



УКРАЇНА

(19) UA (11) 19407 (13) U
(51) МПК (2006)
G02F 3/00МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ
І НАУКИ УКРАЇНИДЕРЖАВНИЙ ДЕПАРТАМЕНТ
ІНТЕЛЕКТУАЛЬНОЇ
ВЛАСНОСТІОПИС
ДО ПАТЕНТУ
НА КОРИСНУ МОДЕЛЬвидається під
відповідальність
власника
патенту

(54) ОПТИЧНИЙ ЛОГІЧНИЙ ЕЛЕМЕНТ

1

2

(21) u200606793

(22) 19.06.2006

(24) 15.12.2006

(46) 15.12.2006, Бюл. № 12, 2006 р.

(72) Дзедолік Ігор Вікторович

(73) ТАВРІЙСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИ-
ТЕТ ІМ. В.І. ВЕРНАДСЬКОГО

(57) Оптичний логічний елемент, що містить оптичну структуру, який **відрізняється** тим, що структура виконана у вигляді діелектричної плівки, протилежні грані якої виконані паралельними, дві протилежні грані виконані відбиваючими, додатково елемент містить електроди, розташовані на двох інших гранях плівки.

Корисна модель ставиться до області нелінійної оптики.

Відомий оптичний логічний елемент [Патент України 67083 А Інтегральний оптичний логічний елемент МКИ⁶: G02B6/12, G02F3/00, 2004] із трьома виходами, що містить підкладку з ізоляційним шаром і двома шарами, що відбивають, шість світловодів, дифракційну ґратку, гри джерела опорного світлового випромінювання, 22 елемента оптичного зв'язку, п'ять пасивних фільтрів, чотири активних фільтри й три фоточутливих елементи.

Недоліком аналога є відносно низька швидкість спрацьовування, складність реалізації й настроювання, висока собівартість.

Відомий оптичний логічний елемент [3. №99100330/28, RU, Оптичний логічний елемент і оптичний логічний пристрій МКИ⁸: G02F/02], що містить оптичний матеріальний носій пам'яті, що може переходити з одного фізичного або хімічного стану в другий фізичний або хімічний стан в або на шаруватій структурі, активатор, що генерує магнітне, електромагнітне або електричне поле або прикладаючий енергію до матеріального носія пам'яті, оптичний детектор для детектування оптичної відповіді матеріального носія пам'яті, обумовленого фізичним або хімічним станом матеріального носія пам'яті в або поруч із істотно шаруватою структурою, причому оптичний логічний елемент, таким чином, становить інтегрований вузол.

Недоліком прототипу є низька швидкість спрацьовування при змінах фізичного або хімічного стану, оптичного математичного носія пам'яті.

В основу корисної моделі поставлене завдання вдосконалити оптичний логічний елемент шляхом підвищення швидкості спрацьовування.

Поставлене завдання досягається тим, що в оптичному логічному елементі, що включає оптичну структуру, відповідно до корисної моделі, струк-

тура виконана у вигляді діелектричної плівки, протилежні грані виконані паралельними, дві протилежні грані виконані що відбивають, додатково містить електроди, розташовані на двох інших гранях, що забезпечує підвищення швидкості спрацьовування елемента.

На Фіг.1 наведена схема оптичного логічного елемента: діелектрична плівка (1) із гранями, що відбивають, діелектричної плівки (2, 3), електроди (4, 5) для створення електростатичного поля E_0 .

Генеруються просторові кноідальні хвилі з нулями поля на грані плівки при достатній потужності сигналу. Нулі поля виникають уздовж поперечної осі x вихідного торця логічного елемента для двох оптичних сигналів, поданих на вхідній грані елемента, і відсутні для одного оптичного сигналу.

