

конденсаторів, що мають оптимальна фігурну форму профілю компаунда в порівнянні з вузлами з серійною заливкою.

За рахунок утворення канавки у шарі компаунда між корпусом та виводом у вузлі захисту від вологи тонкоплівкових конденсаторів вдається в 1,7 - 2,2 рази зменшити абсолютну величину відносних деформацій на зовнішній поверхні корпусу, що викликані дією компаунду. Це свідчить про зменшення величини контактного тиску між компаундом і корпусом, що діє на відривання компаунда від корпусу, тобто наявність канавки дійсно підвищує надійність вузла захисту від вологи тонкоплівкового конденсатора в порівнянні з вузлами з серійною заливкою.

### ЛІТЕРАТУРА

1. Ройзман В.П., Лебідь А.В. "Розробка вузлів захисту від вологи тонкоплівкових та електролітичних конденсаторів" Вісник Національного університету "Львівська політехніка". Комп'ютерні системи проектування. Теорія і практика. № 415. 2001.

2. Ройзман В.П., Лебідь А.В. "Розрахунок контактного тиску, що виникає у вузлах захисту від вологи тонкоплівкових конденсаторів" Вісник Технологічного університету Поділля. Частина 1. Технічні науки. №3. 2001.

УДК 621.317.28

А.В.Рудик, І.В.Барановський

Вінницький державний технічний університет  
т. 8 – 0432 – 44 – 04 – 81

## АКУСТООПТИЧНИЙ МОДУЛЯТОР – ПАРАМЕТРИЧНЕ КОЛО ОПТИЧНОГО ДІАПАЗОНУ

Акустооптика базується на взаємодії звуку зі світлом. Звук, який поширюється в речовині, викликає зміну її густини, що, в свою чергу, спричиняє зміну коефіцієнта заломлення з періодом, рівним довжині хвилі. Світловий промінь дифрагує на цій просторовій періодичній структурі, відхиляючись від попереднього напрямку.

Дифракція, при якій спостерігається лише один дифрагований промінь, називається дифракцією Бреґа. На практиці такий режим виникає, якщо звукове поле має достатньо велику глибину і світловий промінь на своєму шляху перетинає один чи більше періодів зміни коефіцієнта заломлення.

Враховуючи, що частота ультразвуку ( $10^8$  Гц) набагато менша частоти світлової хвилі ( $10^{15}$  Гц), кут  $\theta$  між фронтом звукової хвилі та напрямком світла

$$\sin \theta = \frac{K}{2k} = \frac{\lambda}{2\Lambda}, \quad \theta = \frac{\lambda f}{2V},$$

де  $f = \Omega/2\pi$  – частота звукової хвилі, а її хвильовий вектор має величину  $|K| = \Omega/V$ ;  $V$  – швидкість ультразвуку;  $\lambda$  – довжина хвилі світлового променя;  $\Lambda$  – довжина хвилі ультразвуку;  $|k| = 2\pi/\lambda$  – хвильовий вектор світлового променя.

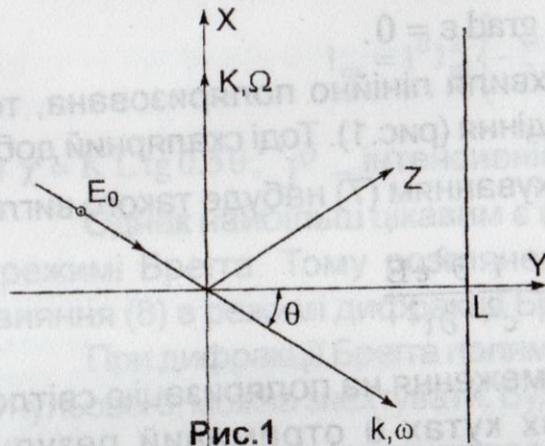
Критерієм, що визначає режим дифракції, є величина

$$Q = \frac{K^2 L}{k} = 2\pi \frac{\lambda L}{\Lambda^2},$$

де  $L$  – глибина звукового поля в напрямку поширення світла.

Якщо  $Q \geq 4\pi$ , то вважають, що дифракція відбувається в режимі Брегга, якщо  $Q \leq 0.3$ , то в режимі Рамана – Ната. Значенням  $0.3 \leq Q \leq 4\pi$  відповідає перехідна область.

