

О.А. Бурій<sup>1</sup>, М.А. Андрущак<sup>1</sup>, О.Д. Корнєєв<sup>1</sup>, Н.М. Дем'янишин<sup>2</sup>, Б.Г. Мицик<sup>2</sup>,  
А.С. Андрущак<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Національний університет "Львівська політехніка"

<sup>2</sup>Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАН України

### ГЛОБАЛЬНІ МАКСИМУМИ ТА ОПТИМАЛЬНА ГЕОМЕТРИЯ АКУСТООПТИЧНОЇ ВЗАЄМОДІЇ У КРИСТАЛАХ ТРИГЛІЦИНСУЛЬФАТУ

За методом екстремальних поверхонь визначені глобальні максимуми коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  для моноклінного кристала тригліцинсульфату  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$  (TGS). Показано, що найбільше значення  $M_2$  становить  $17.1 \cdot 10^{-15}$  с<sup>3</sup>/кг та досягається у випадку ізотропної дифракції типу  $i \rightarrow i$  на повільній квазіпоперечній акустичній хвилі. Встановлено, що максимум  $M_2$  реалізується при використанні непрямого зрізу кристала; визначено відповідні напрямки поширення та поляризації взаємодіючих світлової та акустичної хвиль.

Ключові слова: акустооптичний ефект, кристали тригліцинсульфату, метод екстремальних поверхонь.

О.А. Бурый, М.А. Андрущак, А.Д. Корнєєв, Н.М. Демьянишин, Б.Г. Мыцык, А.С. Андрущак  
ГЛОБАЛЬНЫЕ МАКСИМУМЫ И ОПТИМАЛЬНАЯ ГЕОМЕТРИЯ  
АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КРИСТАЛЛАХ  
ТРИГЛІЦИНСУЛЬФАТА

Методом экстремальных поверхностей определены глобальные максимумы коэффициента акустооптического качества  $M_2$  для моноклинного кристалла триглицинсульфата. Показано, что наибольшее значение  $M_2$  составляет  $17.1 \cdot 10^{-15}$  с<sup>3</sup>/кг и достигается в случае изотропной дифракции типа  $i \rightarrow i$  на медленной квазіпоперечной акустической волне. Установлено, что максимум  $M_2$  реализуется при использовании непрямого среза кристалла; определены соответствующие направления распространения и поляризации взаимодействующих световой и акустической волн.

Ключевые слова: акустооптический эффект, кристаллы триглицинсульфата, метод экстремальных поверхностей.

О.А. Buryy, М.А. Andrushchak, О.Д. Kornieiev, N.M. Demyanyshyn, B.G. Mytsky,  
A.S. Andrushchak

### GLOBAL MAXIMA AND OPTIMAL GEOMETRY OF ACOUSTO-OPTIC INTERACTION IN TRIGLYCINE SULPHATE CRYSTAL

The global maxima of the acousto-optic interaction are determined for monoclinic Triglycine Sulphate  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$  (TGS) crystal by extreme surfaces method. As it is shown, the maximal value of the acousto-optic figure-of-merit  $M_2$  is equal to  $17.1 \cdot 10^{-15}$  s<sup>3</sup>/kg and is achieved in the case of isotropic  $i \rightarrow i$  diffraction on the slow quasi-transversal acoustic wave. At that the incident light wave propagates in the direction determined by the angles  $\theta = 80^\circ$ ,  $\varphi = 135^\circ$  and polarized in  $\theta_\mu = 108^\circ$ ,  $\varphi_\mu = 48^\circ$  direction, the acoustic wave propagates along the direction  $\theta_a = 167.5^\circ$ ,  $\varphi_a = 160^\circ$  and polarized in  $\theta_f = 81^\circ$ ,  $\varphi_f = 91^\circ$  one. The velocity of this wave is equal to 2313 m/s and the effective elasto-optic coefficient  $p_{ef}$  is about 0.17. High values of the acousto-optic figure-of-merit and the transmittance in the spectral region down to 240 nm indicate TGS crystal as a promising material for acousto-optic devices.

Key words: acousto-optic effect, triglycine sulphate crystals, extreme surfaces method.

#### Вступ

Тригліцинсульфат  $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$  (TGS) є одною з трьох сегнетоелектричних ізоморфних молекулярних сполук (інші дві – тригліцинселенат і тригліцинфторберилат), які є достатньо добре вивченими [1–4] модельними об'єктами, що дозволяє використовувати їх для дослідження механізмів різної природи ефектів. Відомо, що в кристалах групи TGS [5–7] є можливість пов'язати зміну фізичних властивостей цих кристалів зі змінами кристалічної структури. Тому в сучасній літературі знаходимо багато інформації про дослідження та застосування легованих кристалів TGS з органічними і неорганічними домішками [8–10], кристалів з неоднорідним розподіленням домішки в об'ємі кристала [11а] або вирощених в пористих наноструктурах чи кристалів TGS з нановключеннями [12–14].

