

# Полностью оптически загружаемая и стираемая ячейка памяти на основе эффектов генерации без инверсии и электромагнитно-индуцированной прозрачности\*

Н.Холипур Верки, А.Хаджи Бадали, К.Аббасян, А.Ростами

*Разработана загружаемая и стираемая полностью оптическая ячейка памяти, основанная на использовании структуры из двух связанных микрокольцевых резонаторов, в которых реализуются эффекты электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) и генерации без инверсии (ГБИ). Для считывания записанных данных в верхнем кольцевом резонаторе введена дополнительная фаза за счет ЭИП; для компенсации потерь в волокне использована ГБИ. Возбуждение ЭИП обеспечивалось за счет введения трехуровневых квантовых точек  $\Lambda$ -типа в правую половину верхнего кольца, а ГБИ – четырехуровневых квантовых точек  $Y$ -типа в левые половины обоих колец. Такая ячейка оптической памяти может работать при низком уровне световой мощности, соответствующем нескольким фотонам.*

**Ключевые слова:** микрокольцевой резонатор, ячейка памяти, квантовая точка, генерация без инверсии, электромагнитно-индуцированная прозрачность.

## 1. Введение

Существует нарастающая потребность в создании сетей с высокой пропускной способностью, поддерживающих скорость передачи данных порядка нескольких сот терабит в секунду и используемых для передачи голосовой и видеoinформации, изображений и данных. Полностью оптическая память является одним из важных элементов при квантовой и классической оптической обработке информации и для коммуникаций. Для разработки полностью оптической памяти рассматриваются различные подходы, и эта проблема до настоящего момента остается нерешенной. Для будущей компактной системы связи необходимы фотонные схемы с высокой степенью интеграции [1]. Благодаря своим размерам, сопоставимым с длиной волны, и высокой добротности микрокольцевой резонатор перспективен для широкого использования в качестве основного строительного блока этих интегрированных фотонных систем. Кроме того, микрокольцевые резонаторы могут использоваться в различных оптических компонентах, таких как оптические фильтры [2–4], переключатели, модуляторы [5, 6], датчики [7] и оптическая память [8].

Достижения в области полностью оптических методов обработки информации включают в себя усовершенствование буферов [9], регистров и т.д. Ячейка памяти является одним из ключевых строительных блоков, которые могут быть использованы для реализации разнообразных приложений с применением полностью оптической обработки, в том числе для хранения оптических пакетов.

\* Перевод с англ. В.В.Шувалова.

**N.Gholipour Verki.** Technical & Engineering Faculty of Bonab, University of Tabriz, Tabriz 51666, Iran

**A.Haji Badali.** Technical & Engineering Faculty, Islamic Azad University of Tabriz, Tabriz, Iran

**K.Abbasian, A.Rostami.** School of Engineering-Emerging Technologies, University of Tabriz, Tabriz 51666, Iran; e-mail: K\_abbasian@tabrizu.ac.ir

Поступила в редакцию 15 октября 2011 г.

Несколько типов последовательной оптической памяти, пригодных для хранения оптических пакетов, с использованием рециркуляционных петель из оптического волокна продемонстрированы в работе [10].

Перспективная оптическая память может быть реализована посредством двойного микрокольцевого лазера с использованием инжекционного захвата. Однако этот способ неудобен для последовательного соединения, поскольку направлениями двух рабочих лазерных мод являются встречные направления – «по» и «против» часовой стрелки. Память триггерного типа – один из наиболее интересных видов памяти. Однако реализация сверхбыстрого триггерного режима работы с временем переключения порядка нескольких пикосекунд для гигагерцевой памяти данных пока еще является большой проблемой [11]. В работе [12] продемонстрирована ячейка загружаемой и стираемой оптической памяти на основе микрокольцевого оптического интегратора, связанного с электроабсорбционными модуляторами на основе соединений  $A^{III}B^V$ . Был предложен и другой перспективный подход для создания загружаемой и стираемой оптической ячейки памяти, основанный на двойных микрокольцевых оптических интеграторах. Оптический интегратор, способный генерировать оптическую ступенчатую функцию для хранения данных, создается с использованием активных сред для компенсации потерь и перестраиваемого фазовращателя для чтения данных в произвольный момент времени. Фазовращатель может быть реализован на основе фазовой кросс-модуляции, индуцированной другим управляющим светом (как в полупроводниковом оптическом усилителе) либо путем изменения плотности носителей, вызванного электрооптическим эффектом (с использованием продольно интегрированных  $p-i-n$ -диодов). Активная среда может быть реализована на основе активных волноводов из материалов системы  $InGaAsP/InP$  либо системы волноводов из пористого кремния, легированного  $Er^{3+}$  и  $Yb^{3+}$ , на диэлектрической подложке с лазерной накачкой на длине волны 980 нм [11].