Знайдемо напруженість дифрагованого поля для плоскої монохроматичної хвилі, що падає на акустичний стовп кінцевої ширини, використовуючи традиційний метод розв'язання хвильового рівняння у збудженому середовищі. Будемо вважати, що в прозорому ізотропному середовищі вздовж осі  $X$  (рис.1) поширюється біжна акустична хвиля, обмежена розміром  $L$  по осі  $Y$ . Така акустична хвиля викликає періодичну зміну діелектричної проникності середовища



є за законом  $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \sin(\Omega t - KX)$ , де  $\varepsilon_0$  – діелектрична проникність середовища при відсутності акустичного поля;  $\Delta\varepsilon$  – амплітуда змінної складової діелектричної проникності.

Нехай ліворуч на область акустичного поля під кутом  $\theta$  в площині  $XY$  падає плоска світлова хвиля, а кут  $\theta$  відрізняється від кута Брегга  $\theta_B$ . Тоді поширення світлової хвилі в області збудженої акустичним полем діелектричної проникності (області взаємодії) описується рівняннями Максвелла та матеріальними рівняннями. В немагнітному середовищі вони зв'язують між собою вектори напруженості електричного поля  $E$ , магнітного поля  $H$  та електричного зміщення  $D$  та при відсутності струмів і об'ємних зарядів мають такий вигляд [1]:

$$\text{rot } H = \frac{D}{c}; \quad (1)$$

$$\text{rot } E = -\frac{H}{c}; \quad (2)$$

$$\text{div } D = 0; \quad (3)$$

$$\text{div } H = 0; \quad (4)$$

$$D = \varepsilon E, \quad (5)$$

де  $c$  – швидкість світла у вакуумі.

Продиференціюємо рівняння (1) за часом та підставимо до нього співвідношення для  $D$  з (5), а до рівняння (2) використаємо операцію  $\text{rot}$ . Виключивши  $\text{rot } H$  з перетворених таким чином рівнянь (1) та (2), отримаємо

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} E + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon E}{\partial t^2} = 0.$$

Використовуючи відому тотожність  $\operatorname{rot} \operatorname{rot} = \operatorname{grad} \operatorname{div} - \nabla^2$ , перепишемо останнє співвідношення таким чином:

$$\nabla^2 E - \operatorname{grad} \operatorname{div} E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon E}{\partial t^2}. \quad (6)$$

З матеріального рівняння (5) з врахуванням (3) отримаємо

$$\varepsilon \operatorname{div} E + E \operatorname{grad} \varepsilon = 0. \quad (7)$$

Будемо вважати, що світлова хвиля лінійно поляризована, тобто вектор  $E$  перпендикулярний площині падіння (рис. 1). Тоді скалярний добуток  $E \operatorname{grad} \varepsilon = 0$  та співвідношення (6) з врахуванням (7) набуде такого вигляду:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial Y^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon E}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Слід відзначити, що введене обмеження на поляризацію світлової хвилі не є принциповим (при малих кутах  $\theta$  отриманий результат справедливий і при ортогональній поляризації).

Отримане рівняння (8) є хвильовим рівнянням для електричного поля в середовищі з збудженою діелектричною проникністю. Розв'язок такого хвильового рівняння слід шукати у вигляді сукупності плоских хвиль, що поширюються у напрямку дифракційних максимумів, тобто

$$E(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m(Y) e^{j[(\omega + m\Omega)t + (k \sin \theta - mK)X - kY \cos \theta]}, \quad (9)$$

де  $E_m(Y)$  – амплітуда дифракційного максимуму  $m$ -го порядку з частотою  $\omega + m\Omega$ .

Якщо покласти, що амплітуди  $E_m(Y)$  – функції, що повільно змінюються відносно координати таким чином, що другими похідними

$$\frac{\partial^2 E_m(Y)}{\partial Y^2} \quad \text{в співвідношенні (8) можна знехтувати, то з врахуванням } \Omega \ll \omega$$

можна отримати таку систему рівнянь:

$$\frac{dE_m(Y)}{dY} - \frac{\xi}{2} [E_{m+1}(Y) - E_{m-1}(Y)] = -j \frac{mK}{\cos \theta} (\sin \theta - m \sin \theta_B) E_m(Y), \quad (10)$$

$$\text{де } \xi = \frac{k \Delta \varepsilon}{2 \varepsilon_0 \cos \theta}; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Найбільше значення  $\theta$  обмежено розходженням звукової хвилі  $\Lambda/L$ .

