{01} + E_{02} = E_{03}; \quad H_{01} - H_{02} = H_{03}$$

$$H_{01} = \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_{01}; \quad H_{02} = \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_{02}; \quad H_{03} = \sqrt{\epsilon_2} \cdot E_{03} \quad (4)$$

$$3(4) \Rightarrow \begin{cases} E_{01} + E_{02} = E_{03} \\ \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_{01} - \sqrt{\epsilon_1} \cdot E_{02} = \sqrt{\epsilon_2} \cdot E_{03} \end{cases} \quad (5)$$

$$E_{01} - E_{02} = \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}} \cdot E_{03} \equiv \frac{n_2}{n_1} \cdot E_{03}$$

$$2E_{01} = E_{03} \left(1 + \frac{n_2}{n_1}\right); \quad \boxed{E_{03} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \cdot E_{01}} \quad (6)$$

(6)  $\rightarrow$  6-й рівн. системи (5):

$$E_{01} + E_{02} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} E_{01} \Rightarrow \boxed{E_{01} \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = E_{02}} \quad (7)$$

Аналіз (7): 1) При  $n_1 < n_2$   $E_{01} = -E_{02} \dots$ , тобто від-  
бувається втрата напівхвилі, або зсув фази відбитої  
хвилі на  $\pi$ . Вектори  $\vec{H}_1$  та  $\vec{H}_2$  коливаються кріз цю ж  
синфазно.

2) При  $n_1 > n_2$  знаки  $E_{01}$  та  $E_{02}$  співпадають. На гра-  
ниці двох діелектриків вектори  $\vec{E}_1$  та  $\vec{E}_2$  коливають-  
ся синфазно, а фази  $\vec{H}_1$  та  $\vec{H}_2$  відрізняються на  $\pi$ .

3) Для хвилі, що пройшла, амплітуда  $\vec{E}_{03}$  завжди співпадає по знаку з ампл.  $\vec{E}_{01}$ . Тобто вектори  $\vec{E}_{03}$  завжди соразні вектору  $\vec{E}_{01}$ . Те ж стосується і  $\vec{H}_{03}$  та  $\vec{H}_{01}$ .

Введемо еферг. коеф. відбиття ( $R$ ) і коеф. пропускання ( $T$ ):

$$R = \frac{\text{сер. потік ен. відб. хв.}}{\text{сер. потік ен. наг. хв.}} = \frac{\langle \frac{c}{4\pi} E_2 H_2 \rangle}{\langle \frac{c}{4\pi} E_1 H_1 \rangle} = \frac{J_{\text{відб.}}}{J_{\text{наг.}}}$$

$$T = \frac{\text{середн. потік ен. прох. хв.}}{\text{середн. потік ен. наг. хв.}} = \frac{\langle \frac{4\pi}{c} E_3 H_3 \rangle}{\langle \frac{4\pi}{c} E_1 H_1 \rangle} = \frac{J_{\text{прох.}}}{J_{\text{наг.}}}$$

використовуючи (6) та (7):

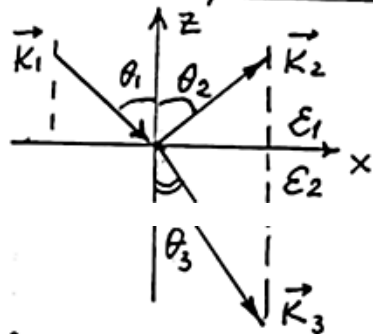
$$R = \frac{E_{02}^2}{E_{01}^2} = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2$$

$$T = \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{E_{03}^2}{E_{01}^2} = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}$$

для нормального  
падіння світла  
на межу двох  
діелектриків

Можна перевірити, що  $R + T = 1$

Закон відбиття та закон заломлення (дифракції)



$$\text{наг. } \vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \exp i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r})$$

$$\text{відб. } \vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \exp i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r})$$

$$\text{зал. } \vec{E}_3 = \vec{E}_{03} \exp i(\omega t - \vec{k}_3 \cdot \vec{r})$$

$$\text{Граничні умови: } E_{1t} + E_{2t} = E_{3t}$$

в площині розділу двох середовищ  $\Rightarrow$

$$\vec{E}_{01} \exp i(\omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + \vec{E}_{02} \exp i(\omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}) = \vec{E}_{03} \exp i(\omega t - \vec{k}_3 \cdot \vec{r}) \quad (1)$$

де  $\vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$  — <sup>тг-складові</sup> амплітуда (пост. величини) 4  
 Умова (1) повинна виконуватись в будь-який момент часу  $t$  та для всіх тогож  $\vec{r}$ , які лежать на межі розділу. Звідси витікає, що

$$(2) \begin{cases} \omega t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} = \omega t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} = \omega t - \vec{k}_3 \cdot \vec{r}, \text{ а також} \\ \vec{k}_1 \cdot \vec{r} = \vec{k}_2 \cdot \vec{r} = \vec{k}_3 \cdot \vec{r} \text{ або в декарт. СК} \end{cases}$$

$$(3) \begin{aligned} k_{1x} \cdot x + k_{1y} \cdot y + k_{1z} \cdot z &= k_{2x} \cdot x + k_{2y} \cdot y + k_{2z} \cdot z = \\ (k_{1x} = \vec{k}_1 \cdot \vec{i}) &= k_{3x} \cdot x + k_{3y} \cdot y + k_{3z} \cdot z \end{aligned}$$

1) Остання умова повинна виконуватись для будь-яких  $x$  та  $y$

$$2) z = 0 \text{ (на межі розділу)}$$

$$\text{Тому: Для } x = 0 \quad k_y = k_{2y} = k_{3y} \quad (4)$$

$$\text{Висновки: Для } y = 0 \quad k_{1x} = k_{2x} = k_{3x} \quad (5)$$

1. З (4) та (5)  $\Rightarrow$  хвильові вектори відбитої та заломленої хвилі  $\vec{k}_2$  та  $\vec{k}_3$  лежать в площині нахилу (в пл., в якій лежать  $\vec{k}_1$  та  $\vec{n}$ ).

Таким чином: всі 4 вектори:  $\vec{n}$ ,  $\vec{k}_1$ ,  $\vec{k}_2$ ,  $\vec{k}_3$  лежать в одній площині (копланарні).

2. Направимо вісь  $x$  вздовж границі розділу так, щоб пл.  $xz$  співпадала із пл. нахилу. Тоді

$$k_{1y} = k_{2y} = k_{3y} = 0; \quad k_{1x} = k_{2x} = k_{3x}, \quad (6)$$

$$\text{де } k_{1x} = k_1 \sin \theta_1; \quad k_{2x} = k_2 \sin \theta_2; \quad k_{3x} = k_3 \sin \theta_3 \quad (7)$$

$$k_1 = \frac{\omega}{c} n_1 \quad k_2 = \frac{\omega}{c} n_2 \quad k_3 = \frac{\omega}{c} n_3 \quad (8)$$

$$n_1 = \sqrt{\epsilon_1}; \quad n_2 = \sqrt{\epsilon_2}. \quad \text{З (6), (7)} \Rightarrow \boxed{\theta_1 = \theta_2} \quad (9)$$

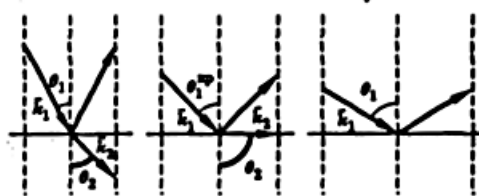
Закон Гюйгенса

3. Якщо обидва середовища прозорі, то  $n_1, n_2$  — дійсні.

$$(7), (8) \rightarrow (6): \frac{v_1}{c} n_1 \sin \theta_1 = \frac{v_2}{c} n_2 \sin \theta_2$$

закон Снелліуса

Повне внутрішнє відбиття



$$n_1 > n_2 !$$

$$\theta_2 > \theta_1 - \text{це веде}$$

кає із закону Снелліуса

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

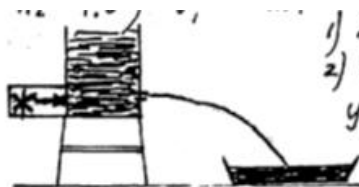
$$n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_1$$

$$(\sin \theta_2 = 1), \text{ то}$$

При  $\theta_1 = \theta_c$  заломлений промінь не заходить в II середовище, а розповсюджується вздовж границі розділу (рис. 5).

Ефект повного внутрішнього відбиття,  $\theta_c$  — критичний кут ПВВ. На границі скло-повітря ( $n_1 = 1.5$ ;  $n_2 = 1.0$ )  $\theta_c \approx 42^\circ$ .

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}$$



- 1) Демонстрація прояву ПВВ (див. рис.).
- 2) Оптичне волокно.

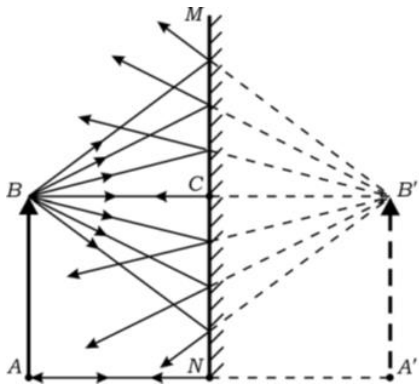
Увага!: Промінь склав вздовж межі розділу лише при  $\theta_1 = \theta_c$  (рис. 5). При

$\theta_1 > \theta_c$  є тільки 2 промені: заломлений та відбитий (рис. 6)

- 3) Ефектом ПВВ пояснюється відбиття радіохвиль від іоносфери. На висоті 100-300 км існує іонізований шар атмосфери, від якого відбиваються ЕМХ з  $\lambda > 10$  м. Довжини короткі хвилі проходять. В іоносфері  $v > c$ . Із збільшенням висоти зменшується кон. зал. н. Валів радіоелектромаг.

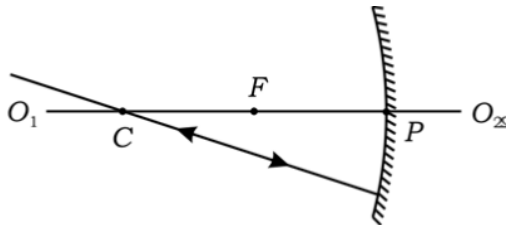
## 50 Метод побудов в геометричній оптиці

Для побудови зображення будь-якого предмета у плоскому дзеркалі будемо розглядати предмет як сукупність окремих світних точок. Застосуємо для них правило побудови зображення точки у плоскому дзеркалі (рис. 1.1).



Нехай предмет має вигляд стрілки  $AB$ . Побудуємо зображення точок  $A$  та  $B$ . Для цього відкладемо рівні відрізки  $AN = NA'$  і  $BC = CB'$ . Так знаходимо точки  $A'$  і  $B'$ . Далі з'єднаємо їх прямою лінією і матимемо зображення всього предмета  $A'B'$ . Із побудови видно, що зображення уявне, пряме, стигматичне, розташоване відносно дзеркала симетрично до предмета. **2.** Зображення довільної точки  $A$  предмета у сферичному угнутому дзеркалі можна побудувати за допомогою будь-якої пари стандартних променів. До стандартних променів належать промені з такими властивостями: промінь, що проходить через центр кривини угнутого сферичного дзеркала, відбиваючись від дзеркала, повертається тим самим шляхом (через центр кривини) – рис. 1.2

Рис. 1.2. Стандартний промінь, що проходить через центр кривини угнутого сферичного дзеркала



через фокус угнутого сферичного

Промінь, що проходить угнутого сферичного дзеркала,

промінь, що проходить через фокус угнутого сферичного дзеркала, відбиваючись від дзеркала, повертається паралельно до оптичної осі (рис. 1.3);

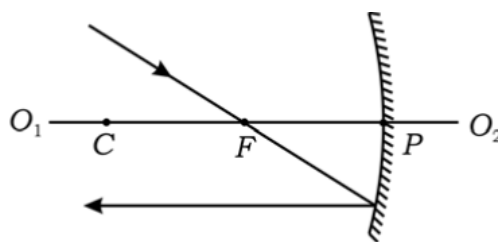
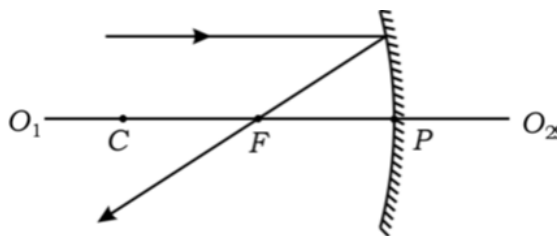


Рис. 1.3. Стандартний промінь, що проходить дзеркала

паралельно до оптичної осі відбиваючись від дзеркала,

повертається через його фокус (рис. 1.4);



1.5;

Рис. 1.4. Стандартний промінь, що проходить паралельно до головної оптичної осі угнутого сферичного дзеркала

Промінь, що потрапляє в полюс угнутого сферичного дзеркала складає з оптичною віссю  $O_1O_2$  такий самий за величиною кут, як і промінь після відбиття ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ) – рис.

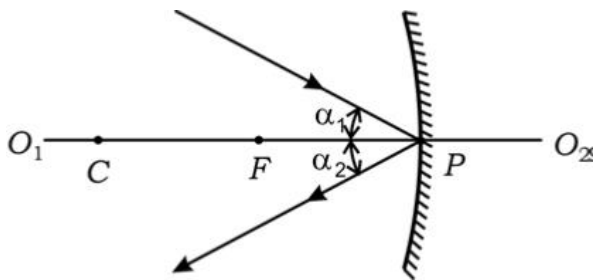


Рис. 1.5. Стандартний промінь, що потрапляє в полюс угнутого сферичного дзеркала

бісектриса кута між довільним падаючим і відбитим променями в угнутому сферичному дзеркалі перпендикулярна до дотичної в цій точці дзеркала і проходить через центр його кривини (рис. 1.6). Ця властивість угнутого сферичного дзеркала є найбільш фундаментальною і попередні чотири його властивості можна розглядати як її наслідки (окремі випадки).

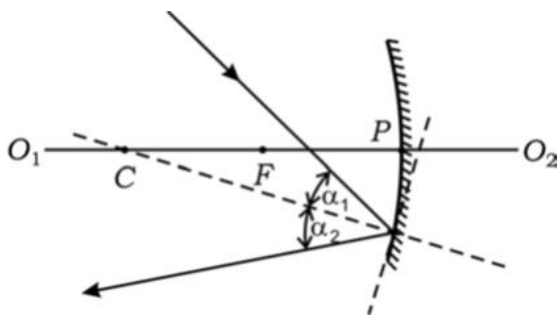


Рис. 1.6. Властивість бісектриси кута між довільним падаючим і відбитим променями в угнутому сферичному дзеркалі

3. На відміну від угнутих сферичних дзеркал графічні побудови в опуклих сферичних дзеркалах здійснюються так, що часто доводиться будувати не самі промені, а їх продовження. (Тут існує деяка аналогія з плоскими дзеркалами). Фокус і центр кривини опуклих сферичних дзеркал розташований у "задзеркаллі" і через них проходять не промені, а їх продовження, які позначають пунктирами.

4. Зображення довільної точки  $A$  предмета у сферичному опуклому дзеркалі можна побудувати за допомогою будь-якої пари стандартних променів, до яких належать такі:

□ промінь, продовження якого проходить через центр кривини опуклого сферичного дзеркала, після відбиття повертається тим самим шляхом, що і падаючий промінь, тобто продовження відбитого променя також проходить через центр кривини (рис. 1.7);

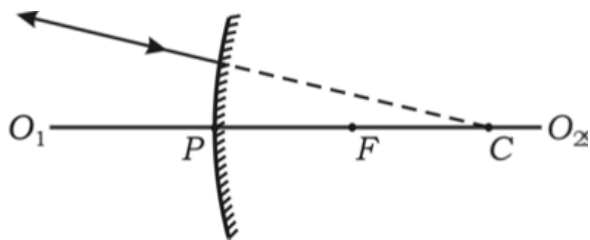


Рис. 1.7. Стандартний промінь, продовження якого проходить через центр кривини опуклого сферичного дзеркала

промінь, продовження якого проходить через фокус опуклого сферичного дзеркала, відбиваючись від дзеркала, повертається паралельно до головної оптичної осі (рис. 1.8);

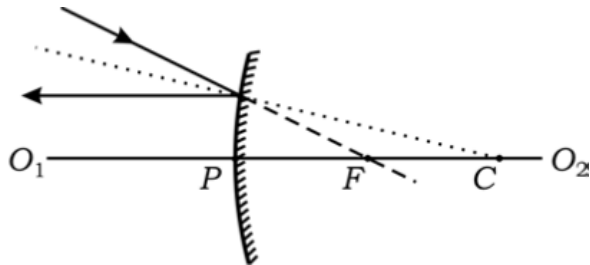


Рис. 1.8. Стандартний промінь, продовження якого проходить через фокус опуклого сферичного дзеркала

пукле сферичне дзеркало, відбивається так, що продовження відбитого променя проходить через фокус дзеркала (рис. 1.9). (Якщо порівняти це з попереднім визначенням стандартного променя, то легко побачити, що тут, фактично, використаний закон ГО про оборотність променів);

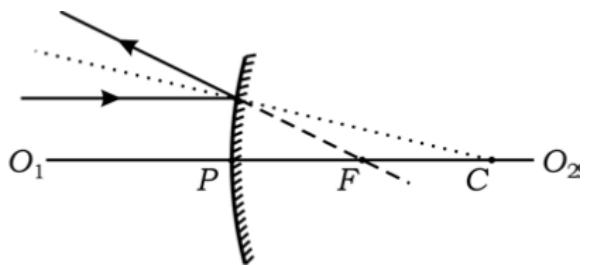


Рис. 1.9. Стандартний промінь, що направлений паралельно до головної оптичної осі, відбивається від опуклого сферичного дзеркала

□ промінь, що потрапляє в полюс опуклого сферичного дзеркала, складає з оптичною віссю  $O_1O_2$  такий самий за величиною кут, як і промінь після відбиття (□1 □□□2) – рис. 1.10;

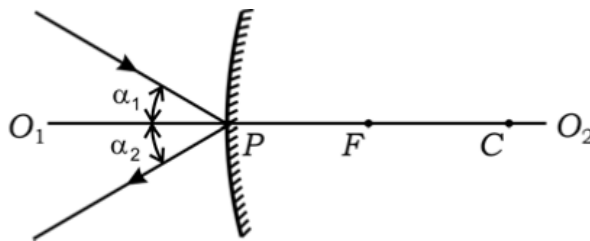


Рис. 1.10. Стандартний промінь, що потрапляє в полюс опуклого сферичного дзеркала

□ бісектриса кута між променем, що потрапляє в будь-яку точку опуклого сферичного дзеркала, та відбитим променем перпендикулярна до дотичної в цій точці дзеркала і проходить через центр кривини дзеркала – рис. 1.11. Ця властивість сферичного дзеркала є, напевно, найбільш фундаментальною, і попередні властивості є її окремими випадками;

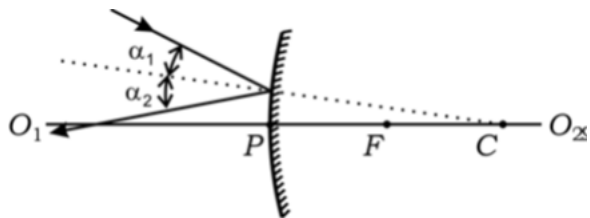


Рис. 1.11. Властивість бісектриси кута між променем, що потрапляє в будь-яку точку опуклого сферичного дзеркала

5. Вибір конкретної пари стандартних променів довільний. Формальних рекомендацій щодо їх вибору з ознакою якихось їх переваг ми дати не можемо. Однак, як на нашу

думку, при графічних побудовах дуже продуктивним прийомом є застосування променя, який проходить через точку-предмет, зображення якої ми хочемо знайти, і проведений під довільним кутом до головної оптичної осі, а також одного із стандартних променів, який паралельний до першого. Після відбиття ці два промені перетинаються в одній точці, яка розташована у фокальній площині – побічному фокусі. Вдалим також вважати прийом, що полягає в тому, що при розв'язуванні задачі пускають промінь уздовж предмета, якщо він являє собою відрізок прямої  $AB$ . Тоді відбитий від дзеркала промінь одразу ж містить інформацію про напрямок, уздовж якого лежить зображення  $A'B'$ .

**6.** Звернемо увагу на те, що під час побудови у сферичних дзеркалах сферичну поверхню фактично замінюють на плоску. Це справедливо для параксіального наближення та у випадку використання дзеркал з великим радіусом кривини.

**7.** Дамо кілька загальних порад щодо застосування методу графічних побудов:

□ при графічних побудовах ефективно використовувати кольорові олівці або фломастери. Це принаймні дозволить розрізнити промені, які задані умовою задачі, і промені, побудовані в ході розв'язування задачі;

□ при розв'язуванні задачі методом графічних побудов слід детально пояснювати кожний наступний крок побудови. Це дозволить зрозуміти й оцінити правильність ходу розв'язування задачі;

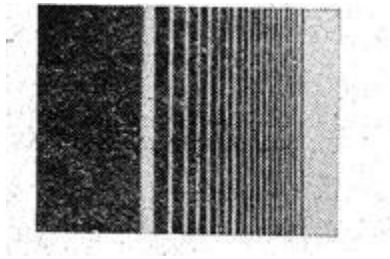
□ для визначення точки зображення, достатньо перетину двох променів, які виходять зі спряженої точки предмета. Один із цих променів може йти вздовж головної оптичної осі, що дозволяє стверджувати про перетин іншого променя з оптичною віссю. Введення до розгляду третього, четвертого або ще більшої кількості променів зайве і може бути виправданим лише як спосіб перевірки правильності первинної побудови;

□ при розв'язуванні задач методом графічних побудов треба чітко усвідомлювати, у яких випадках треба працювати з променями, а в яких – з їх продовженнями. При цьому треба бути твердо переконаним у тому, що в першому випадку отримане зображення дійсне, а в другому уявне.

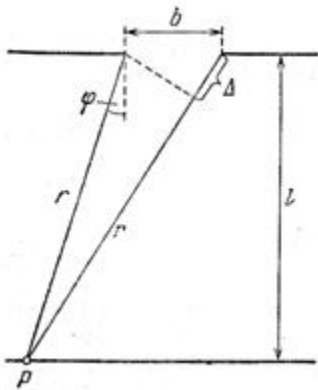


## 51 Дифракція Френеля на напівплощині.

Дифракція від півплощини має вигляд чергування темних та світлих смуг, товщина та відстань між якими поступово зменшуються



Розглянемо щилину, на яку падає пласка хвиля. Зберемо за допомогою лінзи на екрані промені, що пройдуть крізь щилину. Різниця ходу хвиль, що потрапляють в точку Р від країв щилини може бути визначена за теоремою косинусів для трикутника зі сторонами  $r$ ,  $r+\Delta$ , та  $b$ :



$$(r + \Delta)^2 = r^2 + b^2 - 2br \cos\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)$$

$$2r\Delta + \Delta^2 = b^2 + 2rb \sin \varphi$$

$$\Delta = \frac{b^2}{2r} + b \sin \varphi$$

$$\text{Якщо } r \rightarrow \infty \text{ то } \Delta_{\infty} = b \sin \varphi$$

Пристрій для вивчення закономірностей дифракції, який являє собою сукупність великого числа вузьких щілин, відокремлених непрозорими проміжками, називається дифракційною ґраткою (Саме так виготовляються сучасні решітки: на загальному непрозорому фоні скла, вкритого тонким шаром алюмінію, мікро-різцем прорізують "вузькі вікна".)

Можна сказати й інакше: решітка — це сукупність непрозорих ділянок, відокремлених прозорими; таким був початково принцип виготовлення решіток: нанесення на скло непрозорих вузьких подряпин.

Отже: дифракційна решітка — це вузькі прозорі й непрозорі ділянки, що чергуються.

## 52 Спонтанне та індуковане випромінювання світла.

Спонтанне випромінювання. У деякий момент часу  $t$  збуджений атом має енергію (розташований на енергетичному рівні  $E_2$ ). Через деякий час  $\Delta t$  атом може залишитись у збудженому стані або може *самодовільно (спонтанно)* перейти на нижній енергетичний рівень  $E_1$ . При цьому випромінюється фотон з енергією  $h\nu$ , яка пов'язана із шириною енергетичного зазору між рівнями співвідношенням  $E_2 - E_1 = \nu h$  (рис. 15.4).

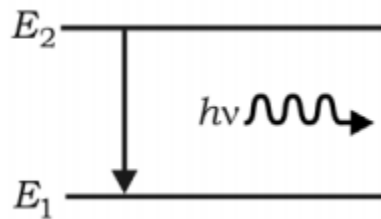


Рис. 15.4. До визначення спонтанного випромінювання

Вимушене (індуковане) випромінювання. Збуджений атом розташований на верхньому енергетичному рівні і має енергію  $E_2$  (рис. 15.5). Ще до того моменту, коли він мав би завдяки спонтанному переходу покинути цей рівень, на систему зовні діє фотон з енергією  $h\nu = E_2 - E_1$  і атом вимушено переходить із рівня  $E_2$  на рівень  $E_1$ . При цьому випромінюється ще один фотон з такою самою енергією, частотою, поляризацією, що і фотон, який примусив його покинути верхній енергетичний рівень (рис. 15.4). У цьому випадку кажуть про вимушене (індуковане) випромінювання.

