

МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ

УДК 548.0:515.511

О.А. Бурий¹, Д.М. Винник², М.В. Кайдан³, А.С. Андрущак³¹Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра напівпровідникової електроніки,²Інститут матеріалів, Науково-виробниче підприємство "Карат",³Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра телекомунікацій

НОВИЙ МЕТОД ОПТИМІЗАЦІЇ ГЕОМЕТРІЇ АКУСТООПТИЧНОЇ ВЗАЄМОДІЇ В КРИСТАЛІЧНИХ МАТЕРІАЛАХ ДОВІЛЬНОГО КЛАСУ СИМЕТРІЇ

© Бурий О.А., Винник Д.М., Кайдан М.В., Андрущак А.С., 2011

O.A. Buryu, D.M. Vynnyk, M.V. Kaidan, A.S. Andrushchak

NEW METHOD OF OPTIMIZATION FOR THE ACOUSTOOPTIC INTERACTION GEOMETRY IN CRYSTALLINE MATERIALS OF ARBITRARY SYMMETRY CLASS

© Buryu O.A., Vynnyk D.M., Kaidan M.V., Andrushchak A.S., 2011

Запропоновано новий метод, який дає змогу провести оптимізацію геометрії акустооптичної взаємодії в кристалічних матеріалах, які є робочими елементами приладів, що працюють у режимі брегівської дифракції. Метод ґрунтується на аналізі екстремальних поверхонь параметра акустооптичної якості M_2 , під час побудови яких для будь-якого напрямку падаючої світлової хвилі із всіх можливих напрямків звукової хвилі, що дозволені законом збереження імпульсу, вибирається такий, який відповідає максимальному значенню параметра M_2 . На прикладі кристалів LiNbO_3 проведено відповідні розрахунки та побудовані екстремальні поверхні параметра M_2 для ізотропної та анізотропної дифракції світлової хвилі довжиною 633 нм на трьох можливих акустичних хвилях частотою 500 МГц. Для кожної поверхні знайдено їхні максимальні значення та відповідні кутові параметри взаємодіючих хвиль. Досліджено також екстремальні поверхні для цих кристалів у діапазоні частоти акустичної хвилі від 10 до 2000 МГц та довжини електромагнітної хвилі від 488 до 1064 нм. Показано, що для кристалів LiNbO_3 і вказаних умов найбільше значення параметра акустооптичної якості дорівнює $18 \times 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ при частоті 800 МГц для випадку анізотропної дифракції на повільній квазіпоперечній акустичній хвилі.

Ключові слова: просторова анізотропія, пружнооптичний ефект, ніобат літію, акустооптичні модулятори.

The new method for optimization of the acoustooptic interaction geometry is proposed for the crystalline materials used in devices functioning in Bragg diffraction regime. The method is based on the analysis of the the extremal surfaces. These surfaces are obtained by optimization procedure consisted in the determination of such an acoustic wave propagation

direction that maximizing the acousto-optical figure of merit M_2 for each direction of the incident electromagnetic wave. For example the extremal surfaces of M_2 are built for LiNbO₃ crystals for isotropic and anisotropic diffractions of light (633 nm) on three possible acoustic waves with frequency of 500 MHz. The maximal values of M_2 and the corresponding angle parameters of the interacted waves are determined for all extremal surfaces. The extremal surfaces for these crystals are also investigated for acoustic wave frequencies from 10 to 2000 MHz and for electromagnetic wavelengths from 488 to 1064 nm. It is shown that the highest value of the acousto-optical figure of merit is equal to $18 \times 10^{-15} \text{ c}^3/\text{kg}$ at the frequency of 800 MHz in the case of the anisotropic diffraction on the slow quasi-transversal acoustic wave.

Key words: spatial anisotropy, elasto-optical effect, lithium niobate, acousto-optical modulators.

Вступ

Взаємодія світла з акустичними коливаннями кристалічної решітки широко використовується в різноманітних пристроях керування світловим потоком та в системах оброблення інформації. Під час розроблення відповідних акустооптичних приладів – модуляторів, дефлекторів, перетворювачів, фільтрів тощо головним завданням є підвищення їхньої ефективності, що вимагає визначення такої геометрії акустооптичної взаємодії, яка забезпечила б максимальне значення параметра акустооптичної якості. Задача оптимізації геометрії акустооптичної взаємодії в загальному випадку розв'язувалася лише для достатньо високосиметричних кристалів за допомогою простого перебирання можливих варіантів геометрії взаємодії [1]. Метод, запропонований у [2–4], що ґрунтується на побудові вказівних поверхонь ефективного пружнооптичного коефіцієнта та/або параметра акустооптичної якості, дає змогу зробити пошук оптимальної взаємної орієнтації світлової та акустичної хвиль більш евристичним, проте і він накладає певні обмеження на можливі напрямки взаємодії світлової та звукової хвиль. Крім того, під час розв'язання задачі оптимізації в [1–4] не враховувався закон збереження імпульсу, який повинен виконуватися при акустооптичній взаємодії. У цій роботі запропоновано підхід, що дає змогу розв'язувати таку задачу без перебору варіантів та низки загальноприйнятих наближень, а також із урахуванням закону збереження імпульсу. У роботі метод визначення оптимальної геометрії взаємодії розглядається на прикладі відомого акустооптичного кристала LiNbO₃, для якого автори статті експериментально на тих самих зразках вимірювали всі існуючі компоненти тензорів пружного, п'єзоелектричного, п'єзо- та пружнооптичного ефектів [5]. Це виключає можливі похибки, зв'язані з неоднорідністю та особливостями росту кристалів LiNbO₃ в різних лабораторіях, що приводить до істотно різних експериментальних результатів (див. [5]) та гарантує більшу достовірність прикладних розрахунків.