Саме на прикладі монокристалів тригліцинсульфату вперше [15–17] заповнені матриці п'єзо- та пружнооптичних коефіцієнтів кристала моноклінної сингонії і показано, що навіть такі кристали, зі складною кристалічною структурою та низькою симетрією можна ефективно використовувати в пристроях фотопружної та акустооптичної модуляції світла. Крім того, повне вивчення фотопружності в кристалах тригліцинсульфату є доцільним з огляду на те, що в

літературі до цього часу немає результатів вивчення акустооптичного ефекту та закономірностей його прояву в моноклінних кристалах. Відзначимо, що теоретичний аналіз роботи [17] дозволив отримати найбільшу відому на сьогодні оцінку коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  для цього матеріалу, яка становить  $10.4 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$ . Однак, дослідження, проведені у [17], не вичерпували всіх можливих геометрій акустооптичної взаємодії (просторових розташувань хвильових векторів та напрямків поляризацій взаємодіючих світлової та акустичної хвиль). Метою даної роботи є визначення найбільшої теоретично досяжної величини коефіцієнта  $M_2$  для кристала TGS та відповідної йому геометрії взаємодії, для чого застосовується метод екстремальних поверхонь, розвинутий у роботах [18–22].

### Основні співвідношення

Як відомо, акустооптичні пристрої зазвичай працюють у режимі брегівської дифракції, коли дифракційна картина складається лише з двох максимумів – нульового та першого порядків. Для досягнення значної ефективності  $\eta_{ef}$  акустооптичних пристроїв значна частина потужності падаючого променя повинна бути передана до першого дифракційного максимуму. Загальний вираз для дифракційної ефективності має вигляд [23]:

$$\eta_{ef} = \frac{I_v}{I_\mu} = \sin^2 \left( \frac{\pi L}{\sqrt{2}\lambda} \sqrt{M_2 I_s} \right), \quad (1)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі,  $L$  – ширина області, у якій відбувається акустооптична взаємодія,  $I_\mu$ ,  $I_v$  – інтенсивності падаючого ( $\mu$ ) та дифрагованого ( $v$ ) світлових променів відповідно,  $I_s$  – інтенсивність акустичної хвилі,  $M_2$  – коефіцієнт акустооптичної якості. Слід зазначити, що для більшості практичних випадків аргумент синуса у (1) є суттєво меншим за одиницю, а отже квадрат синуса у (1) може бути замінений на квадрат його аргументу, тобто  $\eta_{ef}$  є прямо пропорційною до  $M_2$ . Остання величина, у свою чергу, визначається виразом [24, 25]:

$$M_2 = \frac{n_\mu^3 n_v^3}{\rho V_q^3} p_{ef}^2 \cos \beta_\mu \cos \beta_v \cos \gamma. \quad (2)$$

Тут  $n_\mu$ ,  $n_v$  – показники заломлення падаючої та дифрагованої хвиль відповідно,  $\beta_\mu$ ,  $\beta_v$  – їхні кути знесення (як правило, можна покласти, що  $\cos \beta_\mu \approx \cos \beta_v \approx 1$ ),  $\gamma$  – кут знесення акустичної хвилі,  $\rho$  – густина кристала,  $V_q$  – фазова швидкість акустичної хвилі, пов'язана із напрямком її поширення та поляризацією  $q$ , а саме  $q = 1$  відповідає повільній квазіпоперечній хвилі (QTS),  $q = 2$  – швидкій квазіпоперечній хвилі (QTF),  $q = 3$  – квазіпоздовжній хвилі (QL),  $p_{ef}$  – ефективний пружнооптичний коефіцієнт

$$p_{ef} = \vec{i}_\mu \vec{i}_v \hat{p} \vec{a} \vec{f}, \quad (3)$$

де  $\vec{i}_\mu$  та  $\vec{i}_v$  – одиничні вектори поляризації падаючої та дифрагованої хвиль,  $\vec{a}$  – хвильова нормаль акустичної хвилі,  $\vec{f}_q$  – одиничний вектор поляризації акустичної хвилі,  $\hat{p}$  – тензор пружнооптичних коефіцієнтів із внутрішньою симетрією  $[V^2]^2$ .

Слід відзначити, що ми використовуємо найбільш загальне визначення коефіцієнта  $M_2$ , яке базується на аналізі, проведеному Нельсоном [25, 26]. Часто використовують також вираз для  $M_2$ , що не містить косинусів кутів знесення. Зауважимо, що результати аналізу не залежать суттєвим чином від цих величин, що, як правило, не сильно відрізняються від одиниці.