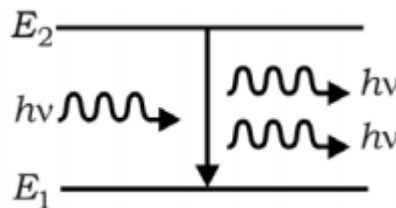


Рис. 15.5. До визначення індукованого (вимушеного) випромінювання

## ПОРІВНЯННЯ (ДЛЯ РОЗУМІННЯ)

Якщо порівняти спонтанне випромінювання (СВ) і вимушене випромінювання (ВВ), то можна скласти таблицю, з якої видно ті властивості, які їх відрізняють:

Спонтанне випромінювання (СВ)	Вимушене випромінювання (ВВ)
Здійснюється незалежно від дії зовнішнього випромінювання.	Здійснюється під дією зовнішнього випромінювання.
Має ймовірнісний характер.	Має причинно-наслідковий зв'язок із зовнішньою дією.
Імовірність СВ визначається коефіцієнтом Ейнштейна $A_{21}$ , величина якого $A_{21} = \frac{1}{\Delta t}$ , де $\Delta t$ – середня тривалість життя атома у збудженому стані.	Імовірність ВВ визначається коефіцієнтом Ейнштейна $B_{21}$ , який залежить від обраних станів $E_1$ і $E_2$ атома й може бути розрахований методами квантової механіки. Коефіцієнт $B_{21}$ не залежить від спектральної густини випромінювання $u(\omega, T)$ .
Переходи атома в різні моменти часу, а також різних атомів в один і той самий момент часу, не пов'язані між собою.	Переходи атомів можуть мати лавиноподібний характер і пов'язані між собою.
Між фазами, поляризаціями, напрямками поширення та амплітудами випроміненої хвилі не існує кореляції. СВ некогерентне.	Між фазами, поляризаціями, напрямками поширення та амплітудами вимушеного випромінювання існує кореляція. ВВ когерентне. Вимушене і змушувальне випромінювання також когерентні: у них тотожні напрямки поширення, поляризації, частоти та фази.
Кількість $Z_{21}^{\text{спонт}}$ спонтанних переходів з верхнього енергетичного рівня 2 на нижній рівень 1 за одиницю часу пропорційне заселеності $N_2$ верхнього рівня: $Z_{21}^{\text{спонт}} = A_{21} \cdot N_2$ .	Кількість $Z_{21}^{\text{інд}}$ вимушених (індукованих) переходів з верхнього енергетичного рівня 2 на нижній рівень 1 за одиницю часу пропорційне заселеності $N_2$ верхнього рівня та спектральній густині енергії $u(\omega, T)$ змушувального випромінювання: $Z_{21}^{\text{інд}} = B_{21} \cdot N_2 \cdot u(\omega, T)$ .
Є спонтанне випромінювання, яке характеризується коефіцієнтом $A_{21}$ , але немає спонтанного поглинання.	Є вимушене випромінювання, яке характеризується величиною $B_{21}u_v$ , і є вимушене поглинання, яке характеризується величиною $B_{12}u_v$ . Коефіцієнти Ейнштейна для ВВ і вимушеного поглинання для одних і тих самих невироджених енергетичних рівнів однакові за величиною $B_{21} = B_{12}$ .
Коефіцієнт Ейнштейна для СВ пропорційний кубу частоти випромінювання $A_{21} \sim \omega^3$ .	Коефіцієнти Ейнштейна $B_{21}$ і $B_{12}$ для ВВ не залежать від частоти випромінювання.

Конструктивно лазери (окрім напівпровідникових) мають активне тіло у вигляді довгого циліндра, розташованого між двома зазвичай діелектричними дзеркалами – у відкритому резонаторі оптичного генератора (лазера). З точки зору оптики такий резонатор є еталоном Фабрі–Перо довжиною  $L$  і дзеркалами з коефіцієнтами відбиття  $\rho_1$  та  $\rho_2$  на торцях.

Генерація відбувається не в усій смузі випромінювання  $\nu_0 \pm \Delta\nu_{1/2}$ , яке може підсилюватись у генераторі, підсилюється лише те випромінювання, для якого в резонаторі утворюється стояча хвиля, тобто виконується умова

$$\nu_q = cq / (2L), \quad (15.7)$$

де  $q$  – кількість півхвиль, що вкладаються в резонаторі вздовж його осі, такі хвилі називають поздовжніми модами резонатора;  $c$  – швидкість світла.

У випадку, коли можливе підсилення для хвилі, що поширюється під малим кутом до осі резонатора (хвильовий вектор  $\vec{k}$  має відмінну від нуля проекцію на площину дзеркал), утворюються т. зв. поперечні моди генерації, їх позначають як  $TEM_{lm}$ , де  $l, m$  – кількість ненульових проекцій хвильового вектора  $\vec{k}$  на вісь  $X$  і  $Y$ . Зазвичай  $l$  і  $m$  мають невеликі значення (1,2,3...), а промені під більшим кутом до осі резонатора  $Z$  швидко виходять з резонатора і не встигають підсилитись. Значення  $q$  біля моди не позначають, тому що зазвичай воно  $\geq 10^3$ . Поздовжня мода позначається як  $TEM_{00}$ . Зауважимо, що генерація у багатомодовому режимі збільшує потужність випромінювання лазера, але при цьому збільшується і розбіжність пучка, тобто зменшується його просторова когерентність, погіршується монохроматичність.



## 54 Оптика анізотропних середовищ (властивості).

1) В анизотропной среде проходящее излучение по любому направлению N может существовать и распространяться только в виде двух взаимно ортогональных плоскополяризованных волн с двумя различными фазовыми скоростями

$$V_1 = c/n_1 \text{ и } V_2 = c/n_2, (7)$$

где  $c$  - скорость распространения излучения в вакууме, что обуславливает явление двойного лучепреломления.

2) Эти два особенных направления колебаний компонент поля (E, H) определяются свойствами среды и не зависят от длины волны проходящего света. Плоскополяризованная волна с колебаниями, параллельными какому-либо из этих двух направлений, распространяется в анизотропной среде, оставаясь поляризованной в том же направлении. Если направление поляризации падающего излучения составляет некоторый угол с указанными особенными направлениями, то его можно разложить на две плоскополяризованные волны, которые следуют по этим направлениям.

3) Для любого направления распространения излучения в анизотропной среде в плоскости, перпендикулярной этому направлению существуют лишь два взаимно ортогональных направления колебаний вектора D. Других волн, которые бы распространялись бы в том же направлении, но имели другое направление колебаний вектора D, не существует.

4) В общем случае, каждая из двух взаимно ортогональных компонент, распространяющихся в АС, отличается не только скоростью распространения из-за различия в показателях преломления  $n_1$  и  $n_2$ , но и величиной их поглощения, которое обусловлено различием в показателях удельного поглощения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Если один из показателей  $\alpha_i$  значительно превосходит другой (например,  $\alpha_1 \gg \alpha_2$ ), то в результате сильного поглощения одного из лучей (D1) на выходе АС получим линейно поляризованное колебание (D2). Такая среда называется поляроидом. Хорошими поляроидами являются кристаллы турмалина и герпатита. Уже при толщине кристалла герпатита около 0,1 мм в нем практически полностью поглощается один из лучей (для турмалина – 1 мм). Если поляроид используется для получения поляризованного света, то он называется поляризатором, если же он используется для анализа поляризации света, то его называют анализатором.

Среда, у которой  $n_1 \neq n_2$ , называется двулучепреломляющей, а при  $\alpha_1 \neq \alpha_2$  - дихроичной. Разности величин  $\Delta n = n_1 - n_2$  и  $\Delta \alpha = \alpha_1 - \alpha_2$  называются величинами двулучепреломления и дихроизма в направлении распространения излучения.

## 55 Методи зміни поляризації світла.

Для отримання лінійної поляризації використовують:

- явище відбиття і заломлення світла на межі двох діелектриків (стопа Столетова);

- явище подвійного променезаломлення в кристалах (поляризаційні призми);

- явище дихроїзму (поляроїди).

Для отримання кругової поляризації використовують:

- подвійне відбиття променя від оптично менш густого середовища під кутом, більшим за граничний кут повного внутрішнього відбиття (ромб Френеля);

- $\lambda/4$ -фазові пластинки.

## 56 Інтерференція світла. Умови, що необхідні для спостереження інтерференції.

- Інтерференція світла – явище підсилення або послаблення інтенсивності результуючої світлової хвилі в результаті просторового перерозподілу енергії оптичного випромінювання при накладанні двох або більшої кількості світлових хвиль, яке залежить від співвідношення фаз когерентних світлових хвиль, що складаються.

6.1.8. *Визначте, які експериментальні умови необхідно виконати для спостереження інтерференції світла.*

Для підвищення контрасту інтерференційної картини бажано, щоб інтенсивності інтерферуєчих хвиль були однаковими. Поляризація хвиль має бути лінійною й бажано однаковою (виключається випадок інтерференції ортогонально поляризованих хвиль).

Максимальна різниця ходу в інтерференційних схемах  $\Delta$  має бути меншою від довжини когерентності випромінювання  $\Delta < c\tau_k = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ .

Розмір ( $2b$ ) джерела світла має задовольняти умову  $2b < \frac{\lambda}{\Omega}$ , де  $\Omega$  – кут сходження променів від джерела світла (див. запитання 6.1.35).

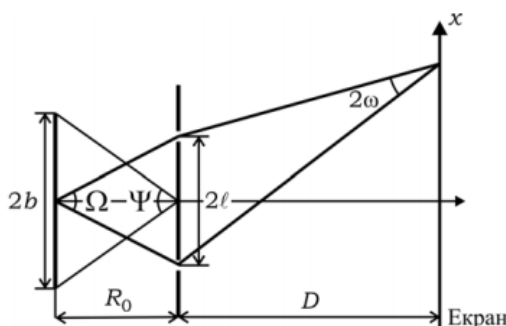


Рис. 6.13. Схема інтерферометра Юнга з протяжним монохроматичним джерелом світла (до запитання 6.1.31)

57 Яким способом збільшують ефективність взаємодії світла із речовиною в нелінійній оптиці ?

.



## 58 Просторова фільтрація зображень.

Зазвичай зображення, сформовані різними інформаційними системами, спотворюються дією завад. Це ускладнює як їхній візуальний аналіз, так і автоматичну обробку. При вирішенні деяких завдань обробки зображень у ролі завад можуть виступати ті або інші компоненти самого зображення. Наприклад, при аналізі космічного знімка земної поверхні може стояти завдання визначення границь між її окремими ділянками - лісом і полем, водою й сушею тощо. З погляду цього завдання окремі деталі зображення всередині розділених областей є завадою.

Ослаблення дії завад досягається фільтрацією. При фільтрації яскравість (сигнал) кожної точки вихідного зображення, спотвореного завадою, замінюється деяким іншим значенням яскравості, яке в меншій мірі було спотворене завадою. Фільтрація зображень здійснюється в просторовій і частотній областях. При просторовій фільтрації зображень перетворення виконується безпосередньо над значеннями відліків зображення. Результатом фільтрації є оцінка корисного сигналу зображення. Це досягається завдяки тому, зображення часто являє собою двовимірну функцію просторових координат, що змінюється по цих координатах повільніше, ніж завада, що також є двовимірною функцією. Це дозволяє при оцінці корисного сигналу в кожній точці зображення взяти до уваги сусідні точки, скориставшись певною подібністю сигналу. В інших випадках, навпаки, ознакою корисного сигналу є різкі перепади яскравості. Однак, як правило, частота цих перепадів відносно невелика, так що на значних проміжках сигнал або постійний, або змінюється повільно. І в цьому випадку властивості сигналу проявляються при спостереженні не тільки його окремої точки, але й при аналізі її околиці. Поняття околиці є досить умовним. На рисунку 2.3 представлена ієрархія околиць відліку, позначеного "0".

"1" позначена околиця першого порядку, для якої відстань між елементами дорівнює 1. "2" позначена околиця другого порядку, до якої ставляться діагональні елементи, відстань від яких до центрального відліку "0" дорівнює  $\sqrt{2}$ . Околиця третього порядку представлена елементами, що знаходяться від центрального елемента на відстані 2, і так далі.

## 59 Розподіл інтенсивності світла в інтерференційній картині.

6.1.28. Зобразіть залежність  $I(x)$  розподілу інтенсивності в інтерференційній картині від координати вздовж осі, яка перпендикулярна до інтерференційних смуг для трьох значень відності  $V = 1$  (а);  $V = 0,5$  (б);  $V = 0$  (в).

Розподіл інтенсивності в інтерференційній картині у випадку когерентного світла ( $V = 1$ ) показаний на рис. 6.9, а.

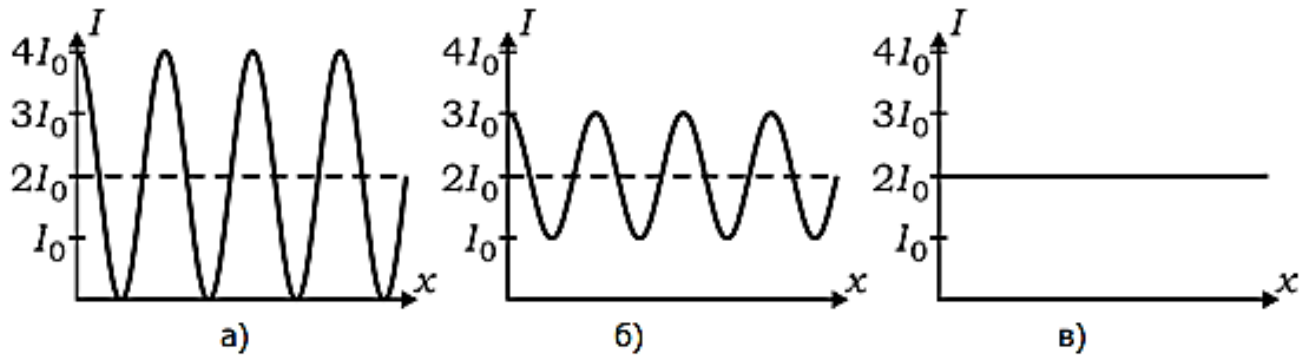


Рис. 6.9. До запитання 6.1.27

Випадки для частково когерентного ( $V = 0,5$ ) і некогерентного світла ( $V = 0$ ) показані на рис. 6.9, б, в, відповідно. Для випадків, зображених на рис. 6.9, а та б, розподіл інтенсивності  $I(x)$  відбувається за законом (6.20)  $I(x) \sim \cos^2 x$ .

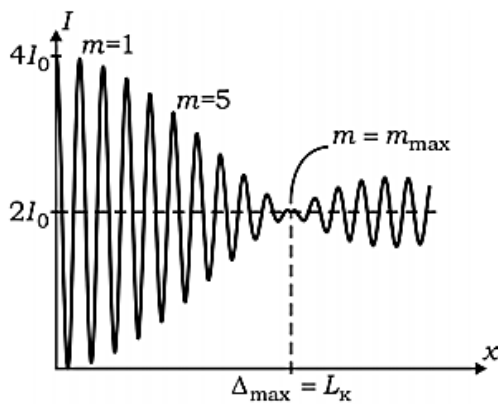


Рис. 6.10. Розподіл інтенсивності світла по інтерференційній картині для точкового джерела квазімонохроматичного світла

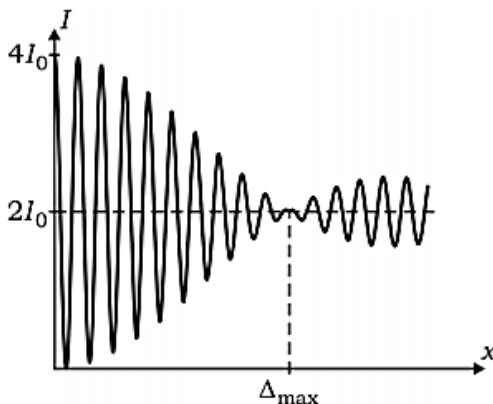


Рис. 6.11. Розподіл інтенсивності світла по інтерференційній картині для реального (протяжного) джерела монохроматичного світла

## 60 Дифракційна ґратка як спектральний прилад (характеристики).

Одна із основних властивостей ДҐр – здатність розкладати падаючий на неї пучок світла у спектр, за довжинами хвиль. Тому ДҐр може використовуватись як диспергуючий елемент у спектральних приладах. Для ДҐр, яка складається з  $N$  щілин і має період структури  $d$ , із шириною щілини  $b$  розподіл інтенсивності монохроматичного світла  $I(\varphi)$ , що продифрагував на ДҐр при нормальному падінні світла на неї, описується виразом

$$I(\varphi) = I_0 \left( \frac{\sin u}{u} \right)^2 \left( \frac{\sin N\alpha}{\sin \alpha} \right)^2, \quad (7.16)$$

де  $\alpha = \frac{\pi \cdot d \cdot \sin \varphi}{\lambda}$ ;  $u = \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \varphi}{\lambda}$ ;  $I_0$  – інтенсивність світла, яке випромінюється однією щілиною в напрямку  $\varphi = 0$ .

• *Кутове положення головних максимумів* дифракційної картини, яку дає ґратка, що освітлюється нормально падаючою плоскою хвилею, визначається рівнянням дифракційної ґратки

$$d \sin \varphi_m^{\max} = \pm m \lambda, \quad (7.17)$$

де  $\varphi_m^{\max}$  – кути дифракції;  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$  – порядок дифракції.

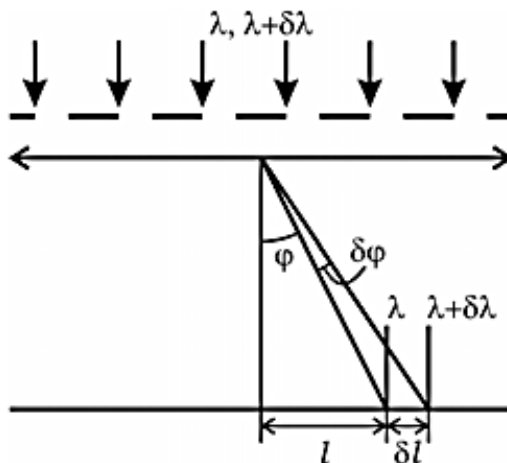


Рис. 7.19. До визначення дисперсії дифракційної ґратки

• *Кутове положення розташованих між головними максимумами додаткових мінімумів* дифракційної картини визначається рівнянням

$$d \sin \varphi_p^{\min} = \left( m + \frac{p}{N} \right) \lambda, \quad (7.18)$$

де  $p$  – порядковий номер додаткового мінімуму ( $p = 1, 2, 3, \dots, (N-1)$ );  $N$  – загальна кількість штрихів дифракційної ґратки. За  $p = N$  додатковий мінімум перетворюється на головний максимум.

Основні характеристики дифракційної ґратки:

- кількість штрихів  $N$ ;
- стала ґратки  $d = a + b$ ;
- ширина  $L = N \cdot d$ ;
- кількість штрихів на одиницю ширини  $\frac{1}{d}$ , мм<sup>-1</sup>;

- тип ґратки (амплітудна, фазова, на відбиття, на просвіт тощо);
- кутова дисперсія (рис. 7.19)

$$D_{\varphi} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} = \frac{m}{\sqrt{d^2 - (m\lambda)^2}}; \quad (7.19)$$

- лінійна дисперсія

$$D_l = \frac{\delta l}{\delta\lambda} = f' D_{\varphi} = f' \frac{m}{d \cos \varphi}, \quad (7.20)$$

де  $f'$  – задня фокусна відстань фокусуючої лінзи;

- роздільна здатність

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \quad (7.21)$$

Роздільна здатність дифракційної ґратки визначається критерієм Релея – дві спектральні лінії з довжинами хвиль  $\lambda$  та  $\lambda + \delta\lambda$  однакової інтенсивності розділяються, якщо відстань між лініями не перевищує відстані, для якої положення центрального (нульового) максимуму однієї лінії збігається з першим дифракційним мінімумом другої лінії;

- область вільної дисперсії визначається інтервалом довжин хвиль  $\Delta\lambda$ , вільним від накладання спектрів різних (сусідніх) порядків. Накладання почнеться тоді, коли збігаються місце розташування довжини хвилі  $\lambda + \Delta\lambda$  у головному максимумі  $m$ -го порядку з місцем розташування довжини хвилі  $\lambda$  у головному максимумі  $(m+1)$ -го порядку:

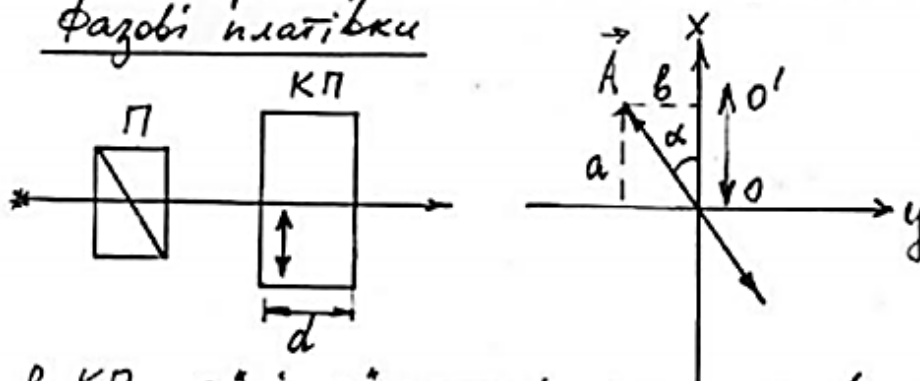
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}. \quad (7.22)$$

Якщо на дифракційну ґратку падає паралельний пучок світла під кутом  $\varphi_0$ , то положення головних максимумів визначається рівнянням

$$d (\sin \varphi_0 - \sin \varphi_m^{\max}) = m\lambda, \quad \text{де } m = 0, 1, 2, 3, \dots - \text{порядок дифракції}. \quad (7.23)$$



## 61 Типи фазових платівок.

Взаємодія ортогонально поляризованих променів  
Фазові платівки

В КП „о“ і „е“ промені проходять в одному напрямку, але з різними швидкостями.

Після П площина коливань  $\vec{E}$  утворює кут  $\alpha$  з  $OO'$   
 Ампл. збиг. хвилі  $a = A \cdot \cos \alpha$  де  $A$  - ампл. коливань хвилі, що падає на КП  
 Ампл. незбиг. хвилі  $b = A \cdot \sin \alpha$

$$\Delta = (n_o - n_e) \cdot d$$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) \cdot d$$

На виході з КП :  $x = a \cdot \cos \omega t$ ;  $y = b \cdot \cos(\omega t - \varphi)$

$$y = b(\cos \omega t \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi) \quad \text{та} \quad \cos \omega t = \frac{x}{a} \quad (1)$$

$$y = b\left(\frac{x}{a} \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi\right)$$

$$\sin \omega t \cdot \sin \varphi = \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \cos \varphi \quad (2)$$

Підносимо до квадрата (1) та домноживши зліва і справа на  $\sin^2 \varphi$ , маємо:

$$\cos^2 \omega t \cdot \sin^2 \varphi = \frac{x^2}{a^2} \cdot \sin^2 \varphi \quad (1')$$

$$\left[ \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cdot \cos \varphi = \sin^2 \varphi \right] \quad \text{Результуюче коливання після КП буде еліптичним.}$$

Форма і орієнтація еліпсу залежить від  $\alpha$  і  $\varphi$ .

Світло після КП - еліптично поляризоване.

$$\Delta = \vec{AOO'}; \quad \varphi - \text{зсув фаз між „о“ і „е“}$$

$\lambda/4$  - фазова плівка

Якщо товщина  $d$  плівки задовольняє умові  
 $(n_o - n_e) \cdot d = \lambda/4$  або  $(n_o - n_e) d = (m + \frac{1}{4}) \lambda$

де  $m$  - ціле число, то  $\varphi = \frac{\pi}{2} + 2m \cdot \pi$

Тоді рівняння еліпсу набуває вигляду

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad \text{табто воно зведене.}$$

Якщо при цьому  $\alpha = 45^\circ$ , то  $a = b$  і  $x^2 + y^2 = a^2$ .

В цьому випадку світло поляризоване по колу (колу).

Потрібно, щоб розходились дві когерентні хвилі з однаковими амплітудами, поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах з різницею фаз, що дорівнює  $\frac{\pi}{2}$ .

В залежності від того, компонент  $o_x$  випереджає компоненту  $o_y$  або відстає від неї на  $\frac{\pi}{2}$  за фазою, кажуть про обертання результуючого вектора проти годинникової стрілки або за нею. Розрізняють ліву і праву кругову (еліптичну) поляризацію.

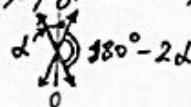
 $\lambda/2$  - фазова плівка.

Товщину  $d$  підбирають так, що  $(n_o - n_e) \cdot d = \frac{\lambda}{2}$  або  $(n_o - n_e) \cdot d = (m + \frac{1}{2}) \lambda \Rightarrow \varphi = \pi$ .

При умові, що  $\varphi = \pi$  еліпс вироджується в дві прямі, що збігаються:  $\left(\frac{x}{a} + \frac{y}{b}\right)^2 = 0$

$$y = -\frac{b}{a} \cdot x$$

Світло залишається лінійно поляризованим, але орієнтація площини коливань  $\vec{E}$  змінюється від такої, яка визначається кутом  $\alpha$ , до такої, що визначається кутом  $180^\circ - 2\alpha$



Фазова плівка у цілу довжину хвилі задовольняє умові:  $(n_o - n_e) d = \lambda$  або  $(n_o - n_e) d = m \lambda$ , що дає  $\varphi = 2\pi$ . При цьому еліпс вироджується у пряму  $\left(\frac{x}{a} - \frac{y}{b}\right)^2 = 0 \Rightarrow y = \frac{b}{a} \cdot x$

Світло залишається лінійно поляризованим без зміни площини поляризації.

