

## 5.5. Поляризація світла

Електромагнітні хвилі є поперечними і в них вектори напруженості електричного поля  $\vec{E}$ , магнітного поля  $\vec{H}$  та хвильовий вектор  $\vec{k}$  утворюють трійку взаємно перпендикулярних векторів  $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{k}$ . У хвилі з заданим напрямком хвильового вектора орієнтації векторів  $\vec{E}$  та  $\vec{H}$  залишаються невизначеними. Можна лише констатувати, що вони лежать у площині, яка перпендикулярна до хвильового вектора. Для визначення напрямків векторів  $\vec{E}$  та  $\vec{H}$  достатньо встановити напрямок лише одного з них (як правило, обирають світловий вектор  $\vec{E}$ ). Явище впорядкування напрямків коливань векторів  $\vec{E}$  або  $\vec{H}$  у світловій електромагнітній хвилі називають *поляризацією світла*.

Хвиля, яку випромінює окремий атом чи молекула, є поляризованою. Звичайні джерела світла містять величезну кількість таких випромінюючих частинок, кожна з яких породжує світло спонтанно, тобто незалежно від інших. Тому для звичайних джерел явище спонтанного впорядкування для орієнтації вектора напруженості  $\vec{E}$  відсутнє. Вектор  $\vec{E}$  кожної з випромінених звичайними джерелами світлових хвиль має випадкову орієнтацію у площині, що перпендикулярна до хвильового вектора. Саме це обумовлює неполяризований в цілому характер випромінювання, що йде від звичайних джерел.

При цьому геометричним місцем векторів цих хвиль є коло (див. рис.

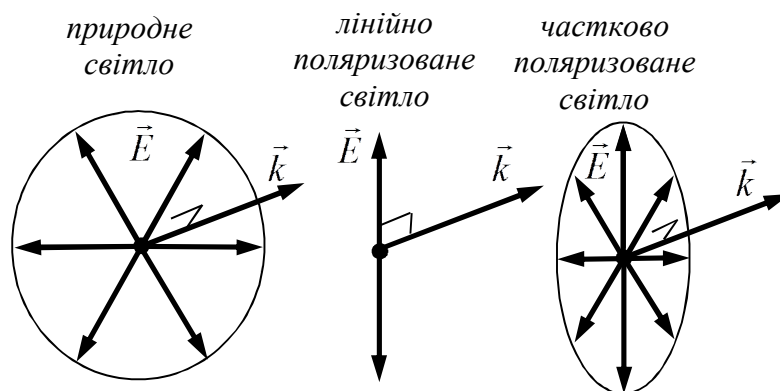


Рис. 84

84) з радіусом, який дорівнює амплітуді вектора напруженості електричного поля. Таке світло і називається *неполяризованим*.

Наприклад, сонячне світло є неполяризованим – його ще називають *природним світлом*.

Для такого світла розподіл вектора напруженості електричного поля в площині, що перпендикулярна до хвильового вектора, наведено на рис. 84.

Плоска монохроматична гармонічна хвиля (див. пункт 3.2) описується рівнянням

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{\max} \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_0),$$

де  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  – вектор напруженості електричного поля хвилі в точці  $\vec{r}$  в момент часу  $t$ ,  $\vec{E}_{\max}$  – вектор амплітудної напруженості електричного поля),  $\omega$  – частота хвилі, з якою відбуваються коливання вектора напруженості електричного поля під час хвильового процесу, а  $\vec{k}$  – хвильовий вектор, модуль якого є хвильовим числом, і величина якого пов'язана з довжиною хвилі співвідношенням  $k = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ , причому  $\omega = ck$ ,  $\varphi_0$  – початкова фаза.

Розглянемо таку хвилю, коли вона поширюється вздовж осі  $X$  з  $\vec{k} \uparrow\uparrow X$  і коли її вектор напруженості електричного поля лежить вздовж осі  $Z$ , тобто  $\vec{E}_{\max} \uparrow\uparrow Z$ . Розподіл поля цієї хвилі для довільного моменту часу наведено на рис. 85. Видно, що вектори  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  для всіх точок  $\vec{r}$  цієї плоскої монохроматичної хвилі і всіх часів лежать в одній площині, яка утворена векторами  $\vec{E}_{\max}$  та  $\vec{k}$ .

