

## ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРООПТИЧНОГО МОДУЛЯТОРА

Мета роботи: ознайомитися з принципом дії та конструкцією електрооптичного модулятора; експериментально дослідити основні характеристики електрооптичного модулятора.

## 2.1. Загальні теоретичні відомості

Під модуляцією розуміється зміна за заданим законом характеристик лазерного випромінювання для одержання інформаційного сигналу з певною часовою залежністю. Модуляція здійснюється зміною показника заломлення оптичного середовища або добротності резонатора, розщепленням або зміщенням робочих рівнів енергії атомів, молекул і т.д. Зміна показника заломлення лежить в основі методів фазової модуляції, яка в залежності від схеми модулятора може бути перетворена в амплітудну, а також в модуляцію за поляризацією і по частоті. Зміна показника заломлення можлива при впливі на речовину електричного, магнітного полів (ефект Фарадея), температури або механічних напруг. Метод зміни добротності резонатора заснований на створенні великої перенаселеності активних частинок на метастабільному рівні активної речовини перекириванням випромінювання світлозатвором. В основі методів модуляції, що використовують принцип розщеплення і зсуву робочих рівнів енергії атомів, молекул і кристалів, лежать ефекти Зеємана і Штарка. Відомо безліч різних фізичних ефектів, які можна застосувати для модуляції лазерного випромінювання. Тим не менш в даний час в модулятори використовують тільки три ефекти: лінійний електрооптичний, магнітооптичний і ефект фотопружності.

За місцем розташування відносно резонатора модулятори лазерного випромінювання (МЛВ) поділяються на два класи: позарезонаторні (зовнішні) і внутрішньорезонаторні (внутрішні). Зовнішні МЛВ модулюють вже сформований лазерний промінь, внутрішні - випромінювання в процесі генерації. Застосування внутрішньої модуляції дає можливість зменшити потужність живлення модулюючого елемента, але має свої недоліки, тому що введення всередину оптичного резонатора яких-небудь елементів обумовлює підвищені вимоги до їх оптичних характеристик.

Зазвичай вибір типу модуляції (амплітудна, фазова, частотна або поляризаційна) визначається видом переданої інформації, глибиною модуляції, потужністю модулюючого сигналу, режимом роботи лазера і т.д. Найбільшого поширення набули амплітудні МЛВ, що пояснюється відносною простотою їх конструкції. Залежно від конкретних завдань, що вирішуються пристроями, в яких використовуються МЛВ, до останніх пред'являються вимоги широкосмуговості, економічності споживаної потужності, лінійності модуляційної характеристики і великого динамічного діапазону. Визначимо деякі характеристики МЛВ.

Глибина модуляції, як правило, пов'язана з амплітудним значенням вихідного сигналу:

$$m_M = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}} \quad (2.1.)$$

Спектр промодульованого оптичного сигналу. Припустимо, що оптичний сигнал, що несе корисну інформацію, є функцією часу  $\varphi(t)$ , модулюється за законом періодичної функції  $m(t)$ , яка уособлена одним з можливих фізичних явищ. Тоді рівняння сигналу на виході модулятора, очевидно, має вигляд  $\varphi_M(t) = \varphi(t) m(t)$

На даний момент в практиці приладобудування великого поширення набули модулятори випромінювання, засновані на лінійному електрооптичному ефекті. Ці модулятори застосовуються в широкому діапазоні частот (від звукових до частот модуляції в десятки гігагерц).

## 2.1.1. Електрооптичний ефект в кристалах

Електрооптичним ефектом називається зміна показника заломлення кристала пропорційно напруженості електричного поля (лінійний ЕОЕ - ефект Поккельса, що виявляється в твердих тілах - кристалах, позбавлених центру симетрії) або пропорційно квадрату напруженості електричного поля (квадратичний ЕОЕ - ефект Керра, що спостерігається в рідинах і газах (нітробензол, сірковуглець) і кристалах групи  $\text{KTaO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{KTa}_x\text{Nb}_{1-x}\text{O}_3 \rightarrow \text{KTN}$ )

Серед матеріалів, що використовуються в якості модулюючих елементів, найбільшого поширення набули одноосьові кристали, що відносяться до кристалографічних класів D2d і Td. До класу D2d відносяться дигідрофосфат амонію  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), калію  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ (KDP) та рубідію  $\text{RbH}_2\text{PO}_4$ , дейтеровані дигідрофосфати калію  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ (DKDP) та рубідію  $\text{RbD}_2\text{PO}_4$ . До класу Td відносяться сфалерит  $\text{ZnS}$ , хлориста мідь  $\text{CuCl}$ , уротропін  $(\text{CH}_2)_6\text{N}_4$ , селенід цинку  $\text{ZnSe}$  арсенід галію  $\text{GaAs}$  фосфід галію  $\text{GaP}$  та ін.