В настоящей работе мы промоделировали ячейку загружаемой и стираемой оптической памяти, основанную

на двойных микрокольцевых оптических интеграторах, связанных посредством  $3 \times 3$ -соединителя за счет использования эффектов электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) и генерации без инверсии (ГБИ). Эти двойные оптические интеграторы позволяют реализовать схему управляемой ячейки оптической памяти с элементом фазового сдвига, введенного для считывания сохраненных данных, и активной среды для компенсации потерь. Фазовращатель и требуемое усиление реализуются за счет ЭИП и ГБИ соответственно.

Основной причиной выбора такой структуры является создание ячейки полностью оптической памяти. Насколько нам известно, для достижения этой цели при современном положении дел с технологиями подходят только ЭИП- и ГБИ-эффекты. С другой стороны, любая инновация имеет свои достоинства и недостатки. На наш взгляд, сложность структуры полностью оптических систем рассмотренного типа является допустимым недостатком, по крайней мере до сих пор достоинства полностью оптических систем обычно перевешивали их недостатки.

## 2. Теория и математические основы

Схема полностью оптической ячейки памяти, основанная на концепции оптического интегратора с одним микрокольцом [13], приведена на рис.1. Она содержит два микрокольца с усиливающими средами в качестве оптических интеграторов того же размера, связанных посредством соединителя  $3 \times 3$ . Верхний интегратор имеет фазовращатель, который играет важную роль при чтении данных. На рис.1  $E_{in}(t)$  – поле импульса инжектированных данных из входного порта, которое расщепляется на два пучка поляризационно-независимым разветвителем 50:50, не имеющим потерь. Инжектируемое в верхний интегратор световое поле равно  $E_{in}(t)/\sqrt{2}$ . Запасенное световое поле в верхнем интеграторе обозначено как  $E_4(t)$ . Дополнительный фазовый сдвиг  $\pi/2$  вводится в поле нижнего светового пучка, так что инжектируемое в нижний интегратор световое поле равно  $-E_{in}(t)/\sqrt{2}$ . Выходное поле из ячейки памяти обозначено как  $E_5(t)$ . Пусть стационарная амплитуда светового поля в верхнем интеграторе  $E_1 = E_{int}$ , тогда стационарная амплитуда светового поля в нижнем интеграторе  $E_3 = -E_{int}$ . В верхнем интеграторе фаза поля изменяется на  $\Delta\phi(t)$ . Фазовращение может быть реализовано посредством фазовой кросс-модуляции, вызванной электромагнитно-индуцированной прозрачностью, а уси-

ление – за счет ГБИ в средах, содержащих трехуровневые квантовые точки (КТ)  $\Lambda$ -типа и четырехуровневые КТ  $Y$ -типа соответственно. Запишем световое поле в интеграторе [11] как

$$\tilde{E}_j = E_j \exp(i\phi) \quad (j = u, d), \quad (1)$$

где индексы  $u$  и  $d$  относятся к полям в верхнем и нижнем интеграторе, соответственно;  $E_j$  – амплитуда светового поля;  $\phi = k_{eff}z$  – фаза поля и  $z$  – направление распространения. Тогда уравнения распространения амплитуды и фазы согласно [11] имеют вид

$$\frac{\partial E_j}{\partial Z} = (g - \alpha)E_j, \quad \frac{\partial \phi}{\partial Z} = k_{eff}, \quad (2)$$

где  $g$  и  $\alpha$  – коэффициенты усиления и потерь. В правой половине верхнего интегратора мы использовали трехуровневые КТ для реализации фазовращателя. Таким образом, уравнение для фазы светового поля в верхнем кольце принимает вид

$$\phi_{ph-sh} = \phi(z = z_p) + \Delta\phi(t), \quad (3)$$

где  $z_p$  – условное положение фазовращателя в правой части кольца. Световое поле в разветвителе  $2 \times 2$  задано выражением

$$E_j^i = \sqrt{1 - \alpha'} E_j - i\sqrt{\alpha'} E_{in}^j \quad (j = u, d), \quad (4)$$

где  $E_{in}^j$  – инжектируемый в оптический интегратор бит оптических данных,  $E_{in}^u = -E_{in}^d = E_{in}/\sqrt{2}$ .

