

Заключение. Предложенная в работе оптоэлектронная РПЛМ может иметь высокое быстродействие ($\sim 20 \div 30$ нс) и малое время репрограммирования (до $10^{-4} - 10^{-3}$ с). Процедура репрограммирования весьма проста и, по существу, сводится к стандартному построчному переключению ячеек электрически управляемых транспарантов. При большой емкости транспарантов существует возможность реализации на них нескольких параллельно работающих РПЛМ. Учитывая изложенное, можно надеяться на достаточно широкое применение оптоэлектронных логических матриц как в периферийных устройствах ЭВМ, так и в центральном процессоре. Наиболее перспективными они могут быть там, где требуются многофункциональность и параллельность обработок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рейлинг Дж. Программируемые логические матрицы — новый элемент систем обработки данных. — Электроника, 1974, № 16.
2. Баранов С. И., Синев В. Н. Программируемые логические матрицы в цифровых системах. — Зарубеж. радиоэлектроника, 1979, № 1.
3. Басов Н. Г. и др. Принципы построения оптических процессоров с переменными операторами. — Квант. электроника, 1978, № 1.
4. Шеффер Д. Х., Стронг III Дж. П. Пиктографические ЦВМ. — ТИИЭР, 1977, № 1.
5. Микаэльян А. Л., Комлев А. А., Киселев Б. С. Линейные многоканальные модуляторы света для радиооптических систем. — В кн.: Тез. докл. Первой всесоюз. конф. по радиооптике. Фрунзе, 1981.
6. Ботез Д., Херсковиц Дж. Дж. Компоненты оптических систем связи: Обзор. — ТИИЭР, 1980, № 6.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию 18 июня 1982 г.

УДК 535.8 : 535.411

**В. А. ЗУБОВ, А. В. КРАЙСКИЙ,
С. М. МЕСА ХОРДАН, Т. Т. СУЛТАНОВ**
(Москва)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С НИЗКОЙ СТЕПЕНЬЮ КОГЕРЕНТНОСТИ ДЛЯ КОГЕРЕНТНОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Проблема уменьшения габаритов когерентных оптических систем обработки имеет важное значение в практических приложениях. Одно из основных направлений ее решения заключается в переходе от газовых лазеров к полупроводниковым инжекционным лазерам, характеризующимся высокими КПД и выходной мощностью [1]. В некоторых случаях может представлять интерес использование газоразрядных источников света. Однако практическое использование таких источников излучения в схемах с согласованным голографическим фильтром (см., например, [2, 3]) и в схемах интерференционных корреляторов [4, 5] вызывает трудности, связанные с низкой степенью когерентности излучения. В данной работе рассматривается схема интерференционного коррелятора с модифицированным двухлучевым интерферометром [6]. Эта схема, как и схема, описанная в [4, 5], основана на фотоэлектрической регистрации картины интерференции двух световых полей, сформированных транспарантом и фильтром. Отклик приемника дает функцию корреляции для указанных световых полей. Схема обеспечивает выравнивание с высокой точностью длин оптических световых пучков и надежное совмещение их пространственных структур в обоих плечах интерферометра, что резко снижает требования к временной и пространственной коге-

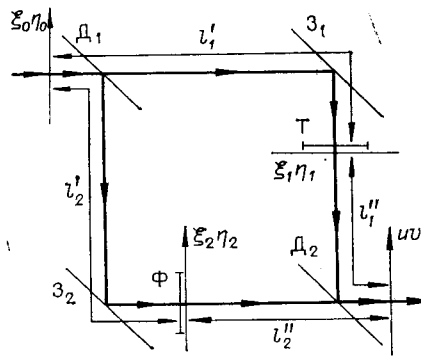


Рис. 1. Принцип действия экспериментальной установки.