В анізотропному кристалі в загальному випадку поширюються дві плоскі світлові хвилі з різними фазовими і різними за величиною і напрямком променевими швидкостями, площини поляризації яких взаємно перпендикулярні.

Якщо функція  $m(t)$  парна, що на практиці легко реалізувати, вибравши початок відліку в середині процесу зміни функції  $\varphi(t)$ , то розкладання її в ряд Фур'є буде

$$m(t) = m_0 + \sum_{n=1}^{\infty} m_n \cos n\omega_M t$$

Спектр сигналу на виході модулятора

$$F_M = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_M(t) \exp(-j\omega t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \left[ m_0 + \sum_{n=1}^{\infty} m_n \cos n\omega_M t \right] \exp(-j\omega t) dt$$

$$\text{Замінивши } \cos n\omega_M t = \frac{1}{2} [\exp(jn\omega_M t) + \exp(-jn\omega_M t)]$$

отримаємо

$$\begin{aligned} F_M(\omega) &= m_0 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \exp(-j\omega t) dt + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} m_n \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \exp(-j(\omega - n\omega_M)t) dt + \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \exp(-j(\omega + n\omega_M)t) dt \right\} = \\ &= m_0 F(\omega) + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} m_n [F(\omega - n\omega_M) + F(\omega + n\omega_M)] \end{aligned} \quad (2.2)$$

Отже, спектром промодульованого оптичного сигналу є сума спектру сигналу до його модуляції  $F(\omega)$  і сукупності  $n$  гармонік того ж спектру  $F(\omega)$ , взятих з ссувом за частотою на значення  $n\omega_M$ , кратні частоті модуляції.

ККД модуляції. Відношення середньої потужності промодульованого оптичного сигналу до потужності випромінювання до його модуляції - ККД модуляції

$$\eta_M = \frac{P_{AV.M}}{P_{in}} \quad (2.3)$$

Симетрія кристала впливає на форму та орієнтацію оптичної індикатриси. Наприклад, для кубічних кристалів індикатриса є сферою. Всі центральні перетини індикатриси в цьому випадку являють собою окружності, і кристалам не властиве подвійне променезаломлення. Для гекса-, тетра- і тригональних кристалів індикатриса є еліпсоїдом обертання навколо головної осі симетрії. Приймаючи цю вісь за вісь  $Z'$ , рівняння індикатриси можна записати у вигляді

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1.$$

Центральний перетин, перпендикулярний до головної осі, є колом радіусу  $n_0$ . Тому для світла з хвильовою нормаллю, спрямованою уздовж головної осі  $Z'$ , подвійне променезаломлення відсутнє. Головна вісь називається оптичною віссю, а такі кристали одноосьовими. Показники заломлення  $n_0$  і  $n_e$  прийнято називати відповідно звичайними і незвичайними.

Площина, що проходить через оптичну вісь кристала і хвильову нормаль, називається головною площиною  $E$  (рис. 2.1, а). Для звичайної хвилі вектор індукції поля  $\vec{D}$  перпендикулярний до головної площини (паралельний  $OB$ ). Хвиля для якої вектор індукції лежить в головній площині (паралельний  $OA$ ), називається незвичайною. Як видно з рис. 2.1, розмір півосі  $OB$  один і той же при будь-якому напрямку хвильової нормалі. Отже, показник заломлення звичайної хвилі не залежить від напрямку поширення світла в кристалі і дорівнює  $n_0$ . У той же час показник заломлення для незвичайної хвилі залежить від напрямку хвильової нормалі може приймати будь-яке значення між  $n_0$  і  $n_e$ . Одноосьовий кристал при  $n_e - n_0 > 0$  називається позитивним, а при  $n_e - n_0 < 0$  - негативним. Для решти трьох кристалографічних систем (три-, моноклінної та орторомбічної) індикатриса є тривісним еліпсоїдом. Вона має два кругових перетини, і, таким чином, існують два напрямки хвильової нормалі, для яких подвійне променезаломлення відсутнє. Ці напрямки називаються оптичними осями, а кристали двоосними.

