

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
КИЇВСЬКИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМ. ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

На правах рукопису

БУЛАНЧУК ОЛЕГ МИКОЛАЙОВИЧ

УДК 534.621.382
534.535

НЕСТАЦІОНАРНІ АКУСТОВЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ВЗАЄМОДІЇ
В КРИСТАЛАХ З НЕЛІНІЙНОЮ ВЛЕКТРОСТРИЖКІЄЮ.

01.04.02 - теоретична фізика

АВТОРЕФЕРАТ
НА ЗДОБУТТЯ НАУКОВОГО СТУПЕНЯ
КАНДИДАТА ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНИХ НАУК

Київ - 1993

Аб 26.89

Робота виконана на кафедрі теоретичної фізики Київського
університету ім. Тараса Шевченка

Науковий керівник	доктор фізико-математичних наук, професор Г.М. Бурлак
Офіційні опоненти	доктор фізико-математичних наук, в.н.с. С.І. Ханкіна кандидат фізико-математичних наук с.н.с. О.А. Калагуша
Провідна установа	Інститут напівпровідників АН України, м. Київ

Захист відбудеться "6" квітня 1993 р.
о 14³⁰ годині на засіданні спеціалізованої Ради Д068.1822
при Київському університеті ім. Тараса Шевченка за адресою
-252022, Київ - 22, проспект Академіка Глушкова, 6, фізичний
факультет.

З дисертацією можна ознайомитися в науковій бібліотеці
Київського університету ім. Тараса Шевченка

Автореферат розісланий "3" березня 1993 р.

Вчений секретар
спеціалізованої ради

Верлан

Верлан Е.М.

ЛНБ України ім.В.Стефаніка



00825855 (X)

ЛНБ ім. В. Стефаніка
АН України

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ.

Актуальність дослідження. При взаємодії хвиль різної природи (акустичних та електромагнітних) в середовищах з квадратичною нелінійністю в залежності від потужності вхідних та початкових сигналів можуть формуватися різноманітні структури, як солітонного так і несолітонного походження [1]. Відомо, що швидкістю акустоелектромагнітних солітонів можна керувати шляхом модуляції амплітуди накачки на вході, при цьому швидкість солітонів виявляється на п'ять порядків менша швидкості світла. При розгляді таких явищ звичайно не враховувалися ефекти, пов'язані з нелінійною по амплітуді звуку електрострикцією, тому, що вони виявляються набагато слабшими в порівнянні з ефектами лінійної електрострикції, оскільки останні не дозволяють їм розвинутися до помітної величини як ефектам другого порядку. Однак існують середовища, в яких компоненти тензора квадратичної електрострикції значно перевищують компоненти тензора лінійної електрострикції [2], або для коливань певних поляризацій і напрямків розповсюдження відповідні компоненти тензора лінійної електрострикції дорівнюють нулю [3]. В цьому випадку основним нелінійним ефектом, що призводить до взаємодії акустичних та електромагнітних коливань, буде квадратична електрострикція. Таким чином, вказана вище система виявляється зручною моделлю для дослідження акустоелектромагнітних взаємодій в середовищах з кубічною нелінійністю, що має фундаментальне значення для теорії нелінійних хвильових взаємодій.

Досліджувана система може бути також цікавою з точки зору формування впорядкованих дисипативних структур у відкритих нерівноважних системах, що обмінюються з навколишнім середовищем енергією.

Метод даної дисертаційної роботи в теоретичне дослідження процесу формування поодиноких акустоелектромагнітних хвиль в кристалах з квадратичною електрострикцією (для випадку, коли лінійна електрострикція відсутня в силу кристалграфічної симетрії), а також можливості впливати на швидкість таких

хвиль шляхом модуляції накачки.

Наукова новизна роботи. В даній роботі вперше :

- досліджено еволюцію самостискаючихся поодиноких акустоелектромагнітних хвиль в режимі однієї накачки з урахуванням анізотропії кристала, дисипації пружних хвиль, ефекту Керра.
- показано, що в залежності від енергії акустичного поля початкове збурення може розповсюджуватись у вигляді одного імпульсу, а при певних умовах розпадатися на декілька поодиноких хвиль.
- знайдені порогові умови необхідні для розвитку нестійкості, при чому підсилення може мати м'який, або жорсткий режим.
- показано, що характер еволюції поодиноких хвиль істотно залежить від початкової форми акустичного імпульсу.
- отримано явні вирази компонент тензора нелінійної електрострикції для кристалів тригональної симетрії

Практична цінність роботи. Отримані результати можуть бути використані при підготовці експериментів, а в перспективі і для розробки пристроїв для отримання надкоротких ультразвукових сигналів, а також в галузі модуляції та обробки сигналів міліметрового та субміліметрового діапазону електромагнітних хвиль.