Швидкості  $V_q$  та поляризації  $\vec{f}_q$  акустичної хвилі для кожного заданого напрямку її поширення  $\vec{a}$  визначаються з рівняння Крістоффеля [27]:

$$\left[ \hat{a} \hat{c} \hat{a} + \frac{(\hat{a} \hat{e} \hat{a})(\hat{a} \hat{e} \hat{a})}{\varepsilon_0 (\hat{a} \hat{\varepsilon} \hat{a})} \right] \vec{f}_q = \rho V_q^2 \vec{f}_q, \quad (4)$$

де  $\hat{c}$ ,  $\hat{e}$  та  $\hat{\varepsilon}$  – відповідно тензори пружних модулів, п'єзоелектричних постійних та діелектричної провідності на частоті акустичної хвилі. Вираз  $(\hat{a}\hat{e}\hat{a})(\hat{a}\hat{e}\hat{a})$  означає матрицю  $3 \times 3$ , утворену елементами, рівними добутку компонентів вектора  $(\hat{a}\hat{e}\hat{a})$ .

Кут знесення акустичної хвилі  $\gamma$ , що входить до виразу для коефіцієнта акустооптичної якості (2), розраховується як [28]:

$$\cos \gamma = \frac{\bar{a}\bar{u}}{|\bar{u}|}, \quad (5)$$

де  $\bar{u}$  – вектор променевої швидкості пружної хвилі,

$$\bar{u} = \frac{1}{\rho V_q} \left( \bar{f}_q \hat{c} \bar{f}_q \bar{a} + \frac{\bar{a} \hat{e} \bar{f}_q \bar{a} (\hat{e} \bar{f}_q \bar{a} + \bar{a} \hat{e} \bar{f}_q)}{\varepsilon_0 \bar{a} \hat{\varepsilon} \bar{a}} - \frac{\bar{f}_q [(\bar{a} \hat{e} \bar{a})(\bar{a} \hat{e} \bar{a})] \bar{f}_q}{\varepsilon_0 (\bar{a} \hat{\varepsilon} \bar{a})^2} \hat{\varepsilon} \bar{a} \right). \quad (6)$$

Вираз (6) для вектора променевої швидкості легко отримати в спосіб, аналогічний до того, за яким визначається вектор променевої швидкості для неп'єзоелектричних кристалів (див., наприклад, [27]), для яких ненульовими є лише перші доданки у дужках у (4) та (6).

Як видно з виразів (2) – (6), величина  $M_2$  залежить від напрямків поляризації ( $i$ , відповідно, поширення) світлових хвиль, а також від характеристик акустичної хвилі (фазової та променевої швидкостей, поляризації), які також визначаються напрямком її поширення. Метою нашого аналізу є визначення таких напрямків поширення світлових та акустичної хвиль, які забезпечують максимум коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  і, отже, максимально досягну (за заданих  $\lambda$ ,  $L$  та  $I_s$ ) дифракційну ефективність  $\eta_{ef}$ . Аналіз базуватиметься на побудові та дослідженні властивостей екстремальних поверхонь, які відображають всі можливі максимуми величини  $M_2$  для всіх можливих напрямків поширення падаючої хвилі. Ці напрямки надалі задаватимемо кутами  $\theta$ ,  $\varphi$  сферичної системи координат; оскільки нами розглядаються всі можливі напрямки, то під час розрахунків ці величини пробігатимуть значення від 0 до  $\pi$  та від 0 до  $2\pi$  відповідно (з кроком в один градус). Очевидно, що для заданого напрямку падаючої світлової хвилі ( $\theta$ ;  $\varphi$ ) та типу її поляризації коефіцієнт  $M_2$  може приймати різні значення в залежності від напрямків поширення і поляризацій акустичної та дифрагованої світлової хвилі. Під час розрахунків серед можливих значень  $M_2$  для заданих кутів ( $\theta$ ;  $\varphi$ ) знаходимо максимальне – воно і є довжиною радіус-вектора екстремальної поверхні в напрямку ( $\theta$ ;  $\varphi$ ). В результаті застосування такого підходу отримуємо поверхню, яка відображає всі можливі максимуми акустооптичного ефекту, що забезпечуються завдяки встановленню оптимальної просторової орієнтації світлових та акустичної хвиль. Аналізуючи таку поверхню (або, що еквівалентно, отриманий в розрахунках набір даних), знаходимо глобальний максимум  $M_{2\max}^{extr}$ , тобто величину, найбільшу в межах отриманого набору часткових максимумів  $M_{2\max}(\theta, \varphi)$ . Зазначимо, що в силу симетрії як акустооптичної взаємодії, так і самого кристала, на поверхні матимуть місце кілька еквівалентних глобальних максимумів  $M_{2\max}^{extr}(\theta, \varphi)$ . При цьому точкова група симетрії поверхні, як було показано у [18], буде або співпадати з точковою групою симетрії кристала за наявності у нього центру симетрії, або ж утворюватися з точкової групи кристала додаванням до неї операції інверсії.