Основні співвідношення

Як відомо, ефективність Брегівської дифракції електромагнітної хвилі на акустичній описується параметром акустооптичної якості M_2 , що визначає відносну інтенсивність дифрагованої електромагнітної хвилі. Загальний вираз для визначення M_2 має вигляд [6]:

$$M_2 = \frac{n_\mu^3 n_\nu^3}{\rho V_q^3} p_{ef}^2 \cos \beta_\mu \cos \beta_\nu \cos \gamma_a, \quad (1)$$

де n_μ , n_ν та β_μ , β_ν – відповідно показники заломлення світла та кути знесення для падаючої (μ) та дифрагованої (ν) електромагнітних хвиль (для кристалів LiNbO₃ можна вважати, що $\cos \beta_\mu \approx \cos \beta_\nu \approx 1$); γ_a – кут знесення акустичної хвилі; ρ – густина середовища, в якому розповсюджується хвиля; V_q – фазова швидкість акустичної хвилі, яка визначається її поляризацією q , ($q = 1, 2$ або 3) та напрямком поширення; p_{ef} – ефективний пружнооптичний коефіцієнт, що визначається як [1, 7]:

$$p_{ef} = \hat{i}_\mu \hat{i}_\nu \hat{p} \hat{a} f_q, \quad (2)$$

де \mathbf{i}_μ , \mathbf{i}_ν – одиничні вектори поляризації падаючої та дифрагрованої хвиль відповідно, знак „~” позначає вектор, записаний в контраваріантному базисі; \mathbf{a} та \mathbf{f}_q – одиничні вектори, спрямовані вздовж напрямку розповсюдження та поляризації акустичної хвилі; \hat{p}' – тензор пружнооптичних коефіцієнтів; $\hat{p}' = \hat{p} + \hat{q}$, \hat{p} – тензор із внутрішньою симетрією $[V^2]^2$, що враховує зміни тензора діелектричної непроникливості середовища через його деформацію; \hat{q} – тензор із симетрією $[V^2]V$, що враховує зміни тензора діелектричної непроникливості через малі локальні повороти. Для кристала ніобата літію ненульовими компонентами тензора $\hat{p} \in [5]$: $p_{11} = p_{22} = -0.021$, $p_{12} = p_{21} = 0.06$, $p_{13} = p_{23} = 0.172$, $p_{14} = -p_{24} = p_{65} = -0.052$, $p_{31} = p_{32} = 0.141$, $p_{33} = 0.118$, $p_{41} = -p_{42} = p_{56} = -0.109$, $p_{44} = p_{55} = 0.121$, $p_{66} = 0.5(p_{11} - p_{12}) = -0.0405$ (на довжині хвилі 633 нм). Для тензора \hat{q} ненульові компоненти, згідно із [8], дорівнюють:

$$q_{23[23]} = q_{32[23]} = -q_{23[32]} = -q_{32[32]} = q_{13[13]} = q_{31[13]} = -q_{13[31]} = -q_{31[31]} = -0.5(n_o^{-2} - n_e^{-2}). \quad (3)$$

Тут n_o , n_e – головні показники заломлення звичайної та незвичайної хвиль. Для кристала LiNbO_3 на довжині хвилі 633 нм: $n_o = 2.2865$, $n_e = 2.2034$ [5], а отже $q_{23[23]} = 7.35 \cdot 10^{-3}$.

При заданій нормалі до хвильового фронту \mathbf{i}_o вектори поляризації \mathbf{i}_μ та \mathbf{i}_ν можуть бути визначені з рівняння [1]:

$$\hat{\eta} \mathbf{i}_\omega - \left(\mathbf{i}_\omega \hat{\eta} \mathbf{i}_\omega \right) \mathbf{i}_\omega = n_\omega^{-2} \mathbf{i}_\omega, \quad (4)$$

де індекс $\omega \equiv \mu$ або ν , $\hat{\eta}$ – тензор діелектричної непроникності, n_ω – показник заломлення світла, який за відомого \mathbf{i}_ω може бути розрахований як [1]:

$$n_\omega = \left(\mathbf{i}_\omega \hat{\eta} \mathbf{i}_\omega \right)^{-0.5}. \quad (5)$$

Одиничний вектор поляризації акустичної хвилі \mathbf{f}_q для кожного напрямку її хвильової нормалі \mathbf{a} визначається з рівняння Крістоффеля [9]:

$$\left[\mathbf{a} \hat{c} \mathbf{a} + \frac{(\mathbf{a} \hat{e} \mathbf{a})(\mathbf{a} \hat{e} \mathbf{a})}{\varepsilon_0 \mathbf{a} \hat{\varepsilon} \mathbf{a}} \right] \mathbf{f}_q = \rho V_q^2 \mathbf{f}_q. \quad (6)$$

Другий доданок в лівій частині рівняння (6) не дорівнює нулю лише для п'єзоелектричних кристалів, зокрема, LiNbO_3 . У (6) ε_0 – електрична постійна, \hat{c} , \hat{e} , $\hat{\varepsilon}$ – відповідно, тензори коефіцієнтів пружності, п'єзоелектричних постійних та відносної діелектричної проникності на частоті звукової хвилі. Останні величини для наших розрахунків взяті із [5] і для кристалів LiNbO_3 становлять: густина $\rho = 4.628$ г/см³, головні компоненти тензора $\hat{\varepsilon}$: $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = 44$, $\varepsilon_{33} = 27.9$; ненульові компоненти тензора \hat{c} (в од. 10¹¹ Па): $c_{11} = c_{22} = 1.992$, $c_{12} = 0.547$, $c_{13} = c_{23} = 0.70$, $c_{14} = -c_{24} = c_{56} = 0.079$, $c_{33} = 2.40$, $c_{44} = c_{55} = 0.599$ Н/м², $c_{66} = 0.5(c_{11} + c_{12}) = 0.7225$ [5]; нульові компоненти тензора \hat{e} (в од. Кл/м²): $e_{15} = e_{24} = 3.67$, $e_{22} = -e_{16} = -e_{21} = 2.38$, $e_{31} = e_{32} = 0.34$, $e_{33} = 1.6$. Варто підкреслити, що вираз $(\mathbf{m} \hat{e} \mathbf{m})(\mathbf{m} \hat{e} \mathbf{m})$ у (6) позначає не скалярний добуток двох векторів, а матрицю, елементами якої є попарні добутки відповідних компонент вектора $(\mathbf{m} \hat{e} \mathbf{m})$.