На захист виносяться наступні положення дисертації:

1. Зародження та процес формування поодиноких акустоелектромагнітних хвиль, що самостискаються, в анізотропних кристалах з нелінійною електрострикцією.
2. Існує можливість керувати швидкістю поодиноких акустоелектромагнітних хвиль шляхом модуляції амплітуди накачки на вході в область взаємодії.
3. У випадку двох електромагнітних накачок в істотно нелінійному режимі в залежності від початкових умов можливий ефект як стискання, так і розпливання поодинокі хвилі, а також її розпадання на декілька імпульсів.

Апробація та публікації. Основні результати дисертаційної

роботи доповідались на XI Всесоюзній Акустичній конференції (Москва, червень 1991 р.), XV Всесоюзній конференції "Акустоелектроніка та фізична акустика твердого тіла", III Республіканській школі - конференції молодих вчених "Актуальні проблеми фізики напівпровідників" (Алушта, вересень 1989 р.), на наукових семінарах кафедри теоретичної фізики Київського університету ім. Т.Шевченка, на конференції молодих вчених фізичного факультету.

По темі дисертації опубліковано 7 робіт [1-7].

Структура та об'єм дисертації. Дисертація складається із вступу, трьох глав, заключення і списку цитованої літератури (92 найменування), має загальний об'єм 165 сторінок машинописного тексту, що включають 39 малюнків.

Короткий зміст роботи

У вступі визначені цілі та завдання дисертаційної роботи і коротко викладені ті оригінальні результати та положення, що визначають наукову новизну роботи та виносяться автором на захист.

У першій главі проаналізовано нелінійні механізми, що можуть приводити до взаємодії двох зсувних акустичних хвиль з двома електромагнітними хвилями ортогональних поляризацій в кристалах тригональної симетрії класу $3m$. Розглядається ситуація, коли всі хвилі колінеарні та рухаються в одному напрямку, перпендикулярному осі симетрії третього порядку. В роботі розглянуто випадок виродженої по частотам акустичних хвиль чотирьох-хвильової взаємодії. Встановлено, що в реальних умовах можуть діяти одночасно кілька фізичних механізмів, що спричиняють акустоелектромагнітну взаємодію, але домінуючим нелінійним ефектом виявляється нелінійна електрострикція. З допомогою методу Фумі [4] отримані явні вирази для компонент тензора квадратичної електрострикції в середовищах тригональної симетрії.

В рамках моделі суцільного середовища використовувались рівняння Максуелла та теорії пружності

$$\text{rot rot } \vec{E} = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial p_{ik}}{\partial x_k}$$

Компоненти електричної індукції \vec{D} та тензора напруги p_{ik} знаходились із термодинамічних співвідношень

$$D_i = -4\pi \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial E_i} \quad ; \quad p_{ik} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial u_{ik}}$$

Нелінійна добавка в розкладі вільної енергії \mathcal{F} по E , u_{ij} , яка пов'язана з квадратичною електрострикцією має вигляд:

$$\Delta \mathcal{F} = - \frac{1}{8\pi} \nu_{ijkl, mn} u_{ij} u_{kl} E_m E_n$$

Далі за допомогою методу повільно змінюючихся амплітуд [5] отримано систему укорочених нелінійних рівнянь для комплексних амплітуд, яка в безрозмірному вигляді записується наступним чином:

$$\frac{\partial A_1^*}{\partial x} = i(A_2^* A_3^2 \exp(i\theta\theta) - 2R_1 A_1^* |A_3^*|^2)$$

$$\frac{\partial A_2^*}{\partial x} = i(A_1^* A_3^* A_2^* \exp(-i\theta\theta) - 2R_2 A_2^* |A_3^*|^2) \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} + \Gamma \right) A_3^* = i(A_1^* A_2^* A_3^* \exp(-i\theta\theta) - A_3^* (R_1 |A_1^*|^2 + R_2 |A_2^*|^2))$$