Нехай в деякій точці всередині анізотропного середовища розміщене джерело світла. Тоді в будь-якому напрямку  $\vec{\gamma}$  в середовищі поширюються два промені з різними фазовими швидкостями. Користуючись властивостями кристала, можна побудувати хвильову поверхню, до якої до моменту  $t$  дійде світлове поле. Для одноосного кристала це двосмугова поверхня, що складається зі сфери і поверхні обертання, котра називається овалоїд. У разі двосьового кристалу вигляд поверхні значно складніший (показаний на рис. 2.1, б)

Лінійно поляризоване монохроматичне випромінювання, падаючи на кристал, дає початок двом когерентним хвилям, що поширюються з різною швидкістю, котрі набувають після проходження пластини різницю фаз, що залежить від товщини кристала і відмінності в показниках заломлення обох променів. Оскільки коливання в цих хвилях взаємно перпендикулярні, то вони ведуть в загальному випадку до утворення еліптично поляризованого світла. У точках, що відповідають різним різницям ходу, форма і орієнтація еліпсів можуть бити різними, але інтенсивність світла скрізь однакова. Розміщений за кристалом поляризатор (аналізатор) від кожного променя пропускає лише ту складову коливання, яка паралельна головній площині аналізатора. На його виході спостерігається інтерференція двох когерентних хвиль, різниця фаз між якими

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 - n_2) l_1$$

де  $n_1, n_2$  - показники заломлення двох променів;  $l$ -довжина пластинки. Якщо на пластинку падає пучок світла, що розходиться то

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{(n_1 - n_2)}{\cos \theta}$$

де  $\theta$  - кут розходження променя в кристалі.

Геометричне місце точок, що відповідають постійній різниці фаз  $\Phi$ , утворює ізохроматичну поверхню. Для одноосного кристалу вона являє собою (приблизно) гіперболоїд обертання, вісь якого співпадає з оптичною віссю кристала.

Якщо пластинка вирізана перпендикулярно до оптичної осі, то перетин поверхні гіперболоїда площиною пластинки - окружність. Отже, після аналізатора буде спостерігатися коноскопічна картина, що складається з системи темних і світлих концентричних кілець (аналогічних кільцям Ньютона). Однак кільця опиняться розрізаними по двох взаємно перпендикулярним напрямкам, визначеним головною площиною поляризатора і площиною поляризації вхідного променя. У цих напрямках видно темний хрест при схрещених площинах і світлий - при паралельних.

### 2.1.2. Лінійний електрооптичний ефект

Оскільки в кристалі має місце взаємодія атомів, залежність потенційної енергії електронів атома від зсуву їх з положення рівноваги є несиметричною функцією. Тому поляризація, яка виникає через прикладення електричного поля, пов'язана з ним нелінійно, і діелектрична проникність  $\varepsilon$  кристала залежить від поля  $E$  у вигляді ряду

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon' E + \varepsilon'' E^2 + \dots \quad (2.4)$$

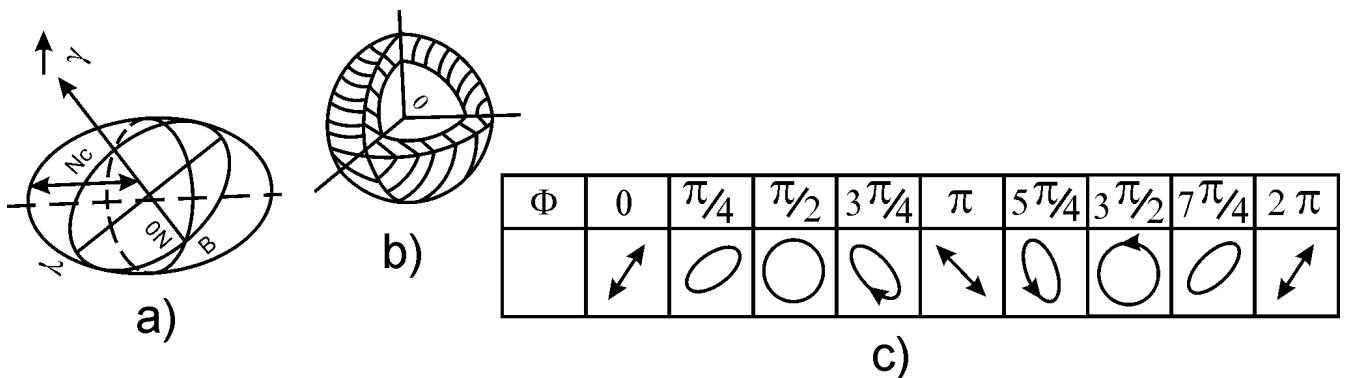


Рис. 2.1

У кристалах з центром симетрії і рідинах зміна знака поля  $E$  не впливає на показник заломлення, тому для них  $\varepsilon' = 0$ , і зміна показника заломлення відносно прикладеного поля буде другого порядку (ефект Керра). За відсутності у кристала центру симетрії показник заломлення залежить від  $E$  лінійно. Це лінійний електрооптичний ефект (ефект Поккельса).