Длина двух интеграторов должна быть одинаковой, в противном случае появится фазовый сдвиг между полями в этих интеграторах. Таким образом, верхний и нижний интеграторы являются идентичными по усилению  $g$ , потерям  $\alpha$ , петлевой задержке  $\tau$ , длине  $L$  и имеют одинаковые поляризационно-независимые разветвители  $2 \times 2$ . Однако в верхнем интеграторе имеется фазовращатель. Разветвитель  $3 \times 3$  между верхним и нижним интеграторами симметричен, предполагается, что он не имеет потерь и является поляризационно-независимым, а его передаточные характеристики описываются следующей матрицей [11]:

$$T = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(1 + \cos(\sqrt{2}\eta)) & i\frac{\sqrt{2}}{2}\sin(\sqrt{2}\eta) & -\frac{1}{2}(1 - \cos(\sqrt{2}\eta)) \\ i\frac{\sqrt{2}}{2}\sin(\sqrt{2}\eta) & \cos(\sqrt{2}\eta) & i\frac{\sqrt{2}}{2}\sin(\sqrt{2}\eta) \\ -\frac{1}{2}(1 - \cos(\sqrt{2}\eta)) & i\frac{\sqrt{2}}{2}\sin(\sqrt{2}\eta) & \frac{1}{2}(1 + \cos(\sqrt{2}\eta)) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где  $\eta = \sqrt{2}\pi/4$  характеризует силу связи между двумя соседними волноводами разветвителя  $3 \times 3$ . Световые поля в разветвителе  $3 \times 3$  удовлетворяют уравнению

$$\begin{bmatrix} E_4 \\ E_5 \\ E_6 \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(E_1 - E_3) \\ i\frac{\sqrt{2}}{2}(E_1 + E_3) \\ -\frac{1}{2}(E_1 - E_3) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

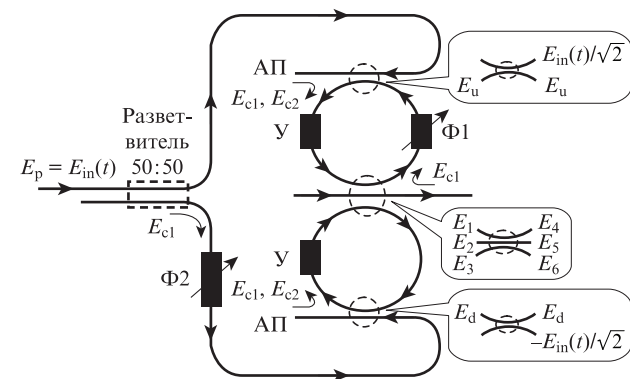


Рис.1. Схема полностью оптической ячейки памяти [11]: АП – антиотражающее покрытие; Y – усилитель (за счет ГБИ); Ф1 – фазовращатель  $\Delta\phi_{max} = \pi$  (за счет ЭИП); Ф2 – фазовращатель  $\Delta\phi = \pi/2$  (за счет ЭИП).

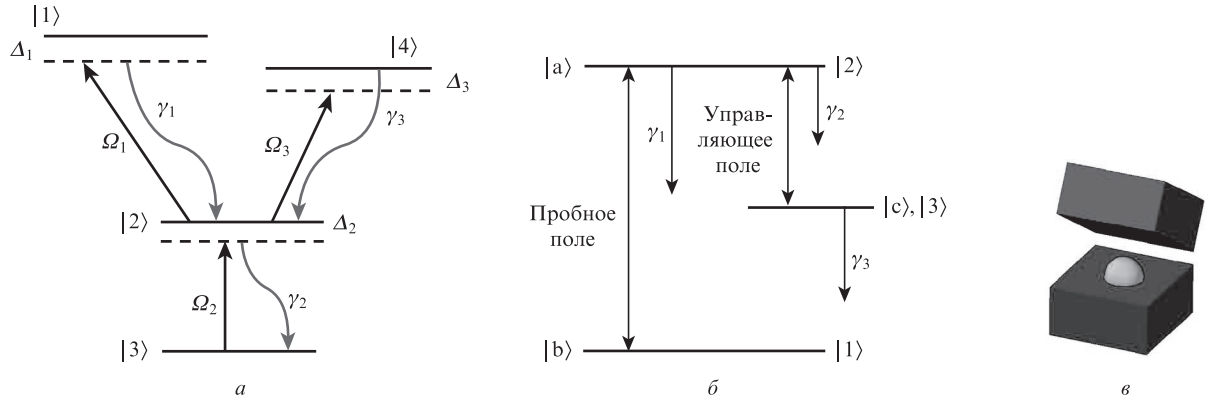


Рис.2. Схемы четырехуровневой квантовой точки Y-типа (а), трехуровневой квантовой точки  $\Lambda$ -типа (б) и схематическое изображение трехмерной квантовой точки (в).