де $x = x/l_n$, $t = v_\alpha t/l_n$, $A_1^* = E_1/E_0$, $A_2^* = (\alpha_1/\alpha_2)^{1/2} E_2/E_0$, $A_3^* = (\alpha_1/\alpha_3)^{1/2} U/E_0$, $\alpha_{1,2} = k^2 k_{1,2} \nu_3 / 2\varepsilon_1$, $\alpha_3 = k \nu_3 / 4\pi \nu_\alpha^2 (1 + \varepsilon^2)$

$\theta\theta = \delta k_x, \delta k = \delta k l_n$, $R_{1,2} = \nu_{1,2} \alpha_{1,2} / \nu_3 \alpha_{2,1}$, ν_α - швидкість звуку, E_0

- модуль напруги на вході, $l_n = \left[\alpha_1 / \alpha_2 \varepsilon_0^2 \alpha_3^2 \right]^{1/2}$ - характерний нелінійний просторовий масштаб, пов'язаний з данною нелінійністю, $\Gamma = l_n \gamma$, γ - феноменологічно введений коефіцієнт затухання звуку. При цьому умови фазового синхронізму мають вигляд $\omega_1 - \omega_2 = 2\Omega$, $k_1 = k_2 + 2K + \delta k$, $\delta k \ll k_{1,2}, K$, де частота звуку

$\Omega = \nu_{\alpha} \omega (n_1 - n_3) / 2c$, $n_{1,3} = \sqrt{\epsilon_{1,3}}$. При виведенні (1) були відкинуті доданки $(n_{1,3} \nu_{\alpha} / c) \partial A_{1,2} / \partial t$ по параметру $(n_{1,3} \nu_{\alpha} / c) \approx 10^{-4}$. Таким чином, ми обмежились розглядом процесів, швидкість яких мала, в порівнянні з швидкістю світла (вплив кінцевості швидкості світла досліджувався в третій главі). Вважали також, що затуханням електромагнітних хвиль можна нехтувати, а середовище — напівобмеженим. В першій главі розглянуто взаємодію акустичних та електромагнітних хвиль в режимі однієї електромагнітної накачки ($A_2' = 0$ на границі).

Проведено аналіз системи (1) в наближенні заданного акустичного поля для локалізованих початкових звукових імпульсів. Показано, що в розсіяній електромагнітній хвилі формується імпульс ортогональної поляризації з амплітудою A_2' , що розповсюджується з звуковою швидкістю.

Складові з κ_1, κ_2 в (1) призводять до додаткової модуляції взаємодіючих коливань та, взагалі кажучи, до порушення умов фазового синхронізму, що виникають в такого роду процесах [2,5]. У випадку слабоізотропних кристалів $\kappa_1 \approx \kappa_2$ і при відсутності дисипації акустичних хвиль вдається знайти явні розв'язки системи (1) для довільного початкового звукового сигналу та модульованої по амплітуді накачки. Граничні та початкові умови задавались у вигляді: $|A_1'(0, \tau)| = r_1(\tau)$, $|A_1'(x, 0)| = r_1(0)$, $|A_2'(0, \tau)| = r_2(\tau)$, $|A_2'(x, 0)| = r_2(0)$; $|A_3'(0, \tau)| = r_3(\tau)$, $\tau > 0$; $|A_3'(x, 0)| = A_{30}(x)$, $0 \leq x < \infty$.

При $\Gamma = 0$ та $\kappa_1 \approx \kappa_2$ вдається отримати аналітичний розв'язок (1), що дозволяє провести аналіз акустоелектромагнітних взаємодій, не обмежуючись рівнем нелінійності, тобто в умовах інтенсивного обміну енергією між акустичним полем та електромагнітним. При цьому виявляється, що в таких системах можливе розповсюдження поодиноких хвиль, що не змінюють своєї форми, а також самостискаючихся хвиль. Наприклад, для початкового звукового сигналу лоренцевої форми $A_{30}^2(x) = c/(1+(\alpha x)^2)$ розв'язки для модулів амплітуд взаємодіючих хвиль мають вигляд

$$A_0^2 = \alpha P(x, \tau), \quad A_1^2 = r_1^2(\tau)(1 - P(x, \tau)), \quad A_2^2 = r_1^2(\tau)P(x, \tau),$$

$$P(x, \tau) = \left[1 + \left[\alpha \eta \int_{\tau}^{\infty} r_1^2(\tau') d\tau' \right]^2 \right]^{-1}$$

Із (1) можна отримати аналог рівняння неперервності

$$\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = 0, \quad \Psi = |A_3|^2 - |A_2|^2, \quad \Psi = |A_3|^2.$$

Із співвідношення Візема для швидкості $v = P/\Psi$ випливає що швидкість поодинокі хвилі $v = 1 - r_1^2(\tau)/\alpha$ - менша за швидкість звуку і пропорційна амплітуді накачки на вході. Звідси можна зробити висновок про можливість керувати швидкістю акустоелектромагнітних хвиль шляхом модуляції накачки на вході в систему.