Принцип дії пропонованого оптичного логічного елемента заснований на взаємодії двох оптичних хвиль у нелінійній діелектричній плівці. Оптичний логічний елемент працює таким чином

Діелектрична плівка 1 з паралельними напівпрозорими гранями 2-3 являє собою одномірний резонатор типу Фабрі-Перо. На вхідній грані 2 резонатора падає пучок електромагнітного випромінювання, а через вихідну грань 3 випромінювання виводиться. Перпендикулярно осі резонатора в площині плівки прикладається електростатичне поле з напруженістю E_0 при подачі на електроди 4-5 потенціалів. За допомогою електростатичного поля управляють діелектричною проникністю середовища. У такому резонаторі в результаті взаємодії фотонів з діелектричним середовищем генеруються поляритонний «газ». Порушення поляритонного «газу» формують стаціонарні просторові хвилі з нулями поля на поперечній осі вихідної грані. Резонатор має високу добротність, тобто поляритони перебувають у резонаторі досить довго для того, щоб установилася статистична

(19) UA (11) 19407 (13) U

рівновага. Квадрат хвильового числа ℓ -й моди резонатора дорівнює $k_\ell^2 = k_{x\ell}^2 + k_{z\ell}^2$, де $k_{x\ell}$ - поперечний компонент хвильового вектора, $k_{z\ell} = \ell\pi/L$ - постійна поширення моди уздовж осі резонатора, L - довжина резонатора по z , $\ell = \pm 1, \pm 2, \dots$ У поляритонів, що поширюються строго уздовж осі z , поперечні компоненти імпульсу дорівнюють нулю $\hbar k_{x\ell} = 0$. Зміна енергії системи за рахунок добавлених ззовні й часток, що залишають систему, при збереженні середнього числа часток ураховуються за допомогою введення ефективного μ хімічного потенціалу, якщо ввести його як лагранжев множник в одновимірній з

$$H_0 = \hbar \left[\tilde{\omega}'(0) \left(a_0^+ a_0 + \frac{1}{2} \right) + \tilde{\alpha} \left(a_0^+ a_0 + \frac{1}{2} \right)^2 \right], \quad H_1 = \hbar \sum_{k \neq 0} \tilde{\omega}'(k) \left(a_k^+ a_k + \frac{1}{2} \right),$$

$$H_2 = \hbar \tilde{\alpha} \sum_{k \neq 0} \sum_{k' \neq 0} \left(a_k^+ a_k + \frac{1}{2} \right) \left(a_{k'}^+ a_{k'} + \frac{1}{2} \right),$$

a_k, a_k^+ - оператори, що задовольняють бозонним перестановочним співвідношенням

$$[a_k, a_{k'}^+] = \delta_{kk'}, \quad [a_k, a_{k'}] = [a_k^+, a_{k'}^+] = 0, \quad \tilde{\omega}'(k) = \omega + \Delta\omega + \alpha_1 + \alpha_0(k_x^2 + k_z^2),$$

$$\alpha_0 = c^2 \int \epsilon^2(\omega) d\omega, \quad \alpha_1 = \epsilon\omega^2 \int \epsilon^2(\omega) d\omega, \quad \alpha_2 = 4\pi\chi_3 c^{-2} \omega^4 \int \epsilon^2(\omega) d\omega, \quad \tilde{\alpha} = \hbar c^2 \alpha_2 / 4\omega V$$

$$\epsilon = 1 + 4\pi \int \chi_1(\omega) + \chi_2 E_0 + \chi_3(\omega)$$

- лінійна сприйнятливості середовища, χ_2 - квадратична сприйнятливості середовища, що характеризує лінійний електрооптичний ефект Поккельса, χ_3 - кубічна сприйнятливості середовища. У гамільтоніані (1) виділені члени з нульовим поперечним імпульсом $P_\perp = 0$ і враховуються тільки парні взаємодії поляритонів $\bar{k}_x(1) + \bar{k}_x(2) = \bar{k}_x'(1) + \bar{k}_x'(2)$ пара з \bar{k}_x і $-\bar{k}_x$. Припустимо, що більшість поляритонів перебувають в основному стані з нульовим поперечним імпульсом $P_\perp = 0$. У стані з нульовим імпульсом реальні бозони утворюють бозе-ейнштейнівський

$\bar{k} = \bar{k}_x k_x + \bar{k}_z \ell\pi/L$ моделі, тобто враховувати зміну імпульсу $\bar{p} = \hbar \bar{k}_\perp$ поляритона тільки по поперечній осі. Тоді гамільтоніан системи можна перетворити до виду $H \rightarrow H' = H - \mu N$, де N - повне число поляритонів,

$$N = N_0 + \langle 0 | \sum_{k \neq 0} a_k^+ a_k | 0 \rangle, \quad \mu = \partial \tilde{E}_0 / \partial N, \quad \tilde{E}_0 = \langle 0 | H | 0 \rangle$$

- енергія основного стану.