Нехай до кристалу, рівняння еліпсоїда показників якого

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1, \quad (2.5)$$

де  $a_{i0} = \frac{1}{n_i^2}$  (індекс «0» відображає той факт, що на кристал не накладено поле),

прикладається електричне поле. Тоді оптична індикатриса деформується, причому в загальному випадку її головні осі не збігаються з напрямками осей недеформованого еліпсоїда. Тому його слід тепер описувати рівнянням поверхні другого порядку в загальному вигляді

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{23}yz + 2a_{31}xz + 2a_{12}xy = 1, \quad (2.6)$$

Деформація оптичної індикатриси складається із змін розмірів головних осей і поворотів в трьох координатних площинах. Поворот, в площині (100) визначається приростом поляризаційної константи  $a_{23}$ , в площині (010) -  $a_{31}$ , в площині (001) -  $a_{12}$ . Зміна головних осей оптичної індикатриси визначається приростами поляризаційних констант  $\Delta a_{11}$ ,  $\Delta a_{22}$ ,  $\Delta a_{33}$

В силу (2.4) для випадку ефекту Поккельса

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} E_k, \quad (2.7)$$

Оскільки зміни поляризаційних констант, як і самі константи, є компоненти тензора другого рангу, а напруженість електричного поля - вектор, то коефіцієнти пропорційності  $r_{ijk}$ , котрі називаються електрооптичними коефіцієнтами, є компонентами тензора третього рангу. Оскільки тензор другого рангу зміни поляризаційних констант симетричний, тобто  $\Delta a_{ij} = \Delta a_{ji}$  то тензор третього рангу електрооптичних коефіцієнтів також володіє властивостями симетрії:  $\Delta r_{ijk} = \Delta r_{jik}$ . У загальному випадку матриця такого тензора містить вісімнадцять незалежних компонент. Тому прийнятий наступний матричний запис компонент тензора третього рангу:

$$\|r_{ij}\| \quad i=1, 2, \dots, 6; j=1, 2, 3. \quad (2.8.)$$

Тоді деформація оптичної індикатриси (2.5) електричним полем  $E$  буде визначатися наступними залежностями:

$$\begin{aligned} a_{ij} &= a_{ia} = r_{i1}E_x + r_{i2}E_y + r_{i3}E_z; \\ a_{23} &= r_{41}E_x + r_{42}E_y + r_{43}E_z; \\ a_{31} &= r_{51}E_x + r_{52}E_y + r_{53}E_z; \\ a_{12} &= r_{61}E_x + r_{62}E_y + r_{63}E_z \end{aligned} \quad (2.9)$$

Число відмінних від нуля і незалежних компонент  $r_{ik}$  визначається симетрією кристала. Для одноосного кристала ніобіту літій  $\text{LiNbO}_3$ , що належить до кристалографічного класу  $3m$  тригональної сингонії,  $\|r_{ij}\|$  має вигляд

$$\begin{array}{ccc} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{57} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{52} & 0 & 0 \end{array} \quad (2.10)$$

Рівняння оптичної індикатриси для цього випадку

$$\begin{aligned} &(a_{10} - r_{22}E_y + r_{13}E_z)x^2 + (a_{10} - r_{22}E_y + r_{13}E_z)y^2 + (a_{10} - r_{22}E_y + r_{13}E_z)z^2 + \\ &+ 2r_{51}E_y yz + 2r_{51}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Якщо електричне поле спрямоване вздовж оптичної осі кристала ( $E = E_z$ ), то (2.11) приймає вид

$$(a_{10} + r_{13}E)(x^2 + y^2) + (a_{30} + r_{33}E)z^2 = 1, \quad (2.12)$$

тобто в кристалі залишається колишній напрям оптичної осі.

Однак показники заломлення для звичайного і незвичайного променів змінюються по-різному:

$$n'_0 = \frac{1}{\sqrt{a_{10} + r_{13}E}} \approx n_0 - \frac{1}{2}n_0^3r_{13}E; \quad (2.13)$$

$$n'_e = \frac{1}{\sqrt{a_{30} + r_{33}E}} \approx n_e - \frac{1}{2}n_e^3r_{33}E. \quad (2.14)$$

Коли світло поширюється вздовж оптичної осі, то незалежно від поляризації світла фазова затримка, зумовлена напругою  $U = El$ , яка прикладається до кристалу,

$$\Phi' = \frac{\pi}{\lambda}n_0^3r_{13}U. \quad (2.15)$$

Якщо світло поширюється перпендикулярно до оптичної осі, фазові затримки при поляризації світла уздовж осі перпендикулярно до неї відповідно становлять

$$\Phi'_{\parallel} = \frac{\pi}{\lambda}r_{33}n_e^3U \frac{l}{d} \quad (2.16)$$

$$\Phi'_{\perp} = \frac{\pi}{\lambda}r_{13}n_0^3U \frac{l}{d} \quad (2.17)$$

Таким чином, для світла, що поширюється в напрямку прикладеного електричного поля, фазова затримка  $\Phi'$  залежить не від довжини кристалу, а від прикладеної до нього напруги (поздовжній електрооптичний ефект). Значне підвищення напруги (в  $l/d$  раз) можна отримати при поперечному електрооптичному ефекті, коли світло поширюється в напрямку, перпендикулярному до напрямку електричного поля, прикладеного до кристала товщиною  $d$ .