Показано, що в системах з нелінійною електрострикцією також можлива взаємодія електромагнітних хвиль із зустрічним звуком. У цьому випадку також формуються поодинокі акустоелектромагнітні хвилі, що підсилюються та стискаються, а їх швидкість виявляється більшою за швидкість звуку в кристалі.

При врахуванні реальної анізотропії кристалів, а також поглинання звуку систему (1) вдається дослідити лише чисельними методами. З метою виявлення основних закономірностей акустоелектромагнітної взаємодії були проведені комп'ютерні розрахунки системи (1) при різноманітних значеннях R_1 , R_2 , δk , Γ . Отримані результати дозволяють зробити наступні висновки:

1. Коли початкова енергія акустичних коливань перевищує певні порогові значення, пов'язані з наявністю затухання звуку, то в слабо нелінійному режимі (постійної накачки) в кристалі однаковим чином підсилюються всі акустичні сигнали, наявні в системі. Потім, коли виснаження накачки стає істотним (істотно нелінійний режим) в середовищі формується лише одна поодинока хвиля, що стискається та підсилюється, яка являється істотно нелінійним утворенням, що має власну швидкість, відмінну від швидкостей взаємодіючих коливань.

2. Існує можливість керувати швидкістю таких поодинокіх хвиль шляхом модуляції накачки на вході в систему при $R_1 \neq R_2$,

$\Gamma \neq 0, \delta \bar{k} \neq 0$. У випадку відхилення вказаних параметрів від оптимальних значень можливість впливати на швидкість зменшується. Як показали розрахунки, при імпульсному режимі модуляції накачки можливий зустрічний рух поодинокі хвилі, але при подачі повторних імпульсів діапазон зміни швидкості зменшується, а акустичний сигнал підсилюється та стискається. 3. Підсилення та стискання поодинокі акустoeлектромагнітної хвилі істотно залежить від $R_1, R_2, \delta \bar{k}$. При $R_1, R_2 > 5, \delta \bar{k} > 10$ згадані вище ефекти не спостерігаються.

Приводяться також чисельні оцінки характерного нелінійного просторового масштабу. Для BaTiO_3 , який при $t^0 < -70^\circ\text{C}$ має симетрію $3m$ і $\rho = 5 \text{ г/см}^3$, $v_a = 4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $\epsilon_1 = 2000$, $\epsilon_3 = 300$, $g_3 \sim \epsilon_1^{3/4}$ [6] $\omega_1 = 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\Omega = 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\rho = (c/4\pi)E_0^2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ МВТ/см}^2$, маємо $l_n = 0,3 \text{ см}$, що робить цілком можливим спостереження розглянутих вище явищ на експерименті.

У другій главі розглянута динаміка акустoeлектромагнітних хвиль в режимі двох електромагнітних накачок. Показано, що вирішальне значення на процес еволюції початкового акустичного сигналу починає відігравати співвідношення фаз взаємодіючих коливань на границі. В цьому випадку шляхом заміни змінних

$$\begin{aligned}
 A_3 &= A'_3 \exp(i(0,5\delta\bar{k}(z-\tau) + R \int_{\tau'}^{\tau} g^2(\tau') d\tau')) \\
 A_1 &= A'_1 \exp(i(-\delta\bar{k}\tau + 2R(\int_{\tau'}^{\tau} g^2(\tau') d\tau' + \int_{z'}^z A_3^2(z', \tau) dz')) \quad (2) \\
 A_2 &= A'_2 \exp(i2R \int_{z'}^z A_3^2(z', \tau) dz')
 \end{aligned}$$

$$R = (R_1 + R_2)/2$$

вдається звести систему (1) до вигляду

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i(A_2 A_3^2 - 2\Delta R A_1 |A_3|^2), \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} = i(A_1 A_3^{*2} + 2\Delta R A_2 |A_3|^2), \quad (3)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma \right] A_3 = i(A_1 A_2^* A_3^* - \Delta R A_3 (|A_1|^2 - |A_2|^2))$$