Важливим з точки зору як забезпечення максимуму дифракційної ефективності, так і спрощення алгоритму розрахунку є те, що напрямки хвильових векторів падаючої світлової  $\vec{k}_\mu$ , акустичної  $\vec{K}$  та дифрагованої світлової  $\vec{k}_\nu$  хвиль є пов'язаними між собою законом збереження імпульсу [23]:

$$\vec{k}_\nu = \vec{k}_\mu \pm \vec{K}, \quad (7)$$

де знак “–” відповідає стоксівському розсіюванню світлової хвилі на акустичній хвилі, знак “+” – антистоксівському. В силу того, що рівняння поверхні хвильових векторів акустичної хвилі не змінюється за зміни напрямку вектора  $\vec{K}$  на протилежний, і коефіцієнт акустооптичної якості  $M_2$

також є інваріантом щодо такого перетворення, то екстремальні поверхні для випадків стоксівського та антистоксівського розсіювання співпадатимуть. Для визначеності, в подальшому під час побудови та аналізу властивостей екстремальних поверхонь розсіювання вважатиметься антистоксівським, тобто у (7) прийматиметься знак “+”.

Як відомо, в кожному заданому напрямку  $\vec{k}_u$  або  $\vec{k}_v$  можуть поширюватися дві хвилі ортогональної поляризації (за винятком поширення світла вздовж бінормалей кристала). У випадку двовісних кристалів, до яких належить моноклінний кристал TGS, довжини відповідних хвильових векторів визначатимуться з рівняння [27]:

$$k^4(K_1^2 m_1^2 + K_2^2 m_2^2 + K_3^2 m_3^2) - k^2(K_1^2(K_2^2 + K_3^2)m_1^2 + K_2^2(K_1^2 + K_3^2)m_2^2 + K_3^2(K_1^2 + K_2^2)m_3^2) + K_1^2 K_2^2 K_3^2 = 0, \quad (8)$$

де  $K_1, K_2, K_3$  – довжини хвильових векторів вздовж кристалофізичних осей,  $m_1, m_2, m_3$  – компоненти хвильової нормалі. Рівняння (8) описує двопорожнинну поверхню хвильових векторів (рис. 1).

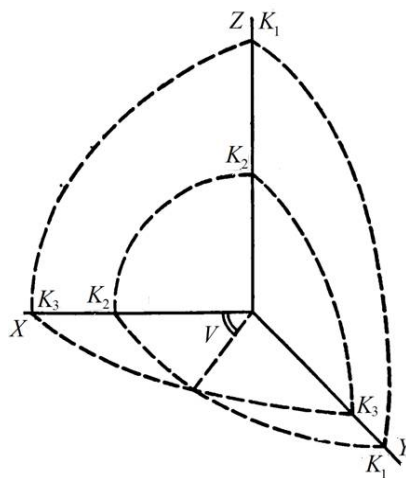


Рис. 1. Перерізи поверхні хвильових векторів кристала TGS

Зовнішня та внутрішня частини цієї поверхні дотикаються у точках, які відповідають точкам перетину поверхні хвильових векторів бінормаллями оптичної індикатриси (рис. 1) [27], тобто у випадку кристала TGS в площині  $XY$  з кутом  $V = 40.85^\circ$  між бінормаллями та віссю  $X$  (зазначимо, що ми використовуємо кристалофізичну  $XYZ$  систему координат, пов’язану із головними осями оптичної індикатриси та отримувану з кристалографічної  $X_1X_2X_3$  системи координат поворотом на кут у  $3^\circ$  навколо вісі симетрії другого порядку  $X_2$  [16]). Відповідно, у випадку ізотропної дифракції світла хвильові вектори як падаючої, так і дифрагованої хвиль закінчуються або на внутрішній ( $i$ ), або на зовнішній ( $e$ ) частинах поверхні хвильових векторів. Для випадку анізотропної дифракції хвильові вектори падаючої та дифрагованої хвиль закінчуються на різних частинах поверхні. Аналогічно до роботи [20], чотири можливих типи дифракції (відносно стану поляризації світлових хвиль) позначатимемо як  $i \rightarrow i$ ,  $e \rightarrow e$  (ізотропна дифракція) and  $i \rightarrow e$ ,  $e \rightarrow i$  (анізотропна дифракція). Враховуючи, що кожен з варіантів дифракції може реалізуватися на акустичних хвилях трьох різних поляризацій, загалом отримуємо 12 можливих типів дифракції і 12 відповідних їм екстремальних поверхонь.

Параметри кристала TGS, що використовувалися в розрахунках, наведено у таблиці 1. Усі розрахунки проводилися для довжини світлової хвилі  $\lambda = 632.8$  нм, на якій визначалися п’єзо- та пружнооптичні коефіцієнти у [15, 16] та частоти акустичної хвилі  $f = 100$  МГц, актуальної для практичних застосувань.