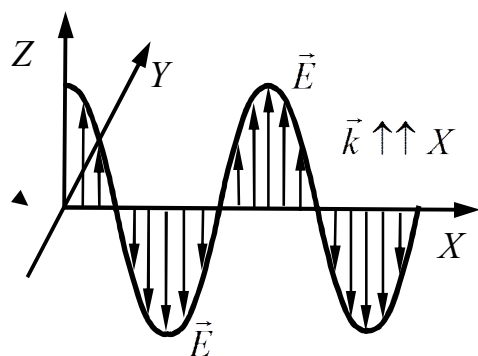


Рис. 85

Світло, вектор напруженості електричного поля якого заданий у площині, називається *плоско поляризованим* або *лінійно поляризованим* світлом. Площину, в якій лежать вектори  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  плоско-поляризованого світла і в якій лежить також вектор  $\vec{k}$ , називають *площиною поляризації*. На рис. 85 такою площиною є площина  $XZ$ .

Якщо світло складається з хвиль (у загальному випадку з різними частотами), вектори  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  яких паралельні між собою і лежать в одній площині з вектором  $\vec{k}$ , то таке світло також буде лінійно поляризованим.

Розподіл вектора напруженості електричного поля у площині поляризації для лінійно поляризованого світла є відрізок половини довжини якого становить  $E_{\max}$  (див. рис. 84).

Можливий випадок, коли вектор напруженості електричного поля в площині, яка перпендикулярна до  $\vec{k}$ , обмежений не колом, а еліпсом (див. рис. 84), таке світло називається *частково поляризованим*. Частково поляризоване некогерентне світло можна представити сумою некогерентного неполяризованого (природного) світла та некогерентного лінійно поляризованого світла. Нагадаємо, що при накладанні некогерентних хвиль інтенсивність результуючого світла дорівнює сумі інтенсивностей хвиль, що накладаються.

Поляризоване або частково поляризоване світло характеризують коефіцієнтом, який називають *ступенем поляризації світла* і який визначають за формулою

$$p_{\text{пол}} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}},$$

де  $I_{\text{max}}$  – інтенсивність складової світла, яка визначена вздовж більшої півосі еліпсу на рис. 84, а  $I_{\text{min}}$  – інтенсивність світла, що визначена для складової світла вздовж меншої півосі еліпсу.

Коли  $p_{\text{пол}} = 0$ , світло є неполяризованим, а коли  $p_{\text{пол}} = 1$ , світло є лінійно і повністю поляризованим. У частково поляризованого світла  $0 < p_{\text{пол}} < 1$ .

Тепер для прикладу розглянемо поляризацію світла, що складається з двох когерентних лінійно поляризованих хвиль однакової частоти, зсув фаз між якими становить  $\pm \frac{\pi}{2}$ . Будемо вважати, що площини поляризації обох хвиль перпендикулярні між собою, тобто, що теж саме, вектори  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  обох хвиль перпендикулярні між собою. Нехай ці хвилі поширюються вздовж осі  $X$ , причому  $XZ$  – площина поляризації першої хвилі, а  $YZ$  – площина поляризації другої хвилі. Рівняння обох хвиль мають вигляд

$$E_z(x, t) = E_{\text{max}}^{(z)} \cos(\omega t - kx),$$

$$E_y(x, t) = E_{\text{max}}^{(y)} \cos(\omega t - kx \pm \frac{\pi}{2}),$$

де  $E_{\text{max}}^{(z)}$ ,  $E_{\text{max}}^{(y)}$  – амплітудні значення полів хвиль.

У загальному випадку результуюче поле є суперпозиція обох полів, а саме:

$$\vec{E}(x, t) = E_y(x, t)\vec{j} + E_z(x, t)\vec{k},$$

де  $\vec{j} \uparrow\uparrow Y$  та  $\vec{k} \uparrow\uparrow Z$  – одиничні вектори (орти), що визначають поляризації.

Таким чином, у довільній точці з координатою  $z$ , результуюче поле від накладання електричних полів хвиль з однаковою частотою, що поляризовані в перпендикулярних напрямках (див. пункт 2.12), визначаються сумою напруженостей. Коли зсув фаз між коливаннями дорівнює  $\pm \frac{\pi}{2}$ , то проєкції поля задовольняють рівнянню

$$\left[ \frac{E_z(x, t)}{E_{\text{max}}^{(z)}} \right]^2 + \left[ \frac{E_y(x, t)}{E_{\text{max}}^{(y)}} \right]^2 = 1.$$

При цьому неважко перевірити, що кінець вектора результуючої напруженості описує еліпс, а початок вектора лежить в центрі еліпса (див. рис. 32). Такі

світлові хвилі мають *еліптичну* поляризацію. Отже, у кожній точці простору кінець вектора напруженості електричного поля при еліптичній поляризації рухається по еліпсу.