Запишемо гамільтоніан системи у вигляді

$$H = H_0 + H_1 + H_2 \quad (1)$$

де

конденсат, але в одновимірній системі бозе-ейнштейнівської конденсація не можлива [2]. Для квазічасток, якими є поляритони, в одновимірній системі типу відкритого резонатора можна говорити про квазі-конденсації, думаючи число квазічасток макроскопічним $N_0 \gg 1$. Тоді власні числа операторів a_0 і a_0^+ приблизно рівні $\sqrt{N_0 + 1} \approx \sqrt{N_0}$. Заміняючи в (1) оператори з нульовим поперечним імпульсом їхніми власними числами, з точністю до членів другого порядку малості одержуємо гамільтоніан

$$H = \tilde{E}_0 + \hbar \sum_{k \neq 0} \left[\Omega(k) \left(a_k^+ a_k + a_{-k}^+ a_{-k} + 1 \right) + \tilde{\alpha} N_0 \left(a_k^+ a_{-k}^+ + a_k a_{-k} \right) \right], \quad (2)$$

де

$$\tilde{E}(0) = \hbar \left[\tilde{\omega}'(0) \left(a_0^+ a_0 + 1/2 \right) + \tilde{\alpha} \left(a_0^+ a_0 + 1/2 \right)^2 \right], \quad \Omega(k) = \tilde{\omega}'(k) + \tilde{\alpha} \left(a_0^+ a_0 + 1/2 \right)$$

Приведемо гамільтоніан (2) до діагональної форми

$$H = \tilde{E}_0 + \hbar \sum_{k \neq 0} \tilde{\Omega}(k) \left(b_k^+ b_k + b_{-k}^+ b_{-k} + 1 \right), \quad (3)$$

за допомогою u - v -перетворення Боголюбова, уводячи бозонні оператори $b_k = u_k a_k - v_k a_{-k}^+$, $b_{-k}^+ = u_k a_{-k}^+ - v_k a_k$, де u_k, v_k - c -числа, симетричні по \bar{k} , що задовольняють умові $u_k^2 - v_k^2 = 1$. Знайдемо числа u_k й v_k , дорівнюючи діагоналізований гамільтоніан (3) і гамільтоніан (2)

$$u_k v_k = -\frac{\tilde{\alpha} N_0}{2\tilde{\Omega}(k)}, \quad u_k^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega(k)}{\tilde{\Omega}(k)} + 1 \right), \quad v_k^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega(k)}{\tilde{\Omega}(k)} - 1 \right).$$

Тоді одержуємо спектр слабких порушень типу боголюбовського над основним станом

$$\tilde{\Omega}(k) = \left[\Omega^2(k) - \tilde{\alpha}^2 N_0^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

і енергію основного стану

$$\tilde{E}_0 = \tilde{E}(0) + \hbar \sum_{k \neq 0} \tilde{\Omega}(k). \quad (5)$$

Хімічний потенціал у розглянутій моделі

$$\mu \approx \partial \tilde{E}_0 / \partial N_0 \approx \hbar \tilde{\omega}'(k_{\perp} = 0).$$