Екстремальні поверхні коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  для кристала TGS наведені на рис. 2. У відповідності до сказаного вище, точковою групою симетрії всіх поверхонь є група  $2/m$ , вісь другого порядку співпадає з віссю  $Y$ . Так само як у [20], екстремальні поверхні для анізотропних дифракцій  $i \rightarrow e$  та  $e \rightarrow i$  на акустичних хвилях однакової поляризації є візуально близькими (різниця між ними стає помітною для суттєво вищих акустичних частот), через що на рисунку наведено поверхні лише для дифракції  $e \rightarrow i$ .

### Результати та обговорення

Результати проведеної оптимізації за напрямками поширення падаючої світлової та акустичної хвиль наведено у таблиці 2. Оскільки глобальні максимуми  $M_{2\max}^{extr}$  для дифракцій  $i \rightarrow e$  та  $e \rightarrow i$  завжди збігаються за величиною (але не за просторовим розташуванням) [18], то в цій Таблиці наведено результати лише для дифракції  $e \rightarrow i$ .

Таблиця 1

#### Параметри кристала TGS, використані при розрахунку

Параметр	Величина	Джерело
Густина, кг/м <sup>3</sup>	1680	[28]
Головні показники заломлення ( $\lambda = 632.8$ нм)	$n_1 = 1.591; n_2 = 1.488; n_3 = 1.563$	[29]
Пружні модулі, ГПа	$C_{11} = 46.1; C_{12} = 17.2; C_{13} = 19.8;$ $C_{22} = 32.1; C_{23} = 20.7; C_{33} = 25.3;$ $C_{15} = -2.8; C_{25} = -0.55; C_{35} = -4.1;$ $C_{44} = 9.5; C_{55} = 11.3;$ $C_{66} = 6.2; C_{46} = -0.43$	[16]
Пружнооптичні коефіцієнти	$p_{11} = 0.128; p_{12} = 0.125; p_{13} = 0.196;$ $p_{21} = 0.227; p_{22} = 0.288; p_{23} = 0.256;$ $p_{31} = 0.139; p_{32} = 0.149; p_{33} = 0.183;$ $p_{15} = -0.102; p_{25} = -0.043; p_{35} = -0.058;$ $p_{44} = -0.035; p_{55} = 0.054; p_{66} = 0.012;$ $p_{46} = 0.005; p_{51} = 0.042; p_{52} = 0.146;$ $p_{53} = 0.097; p_{64} = 0.161$	[16]
П'єзоелектричні постійні, Кл/м <sup>2</sup>	$e_{14} = 0.045; e_{16} = -0.028; e_{21} = -0.29;$ $e_{22} = -0.202; e_{23} = 0.253; e_{24} = 0.022;$ $e_{34} = -3.045 \cdot 10^{-3}; e_{36} = 0.025$	Розраховані на основі величин п'єзоелектричних коефіцієнтів $d_{ij}$ , наведених у [30], $\hat{e} = \hat{d} \cdot \hat{c}$ .
Діелектрична проникність на акустичній частоті*	$\epsilon_{11} = 8.6; \epsilon_{22} = 43; \epsilon_{33} = 5.7$	[31]*

\* Діелектричні проникності для частоти 100 МГц не є відомими, тому, в припущенні не дуже суттєвих залежностей  $\epsilon_{ij}(f)$  в області ультразвукових частот, використовувалися дані, отримані для  $f = 500$  кГц. Слід зазначити, що доданки, які містять величини  $\epsilon_{ij}$  у (4) та (6) є істотно меншими за перший доданок у цих формулах, тобто неточність у визначенні  $\epsilon_{ij}$  не вносить значної похибки.

Як видно з таблиці 2, максимальна величина коефіцієнта акустооптичної якості  $M_{2\max}^{extr}$  досягається у випадку ізотропної  $i \rightarrow i$  дифракції на повільній квазіпоперечній хвилі. Вона становить  $17.1 \cdot 10^{-15}$  с<sup>3</sup>/кг і є суттєво більшою від раніше отриманого значення  $M_2 = 10.4 \cdot 10^{-15}$  с<sup>3</sup>/кг [17]. При цьому падаюча світлова хвиля повинна поширюватися в напрямку, що визначається кутами  $\theta = 80^\circ$ ,  $\varphi = 135^\circ$  та бути поляризованою в напрямку  $\theta_\mu = 108^\circ$ ,  $\varphi_\mu = 48^\circ$  (а також в еквівалентних напрямках, отримуваних на основі застосування елементів симетрії точкової групи  $2/m$ ). Акустична хвиля має поширюватися в напрямку  $\theta_a = 167.5^\circ$ ,  $\varphi_a = 160^\circ$ , положення її вектора поляризації при цьому буде визначатися кутами  $\theta_f = 81^\circ$ ,  $\varphi_f = 91^\circ$ . При цьому швидкість акустичної хвилі становитиме 2313 м/с, косинус кута її знесення – 0.95, а ефективний пружнооптичний коефіцієнт – близько 0.17. Таким чином, як і у випадку ніобату літію [18], максимум коефіцієнта акустооптичної якості для кристала TGS реалізується при використанні непрямих зрізів кристала, і напрямки цього максимуму відхилені від кристалологічних осей на великі кути. Це підтверджує наш висновок, зроблений у роботі [32], тому для знаходження глобальних максимумів індукованих оптичних ефектів слід використовувати метод екстремальних поверхонь.

