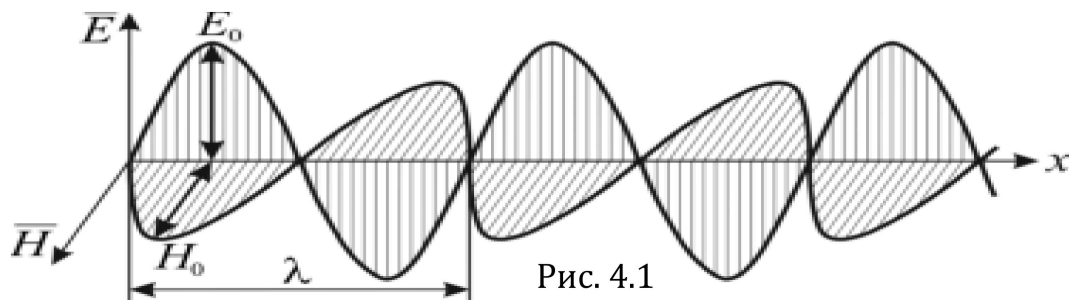


## Лекція 12. Поляризоване і неполяризоване світло. Поляризатори і аналізатори. Закон Малюса. Поляризація при відбиванні від діелектриків. Кут Брюстера

Електромагнітні хвилі, а отже, і світлові, є поперечними хвилями, тобто вектори напруженості електричного і магнітного полів хвилі спрямовані перпендикулярно до напрямку її поширення. На рис. 4.1 наведена схема поширення у напрямі осі  $x$  плоскої електромагнітної хвилі. Якщо напрями коливань електричного і магнітного полів у хвилі зберігаються незмінними, то така електромагнітна (світлова) хвиля називається *поляризованою хвилею*, або, точніше, *лінійно поляризованою хвилею*. Відповідно, світловий пучок (або світловий промінь) називається *лінійно поляризованим*. У цьому випадку застосовується термін *поляризоване світло*.



Якщо ж електричне і магнітне поля хвиль безладно змінюють свій напрям у просторі, як це має місце у більшості природних джерел світла, то таке світло називають *неполяризованим*, або, інакше, *природним світлом*.

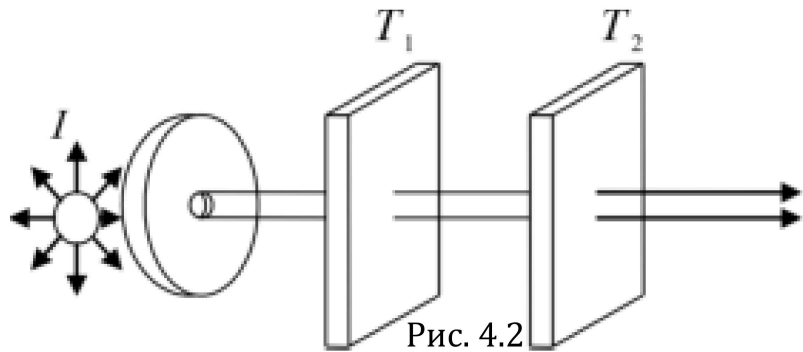
Будь-яку площину, паралельну напрямку коливань вектора напруженості електричного поля і напрямку розповсюдження світла, ми називатимемо *площиною поляризації*. У старих підручниках і статтях площина поляризації вибиралася інакше – *паралельно магнітному полю світлової хвилі*. Насправді поляризація світла виявляється як залежність його властивостей від орієнтації світлових променів відносно середовищ, що відбивають або заломлюють світло. Розглянемо простий дослід, що ілюструє явище поляризації світла при проходженні його через пластинки кристала турмаліну. Для цієї мети беруть дві пластинки турмаліну, які вирізані так, щоб одне їх ребро було *паралельне* так званій *оптичній осі кристала* (докладніше про це буд

е сказано при вивченні оптичних властивостей кристалів).

Якщо на шляху променя світла, що йде від звичайного джерела,

$I$  (лампа розжарювання), поставити одну пластинку турмаліну  $T_1$ , то пластинка виявляється прозорою для променя світла (рис. 4.2).