Коли ж амплітуди обох хвиль однакові  $E_{\max}^{(z)} = E_{\max}^{(y)}$ , кінець вектора результуючого поля рухається по колу. Це випадок *кругової* поляризації.

Не менш цікавим є просторовий розподіл поля хвилі при круговій чи еліптичній поляризації. На рис. 86 для моменту часу  $t = 0$  зображений розподіл векторів напруженості електричного поля при накладанні двох лінійно поляризованих хвиль  $E_z(x,t)$  та  $E_y(x,t)$  в різних точках, що лежать

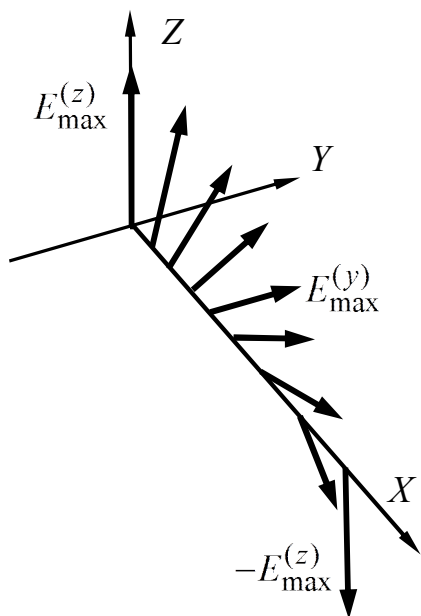


Рис. 86

вдovж осі  $X$ , коли зсув фаз становить  $\frac{\pi}{2}$ . Хвильовий вектор направлений вздовж осі  $\vec{k} \uparrow \uparrow X$ . Якщо дивитися на рис. 86, так щоб напрямок зору був направлений протилежно до напрямку поширення хвилі, тобто протилежно до вектора  $\vec{k}$ , то бачимо, що при зсуві фаз на  $\frac{\pi}{2}$

кінець вектора  $\vec{E}$  здійснює обертальний рух по еліпсу за ходом годинникової стрілки. Така хвиля називається *право* поляризованою. Якщо зсув фаз коливань становить  $-\frac{\pi}{2}$ , то при вибраному напрямку зору, обертальний рух кінця вектора  $\vec{E}(x,t)$

буде відбуватися проти ходу годинникової стрілки. Така хвиля за означенням є *ліво* поляризованою.

Така хвиля називається *право* поляризованою. Якщо зсув фаз коливань становить  $-\frac{\pi}{2}$ , то при вибраному напрямку зору, обертальний рух кінця вектора  $\vec{E}(x,t)$

буде відбуватися проти ходу годинникової стрілки. Така хвиля за означенням є *ліво* поляризованою.

### 5.5.1. Закон Малюса

Для отримання лінійно поляризованого світла використовують так звані *поляризатори*. Поляризатор не пропускає (відбиває або поглинає) складову поля хвилі, що є перпендикулярною до осі поляризатора, а складову поля хвилі, що паралельна до осі поляризатора, пропускає майже без змін. Для останньої може існувати слабке поглинання, яким, як правило, нехтують.

Якщо направити на поляризатор природне світло, то після проходження ним поляризатора вектор напруженості світлового електричного поля  $\vec{E}_{z_{пол}}$  буде лінійно поляризованим, причому  $\vec{E}_{z_{пол}}$  буде паралельним осі  $Z_{пол}$  поляризатора (див. рис. 87).

Як довести, що це світло дійсно має лінійну поляризацію? Для цього використаємо ще один (такий самий, як і попередній) поляризатор, який у схемі розташування, наведеній на рис. 87, називають *аналізатором*. Вісь аналізатора на рис. 87 позначена  $Z_{ан}$ . Очевидно, що коли осі  $Z_{пол}$  поляризатора та  $Z_{ан}$