Порушення над основним станом поляритонного конденсату в аморфній плівці являють собою не взаємодіючі квазічастки типу оптичних фононів. Закон дисперсії (4) для них дає щілина в спектрі як

$$k = \sqrt{\eta_1 k_2}, \quad k_{\parallel} = \ell \sqrt{\eta_1 \pi} / L, \quad \eta_1 = \alpha_0 / \omega_0, \quad \eta_2 = \tilde{\alpha} N_0 / \omega_0, \quad \omega_0 = \omega + \Delta\omega + \alpha_1 + \tilde{\alpha}(N_0 + 1/2),$$

$$\Delta_{\text{pol}} = 1 + k_{\parallel}^2$$

- ширина щілини в поляритонному спектрі,

$$\Delta_{\text{phon}} = \sqrt{(1 + k_{\parallel}^2)^2 - \eta_2^2} \quad \text{- ширина щілини в спектрі}$$

оптичних фононів.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t, \vec{r})}{\partial t} = - \left(\frac{\hbar^2}{2m_{\text{ef}}} \nabla^2 + \mu \right) \Psi(t, \vec{r}) + \int \Psi^*(t, \vec{r}') \Psi(t, \vec{r}') U(\vec{r} - \vec{r}') dV' \Psi(t, \vec{r}). \quad (6)$$

Припустимо, що щільність квазі-конденсату мало міняється на довжині хвилі електромагнітного випромінювання. Тоді в (6) можна покласти

$$m_{\text{ef}} \approx \hbar \tilde{\Omega} / c^2,$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t, \vec{r})}{\partial t} = - \left(\frac{\hbar^2}{2m_{\text{ef}}} \nabla^2 + \mu \right) \Psi(t, \vec{r}) + \hbar \tilde{\alpha} \Psi^*(t, \vec{r}) \Psi(t, \vec{r}) \Psi(t, \vec{r}). \quad (7)$$

Представимо хвильову функцію порушень у вигляді

$$\Psi(t, \vec{r}) = \tilde{\Psi}(\vec{r}) \exp(-i\tilde{\Omega}t) \quad (8)$$

і, підставивши (8) в (7), одержуємо рівняння

для функції $\tilde{\Psi}(\vec{r})$, що залежить тільки від координат

$$\nabla^2 \tilde{\Psi} + g_1 \tilde{\Psi} - g_2 \tilde{\Psi}^* \tilde{\Psi} \tilde{\Psi} = 0, \quad (9)$$

$$\text{де } g_1 = 2\tilde{\Omega}(\hbar\tilde{\Omega} + \mu) / \hbar c^2, \quad g_2 = 2\tilde{\Omega}\tilde{\alpha} / c^2.$$

Рівняння одновимірної моделі $\tilde{\Psi} = \Psi_0 f(X)$ для діелектричної плівки із гранями, що відбивають, одержуємо з (9) у вигляді

$$\frac{d^2 f}{dX^2} + f - f^3 = 0, \quad (10)$$

$$\text{де } \Psi_0 = \sqrt{g_1 / g_2}, \quad X = x \sqrt{g_1}, \quad \tilde{g}_1 = g_1 - \ell^2 \pi^2 / L^2.$$

Перепишучи рівняння (10) у формі

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dX} \left(\frac{df}{dX} \right)^2 = f^3 - f \frac{df}{dX}, \quad \text{шукаємо його рішення}$$

на шляхом обігу еліптичного інтеграла

$$X = \int_{f_0}^f \frac{df}{\sqrt{a_0^2 + f^4 / 2 - f^2}}, \quad (11)$$

де $a_0^2 = (df/dX)_0^2 - f_0^2 / 2 + f_0^2$. Думаючи $2a_0^2 = b_1^2 b_2^2$, $b_1^2 + b_2^2 = 2$, з (11) знаходимо

$$X = \frac{\sqrt{2}}{b_1} F \left[\arcsin \left(\frac{f}{b_2} \right), \tilde{k} \right], \quad \text{де } \tilde{k} = b_2 / b_1 \text{ - модуль}$$

і для спектра поляритонів: спектр поляритонів - $\Omega(k) / \omega_0 = 1 + k_{\parallel}^2 + k^2$,

$\tilde{\Omega}(k) / \omega_0 = \sqrt{(1 + k_{\parallel}^2 + k^2)^2 - \eta_2^2} \quad \text{- спектр оптичних фононів,}$

Запишемо нелінійне рівняння Шредингера для хвильової функції поляритонного квазі-конденсату