Вона здійснює лише деяке ослаблення світла. Якщо обертати її навколо променя світла, то якої-небудь зміни в інтенсивності світла не виявляється. Поставимо тепер на шляху світла другу турмалінову пластинку  $T_1$  так, щоб осі обох пластинок були паралельні (рис. 4.2). В цьому випадку обидві пластинки виявляються знову про-



зорими для променя світла і в сумі ослаблюють його так само, як одна пластинка, що має товщину, що дорівнює сумарній товщині двох пластинок. Якщо ж тепер обертати другу пластинку навколо променя світла, то можна відмітити поступове ослаблення променя світла, що пройшло через обидві пластинки. При орієнтації обох пластинок так, щоб їх осі були перпендикулярні, пластинки практично зовсім не пропускають світла (рис. 4.3). Цей дослід показує, що світло, яке йде від природного джерела, і світло, що пройшло через пластинку турмаліну, відрізняються за своїми властивостями.

Кристали турмаліну мають здатність добре пропускати тільки такі світлові хвилі, у яких напрям вектора напруженості електричного поля співпадає з оптичною віссю кристала, і, навпаки, сильно поглинають ті світлові хвилі, у яких вектор електричної напруженості перпендикулярний оптичній осі. Тому крізь пластинку турмаліну проходять тільки ті промені світла, в яких електричні коливання здійснюються тільки в одному напрямі, паралельному оптичній осі кристалічної пластинки.

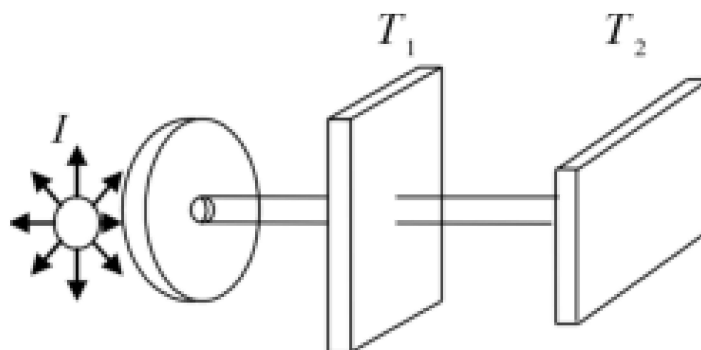


Рис. 4.3

В даному випадку перша пластинка турмаліну буде поляризатором, а друга – аналізатором. За допомогою першої пластинки турмаліну ми одержали поляризоване світло, а за допомогою другої встановили, що воно поляризоване. Поляризація світла спостерігається не тільки при проходженні його через кристалічні пластинки, але й у ряді інших випадків, наприклад, при відбиванні та заломленні світла, при випромінюванні в магнітному полі і т.д. Всі ці явища будуть розглянуті у відповідних розділах.

Явища проходження світла через турмалінову пластинку можна пояснити на механічній моделі. Якщо пропустити мотузку через решітки з паралельно розташованими щілинами і збудити в мотузку хвилю, то вона пройдёт через решітки, коли коливання здійснюються уздовж щілин і, навпаки, коливання гаситимуться решітками, якщо вони здійснюються перпендикулярно щілинам. Хвиля, що поширюється по мотузку, поперечна і лінійно поляризована у вертикальній площині. Решітки із щілинами відіграють роль кристалічної пластинки.

При горизонтальному розташуванні щілин крізь решітки пройде лише хвиля, поляризована в горизонтальній площині. Напрямок щілин у механічній моделі аналогічний напрямку оптичних осей у кристалах.

**Закон Малюса.** Закон сформульований в 1810 році. Якщо природне світло проходить скрізь два поляризуючих прилади (поляризатор і аналізатор), головні площини яких створюють між собою кут  $\varphi$ , то інтенсивність світла, який пропущено такою системою, буде пропорційна  $\cos^2\varphi$ .