де $\Delta R = (R_1 - R_2)/2$. Така заміна змінних відповідає наступним початковим та граничним умовам:

$$\begin{aligned}
 A_3 &= A_3 \exp(i(0.50\bar{k}(z-\tau) + R \int_0^\tau \varrho^2(\tau') d\tau')) \\
 A_1 &= A_1 \exp(i(-0.6\bar{k}\tau + 2R \int_0^\tau \varrho^2(\tau') d\tau')) \\
 A_{30}(z) &= A_{30} \exp(i0.50\bar{k}z)
 \end{aligned}
 \quad (3a)$$

Із (2,3) видно, що при $R_1 \approx R_2$ вплив доданків з R_1, R_2 вдається скомпенсувати шляхом фазової модуляції взаємодіючих коливань. У випадку $\Gamma=0$ вдається також отримати аналітичні розв'язки (2), з яких слідує, що в режимах двох накачок можливе існування двох видів поодиноких хвиль:

1. Для $A_{30}^2(z) = \alpha / \text{ch}(\alpha z)$ маємо стаціонарні поодинокі хвилі (при $r_1 = r_2 = 1$)

$$A_{30}^2(z) = \alpha / \text{ch}(2\alpha(z - v\tau)) \quad (4)$$

з швидкістю розповсюдження $v = 1 - 1/\alpha$

2. При $A_{30}^2(z) = \alpha / (1 + (\alpha z)^2)$ розв'язки для модуля амплітуди акустичної хвилі (при $r_1 = r_2 = 1$) мають вигляд

$$A_3^2 = \frac{\alpha \exp(2\tau)}{(\alpha\tau)^2 + \exp(4\tau)} \quad (5)$$

Співвідношення (5) описує процес нелінійного розпливання початкового акустичного сигналу. Амплітуда зменшується по закону $A_3 \sim \exp(-\tau)$, а енергія залишається незмінною ($N=\pi$), що призводить до розпливання поодинокі хвилі. Відзначимо, що реалізація такої ситуації можлива тільки в істотно нелінійному режимі, оскільки в слабо нелінійному режимі ($M \ll 1/2$) акустичний імпульс підсилюється.

Проведено аналіз рівняння

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + 2\Gamma \right] N = F(N), \quad (6)$$

$$N(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A_3^2(z, \tau) dz; \quad F(N) = r_1 r_2 = \sin(2N) + (r_1^2 - r_2^2) \sin^2(N) + r_3^2;$$

що описує процес еволюції повної енергії акустичного поля. У випадку $r_3=0$ еволюція звукового сигналу визначається балансом між затуханням звуку та його підсиленням за рахунок прекачки енергії електромагнітного поля. При $\Gamma=0$ та для немодульованих накачок $r_1=a$, $r_2=b$ розв'язки (6), мають вигляд

$$W(\tau) = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{2ab \operatorname{tg}(W_0) \exp(2ab\tau)}{(a^2 - b^2)(1 - \exp(2ab\tau)) \operatorname{tg}(W_0) + 2ab} \right\} \quad (7)$$

Коли $\tau \rightarrow \infty$ енергія W збільшується від $n\pi$ до

$$\begin{aligned} n\pi - \operatorname{arctg}(2ab/(a^2 - b^2)) \quad a > b \\ n\pi + \operatorname{arctg}(2ab/(b^2 - a^2)), \quad a < b, \quad n = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (8)$$

У випадку, коли початкова енергія

$$W_0 = \int_{-\infty}^{\infty} A_{30}^2(z) dz < \begin{cases} \pi - \operatorname{arctg}(2ab/(a^2 - b^2)) \\ \operatorname{arctg}(2ab/(b^2 - a^2)) \end{cases} \quad (9)$$