Кут знесення акустичної хвилі γ_a , що входить до виразу для параметра акустооптичної якості (1), розраховується як [9]:

$$\cos \gamma_a = \left| \mathbf{u} \right|^{-1} \mathbf{f}_q \hat{\mathbf{u}}, \quad (7)$$

де \mathbf{u} – вектор променевої швидкості пружної хвилі, для якого:

$$\mathbf{u} = (rV_q)^{-1} \left\{ f_q \hat{c} f_q \mathbf{a} + (\mathbf{e}_0 \hat{e} \mathbf{a})^{-1} \left(f_q \hat{e} \mathbf{a} \hat{e} \mathbf{a} f_q + f_q \hat{e} \mathbf{a} \hat{e} \mathbf{a} f_q \right) \right\}. \quad (8)$$

Для неп'єзоелектричного кристала ненульовим є лише перший доданок у (8).

Зазначимо, що величини ефективного пружнооптичного коефіцієнта та параметра акустооптичної якості визначатимуться виразами (1) та (2) відповідно лише за умови виконання закону збереження імпульсу, який для випадку акустооптичної взаємодії має вигляд

$$\vec{k}_n = \vec{k}_m \pm \vec{K}, \tag{9}$$

де, \vec{k}_μ , \vec{k}_ν та \vec{K} – хвильові вектори падаючої і дифрагрованої світлових та звукової хвиль відповідно, знак “-” відповідає стоксівському, знак “+” – антистоксівському розсіюванню світлової хвилі на акустичній.

У просторі хвильових векторів умова (9) виконується лише вздовж лінії перетину поверхні хвильових векторів дифрагрованої хвилі \vec{k}_ν з поверхнею хвильових векторів звукової хвилі \vec{K} (див. рис. 1), при цьому, згідно з (9), початок всіх векторів \vec{K} (або $-\vec{K}$), що утворюють відповідну хвильову поверхню, має лежати на поверхні хвильових векторів падаючої хвилі \vec{k}_μ .

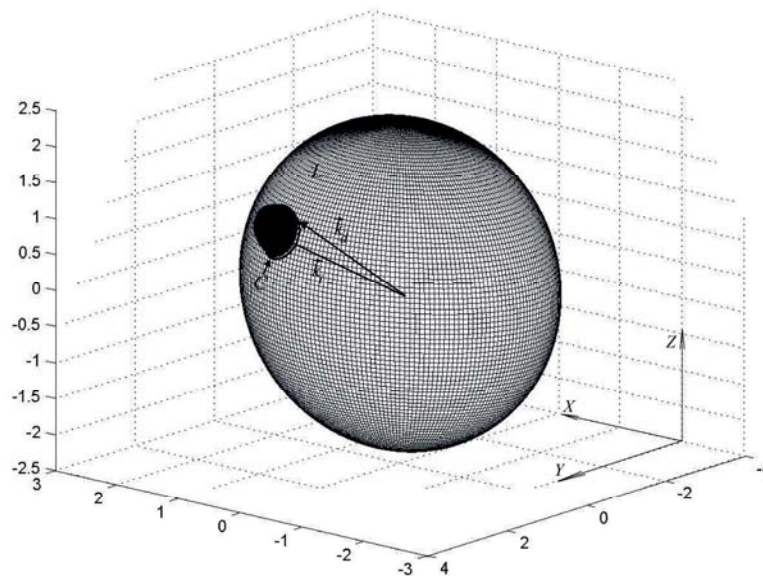


Рис. 1. Побудова лінії перетину S хвильових поверхонь дифрагрованої світлової L та акустичної S хвиль (масштаб по осях в од. 10^7 см^{-1}) для довільно обраних значень кутів $\varphi = 66^\circ$, $\theta = 69^\circ$. Дифрагована хвиля є незвичайною, падаюча – звичайною (її хвильову поверхню на рисунку не показано), звукова хвиля з частотою 2 ГГц є квазіпоперечною повільною

Також наслідком умови (9) є наявність граничних частот звукової хвилі, які обмежують область існування ефективної дифракції. При цьому для ізотропної дифракції існує лише верхня частотна межа цієї області, тоді як для анізотропної – як верхня, так і нижня [1], за винятком поширення світлової хвилі вздовж оптичної осі кристала, коли для анізотропної дифракції не існує нижньої граничної частоти. Значення граничних частот визначається довжиною світлових хвиль λ , показниками заломлення n_i , n_d та швидкістю звукової хвилі V_q . Зокрема, для кристала LiNbO_3 верхньою частотною межею існування ізотропної дифракції, яку навряд чи практично можна досягнути, для $\lambda = 633 \text{ нм}$ є $f_{max} = 2nV_q/\lambda = 53.3 \text{ ГГц}$ для $n = n_o$ та 51.3 ГГц для $n = n_e$; де для швидкості хвилі V_q прийнято значення 7372 м/с , що відповідає максимальній поздовжній ($q = 3$) швидкості звукової хвилі, отриманій з рівняння Крістоффеля (6). Найменшому значенню швидкості звуку (для повільної квазіпоперечної хвилі) в LiNbO_3 , а саме $V_1 = 3480 \text{ м/с}$, при $\lambda = 633 \text{ нм}$ відповідають приблизно вдвічі менші значення $f_{max} - 25.1 \text{ ГГц}$ для $n = n_o$ та 24.2 ГГц для $n = n_e$. Для анізотропної дифракції верхня гранична частота становить $f_{max} = 2(n_\mu + n_\nu)V_q/\lambda$ і є близькою до