Якщо електричне поле перпендикулярно до оптичної осі кристала ( $E_z = 0$ ), рівняння індикатриси

$$(a_{10} - r_{22}E_y)x^2 + (a_{10} + r_{22}E_y)y^2 + a_{30}z^2 + 2r_{51}E_yzy + 2r_{51}E_xxz - 2r_{22}E_xxy = 1, \quad (2.18)$$

тобто кристал стає двовісним. Якщо світло поширюється вздовж  $Z$ , то перетин оптичної індикатриси площиною, перпендикулярною до осі  $Z$ , є еліпсом:

$$(a_{10} - r_{22}E_y)x^2 + (a_{10} + r_{22}E_y)y^2 - 2r_{22}E_xxy = 1. \quad (2.19)$$

Орієнтація головних осей еліптичного перетину залежить від напрямку прикладеного поля. У головних осях рівняння еліпса (2.19) запишеться у формі

$$(a_{10} + r_{22}E)x^2 + (a_{10} - r_{22}E)y^2 = 1 \quad (2.20)$$

$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ . Отже, показники заломлення для світла, поляризованого в головних напрямках,

$$\begin{aligned} n'_x &= n_0 - 0,5r_{22}n_0^3E; \\ n'_y &= n_0 - 0,5r_{22}n_0^3E. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Після проходження кристалу різниця фаз між променями, поляризованими у головних напрямках,

$$\Phi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n'_x - n'_y) = \frac{2\pi}{\lambda} r_{22} n_0^3 \frac{l}{d} U. \quad (2.22)$$

Варто зазначити, що якщо світло поширюється не точно уздовж оптичної осі кристала, то в (2.22) з'явиться фазовий зсув, обумовлений природною анізотропією кристала).

### 2.1.3. Електрооптичний модулятор світла на кристалі ніобіту літію

Амплітудний електрооптичний модулятор світла складається із фазової комірки, що включає в себе кристал, що розміщується в конденсаторі або в НВЧ-резонаторі, поляризатор, аналізатор і джерело напруги, що модулює. Фазову комірку розташовують між поляризатором П (світло поступає на вхід модулятора, вважається в загальному випадку не поляризованим) і аналізатором А, як показано на рис. 2.2. Надалі передбачається, що в модуляторі світла використовується ніобат літію, в якому світло поширюється в напрямку оптичної осі, що збігається з віссю Y, а електричне поле докладено в напрямку кристалографічної осі, що збігається з віссю Z. Якщо головна площина поляризатора складає кут  $45^\circ$  з площиною XZ, то в кристалі поширюється дві ортогонально поляризовані хвилі однакової інтенсивності. Наявність фазової затримки  $\Phi$  між цими хвилями на виході з кристала, яка визначається виразом (2.22), призводить в загальному випадку до еліптичної поляризації світла на виході з кристалу (див. рис.2, 1, в), і при зміні напруги на кристалі здійснюється модуляція поляризації світла. Причому змінюється лише співвідношення довжин осей еліпса, описуваного світловим вектором, без повороту цих осей.

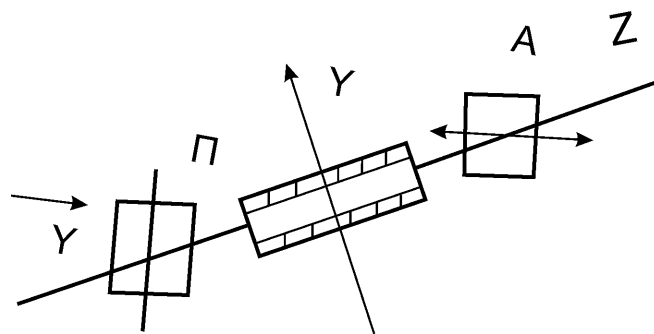


Рис. 2.2

Пропустивши модульоване таким чином світло через аналізатор, отримаємо амплітудно-модульоване світло. Якщо площини поляризації аналізатора і поляризатора взаємно перпендикулярні, то інтенсивність світла на виході модулятора

$$I = I_0 \sin^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) \quad (2.23)$$

де  $I_0$  - інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор.