стью $t_{s1}(\xi_1 - \xi_{s1}, \eta_1 - \eta_{s1})$, на котором записана обрабатываемая информация. В другом канале в плоскости $\xi_2\eta_2$ помещен фильтр Φ с амплитудной прозрачностью $t_{s2}(\xi_2 - \xi_{s2}, \eta_2 - \eta_{s2})$. Здесь ξ_{s1}, η_{s1} и ξ_{s2}, η_{s2} — координаты центров изображений объектов, содержащихся соответственно на транспаранте и фильтре [6]. Интерферометр освещается волной

$$E(\xi, \eta, t) = \mathcal{E}(\xi - \xi_{00}, \eta - \eta_{00}, t) \exp[-i\omega t + i\alpha(t)].$$

Зависимость амплитуды и фазы волны от времени характеризует спектр используемого излучения; зависимость амплитуды от координат описывает пространственную структуру светового пучка, центр которого имеет координаты ξ_{00}, η_{00} . Поле после транспаранта $E_1(\xi_1, \eta_1, t)$ определяется его прозрачностью и фазовой задержкой $\omega l'_1/c$, связанной с распространением излучения от входной плоскости $\xi_0\eta_0$:

$$E_1(\xi_1, \eta_1, t) = \mathcal{E}(\xi_1 - \xi_{01}, \eta_1 - \eta_{01}, t - l'_1/c) \times \\ \times t_{s1}(\xi_1 - \xi_{s1}, \eta_1 - \eta_{s1}) \exp[-i\omega(t - l'_1/c) + i\alpha(t - l'_1/c)].$$

Поле в выходной плоскости uv интерферометра описывается интегралом Кирхгофа

$$E_1(u, v, t) \sim \int_{\xi_1\eta_1} E_1(\xi_1, \eta_1, t')|_{t'=t-r/c} d\xi_1 d\eta_1.$$

При вычислении интеграла можно ограничиться приближением Френеля в высокочастотном множителе (частота ω), а в низкочастотном множителе ($\mathcal{E}(t)$ и $\alpha(t)$) принять $r = l'_1$ (l'_1 — расстояние от транспаранта до выходной плоскости). В итоге в низкочастотных множителях фазовая задержка на расстоянии от входной до выходной плоскости составляет $\omega(l'_1 + l'_1)/c$, а на расстоянии от транспаранта до выходной плоскости — $\omega l'_1/c$. Аналогичным образом могут быть проведены вычисления для поля $E_2(u, v, t)$, формирующегося вторым каналом интерферометра, когда в низкочастотных множителях соответствующие фазовые задержки равны $\omega(l'_2 + l'_2)/c$ и $\omega l'_2/c$. Кроме того, в общем случае может иметь место смещение пространственных структур световых пучков на величины $\Delta\xi = \xi_{01} - \xi_{02}$, $\Delta\eta = \eta_{01} - \eta_{02}$. Распределение интенсивности в выходной плоскости uv содержит составляющие, обусловленные независимым действием каждого канала, и интерференционные составляющие:

* Использование на выходе интерферометра оптической системы, выполняющей операцию преобразования Фурье, позволяет регистрировать сигнал в плоскости пространственных частот и при необходимости осуществлять дополнительную пространственную фильтрацию, если излучение пространственно-когерентно.

$$I(u, v) \sim \overline{E_1(u, v, t) E_1^*(u, v, t) + E_2(u, v, t) \times} \\ \times \overline{E_2^*(u, v, t) + E_1(u, v, t) E_2^*(u, v, t)} + \text{компл. сопр.} = I_1 + I_2 + I_{\text{инт.}}$$

В соответствии с определением степени когерентности [7] $\gamma_{12}(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t)$ имеем

$$I_{\text{инт}} = 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t)| \cos \varphi(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t),$$