## 62 Двопроменева інтерференція за умов просторового поділу хвильового фронту (схеми).

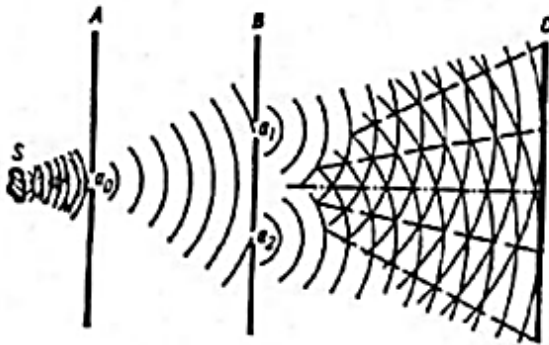
Двопроменева інтерференція

1. Класичні схеми спостереження інтерференції  
методом поділу фронту хвилі. (Інтерференція  
Френеля)

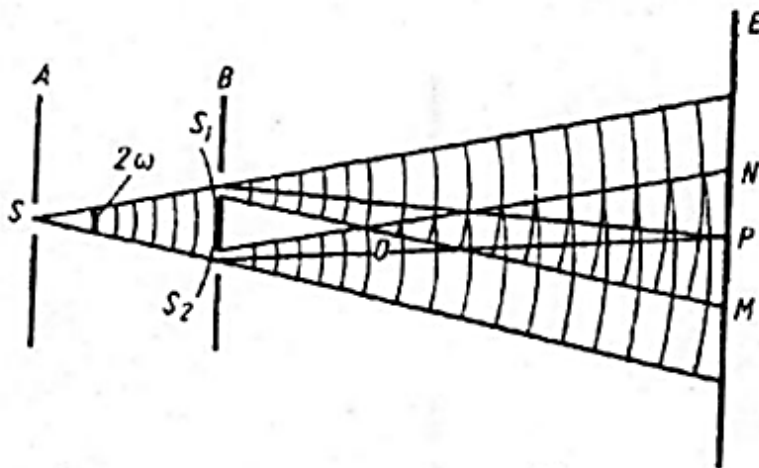
Точкове джерело дає хвилю із сферичним фронтом, який поділяється на 2, щоб потім об'єднатись для інтерференції.

Прийнятний тільки для достатньо малих джерел світла, які наближено можна вважати точковими.

Дослід Юнга



Додаткових лінз для спостереження інтерференц. картинок не потрібно



Відстань некрив-  
 ТЯ когерентних  
 краївів відр  
 $S_1$  та  $S_2$  називають  
полам інтерференції

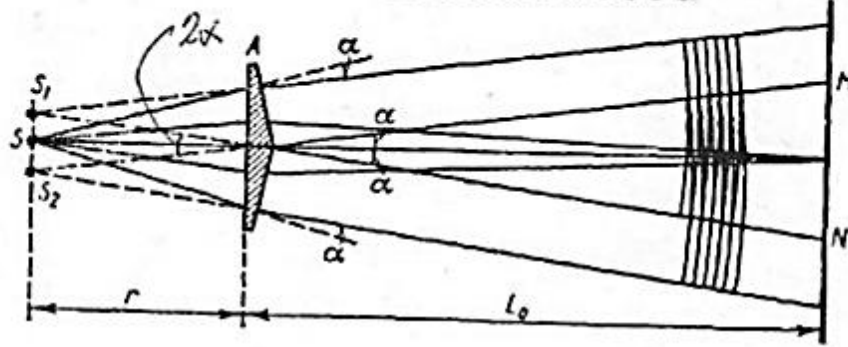
1) Інтерфер. картина  
 спостерігається в

будь-якій точці поля інтерфер.

- 2) Монохр. світло збільшує чіткість (контраст) інтерференційних смуг.  
 3) При збільшенні шілини  $S$  збільшується освітленість, але зменшується контраст інтерфер. картинок.



### Призма Френеля



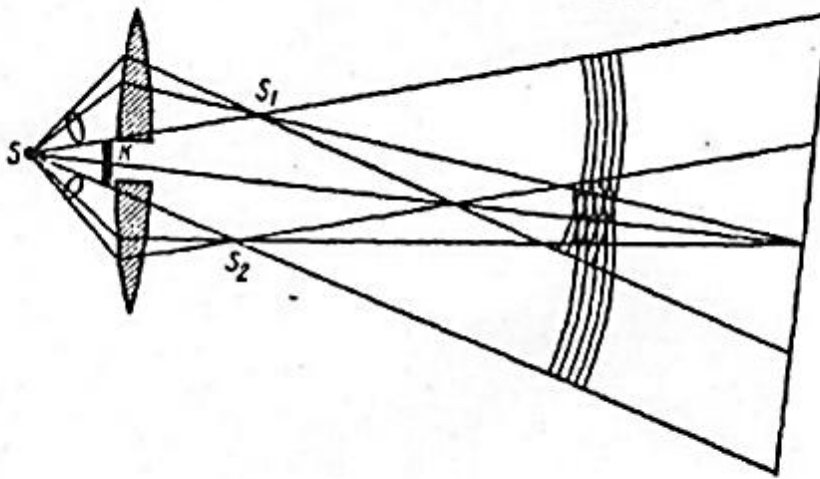
Для м. хвиль:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\alpha}$$

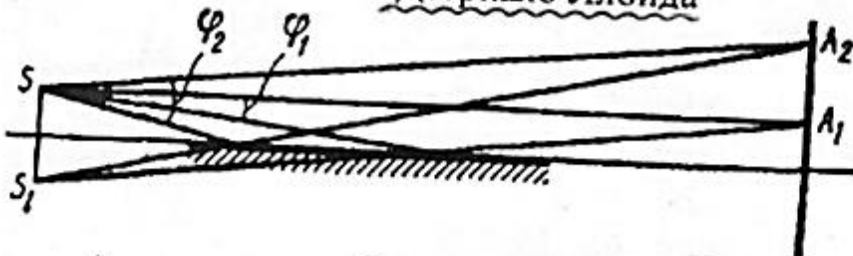
Для сферичної хв.:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\alpha} \left( 1 + \frac{L_0}{r} \right)$$

### Білінза Бйе

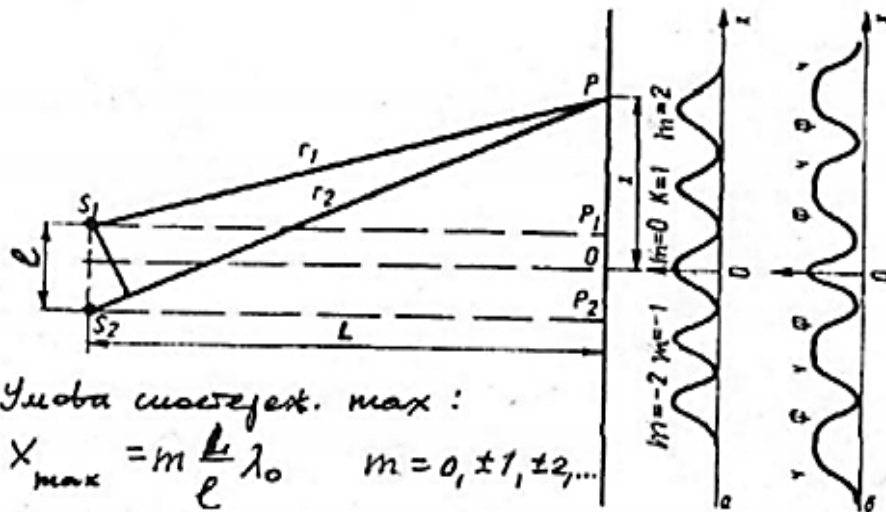


### Дзеркало Ллойда



Кут нахилки обирається дуже близьким до  $90^\circ$ , щоб відстань між когерентними джерелами була невеликою  
 $S$  - дійсне джерело;  
 $S_1$  - віртуальне джерело.

6.



$$\Delta = r_2 - r_1 = \frac{x \cdot l}{L}$$

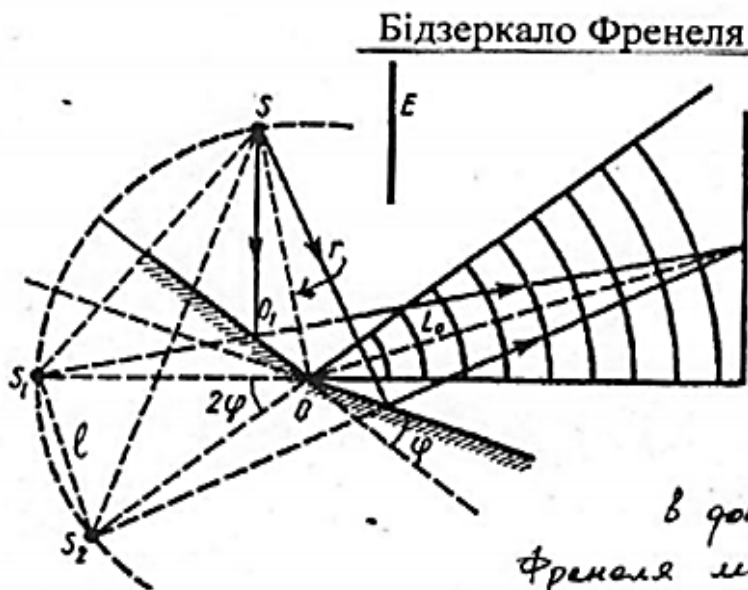
Умова спостереж. max:

$$x_{\max} = m \frac{l}{L} \lambda_0 \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Умова спостереж. min:

$$x_{\min} = (2m+1) \frac{L}{l} \cdot \frac{\lambda_0}{2}$$

Ширина інтерф. смуги  $\Delta x = x_{\min}(m+1) - x_{\min}(m) = \frac{L}{l} \cdot \lambda_0$



Біджеркало Френеля

(віртуальні)  
S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub> - уявні джерела  
Ширина інтерф. смуги

$$\begin{aligned} \Delta y &= \frac{l}{L} \cdot \lambda = \\ &= \frac{L_0 + z}{L} \cdot \lambda \approx \\ &\approx \frac{L_0 + z}{2\varphi \cdot z} \cdot \lambda \end{aligned}$$

В досідах з біджеркалом  
Френеля можна визначити  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{2\varphi \cdot z \cdot \Delta y}{L_0 + z}$$

63 Ближня та дальня зони дифракції. Дифракційна довжина світлового променя. Дифракційна розбіжність променя в дальній зоні.

### Дифракція плоскої хвилі

Круглий отвір діаметром  $2a$   
 $a \rightarrow \infty$ ;  $b = z$

$r_n = \sqrt{(n+1)\lambda \cdot z}$

Площа зони Фр.  $S_n = \pi(r_n^2 - r_{n-1}^2) = \pi \cdot \lambda \cdot z \neq f(n)!$

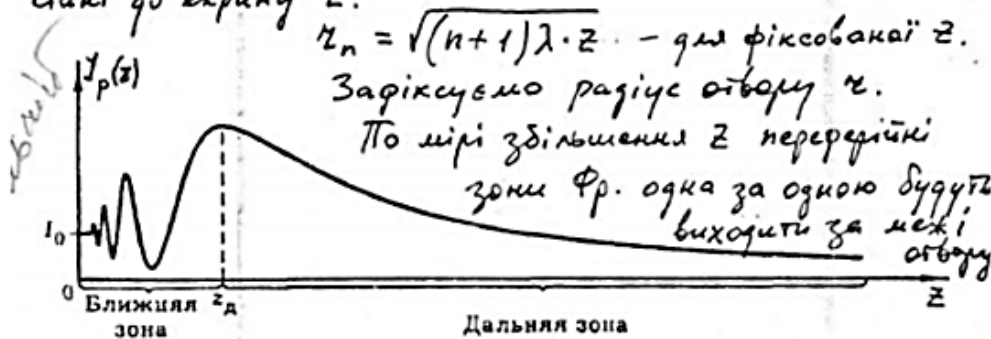
Число Френеля:  
 $N_F$  - число зон Фр., яке попадає в межі отвору (число відкритих зон Фр.).

Якщо покласти  $r_n = a$ ,  $n+1 = N_F$ , то  $N_F = \frac{a^2}{\lambda \cdot z}$

### Дифракційна довжина світлового променя.

#### Ближня та дальня зони.

Продовжимо розгляд дифр. плоскої хвилі на кругл. отворі. Як змінюється інт. світла в т.Р по мірі збільшення відстані до екрану  $z$ :



При деякому  $z = z_d$  в межах отвору залишиться лише одна "0-а" зона Фр. В цей момент інтенсивність світла  $I_r$  досягне max, після чого монотонно почне зменшуватися по мірі збільшення  $z$ .

Для  $z \ll z_d$  - ближня зона дифракції. В цій зоні:

- світл. промінь зберігає структуру, задану отвором;
- інтенс. світла в середньому кудишзко дорівнює інтенс. падаючої світл. хвилі;
- в межах отвору вліщуються певна кількість зон Фр.;
- поперечний переріз променя підтримується постійним (за рахунок інтерференції елементарних вторинних хвиль, які йдуть від різних зон Фр.);

Для  $z \gg z_d$  — дальня зона дифракції. В цій зоні:

— інтенс. світла на осі променя набагато менша за інтенс. вихідного променя; це означає, що промінь розширюється ?!?!  
 — для того ж дальньої зони в межах отвору вмищується тільки пастинка (центральної)  $0^{\text{та}} \pm$  зони Фр.

— інтерференція елементарних вторинних хвиль виражена слабше. вона не може підтримати вихідний поперечний профіль променя. Промінь стає розбіжним!

Знайдемо  $z_d$ :  $r_n = \sqrt{(n+1)\lambda \cdot z} \Rightarrow \boxed{z_d = \frac{r^2}{\lambda}}$

$r$  — радіус променя (радіус отвору)

Вводимо число Френеля  $N_F = r^2 / \lambda \cdot z$ . Тоді

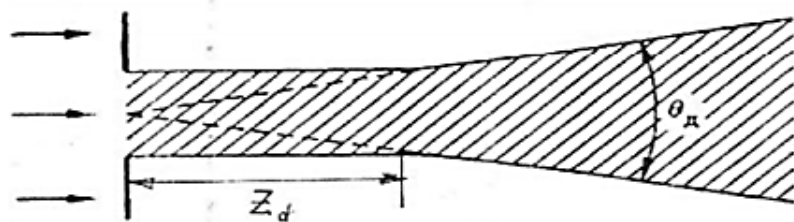
$N_F = \frac{z_d}{z}$

В ближній зоні  $N_F > 1$

В дальній зоні  $N_F < 1$

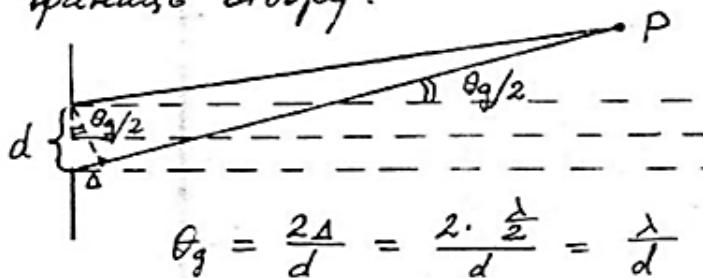
$z_d$  — дифракційна довжина світлового променя

Дифракційна розбіжність променя в дальній зоні



Інтерференція вторинних елементарних хвиль визначає положення границі світлового променя.

Умова інтерф.:  $\Delta = \frac{\lambda}{2}$ , де  $\Delta$  — різниця ходу 2-х променів, які приходять від протилежних країв отвору.



$\theta_d$  — кут дифракційної розбіжності,

Як правило:  $\theta_d \ll 1$

Тому  $\Delta \approx d \cdot \frac{\theta_d}{2}$

$\theta_d = \frac{2\Delta}{d} = \frac{2 \cdot \frac{\lambda}{2}}{d} = \frac{\lambda}{d}$

$\boxed{\theta_d = \frac{\lambda}{d}}$

Діаметр променя в дальній зоні:

$\boxed{d(z) = \frac{\lambda}{d} \cdot z}$

Зробимо оцінки для He-Ne лазера:

$d = 2 \text{ мм}$ ;  $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$

$z_d = 1.5 \text{ м}$ ;  $\theta_d = 3 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$ .

Ці розрахунки можна легко перевірити на досліді.



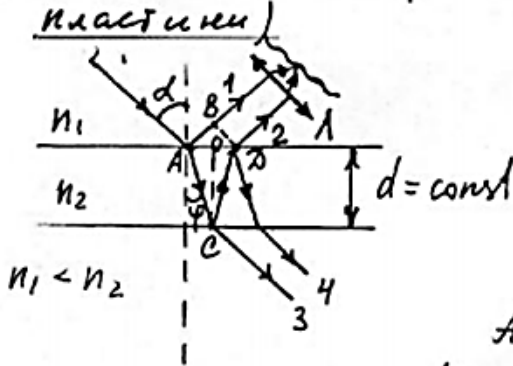
64 Методи одержання когерентних променів поділом амплітуди світлового пучка. Смуги рівного нахилу. Смуги рівної товщини.

## 2. Методи одержання когерентних променів. поділом амплітуди. (Інтерф. Ньютона).

Ці методи полягають у поділі світлового пучка напіввирозорними поверхнями, які частково відбивають і частково пропускають світло.

Вони додаткі як для точкових джерел, так і для джерел скінченних розмірів.

### 1) Криві рівного нахилу (інтерфер. від плоскопаралельної пластини)



Лінза  $L$  - таутохронна  
(не вносить додаткової  
різнички ходу)

Промені 1 та 2 - ко-  
герентні (як і 3 та 4)

Але промені 3 та 4 сильно  
відрізняються за інтенсивністю

$$\Delta_{21} = \Delta = n_2 (AC + CD) - n_1 \cdot AB - \frac{\lambda}{2}$$

$$AC = CD = \frac{d}{\cos \varphi}; \quad AB = AD \cdot \sin \alpha = 2AO \cdot \sin \alpha =$$

$$= 2d \cdot \tan \varphi \cdot \sin \alpha$$

$$\Delta_{21} = \frac{2n_2 \cdot d}{\cos \varphi} - \frac{2dn_1 \cdot \sin \varphi \cdot \sin \alpha}{\cos \varphi} - \frac{\lambda}{2} = \quad (1)$$

$$= \frac{2n_2 d (1 - \sin^2 \varphi)}{\cos \varphi} - \frac{\lambda}{2} = \boxed{2n_2 d \cos \varphi - \frac{\lambda}{2} = \Delta}$$

$$\sin \alpha = \frac{n_2}{n_1} \sin \varphi$$

Для монохр. світла. Умова спостер. max в інтерф. картині:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m \lambda \quad \text{де } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Умова спостереж інтерф. min:  $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$  (темна смуга)  
(Неодх. умова спостереж. інтерф. замикається тією ж:  $\Delta < L_K = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}$ )  
про це  $\rightarrow$  різніше

З (1) видно, що  $\Delta$  залежить від кута падіння світла на пластину ("кута нахилу"). Тому при падінні на пластину світлової <sup>пучка</sup> променів, що розходяться, утворюється інтерф. картина, яка називається "смугами рівного нахилу" (СРН).



Зауваження:

$$d = \text{const}$$

1) Інтерф. картина у вигляді кілець. Кожному кільцю відповідає свій кут  $\alpha$ .

2) СРН локалізовані в  $\infty$ : промені, що повинні інтерферувати - паралельні. Для спостереження СРН обов'язково потрібна лінза або око, акомодоване в  $\infty$ .

3) Формулу (1) можна записати не через кут заломлення, а через кут падіння  $\alpha$ :

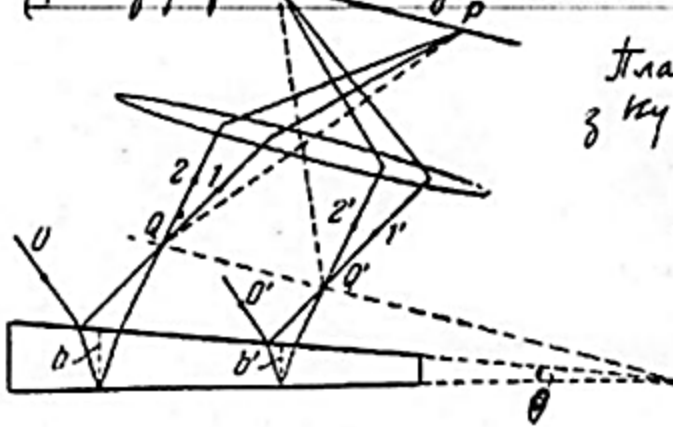
$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

Якщо дослід проводиться не у повітрі, а у середовищі з показником заломлення  $n_0$ , то

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (3)$$

4) Знак "+" обирається, коли  $n > n_0$   
Знак "-" обирається, коли  $n < n_0$

2) Криві (смуги, кільця тощо) рівної товщини.  
(інтерференція від пластини змінної товщини)



Пластина у вигляді клина з кутом при вершині  $\theta$

Проміні 1, 2 та 1', 2',

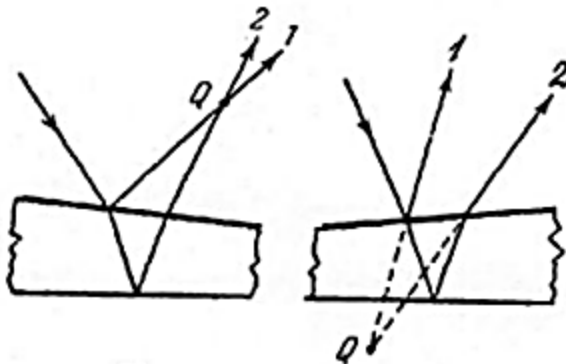
відповідно, інтерферують

При невеликих значеннях  $\theta$  величину

$\Delta$  можна знаходити

за формулою (1),

беручи за  $d$  товщину клина в місці падіння на нього променя.



a)

b)

Екран з точками спостереження інтерфер. картини

$P$  та  $P'$  розташовані так, щоб він був спряженим з поверхнею, яка проходить через  $Q$  та  $Q'$ . Кожна із інтерфер. смуг утворюється за рахунок відбиття від місць пластинки, які мають однакову товщину. Тому — смуги рівної товщини (СРТ).

СРТ локалізовані поблизу пластинки: над нею (a), або під нею (б). При нормальному падінні променя на пластинку (промінь 2 перпендикулярний до нижньої поверхні пластинки) СРТ локалізовані на верхній поверхні пластинки.





### Ширина інтерференційної смуги

В точці з координатою  $x$  на екрані буде  $\text{max}$ , коли  $\Delta = m \cdot \lambda$ . Відстань від центра інтерф. картини до максимуму  $m$ -го порядку  $x_m = \frac{m \cdot \lambda \cdot L}{2\ell}$

Відстань між максимумами:

$$\boxed{\Delta x = \frac{x_m}{m} = \frac{L \cdot \lambda}{2\ell}} \quad \text{"Правило Троєх  $\lambda$ "}$$

(Г)

$\Delta x$  - ширина інтерф. смуги  $\equiv$  відстань між сусідніми  $\text{max}$  (або  $\text{min}$ ).

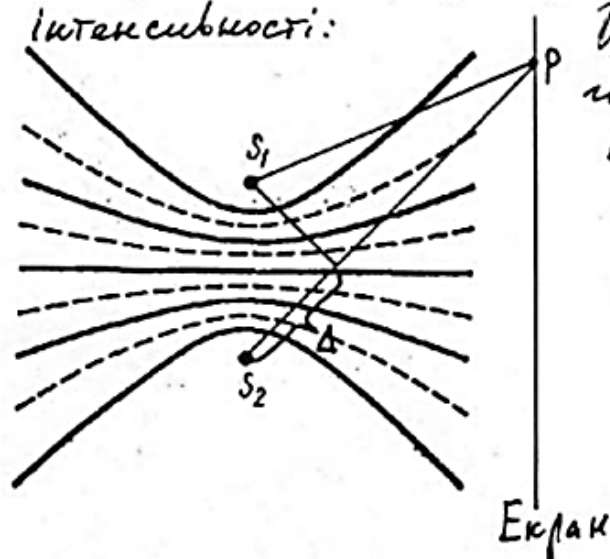
$\ell$  - мале,  $L$  - велике  $\Rightarrow \frac{2\ell}{L} \approx \theta$

$$\boxed{\Delta x = \frac{\lambda}{\theta}} \quad (\text{Д})$$

Якщо  $L = 1 \text{ м}$ ;  $\lambda = 500 \text{ нм}$ ,  $2\ell = 1 \text{ мм}$ , то  $\Delta x = 1 \text{ мм}$

Зауваження 1: Центральний  $\text{max}$  ( $m=0$ ) буде ахроматичним (незabarвленим): хвилі з різними  $\lambda$  приходять в т. Р в однакових фазах ( $\Delta=0$ ).

Зауваження 2: Визначимо геом. місце точок, де  $r_2 - r_1 = \Delta = \text{const}$  (поверхні максимумів (мінім.) інтенсивності:

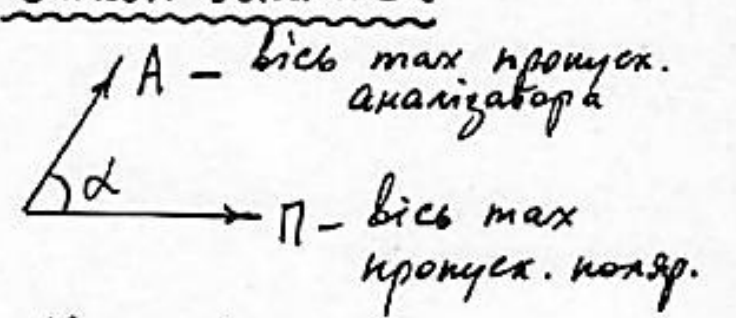


Це - гіперболи (в просторі - гіперболоїди) з фокусами в т.  $S_1$  та  $S_2$

Суцільні лінії - геом. місце розміщення  $\text{max}$ , штрихові -  $\text{min}$ .