Необходимое усиление в интеграторах достигается за счет ГБИ, которая обеспечивается введением четырехуровневых КТ Y-типа (рис.2,а) в левую половину обоих колец.

Показанные на рис.2,а  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  соответствуют скоростям спонтанного распада уровней атомной системы. Управляющее лазерное поле с частотой Раби  $\Omega_3 = d_{42}E_3/\hbar$  является почти резонансным для перехода  $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ , управляющее лазерное поле с частотой Раби  $\Omega_2 = d_{23}E_3/\hbar$  – для перехода  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ , а пробное лазерное поле с частотой Раби  $\Omega_1 = d_{12}E_2/\hbar$  – для перехода  $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  (здесь  $d_{12}, d_{23}$  и  $d_{42}$  – дипольные матричные элементы соответствующих переходов). Величины  $\Delta_1 = \omega_{12} - \nu_1, \Delta_2 = \omega_{23} - \nu_2$  и  $\Delta_3 = \omega_{42} - \nu_3$  отображают расстройки частот  $\nu_{1,2,3}$  [14].

Уравнения для волновых функций и уравнение для полного гамильтониана имеют вид

$$|\psi(t)\rangle = c_1(t)\exp(-i\omega_1 t)|1\rangle + c_2(t)\exp(-i\omega_2 t)|2\rangle + c_3(t)\exp(-i\omega_3 t)|3\rangle + c_4(t)\exp(-i\omega_4 t)|4\rangle, \quad (7)$$

$$H = H_0 + H_1, \quad (8)$$

где

$$H_0 = \hbar[\omega_1|1\rangle\langle 1| + \omega_2|2\rangle\langle 2| + \omega_3|3\rangle\langle 3| + \omega_4|4\rangle\langle 4|] + \text{э.с.}, \quad (9)$$

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2}[\Omega_1 \exp(-i\phi_1 t) \exp(-i\nu_1 t)|1\rangle\langle 2| + \Omega_2 \exp(-i\phi_2 t) \exp(-i\nu_2 t)|2\rangle\langle 3| + \Omega_3 \exp(-i\phi_3 t) \exp(-i\nu_3 t)|4\rangle\langle 2|] + \text{э.с.} \quad (10)$$

Мы рассматриваем дипольно-разрешенные атомные переходы  $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle, |2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$  и  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ , предполагается, что населенность первоначально находится на основном уровне  $|3\rangle$ :

$$\rho_{11}^{(0)} = \rho_{22}^{(0)} = \rho_{44}^{(0)} = 0, \quad \rho_{33}^{(0)} = 1. \quad (11)$$

Уравнения для элементов матрицы плотности имеют вид

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] = -\frac{i}{\hbar}(H\rho - \rho H), \quad (12)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -(\gamma_1 + \gamma_2 + i\Delta_1)\rho_{12} - \left(\frac{i}{2}\Omega_3 \exp(i\phi_3)\right)\rho_{14} - \left(\frac{i}{2}\Omega_2 \exp(i\phi_2)\right)\rho_{13} - \eta\rho_{24},$$

$$\dot{\rho}_{14} = -\left(\frac{i}{2}\Omega_3 \exp(i\phi_3)\right)\rho_{12} - (\gamma_1 + \gamma_3 + i(\Delta_1 - \Delta_3))\rho_{14} + \left(\frac{i}{2}\Omega_1 \exp(i\phi_1)\right)\rho_{24},$$

$$\dot{\rho}_{23} = -(\gamma_2 + i\Delta_2)\rho_{23} + \left(\frac{i}{2}\Omega_3 \exp(i\phi_3)\right)\rho_{34} + \left(\frac{i}{2}\Omega_1 \exp(i\phi_1)\right)\rho_{13} + \frac{i}{2}\Omega_2 \exp(i\phi_2), \quad (13)$$