где $\Delta t = [(l'_1 + l''_1) - (l'_2 + l''_2)]/c$ — разность временных задержек сигналов между каналами. Наряду с этим следует рассмотреть величину $\Delta t' = (l''_1 - l''_2)/c$, которая характеризует разность времен распространения полей от транспарантов до выходной плоскости интерферометра и поэтому должна учитываться из-за дифракции света на структуре транспарантов. Режим регистрации в интерференционном корреляторе определяется настройкой на оптимальный сигнал, при которой $\cos \varphi(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t) = \pm 1$. При регистрации выходного сигнала с помощью фотоэлектрического приемника фототок содержит несколько составляющих и описывается выражением

$$J \sim \int_{uv} \{I_1 + I_2 + I_{\text{инт}}\} dudv = J_1 + J_2 + J_{\text{инт.}}$$

Здесь

$$J_{\text{инт}} \sim \int_{uv} 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t)| dudv. \quad (1)$$

Примем во внимание, что $|\gamma_{12}(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t)|$ не зависит от u и v и $|\gamma_{12}(0, 0, 0)| = 1$. Это позволяет преобразовать выражение (1):

$$J_{\text{инт}} \sim |\gamma_{12}(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t)| \int_{uv} 2\sqrt{I_1 I_2} dudv = |\gamma_{12}(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t)| J_{\text{инт}}|_{\gamma_{12}=1},$$

где $J_{\text{инт}}|_{\gamma_{12}=1}$ — ток фотоприемника, обусловленный интерференцией сигналов при точно выровненных оптических разностях хода $c\Delta t$ и $c\Delta t'$ и точном совмещении структур световых пучков для двух каналов интерферометра

$$c\Delta t = [(l'_1 + l''_1) - (l'_2 + l''_2)] = 0, \\ c\Delta t' = (l''_1 - l''_2) = 0, \quad (2)$$

$$\Delta\xi = \xi_{01} - \xi_{02} = 0, \quad \Delta\eta = \eta_{01} - \eta_{02} = 0.$$

Если регистрация выходной информации осуществляется при линейном поступательном движении фильтра со скоростью v_z в направлении оси ξ , то сигнал $J_{\text{инт}}|_{\gamma_{12}=1}$ дает функцию корреляции для комплексной амплитудной прозрачности транспаранта t_{s1} и фильтра t_{s2} . При совмещении картин транспаранта и фильтра, т. е. при выполнении условий

$$\xi_{s2} + v_z t - \xi_{s1} = 0, \quad \eta_{s2} - \eta_{s1} = 0,$$

в выходном токе имеет место оптимальная величина импульса корреляции, положение которого на шкале времени однозначно связано с положением изображения объекта на входном транспаранте. Таким образом, при нарушении точной юстировки системы, приводящей к нарушению условий (2), величина корреляционного импульса убывает пропорционально степени когерентности излучения $|\gamma_{12}(\Delta\xi, \Delta\eta, \Delta t)|$.

Исследование влияния степени когерентности было выполнено экспериментально. В качестве источников света использовались серийные инжекционные полупроводниковые лазеры ЗДЛ101, работающие в непрерывном режиме, и газоразрядная натриевая лампа ДНас-18. Система юстировки интерферометра Маха — Цендера позволяла проводить измерение разности длин оптических путей в двух каналах с точностью лучше 0,003 мм (небольшие относительные изменения можно измерять по ин-

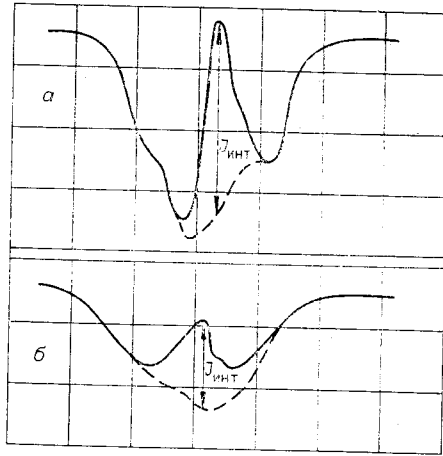


Рис. 2. Вид осциллограмм и схема их обработки (скорость развертки 0,5 мс/дел.) для режимов генерации полупроводникового лазера (а) и люминесценции полупроводникового излучателя (б).