граничної частоти ізотропної дифракції, а нижня, відповідно, $f_{min} = |n_{\mu} - n_{\nu}| V_q / \lambda$ [1]. Зокрема, для випадку поширення світлової хвилі в ізотропній площині XOY кристала LiNbO₃ значення граничних частот для анізотропної дифракції становлять $f_{max} = 52.3$ ГГц, $f_{min} = 0.968$ ГГц при $V_3 = 7372$ м/с та $f_{max} = 24.7$ ГГц, $f_{min} = 0.457$ ГГц при $V_1 = 3480$ м/с. Вочевидь, зменшення частоти звукової хвилі вестиме до того, що ефективна анізотропна дифракція буде можливою лише для тих напрямків розповсюдження світлової хвилі, для яких різниця $|n_{\mu} - n_{\nu}|$ є малою.

Оптимізація геометрії акустооптичної взаємодії

У принципі, задачу оптимізації геометрії акустооптичної взаємодії можна розв'язати за допомогою стандартних методів оптимізації, при цьому цільовою функцією буде параметр акустооптичної якості, а параметрами оптимізації – кути, що задають в сферичній системі координат напрямки розповсюдження падаючої світлової θ , φ та акустичної θ_a , φ_a хвиль. Проте, залежність M_2 від кутів ϵ , взагалі кажучи, достатньо складною і може мати велику кількість локальних екстремумів, що ускладнює проведення оптимізації. Крім того, закон збереження імпульсу (9) накладає жорсткі умови на допустимі набори значень кутів, під якими розповсюджуються акустична та дифрагована світлова хвилі.

Усунути ці ускладнення можна шляхом проведення оптимізації за допомогою побудови поверхонь, які, відповідно до алгоритму їх отримання, називатимемо екстремальними. Під екстремальною поверхнею надалі розумітимемо поверхню параметра акустооптичної якості M_2 , під час побудови якої в даному напрямку θ , φ (що відповідає напрямку розповсюдження падаючої світлової хвилі) відкладається величина M_2^{extr} , отримана після проведення оптимізації за кутами θ_a , φ_a , які визначають напрямок розповсюдження акустичної хвилі заданої довжини Λ . Побудована в такий спосіб екстремальна поверхня відображає всі можливі максимуми дифракційної ефективності. При цьому врахування умови збереження імпульсу (9) дозволяє істотно спростити задачу, оскільки ця умова обмежує область, в якій здійснюється пошук оптимальних значень кутів θ_a , φ_a лінією перетину поверхонь хвильових векторів світла та звуку (лінія C на рис. 1).

Враховуючи вищенаведене, екстремальну поверхню параметра акустооптичної якості можна побудувати згідно з таким алгоритмом:

- 1) задаються необхідні пружні, оптичні, пружнооптичні, п'єзоелектричні параметри кристала при заданих температурі, довжині світлової та частоті акустичної хвилі;
- 2) задається тип дифракції (ізотропна чи анізотропна) та стан поляризації звукової хвилі;
- 3) задається масив точок на поверхні хвильових векторів для падаючої світлової хвилі, в яких будуть розраховані екстремальні (максимальні) значення M_2 ; положення кожної з точок на поверхні визначається сферичними кутами θ , φ відносно глобальної кристалофізичної системи координат;
- 4) кожна визначена у (3) точка поверхні хвильових векторів падаючої світлової хвилі приймається за початок локальної системи координат, в якій будується поверхня хвильових векторів акустичної хвилі, при цьому напрямки осей цієї локальної системи збігаються з напрямками осей глобальної системи координат;
- 5) знаходиться лінія перетину поверхонь хвильових векторів акустичної та дифрагованої світлової хвилі;
- 6) для кожної точки цієї лінії знаходяться величини M_2 , з яких вибирається максимальне значення параметра акустооптичної якості M_2^{extr} , що і визначає для цього напрямку (θ , φ) модуль радіус-вектора, спрямованого від початку глобальної системи координат до точки на екстремальній поверхні;
- 7) аналогічно знаходяться всі решта значень і будується екстремальна поверхня параметра акустооптичної якості $M_2^{extr}(\theta, \varphi)$ для всіх напрямків поширення падаючої світлової хвилі в глобальній кристалофізичній системі координат.

З отриманого в такий спосіб масиву значень M_2^{extr} можна визначити значення $M_{2\ surf}^{max}$, максимальне для цієї поверхні, та величини кутів θ_{max} , φ_{max} , $\theta_{a\ max}$, $\varphi_{a\ max}$, за яких воно реалізується. Подібний підхід є загальнішим, ніж запропонований раніше у [1–4], оскільки враховує неколінеарність хвильових векторів падаючої та дифрагрованої електромагнітної хвилі та умови існування дифракції і, крім того, дозволяє не лише знайти екстремуми акустооптичної взаємодії, а й визначити поведінку величини M_2 в їх околі при відхиленнях значень кутів θ , φ від оптимальних.