Також відзначимо, що у випадку анізотропної дифракції максимуми величини  $M_2$  є дуже чутливими до зміни напрямку поширення світлового променя (відповідні «піки» на екстремальних поверхнях на рис. 2 є дуже вузькими), що сильно ускладнює забезпечення таких максимумів у

практичних використаннях.

Ізотропна  $i \rightarrow i$  дифракція    Ізотропна  $e \rightarrow e$  дифракція    Анізотропна  $e \rightarrow i$  дифракція

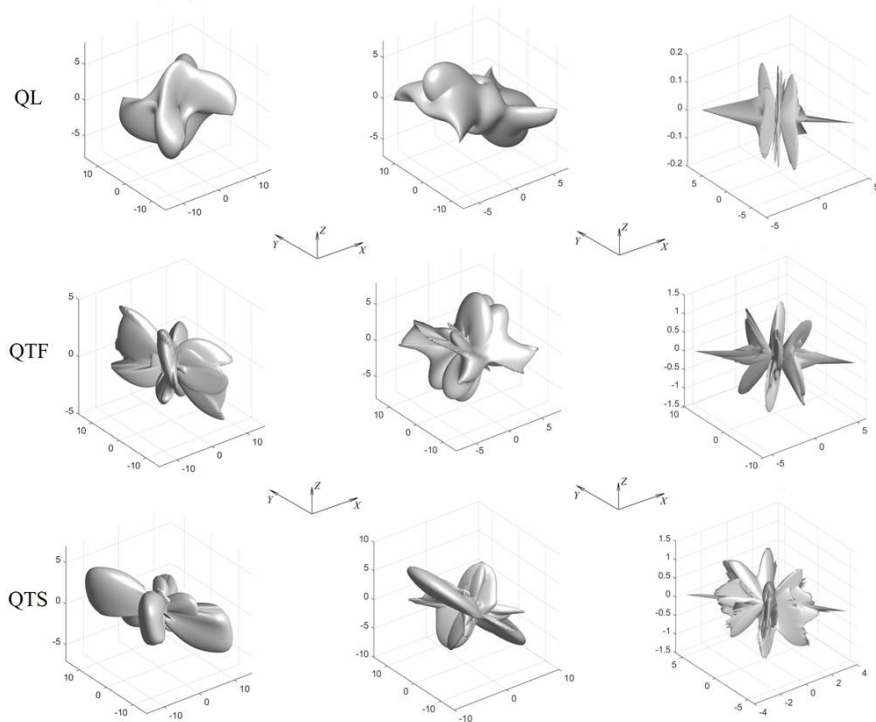


Рис. 2. Екстремальні поверхні для різних типів дифракції

Таблиця 2

Результати оптимізації

Тип акустичної хвилі	Напрямки поширення світлових хвиль		Акустична хвиля			$ p_{ef} $	$M_2^{extr} \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{кг}$
	Падаюча хвиля $\theta_{max}, \varphi_{max}$ , град.	Дифрагована хвиля, $\theta_{dmax}, \varphi_{dmax}$ , град.	Напрямок поширення, $\theta_a, \varphi_a$ , град.	Поляризація, $\theta_f, \varphi_f$ , град.	Швидкість $V_q$ , м/с		
Ізотропна $i \rightarrow i$ дифракція							
QL	97; 127	96.4; 127	19.2; 64	28; 85	4017	0.34	13.7
QTF	88; 45	87; 45	176.3; 0.2	89; 79	2383	0.15	13.8
QTS	80; 135	79; 135	167.5; 160	81; 91	2313	0.17	17.1
Ізотропна $e \rightarrow e$ дифракція							
QL	89; 120	88.4; 120	12; 33.6	14; 66.4	3797	0.29	13.2
QTF	89; 61	88; 61	10.5; 150	82.3; 59	2360	0.15	12.7
QTS	61; 126	62; 127	40; 359	36.7; 169	2015	0.11	12.6
Анізотропна $e \rightarrow i$ дифракція							
QL	90; 60	90.6; 60	15.7; 41	21.6; 62	3844	0.24	8.2
QTF	90; 120	89; 120	165; 41	97; 127	2355	0.14	10.4
QTS	90; 60	91; 60	5; 358	89.6; 89.5	2366	0.10	6.8

Для спрощення представлення у Таблиці зазначено положення лише одного з максимумів, положення інших можна отримати, застосовуючи операції симетрії точкової групи класу  $2/m$ .