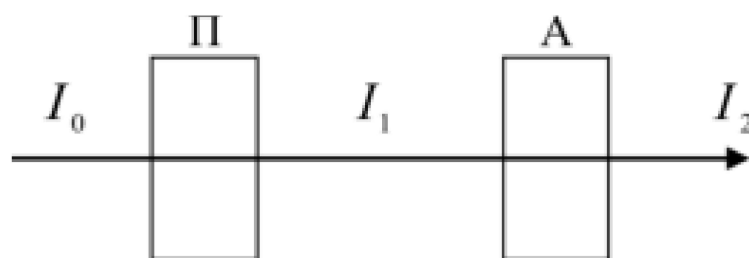


Рис. 4.9

## Закон Малюса

$$I_1 = \frac{I_0}{2}, \quad (4.2)$$

тобто

$$I_2 = \frac{I_0}{2} \cdot \cos^2 \varphi. \quad (4.3)$$

**Поляризація світла при відбиванні й заломленні на межі двох діелектриків. Закон Брюстера.** Якщо спрямувати пучок природного світла на межу поділу двох діелектриків (наприклад, повітря скло), то частина світла відбивається, а частина, заломлюючись, поширюється в другому середовищі. Розташовуючи аналізатор (наприклад, кристал турмаліну) на шляху відбитого або заломленого променів, можна досліджувати поляризацію відбитого та заломленого променів (рис. 4.4). Таке дослідження було проведене в 1810 р. Е. Малюсом. Виявилось, що в загальному випадку відбитий і заломлений промені поляризовані частково, тобто електричні (і магнітні) вектори коливань цих променів, залишаючись у площині, перпендикулярній напрямку поширення, здійснюють коливання переважно в одному напрямі. При деякому строго визначеному для даної пари середовищ значенні кута падіння відбите від межі поділу світло виявляється повністю лінійно-поляризованим. Такий кут падіння називається кутом Брюстера ( $\varphi_B$ ), або кутом повної поляризації, і визначається згідно з законом, встановленим у 1815 р. Д. Брюстером:

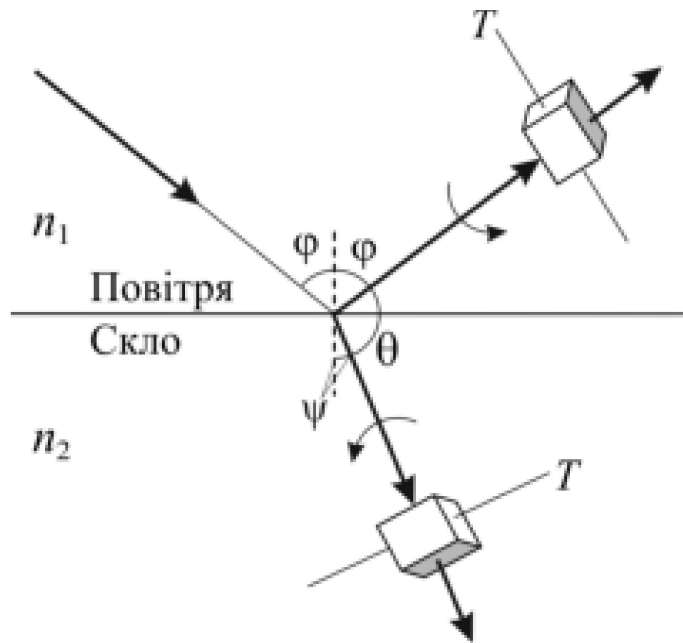


Рис. 4.4

$$\operatorname{tg} \varphi_B = n_{21}, \quad (4.1)$$

де  $n_{21}$  – показник заломлення другого середовища по відношенню до першого.

Для скла з показником заломлення  $n = 1,53$  кут Брюстера складає біля  $57^\circ$ . Якщо на шляху первинно відбитого променя помістити другу пластинку зі скла так, щоб промінь на неї падав під тим же кутом Брюстера, і перпендикулярна площині падіння компонента для першої пластинки стала паралельна площині падіння для другої (таке положення прийнято називати схрещеним), то інтенсивність відбитого від другої поверхні світла буде дорівнювати нулеві. Якщо повернути друге скло на  $90^\circ$  навколо осі падаючого на нього світла, то інтенсивність відбитого променя буде максимальною. Отже, сукупності таких двох відбиваючих поверхонь поведуться подібно до двох кристалів турмаліну.

При падінні світла на межу поділу двох діелектриків під кутом, що задовольняє закону Брюстера, заломлений промінь поляризується максимально, але не повністю. Для скла з показником заломлення  $n = 1,53$  процент поляризації при падінні світла під кутом Брюстера складає близько 15%. Примушуючи промінь неодноразово заломлюватися, за умови падіння кожний раз на межу поділу під кутом Брюстера можна збільшити ступінь поляризації. Достатньо заломлення на 8–10 накладених одна на одну скляних пластинок, щоб світло, що вийшло з такої системи, стало практично повністю поляризованим. Таку сукупність пластинок називають стопою Столетова. Залежно від необхідності досліджувати в тій або іншій спектральній області вибирається відповідний матеріал стопи. Так, якщо у видимій області матеріалом стопи може бути звичайне скло, то в інфрачервоній – селен або хлористе срібло.