Для визначення можливих граничнодосяжних для цього матеріалу значень параметра акустооптичної якості екстремальні поверхні мають бути побудовані для чотирьох можливих випадків, залежно від стану поляризації падаючої та дифрагрованої світлових хвиль. Два з цих випадків є ізотропними, коли стани поляризації падаючої та дифрагрованої хвилі збігаються: в одновісних кристалах при цьому обидві хвилі є або звичайними (надалі таку дифракцію позначатимемо як $o \rightarrow o$), або незвичайними (дифракція $e \rightarrow e$). Інші два випадки реалізуються, якщо стан поляризації падаючої та дифрагрованої світлових хвиль є різним; для одноосних кристалів їх позначатимемо як $o \rightarrow e$ та $e \rightarrow o$, де перша літера відповідає поляризації падаючої, а друга – дифрагрованої хвилі. Через те, що рівняння поверхні хвильових векторів акустичної хвилі не змінюється при зміні напрямку вектора \vec{K} на протилежний, і параметр акустооптичної якості також є інваріантним щодо такого перетворення, екстремальні поверхні для випадків стоксівського та антистоксівського розсіювання збігатимуться. Для визначеності, в подальшому під час побудови та аналізу властивостей екстремальних поверхонь розсіювання вважатиметься антистоксівським, тобто у формулі (9) прийматиметься знак “+”. Крім того, для кожного з типів дифракції звукова хвиля може мати три різних поляризації, відповідно, окремо має розглядатися дифракція на квазіподовжній ($q = 3$), квазіпоперечній швидкій ($q = 2$) та квазіпоперечній повільній ($q = 1$) хвилях. Отже, 12 екстремальних поверхонь дифракційної ефективності повністю характеризуватимуть акустооптичну взаємодію в даному матеріалі при заданих параметрах електромагнітної (довжина хвилі λ) та звукової (частота f) хвиль.

Для кристала ніобата літію поверхні світлових хвильових векторів є сферою радіуса $k_o = \frac{2\pi n_o}{\lambda}$ для звичайної хвилі та еліпсоїдом обертання з осями $k_o = \frac{2\pi n_o}{\lambda}$ та $k_e = \frac{2\pi n_e}{\lambda}$, $k_o > k_e$ для незвичайної хвилі. Хвильова поверхня звукової хвилі є подібною до поверхні зворотних швидкостей [9] і для випадку п’єзоелектричного кристала, враховуючи формулу (6), задається таким записаним у тензорному зображенні рівнянням:

$$\left| c_{ijkl} K_j K_k + \frac{(e_{jik} K_j K_k)(e_{jlk} K_j K_k)}{\epsilon_0 \epsilon_{jk} K_j K_k} - 4\pi^2 f^2 \rho \delta_{il} \right| = 0, \quad (10)$$

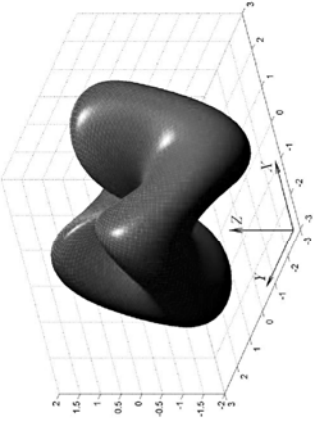
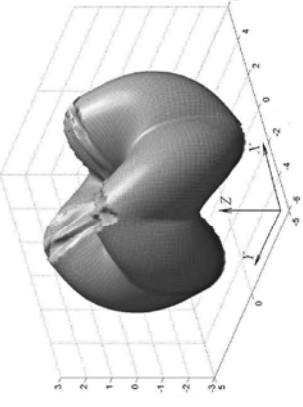
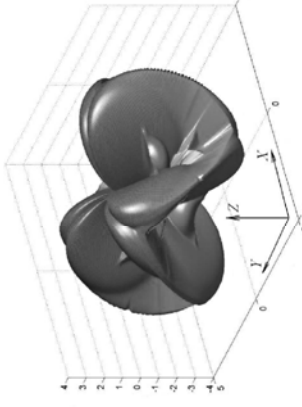
де $K_j = 2\pi f V_q^{-1} a_j$ – компоненти хвильового вектора звукової хвилі, δ_{il} – символ Кронеккера.

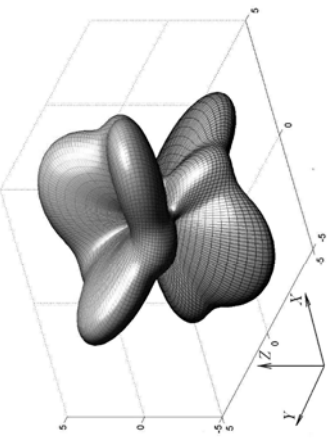
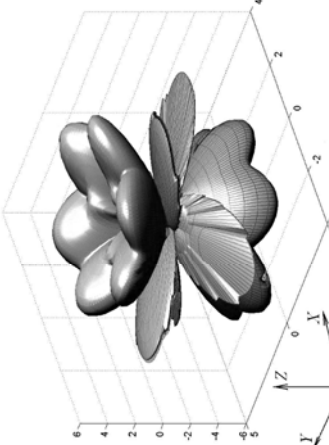
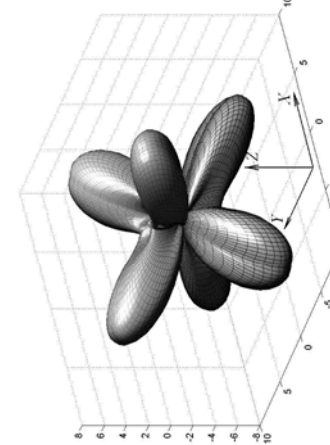
Відзначимо, що лінію перетину хвильових поверхонь звукової та дифрагрованої електромагнітної хвилі знаходили за методом Драгілева [10].