повна енергія буде посилюватися до значень, вказаних у фігурних дужках (9) (коли $a=b=1$ це відповідає формуванню $\pi/2$ імпульсів). Таке співвідношення по змісту нагадує теорему площ для ефекту самоіндукованої прозорості [7]. Слід відзначити, що коли $\Gamma=0$ права частина (6) може мати, як додатні значення так і від'ємні, що відповідає формуванню зон нелінійного підсилення та затухання акустичних сигналів. Таким чином, стаціонарні точки (де $\partial W/\partial \tau = 0$) з енергією $n\pi$ є нестійкими, вони являються точками біфуркації системи, яка в залежності від нескінченно малого збурення може перейти становище з $n+1$, або з $n-1$ поодинокими хвилями. Стійкими ж будуть значення, що визначаються з (8). Коли $\Gamma \neq 0$, розв'язки (6) не виражаються через елементарні функції і якісний аналіз зручно проводити графічно. Стаціонарні значення визначаються шляхом перетину $F(W)$ з $2\Gamma W$. У випадку $\Gamma > \Gamma_{th} = (a^2 + b^2)/2$ існує лише одна стаціонарна точка $W=0$, і всі акустичні сигнали будуть нелінійно затухати, віддаючи при цьому свою енергію електромагнітному полю. У випадку $\Gamma < \Gamma_{th}$ можливі дві ситуації:

1. при $a > b$ існує порогове значення для енергії початкового акустичного сигналу, при перевищенні якого починається підсилення звуку (жорсткий режим) і формується поодинока акустоелектромагнітна хвиля;
2. при $a < b$ будь-який нескінченно малий акустичний сигнал буде підсилюватися (м'який режим), поки його енергія не досягне

стаціонарного значення. При наявності в кристалі кількох малих акустичних імпульсів, виживе тільки один, який знаходиться ближче до входу в систему.

При $\Gamma < \Gamma_{th}$, в залежності від початкової енергії, можливе формування мультиімпульсних станів. Причому, максимально можлива кількість поодиноких хвиль дорівнює цілому \mathcal{N} від кількості дійсних коренів N рівняння $2\Gamma N = F(N)$, що ділиться на два ($\mathcal{N} = N/2$).

Показано, що у випадку коли на вході в систему співвідношення фаз підтримується таким, що $\psi = -\varphi_1 + \varphi_2 + 2\varphi_3 + \delta\theta = -\pi/2$, ($\varphi_1 = \arg(A_1)$), процес підсилення акустичних коливань має пороговий характер, навіть при відсутності дисипації звуку.

Випадок, коли $R_1 \neq R_2$, або при відсутності додаткової компенсуючої фазової модуляції взаємодіючих коливань, вдається дослідити лише шляхом проведення чисельного експерименту. із результатів обчислень випливає, що у випадку некомпенсованої фази еволюція поодинокі хвилі залежить від співвідношення

$$R_{1,2}, \tau_{1,2}, \Gamma:$$

1. коли $R_1 > R_2$, $\tau_1 > \tau_2$, $\Gamma < \Gamma_{th}$ початковий акустичний сигнал осциляторно підсилюється та стискається до меж, що визначаються критеріями використання данної моделі, а його енергія при цьому необмежено зростає;
2. коли $R_1 < R_2$, $\tau_1 > \tau_2$ або коли $R_1 > R_2$, $\tau_1 < \tau_2$, при $\Gamma < \Gamma_{th}$ форма профілю огинаючої зазнає осциляторних змін, а енергія прямує до стаціонарних значень;
3. при $R_1 < R_2$, $\tau_1 < \tau_2$, $\Gamma < \Gamma_{th}$ вся енергія акустичного поля переходить до електромагнітних коливань.

Коли ж взаємодіючі коливання взаємють певної фазової модуляції (За), то співвідношення між R_1 і R_2 не відіграє істотної ролі, має значення лише модуль різниці $|R_1 - R_2|$. В цьому випадку мультиімпульсні конфігурації формуються при значно менших значеннях початкової енергії акустичного сигналу. При цьому утворюється ряд областей з підвищеною густиною енергії електромагнітних та акустичних хвиль.

В третій главі досліджується вплив ефекту Керра та кінцевості швидкості розповсюдження електромагнітних хвиль на процес формування поодиноких акустоелектромагнітних хвиль в

кристалах з нелінійною електрострикцією.

Показано, що в слабоанізотропних кристалах ефект самомодуляції електромагнітних коливань не впливає на процес еволюції поодиноких хвиль. Для сильно анізотропних середовищ систему рівнянь вдається розв'язати лише чисельними методами. Результати комп'ютерних розрахунків з модельними значеннями коефіцієнтів самомодуляції показують, що при врахуванні ефекту Керра виникають поодинокі хвилі, що стискаються та підсилюються. Однак форма профілю огинаючої в області переднього фронту втрачає правильну форму.