$$\dot{\rho}_{34} = -\left(\frac{i}{2}\Omega_3 \exp(i\phi_3)\right)\rho_{23} - (\gamma_3 - i(\Delta_2 + \Delta_3))\rho_{34} - \eta\rho_{13} + \left(\frac{i}{2}\Omega_2 \exp(i\phi_2)\right)\rho_{24},$$

$$\dot{\rho}_{13} = -\left(\frac{i}{2}\Omega_2 \exp(i\phi_2)\right)\rho_{12} + \left(\frac{i}{2}\Omega_1 \exp(i\phi_1)\right)\rho_{23} - \eta\rho_{34} - (\gamma_1 + i(\Delta_1 + \Delta_2))\rho_{13},$$

$$\dot{\rho}_{24} = -\eta\rho_{12} + \left(\frac{i}{2}\Omega_1 \exp(i\phi_1)\right)\rho_{14} + \left(\frac{i}{2}\Omega_2 \exp(-i\phi_2)\right)\rho_{34} - (\gamma_2 + \gamma_3 - i\Delta_3)\rho_{24}.$$

Члены с  $\eta = p\sqrt{g_1\gamma_3}$  в (13) отображают вакуумно-индуцированную когерентность, параметр  $p = d_{12}d_{42}/(|d_{12}| |d_{42}|) = \cos\phi$ , где  $\phi$  – угол между дипольными матричными элементами  $d_{12}$  и  $d_{42}$ .

Эта система уравнений может быть записана в матричном виде следующим образом:

$$\dot{R} = -MR + A, \quad (14)$$

$$\dot{R} = \begin{bmatrix} \dot{\rho}_{12} \\ \dot{\rho}_{14} \\ \dot{\rho}_{23} \\ \dot{\rho}_{34} \\ \dot{\rho}_{13} \\ \dot{\rho}_{24} \end{bmatrix}, \quad R = \begin{bmatrix} \rho_{12} \\ \rho_{14} \\ \rho_{23} \\ \rho_{34} \\ \rho_{13} \\ \rho_{24} \end{bmatrix}, \quad A = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{i}{2}\Omega_2 \exp(-i\phi_2) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$M = \begin{pmatrix} \gamma_1 + \gamma_2 + i\Delta_1 & \frac{i}{2}\Omega_3 \exp(i\phi_3) & 0 & 0 & \frac{i}{2}\Omega_2 \exp(i\phi_2) & p\sqrt{\gamma_1\gamma_3} \\ \frac{i}{2}\Omega_3 \exp(i\phi_3) & \gamma_1 + \gamma_3 + i(\Delta_1 - \Delta_3) & 0 & 0 & 0 & -\frac{i}{2}\Omega_1 \exp(-i\phi_1) \\ 0 & 0 & \gamma_2 + i\Delta_2 & -\frac{i}{2}\Omega_3 \exp(-i\phi_3) & -\frac{i}{2}\Omega_1 \exp(i\phi_1) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{i}{2}\Omega_3 \exp(-i\phi_3) & \gamma_3 - i(\Delta_2 + \Delta_3) & p\sqrt{\gamma_1\gamma_3} & -\frac{i}{2}\Omega_2 \exp(i\phi_2) \\ \frac{i}{2}\Omega_2 \exp(i\phi_2) & 0 & -\frac{i}{2}\Omega_1 \exp(-i\phi_1) & p\sqrt{\gamma_1\gamma_3} & \gamma_1 - i(\Delta_1 + \Delta_2) & 0 \\ p\sqrt{\gamma_1\gamma_3} & -\frac{i}{2}\Omega_1 \exp(i\phi_1) & 0 & -\frac{i}{2}\Omega_2 \exp(i\phi_2) & 0 & \gamma_2 + \gamma_3 - i\Delta_3 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Решение этих уравнений дает

$$\begin{aligned} \rho_{12} &= R(1, 1) = \sum_{j=1}^6 M^{-1}(1, j) A(j, 1) \\ &= M^{-1}(1, 3) A(3, 1). \end{aligned} \quad (17)$$

С помощью уравнения для макроскопической поляризации можно получить выражение для восприимчивости в виде

$$\chi = \frac{P}{\epsilon_0 E} = \frac{2N_a \wp^2 \rho_{ab}}{\epsilon_0 \Omega_1 \hbar}, \quad (18)$$

где  $\Omega_1$  – частота Раби для пробного поля,  $\wp$  – дипольные матричные элементы и  $N_a$  – плотность числа атомов;

$$\chi = \chi' + i\chi'', \quad (19)$$

где  $\chi'$  и  $\chi''$  – реальная и мнимая части комплексной восприимчивости.