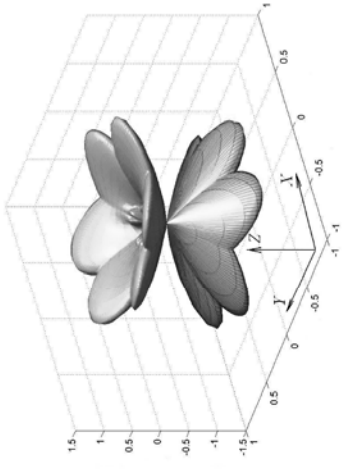
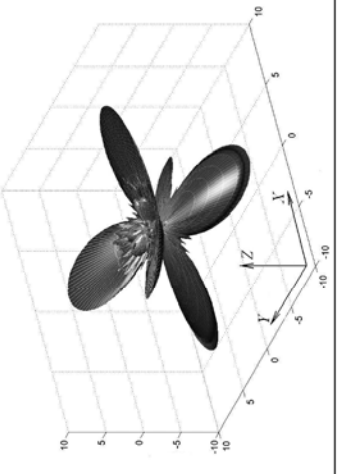
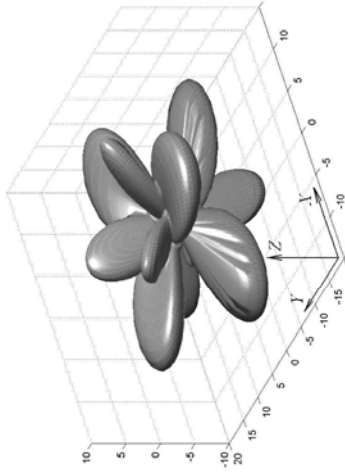
Побудовані в такий спосіб екстремальні поверхні параметра акустооптичної якості для випадків ізотропної та анізотропної дифракції світла з довжиною хвилі 633 нм на звукових хвилях частоти 0.5 ГГц різної поляризації наведено в таблиці, де крім того зазначено максимальне для кожної поверхні значення параметра акустооптичної якості $M_{2\ surf}^{max}$, відповідні йому значення кутів, що визначають напрямки розповсюдження падаючої світлової θ_{max} , φ_{max} , акустичної $\theta_{a\ max}$, $\varphi_{a\ max}$ хвиль, напрямки векторів поляризації падаючої світлової $\theta_{\mu\ max}$, $\varphi_{\mu\ max}$ та акустичної $\theta_{f\ max}$, $\varphi_{f\ max}$ хвиль, бреггівські кути для звукової і падаючої ($\omega = \mu$) та звукової і дифрагрованої ($\omega = \nu$) світлових хвиль, знайдені із умови: $\theta_{\omega}^* = \arcsin\left(\frac{\mathbf{r}}{i_{0\omega} \mathbf{a}}\right)$, а також швидкість звукової хвилі V_q та пружнооптичний коефіцієнт p_{ef} .

Наголосимо на важливому факті, що екстремальні поверхні, наведені на рисунках у таблиці, мають всі елементи симетрії, які властиві класу $\bar{3}m$. Це обумовлено вихідною симетрією кристалів LiNbO₃, що належить до класу симетрії $3m$, та інваріантністю величини M_2 відносно операції інверсії, яка змінює напрямки розповсюдження хвиль та їх поляризації на протилежні.

Екстремальні поверхні та основні акустоптичні характеристики кристала LiNbO_3 для найоптимальніших геометрій взаємодій
 ($\lambda = 633 \text{ нм}, f = 500 \text{ МГц}, \text{ масштаб осей в од. } 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$)

Звукова хвиля	Екстремальна поверхня	θ_{max} град.	θ_{μ}^{max} град. φ_{μ}^{max} град.	θ_a^{max} град. φ_a^{max} град.	θ_f^{max} град. φ_f^{max} град.	V_q , м/с	$ \theta_{\mu}^* , \theta_v^* $, град	$ p_{eff} $	$M_{2, surf}^{max}$, $10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$
Ізотропна дифракція $O \rightarrow O$									
QL ($q=3$)		65.3; 90	90; 0	154.8; 90.1	158.3; 90.1	7281	0.5; 0.5	0.192	2.9
QTF ($q=2$)		90; 180	90; 90	150.4; 92.0	64.4; 90.1	3986	1.0; 1.0	0.104	5.2
QTS ($q=1$)		81.0; 64.0	90; 154.0	121.7; 149.6	36.9; 160.9	4041	1.0; 1.0	0.103	4.9

Ізотропна дифракція $e \rightarrow e$										
QL ($q=3$)		42.8; 270	47.2; 90	134.4; 27.0	138.4; 26.6	7362	1.6; 2.7	0.302	6.4	
QTF ($q=2$)		27.0; 64.0	117.0; 64.0	60.3; 247.8	48.7; 114.1	4333	2.7; 0.9	0.133	6.3	
QTS ($q=1$)		54.0; 28.0	144.0; 28.0	125.9; 86.9	93.1; 179.7	3621	0.31; 2.56	0.137	10.4	

Анізотропна дифракція $e \rightarrow O$									
QL ($q=3$)		36.0; 65.8	126; 65.8	55.7; 0.7	131.1; 177.4	7074	41.3 42.1;	0.123	1.25
QTF ($q=2$)		53.4; 90	143.4; 90	1.0; 91.5	90.0; 179.2	3606	37.6 39.3;	0.133	10.7
QTS ($q=1$)		105.7; 90.0	15.7; 90	136.5; 90.0	90.0; 180.0	3536	59.2; 60.3	0.159	15.9

Через це у таблиці зазначено положення лише одного з максимумів, взятого для найзручнішого в практичному відношенні перерізу головними площинами кристалофізичної системи координат. Положення інших максимумів можна отримати, застосовуючи операції симетрії, що властиві класу симетрії $\bar{3}m$.

Як впливає з розрахунків, максимальне значення параметра акустооптичної якості для кристала LiNbO_3 досягається при анізотропній дифракції типу $o \rightarrow e$ або $e \rightarrow o$ на повільній квазіпоперечній акустичній хвилі і для даних значень частоти звукової та довжини світлової хвилі становить $15.9 \cdot 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$ (таблиця).