## 66 Закон Малюса для поляризованого світла.

Закон Малюса



$I_0$  — інтенс. лін. полар. світла, що виходить з поляризатора;  
 $I_{pr}$  — інтенс. світла, що виходить з аналіз.

$I_{pr} = I_0 \cos^2 \alpha$

Якщо на поляризатор падає природне світло з інтенс.  $I_{вх}$ , то після аналізатора  $I_{pr} = \frac{1}{2} I_{вх} \cos^2 \alpha$

**Закон Малюса** — фізичний закон, що виражає залежність інтенсивності лінійно-поляризованого світла після його проходження через поляризатор від кута  $\varphi$  між площинами поляризації падаючого світла і поляризатора. Встановлено Е. Л. Малюсом 1810 року.

$$I = k_a I_0 \cos^2 \varphi$$

де  $I_0$  — інтенсивність падаючого на поляризатор світла,  $I$  — інтенсивність світла, що виходить з поляризатора,  $k_a$  — коефіцієнт пропускання поляризатора.

Світло з іншою (нелінійною) поляризацією може бути представлено як суму двох лінійно-поляризованих складових, до кожної з яких можна застосувати закон Малюса. Згідно із законом Малюса розраховуються інтенсивності світла, що проходить у всіх поляризаційних приладах, наприклад в поляризаційних фотометрах і спектрофотометрах. Втрати на відбиття, що залежать від  $\varphi$  і не враховуються законом Малюса, визначаються додатково.

Якщо на поляризатор падає природне світло, то інтенсивність світла, що вийшла з поляризатора  $I$  дорівнює половині природного  $I_0$ .

67 Нелінійнооптичні ефекти.

.

## 68 Дифракційна ґратка. Випадок косого падіння променів на ґратку.

Нехай на дифракційну ґратку з періодом  $d = AC$  падає під кутом  $\varepsilon$  паралельний пучок світла (рис. 6.21). Визначимо рівняння дифракції світла на такій ґратці.

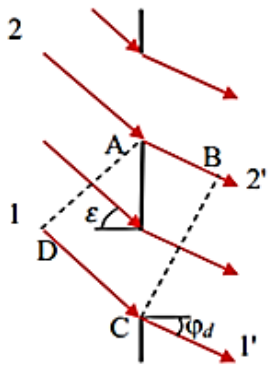


Рис. 6.21. Дифракція світла при похилому падінні променів на дифракційну ґратку

В результаті дифракції промені 1' і 2' відхилились на кут дифракції  $\varphi_d$ . Із трикутників  $ABC$  і  $ACD$  знаходимо різницю ходу між цими променями

$$\Delta = DC - AB = AC \sin \varepsilon - AC \sin \varphi_d,$$

де  $AC = d$  – період дифракційної ґратки.

Головні максимуми утворюються при виконанні умови

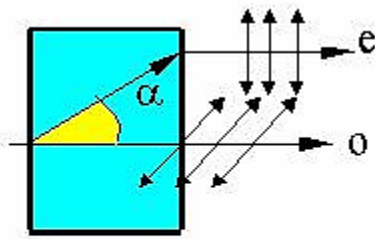
$$d(\sin \varepsilon - \sin \varphi_d) = m\lambda.$$

Для малих кутів  $\varepsilon$  і  $\varphi_d$  рівняння (6.140) матиме вигляд

$$\begin{aligned} d(\sin \varepsilon - \sin \varphi_d) &= d2\cos\left(\frac{\varepsilon + \varphi_d}{2}\right)\sin\left(\frac{\varepsilon - \varphi_d}{2}\right) = 2d\cos\varepsilon\sin\frac{\alpha}{2} = \\ &= d\cos\varepsilon\sin\alpha = d'\sin\alpha = m\lambda, \end{aligned}$$

де  $\varepsilon - \varphi_d = \alpha$ ;  $d' = d\cos\varepsilon$ .

Рівняння (6.141) відповідає рівнянню дифракційної ґратки (6.124) з меншим періодом  $d' = d\cos\varepsilon$ , тобто при спостереженні дифракції в похилих пучках період ґратки зменшується за рахунок кута  $\varepsilon$ .



Мал.167

### 69 Як можна визначити напрямок оптичної осі анізотропного кристалу ?

Практично усі кристалічні діелектрики оптично анізотропні: електрична поляризованість  $P$  кристала залежить від напрямку і вона визначається електричною анізотропією (симетрією) молекул та сил взаємодії між ними (анізотропія кристалічного поля). Розповсюдження хвиль у цих кристалах як і в інших прозорих речовинах визначається інтерференцією первинної та вторинних хвиль, що випромінюються молекулами. Тільки кристали кубічної симетрії є ізотропними.

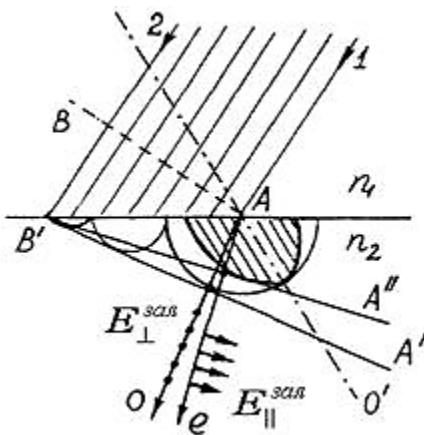
В оптично анізотропних кристалах спостерігається явище подвійного променезаломлення, яке полягає в тому, що падаючий промінь світла породжує два промені: звичайний ( $o$ ) та незвичайний ( $e$ ). Перший описується звичайним законом заломлення світла, а для другого закон заломлення не виконується тому, що відношення синусів кута падіння та кута заломлення залежить від кута падіння і не є сталою величиною. Звичайний промінь лінійно поляризований перпендикулярно площині падіння, а незвичайний - в площині падіння.

Звичайний промінь лежить у **площині падіння** світла — **площині утвореній нормаллю до поверхні кристала та напрямком падаючого променя**. Незвичайний промінь, навіть при нормальному падінні світла, не лежить у площині падіння.

**Оптична вісь кристала** — напрямок у кристалі, вздовж якого падаючий промінь породжує лише собі подібний без подвійного променезаломлення — звичайний та незвичайний промені не розділяються й мають однакові швидкості поширення.

Кристали можуть мати одну вісь (одноосьовий кристал) та дві осі (двоосьовий кристал).

### Визначення напрямків звичайного і незвичайного променів



Хід звичайного і незвичайного променів у кристалі можна визначити за допомогою принципу Гюйгенса. Нехай на поверхню кристала падає плоска хвиля з фронтом  $AB$  (рис. 17.5). Доки промінь 2 дійде до точки  $B'$ , промінь 1 пошириться у кристалі на деяку відстань.

На рисунку:

$O'O'$  — оптична вісь кристала,

$B'A''$  — фронт хвилі для незвичайного променя в кристалі,

$B'A'$  — фронт хвилі для звичайного променя в кристалі



## 70 Часова когерентність. Час та довжина когерентності.

Розглянемо спочатку спрощену ситуацію, коли кожне з двох точкових джерел випромінює монохроматичну хвилю з початковою фазою  $\varphi_0$  і з тільки двома близькими частотами  $\omega$  і  $\omega + \Delta\omega$  та довжинами хвилі  $\lambda$  і  $\lambda + \Delta\lambda$ . Тоді розподіл інтенсивностей на екрані можна змодельовати як суперпозицію двох інтерференційних картин, одна з яких створюється променями з довжиною хвилі  $\lambda$  а інша –  $\lambda + \Delta\lambda$ . Ці картини характеризуються різною шириною смуги (формула (2.17)) і поступово «розповзаються», як показано на рис. 2.5а.

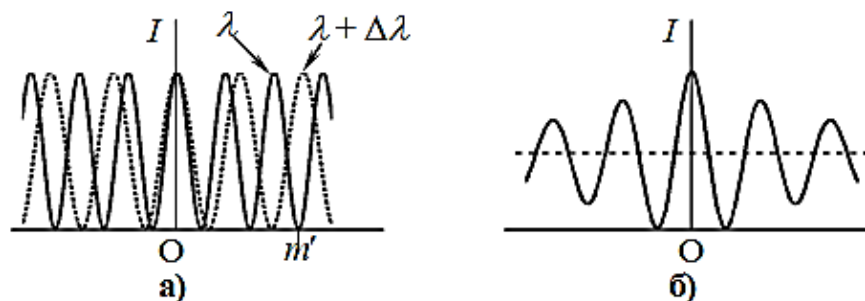


Рис. 2.5

Як наслідок, результуюча інтенсивність у максимумах буде поступово зменшуватись, а в мінімумах – збільшуватись аж до зникнення смуг (рис. 2.5б). Це станеться тоді, коли максимум якогось порядку  $m'$  для довжини хвилі  $\lambda + \Delta\lambda$  співпаде з відповідним мінімумом для довжини хвилі  $\lambda$ . Отже, згідно з формулами (2.16):

$$m' \frac{\lambda(\lambda + \Delta\lambda)}{h} = \left(m' + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda\lambda}{h} \Rightarrow m' = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda}, \quad (2.18)$$

де  $m'$  – порядок інтерференції в місці, де зникають смуги.

Формально число  $m'$  можна трактувати як максимальний порядок інтерференції при накладанні умовних променів, кожен із яких включає дві довжини хвилі. Насправді ж у випромінювання присутні всі можливі довжини хвилі в інтервалі від  $\lambda$  до  $\lambda + \Delta\lambda$ , тому можна вважати, що весь спектр складається з безлічі пар променів з різницею довжин хвилі  $\Delta\lambda/2$  кожна. Тож підставивши у вираз (2.18) цю величину замість  $\Delta\lambda$ , отримаємо більш коректну оцінку:

$$m_{\max} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (2.19)$$



Величина

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\omega}{\Delta\omega}$$

показує наближеність світла до строго монохроматичного. Тож її можна назвати *ступенем монохроматичності*.

Таким чином, неповна монохроматичність світла обмежує кількість інтерференційних смуг, які можна реально спостерігати, величиною  $N \approx 2m_{\max}$ . Наприклад, при використанні білого світла і скляних світлофільтрів  $m_{\max} \approx 10$  і  $N \approx 20$ . За таких умов в реальному експерименті інтерференційні смуги на екрані можна спостерігати лише в малій центральній області, про що говорилося в п. 2.2. При цьому

різниця ходу променів не повинна перевищувати максимальної допустимої величини  $\Delta_{\max} = m_{\max}\lambda$ , яка називається *довжиною когерентності* світла:  $l_{\text{ког}} = \Delta_{\max}$ .

Згідно з умовами (2.10) і (2.19),

$$l_{\text{ког}} = m_{\max}\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (2.20)$$

Поняття довжини когерентності дозволяє сформулювати наступний критерій:

*інтерференцію світла можна спостерігати лише за умови, що різниця ходу променів не перевищує довжину когерентності цього світла:*

$$\Delta \leq l_{\text{ког}}, \text{ тобто } \Delta \leq \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (2.21)$$

Таким чином, випромінювання не сповна монохроматичних джерел є когерентним не скрізь, а тільки в обмеженій області простору, в якій різниця ходу променів задовольняє умову (2.21). Але до цього питання можна підійти інакше. Якщо хвилі від точкових джерел  $S_1$  і  $S_2$  (рис.2.1.) є монохроматичними, але мають дещо різні частоти  $\omega_1 = \omega$  і  $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$ , то різниця фаз променів у точці накладання змінюється з часом:

$$\delta(t) = (\omega_2 t - \alpha_2) - (\omega_1 t - \alpha_1) = \Delta\omega \cdot t - (\alpha_2 - \alpha_1).$$

Тому при накладанні таких хвиль інтерференція буде спостерігатися не довше, ніж протягом часу

$$\tau' = \frac{\pi}{\Delta\omega},$$

за який різниця фаз змінюється на  $\pi$ , і умова підсилення інтенсивності переходить в умову послаблення, чи навпаки. Отже, величина  $\tau'$  визначає граничний проміжок часу, протягом якого дані дві хвилі можна вважати когерентними, тому вона називається *часом когерентності*.

Для не повністю монохроматичних світлових пучків з частотами в усьому інтервалі від  $\omega$  до  $\omega + \Delta\omega$  умови спостереження інтерференції покращуються, оскільки в них присутні промені з різницею частот не лише  $\Delta\omega$ , а й з усіма меншими значеннями аж до 0. Тому, поставивши у вираз  $\tau'$  замість  $\Delta\omega$  середню величину  $\Delta\omega/2$ , отримаємо більш коректну оцінку для часу когерентності  $\tau_{\text{ког}}$  не повністю монохроматичних хвиль:

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{2\pi}{\Delta\omega}. \quad (2.22)$$

Звідси випливає, що чим меншою є величина  $\Delta\omega$ , тобто чим вищий ступінь монохроматичності хвиль, тим довше вони лишаються когерентними. Тому

*когерентність хвиль, зумовлену близькістю їхніх частот, називають часовою когерентністю.*

Відповідно, величина  $\tau_{\text{ког}}$  є мірою часової когерентності не повністю монохроматичних хвиль.

Час когерентності можна виразити й через інтервал довжин хвиль  $\Delta\lambda$  присутніх у випромінюванні. Для цього досить взяти до уваги, що  $\omega = 2\pi c/\lambda$ , і що при  $\Delta\omega \ll \omega$  величина  $\Delta\omega = (d\omega/d\lambda)\Delta\lambda$ . Тоді виходить:

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda. \quad (2.23)$$

Відтак, із співвідношень (2.22) і (2.20) маємо:

$$\tau = \frac{1}{c} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \Rightarrow l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}. \quad (2.24)$$

Таким чином, між часом і довжиною когерентності є прямий зв'язок: довжина когерентності дорівнює відстані, на яку поширюється хвиля за час когерентності. Тому часову когерентність не повна монохроматичних хвиль можна характеризувати як часом  $\tau_{\text{ког}}$ , так і довжиною когерентності  $l_{\text{ког}}$ . Але не слід забувати, що обидві ці величини є лише оціночними, бо чіткої межі між можливістю та неможливістю спостерігати інтерференцію не існує.

Підводячи загальний підсумок, зазначимо, що причиною неповної часової когерентності є не повна визначеність частоти випромінювання реальних джерел світла, а наслідком – обмежена кількість інтерференційних смуг області простору, де їх можна спостерігати.

## 71 Дифракція Фраунгофера на круглому отворі.

• Дифракція Фраунгофера на вузькій прямокутній щілині. Розподіл інтенсивності монохроматичного світла, продифрагованого на одній щілині, має вигляд

$$I(u) = I_0 \left( \frac{\sin u}{u} \right)^2, \quad (7.10)$$

де  $u = \frac{\pi \cdot b \cdot \sin \varphi}{\lambda}$ ;  $b$  – ширина щілини;  $\varphi$  – кут, який характеризує напрямок на точку спостереження;  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого світла.

Кутове положення мінімумів інтенсивності при дифракції Фраунгофера на щілині, на яку нормально падає плоска монохроматична хвиля, визначається умовою

$$b \sin \varphi_m = \pm m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (7.11)$$

де  $\varphi_m$  – кут дифракції, у напрямку якого інтенсивність дифракційної картини мінімальна;  $m$  – порядок дифракційного мінімуму;  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого світла.

• Дифракція Фраунгофера на круглому отворі представляє великий практичний інтерес, оскільки в оптичних приладах оправи лінз і об'єктивів, а також діафрагми мають круглу форму. Розподіл інтенсивності продифрагованого на круглому отворі світла у випадку дифракції Фраунгофера описується за законом

$$I(u) = I_0 \left( \frac{J_1(u)}{u} \right)^2, \quad (7.12)$$

де  $J_1(u)$  – функція Бесселя першого роду;  $u = \frac{\pi \cdot D}{\lambda} \sin \varphi$ . Графік цієї функції показаний на рис. 7.11.

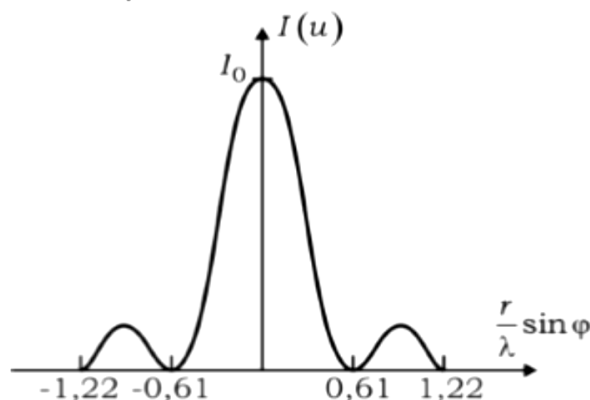


Рис. 7.11. Розподіл інтенсивності  $I(\varphi)$  світла у випадку дифракції Фраунгофера, яка отримана на круглому отворі радіуса  $r$

Напрямок на 1-й мінімум у випадку дифракції Фраунгофера на круглому отворі визначається з умови

$$\sin \varphi_1 = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,61 \frac{\lambda}{r}. \quad (7.13)$$

У зв'язку з тим, що кут  $\varphi_1$  зазвичай малий, вираз (7.13) у цьому випадку перетворюється на вираз  $\varphi_1 = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,61 \frac{\lambda}{r}$ . Розміри центральної світлої плями тим більші, чим більше відношення  $\lambda / r$ , тобто, чим більше довжина хвилі  $\lambda$  і чим менше діаметр отвору.

## 72 Лінійні (поперечне та поздовжнє) та кутове збільшення.

Збільшення бувають чотирьох типів: 1) поперечне (лінійне) збільшення; 2) поздовжнє збільшення; 3) кутове збільшення; 4) збільшення кута зору.

- Поперечним (лінійним) збільшенням називається відношення лінійного розміру зображення, виміряного перпендикулярно до головної оптичної осі, до відповідного розміру предмета (рис. 1.29):

$$\beta = \frac{y'}{y}. \quad (1.16)$$

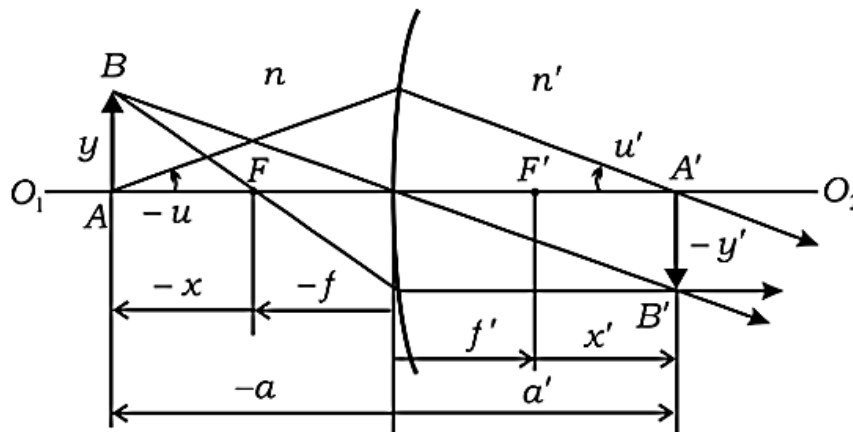


Рис. 1.29. До визначення поперечного (лінійного) і кутового збільшення

- Поздовжнє збільшення визначається відношенням розміру  $\Delta x'$  малого елемента зображення вздовж головної оптичної осі до відповідного розміру  $\Delta x$  предмета (рис. 1.30):

$$\alpha = \frac{\Delta x'}{\Delta x}. \quad (1.17)$$

Під  $\Delta x'$  можна розуміти величину, на яку посувається зображення точки-предмета при її переміщенні на величину  $\Delta x$  (рис. 1.30).

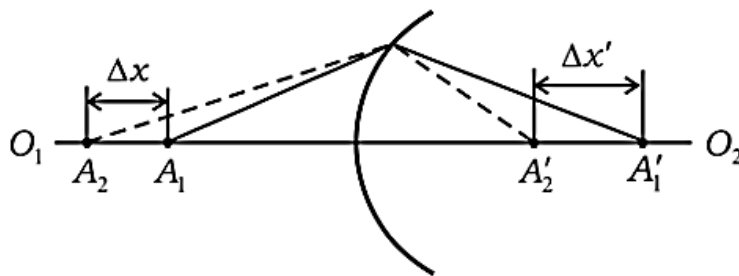


Рис. 1.30. До визначення поздовжнього збільшення



- Окрім лінійного збільшення, оптичну систему можна також характеризувати кутовим збільшенням:

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u} \approx \frac{u'}{u}, \quad (1.18)$$

де  $u$  та  $u'$  – кути відхилення від головної оптичної осі спряжених променів (рис. 1.29), проведених від осьової точки предмета до спряженої точки зображення.

Якщо з обох боків системи одне і те ж середовище, то

$$\beta \cdot \gamma = 1. \quad (1.19)$$

Таким чином, при збільшенні лінійних розмірів зображення промені, що його утворюють, сходяться під меншим кутом. Ця обставина важлива при деякому аналізі оптичних приладів.

### 73 Просторова когерентність: умова просторової когерентності.

На можливість спостерігати інтерференцію негативно впливають і лінійні розміри джерел світла, які зумовлюють неоднозначність різниці ходу променів, що приходять у точку спостереження від різних ділянок джерела. У променів, які виходять із близьких точок джерел різниця ходу менша, а в променів від віддалених точок вона більша. Така відміна погіршує умови спостереження та якість інтерференційних смуг. Може навіть статися, що промені від одних ділянок джерел підсилюються, а від інших – послаблюються так, що інтерференційні смуги взагалі не спостерігаються. Це можна трактувати як те, що випромінювання може бути більш або менш когерентним залежно від розмірів джерела. Тому когерентність, обумовлену лінійними розмірами джерел, називають *просторовою когерентністю*.

Зрозуміло, що за будь-яких умов просторова когерентність випромінювання погіршується при збільшенні розмірів джерел. Але якоїсь єдиної формули-критерію тут не існує, бо просторова когерентність залежить не тільки від розмірів, а й від взаємного розташування джерел і точки спостереження. Як приклад розглянемо вплив неповної просторової когерентності на інтерференційну картину від двох джерел у вигляді однакових щілин ширини  $b$  розміщених на відстані  $h$  одна від одної (рис. 2.6), які випромінюють монохроматичне світло з довжиною хвилі  $\lambda$ .

Будемо вважати, що ці джерела складаються з безлічі пар гранично вузьких щілин, які розміщені на відстані  $h$  одна від одної у відповідних парах точок: від 1 і 1' до 2 і 2'. Всі такі віртуальні джерела створюють на екрані однакові елементарні інтерференційні картини (рис. 2.7а), центри яких розташовані проміжку між точками  $O_1$  і  $O_2$ , відстань між якими дорівнює ширині щілини  $b$ .

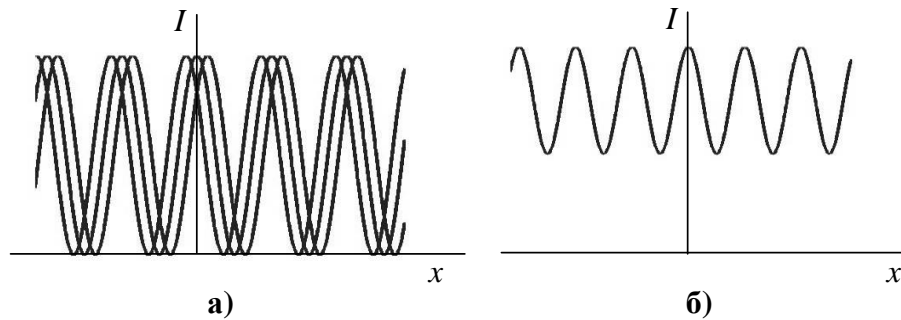


Рис. 2.7

Через це результуюча інтенсивність у максимумах зменшується, а в мінімумах збільшується, як схематично показано на рис. 2.7б. Тому при поступовому збільшенні ширини щілин  $b$  інтерференційні смуги по всьому полю зору будуть ставати все менш виразними і, в решті, зовсім зникнуть<sup>1</sup>. Так станеться, коли величина  $b$  зрівняється із шириною інтерференційної смуги  $\Delta x$ , тож інтерференція буде спостерігатися тільки, коли ширина щілини не буде перевищувати ширину інтерференційної смуги:

$$b \leq \Delta x. \quad (2.25)$$

Цю умову можна розглядати як критерій просторової когерентності у схемі рис. 2.6. Відповідно до формул (2.17) і (2.17а), його можна записати, як:

$$b \leq \frac{l\lambda}{h} \quad \text{або} \quad b \leq \frac{\lambda}{\psi}, \quad (2.25a)$$

де  $\psi = (h/l)$  – кутова відстань між когерентними джерелами (див. рис. 2.3), тобто кут зору, під яким їх видно із зони інтерференції на екрані.

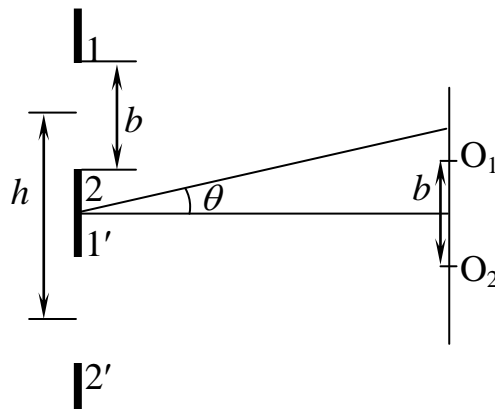


Рис. 2.6

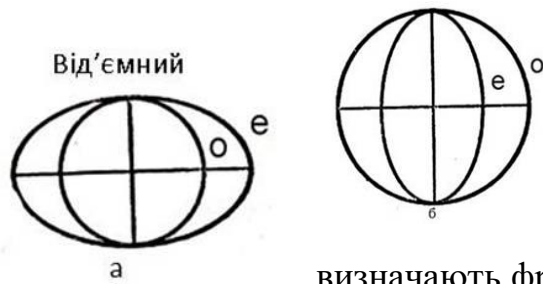
На завершення ще раз наголосимо, що від неповної просторової та часової когерентності принципово неможливо позбутися. Тому на практиці за будь-яких умов можна спостерігати тільки досить обмежену кількість інтерференційних смуг.