**Висновки**

Методом екстремальних поверхонь визначено величини та положення глобальних максимумів коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  для кристала тригліцинсульфату

$(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$  (TGS). Показано, що за довжини світлової хвилі 632.8 нм та частоти акустичної хвилі 100 МГц максимально досяжна величина  $M_2$  становить  $17.1 \cdot 10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$  та досягається у випадку ізотропної дифракції типу  $i \rightarrow i$  на повільній квазіпоперечній хвилі. При цьому світлова хвиля повинна розповсюджуватися в напрямку, що визначається кутами  $\theta = 80^\circ$ ,  $\varphi = 135^\circ$  сферичної системи координат і бути поляризованою в напрямку  $\theta_\mu = 108^\circ$ ,  $\varphi_\mu = 48^\circ$ . Акустична хвиля, що взаємодіє з нею, повинна розповсюджуватися в напрямку  $\theta_a = 167.5^\circ$ ,  $\varphi_a = 160^\circ$  і бути поляризованою вздовж напрямку  $\theta_f = 81^\circ$ ,  $\varphi_f = 91^\circ$ . Тобто напрямки цього максимуму відхилені від кристалологічних осей на великі кути. Швидкість акустичної хвилі за таких умов становить 2313 м/с, а ефективний пружнооптичний коефіцієнт  $p_{ef}$  дорівнює 0.17. Велике значення коефіцієнта акустооптичної якості  $i$ , відповідно, дифракційної ефективності, а також прозорість кристала TGS у ближньому та середньому ультрафіолетовому діапазоні вказують на TGS як на перспективний матеріал для акустооптичних пристроїв.

Відзначимо також, що в цій роботі метод екстремальних поверхонь вперше застосовано для дослідження анізотропії акустооптичного ефекту у низькосиметричному моноклінному кристалі.

**Подяка.** Дані результати досліджень є частиною проекту, який отримав фінансування від програми досліджень та інновацій Європейського Союзу "Горизонт 2020" в рамках грантової угоди Марії Склодовської-Кюрі №778156, а також від Міністерства освіти і науки України в рамках проекту "ОПТИМА" № 0120U102204.

### Література

1. Гурская В.Г. Структура аминокислот. – М.: Наука, 1966.
2. Yuhuan Xu. Ferroelectric materials and their applications. – Amsterdam: North-Holland, 1991.
3. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. – М.: Мир, 1981.
4. Цедрик М.С. Физические свойства кристаллов семейства триглицинсульфата. – Мн.: Наука и техника, 1986.
5. Loiacono G.M., Kostecky G. Thermal properties of pure; doped TGS, DTGS, TGFB and DTGFB single crystals // Mater. Res. Bull. – 1981. – V.16. – P. 53-58.
6. Dhanaraj G., Byrappa K., Prasad V., Dudley M. Springer handbook of crystal growth. – Springer, 2008.
7. Aggarwal M.D., Batra A.K., Lal R.B., Penn B.G. Bulk single crystals grown from solution on Earth and in microgravity. – Springer, 2010. – P. 559-598.
8. Yamazaki T., Nakatani N. Growth and ferroelectric properties of L-, D-, and DL-methionine-doped triglycine sulfate crystals // J. Cryst. Grow. – 2010. – V. 313. – P. 20-25.
9. Shanthi N.T., Selvarajan P., Mahadevan C.K. Studies on triglycine sulfate (TGS) crystals doped with sodium bromide (NaBr) grown by solution method // Ind. J. of Sci. Tech. – 2009. – V. 2. – P. 49-52.
10. Khanum F., Podder J. Crystallization and characterization of TGS crystal doped with  $\text{NiSO}_4$  // J. Cryst. Proc. Tech. – 2011. – V. 1. – P. 49-54.
11. Белугина Н.В., Гайнутдинов Р.В., Толстихина А.Л., Иванова Е.С., Кашевич И.Ф., Шут В.Н., Мозжаров С. Е. Формирование регулярной доменной структуры в кристаллах TGS – TGS+Cr с профильным распределением примеси // Кристаллография. – 2015. – Т. 60. – С. 609-615.
12. Голицына О.М., Дрождин С.Н., Занин И.Е., Гриднев А.Е. Структура триглицинсульфата, внедренного в пористый оксид алюминия // Физ. Тверд. Тела. – 2012. – Т. 54. – С. 2160-2064.
13. Голицына О.М., Дрождин С.Н., Нечаев В.Н., Висковатых А.В., Кашкаров В.М., Гриднев А.Е., Чернышев В.В. Диэлектрические свойства пористых оксидов алюминия и кремния с включениями триглицинсульфата и его модифицированных аналогов // Физ. Тверд. Тела. – 2013. – Т. 55. – С. 479-484.
14. Balasubramanian K., Selvarajan P., Kumar E. Characterization of TGS crystals grown in water-soluble CdS nanoparticles dispersed in water // Ind. J. Sci. & Tech. – 2010. – V. 3. – P. 41-43.
15. Mytsyk B., Shut V., Demyanyshyn N., Mozzharov S., Erba A., Kalynyak B., Mys O., Vlokh R. Piezo-optic coefficients and acoustooptic efficiency of TGS crystals // Ukr. J. Phys. Opt. – 2017. – V. 18. – P. 46-54.
16. Mytsyk B., Demyanyshyn N., Erba A., Shut V., Mozzharov S., Kost Ya., Mys O., Vlokh R. Piezo-optic and elasto-optic properties of monoclinic triglycine sulfate crystals // Appl. Opt. – 2017. – V. 56. – P. 9484-9490.