выходной информации при непрерывном движении фильтра осуществлялась на осциллографе. Как отмечалось, выходной ток приемника содержит три составляющих. Постоянная составляющая J_1 , образованная излучением из канала транспаранта, исключалась емкостным входом осциллографа. Вторая составляющая J_2 , формирующаяся при прохождении фильтра через рабочую область и имеющая куполообразную форму, использовалась для запуска развертки осциллографа. Измерение корреляционных импульсов $J_{\text{инт}}$ выполнялось по осциллограммам, на которых регистрировались фоновые сигналы только из канала фильтра, являющиеся весьма стабильными, и полные сигналы, изменяющиеся достаточно мало при повторных регистрациях. На рис. 2 приведен вид осциллограмм, полученных с полупроводниковыми источниками. Сплошная линия соответствует полному сигналу, штриховая — фоновому. Измеряемая величина $J_{\text{инт}}$ получалась как разность и нормировалась по фоновому сигналу. Влияние степени временной когерентности изучалось для полупроводниковых источников при смещении одного из зеркал на величину l . Пространственная когерентность в этих измерениях роли не играла, так как смещения зеркала достаточно малы (порядка 0,1 мм), а размер излучающей области в полупроводниковых излучателях составляет микроны. Оценка области пространственной когерентности для источника радиусом ρ по уровню 0,5 дает [7]

$$\Delta\xi_{1/2}, \Delta\eta_{1/2} = 0,7\lambda L/\rho, \quad (3)$$

где L — расстояние от источника до объектива, формирующего параллельный световой пучок для интерферометра. В выполненных экспериментах ($L = 85$ мм) величины $\Delta\xi_{1/2}$, $\Delta\eta_{1/2}$ не меньше миллиметра. Экспериментальные результаты для полупроводникового лазера в режиме генерации и переходном режиме при различных токах накачки J_n представлены на рис. 3. Мощность излучения лазера P измерялась с помощью калориметрического измерителя мощности ИМО-2. По полученным графикам определялась длина когерентности излучения $2\Delta l$. Ширина спектра оценивалась в волновых числах и в длинах волн (табл. 1):

$$\Delta\nu \approx 1/(\pi 2\Delta l),$$

$$\Delta\lambda \approx \lambda^2/(\pi 2\Delta l).$$

Подобные результаты (рис. 4) были получены с другим полупроводниковым излучателем, работающим в режиме люминесценции

Т а б л и ц а 1

J_n , мА	130	150	160	180
P , мВт	0,03	0,08	0,21	0,32
$2\Delta l$, мм	0,047	0,055	0,070	0,067
$\sim \Delta\nu$, см ⁻¹	70	60	45	45
$\sim \Delta\lambda$, нм	5,0	4,5	3,5	3,5

Рис. 3. Зависимость величины корреляционного импульса $J_{\text{инт}}$ от оптической разности хода l между световыми пучками для полупроводникового лазера с длиной волны излучения $\lambda = 0,86$ мкм:

1 — $J_{\text{H}} = 130$ мА, $2\Delta l = 0,047$ мм; 2 — $J_{\text{H}} = 150$ мА, $2\Delta l = 0,055$ мм; 3 — $J_{\text{H}} = 160$ мА, $2\Delta l = 0,070$ мм; 4 — $J_{\text{H}} = 180$ мА, $2\Delta l = 0,087$ мм.

при мощности излучения $P \sim 0,02$ мВт. В этом случае $2\Delta l \approx 0,036$ мм, $\Delta v \sim 90$ см $^{-1}$ и $\Delta \lambda \sim 6,5$ нм.