З урахуванням кінцевості швидкості розповсюдження світла система рівнянь для взаємодіючих комплексних амплітуд має вигляд:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial z} + v_1 \frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_e \right] A_1 &= i(A_2^2 A_3 \exp(i\delta\theta) - 2R_1 A_1 |A_3|^2) \\ \left[\frac{\partial}{\partial z} + v_2 \frac{\partial}{\partial t} + \Gamma_e \right] A_2 &= i(A_1 A_3^{*2} \exp(-i\delta\theta) - 2R_2 A_2 |A_3|^2) \\ \left[v_3 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} + \Gamma \right] A_3 &= i(A_1 A_2^* A_3^* \exp(-i\delta\theta) - A_3 (R_1 |A_1|^2 + R_2 |A_2|^2)) \end{aligned} \quad (10)$$

де $v_{1,2,3} = v_{1,2,\alpha} / v$, $v_{1,2}$ - швидкості електромагнітних хвиль, v - параметр що має розмірність швидкості. Дається інтерпретація ефекту стискання та підсилення поодинокі хвилі.

Із (10) впливає співвідношення (при $v_1 \approx v_2 \approx v$, $v_3 = 1, \Gamma_e = 0$)

$$\frac{\partial |A_3|^2}{\partial \eta} = K(\xi, \eta) |A_3|^2 \quad (11)$$

де $K(\xi, \eta) = \left[\pm i a \left[2 \int_{-\infty}^{\xi} |A(\xi, \eta)|^2 d\xi + \arctg(f_2 / f_1) \right] - 2\Gamma \right] -$ можна розглядати як локальний коефіцієнт підсилення, що залежить від площі квадрата акустичного імпульсу, $\xi = a(z - t)$, $\eta = a(t - vz)$, $a = 1 / (1 - v)$. Таким чином, динаміка $|A_3|^2$ залежить від усієї передісторії взаємодії; еволюція нелінійного імпульсу визначається не тільки його амплітудою, але і інтегральним ефектом, тому що електромагнітні хвилі зчитують звук на всьому шляху його розповсюдження, починаючи з границі. Підсилення буде лиш тій частині акустичного імпульсу, де $K(\xi, \eta) > 0$.

Коефіцієнт підсилення буде максимальним в точках ξ_m , де $\int_{-\infty}^{\xi} |A(\xi, \eta)|^2 d\xi + \arctg(\tau_2/\tau_1) = \pi/4$, тут буде виникати вершина нелінійного імпульсу. На значній відстані від ξ_m , де $K(\xi, \eta)$ змінює знак, підсилення змінюється затуханням, що означає звуження області підсилення. Таким чином, в кристалі формується нелінійна хвиля, при цьому неоднорідність підсилення може призводити до її стискування.

Знайдені розв'язки системи (10) у вигляді біжучих хвиль, з яких слідує, що при певних умовах можливе існування поодиноких хвиль огинаючих, що мають вигляд гіперболічних солітонів.

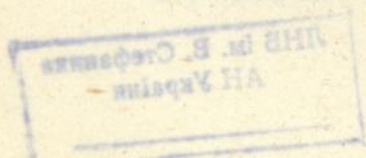
У випадку анізотропних кристалів система (10) розв'язується лише з допомогою чисельних методів. Далі наводяться результати розрахунків, що проводилися в системі швидких змінних, тобто при $v_3 \rightarrow 0$. Із розрахунків слідує, що в такій системі можливе формування поодиноких самостискаючихся хвиль, що мають тенденцію рухатися до входу в кристал.

Проводилися обчислення з модельними параметрами $v_{1,2,3}$, що дозволяють оцінити вплив ефекту кінцевості усіх трьох швидкостей на процес формування поодиноких хвиль. Показано, що і в цьому випадку поодинока хвиля підсилюється та стискається, а її швидкість виявляється меншою за швидкість звукової хвилі.

В заключенні коротко викладені основні результати, отримані в дисертаційній роботі

В додатку викладені чисельні методи, з допомогою яких проводилися комп'ютерні розрахунки.