17. Demyanyshyn N., Buryy O., Shut V., Mytsyk B., Vas'kiv A., Horina O., Vistak M., Andrushchak A. New high-efficiency material for acoustooptic modulators. Anisotropy of piezooptic effect in TGS crystals // Proceedings of the XIV<sup>th</sup> International Conference 'Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science' TCSET'2018, Lviv-Slavske, Ukraine, 20-24.02.2018. – P. 454-457.
18. Buryy O., Andrushchak A., Kushnir O., Ubizskii S., Vynnyk D., Yurkevych O., Larchenko A., Chaban K., Gotra O., Kityk A. Method of extreme surfaces for optimizing the geometry of acoustooptic interactions in crystalline materials: Example of LiNbO<sub>3</sub> crystals // J. Appl. Phys. – 2013. – V. 113. – 083103 (12 pages).
19. Pfeiffer J., Wagner K. Acoustooptic figure of merit search // Physics Procedia. – 2015. – V. 70. – P. 762-765.
20. Buryy O., Andrushchak N., Ratysh A., Demyanyshyn N., Mytsyk B., Andrushchak A. Global maxima for the acoustooptic effect in SrB<sub>4</sub>O<sub>7</sub> crystals // Appl. Opt. – 2017. – V. 56. – P. 1839-1845.
21. Andrushchak A.S., Buryy O.A., Demyanyshyn N.M., Hotra Z.Yu., Mytsyk B.G. Global maxima of the acoustooptic effect in CaWO<sub>4</sub> crystals // Acta Physica Polonica A. – 2018. – V. 133. – P. 928-932.
22. Buryy O., Andrushchak N., Demyanyshyn N., Andrushchak A., Determination of acoustooptic effect maxima for optically isotropic crystalline material on the example of GaP cubic crystal // JOSA B. – 2019. – V. 36. – P. 2023-2029.
23. Yariv A., Yeh P. Optical waves in crystals. – New York, Wiley, 2002.
24. Nelson D.F. Electric, Optic and Acoustic Interaction in Dielectrics. – New York, Wiley, 1979.
25. Балакший В., Парыгин В., Чирков Л. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985.
26. Бондаренко В., Зоренко В., Чкалова В., Акустооптические модуляторы света. – М.: Радио и связь, 1988.
27. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. – М.: Наука, 1975.
28. Raj C.J., Kundu S., Varma K.B.R. Investigation of dielectric, piezoelectric and ferroelectric properties of *b*-axis grown triglycine sulphate single crystal // Appl. Phys. A. – 2011. – V. 105. – P. 1025-1031.
29. Romanyuk M.O., Kostetskyi O.M., Viblyi I. Dispersion and temperature dependence of refractive indices of pure triglycine sulphate crystals // Ukr. Fiz. Zh. – 1976. – V. 21. – P. 207-209.
30. Zheludev I.S., Physics of Crystalline Dielectrics. Vol. 2. Electrical properties. – New York, Springer Science+Business Media, 1976.
31. Lal R.B., Batra A.K. Growth and properties of triglycine sulfate (TGS) crystals: review // Ferroelectrics. – 1993. – V. 142. – P. 51-82.
32. Андрущак А.С., Бурый О.А., Андрущак Н.А., Дем'янишин Н.М. Просторова анізотропія індукованих оптичних ефектів у кристалічних матеріалах. Т. 1. – Львів: Простір М, 2019.

**Рецензент:**

1. Мартинюк-Лотоцька Ірина Юріївна, д.ф.-м.н., с.н.с., e-mail: [iryna.ml.lviv@gmail.com](mailto:iryna.ml.lviv@gmail.com)