$\Psi^*(t, \vec{r}) \Psi(t, \vec{r}) \int U(\vec{r} - \vec{r}') dV' \approx \hbar \tilde{\alpha} \Psi^*(t, \vec{r}) \Psi(t, \vec{r})$ і одержати рівняння Гросса-Питаєвського

еліптичного інтеграла першого роду $K(\tilde{k})$, $0 < f < b_2 < b_1$. Обертаючи це рішення, одержуємо просторові кноідальні хвилі

$$f = b_2 \operatorname{sn} \left(\frac{b_1}{\sqrt{2}} X, \tilde{k} \right), \quad (12)$$

де $\sin(X, \tilde{k}) \in [0, K(\tilde{k})]$ - еліптичний синус. Ва-

ряючи величину напруженості електростатичного поля E_0 , що входить у вираження для коефіцієнтів g_1 , g_2 , можна міняти вид функції f . У випадку, коли

$\tilde{k} = 1 (b_1 = b_2 = 1, a_0 = 1/\sqrt{2})$, з (12) одержуємо

$$f = \tanh \left(\frac{1}{\sqrt{2}} X \right). \quad (13)$$

Напруженість електростатичного поля E_0 в цьому випадку визначається з рівняння $(df/dX)_0^2 - f_0^2 / 2 + f_0^2 = 1/2$. Вид функції $f(13)$ представлений на Фіг.2.

Дві взаємодіючі просторові хвилі в поляритонному квазі-конденсаті $a_1 f_1(X) + a_2 f_2(X)$ в одновимірній моделі описуються системою рівнянь

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial X^2} + f_1 - a_1 f_1 + a_2 f_2^2 f_1 = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 f_2}{\partial X^2} + f_2 - a_1 f_1 + a_2 f_2^2 f_2 = 0.$$

Чисельні рішення системи (14) для функцій f_1 й функції f_2 представлені на Фіг.3. У поляритонному квазі-конденсаті в аморфній діелектричній плівці із гранями, що відбивають, генеруються квантові

просторові хвилі з нулями поля на поперечній осі x грані, відстанню між якими можна управляти варіюючи напруженість електростатичного E_0 поля.

Оцінимо відстань між нулями $x_0 = 1/\sqrt{g_1}$ просторової хвилі щільності f^2 поляритонного конденсату. Для лазерного випромінювання із частотою $\omega \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ в середовищі з $\epsilon_1 = 1,5$, $\chi_3 \sim 10^{-20} \text{ см}^3/\text{ерг}$, одержуємо значення $x_0 \sim 10^{-5} \text{ см}$. Частота випромінювання, дисперсійні властивості середовища, довжина резонатора L і напруженість зовнішнього електростатичного поля E_0 визначають відстань між нулями хвильової функції поляритонного конденсату. Це відстань можна зробити настільки малим, наскільки дозволяє

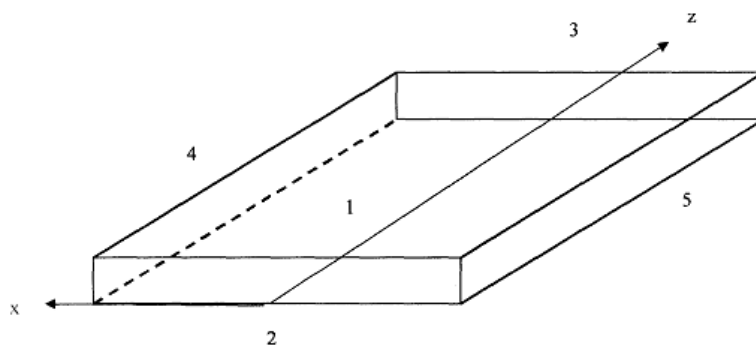
принцип невизначеності Гейзенберга $\Delta x \sim 1/\Delta k_x$.

Наявність або відсутність нуля поля в крапці $X = 0, 3, 1, \dots$ на поперечній осі (Фіг.3) при порушенні двох просторових хвиль у поляритонном квазі-конденсаті дозволяє реалізувати елемент «і» з негативною (за рівнем поля) логікою.