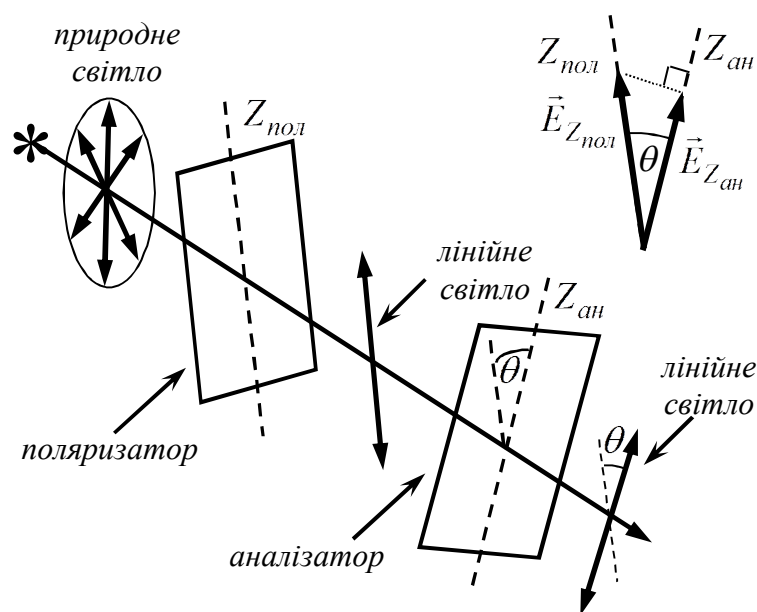


Рис. 87

аналізатора паралельні, кут  $\theta$  на рис. 87 дорівнює нулю,  $\theta = 0$ , то лінійно поляризоване світло пройде через аналізатор без змін, і тому вектор  $\vec{E}_{z_{пол}} \parallel \vec{E}_{z_{ан}}$ .

Якщо  $Z_{пол} \perp Z_{ан}$ , то вектор  $\vec{E}_{z_{пол}}$  поляризованого світла буде перпендикулярним до осі аналізатора, а кут  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . При

такій взаємній орієнтації

головних осей поляризатора та аналізатора світло через аналізатор проходити не зможе. Саме у такий спосіб перевіряється ступінь поляризації світлових хвиль.

Коли кут  $\theta$  між осями поляризатора та аналізатора довільний, то при визначенні напрямку поля хвилі, що проходить через аналізатор, необхідно напруженість лінійно поляризованого світла розкласти на дві складові – вздовж осі аналізатора та перпендикулярно до неї. Після аналізатора буде поширюватися хвиля з поляризацією, яка співпадає за напрямком з віссю аналізатора. Амплітуда напруженості електричного поля  $E_{\max}^{(z_{ан})}$  цієї хвилі дорівнює складовій на вісь аналізатора амплітуди напруженості  $E_{\max}^{(z_{пол})}$ , тобто

$$E_{\max}^{(z_{ан})} = E_{\max}^{(z_{пол})} \cos \theta.$$

Врахуємо, що інтенсивність хвилі після поляризатора пропорційна  $I_{z_{пол}} \sim |E_{\max}^{(z_{пол})}|^2$ , а після аналізатора –  $I_{z_{ан}} \sim |E_{\max}^{(z_{ан})}|^2$ . Отже, знаходимо, що інтенсивність лінійно поляризованого світла після проходження ним аналізатора описується співвідношенням

$$I_{z_{ан}} = I_{z_{пол}} \cos^2 \theta.$$

Цей вираз називають *законом Малюса*.

Природне світло некогерентне, тому його завжди можна представити сумою двох лінійно поляризованих хвиль з перпендикулярними площинами поляризації і однаковими інтенсивностями. Поляризатор поглинає/відбиває перпендикулярну до його осі складову поля світлової хвилі. Тому у загальному випадку інтенсивність лінійно поляризованого світла, що вийшло з поляризатора, на який направлено природне світло, становитиме рівно половину інтенсивності падаючого на поляризатор світла:

$$I_{Z_{пол}} = \frac{1}{2} I_{np},$$

де  $I_{np}$  – повна інтенсивність природного світла.

В результаті, можна стверджувати, що після проходження природним світлом двох схрещених поляризаторів інтенсивність остаточного лінійно поляризованого світла буде описуватися виразом

$$I_{Z_{ан}} = \frac{1}{2} I_{np} \cos^2 \theta.$$

Зауважимо, що в цьому виразі знехтувано слабким поглинанням обома схрещеними поляризаторами (а точніше – поляризатором і аналізатором, вісі яких направлені під кутом  $\theta$  одна до одної) тієї складової поля хвилі, поляризація якої паралельна до їх осей.