На рис.2.3, а показана залежність інтенсивності світла на виході модулятора від напруги, прикладеної до кристалу. Напруга, що відповідає значенню називається напівхвильовою:

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda d}{2r_{22}n_0^3l} \quad (2.24)$$

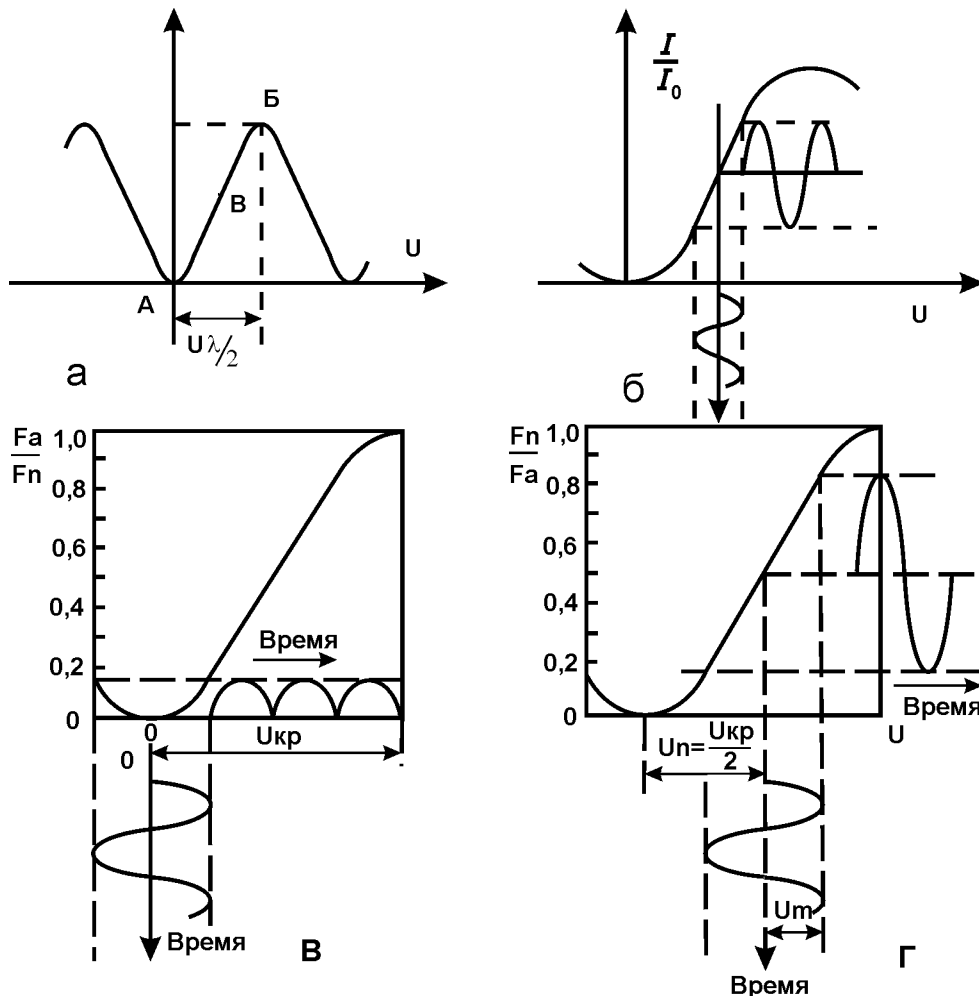


Рис. 2.3

Цю величину часто використовують для опису електрооптичних властивостей кристалів: чим менше  $U_{\lambda/2}$ , тим вище крутизна статистичної модуляційної характеристики електрооптичного модулятора світла (2.23). При зміні початкового зсуву фаз, створюваного, наприклад, постійною напругою, що прикладається до кристалу, крива, зображена на рис.2.3, а, зміщується паралельно осі ординат. Це явище може бути використане для вибору робочої точки як на квадратичній ділянці (точка А чи Б) статичної модуляційної характеристики, так і на лінійній (точка Б).

Якщо на кристал поданий змінний сигнал  $U = U_0 \sin \Omega t$  то різниця фаз  $\Phi$  змінюється в часі за законом  $\Phi = \Phi_0 \sin \Omega t$ , где  $\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{22} \frac{l}{d} U_0$  і інтенсивність світла на виході модулятора

$$I = I_0 \sin^2 \left( \frac{\Phi}{2} \sin \Omega t \right) = \frac{I_0}{2} \left( 1 - J_0(\Phi) - 2 \sum_1^{\infty} \frac{J_{2k}(\Phi)}{\Phi} \cos 2k\Omega t \right) \quad (2.25)$$

де  $J_k(\Phi)$  - функція Бесселя 1-го роду  $k$ -го порядку. За малих  $\Phi$  модуляція синусоїдальна із частотою  $2\Omega$ , причому глибина модуляції світла дорівнює 100%.