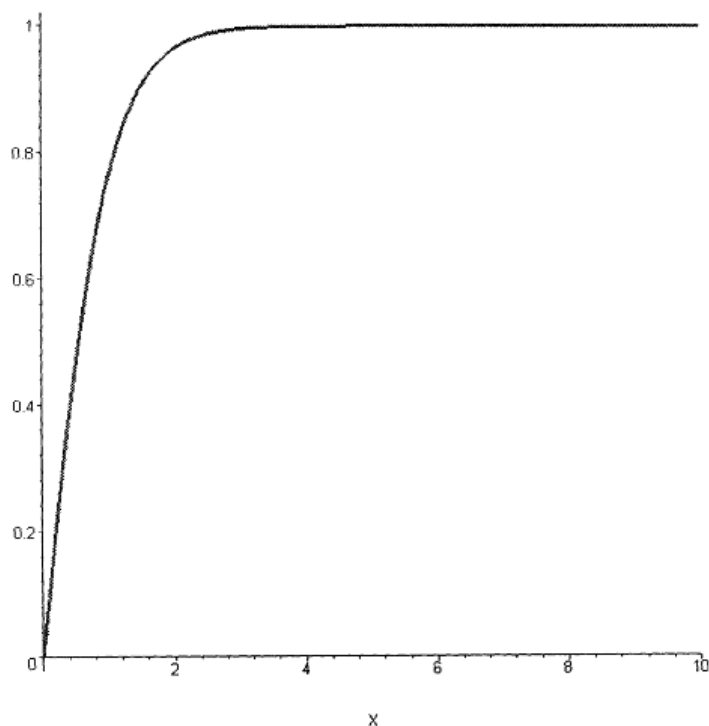
Наведені розрахунки підтверджують, що заявлений елемент забезпечує підвищення швидкості спрацювання.

Література:

1. Дзедолик І.В. // ЖТФ, 2006. Т.76, вип.7. С. 116-120.
2. Mermin N.D., Wagner H. // Phys. Rev. Lett., 1966. V.17. P.1133.



Фіг. 1



Фіг. 2

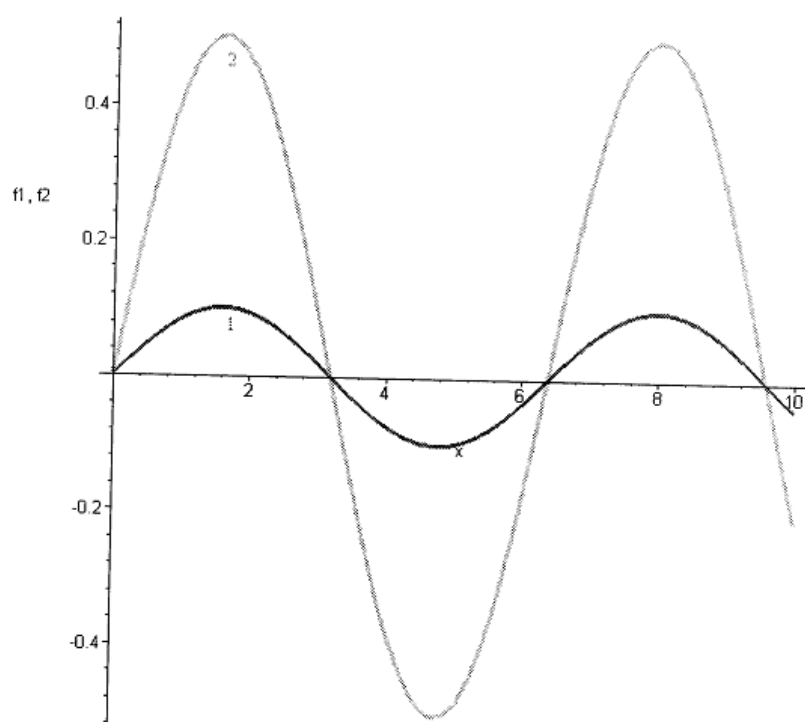


Fig. 3