Таким образом, коэффициент усиления

$$g = -\frac{k}{2}\chi''. \quad (20)$$

Фазовращатель в верхнем интеграторе реализован за счет ЭИП, которая индуцируется трехуровневыми КТ  $\Lambda$ -типа в правой половине верхнего кольца, как показано на рис.2,б.

Проведя аналогичные математические манипуляции, получим выражения для действительной и мнимой частей оптической восприимчивости трехуровневой КТ  $\Lambda$ -типа:

$$\chi' = -\frac{N_a \wp_{ab}^2}{\epsilon_0 \hbar Z} [\gamma_3(\gamma_1 + \gamma_3) + (\Delta^2 - \gamma_1\gamma_3 - \Omega_\mu^2/4)], \quad (21)$$

$$\chi'' = -\frac{N_a \wp_{ab}^2}{\epsilon_0 \hbar Z} [\Delta^2(\gamma_1 + \gamma_3) - \gamma_3(\Delta^2 - \gamma_1\gamma_3 - \Omega_\mu^2/4)], \quad (22)$$

где  $Z = (\Delta^2 - \gamma_1\gamma_2 - \Omega_\mu^2/4)^2 + \Delta^2(\gamma_1 + \gamma_2)^2$ ,  $\Delta = \omega_{ab} - \nu$ ,  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \Omega_\mu$  и  $N_a$  – отстройки пробной частоты от резонанса, скорости распада населенности атомных уровней, частота Раби для управляющего поля и плотность допированных нанокристаллов.

Изменения показателя преломления  $n$  и постоянной распространения пробного сигнала  $k$  записываются как

$$\delta n = n \frac{\chi'}{2}, \quad (23)$$

$$\delta k = 2\pi \frac{\nu \delta n}{c}, \quad (24)$$

где  $\nu$  и  $c$  – частота и скорость света в вакууме. Используя  $\delta\phi = \delta k L/2$ , можно найти требуемый сдвиг фазы для считывания сохраненных данных ( $L$  – периметр кольцевого резонатора).

### 3. Результаты моделирования

Итак, используя четырех- и трехуровневые КТ  $Y$ -типа и  $\Lambda$ -типа с подходящими параметрами, мы получили требуемое усиление и разность фаз на длине волны  $\lambda = 1.55$  мкм. Реальная и мнимая части восприимчивости, а также коэффициент усиления для четырехуровневых КТ  $Y$ -типа в зависимости от длины волны показаны на рис.3.

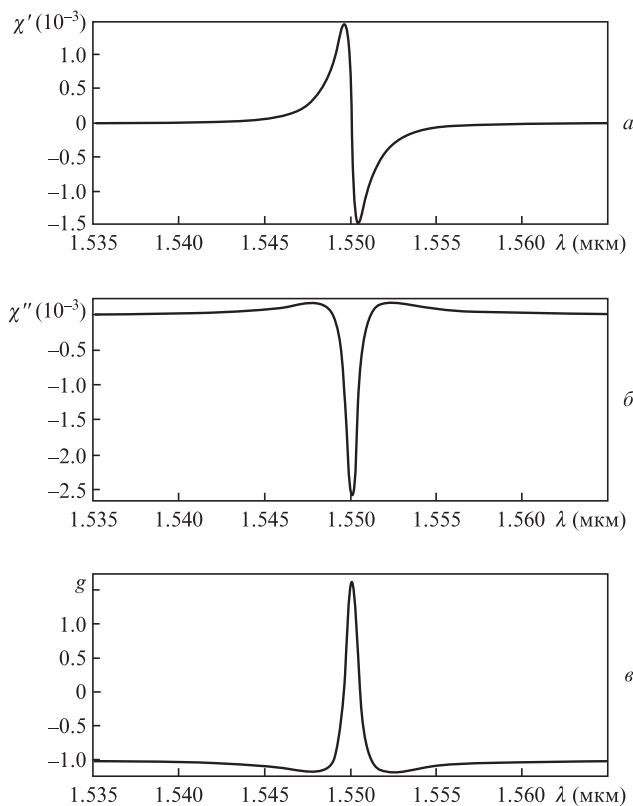


Рис.3. Спектральные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей восприимчивости, а также коэффициента усиления (в) четырехуровневых КТ  $Y$ -типа при  $\gamma_1 = 10^6 \text{ c}^{-1}$ ,  $\gamma_2 = \gamma_3 = 2 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ ,  $N_a = 7.07 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $\wp_{ab} = 8.01 \times 10^{-29} \text{ Кл}\cdot\text{м}$ ,  $E_p = 1.3166 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ ,  $E_{c1} = 2.0143 \times 10^5 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ ,  $E_{c2} = 1.988 \times 10^5 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ ,  $\Delta_2 = -\Delta_1$ ,  $\Delta_3 = 0$ ,  $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = 0$ .