Все зазначене має місце для середовищ із ізотропними молекулами. Нестроге дотримання закону Брюстера частково можна пояснити, мабуть, неізотропністю молекул, що часто має місце в багатьох реальних випадках. Ці висновки підтвер-

джуються формулами Френеля, з яких витікає, зокрема, закон Брюстера.

Як впливає з формул Френеля, при падінні світла на межу двох прозорих середовищ під кутом Брюстера відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні. У цьому легко переконатися також при сумісному розгляді закону заломлення і закону Брюстера.

$$\text{Закон заломлення світла } \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = n_{21}.$$

$$\text{Закон Брюстера } \operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} = n_{21}.$$

Тобто (див. рис. 4.4)

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \rightarrow \sin \psi = \cos \varphi \rightarrow \psi + \varphi = 90^\circ \rightarrow \theta = 90^\circ.$$

**Пояснення закону Брюстера.** Пояснимо тепер суть закону Брюстера. Відбивання і заломлення променів є результатом взаємодії падаючого променя з середовищем. Падаюча світлова хвиля порушує в середовищі коливання електронів, які стають джерелом вторинних хвиль. Ці хвилі, інтерферуючи між собою, дають відбиті і заломлені хвилі. Можна замінити коливання електричного вектора в падаючому природному світлі сукупністю двох взаємно перпендикулярних складових (рис. 4.5), одна з яких лежить у площині падіння, ( $E_{02}$ ) інша ( $E_{01}$ ) – перпендикулярна до неї. Складова  $\overline{E}_{01}$  на рисунку «зображена» точкою.