У таблиці наведено екстремальні поверхні та результати оптимізації лише для анізотропної дифракції $e \rightarrow o$. Це пов'язано із тим, що екстремальні поверхні для дифракції $e \rightarrow o$ на звуковій хвилі з тими самими параметрами є візуально дуже подібними до поверхонь для дифракції $o \rightarrow e$. Ця подібність є наслідком того, що за відносно низьких частот звуку модуль хвильового вектора акустичної хвилі є значно меншим за модулі хвильових векторів світлових хвиль, і, відповідно, ці вектори будуть близькими за напрямком. Проте, при частотах звуку порядку кількох ГГц різниця між \hat{k}_μ та \hat{k}_ν стає істотною, і зазначена подібність між екстремальними поверхнями для анізотропної дифракції втрачається. Крім того, величина $M_{2 \text{ surf}}^{\text{max}}$ є завжди однаковою для дифракцій $o \rightarrow e$ та $e \rightarrow o$ на звуковій хвилі однакової поляризації. Це є наслідком симетрії тензорів $\hat{\rho}$ та \hat{q} за двома першими індексами, яка обумовлює незмінність величини ефективного пружнооптичного коефіцієнта та, відповідно, величини $M_{2 \text{ surf}}^{\text{max}}$ при перестановці векторів \hat{i}_μ та \hat{i}_ν у (2).

Варто зазначити, що значення $M_{2 \text{ surf}}^{\text{max}}$, наведені у таблиці для дифракції $e \rightarrow e$ на квазіпоздовжній акустичній хвилі та дифракції $e \rightarrow o$ ($o \rightarrow e$) на повільній квазіпоперечній акустичній хвилі, збігаються із тими, які у [4] було визначено як максимальні для ізотропної та анізотропної дифракції відповідно на акустичних хвилях тої самої поляризації при виконанні спрощеної умови колінеарності векторів поширення падаючої та дифрагрованої світлових хвиль. Добре узгодження має місце також між наведеними у таблиці та визначеними у [4] напрямками векторів поляризації для дифракції $e \rightarrow e$ (різниця за θ_{max} становить лише 0.4°). Для анізотропної дифракції аналогічна різниця в значеннях θ_{max} є більшою ($\sim 7.5^\circ$), що може бути пов'язано із наявністю частотної залежності кутів, під якими мають місце максимуми екстремальних поверхонь. Загалом узгодження наведених у таблиці результатів із результатами [4], свідчить як про коректність розрахунків цієї роботи, так і про можливість використання спрощеного підходу, запропонованого раніше у [4], для розрахунку екстремумів акустооптичного ефекту в кристалічних матеріалах.

У разі зміні частоти звукової хвилі форма екстремальних поверхонь змінюється, проте ці зміни є істотними лише для екстремальних поверхонь анізотропної дифракції, тоді як для ізотропної дифракції поверхні загалом зберігають форми, наведені у таблиці. Значення максимально досяжних значень параметра акустооптичної якості для ізотропної дифракції також слабо залежать від частоти в діапазоні 10–2000 МГц і є близькими до наведених у таблиці. Частотна еволюція екстремальних поверхонь при анізотропній дифракції обумовлена тим, що при низьких частотах для багатьох напрямків у просторі хвильових векторів анізотропна дифракція є відсутньою через те, що частота акустичної хвилі є нижчою за граничну для даних напрямків частоту f_{min} . При збільшенні частоти для деяких з напрямків умова $f > f_{\text{min}}$ починає виконуватися, а отже, і значення M_2^{max} , яке відображається екстремальною поверхнею, стає для даних напрямків відмінним від нуля. За рахунок цього екстремальна поверхня для анізотропної дифракції при збільшенні акустичної частоти починає збільшувати свій об'єм („розбухати”).

Збільшення довжини електромагнітної хвилі в інтервалі від 488 до 1064 мкм веде до змін форми екстремальних поверхонь для анізотропної дифракції, аналогічних до тих, які зумовлені збільшенням частоти акустичної хвилі f . Це пов'язано із зменшенням абсолютної величини подвійного променезаломлення $\Delta n = |n_e - n_o|$ кристала LiNbO_3 при збільшенні довжини хвилі, тобто зменшенням взаємної „віддаленості” поверхонь хвильових векторів світлової хвилі різної поляризації, що веде, при

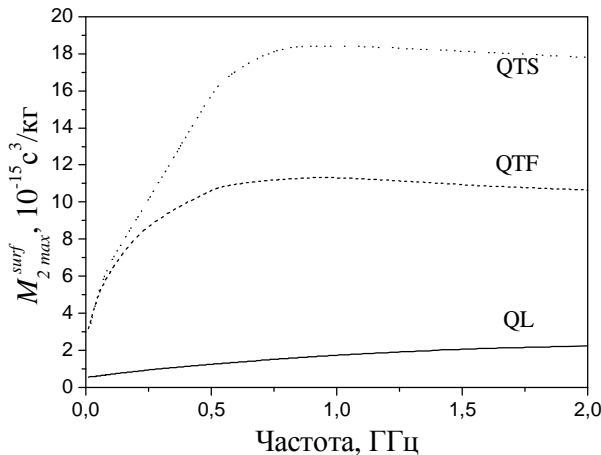


Рис. 2. Частотні залежності максимального параметра акустооптичної якості у разі анізотропної дифракції на квазіпоздовжній (QL), квазіпоперечних швидкій (QTF) та повільній (QTS) акустичних хвилях

відбувається взаємодія. Як видно з рис. 2, в усьому інтервалі частот від 10 до 2000 МГц параметр акустооптичної якості є найбільшим при анізотропній дифракції на повільній квазіпоперечній хвилі, при цьому максимальне значення M_2 досягається при частоті ~ 800 МГц та становить $\sim 18.3 \cdot 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$. Цей результат відповідає результатам роботи [11], де також показано, що M_2 є максимальним при дифракції на повільній квазіпоперечній хвилі; 20 % відсоткова розбіжність у величині M_2 , порівняно із [11], обумовлена різними значеннями параметрів кристала, передовсім, компонент тензора пружнооптичних коефіцієнтів, прийнятих в нашій роботі та в [11].