Якщо розходження звукової хвилі буде настільки великим, що  $\sin \theta_{\max} \gg m \sin \theta$ , то в рівнянні (10) членом  $m \sin \theta_B$  можна знехтувати.

Таке припущення відповідає значенню параметра  $Q \ll 1$ . В цьому випадку співвідношення (10) можна переписати таким чином:

$$E_m(Y) = E^0 e^{-j \frac{mKY \operatorname{tg} \theta}{2}} J_m \left\{ -\xi \frac{\sin [KY \operatorname{tg} 0.5 \theta]}{K \operatorname{tg} 0.5 \theta} \right\}, \quad (11)$$

де  $J_m$  – функція Бесселя  $m$ -го порядку;  $E^0$  – амплітуда хвилі, що падає.

В цьому випадку для інтенсивності  $I_m$   $m$ -го дифракційного максимуму при  $Y = L$  отримуємо таке співвідношення:

$$I_m = I^0 J_m^2 \left\{ -\xi L \frac{\sin \chi}{\chi} \right\},$$

де  $\chi = KL \operatorname{tg} 0.5 \theta$ ;  $I^0$  – інтенсивність хвилі, що падає.

Однак найбільш цікавим є випадок дифракції плоскої світлової хвилі в режимі Бреґга. Тому розглянемо більш ретельно розв'язок хвильового рівняння (8) в режимі дифракції Бреґга.

При дифракції Бреґга полями всіх дифракційних порядків, крім першого та нульового, можна знехтувати. Будемо вважати, що у збудженому середовищі поширюються тільки дві хвилі: падаюча  $E_0(Y)$  та дифрагована  $E_1(Y)$ .

Розв'язок хвильового рівняння (8) будемо шукати у вигляді (9) для  $m = 0; 1$ . В цьому випадку співвідношення (9) можна переписати як

$$E(t) = E_0(Y) e^{j(\omega t + k \sin \theta X - k \cos \theta Y)} + E_1(Y) e^{j[(\omega + \Omega)t + (k \sin \theta - K)X - k \cos \theta Y]},$$

а система рівнянь (10) зведеться до двох рівнянь:

$$\frac{dE_0(Y)}{dY} = \frac{\xi}{2} E_1(Y), \quad (12)$$

$$\frac{dE_1(Y)}{dY} + j\beta E_1(Y) = -\frac{\xi}{2} E_0(Y), \quad (13)$$

$$\text{де } \beta = \frac{K(\sin \theta - \sin \theta_B)}{\cos \theta}.$$

Рівняння (12) та (13) носять назву рівнянь зв'язаних хвиль. Фізичний зміст їх полягає в тому, що вони визначають залежність між амплітудами падаючої та дифрагованої хвиль при їх поширенні в збудженому середовищі. Рівняння (12) показує, що зміна падаючої хвилі визначається величиною дифрагованої хвилі. З рівняння (13) виходить, що зміна дифрагованого поля залежить як від амплітуди поля падаючої хвилі, так і від амплітуди поля дифрагованої хвилі. Величина  $\beta$  залежить від зміни діелектричної проникності  $\Delta \epsilon$  та визначає степінь зв'язку між хвилями. При відсутності акустичного збудження ( $\Delta \epsilon = 0$ )  $\xi = 0$  та рівняння (12) і (13) стають незалежними.

Система рівнянь зв'язаних хвиль (12) та (13) легко розв'язується при

граничних умовах  $E_1(0) = 0$  та  $E_0(0) = E^0$ , де  $E^0$  – амплітуда хвилі, що падає на область взаємодії. Розв'язок системи відносно  $E_1(Y)$  дає вираз для амплітуди брегівського максимуму

$$E_1(Y) = -E_0 W \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda \cos \theta} \sqrt{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}}{\sqrt{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}} e^{-j \frac{\beta}{2} Y} \quad (14)$$

та для його інтенсивності

$$I_1 = I^0 W^2 \frac{\sin^2 \frac{\pi L}{\Lambda \cos \theta} \sqrt{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}}{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}, \quad (15)$$

де  $W = \frac{\Lambda}{2\lambda} \cdot \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$ .