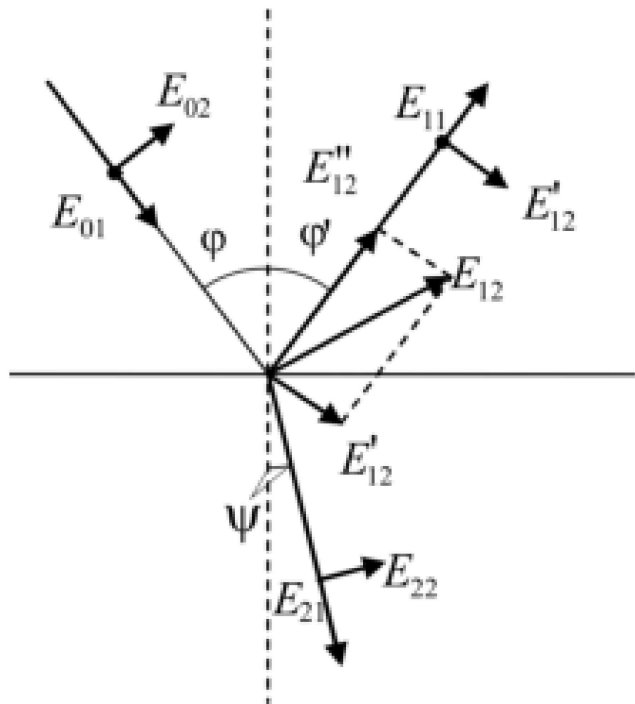


Рис. 4.5

Виходячи з напрямку складових  $\overline{E}_{01}$  і  $\overline{E}_{02}$  падаючої хвилі, можна визначити напрями відповідних складових заломленої і відбитої хвиль. Оскільки складова електричного вектора, перпендикулярна площині падіння, рівноправна в падаючій, заломленій і відбитій хвилях, то подібні коливання з рівною ймовірністю можуть відбуватися як у заломленому ( $\overline{E}_{21}$ ), так і у відбитому ( $\overline{E}_{11}$ ) променях. Що стосується складової електричного вектора, еквівалентної вектору  $\overline{E}_{02}$ , то вона в заломленій хвилі буде направлена по  $\overline{E}_{22}$  і не стане паралельною  $\overline{E}_{02}$ . У цьому легко переконатися, якщо звернути увагу на відмінність кутів падіння ( $\varphi$ ) і заломлення ( $\psi$ ) та на поперечність електромагнітної хвилі (заломленого світла в даному випадку). Отже, шукана друга складова електричного вектора в заломленому промені ( $\overline{E}_{22}$ ), яка розташована в площині падіння, повинна бути направлена перпендикулярно заломленому променю. Щоб знайти другу складову електричного вектора у відбитому світлі, яка розташована в площині падіння, розкладемо  $\overline{E}_{12}$  в тій же площині (у площині падіння) на дві складові, які направлені уздовж відбитого променя ( $\overline{E}_{12}''$ ) і перпендикулярно до нього ( $\overline{E}_{12}'$ ). Зважаючи на поперечність світлових хвиль, у відбитому світлі може бути присутньою тільки одна складова вектора  $\overline{E}_{12}$ , яка направлена перпендикулярно променю (коливання  $\overline{E}_{12}'$ ). Це означає, що у відбитому світлі взаємно перпендикулярні складові електричного вектора  $\overline{E}_{11}$  і  $\overline{E}_{12}'$  не рівнозначні – переважний напрям коливання співпадає з  $\overline{E}_{11}$ . Отже, відбите світло частково поляризоване, причому переважний напрям коливання ( $\overline{E}_{11}$ ) буде перпендикулярний площині падіння. Якщо падаючий промінь спрямувати під таким кутом на межу поділу, щоб відбитий і заломлений промені склали кут, що дорівнює  $90^\circ$ , тобто так, щоб відбитий промінь поширювався уздовж вектора  $\overline{E}_{12}$ , перпендикулярного

напряму поширення заломленого променя, то очевидно, що коливання у відбитому світлі відбуватимуться тільки по  $\overline{E}_{11}$ : відбитий промінь у цьому випадку буде повністю лінійно-поляризованим, і коливання відбуватимуться перпендикулярно до площини падіння, що і потрібно було пояснити.

**Визначення напрямку коливань електричного вектора у відбитому та заломленому світлі.** Використовуючи дослід Вінера із стоячими хвилями, можна визначити напрям коливань електричного вектора в поляризованому світлі. Суть дослідів полягає в тому, що на дзеркальну поверхню наноситься товстий шар фотоемульсії, який є фотопластиною з дзеркальним підшаруванням. Лінійно-поляризоване світло прямує на поверхню цієї фотопластини під кутом в  $45^\circ$ . Залежно від напрямку коливань електричного вектора можуть спостерігатися два випадки:

- 1) при коливаннях електричного вектора в падаючому світлі перпендикулярно до площини падіння виникнуть стоячі хвилі з просторовим розподілом вузлів і пучностей і з відповідним розподілом срібла, що виділилося;
- 2) при коливаннях електричного вектора в площині падіння шаруватого виділення срібла усередині фотопластини не спостерігається.

В обох випадках відбите і падаюче випромінювання взаємно-когерентні. Проте в першому випадку при відбиванні світла електричний вектор зберігає незмінним свій напрям, внаслідок чого виникає відповідна інтерференційна картина, що отримується в результаті складання падаючої і відбитої хвиль із подальшим виділенням срібла у відповідних ділянках товщі фотоемульсії. У другому випадку електричний вектор відбитого світла повертається на  $90^\circ$  разом із фронтом хвилі. Тоді внаслідок того, що електричні вектори в падаючій і відбитій хвилях взаємно перпендикулярні, інтерференція між ними неможлива, незважаючи на їх когерентність, і, отже, шаруватого виділення срібла не спостерігається.



Таким чином, направляючи поляризоване світло на товстий шар фотоемульсії з дзеркальною підкладкою і аналізуючи після проявлення фотопластини картину розподілу вузлів і пучностей або ж їх відсутність, можна визначити напрям коливань електричного вектора.

Ці досліді дозволили визначити напрям коливання електричного вектора для різних конкретних випадків поляризації світла. Було встановлено, що у разі поляризації кристалом турмаліну електричний вектор направлений паралельно оптичній осі турмаліну. В разі відбивання і заломлення на межі двох діелектриків напрям переважного коливання електричного вектора відповідно співпадає з нормаллю до площини падіння і лежить у площині падіння.