### 5.5.2. Поляризація світла при відбиванні та заломленні

В пункті 5.1.2 були розглянуті закони заломлення та відбивання світла на межі двох однорідних ізотропних середовищ – діелектриків. При цьому мова йшла тільки про зміну напрямку поширення світла і жодного слова не говорилося про інтенсивності відбитого або заломленого променів.

Очевидно, що величини інтенсивностей відбитого та заломленого променів повинні залежати від характеристик середовищ, тобто від їх показників заломлення.

Розглянемо випадок, коли світло падає на межу нормально (перпендикулярно). Якщо обидва середовища однорідні та ізотропні, то при нормальному падінні кут падіння та кут відбивання дорівнюють нулеві. Припустимо, що падаюче перпендикулярно на межу світло має інтенсивність  $I_{над}$ . Тоді інтенсивність  $I_{від}$  відбитого світла визначається за формулою:

$$I_{від} = I_{над} \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2},$$

в якій  $n_1$  – показник заломлення середовища, де поширюються падаюча та відбита хвилі, а  $n_2$  – показник заломлення середовища, в якому існує заломлена хвиля.

Інтенсивність заломленої хвилі буде визначатися різницею

$$I_{зал} = I_{пад} - I_{від}.$$

В ізотропному середовищі всі напрямки відносно нормалі є еквівалентними, тому результат відбивання нормального до межі світла не залежить від його поляризації.

Ситуація значно ускладнюється, якщо світло падає на межу двох ізотропних середовищ під довільним кутом. В цьому випадку результат

відбивання та заломлення світла залежить від його поляризації. Треба розрізнити дві ситуації:

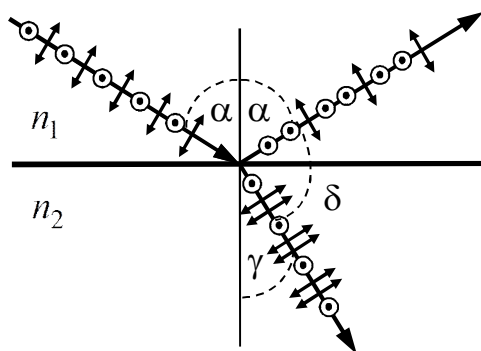


Рис. 88

1) вектор напруженості електричного поля лінійно поляризованого світла лежить в площині падіння світла (нагадаємо цю площину утворюють падаючий та відбитий промені), 2) він перпендикулярний до цієї площини. Легко зрозуміти, що таким випадкам відповідають різні кути між вектором напруженості світлового поля хвилі з межею, яка розділяє

середовища.

Коли напруженість електричного поля лінійно поляризованого світла падаючої хвилі перпендикулярна до площини падіння, то незалежно від кута поширення відбитої і заломленої хвиль їх вектор напруженості залишається паралельним до площини межі (на рис. 88 така поляризація позначена кружечками з точками). Якщо вектор напруженості електричного поля падаючої хвилі лежить у площині падіння, то поляризація всіх трьох хвиль – падаючої, відбитої та заломленої – буде різною (відповідні напрямки поляризації на рис. 88 позначені подвійними стрілками). Через це процес відбивання та заломлення стає залежним від поляризації падаючої хвилі, що, зрозуміло, впливає на інтенсивності відбитої та заломленої хвиль.

Нехай падаюче світло є природним. Природне неполяризоване некогерентне світло, можна представити сумою двох лінійно поляризованих хвиль з перпендикулярними площинами поляризації і однаковими інтенсивностями. На рис. 88 це зображено тим, що кількість кружечків та кількість подвійних стрілок у падаючій природній хвилі однакова. Направимо природне світло на межу. Що стосується інтенсивностей відбитої та заломленої

хвиль, то для цих складових світла вони однаковими вже не будуть. В результаті відбите світло і заломлене світло стають частково поляризованим.

Напрямки переважної часткової поляризації відбитого та заломленого променів будуть різними. Відбите світло набуває часткової поляризації у площині, що є перпендикулярною до площини падіння світла, тому при зображенні відбитої хвилі на рис. 88 кількість кружечків більша за кількість подвійних стрілок. Навпаки, заломлене світло стає частково поляризованим у площині, яка співпадає з площиною падіння світла, тому при зображенні заломленої хвилі на рис. 88 кількість подвійних стрілок перевищує кількість кружечків.