<sup>1</sup> Оскільки око може розрізняти смуги за яскравістю лише при певній мінімальній різниці інтенсивностей, при збільшенні ширини щілин буде зменшуватись не тільки чіткість, а й кількість смуг, які спостерігаються.



#### 74 Двопроменезаломлення: побудова Гюйгенса для одновісних кристалів.

. Гюйгенс виходив із припущення, що звичайному променю відповідає виникнення в кристалі променевої поверхні у вигляді сфери, а незвичайному – у вигляді еліпсоїда обертання. Існують два типи кристалів з однією віссю – додатні та від’ємні. В кристалах  $\text{CaCO}_3$ , наприклад,  $n_e \geq n_s$ , тобто  $v_e \leq v_s$  – це від’ємні кристали (рис.4.10а), коли ж  $n_s \geq n_e$ , тобто  $v_s \leq v_e$  – це додатні кристали (рис.4.10б). Таким чином, за Гюйгенсом властиві поверхні для звичайного та незвичайного променів, від’ємного та додатнього кристалів мають вигляд



визначають фронт відповідних хвиль.

За принципом Гюйгенса, кожна точка, до якої доходить світлове збудження, є центром виникаючих вторинних хвиль. Поверхні, що огинають ці вторинні хвилі,

Під час переходу світла через границю поділу двох ізотропних середовищ спостерігається заломлення світла, закономірності якого витікають із принципу Гюйгенса. Із способом побудови заломленого променя ми вже знайомі. Аналогічна побудова має місце під час переходу світла з ізотропного середовища в анізотропне. В цьому випадку при відомому знаку кристала і напрямі оптичної осі будують променеві поверхні звичайного і незвичайного променів.

Слід зазначити, що принцип Гюйгенса дає можливість визначити напрям нормалей (положення хвильового фронту), а не променів (положення променевої поверхні), що є напрямом поширення світлової енергії. Проте, не дивлячись на те, що на досліді ми спостерігаємо безпосередньо за поведінкою променя, а не за нормаллю до хвилі, виконавши побудову (просту і наочну) Гюйгенса для нормалей, що у ряді випадків надзвичайно полегшує правильне рішення задачі. Крім того, треба врахувати, що кут між променем та нормаллю невеликий.

При поширенні в одноосьовому кристалі плоского фронту хвилі можна замість променів провести сімейство нормалей. Нормалі, хоча і не збігаються з напрямом перенесення енергії, також характеризують поширення світла в кристалі.

Використаємо уявлення про сферичну й еліпсоїдальну променеві поверхні для побудови звичайних і незвичайних променів у одновісних кристалах з однією віссю для деяких частинних випадків.

Випадок 1. Оптична вісь позитивного кристала лежить у площині падіння під косим кутом до заломлюючої грані кристала (Рис.4.11). Паралельний пучок світла падає під кутом до поверхні кристала. Очевидно, що за час, протягом якого правий край **В** фронту

хвилі АВ досягає точки **D** на поверхні кристала, навколо кожної з точок на поверхні кристала між A і D виникають дві променеві поверхні — сферична і еліпсоїдальна. Ці дві поверхні стикаються одна з одною уздовж оптичної вісі. Через позитивність кристала еліпсоїд буде вписаний у сферу, тобто всі точки еліпсоїда будуть розташовані всередині сферичної поверхні.

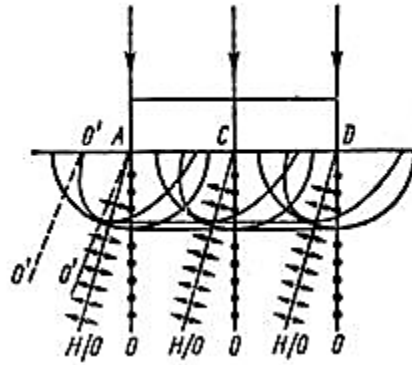
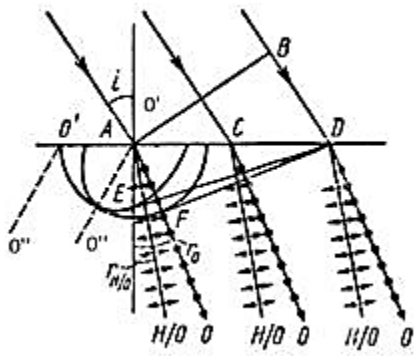


Рис.4.11 Рис.4.12

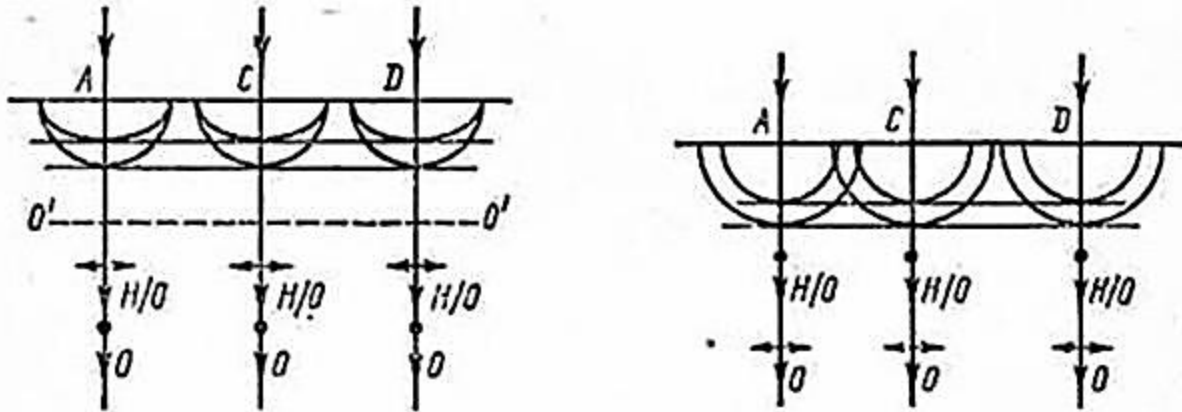
Для знаходження фронтів звичайної і незвичайної хвиль проводимо (за принципом Гюйгенса) дотичні DF і DE відповідно до сфер і еліпсоїдів. Лінії, що сполучають точку A (а також точки C і ін.) з точками дотику сферичної і еліпсоїдальної поверхонь із площиною DF і DE, дають нам відповідно звичайний і незвичайний промені. Оскільки головний переріз кристала в даному випадку збігається з площиною рисунка, то електричні вектори незвичайного і звичайного променів коливаються в цій площині (стрілки на рис. 4.11) і перпендикулярно (точки) відповідно. Як видно з рисунка, незвичайні промені не перпендикулярні хвильовому фронту. В даному випадку  $n_e < n_o$  (при заломленні).

Випадок 2. Оптична вісь OO' розташована під кутом до заломлюючої грані. Направимо паралельний пучок світла перпендикулярно поверхні позитивного кристала (рис. 4.12).

Внаслідок паралельності плоского фронту падаючої хвилі до поверхні кристала навколо всіх точок (від A до D) виникнуть сферичні хвильові поверхні однакового радіусу й еліпсоїдальні хвильові поверхні. В результаті цього хвильовий фронт звичайної хвилі усередині кристала буде паралельний падаючому, звичайні промені AO, CO, DO та інші розповсюджуватимуться, не заломлюючись. Як впливає з Рис.4.12, незвичайні промені відхиляються вліво від звичайних при своєму заломленні.

Випадок 3. Оптична вісь OO' позитивного кристала паралельна заломлюючій грані і площині падіння. Промінь світла падає нормально до поверхні кристала (рис. 4.13). У цьому випадку звичайний і незвичайний промені поширюються, не заломившись, у напрямі падіння, але з різними швидкостями ( $v_o > v_e$ ). Для негативного кристала вийде той же результат з тією лише різницею, що  $v_o < v_e$ . Якби в даному випадку промінь падав під деяким кутом, відмінним від нуля, то звичайний і незвичайний промені, заломившись, відокремились би один від одного. Тоді для позитивних кристалів кут| $\rho$ |

заломлення звичайного променя буде менше кута|рогу| заломлення незвичайного, а для негативних|заперечних| кристалів — навпаки.

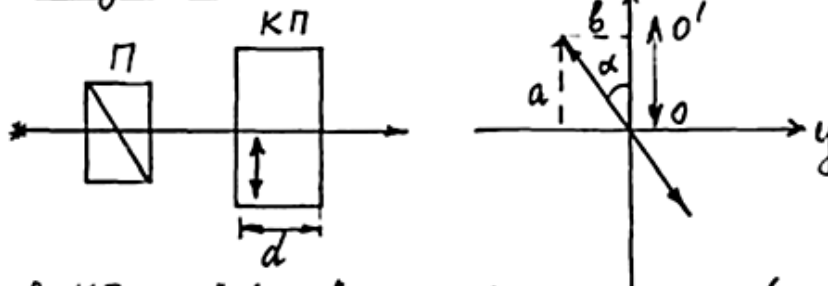


Випадок 4. Промінь світла падає нормально до поверхні кристала, оптична вісь (на рис. 4.14 показана крапкою на променях) паралельна заломлюючій грані й перпендикулярна площин падіння. Оскільки еліпсоїд і сфера повинні стикатися уздовж оптичної вісі, то їх переріз площиною рисунка є концентричними колами різних радіусів. І в цьому випадку обидва промені поширюються в напрямі падаючого променя з різними швидкостями. Електричний вектор звичайного променя (зображений стрілкою) розташований в площині креслення, а електричний вектор незвичайного променя направлений перпендикулярно площині креслення (зображений крапкою).

Можна було б розглянути|розглядувати| й інші випадки побудови|шикування| звичайних| і незвичайних променів в кристалах з однією віссю. Наведені побудови|шикування| дозволяють переконатися в універсальності ме-тода| Гюйгенса.

75 Є три фазових платівки, товщини кожної з яких кратні  $\pi/4$ ,  $\pi/2$  та  $\pi$ . Як їходами можна їх розрізати ?

### Взаємодія ортогонально поляризованих променів. Фазові платівки



В КП „о“ і „е“ промені проходять в одному напрямку, але з різними швидкостями.

Після П площина коливань  $\vec{E}$  утворює кут  $\alpha$  з  $OO'$ .  
Ампл. збиг. хвилі  $a = A \cdot \cos \alpha$  де  $A$  - ампл. коливань хвилі, що падає на КП

Ампл. незбиг. хвилі  $b = A \cdot \sin \alpha$   
 $\Delta = (n_o - n_e) \cdot d$

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) \cdot d$$

На виході з КП :  $x = a \cdot \cos \omega t$ ;  $y = b \cdot \cos(\omega t - \varphi)$

$$y = b(\cos \omega t \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi) \quad \text{та} \quad \cos \omega t = \frac{x}{a} \quad (1)$$

$$y = b\left(\frac{x}{a} \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \sin \varphi\right)$$

$$\sin \omega t \cdot \sin \varphi = \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \cos \varphi \quad (2)$$

Підносимо до квадрата (1) та (2) та додаємо їх :

$$\cos^2 \omega t \cdot \sin^2 \varphi = \frac{x^2}{a^2} \cdot \sin^2 \varphi$$

$$\left[ \frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cdot \cos \varphi = \sin^2 \varphi \right] \quad \text{Результуюче коливання після КП буде еліптичним.}$$

Форма і орієнтація еліпсу залежить від  $\alpha$  і  $\varphi$ .

Світло після КП - еліптично поляризоване.

5.

 $\lambda/4$  - фазова плівкаЯкщо товщина  $d$  плівки задовольняє умові

$$(n_o - n_e) \cdot d = \lambda/4 \quad \text{або} \quad (n_o - n_e) d = (m + \frac{1}{4}) \lambda$$

де  $m$  - ціле число, то  $\varphi = \frac{\pi}{2} + 2m \cdot \pi$ 

Тоді рівняння еліпсу набуває вигляду

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad \text{табто воно зведене.}$$

Якщо при цьому  $\alpha = 45^\circ$ , то  $a = b$  і  $x^2 + y^2 = a^2$ .

В цьому випадку світло поляризоване по колу. Потрібно, щоб додавались дві когерентні хвилі з однаковими амплітудами, поляризовані у взаємно - перпендикулярних площинах з різницею фаз  $\pi/2$ .

У залежності від того, компоненти вздовж Ох випереджає компоненту вздовж Оу або відстань від неї на  $\pi/2$  за фазою, кажуть про обертання результуючого вектора проти годинникової стрілки або за нею. Розрізняють ліву і праву кругову (еліптичну) поляризацію.

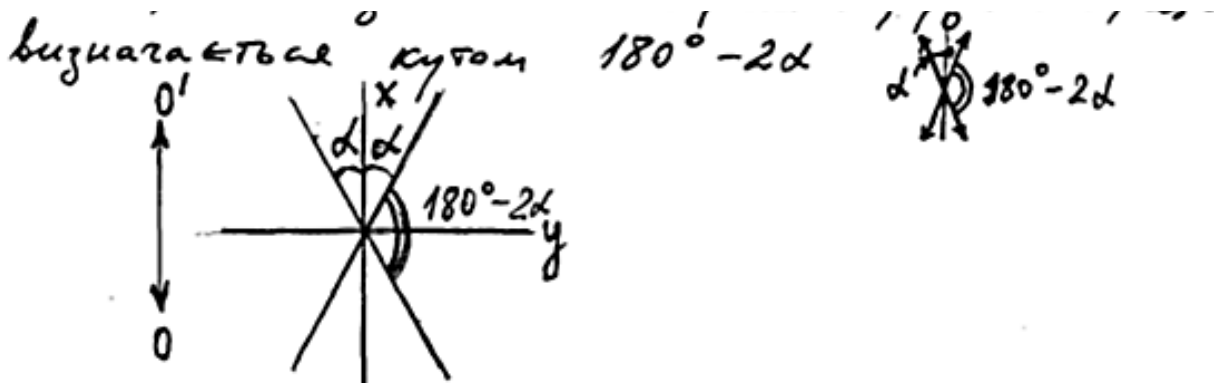
 $\lambda/2$  - фазова плівка.Товщину  $d$  підбирають так, що  $(n_o - n_e) \cdot d = \frac{\lambda}{2}$  або

$$(n_o - n_e) \cdot d = (m + \frac{1}{2}) \lambda \Rightarrow \varphi = \pi.$$

При умові, що  $\varphi = \pi$  еліпс вироджується в двіпрямі, що збігаються:  $\left(\frac{x}{a} + \frac{y}{b}\right)^2 = 0$ 

$$y = -\frac{b}{a} \cdot x$$

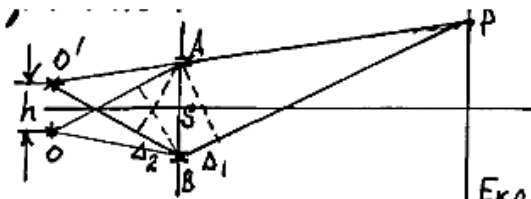
Світло залишається лінійно поляризованим, але орієнтація площини коливань вектора  $E$  змінюється від такої, яка визначається кутом  $\alpha$ , до такої, що визначається кутом  $180^\circ - 2\alpha$



## 76 Просторова когерентність світла. Спекл-структура. Радіус когерентності.

### Просторова когерентність

Просторова когерентність світлового поля означає, що різниця фаз коливань в різних довільно взятих точках простору не залежить від часу і є величиною сталою. Спостерігається за допомогою схеми Юнга:



$E_{\kappa\rho S}$  – відстань між отворами A та B

Просторова когерентність для однорідного середовища залежить лише від  $h$  – довжини джерела.

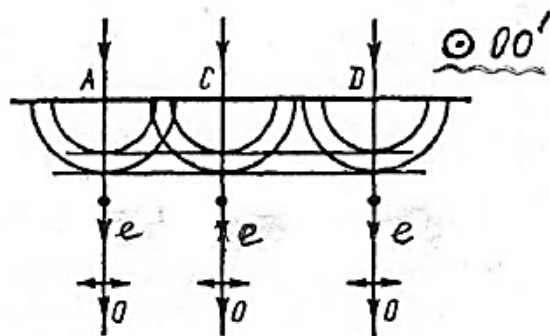
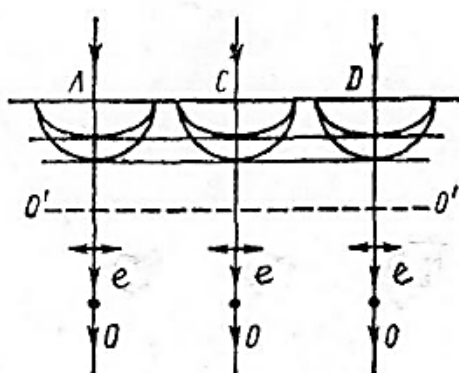
$\Delta_2$  – різниця ходу, що виникає при переміщенні точкового джерела з т.О у т.О' на відстань  $h$ .

. На екрані спостерігаються дві інтерференційні картини. Коли  $\Delta_2 k = \pi$  картинка зникає (потім знову з'являється).  $\Delta_2 < \lambda/2$  – умова спостереження інтерференційної картини від джерела довжиною  $h$ . Вводиться поняття радіусу когерентності  $r_k$  – радіус перерізу променя, в межах якого виконується умова просторової когерентності.  $r_k = \lambda L/h$ ;  $L$  – відстань від джерела до точки спостереження. По мірі віддалення від джерела радіус когерентності зростає.

**СПЕКЛЫ** (от англ. speckle — пятнышко, крапинка) — пятнистая структура в распределении интенсивности когерентного света, отражённого от шероховатой поверхности, неровности к-рой соизмеримы с длиной волны света  $\lambda$ , или прошедшего через среду со случайными флуктуациями показателя преломления. С. возникают вследствие *интерференции света*, рассеиваемого отд. шероховатостями объекта. Т. к. поверхность предмета освещается когерентным светом, то интерферируют все рассеянные лучи и интерференц. картина имеет не периодическую, а хаотич. структуру. На рис. 1 представлена фотография спекл-структуры, возникающей при рассеянии высокоинтенсивного (лазерного) пучка света, проходящего через матовое стекло.







$v_o > v_e$  - для отрицательного кристалла

Зуваження: 1) Побудова Гюйгенса дає напрямки  $\vec{k}$  (положення хвильового фронту, нормалі до нього) і напрямки променів (напрямки  $\vec{s}$ ). 2) На досвіді ми спостерігаємо безпосередньо за поведінкою променів, а не за нормаллю до хвилі. 3) Треба враховувати, що побудова Гюйгенса - проста і наглядна, в ряді випадків надзвичайно полегшує правильний розв'язок задачі. 4) Можна враховувати, що кут між  $\vec{k}$  та  $\vec{s}$  - невеликий.

78 Голографія: властивості та переваги.

.

## 79 Вплив монохроматичності на якість інтерференційної картини.

Якщо світло, яке приймає участь у інтерференції окрім своєї головної складової  $\lambda$  має і інші довжини хвилі близькі до головної, то буде утворюватися декілька інтерференційних картин.

Ці картини на великих відстанях почнуть віддалятися і накладатися один на одного, тому ми не зможемо відрізнити максимуми один від одного. Тому виділяють поняття максимального порядку інтерференції.

Максимальний порядок інтерференції, який існує в інтерференційній картині, дорівнює

$$m_{\max} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (6.10)$$

де  $\Delta\lambda$  – ширина спектральної лінії випромінювання (величина, яка характеризує ступінь монохроматичності випромінювання). Максимальний порядок інтерференції  $m_{\max}$  пов'язаний з максимальною оптичною різницею ходу

$$\Delta_{\max} = m_{\max} \cdot \lambda. \quad (6.11)$$

Об'єднавши (6.10) і (6.11), отримуємо

$$\Delta_{\max} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (6.12)$$

Максимальна оптична різниця ходу дорівнює довжині когерентності

$$\Delta_{\max} = L_k. \quad (6.13)$$

Максимальний порядок інтерференції, який існує в інтерференційній картині, дорівнює

$$m_{\max} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (6.10)$$

де  $\Delta\lambda$  – ширина спектральної лінії випромінювання (величина, яка характеризує ступінь монохроматичності випромінювання). Максимальний порядок інтерференції  $m_{\max}$  пов'язаний з максимальною оптичною різницею ходу

$$\Delta_{\max} = m_{\max} \cdot \lambda. \quad (6.11)$$

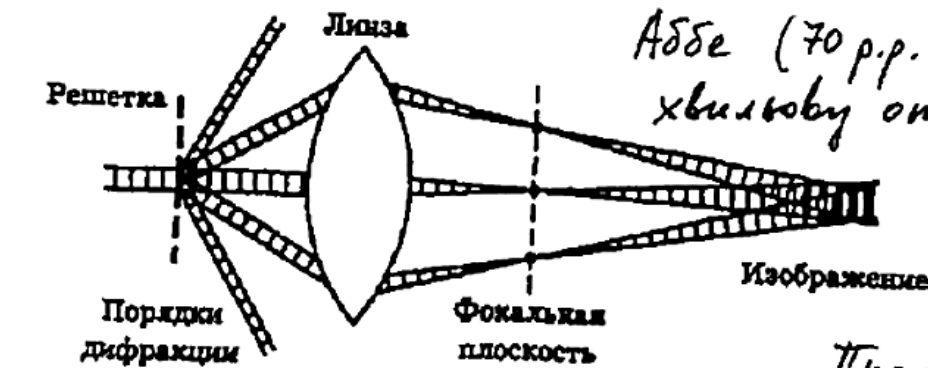
Об'єднавши (6.10) і (6.11), отримуємо

$$\Delta_{\max} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (6.12)$$

Максимальна оптична різниця ходу дорівнює довжині когерентності

$$\Delta_{\max} = L_k. \quad (6.13)$$

# Формування оптичного зображення. Теорія Аббе



Аббе (70 р.р. XIX ст.) ввів хвильову оптику в практику оптики.

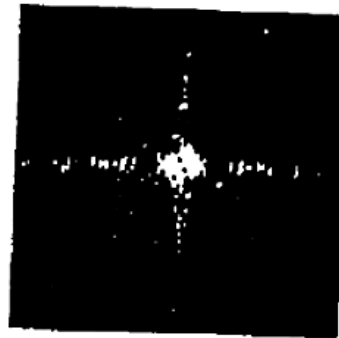
За Аббе:

Процес формування лінзою оптичного зображення можна розділити на 2 етапи:

- Фур'є-аналіз хвильового поля об'єкта;
- Фур'є-синтез зображення.



а.



б.

а - оптичне зображення;

б - просторовий спектр цього зображення.

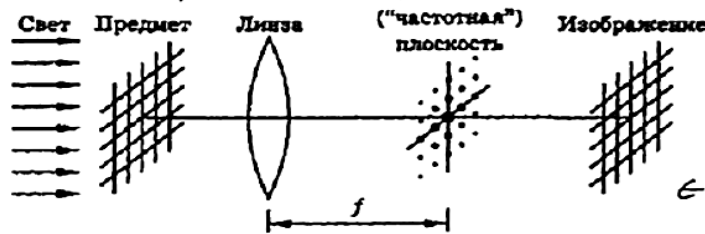
Важливу роль грає фокальна площина, в якій утворюється просторовий спектр поля, яке падає на лінзу.

Теорія Аббе несе в собі ідею обробки зображення шляхом дії на просторовий спектр зображення:  
 - розміщення в фокальній площині лінзи діафрагми або екрану відповідної форми може привести до такого перетворення Фур'є-спектру зображення, при якому потрібні деталі зображення будуть підкріплені, а завади усунені. Ця операція неможливо просторово частотною фільтрацією оптичних променів.

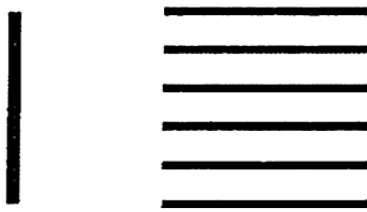
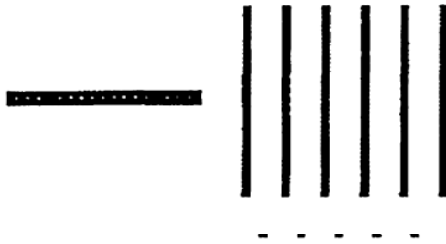
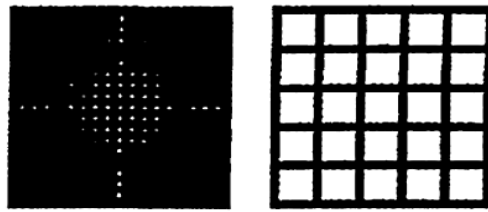
8.

### Дослід Аббе-Портера

Вітло - координатне



Фур'є-спектр має систему плям. Розмір окремої плями визначається розміром ґратки, а відстань між плямами - періодом ґратки.



Спектр може фільтруватися за допомогою:

- 1) горизонтальної щілини;
- 2) вертикальної щілини;

- 3) ірисової діафрагми: проходить лише основна Фур'є компонента спектру. При розширенні діафрагми можна прослідкувати етапи Фур'є-синтезу зображення;
- 4) круглий екран, який закриває центральну частину Фур'є спектру: отримується зображення з обраним контрастом



81 Розсіювання світла: залежність інтенсивності від розміру оптичної неоднорідності.

.