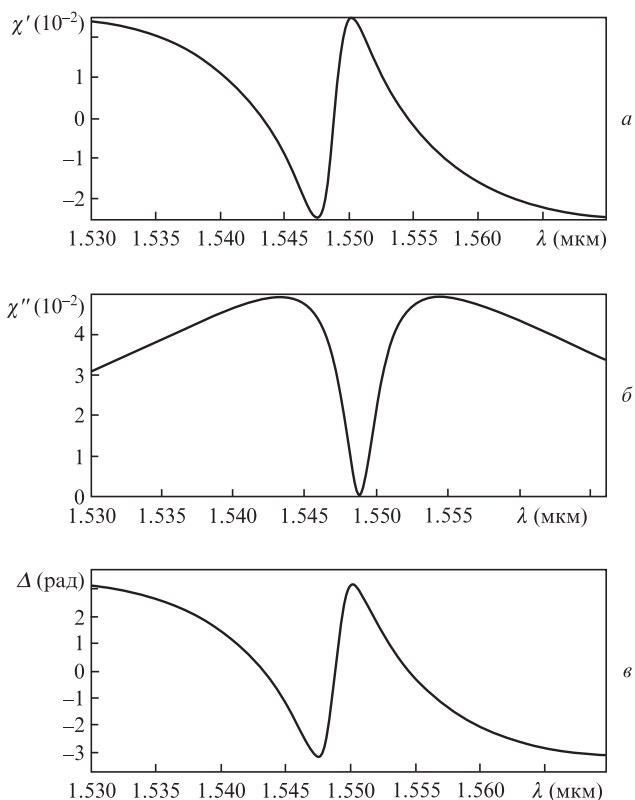


Рис.4. Спектральные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей восприимчивости, а также созданного фазового сдвига (в) трехуровневой КТ  $\Lambda$ -типа при  $\gamma_1 = 1 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ,  $\gamma_2 = \gamma_3 = 1 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$ ,  $N_a = 9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\varphi_{ab} = 8.01 \times 10^{-29} \text{ Кл}\cdot\text{м}$ ,  $E_{c1} = 6.5828 \times 10^5 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ .

Для трехуровневой КТ  $\Lambda$ -типа спектральные зависимости  $\chi'$  и  $\chi''$ , а также созданный сдвиг фазы представлены на рис.4. Как видно из рисунка, требуемая для считывания сохраненных данных фаза, равная  $\pi$ , достигается при  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ .

При моделировании работы ячейки во времени мы использовали кольцо из InP длиной  $L = 2\pi r \approx 126 \mu\text{m}$  и считали, что требуемое усиление обеспечивается квантовыми точками InGaAsP в качестве активной среды. В этом случае типичный эффективный показатель преломления  $n_{\text{eff}} = 2.8$  и потери, как правило, находятся в диапазоне  $15\text{--}40 \text{ cm}^{-1}$  (примем  $\alpha = 25 \text{ cm}^{-1}$  [11]).

Временные параметры полностью оптической ячейки памяти показаны на рис.5. Когда бит данных инжектируется в ячейку памяти, данные сохраняются в течение  $336.19 \text{ ps}$  (рис.5,в). Как следует из рисунка, всякий раз, когда возникает требуемый фазовый сдвиг ( $\phi_{\text{max}} = \pi$ ) за счет приложения управляющего поля к участку фазовращателя, мы можем прочитать сохраненные данные.