Ступінь такої часткової поляризації відбитого та заломленого світла залежить від кута падіння. Зокрема, коли відбитий промінь є перпендикулярним до заломленого, то він буде мати лінійну поляризацію з коефіцієнтом поляризації  $p_{пол} = 1$ . Явище набуття повної лінійної поляризації, коли  $p_{пол} = 1$ , для відбитого природного світла називають *законом Брюстера*.

На рис. 88 кут між відбитим та заломленим променем позначений буквою  $\delta$ . Іншою мовою, закон Брюстера має місце, коли  $\delta = \frac{\pi}{2}$ .

З рис. 88 легко бачити, що сума кутів падіння  $\alpha$ , заломлення  $\gamma$  та  $\delta$  дорівнює величині  $\pi$ . Звідси негайно знаходимо, що при  $\delta = \frac{\pi}{2}$ , сума кутів падіння та заломлення також фіксована:  $\alpha + \gamma = \frac{\pi}{2}$ .

Врахуємо тепер, що кути  $\alpha$  та  $\gamma$  задовольняють закону заломлення, а саме:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1}.$$

У підсумку, приходимо до результату, згідно з яким закон Брюстера виконується для кута падіння, що визначається формулою:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1},$$

де кут  $\alpha_B$  називають *кутом Брюстера*. Використовуючи закон Брюстера, можна досить просто перетворювати природне світло у плоско поляризоване, чим користуються при створенні ряду оптичних приладів.

### 5.5.3. Проходження світла через анізотропні речовини: подвійне променезаломлення



Суть явища *подвійного променезаломлення* полягає у роздвоєнні (або розбитті) променя, що пройшов через анізотропне середовище, на два окремі промені. Покажемо, що подвійне променезаломлення є наслідком залежності показника заломлення від поляризації світла та від напрямку його розповсюдження відносно осі анізотропії середовища.

На рис. 89 демонструється, як внаслідок явища подвійного променезаломлення неполяризоване світло при нормальному падінні на прозору пластинку (після проходження неї) розбивається на два окремі промені. Один, що на рис. 89 позначений *зв*, називають *звичайним*. Перебуваючи в середовищі він не змінює напрямку свого поширення, другий промінь, який позначено *незв*, називають *незвичайним*. У середовищі він змінює напрямок свого поширення відносно падаючого, і для нього не виконується закон заломлення.

На рис. 89 вісь анізотропії середовища позначено *OZ*. Вона задає напрямок, вздовж якого оптичні властивості середовища відрізняються від властивостей у напрямку, що перпендикулярний до неї.

На рис. 89 вісь анізотропії *OZ* лежить в одній площині з падаючим променем. Таку площину називають *головною площиною* середовища.

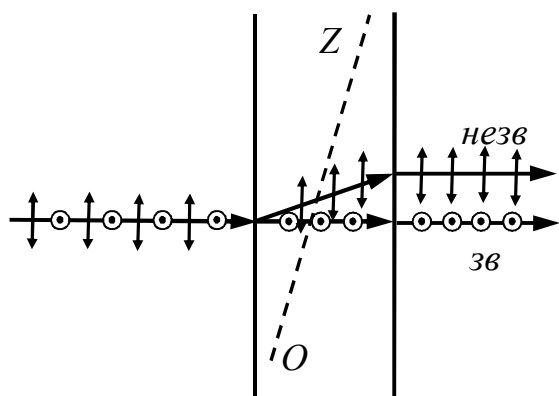


Рис. 89

Коли падаюче світло неполяризоване, то його можна представити сумою двох лінійно поляризованих променів з взаємно перпендикулярними площинами поляризації. У звичайного променя вектор напруженості електричного поля є перпендикулярним до головної площини середовища, а у незвичайного променя –

лежить у головній площині. Очевидно, що по відношенню до осі анізотропії такі промені не є еквівалентними. Саме ця нееквівалентність і призводить до явища подвійного променезаломлення, яке має місце навіть при перпендикулярному падінні світла на пластину (але за умови відповідного напрямку осі анізотропії).

Якщо світло поширюється вздовж осі анізотропії, то явища подвійного променезаломлення не виникає, бо у такому випадку обидві поляризації світла повністю еквівалентні відносно цієї осі.