## 82 Вплив розмірів джерела світла на якість інтерференційної картини.

Часова когерентність визначається часом або довжиною когерентності. Необхідна умова часової когерентності така: різниця ходу  $\Delta$  має бути меншою від довжини когерентності  $\Delta < L_k = \lambda / \Delta\lambda$ , тут  $\Delta\lambda$  – спектральна ширина смуги випромінювання.

Чим більша монохроматичність спектра випромінювання, тим вищі порядки інтерференції ми зможемо спостерігати. Очевидно, ці умови залежать лише від природи випромінювання і не залежать від геометричних параметрів схеми, тому вони однакові як для ліній рівної товщини, так і для ліній рівного нахилу.

Просторова когерентність залежить від параметрів установки. Розглядаючи умови спостереження ліній рівного нахилу, слід зазначити, що точки, у яких збираються промені з однаковою різницею ходу, визначаються лише кутом їх падіння на пластинку. Тому розміри джерела не впливають на якість картини. Це ілюструє рис. 6.25. Інтерференція від різних точок джерела накладається точно одна на одну, підвищуючи інтенсивність картини і не погіршуючи її видність.

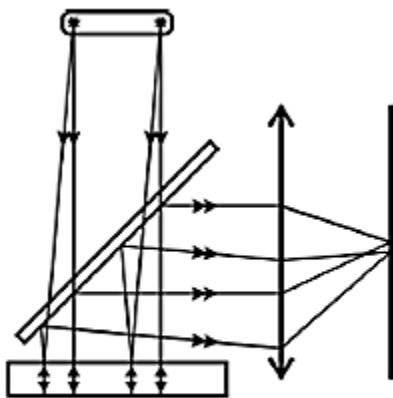


Рис. 6.25. Схема формування смуг рівного нахилу променями світла від різних точок джерела

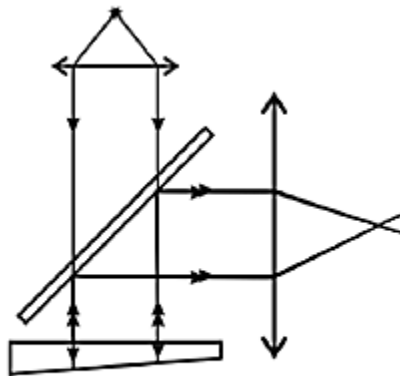


Рис. 6.26. Схема формування смуг рівної товщини у відбитому світлі

Лінії рівної товщини утворюються паралельними променями, тому джерело (рис. 6.26), яке розташоване у фокусі коліматора, має бути точковим. Ширина чи діаметр джерела  $d$  мають бути на кілька порядків менші від фокусної відстані коліматора  $f_{\text{кол}}$ .

## 83 Релеєвське розсіювання світла.

**Релеївське розсіювання** — розсіювання світла тілами з розмірами, меншими за довжину хвилі. Термін *релеївське розсіювання* вживається також для позначення розсіювання світла на флуктуаціях густини речовини. Саме таким розсіюванням зумовлений блакитний колір неба й червоний колір сонця на заході.

## Дифракція світла

1.

Дифракція пов'язана з відхиленням від прямої розповсюдження світл. хвиль (порівняно з напрямом, передбаченим законом геом. оптики) та з просторовим перерозподілом інтенс. світла під впливом перешкоди та неоднорідностей на їх шляху.

А.Зоммерфельд: „Дифр. - будь-яке відхилення у розповсюдженні світла від прямолінійного, не пов'язане з відбиттям або заломленням.“

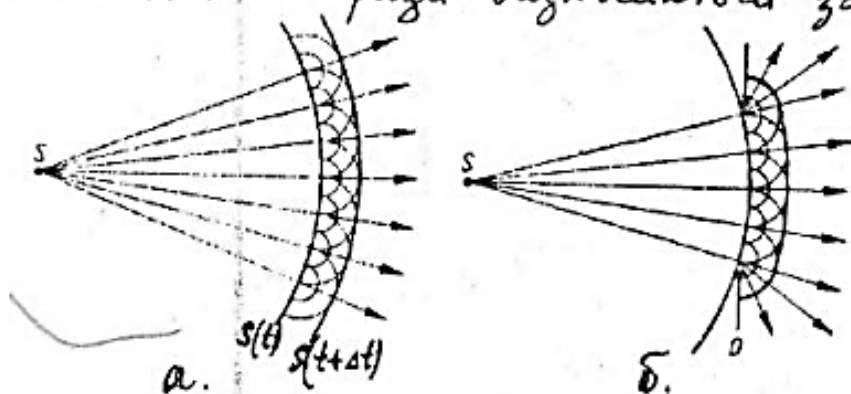
Дифракція - прояв хвильової природи світла.

Грімальді (1665 р.) описав дифр., Гюйгенс (1690 р.), Френель (1818 р.), Кірхгоф (1882 р.)

Принцип Гюйгенса: кожна т. хвил. фронту можна вважати центром вторинних елементарних світлових хвиль. Хвил. фронт у будь-який момент часу визначається як огибаюча поверхня цих элем. вторинних хвиль.

Це геом. метод побудови хвильового фронту.

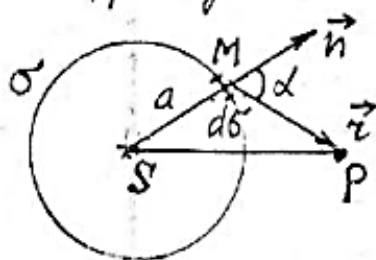
О. Френель доповнив принцип Гюйг.: вторинні хвилі між собою інтерферують. Вони когерентні між собою оскільки їх фази визначаються збудженням, яке



зумовлене дією одного первинного джерела.

## Дифракційний інтеграл Френеля. (Математичне формулювання принципу Гюйгенса-Френеля)

Згідно до Френеля кожний елемент поверхні хвильового фронту  $\sigma$  випромінює вторинну хвилю.



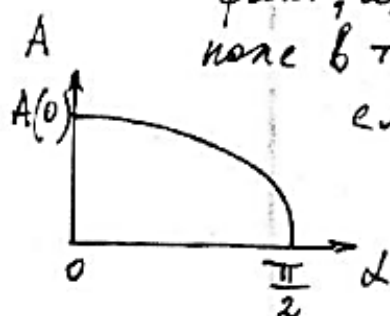
Хвильове поле в т. Р (точка спостереж.) являє собою суперпозицію вторинних хвиль і визначається інтегралом (1)

Інтеграл (1) 
$$E(P) = \iint_{\sigma} \underbrace{\frac{e^{-ika}}{a}}_{E(M)} \cdot A(\alpha) \cdot \frac{1}{r} e^{-ikr} d\sigma$$

де  $E(P)$  та  $E(M)$  – комплексні амплітуди поля

$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ . Множник  $\frac{e^{-ikr}}{r}$  описує розпаді елементарної вторинної сферичної хвилі.

$A(\alpha)$  – “коэф. нахилу”, змінюється від 1 до 0 при зміні  $\alpha$  від 0 до  $\pi/2$ . Враховує той факт, що внесок елемента  $d\sigma$  в результуюче поле в т. Р залежить від орієнтації цього елемента поверхні відносно напрямку на т. Р.



$$A(0) = 1 ; \quad A\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0$$

Інтеграл враховує фази вторинних хвиль, які приходять в т. Р від різних елементів поверхні  $\sigma$ . Так враховується інтерференція вторинних хвиль.

$$E(P) = \iint_{\sigma} E(M) \cdot A(\alpha) \cdot \frac{1}{r} e^{-i(kr - \omega t + \varphi_0)} d\sigma$$

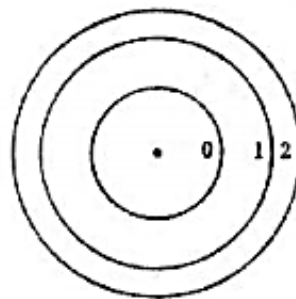
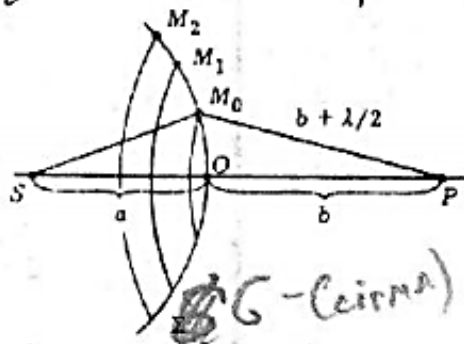


## Зони Френеля

(світла)

3.

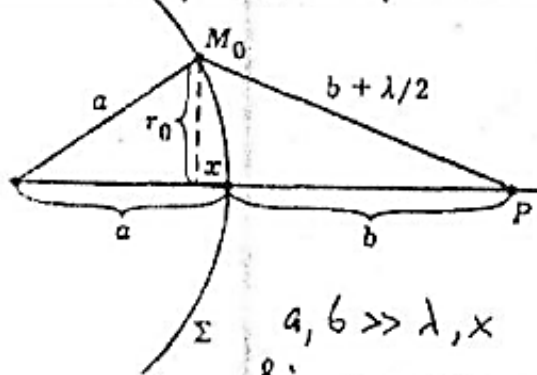
Оберемо на поверхні  $\Sigma$ , яка в даному випадку обов'язково повинна бути сферичною, кільцеві зони так, щоб



відстані від границь зони до т. спостереження  $P$  відрізнялися на  $\frac{\lambda}{2}$ . Край зон:  $M_0, M_1, M_2, \dots$

$$\begin{cases} M_0P = OP + \frac{\lambda}{2} \\ M_1P = M_0P + \frac{\lambda}{2} \\ \dots \\ M_nP = M_{n-1}P + \frac{\lambda}{2} \end{cases}$$

Розміри зон Френеля.



т.  $O$  - центр нульової зони Фр. Кожну зону Фр. розглядаємо, як джерело вторинних хвиль з визначеною фазою. Дві сусідні зони Фр. діють як джерела, які коливаються у протифазі.

Положення країв зон Фр. залежить від відстані до т.  $P$

$$r_0^2 = a^2 - (a-x)^2$$

$$r_0^2 = \left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b+x)^2$$

$$2ax = b\lambda - 2bx + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$$

Відкидаємо члени  $\sim x^2$  та  $\lambda^2$

$$x = \frac{b \cdot \lambda}{2(a+b)}$$

$$\text{та } r_0^2 \approx 2ax \Rightarrow$$

$$r_0 = \sqrt{\frac{\lambda \cdot a \cdot b}{a+b}}$$

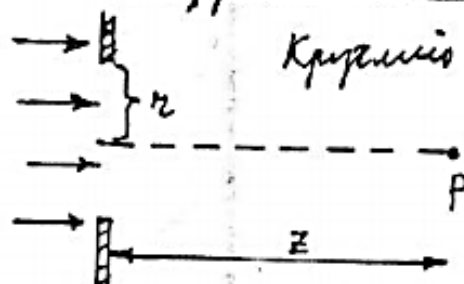
Аналогічно знаходимо:

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

$$r_n = \sqrt{(n+1) \frac{\lambda \cdot a \cdot b}{a+b}}$$

Площа  $n$ -ої зони Фр:  $S_n = \pi(r_n^2 - r_{n-1}^2) = \pi \frac{\lambda \cdot a \cdot b}{a+b} = f(n)$   
(Площі всіх зон Фр. однакові).

## Дифракція плоскої хвилі



Круглий отвір діаметром  $2r$

$$a \rightarrow \infty; \quad b = z$$

$$r_n = \sqrt{(n+1) \lambda \cdot z}$$

$$\text{Площа зони Фр. } S_n = \pi(r_n^2 - r_{n-1}^2) = \pi \cdot \lambda \cdot z \neq f(n)!$$

Число Френеля:

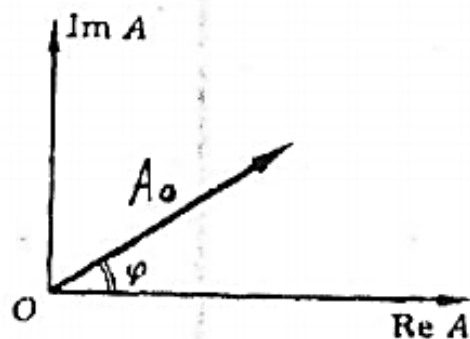
$N_F$  - число зон Фр., яке попадає в межі отвору (число відкритих зон Фр.).

Якщо покласти  $r_n = r$ ,  $n+1 = N_F$ , то  $N_F = \frac{r^2}{\lambda \cdot z}$

## Побудова дифракційних картин графічним способом.

(Метод спіралі Френеля)

Векторна діаграма. Гармонічні коливання з амплітудою  $A_0$  та фазою  $\varphi$

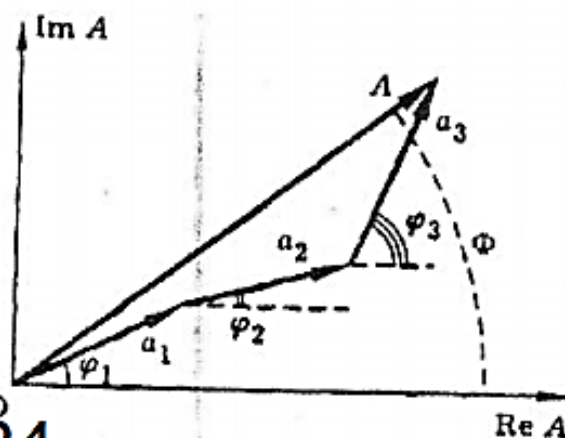


Можна представити у вигляді комплексного числа  $A = A_0 \exp(i\varphi)$  або вектором на площині змінних  $\text{Re } A$  та  $\text{Im } A$  (довжина вектора -  $A_0$ , кут нахилу вектора до осі  $\text{Re } A$  -  $\varphi$ ).

$$A = \text{Re } A + i \cdot \text{Im } A$$

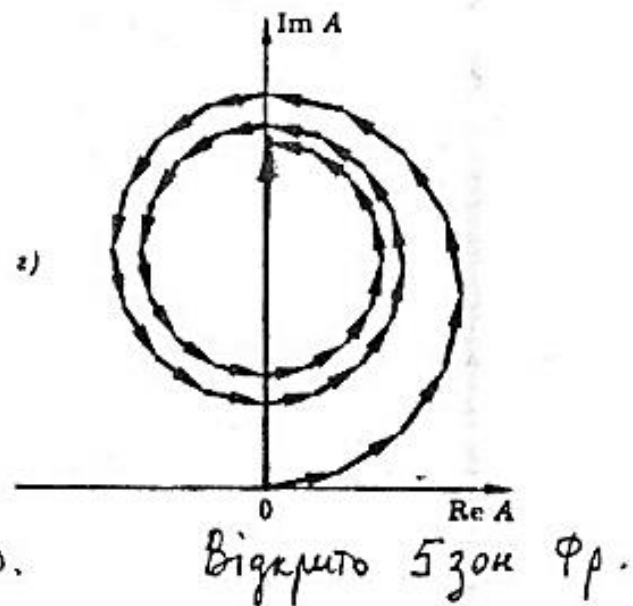
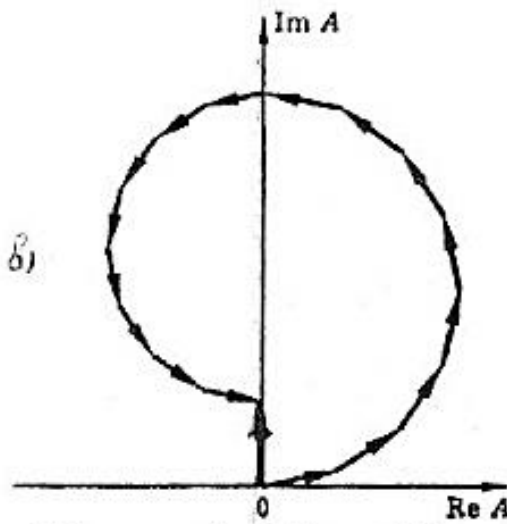
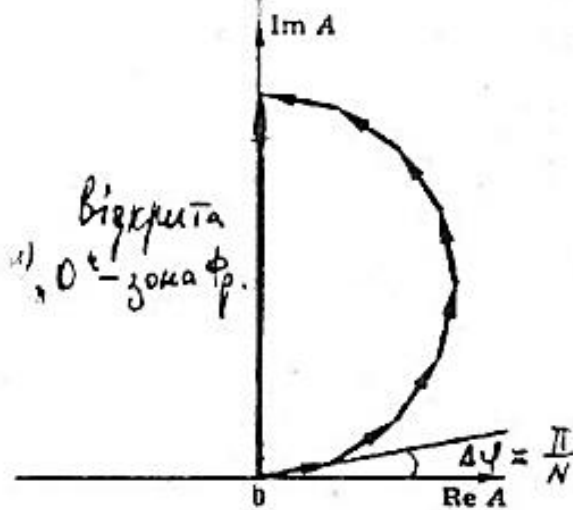
$$A = A_0 e^{i\varphi}$$

Як додати декілька гармонічних коливань частоти  $\omega$  з довільними амплітудами та фазами:

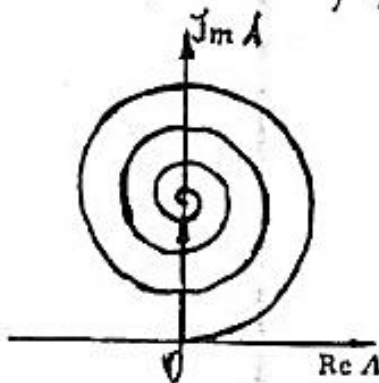


$$\vec{A} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3$$

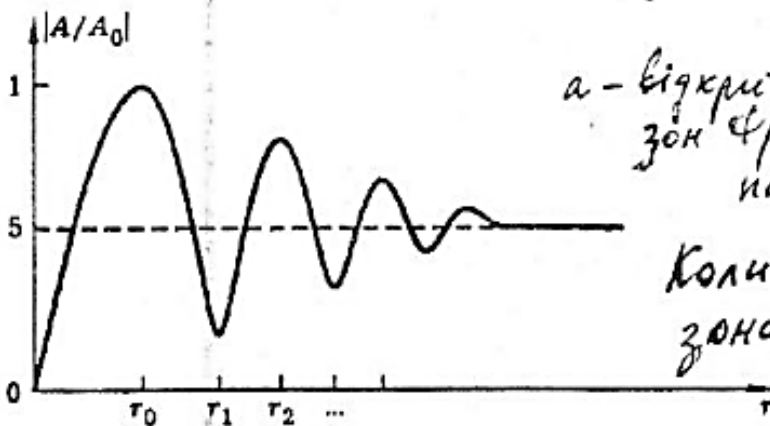
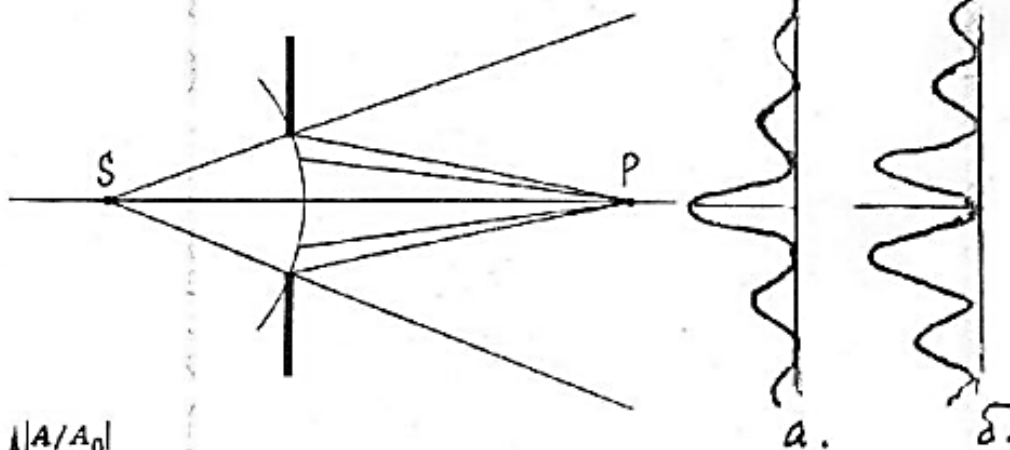




Якщо кожну зону Фр. поділити на  $\infty$  кількості підзон ( $N \rightarrow \infty$ ), то ламака крива перетворюється в дугу і кожній зоні Фр. відповідає півобігтка спіралі

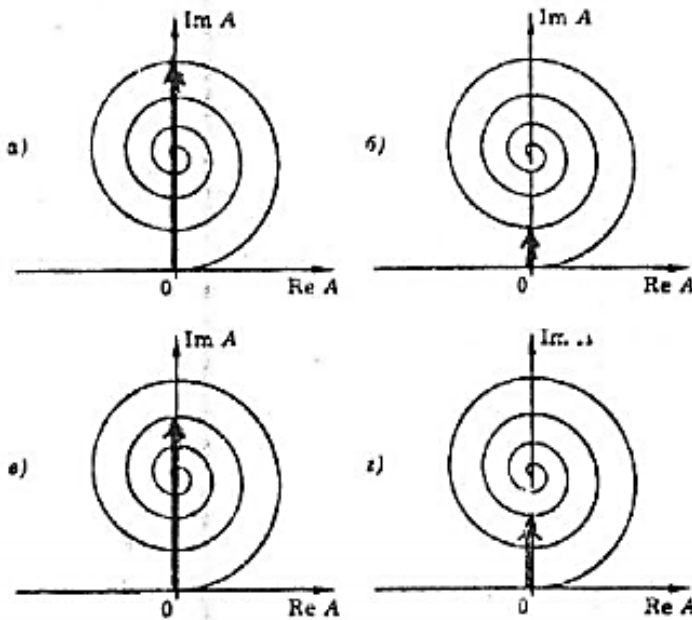


# Дифракція на круглому отворі

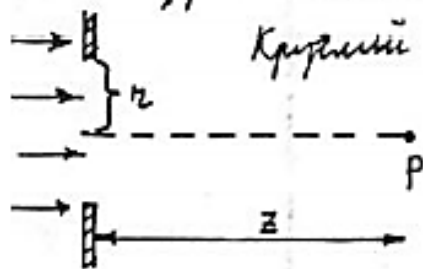


а - відкрита некарна кількість зон Френеля; б - відкрита карна кількість зон Фр.

Коли відкрита лише 0-зона Фр., то амплітуда в т. Р в 2 рази, а інтенсивність в 4 рази більша за випадок, коли відкриті всі зони Фр. (екран відсутній).



## Дифракція плоскої хвилі



Круглий отвір діаметром  $2a$   
 $a \rightarrow \infty$ ;  $b = z$

$$r_n = \sqrt{(n+1)\lambda \cdot z}$$

Площа зони Фр.  $S_n = \pi(r_n^2 - r_{n-1}^2) =$   
 $= \pi \cdot \lambda \cdot z \neq f(n)!$

Число Френеля:

$N_F$  - число зон Фр., яке попадає в межі отвору  
 (число відкритих зон Фр.).

Якщо покласти  $r_n = a$ ,  $n+1 = N_F$ , то

$$N_F = \frac{a^2}{\lambda \cdot z}$$

## 85 Багатопроменева інтерференція. Інтерферометр Фабрі-Перо.

Формування інтерференційної картини за допомогою багатьох світлових хвиль (променів) називається *багатопроменевою інтерференцією*. Така інтерференція

формується, наприклад, в інтерферометрі Фабрі-Перо (рис. 6.37), де робочим середовищем є повітряний проміжок ( $n_2 = 1$ ) між двома паралельними пластинами, зробленими із прозорого діелектрика (напр., скла або кварцу), внутрішні поверхні яких посріблені до високого значення коефіцієнта відбиття ( $R = 0,9 - 0,95$ ).

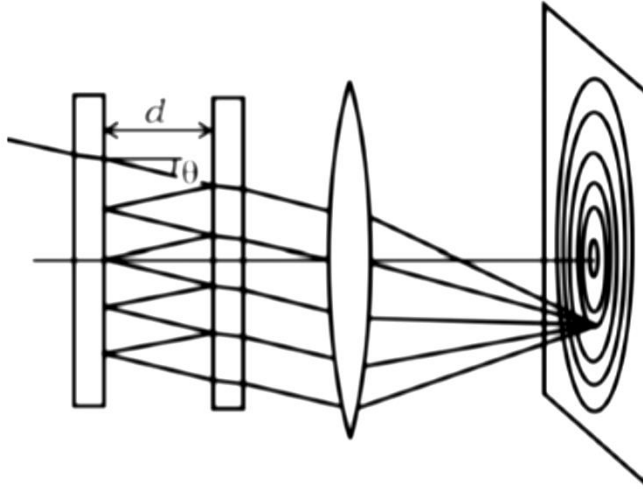


Рис. 6.37. Інтерферометр Фабрі-Перо

• Розподіл інтенсивності світла в багатопроменевій інтерференційній картині на виході інтерферометра Фабрі-Перо у світлі, що проходить, описується виразом у вигляді формули Ейрі:

$$I_{np} = I_0 \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}} = \frac{I_0}{1 + F \cdot \sin^2 \left( \frac{\delta}{2} \right)}, \quad (6.48)$$

де  $I_0$  – інтенсивність падаючого світла;  $R$  – коефіцієнт відбиття посріблених поверхонь пластин інтерферометра;  $\delta$  – різниця фаз між сусідніми променями:

$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2d \cdot n_2 \cos \theta$ ;  $d$  – відстань між пластинами;  $\lambda$  – довжина хвилі;  $n_2$  – показник заломлення середовища між двома паралельними пластинами;  $\theta$  – кут заломлення.