#### 4. Заключение

Разработана загружаемая и стираемая полностью оптическая ячейка памяти, функционирующая за счет эффектов ГБИ и ЭИП. Для компенсации потерь в волокне используется ГБИ, а для считывания сохраненных данных с ячейки памяти создается дополнительная фаза в верхнем кольце за счет ЭИП. Продemonстрировано, что требуемое для чтения сохраненных данных время может быть уменьшено до  $5.7 \text{ ps}$ . Предложенная структура имеет преимущества по сравнению с другими подобными структурами, поскольку она миниатюризована для дальнейшей интегра-

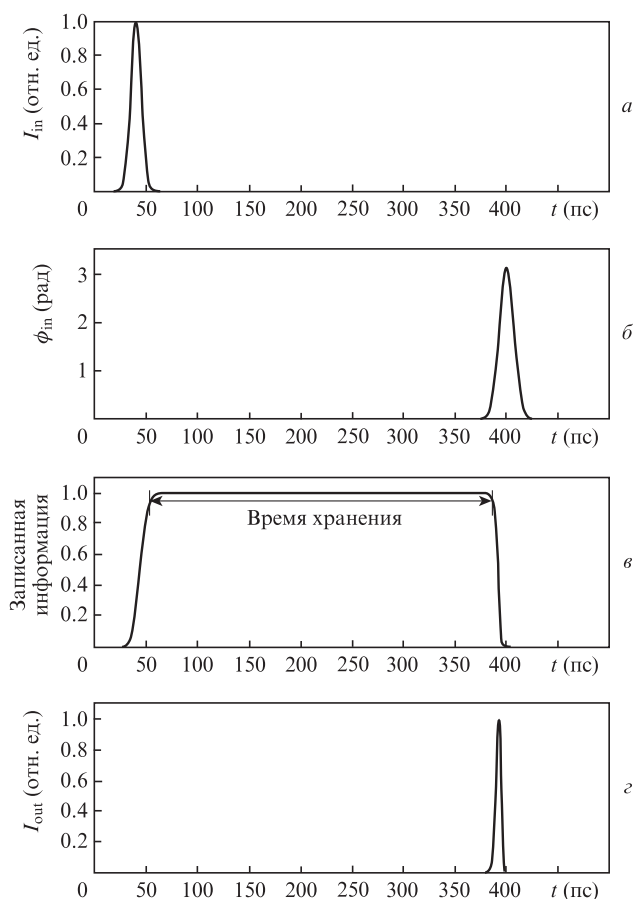


Рис.5. Временные характеристики ячейки памяти. Входной импульс длительностью на полувысоте  $\tau_{1/2} \approx 11.75 \text{ ps}$  (а), импульс фазовращателя с  $\tau_{1/2} \approx 16.6 \text{ ps}$  (б), импульс данных, хранящихся в микрокольцевом резонаторе (в), и импульс считанной информации с  $\tau_{1/2} \approx 5.7 \text{ ps}$  (г).

ции и не требует использования оптического фильтра для высокоскоростной обработки данных. Скорость созданной ячейки памяти выше, чем у известных из литературы. В работе также проанализирована частотная характеристика предлагаемого устройства.

1. Rabiei P., Steier W.H. *IEEE*, **2**, 517 (2001).
2. Chu S.T., Little B.E., Pan W., Kaneko T., Kokubun Y. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1426 (1999).
3. Little B.E., Chu S.T., Absil P.P., Hryniewicz J.V., Johnson F.G., Seifert F., Gill D., Van V., King O., Trakalo M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 2263 (2004).
4. Popovic M.A., Barwicz T., Watts M.R., Rakich P.T., Socci L., Ippen E.P., Kartner F.X., Smith H.I. *Opt. Lett.*, **31**, 2571 (2006).
5. Almeida V.R., Barrios C.A., Panepucci R.R., Lipson M. *Nature*, **431**, 1081 (2004).
6. Xu Q., Schmidt B., Pradhan S., Lipson M. *Nature*, **435**, 325 (2005).
7. Chao C.Y., Guo L.J. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 1527 (2003).
8. Hill M.T., Dorren H.J.S., De Vries T., Leijtens X.J.M., Den Besten J.H., Smalbrugge B., Oel Y.S., Binsma H., Khoe G.D., Smit M.K. *Nature*, **432**, 206 (2004).
9. Johnson N.C., Harrison J.A., Blow K.J. *Opt. Commun.*, **281**, 4464 (2008).
10. Poustie A.J., Kelly A.E., Manning R.J., Blow K.J. *Opt. Commun.*, **154**, 277 (1998).
11. Ding Y., Zhang X.A., Zhang X.N., Huang D. *Opt. Commun.*, **281**, 5315 (2008).
12. Ding Y., Zhang X.A., Zhang X.N., Huang D. *Opt. Express*, **17**, 12835 (2009).
13. Ngo N.Q. *Appl. Opt.*, **45**, 6785 (2006).
14. Liying Z., Zhengdong L., Jun C. *Mechanics & Astronomy*, **48**, 593 (2005).