Графічна побудова вихідного сигналу за допомогою статичної модуляційної характеристики для робочої точки А на квадратичній ділянці показано на рис. 2.3, а.

Якщо прикласти до кристалу постійне зміщення  $U = 0,5U_{\frac{1}{2}}$  або пропустити світло через чвертьхвильову пластинку, то робота на лінійній ділянці статичної модуляційної характеристики (точка В на рис. 2.3, а) буде відповідати спектральному складу модульованого світла

$$I = I_0 \sin(\Phi \sin \Omega t) = \frac{I_0}{2} + I_0 \sum_1^{\infty} J_{2k+1}(\Phi) \sin(2k+1)\Phi t$$

За малих  $\Phi$  модуляція синусоїдальна і глибина модуляції залежить від амплітуди змінної напруги, що прикладається до кристала (динамічна модуляційна характеристика):

$$m = 2J_1(\Phi)$$

Графічна побудова вихідного сигналу за допомогою статичної характеристики для випадку вибору робочої точки на лінійній ділянці показано на рис. 2.3, б

Гострі резонанси, що виникають на окремих частотах, пояснюються резонансом гармонік вищого порядку основного акустичного резонансу. При напрямку електричного поля вздовж оптичної осі кристала ніобату літію такої частотної залежності не спостерігається.

## 2.2. Обладнання та вимірювальні прилади

1. He-Ne лазер типу ЛГ-52.
2. Електрооптичний модулятор МЛ-3.
3. Механічний модулятор.
4. Генератор сигналів низькочастотний типу ГЗ-56/1.
5. Джерело живлення УІП-2.
6. Кремнієвий фотодіод.
7. Мікроамперметр М95 з шунтом.
8. Осцилограф типу СІ-67.

## 2.3. Опис установки

Установка (рис. 2.4) призначена для дослідження характеристик електрооптичного модулятора МЛ-3 і працює таким чином: промінь лазера 1, поляризований у вертикальній площині, потрапляє на вхід електрооптичного модулятора 2, за допомогою якого здійснюється модуляція інтенсивності променя напругою, що надходить від звукового генератора 4. Напруга постійного зміщення подається на окремий вхід модулятора від джерела живлення 5. Для 100%-ї модуляції випромінювання лазера на шляху променя встановлений механічний модулятор 3. промінь що виходить з електрооптичного модулятора потрапляє на фотодіод 6, який підключають до мікроамперметра 7 при вимірюванні статичної характеристики і до осцилографа 8 при вимірюванні глибини модуляції.

Примітка. На модуляторі МЛ-3 закріплений блок, в якому змонтований ВЧ - генератор, в даній роботі він не використовується.

## 2.4. Порядок виконання роботи

Зняти статичну характеристику електрооптичного модулятора, залежність інтенсивності світла на виході модулятора від напруги, прикладеної до кристалу. Вимірювання провести при трьох різних положеннях аналізатора, орієнтуючи його на максимум, мінімум і на проміжне положення сигналу.

Виміряти максимальну глибину модуляції на одній фіксованій частоті, при якій нелінійні спотворення на екрані осцилографа ще не спостерігаються.