- *Фактор різкості* визначається співвідношенням

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2}. \quad (6.49)$$

- *Інтерференційні максимуми*  $I_{\max}(\delta) = I_0$  виникають за умови, коли

$$\delta = 2\pi m, \text{ або } 2d \cdot n_2 \cos \theta = m\lambda, \text{ де } m - \text{порядок інтерференції.} \quad (6.50)$$

- *Роздільна здатність* інтерферометра Фабрі – Перо:

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (6.51)$$

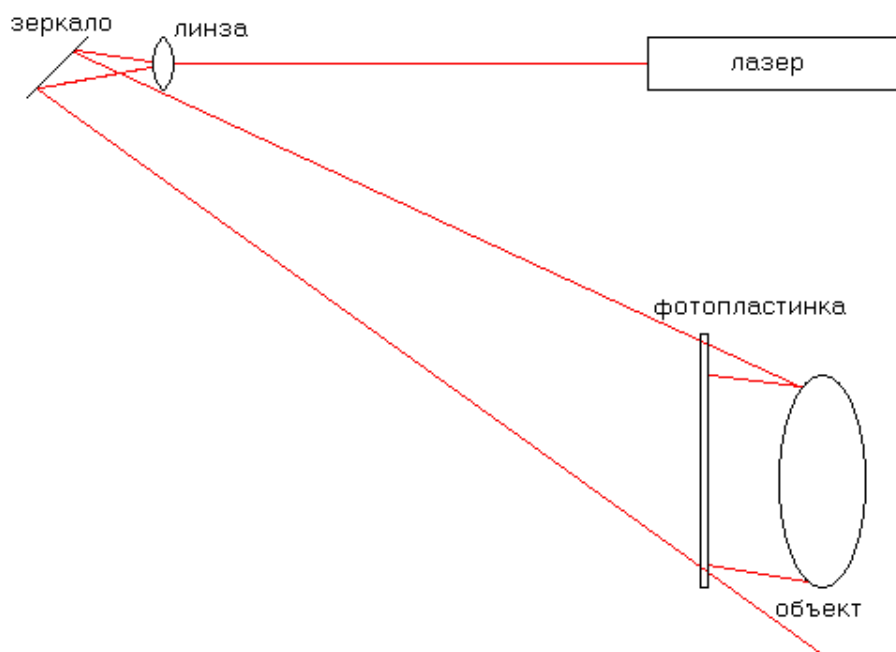
- *Ширина багатопроменевої інтерференційної смуги*, яка отримана із формули Ейрі (6.48), на рівні піввисоти її максимуму залежно  $I(\delta)/I_0$  від зсуву фаз  $\delta$  між двома сусідніми променями визначається коефіцієнтом відбиття  $R$  дзеркальних пластин

$$\varepsilon = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}. \quad (6.52)$$

## 86 Голографія: схема Лейта-Упатнієкса.

Голографія — набір технологій для точного запису, відтворення і переформатування хвильових полів. Це спосіб одержання об'ємних зображень предметів на фотопластинці (голограми) за допомогою когерентного випромінювання лазера.

У цій схемі запису промінь лазера поділяється спеціальним пристроєм, дільником (у простому випадку в ролі дільника може виступати будь-який шматок скла), на два. Після цього промені за допомогою лінз розширюються і за допомогою дзеркал направляються на об'єкт і реєструючу середовище (наприклад, фотопластинку). Обидві хвилі (об'єктна і опорна) падають на пластинку з одного боку. За такої схеми запису формується пропускна голограма, що вимагає для свого відновлення джерела світла з тією ж довжиною хвилі, на якій проводився запис, в ідеалі — лазера .





5.

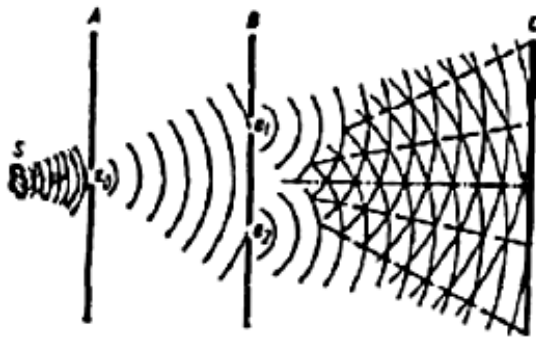
## Двопроменева інтерференція

1. Класичні схеми спостереження інтерференції  
методом поділу фронту хвилі. (Інтерференція Френеля)

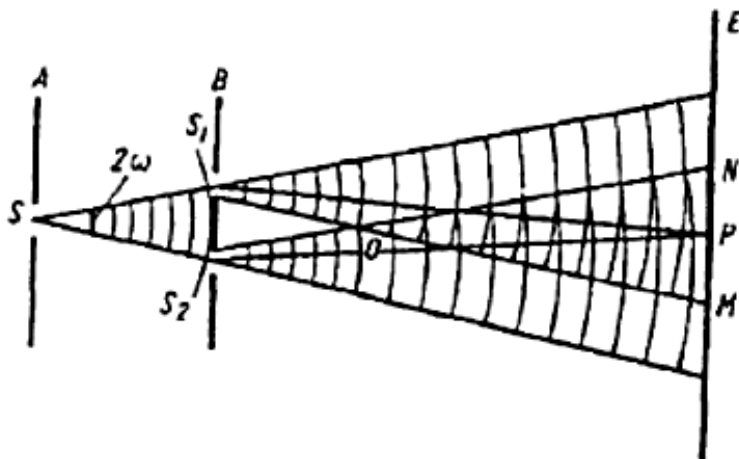
Точкове джерело дає хвилю із сферичним фронтом, якій поділяється на 2, щоб потім об'єднатись для інтерференції.

Потрібний тільки для достатньо малих джерел світла, які наближено можна вважати точковими.

Дослід Юнга



Додаткових лінз для спостереження інтерференц. картини не потрібно



Відстань перекриття когерентних променів біля  $S_1$  та  $S_2$  називають полем інтерференції

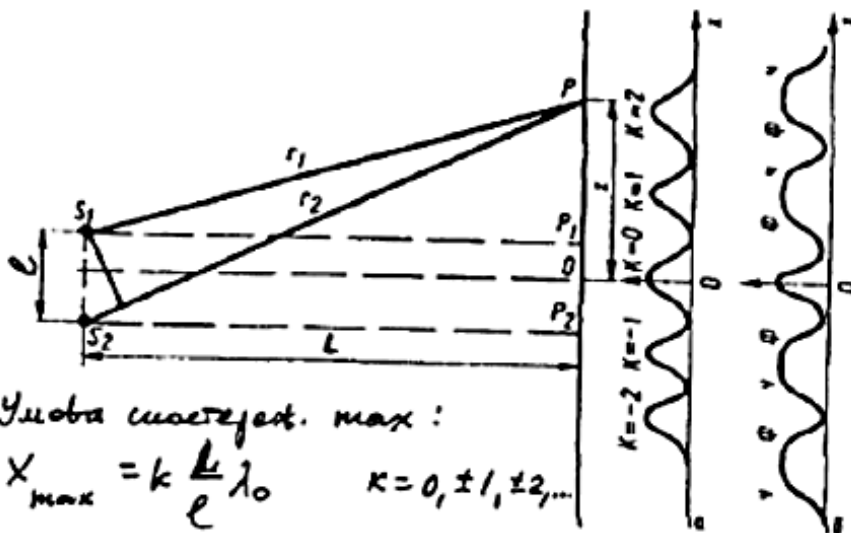
1) Інтерфер. картина спостерігається в

будь-якій точці поля інтерфер.

2) Монохр. світло збільшує чіткість (контраст) інтерференційних смуг.

3) При збільшенні шілини  $S$  збільшується освітленість але зменшується контраст інтерф. картини.

6.



$$\Delta = r_2 - r_1 = \frac{\lambda \cdot L}{l}$$

Умова максимумів:

$$X_{\max} = k \frac{L}{l} \lambda_0 \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

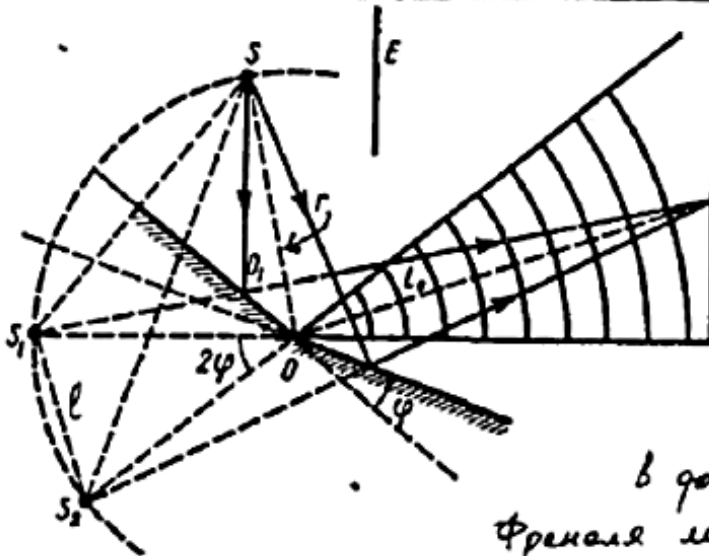
Умова минимумів:

$$X_{\min} = (2k + 1) \frac{L}{l} \cdot \frac{\lambda_0}{2}$$

Ширина інтерференційної смуги  $\Delta X = X_{\min}(k+1) - X_{\min}(k) = \frac{L}{l} \cdot \lambda_0$

монохр. світло  
біле світло

### Білдзеркало Френеля

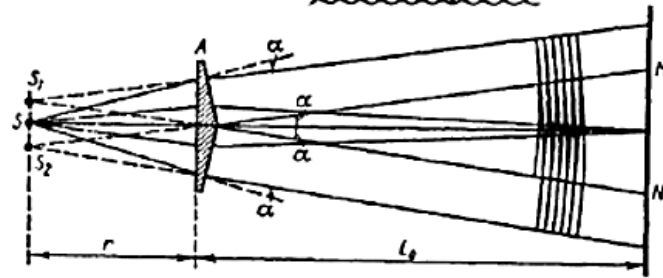
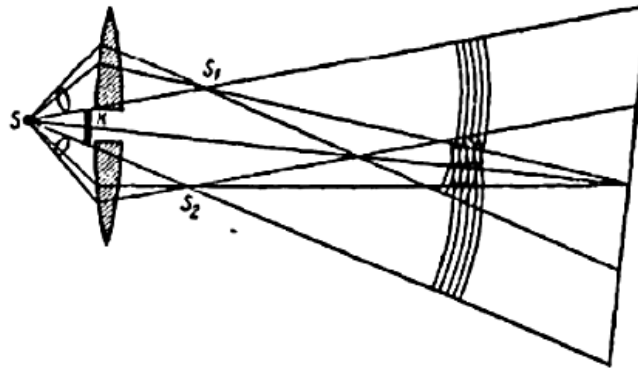
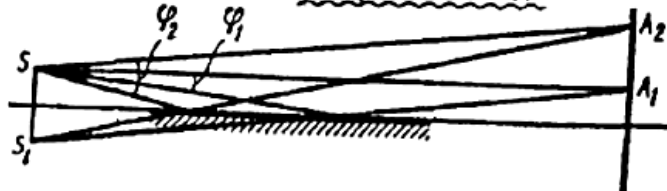


(виртуальні)  
 $S_1, S_2$  - уявні джерела  
Ширина інтерф. смуги

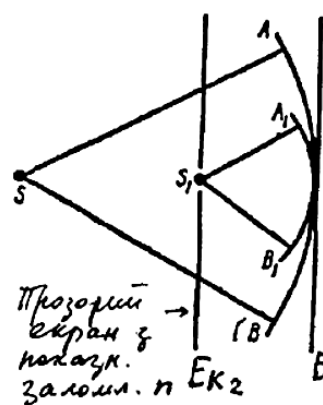
$$\begin{aligned} \Delta y &= \frac{l}{l} \cdot \lambda = \\ &= \frac{L_0 + z}{l} \cdot \lambda \approx \\ &\approx \frac{L_0 + z}{2\varphi \cdot z} \cdot \lambda \end{aligned}$$

В дослідах з білдзеркалом Френеля можна визначити  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{2\varphi \cdot z \cdot \Delta y}{L_0 + z}$$

Призма ФренеляБілінза БйєДзеркало Ллойда

Кут нахилу обирається дуже близьким до  $90^\circ$ , щоб відстань між когерентними джерелами була невеликою  
 $S$  - дійсне джерело;  
 $S_1$  - віртуальне джерело.



### Метод Вікника

8.

Різниця ходу двох променів, які проходять через прозорий екран, та променів, які проходять через отвір,  $\Delta = d(n-1)$

де  $d$  - товщина екрану  $ЕК1$

Перекриття відбувається в цій області між вторинним джерелом  $S_1$  та екраном  $ЕК2$ .

Інтерф. картина спостігається весь час при переміщенні екрану  $ЕК2$  паралельно самому собі: інтерфер. картина - нелокалізована.

88 Дисперсія та поглинання світла в лінійному ізотропному середовищі у оптичному та рентгенівському діапазонах спектру.

.

Оптика металів

Тодбач... с. 17

Тодбач... с. 60

Калитетський... с. 85

Бутников... с. 161

Сивухин... с. 441

Експерим. факти: 1) Метали мають високі коер. відбиття  $R = 98\%$  (Ag);  $87\%$  (Cu);  $40\%$  (Fe), але величина  $R$  помітно залежить від  $\lambda$ .  
2) У відбитому від металеві поверхні світлі завжди (крім нормального падіння) еліптично поляризована компонента присутня.

Проникнення світла через середовище з провідністю  
Середовище з провідністю описується рівн. Максвелла  
(1)  $\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}$ ;  $\text{rot } H = \frac{E}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sigma E$  (2)

$\text{div } E = 0$  (намає об'ємн. заряду);  $\text{div } H = 0$  (закон пров.)

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d(2)}{dt} &= \frac{d}{dt} \text{rot } H \equiv \text{rot } \dot{H} = \frac{E}{c} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \sigma \frac{\partial E}{\partial t} \end{aligned} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \text{rot } (1) &\equiv \text{rot rot } E = -\frac{1}{c} \text{rot } \dot{H} \Rightarrow \text{rot rot } E = \\ &\Rightarrow \text{grad div } E - \Delta E = -\frac{1}{c} \text{rot } \dot{H} \end{aligned} \right. = \text{grad div } E - \Delta E$$

Якщо  $\text{div } E = 0$ , то і  $\text{grad div } E = 0$ .

Тоді  $\Delta E = \frac{1}{c} \text{rot } \dot{H}$  (4)

(4)  $\rightarrow$  (3):  $\Delta E - \frac{E}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2} \mu \sigma \frac{\partial E}{\partial t} = 0$  хвильове рівнян.

$$\frac{1}{v^2} = \frac{\mu \epsilon}{c^2} - \frac{4\pi \mu \sigma}{c^2 \omega}$$

Аналогічне хвильове рівняння можна отримати і для  $H$ .  
Для спрощення розрахунків розглянемо класичну хвилю і тільки компоненту ел. поля вздовж  $Ox$ .

Розв'язок хвил. рівняння шукаємо у вигляді

$$E = E_0 e^{i\omega(t - z/v)} \quad (z \rightarrow x)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} &= i\omega E & \frac{\partial E}{\partial x} &= -\frac{i\omega}{v} E \\ \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= -\omega^2 E & \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} &= -\frac{\omega^2}{v^2} E \end{aligned} \right. \rightarrow \text{хвильове рівняння}$$

$$-\frac{\omega^2}{v^2} + \frac{\epsilon \mu}{c^2} \omega^2 - \frac{4\pi}{c^2} \mu \sigma i \omega = 0$$

$$\frac{c^2}{v^2} = \epsilon \mu - \frac{4\pi \mu \sigma}{\omega} i$$

Класич. показн. заломл.

$$n^* = n - i\chi$$

$n$  - дійсний показн. заломл.

$\chi$  - показник поглинання

$$(5) \quad n^{*2} = \frac{c^2}{v^2} = \mu \epsilon - \frac{4\pi \mu \sigma}{\omega} i$$

$$n^* = n - i\chi \rightarrow (6) \quad n^{*2} = n^2 - 2ni\chi - \chi^2 \quad \text{Порівняємо (5); (6):}$$

$$(7) \quad \boxed{n^2 - \chi^2 = \epsilon \mu} \quad \text{і} \quad \boxed{2n\chi = \frac{4\pi \mu \sigma}{\omega}} \quad (7')$$

Фізичний сенс показника поглинання:

$$\text{Рівняння хвилі } E = E_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{v})} \cdot e^{-i\omega \frac{\chi}{c} z} =$$

$$= E_0 e^{-\frac{\omega \chi z}{c}} e^{i\omega(t - \frac{z}{v})}$$

Ампл. хвилі затухає  $\underbrace{e^{-\frac{\omega \chi z}{c}}}_{\text{амплітуда хвилі}}$



при збільшенні  $\chi$ . Це відповідає поглинанню світла. Отже, відповідальним за поглинання світла у середовищі є його провідність  $\sigma$ . Якщо  $\sigma = 0$ , то і  $\chi = 0$ .

$$2n^2 = \epsilon \left[ \left( 1 + \frac{16\pi^2 \sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2} \right)^{1/2} + 1 \right]$$

$$2\chi^2 = \epsilon \left[ \left( 1 + \frac{16\pi^2 \sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2} \right)^{1/2} - 1 \right]$$

$$I \sim E^2 \Rightarrow I = I_0 e^{-\frac{2\omega\chi}{c} \cdot x} = I_0 e^{-Kx} \quad \begin{array}{l} \text{Закон} \\ \text{Бусара-} \\ \text{Ламберта} \end{array}$$

$K$  - коэф. поглинання;  $I_0$  - інтенс. світла для  $x = 0$

$$K = \frac{2\omega\chi}{c} = \frac{4\pi}{c \cdot n} \sigma = \frac{4\pi\chi}{\lambda} \quad (8).$$

Із (7) випливає, що взагалі  $n \neq \sqrt{\epsilon}$ . Тому слід мати на увазі, що швидк. поширення світла у середовищі  $\sigma$  дорівнює  $\frac{c}{n}$ , а не  $\frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$ .

## 90 Аномальна та нормальна дисперсії світла.

**Дисперсія світла** — залежність показника заломлення (або діелектричної проникності) середовища від частоти світла. Внаслідок зміни показника заломлення змінюється також довжина хвилі.

$$\lambda(\omega) = \frac{c}{n(\omega)},$$

де  $k(\omega)$  - хвильове число,  $\lambda(\omega)$  - довжина хвилі,  $n(\omega)$  - показник заломлення,  $\omega$  - циклічна частота,  $c$  - швидкість світла.

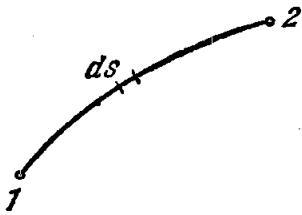
Відношення  $\frac{c}{n(\omega)}$  називають фазовою швидкістю.

Здебільшого показник заломлення зростає при збільшенні частоти. Це зростання називають **нормальною дисперсією**. **Аномальна дисперсія** — зменшення показника заломлення при збільшенні частоти — виникає в спектральних областях, близьких до частот інтенсивного поглинання.

При нормальній дисперсії червоне світло заломлюється слабше, ніж блакитне.

## 91 Принцип Ферма

В основу геометричної оптики може бути покладено принцип, встановлений французьким математиком Ферма в середині 17 століття. З цього принципу випливають закони прямолінійного поширення світла, відображення і заломлення світла. У формулюванні самого Ферма принцип говорить, що світло поширюється по такому шляху, для проходження якого йому потрібний мінімальний час.



Нехай промінь поширюється з точки 1 в точку простору 2 (рис.1.7). Розіб'ємо траєкторію поширення світла на прямолінійні ділянки, на яких показник заломлення буде константою, тоді щоб світла пройти шлях  $ds$  потрібен час

$$dt = \frac{ds}{v} = \frac{nds}{c}$$

Отже, час, що витрачається світлом на проходження

шляху 1-2 рівний.  $t = \frac{1}{c} \int_{\tau.1}^{\tau.2} n ds$  Величина  $\int_{\tau.1}^{\tau.2} n ds$  має розмірність довжини і цю величину

називають оптичним ходом променя або оптичною довжиною шляху світла  $L = \int_{\tau.1}^{\tau.2} n ds$

У однорідному ізотропному середовищі оптична довжина шляху світла дорівнює  $L = ns$

Пропорційність часу  $t$  проходження оптичної довжині шляху луча  $L$  дає можливість сформулювати принцип Ферма наступним чином: світло поширюється по такому шляху, оптична довжина якого екстремальна. З принципу Ферма випливає оборотність ходу світлових променів. Дійсно, оптичний шлях, який мінімальний в разі поширення світла з точки 1 в точку 2, виявиться мінімальним і в разі поширення світла з точки 2 в точку 1. За допомогою принципу Ферма можна довести закони геометричної оптики, наприклад, закон заломлення світла.

92 Оптичні прилади (лупа, мікроскоп, телескоп, проекційний апарат, фотоапарат)

.

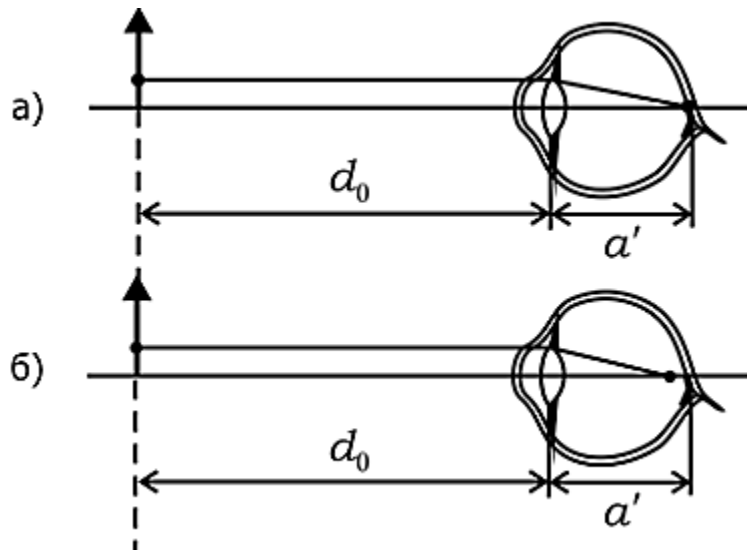
## 93 Фізіологічна оптика (Фізіологія зору. Око, як оптичний прилад)

Треба пам'ятати, що роль збиральної лінзи виконує також око людини, оскільки воно може утворити дійсне зображення уявного предмета, перетворити уявне зображення на дійсне.

Око людини найбільш чутливе до випромінювання з  $\lambda = 0,55$  мкм (зелене світло). Функція  $V$  для цієї довжини хвилі дорівнює 1. Дія такого самого потоку енергії світла з іншими довжинами хвиль оцінюється оком як менша інтенсивність. Відповідно для інших, окрім  $\lambda = 0,55$  мкм, довжин хвиль значення функції  $V$  будуть менші від 1. Поза інтервалом довжин хвиль видимого світла  $V = 0$ .

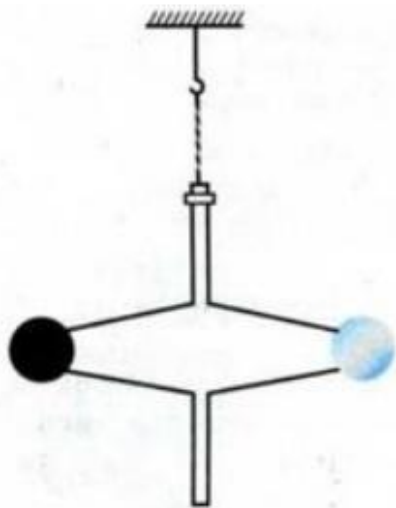
Мінімальний час між подіями, які око фіксує як окремі,  $t \sim 0,2$  с

Око складається з лінзи та сітківки яка приймає зображення. Якщо промені від точки збираються в точку на сітківці, то людина побачить чітке зображення, інакше розмите, і відбудеться переформування христалика для зменшення його фокусної відстані, щоб зображення було "в фокусі"



## 94 Тиск світла. Дослід Лебедева

.Виявити і виміряти тиск світла вдалось у 1900 р. російському фізику П. М. Лебедеву.



Мал. 265. Схема дослідів вимірювання тиску світла

В експериментальній установці Лебедева (мал. 265) на тонкій пружній кварцовій нитці було підвішено коромисло з тонкими легкими пластинками з металевої фольги. Одна з пластинок була покрита тонким шаром сажі. Світло падало на пластинки. Чорною пластинкою світло поглиналось, дзеркальною - відбивалось. Про величину світлового тиску можна було судити з кута закручування нитки. Проте на закручування нитки впливало неоднакове нагрівання боків пластинок (той бік, що повернутий до джерела світла, нагрівається дужче, ніж протилежний). Молекули повітря, що відбиваються від нагрітого боку, передають пластинці більший імпульс, ніж молекули, що відбиваються від холоднішого боку. Внаслідок цього виникає за-кручуючий момент, який в 1000 разів більший від закручуючого моменте, зумовленого тиском світла. Щоб позбутись цього впливу, Лебедев помістив установку в скляний балон, з якого було викачане повітря. Тиск світла, отриманий з експерименту, збігався зі значенням світлового тиску, розрахованим Максвеллом, з точністю до 2%.

Пояснення тиску світла з квантових позицій. Квантова теорія світла пояснює причину світлового тиску досить просто. Фотони, подібно до звичайних частинок речовини, мають імпульс. Коли фотони поглинаються тілом, то вони передають тілу свій імпульс. За законом збереження набутий імпульс тіла дорівнює зміні імпульсу фотонів. У випадку дзеркальної поверхні фотони відбиваються і тіло отримує подвійний імпульс, а чорна пластина, що поглинає фотони, отримує вдвічі менший імпульс, ніж дзеркальна. Це й зумовлює обертання пластинок. За другим законом Ньютона зміна імпульсу тіла означає, що на тіло діє сила. Відношення сили до площі поверхні, на яку вона діє, і є тиском.