Таким же образом выполнялись исследования с натриевой лампой, для которой временная когерентность излучения значительно выше. Если принять, что ширина спектра излучения лампы составляет 0,6 нм в области

589 нм, то длина когерентности по уровню $0,5$ $c\Delta t = \lambda^2/\pi\Delta\lambda \approx 0,2$ мм, т. е. при смещении зеркала интерферометра на величину 0,1 мм временная когерентность дает незначительный вклад. Однако существенной становится пространственная когерентность. Если излучение лампы фокусируется на диафрагму радиусом ρ , то для точек, в которых степень пространственной когерентности уменьшается в два раза, имеет место (3). Эксперименты выполнялись с диафрагмами от 0,72 до 2,7 мм при $L = 85$ мм. Смещение световых пучков на $\Delta\xi$ осуществлялось, как и раньше, смещением одного из зеркал интерферометра. Экспериментальные результаты для $|\gamma_{12}(\Delta\xi_{1/2}, 0, 0)|$ при различных ρ представлены на рис. 4. Величина $\Delta\xi_{1/2}$ обусловлена смещением зеркала интерферометра и связана с ним $\Delta\xi_{1/2} = 2\Delta l$. В табл. 2 приведено сопоставление расчетных и экспериментальных значений $\Delta\xi_{1/2}$. Экспериментальные и расчетные результаты находятся в удовлетворительном согласии.

Таким образом, экспериментальные исследования показывают, что проведенный анализ достаточно хорошо описывает реальную ситуацию. Серийные полупроводниковые лазеры, излучение которых характеризуется относительно малой степенью когерентности, могут с успехом исполь-

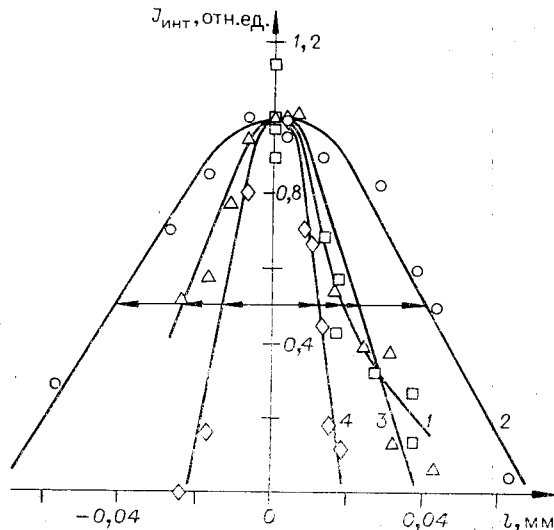
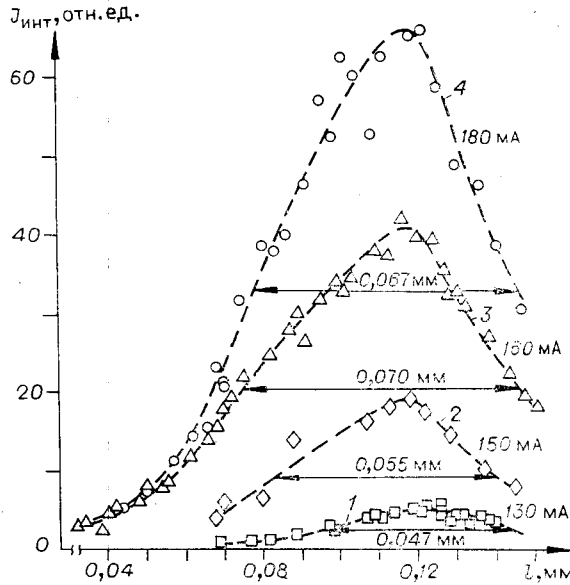


Рис. 4. Зависимость величины корреляционного импульса $J_{\text{инт}}$ от оптической разности хода l между световыми пучками для полупроводникового излучателя в режиме люминесценции и от относительного смещения световых пучков l для натриевой лампы:

1 — полупроводниковый излучатель $P \sim 0,02$ мВт, $2\Delta l = 0,036$ мм; 2 — натриевая лампа, диафрагма $\varnothing \sim 0,72$ мм, $2\Delta l = 0,085$ мм; 3 — натриевая лампа, диафрагма $\sim 1,6$ мм, $2\Delta l = 0,047$ мм; 4 — натриевая лампа, диафрагма $\varnothing \sim 2,7$ мм, $2\Delta l = 0,025$ мм.