Висновки

Запропоновано новий метод оптимізації геометрії акустооптичної взаємодії, що ґрунтується на аналізі властивостей екстремальних поверхонь параметра акустооптичної якості M_2 , при побудові яких для даного напрямку падаючої світлової хвилі, заданого кутами θ , φ сферичної системи координат, визначається такий напрямок звукової хвилі, який відповідає максимальному для даних θ , φ значенню M_2 . Побудовано відповідні екстремальні поверхні для кристала LiNbO_3 та проведено аналіз їх анізотропії. Показано, що для довжини світлової хвилі 633 нм в інтервалі звукових частот $10 \div 2000$ МГц параметр M_2 є найбільшим для випадку анізотропної дифракції на повільній квазіпоперечній акустичній хвилі, при цьому максимальне значення M_2 має місце при частоті ~ 800 МГц та становить $18.3 \cdot 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$. Показано, що для ізотропної дифракції форми екстремальних поверхонь зберігаються при зміні цих параметрів в широкому діапазоні, при цьому максимальне для цієї поверхні значення параметра M_2 слабо залежить від частоти звуку та зростає у разі зменшення довжини світлової хвилі. Для анізотропної дифракції збільшення частоти звуку або довжини світлової хвилі веде до появи додаткових напрямків розповсюдження, в яких виконується закон збереження імпульсу, що обумовлює відповідну зміну форми екстремальної поверхні та появу істотної частотної залежності M_2 .

1. Балакишич В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е., *Физические основы акустооптики*. – М.: Радио и связь, 1985. 2. Андрущак А.С., Бобицький Я.В., Кайдан М.В., Тибінка Б.В. *Просторовий аналіз ізотропної та анізотропної дифракції світла на поперечних акустичних хвилях в кристалах бета борату барію* // *Укр. фіз. журн.* – 2005. – Т. 50. – С. 26–33. 3. Kaidan M.V., Tybinka B.V., Zadorozhna A.V., Schranz W., Sahraoui B., Andrushchak A.S., Kityk A.V., *The Indicative Surfaces of Photoelastic Effect for Cs_2HgCl_4 Biaxial Crystals* // *Optical Material*. – 2007. – Vol. 29. – P.475–480. 4. Andrushchak A.S., Chernykhivsky E.M., Gotra Z.Yu., Kaidan M.V., Kityk A.V., Andrushchak N.A., Maksymyuk T.A., Mytsyk B.G., Schranz W. *Spatial anisotropy of acousto-optical efficiency in lithium niobate crystals* // *J. Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 108. – 103118

(5 pages). 5. *Andrushchak A.S., Mytsyk B. G., Laba H.P., Yurkevych O.V., Solskii I.M., Kityk A.V., Sahraoui B. Complete sets of elastic constants and photoelastic coefficients of pure and MgO-doped lithium niobate crystals at room temperature // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 106. – 073510 (6 pages).* 6. *Nelson D.F. Electric, Optic and Acoustic Interaction in Dielectric. – Wiley, New York, 1979.* 7. *Korpel A., Acousto-Optics. – Marcel Dekker, New York, 1996.* 8. *Дьелесан Э., Руайе Д., Упругие волны в твёрдых телах. – М.: Наука, 1982.* 9. *Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П., Основы кристаллофизики. – М.: Наука, 1975.* 10. *Дубанов А.А. Численно-аналитическое построение линий пересечения поверхностей методом Драгилева // Прикладная геометрия. – 2007. – Т. 9. – С. 1–12.* 11. *Демидов А.Я., Задорин А.С. Исследование аномального акусто-оптического взаимодействия в кристалле ниобата лития // Изв. вузов МвиСО. – 1981. – Т. 24. – С. 42–47.*

УДК 621.374.55

Д.М. Винник¹, Д.Ю. Сугак^{1,2}, Н.Я. Генега¹, В.Г. Гайдучок¹,
О.В. Юркевич³, А.С. Андрущак³

¹Науково-виробниче підприємство “Карат”, Львів, Україна,

²Національний університет “Львівська політехніка”, кафедра фотоніки,

³Національний університет “Львівська політехніка”, кафедра телекомунікацій,

⁴Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра напівпровідникової електроніки

УЗГОДЖЕННЯ АКУСТООПТИЧНОЇ НВЧ КОМІРКИ БРЕГГА У ШИРОКІЙ СМУЗІ РОБОЧИХ ЧАСТОТ

© Винник Д.М., Сугак Д.Ю., Генега Н.Я., Гайдучок В.Г., Юркевич О.В., Андрущак А.С., 2011

D.M. Vynnyk, D.Y. Sugak, N.Ya. Heneha, V.G. Hayduchok,
O.V. Yurkevych, A.S. Andrushchak

MATCHING OF THE VHF BRAGG ACOUSTO-OPTIC CELL IN THE WIDE FREQUENCY RANGE

© Vynnyk D.M., Sugak D.Y., Heneha N.Ya., Hayduchok V.G., Yurkevych O.V., Andrushchak A.S., 2011

Розглянуто питання ширококутового узгодження опору надвисокочастотної (НВЧ) акустооптичної комірки Брегга, яка має центральну робочу частоту $f_0 = 800$ МГц, з опором генератора НВЧ сигналів. Застосований в роботі метод ґрунтується на розрахунку фільтрів з використанням ланцюжків узгодження прототипів нижніх частот. На прикладі комірки, побудованої на основі кристала ніобату літію з використанням зустрічно-штирових п’єзоперетворювачів для збудження об’ємної акустичної хвилі, показано, що за допомогою структури узгодження, розрахованої цим методом, можна досягти задовільного коефіцієнта стоячої хвилі за напругою, який не перевищує значення 3 у робочій смузі частот $\Delta f = 0,6 f_0$.

Ключові слова: кристали ніобату літію, зустрічно-штировий перетворювач, надвисокочастотна акустооптична комірка, ширококутове узгодження

The impedances matching of the VHF generator and the VHF Bragg acousto-optic cell in the wide frequency range input and central frequency of 800 MHz has been discussed. The method exploited is based on the filter calculation using low-frequency circuit prototypes. It is shown that using lithium niobate and interdigital piezotransducers for bulk acoustic wave