Таким чином, тиск світла пояснюється і хвильовою, і квантовою теоріями світла.

Тиск світла розраховують за формулою

$$p = (1+k)\omega, \text{ де } k = 0$$

для чорної

поверхні,  $k = 1$  для дзеркальної поверхні,  $\omega$  - густина енергії електромагнітної хвилі.



## 95 Механізми уширення спектральної лінії

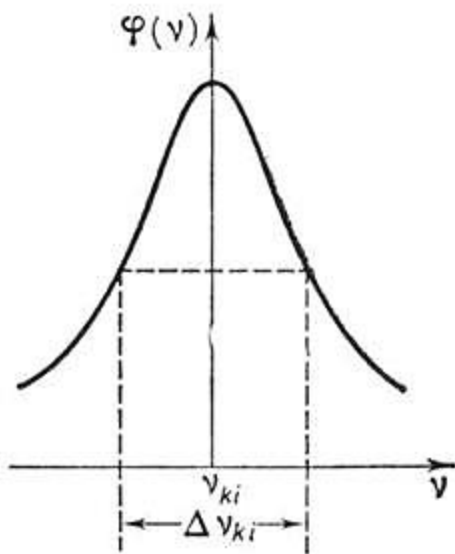
Ширина спектральних ліній - інтервал частот  $\nu$  характеризує спектральні лінії в спектрах оптичних атомів, молекул та інших квантових систем. Кожному випромінювальні квантовому переходу між дискретними рівнями енергії  $E_k$  і  $E_i$  відповідає деякий інтервал  $\delta\nu_{ki}$  частот, близьких до частоти переходу

$$\nu_{ki} = \frac{E_k - E_i}{h} = \frac{E_k - E_i}{2\pi\hbar}$$

Значення  $\delta\nu_{ki}$  визначає ширину спектральних ліній, ступінь немонохроматичності даної спектральної лінії. Контур спектральної лінії  $I(\nu)$  (залежність інтенсивності випускання (поглинання) від частоти) зазвичай має максимум при частоті переходу  $\nu_{ki}$  або поблизу неї; за ширину спектральних ліній приймають різницю частот, яким відповідає зменшення інтенсивності вдвічі (її називають іноді напівшириною спектральної лінії). Якщо не враховувати ефект Доплера, ширина спектральних ліній  $\delta\nu_{ki}$  визначається сумою ширини рівнів енергії  $E_k$  і  $E_i$ :

$$\Delta\nu_{ki} = \frac{\Delta E_k - \Delta E_i}{h} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_k} + \frac{1}{\tau_i} \right)$$

, тобто  $\delta\nu_{ki}$  тим більше, чим менше часи життя  $t_k$  і  $t_i$ . Залежно від типу розширення виходить симетричний або асиметричний контур спектральних ліній (на малюнку 1 показаний симетричний, так званий дисперсійний, контур).



Частоті  $\nu_{ki}$  відповідає максимальна інтенсивність  $I(\nu)$  випускання;  $\delta\nu_{ki}$  - ширина спектральної лінії, дорівнює інтервалу між частотами, які відповідають інтенсивності, вдвічі меншою максимальною. Розглянуті вище механізм носить назву природне розширення спектральних ліній.

## 96 Стоячі світлові хвилі. Дослід Вінера

Умови, коли вектори  $E$  та  $H$  в електромагнітній хвилі не синфазні, можна створити у стоячій хвилі, утвореній в результаті суперпозиції двох зустрічних хвиль (див., наприклад, дослід Вінера). Стояча ЕМХ утворена при складанні падаючої та зсунутої відносно неї за фазою на кут  $\pi$  відбитої від межі поділу двох діелектриків хвиль. Вона складається із двох стоячих хвиль – електричної та магнітної. У цій хвилі коливання векторів  $E$  та  $H$  зсунуті за фазою на  $\pi / 2$  як у просторі, так і часі. У процесі коливань електричне поле постійно переходить у магнітне, і навпаки.

Низка дослідів (напр., дослід Вінера зі стоячою світловою хвилею) дозволяють зробити висновок про те, що значна більшість проявів дії світла обумовлена саме електричною складовою світлової хвилі. Тому в оптиці вектор  $E$  називають світловим вектором.

Дуже важливий випадок інтерференції світлових хвиль спостерігається при накладенні двох зустрічних світлових хвиль (падаючої і відбитої). Виникає при цьому хвильової процес називається стоячій хвилею.

Запишемо рівняння падаючої і відбитої світлових хвиль, враховуючи, що в процесі відображення може мати місце зміна фази хвилі. Для падаючої хвилі

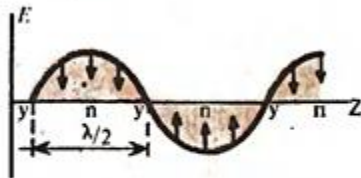
$$E_1 = E_0 \sin(\omega t - kz)$$

Для відбитої хвилі в точці с координатою  $x=0$ ,

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + kz)$$

Зміна знака при  $z$  відповідає зміни напрямку поширення хвилі. Результуюча хвиля запишеться у вигляді

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos kz \sin \omega t \quad (7.9)$$



**11**  
Стоячая волна напряженности  $E$

Рівняння (7.9) і є рівнянням стоячої хвилі. З цього рівняння видно, що в кожній точці стоячої хвилі відбуваються коливання тієї ж частоти, що і у зустрічних хвиль, причому амплітуда вектора напруженості світлової хвилі виявляється залежною від координати  $z$ :

$$A = 2E_0 \cos kz \quad (7.9a)$$

В точках, де

$$kz = \frac{2\pi z}{\lambda} = \pm m\pi \quad (7.10) \quad m=0,1,2$$

амплітуда досягає максимального значення  $2E_0$ . Ці точки називають пучностями стоячій хвилі. З умови (7,10) виходять значення координат пучностей:

$$z_{пуч} = \pm m \frac{\lambda}{2} \quad (7.11)$$

В точках, де  $\frac{2\pi z}{\lambda} = \pm(m + \frac{1}{2})\pi$  амплітуда обертається в нуль. Ці точки називаються вузлами стоячої хвилі. Координати вузлів стоячої хвилі визначаються формулою

$$z_{\text{узл}} = \pm(m + \frac{1}{2})\frac{\lambda}{2}$$

Досвід Вінера показав, що фотографічна дія світла пов'язана з впливом електромагнітних полів на срібло, що представляє собою світлочутливу частину фотографічної емульсії. Відповідно до шаруватого розподілу в просторі амплітуд напруженостей електричного і магнітного полів (вузли та пучності) розкладання бромистого срібла також відбувається шарами: максимумами розкладання припадають на шари, відповідні максимальним значенням амплітуд вектора напруженості електричного поля, тобто досвід Вінера обґрунтував назву вектора напруженості- світлової.

Світло, отримане від нагрітої вуглецевої дуги, проходило через систему щілин, стаючи паралельним пучком. Після цього на призмі фільтрували більшу частину довгохвильового (червоного) світла для отримання монохроматичності і фокусували промені на екрані з фольги. Падаючі хвилі відбивалися від фольги, складалися з новими падаючими хвилями, і в результаті виходила стояча хвиля. Вінер записував ці хвилі на світлочутливу плівку, через яку потім визначав довжину хвилі.

## 97 Оптична пірометрія

### . Оптична пірометрія

**Визначення. Пірометрія – це сукупність методів вимірювання високих температур (1000–3000 °С і більше) за допомогою пірометрів.**

При цьому безпосередній контакт з нагрітим тілом не потрібен, що є перевагою методу.

Залежно від того, який закон теплового випромінювання використовується при вимірюванні температури тіл, розрізняють радіаційну, колірну і температури яскравості.

(далее для понимания и если есть время написать ещё что-то)

#### 1. Радіаційна температура $T_p$

1.1 Радіаційна температура - це величина, що характеризує енергетичну світність досліджуваного тіла.

1.2. Визначення. **Радіаційна температура - це така температура чорного тіла, при якій його енергетична світність  $R$ , дорівнює енергетичній світності  $R_T$  досліджуваного тіла.**

1.3. Це скалярна величина.

1.4. Радіаційна температура  $T_p = \sqrt[4]{\frac{R_T}{\sigma}}$  тіла завжди менше його дійсної температури  $T$ .

1.5.  $[T_p] = K$ .

1.6. Прилад для вимірювання – радіаційний пірометр.

#### 2. Колірна температура $T_k$ .

2.1. Колірна температура – це величина, яка інтегрально характеризує спектральний склад випромінювання джерела світла.

2.2. Визначення. **Колірна температура – це температура абсолютно чорного тіла, при якій його випромінювання має такий же спектральний склад і розподіл енергії по спектру, як і випромінювання даного джерела.**

2.3. Це скалярна величина.

$$T_k = \frac{c}{\lambda_{max}}$$

2.4.

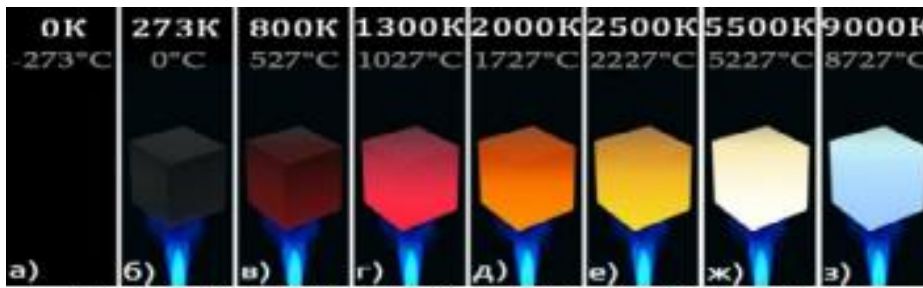


Рис. 6.5. Колір абсолютно чорного тіла залежно від температури нагрівання.

2.5.  $[T_k] = K$ .

2.6. Прилад для вимірювання – пірометр.

\*Денним світлом вважається випромінювання з температурою 6500 K. Кольору з температурою нижче денного - теплі кольори (жовтуваті), вище - холодні (голубуваті). Колірна температура ламп розжарювання - 2800 ... 3200 K. Колірна температура блакитного неба - 9000 ... 15000 K. Колірна температура полум'я свічки - 1200..1700 K.



Рис. 6.6. Колірна температура фар автомобіля.

### Світло фар автомобіля

Відповідно законів фізики найбільш ефективною є колірна температура 4300K, яка встановлюється в автомобілі на заводі. Цей колір нагадує колір сонця і є природним для людини. Осліплення транспорту, який їде на зустріч, таким ксеноном мінімальне. Він однаково освітлює в різних погодних умовах.

Колірна температура 5000K не має жовтуватого відтінку 4300, адже він дуже часто викликає асоціації з галогеном. Вона має ті ж переваги, що і колірна температура 4300K. До того ж, суху дорогу це світло з вигляду робить більш контрастною.

Колірна температура 6000K зараз вже втрачає свої лідируючі позиції. Дана температура погано сприймається оком і не гарантує найкращий огляд дороги.

Колірну температуру в 8000K і більше називають також температурою зварювання. Лампи з даною температурою не забезпечують хороший огляд дороги, особливо при тумані або у дощ.

### Температура яскравості $T_b$

1. Температура яскравості – це фотометрична величина, що характеризує інтенсивність випромінювання і не є температурою в звичному розумінні. Вона характеризує

випромінювання, і залежно від механізму випромінювання може значно відрізнятися від фізичної температури випромінюючого тіла. Для чисто теплових джерел температура яскравості збігається з їх фізичної температурою.

2. Визначення. **Температура яскравості** – це температура  $T_b$  в діапазоні частот  $\Delta u$  яка відповідає температурі абсолютно чорного тіла, що має такою ж інтенсивністю в даному діапазоні частот.

3. Це скалярна величина.

4. 
$$T_b = \frac{hc}{k\lambda} \cdot \frac{1}{\ln \left[ 1 + \frac{2hc^2}{I_\lambda \cdot \lambda^5} \right]}$$
, де  $\lambda$  – довжина світла,  $c$  – швидкість світла,  $k$  – постійна Больцмана,  $h$  – постійна Планка.

5.  $[T_b] = K$ .

6. Прилад для вимірювання – пірометр яскравості.

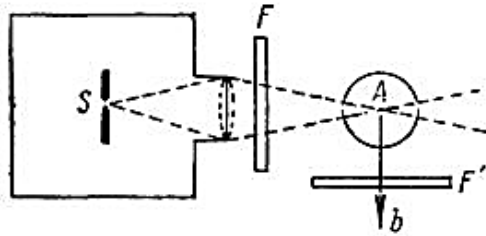


## 98 Люмінесценція

Світіння під впливом випромінювання від зовнішнього джерела, незалежно від його тривалості, — люмінесценція.

Світло люмінесценції має іншу довжину хвилі, ніж світло, що його збудило. Люмінесценція має кінцевий час загасання, тобто вона пропадає не відразу після припинення дії збудливого світла (за час

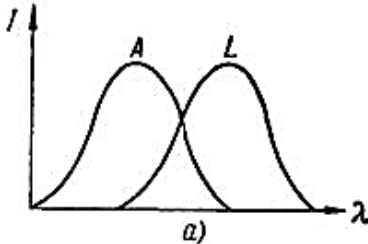
більше, ніж період світлових коливань  $t \approx 10^{-15} \text{ c}$ ). Яскравість світіння люмінесценції більше яскравості АЧТ при тій температурі, при якій знаходиться тіло. Така яскравість можлива завдяки тому, що люмінесцентне свічення є нерівноважним. При цьому втрачається поняття про темп. тіла, оскільки розподіл електронів по енерг. рівням нерівноважний. Люмінесценція є "холодним" світінням.



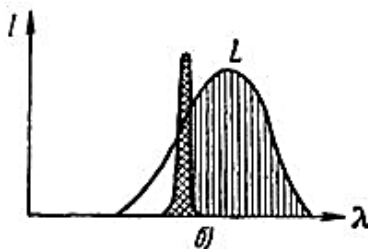
Метод спостереження люмінесценції рідких і твердих тіл в принципі той же, що і спостереження люмінесценції газів: світло від джерела S направляється на досліджуване тіло A; світіння спостерігається в напрямку Ab, фільтри F і F' виділяють певні спектральні ділянки збуджуючого світла і світла люмінесценції.

На відміну від газів, тверді і рідкі тіла при люмінесценції випромінюють світло, що складається не з окремих спектр.

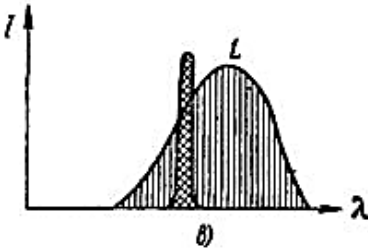
ліній, а з суцільних смуг. При цьому змінюється спектр. склад випроміненого світла в порівнянні з поглиненням. У більш. вип. викон. правило Стокса — світло люмін. характ. більшою довж. хвилі, ніж світло, що викликає люмін. Смуга випром. L (рис. а) зміщ. відносно смуги поглин. A в бік більших довж. хвиль. Смуги поглинання і випускання можуть перекривати одна одну (рис. а).



Якщо тіло поглинає фотон частоти  $\nu_0, \epsilon_0 = h\nu_0$ , то ця енергія частково віддається назад у вигляді фотона з  $\epsilon = h\nu$ , частково перетвор. всередині тіла в інші види енергії; позначивши цю частину енергії через A, маємо:  $h\nu_0 = h\nu + A$ , оскільки  $A \geq 0$ , то  $\nu \leq \nu_0$ . Довж. хвилі світла люмінесценції дорівнює або більше довж. хвилі збудж. світла.



На рис. смуги поглин. і випром. частково перекрив. одна одну. Нехай збудж. люмін. провод. вузькою смугою, густо заштрихованою на рис. При викон. закону Стокса в спектрі люмін. буде присутня не вся смуга випром., а тільки частина, довжина хвилі якої більше довжини хвилі збуджуючої смуги (заштрих. на рис. б). Іноді поруш. правило Стокса: вузькою смугою в спектрі люмін. частково присутні хвилі меншої довжини, ніж довж. хвилі збуджуючого світла (рис. в). Поява антистоксової області люмінесценції можливе, якщо  $A < 0$ , тобто, якщо при люмін. до енергії збуджуючих фотонів додається енергія за рах. внутрішніх джерел люмін. тіла



За Вавиловим, люмін. світіння підходить під один з типів: 1) **самостійне випромін.**, 2) **вимушене випромін.**, 3) **випромін. при рекомбін.** У 1) електрон збудж. атома повністю не відокремл. від нього і через деякий час самостійно поверт. в початк. стан, випускаючи світло. Приклад — резонансне світіння

одноатомних парів. Час затух. порядку часу життя атома в збудж. стані  $\approx 10^{-8} \text{ c}$ . 2) **відбув.** при наявн. метастаб. стану; електрон не відділ. від збудженої частки, але може повернутися в вихідний стан лише під впливом навкол. частинок. 3) **відбувається**, коли електрон повністю відрив. від збудж. част. У двох ост. вип. час загасання від часток секунди до багатьох годин.

## 99 Ромб Френеля

Таким чином, О. Френель запропонував призму (рис. 5.6), у якій зі світлом відбуваються послідовно два повних внутрішніх відбиття під кутом  $\varphi = 54^\circ 37'$ . У цьому разі, якщо падаючий світловий промінь був лінійно поляризованим, то промінь, що виходить із призми, – поляризований по колу.

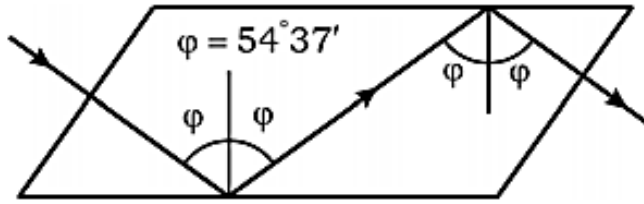
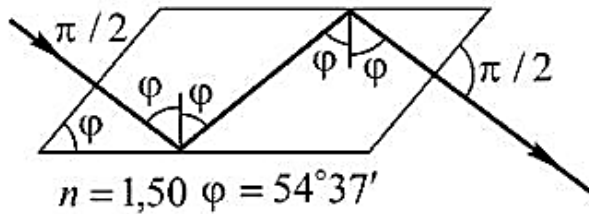


Рис. 5.6. Призма Френеля – оптичний елемент для отримання циркулярно поляризованого світла



Для скла ( $n=1.5$ ) можна підібрати такі значення  $\varphi$ , щоб зсув фаз був  $45$  градусів (при  $\varphi = 48^\circ 37'$  або  $\varphi = 54^\circ 37'$  маємо  $\delta_0 - \delta_\perp = 45^\circ$ ). Подвійне внутрішнє відбиття під вказаним кутом у склі дає зміну фази на  $\pi/2$ , оскільки діє як чвертьхвильова платівка. Френель

виготовив паралелепіпед зі скла, який діє так, як показано на рис. Якщо  $E_{\parallel} = E_{\perp}$ , то при повному внутрішньому відбитті  $|E_{\parallel}| = |E_{\perp}|$ , і оскільки  $\delta_0 - \delta_\perp = \pi/2$ , то світло буде поляризованим по колу. Очевидно, що для цього потрібно на паралелепіпед направити плоскополяризоване світло так, щоб площина поляризації складала кут  $45^\circ$  з площиною падіння. Різниця фаз, яка утворюється цією пластинкою, менше залежить від довжини хвилі, ніж у слюдяних пластинках. Для цього потрібно вибрати скло з малою дисперсією (легкий крон), де  $n$  мало залежить від  $\lambda$ .

100 Оптика рухомих середовищ

.

## 101 Оптичні явища, зумовлені розсіюванням світла в атмосфері (денне світло, райдуга, гало, вінця)

. Внаслідок розсіювання світла атмосфера світиться в усіх напрямках, створюючи **денне світло**, яке освітлює земну поверхню і всі предмети. Оскільки інтенсивність розсіяного чистою атмосферою світла обернено пропорційна четвертому степеню довжини світлової хвилі, то небо має блакитний колір. За наявності в атмосфері завислих водних краплин та пилу розсіювання світла відбувається рівномірніше в усіх частинах спектра і колір неба стає менш блакитним, тобто білястим. Розсіювання світла атмосферою є причиною плавного переходу від дня до ночі й навпаки. При опусканні Сонця за горизонт атмосфера освітлюється все менше і настає момент, коли вона зовсім не освітлюється. Проміжок часу між цим моментом і заходом Сонця являє собою присмерки.

До оптичних явищ, зумовлених розсіюванням світла в атмосфері, належить **райдуга**. Це кольорова смуга у вигляді дуги, що спостерігається на фоні дощових хмар або дощу, коли дощова хмара перебуває попереду спостерігача, а Сонце – позаду. Центр дуги райдуги міститься на продовженні прямої, що проходить крізь око спостерігача і Сонце. Кут між цією прямою і напрямом від спостерігача до дуги райдуги має значення  $41\ 42^\circ$ . Різнокольорова дуга міститься від спостерігача на відстані  $1\ 2\text{ км}$ . Її можна також спостерігати на відстані  $2\ 3\text{ м}$  на фоні водяних краплин фонтанів. Часто виникає побічна райдуга, концентрична до першої, із зворотним розміщенням кольорів. Її кутовий радіус має  $34$  значення близько  $52^\circ$ . Вигляд дуги, яскравість кольорів та ширина смуг залежать від розмірів краплин води та їхньої кількості: більші краплини створюють вужчу райдугу з різко виділеними кольорами.

Утворення кольорів та їхня послідовність пояснено після встановлення складної природи білого світла та його дисперсії в середовищах. Іноді водночас спостерігається три, чотири й навіть п'ять райдуг. Вони можуть виникати не тільки від прямих сонячних променів, але й внаслідок дії відбитих. Райдугу можна спостерігати також і вночі після дощу, коли із-за хмар виходить Місяць. У цьому випадку вона буде білою, оскільки нічним зором кольори не розрізняються.

Нерідко спостерігають оптичне явище, яке називають **гало**. Ця назва об'єднує групу складних оптичних явищ в атмосфері, зумовлених заломленням і відбиванням світла в кристалах льоду пір'ястих хмар. Кристали, з яких складаються хмари, являють собою тонкі шестикутні пластинки-сніжинки або правильні шестигранні призми. Іноді пластинки та призми з'єднуються, тоді кристали мають форму парашутиків.

Оскільки кут між двома гранями шестигранної призми дорівнює  $60^\circ$ , а показник заломлення льоду для світлових хвиль, яким відповідає зелений колір,  $n = 1,31$ , то за допомогою закону заломлення знаходимо, що кут найменшого відхилення променя дорівнює  $22^\circ$ .

У загальному випадку можна спостерігати такі явища. Малий круг гало, центр якого збігається з центром видимого розміщення Сонця; його кутовий радіус дорівнює  $22^\circ$ . Великий круг гало має кутовий радіус  $46^\circ$ . Світлий круг паралельний горизонту і проходить через видиме розташування Сонця. Кільце розміщене у вертикальній площині й також проходить через видиме розташування Сонця. Круги утворюють стовпи, які за формою подібні до хрестів. Вертикальні стовпи утворюються внаслідок відбивання і заломлення світла в горизонтально розміщених кристалах, які повільно падають і обертаються навколо горизонтальної осі.

Коли значна кількість кристаликів льоду у вигляді парашутиків повільно опускається, то у разі низького розміщення Сонця над горизонтом сонячні промені, заломлені гранями шестигранних призм, потрапляють в око під кутом  $22^\circ$  до напрямку на Сонце і створюють вертикальні стовпи з обох боків від Сонця. Ці стовпи в перетині з паралельним горизонту світлим кругом з обох боків Сонця утворюють два несправжніх Сонця.

Іноді тихим морозним ранком можна спостерігати над яскравим Сонцем, що піднімається над горизонтом, льодяні голки, що поблискують в його промінні, а зверху і знизу від Сонця – світні стовпи. Ці стовпи самі по собі кольору не мають, але коли Сонце стає жовтим, оранжевим або червоним, вони набирають того самого відтінку.

Навколо Сонця або Місяця можна спостерігати одне або кілька райдужних кілець, які називають **вінцями**. Центр вінців збігається з центром світила, навколо якого вони виникають. Утворення вінців зумовлене дифракцією світла на водяних краплинах прозорих хмар, які містяться між світилом і спостерігачем. Не слід змішувати вінці з гало. Кутовий діаметр вінців значно менший від діаметра гало і становить  $1-6^\circ$ .

До оптичних явищ належить також **мерехтіння зірок**. Воно зумовлене випадковими змінами густини середовища, що призводить до зміни його показника заломлення. Від зірки до Землі поширюється плоска світлова хвиля (промені паралельні). Внаслідок випадкових змін густини атмосфери Землі відбуваються відповідні зміни її показника заломлення. Це приводить до зміни форми фронту хвилі. Оскільки промені перпендикулярні до фронту, то в місцях виступів вони розходяться й яскравість цих ділянок зменшується, а в місцях впадин промені сходяться й яскравість відповідно збільшується. Оскільки зміни показника заломлення в атмосфері мають випадковий характер, то спостерігається мерехтіння зірок. Це явище характерно тільки для зірок тому, що їх можна побачити у вигляді світних точок під кутом не більшим  $0,05''$ . Планети не мерехтять, оскільки видно їх під кутом десятків кутових секунд. Тому світло від ділянок хвильового фронту, яким відпові- 35 дає менша інтенсивність світла, буде перекриватись світловим потоком від ділянок хвильового фронту, яким відповідає більша інтенсивність світла.