Т а б л и ц а 2

ρ , мм	0,36	0,80	1,35
$\Delta\xi_{1/2\rho}$, мм	0,097	0,045	0,026
$\Delta\xi_{1/2\sigma}$, мм	0,085	0,047	0,025

зоваться в системах когерентной оптической обработки информации в схемах с двухлучевыми интерферометрами. В таких системах возможно использование светодиодов и газоразрядных ламп.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Басов Н. Г., Никитин В. В., Самойлов В. Д., Семенов Г. И. Восстановление голограмм с помощью инжекционных лазеров.— В кн.: Оптические методы обработки информации/Под ред. С. Б. Гуревича. Л.: Наука, 1974, с. 94.
2. Василенко Г. И. Голографическое распознавание образов.— М.: Сов. радио, 1977.
3. Optical computing.— Proc. IEEE, 1977, vol. 65, N 1; Оптическая вычислительная техника.— ТИИЭР, 1977, т. 65, № 1.
4. Корбуков Г. Е., Куликов В. В., Цветов Е. Р. Оптический гетеродинный метод корреляционной обработки изображений.— В кн.: Голография и обработка информации/Под ред. С. Б. Гуревича. Л.: Наука, 1976, с. 51.
5. Балабанов А. И., Корбуков Г. Е., Феоктистов А. А., Цветов Е. Р. Измерение координат опорных точек местности и определение величин смещений облачных образований с помощью оптического гетеродинного коррелятора.— В кн.: Оптическая обработка информации/Под ред. С. Б. Гуревича. Л.: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1979, с. 97; Радиоголография и оптическая обработка информации в микроволновой технике/Под ред. Л. Д. Бахраха, А. П. Курочкина. Л.: Наука, 1980, с. 140.
6. Золотарев А. И. и др. Использование серийного инжекционного полупроводникового лазера со схемой модифицированного двухлучевого интерферометра.— М., 1981. (Препринт/АН СССР, ФИ; № 68).
7. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике.— М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию 20 мая 1981 г.;
окончательный вариант — 16 июля 1982 г.

УДК 681.327 : 681.142.65

В. М. ДЫТЫНКО, В. П. ЛЕБЕДЕНКО, Е. С. ФЕДЯКИНА,
Ю. И. ХАБАРОВ
(Москва)

О КОМПЕНСАЦИИ АБЕРРАЦИЙ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ЗУ С ДВУХВОЛНОВЫМ РЕЖИМОМ ЗАПИСИ-СЧИТЫВАНИЯ

Введение. Построение постоянных голографических ЗУ (ГЗУ) актуально для хранения и обработки цифровой и аналоговой информации в архивах и каталогах [1, 2]. Определенный интерес вызывают разработки малогабаритных ГЗУ, использующие полупроводниковые лазеры в качестве источников излучения при восстановлении голограмм [3].

Применение полупроводниковых лазеров в ГЗУ возможно при использовании двухволнового режима записи-считывания, что приводит к возникновению aberrаций в восстановленных изображениях, а значит, к существенному ограничению информационной емкости ГЗУ и снижению достоверности считывания [4].

В связи с этим представляются важными вопросы компенсации дисторсии восстановленных изображений в ГЗУ с двухволновым режимом записи-считывания.

Вопросы компенсации. Одним из наиболее эффективных способов компенсации дисторсии является введение в пространство между носителем голограмм и фотоприемником оптической среды с показателем преломления n , равным отношению длин волн считывающего и записывающего источников $n = \lambda_2/\lambda_1$. В случае точного выполнения этого соотношения дисторсия может быть скомпенсирована полностью. Однако