Розрізнити звичайний та незвичайний промені можна за допомогою поляризатора, який розміщують на шляху світла після проходження ним пластини. Коли вісь поляризатора паралельна головній оптичній осі, то через

поляризатор пройде тільки незвичайний промінь. Коли ж вісь поляризатора перпендикулярна до головної площини, то через нього пройде лише звичайний промінь. З рис. 89 видно, що після проходження пластинки незвичайний промінь буде також просторово зсунутим відносно звичайного. Коли повертати вісь поляризатора, то на екрані спостерігатиметься перетворення зображення, що відповідає звичайному променю до зображення, що відповідає незвичайному променю.

Для звичайного променя показник заломлення  $n_{зв} = \frac{c}{v_{зв}}$  не залежить від

напрямку поширення світла, де  $v_{зв}$  – швидкість поширення звичайного променя у середовищі. Показник же заломлення незвичайного променя

$n_{незв} = \frac{c}{v_{незв}}$ , де  $v_{незв}$  – швидкість в середовищі незвичайної хвилі, залежить від

напрямку поширення світла. При поширенні світла вздовж осі анізотропії показники заломлення та швидкості поширення обох хвиль будуть однаковими. Різниця між величинами цих параметрів зростає по мірі відхилення напрямку поширення світла від осі анізотропії. Знак різниці може бути як додатним, так і від’ємним, що є особливістю речовини середовища.

Явище подвійного променезаломлення може провокуватись і в ізотропних середовищах, але для цього на них треба подіяти зовнішніми полями, що понижують вихідну симетрію середовища і призводять до утворення в ньому виділеного напрямку з відповідною віссю анізотропії. Пониження симетрії можна, наприклад, досягти при осьовому (вздовж будь-якої осі, що не паралельна напрямку поширення світла) стиску оптично ізотропної речовини. При стиску вздовж осі, що перпендикулярна до напрямку поширення світла, різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів пропорційна величині прикладеного напруження і визначається за формулою

$$n_{зв} - n_{незв} = k\sigma,$$

де  $k$  – коефіцієнт пропорційності, а  $\sigma$  – величина напруження.

Якщо, з іншого боку, ізотропне середовище розмістити в електростатичному полі, вектор напруженості якого перпендикулярний до напрямку поширення хвилі, то також буде спостерігатися явище подвійного променезаломлення – *ефект Керра*. Різниця показників звичайного та незвичайного променів при ефекті Керра визначається за формулою

$$n_{зв} - n_{незв} = B\lambda E_{ст}^2,$$

де  $B$  – *постійна* Керра, величина якої залежить, звичайно, від роду речовини,  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого на пластинку світла,  $E_{cm}$  – величина вектора напруженості електростатичного поля.

При розміщенні ізотропної речовини у стаціонарному магнітному полі також буде спостерігатися явище подвійного променезаломлення – ефект *Коттона-Муттона*, при якому різниця показників заломлення визначається за формулою

$$n_{зв} - n_{незв} = C\lambda H_{cm}^2,$$

де  $C$  – *постійна* Коттона-Муттона, величина якої також залежить від роду речовини,  $\lambda$  – довжина хвилі,  $H_{cm}$  – величина вектора напруженості стаціонарного магнітного поля.

З фізичної точки зору важливо, що промені звичайного та незвичайного світла по-різному поглинаються середовищем. Таке явище називають *дихроїзмом*. Поглинання при цьому залежить від довжини хвилі, тому інколи виникає враження, що колір кристалів залежить від їх товщини.

Так, в кристалі турмаліну має місце сильне поглинання звичайного променя, а поглинання незвичайного променя при його поширенні в турмаліні незначне. Подібні речовини зручно використовувати у якості поляризаторів світла. Треба тільки правильно підібрати товщину кристалу. Наприклад, в кристалі турмаліну при проходженні відстані  $\approx 1$  мм звичайний промінь буде повністю поглинутий. Тому при опроміненні природним світлом кристалу турмаліну приблизно такої товщини воно перетворюється на лінійно поляризоване світло незвичайних хвиль, які пройдуть через кристал майже без поглинання. Вісь такого поляризатора співпадає з головною оптичною віссю.

На завершення також зауважимо, що існують такі речовини, при проходженні через які лінійно поляризованого світла відбувається поворот площини його поляризації. Відповідні речовини називаються *оптично активними*. До них відносяться, наприклад, розчини цукру чи кристали кварцу. Поворот площини поляризації може відбуватися як за годинниковою стрілкою, так і проти її ходу. Кут повороту при цьому визначається самою речовиною, довжиною хвилі та відстанню, яку світло проходить в оптично активному середовищі.