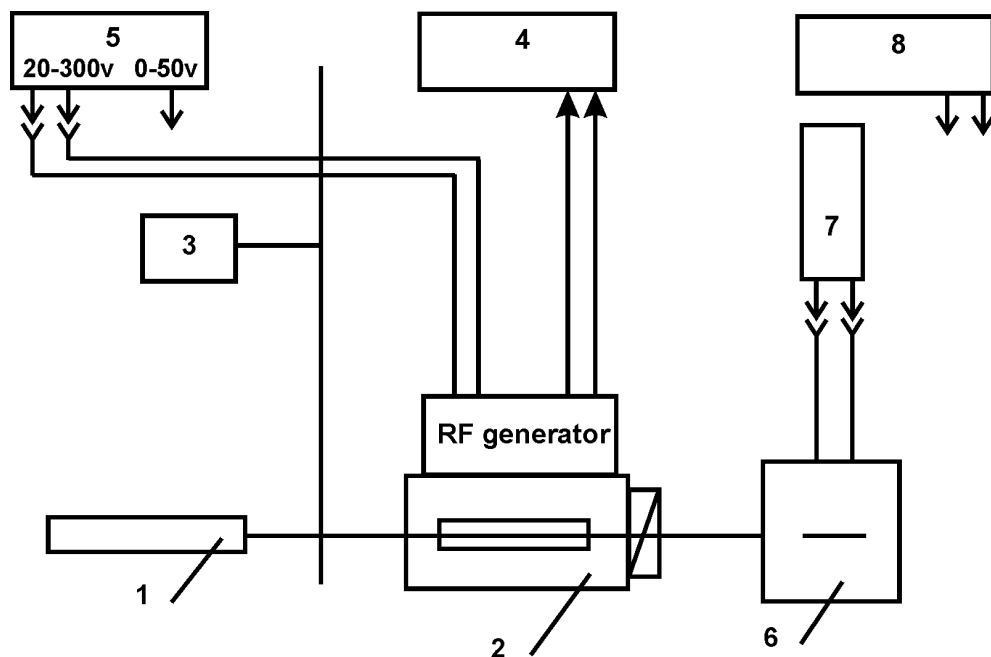


Рис. 2.4

## 2.5. Методика проведення вимірів

За п.2.4.1: а) включити лазер, блок живлення УИП-2, перевести перемикач на мікроамперметрі з положення «Арретир» в положення «Наружный шунт». Диск механічного модулятора при цьому не повинен перекривати промінь лазера;

б) обертаючи аналізатор, розташований праворуч на торці модулятора, встановити мінімальну інтенсивність променя, контролюючи її по струму фотодіода  $I_{ph}$  за допомогою мікроамперметра;

в) змінюючи напругу на вході модулятора в межах  $-50 \dots \dots +270$  В, зняти статичну характеристику, враховуючи, що інтенсивність променя по струму  $I$  прямо пропорційна  $I_{ph}$ . напругу контролювати по вимірювальному приладу блоку УИП-2 (вся шкала відповідає 300 В). Негативні напруги подавати з гнізда  $0 \dots 50$  В,;

г) зняти статичну характеристику при двох інших положеннях аналізатора (див. п.2.4.1).

За п.2.4.2: а) включити осцилограф, НЧ - генератор, перевести перемикач на мікроамперметрі з положення «Наружный шунт» в положення «Арретир», відключити шунт від фотодіода. Сигнал з фотодіода подати на осцилограф, встановивши період розгортки на ньому 2 мс;

б) встановити на НЧ - генераторі частоту  $\sim 1$  кГц, межа шкали вольтметра 30 В, зовнішнє навантаження 5000 Ом;

в) встановити таку максимальну напругу на виході генератора, при якій нелінійні спотворення на екрані осцилографа ще не спостерігаються. Аналізатор підлаштувати по максимуму сигналу. Напругу зсуву встановити такою, щоб сигнал, і спотворення були максимальними;

г) включити механічний модулятор, ручками «Стабильность» і «Уровень» осцилографа засинхронізувати зображення. Підлаштувавши частоту генератора, можна добитися майже повної нерухомості зображення;

д) визначити глибину модуляції за формулою  $M = \frac{a}{b} \cdot 100\%$ , де  $a$  і  $b$  - амплітудні значення сигналу (рис. 2.5), виміряні за допомогою ординатої сітки на екрані осцилографа.

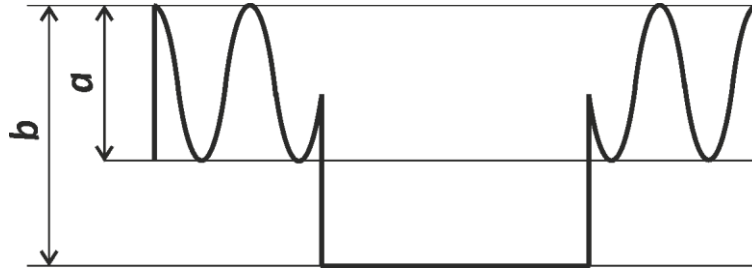


Рис. 2.5

## 2.6. Вміст звіту

1. Мета роботи.
2. Схема стенду та характеристики вимірювальних приладів і пристроїв.
3. Таблиці експериментальних і розрахункових даних.
4. Графіки виміряних характеристик.
5. Висновки по роботі.

### Контрольні питання

1. Що розуміють під модуляцією лазерного випромінювання?
2. Яка прийнята класифікація модулаторів?
3. Основні характеристики модулаторів лазерного випромінювання.
4. Що розуміють під електрооптичним ефектом?
5. Які кристали використовуються для модулаторів?
6. Що являють собою звичайна і незвичайна хвиля?
7. Поясніть квадратичний та лінійний електрооптичний ефекти ефектами Керра і Поккельса.
8. Особливості поздовжнього й поперечного ЕОО модулатора.
9. Робота ЕОО модулатора.
10. Наведіть модуляційну характеристику.
11. Поясніть методику вимірювання характеристик ЕОО модулатора.

### ЛІТЕРАТУРА

Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники. Учебник, 2-Издание. К.: Вища школа, 1988, с.382.