Як видно з співвідношення (15), інтенсивність дифрагованого світла залежить від зміни діелектричної проникності  $\Delta \epsilon$  та від кута падіння  $\theta$ . Якщо світло падає під кутом Брега  $\theta = \theta_B$ , то для інтенсивності дифрагованого поля отримаємо

$$I_1 = I^0 \sin^2 \left( \frac{\pi n L}{2 \lambda_0 \cos \theta_B} \cdot \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right), \quad (16)$$

де  $\lambda_0$  – довжина світлової хвилі у вакуумі;  $n$  – показник заломлення.

Інтенсивність світла в нульовому максимумі  $I_0$  можна визначити при розв'язанні рівнянь (12) та (13) або з очевидної рівності  $I_0 = I^0 - I_1$ . Фактично  $I_0$  є інтенсивність хвилі, що пройшла через акустооптичний пристрій (дефлектор, модулятор) без зміни напрямку.

Співвідношення (16) показує, що інтенсивність дифрагованого світла  $I_1$  збільшується при збільшенні довжини взаємодії  $L$ , в той час як інтенсивність пройшовшого світла  $I_0$  зменшується. Таким чином, при досягненні деякої довжини хвилі дифрагує все світло, що падає. Починаючи з цього моменту пройшовши та дифрагована хвилі міняються місцями і при подальшому збільшенні  $L$  співвідношення між їх інтенсивностями змінюються в тому самому порядку. Однак слід відзначити, що всі співвідношення, отримані при аналізі брегівського режиму дифракції, справедливі лише для плоскої хвилі, що падає.

Далі встановимо співвідношення між зміною діелектричної проникності  $\Delta \epsilon$  та величиною акустичної потужності  $P_A$ , що призводить до цієї зміни внаслідок ефекту фотопружності.

Для ізотропної речовини, в якій взаємодіють світлова та звукова хвилі

заданої поляризації, а також для ізотропної дифракції в анізотропних середовищах, співвідношення між пружною деформацією, що викликана звуковою хвилею, та зміною діелектричної проникності можна записати таким чином:

$$\Delta\varepsilon = -\varepsilon^2 p S, \quad (17)$$

де  $p$  – фотопружна константа;  $S$  – амплітуда деформації.

Акустична потужність  $P_A$  зв'язана з амплітудою деформації, викликаною звуковою хвилею, таким співвідношенням [2]:

$$P_A = 0.5 \rho V^3 S^2 L H, \quad (18)$$

де  $\rho$  – густина середовища;  $V$  – швидкість звуку;  $H$  – ширина п'єзоперетворювача. Об'єднавши два останні вирази, отримаємо

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = -n^2 p \sqrt{\frac{2 P_A}{\rho V^3 L H}}, \quad (19)$$

а співвідношення для інтенсивності дифрагованого поля запишеться таким чином:

$$I_1 = I^0 \sin^2 \left( \frac{\pi}{\lambda_0 \cos \theta_B} \sqrt{\frac{P_A L}{2 H}} M_2 \right). \quad (20)$$

Величина  $M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho V^3}$  є комбінацією констант для даного матеріалу та

визначає інтенсивність дифрагованого світла незалежно від розмірів п'єзоперетворювача та акустичної потужності і носить назву коефіцієнта акустооптичної якості. Коефіцієнт якості  $M_2$  був введений Смітом та Корпелом і є найважливішою характеристикою акустооптичного матеріалу [3].

Таким чином, показано, що акустооптичний модулятор є параметричним колом оптичного діапазону, тому що діелектрична проникність середовища, в якому поширюється оптичне випромінення, є функцією часу.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Физическая акустика. Принципы и методы/Под ред. У.Мэзона и Р.Терстона. – М.: Мир, 1974. – 482 с.
2. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. – М.: Советское радио, 1978. – 112 с.
3. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985. – 280 с.