Висновки В дисертаційній роботі обґрунтовані основні рівняння, що описують процес акустоелектромагнітної взаємодії в кристалах з нелінійною електрострикцією в рамках моделі повільно змінюючихся амплітуд. Показана можливість формування поодиноких акустоелектромагнітних хвиль огинаючих в кристалах з нелінійною електрострикцією, що підсилюються та стискаються. З допомогою чисельних методів проаналізовано вплив: поглинання електромагнітних та акустичних хвиль, анізотропії, кінцевості швидкості розповсюдження електромагнітних хвиль та ефекту



Керра на процес еволюції поодиноких хвиль. Встановлено, що при перевищенні енергією звукового поля певних порогових значень, пов'язаних з затуханням електромагнітних хвиль, починається процес формування поодиноких хвиль, що стискаються та підсилюються, і швидкістю яких можна керувати, шляхом модуляції накачки на вході в систему. Показано, що в режимі двох накачок можливий процес безпорогового підсилення будь-якого нескінченно молодого початкового акустичного імпульсу, при цьому, якщо в системі існує кілька локалізованих акустичних сигналів, то в результаті конкуренції в істотно нелінійному режимі виживає лише один.

Основні результати досліджень опубліковані в роботах

1. Буланчук О.Н., Бурлак Г.Н., Коцаренко Н.Я. - Уединенные акустoeлектромагнитные волны в кристаллах с нелинейной электрострикцией. III Республиканская школа-конференция молодых ученых "Актуальные проблемы физики полупроводников": Тезисы докладов, -Киев: ИФ АН УССР, 1989 г. с. 40
2. Буланчук О.Н., Бурлак Г.Н.. О динамике акустoeлектромагнитных волн в режиме двух накачек. Физика полупроводников. Современные исследования. Сб. статей. Киев: АН Украины, Ин-т полупроводников, 1991 г., с.56-57.
3. Буланчук О.Н., Бурлак Г.Н.. Усиление звуковых импульсов в кристаллах с квадратичной электрострикцией. Физика полупроводников. Современные исследования. Сб. статей. Киев: АН Украины, Ин-т полупроводников, 1991 г., с.58.
4. Буланчук О.Н., Бурлак Г.Н. О возможности управления скоростью уединенных акустoeлектромагнитных волн в кристаллах с квадратичной электрострикцией. УФЖ, 1991, т.36, №7, с.1095-1099.
5. Буланчук О.Н., Бурлак Г.Н. О нелинейной динамике акустoeлектромагнитных волн в кристаллах с квадратичной электрострикцией. XI Всесоюзная Акустическая конференция. Доклады, секция В "Акустика твердого тела. Квантовая акустика.", Москва, 1991 г., с. 93-96.

6. Буланчук О.Н., Бурлак Г.Н. Движением акустoeлектромагнитных волн в кристаллах с нелинейной электрострикцией. XV Всесоюзная конференция "Акустoeлектроника и физическая акустика твердого тела. Тез. докл. ЛИАПЛ, 1991 г., Ч. IV, с. 75-77
7. Буланчук О.Н., Бурлак Г.Н., Гримальский В.В. Формирование уединенных волн в кристаллах с квадратичной электрострикцией. ЖТФ, 1992 г., т.62, н 4, с.

ЛІТЕРАТУРА.

1. Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. - М.: Наука, 1988, 232 с.
2. Гуляев Ю.В., Мовсисян С.Ш., Шкердин Г.Н. Стимулированные акустооптические явления, обусловленные нелинейной фотоупругостью твердых тел. - ФТТ, 1980, т.22, №2, с.523-529
3. Бурлак Г.Н. Динамика уединенных акустoeлектромагнитных волн в кристаллах с нелинейной электрострикцией. ЖТФ, 1990, т.97, в.5, с. 1607-1615
4. Копчик В.А. Шубниковские группы. Справочное по симметрии и физическим свойствам кристаллических структур. -М.: МГУ, 1966 г., 723 с.
5. Ахманов О.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики. Изд. ВИНТИ, М., 1965, 312 с.
6. Пекар С.И. Электрон-фононное взаимодействие, пропорциональное внешнему приложенному полю и усиление звука в полупроводниках. ЖТФ, 1985, т.49, н 3, с.621-629
7. Лем Дж. Введение в теорию солитонов. -М., Мир, 1983, 382 с.

Підп. до друку 18.02.93. Формат 60x84/16. Папір друк. Офс. друк. Умов. друк. арк. 0,93. Умов. фарс-відб. 0,93. Обл.-вид. арк. 0,7. Тираж 100 прим. Зам. 87. Безкоштовно.

Віддруковано в Інституті математики АН України
252601 Київ 4, МСП, вул. Терещенківська, 3