

ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 535.241

Л. В. БАЛАКИН, В. И. БАЛАКШИЙ
(Москва)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ СВЕТОВОГО ПОЛЯ

Введение. Задача регистрации волнового фронта световой волны нередко возникает в эксперименте: датчики волнового фронта находят применение в лазерной физике, адаптивной оптике, оптических системах неразрушающего контроля и т. д.

Весьма перспективными устройствами, позволяющими решать указанную задачу с высоким пространственным разрешением и в реальном масштабе времени, являются акустооптические развертывающие устройства (АРУС) [1]. В АРУС анализ волнового фронта последовательно в различных точках пространства осуществляется бегущим акустическим импульсом (цугом), на котором дифрагирует исследуемая световая волна. При этом выходной сигнал фотоприемника, регистрирующего дифрагированное излучение, содержит информацию о локальных направлениях волновой нормали.

Существуют два принципиально различных физических механизма измерения направлений волновой нормали в АРУС. В [2, 3] проанализирована работа АРУС с узкоапертурным фотоприемником, регистрирующим лишь часть дифрагированного излучения. В этом случае акустический цуг является так называемым «волновым окном», выделяющим последовательно различные участки исследуемого светового поля. Положение дифрагированного пятна в фокальной плоскости выходной линзы однозначно определяется локальными значениями фазового градиента светового поля. При распространении акустического цуга дифрагированное пятно перемещается в соответствии с законом изменения фазового градиента, и это перемещение регистрируется узкоапертурным приемником, который играет здесь роль позиционно-чувствительного элемента. В чистом виде описанный механизм регистрации волнового фронта работает в раман-натовском режиме дифракции.

В брэгговском режиме определяющим фактором становится угловая селективность акустооптического (АО) взаимодействия, т. е. зависимость интенсивности дифрагированного света от угла падения светового пучка на АО-ячейку [4]. Цуг в этом случае может рассматриваться как селективное «волновое окно», прозрачность которого определяется локальными значениями фазового градиента. Благодаря селективности уже в самом процессе дифракции происходит преобразование пространственной фазовой модуляции световой волны в модуляцию интенсивности дифрагированного пучка. Поэтому здесь можно использовать широкоапертурный фотоприемник, регистрирующий все дифрагированное излучение [4].

В данной статье проводится сопоставление обоих АО-методов исследования волнового фронта, позволяющее выбрать оптимальные режимы работы регистрирующей системы. Анализируется связь между основными информационными характеристиками системы и параметрами

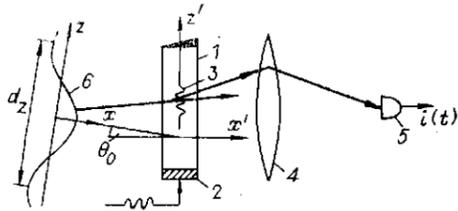


Рис. 1. Принципиальная схема фазового АРУС:

1 — АО-ячейка, 2 — пьезопреобразователь, 3 — акустический дуг, 4 — линза, 5 — фотоприемник, 6 — анализируемый световой пучок

АО-ячейки. Приводятся экспериментальные результаты, показывающие возможность визуализации фазовой структуры светового поля на основе АО-взаимодействия.

Основные соотношения и характеристики. Принципиальная схема фазового АРУС представлена на рис. 1. Основу устройства составляет ячейка 1, в которой при помощи пьезопреобразователя 2 возбуждается акустический ЦУГ 3 с частотой заполнения f_0 , бегущий по оси z' со скоростью v . При перемещении дуга вдоль ячейки на нем последовательно дифрагирует излучение из разных участков анализируемого светового пучка. Линза 4 с фокусным расстоянием F собирает дифрагированный свет на фотоприемник 5.

В общем виде исследуемую световую волну s можно записать в виде

$$s(y, z) = s_0 \exp[j\gamma(y, z)], \quad (1)$$

где s_0 — амплитуда; $\gamma(y, z)$ — функция, определяющая форму волнового фронта. Предположим, что спектр пространственных частот поля (1) ограничен, так что минимальные пространственные периоды d_y и d_z удовлетворяют условиям $d_y \gg b$, $d_z \gg h$, где b и h — размеры акустического дуга по осям y' и z' соответственно. Тогда угловое распределение интенсивности дифрагированного света в случае малой эффективности дифракции будет иметь вид [1]

$$I_d(\psi, \Theta_d) = E_0 \xi \kappa \frac{b^2 h^2}{\lambda^2} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{b}{\lambda} \left(\psi - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \gamma}{\partial y} \right) \right] \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{h}{\lambda} \left(\Theta_d - \Theta_0 - \frac{\lambda f_0}{v} - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right) \right] \operatorname{sinc}^2 \left\{ \frac{l}{2\lambda n} \left[\Theta_d^2 - \left(\Theta_0 + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right)^2 - \frac{2\lambda f_0}{v} \left(\Theta_d + \frac{\lambda f_0}{2v} \right) \right] \right\}, \quad (2)$$

где E_0 — плотность световой мощности в исследуемой волне; ξ — эффективность дифракции; κ — коэффициент пропускания оптической схемы; λ — длина волны света в вакууме; n — показатель преломления материала ячейки; l — длина АО-взаимодействия; Θ_0 — угол падения исследуемого пучка на ячейку; ψ и Θ_d — углы дифракции в плоскостях $x'y'$ и $x'z'$ соответственно; Θ_B — угол Брэгга на частоте f_0 (углы считаются малыми).

В формуле (2) первые две функции $\operatorname{sinc}^2(\dots)$ описывают дифракцию световой волны на апертуре дуга, а третья характеризует угловую селективность АО-взаимодействия. Видно, что распределение интенсивности дифрагированного света определяется локальными значениями фазовых градиентов $\partial\gamma/\partial y$ и $\partial\gamma/\partial z$. При распространении дуга происходит последовательное считывание фазовых градиентов со скоростью v по оси z' и со скоростью кадровой развертки по оси y' . Для кадровой развертки может быть применен любой дефлектор, обеспечивающий необходимое смещение анализируемого пучка по оси y' .

Полагая, что фотоприемник имеет размер b_n по оси y' , удовлетворяющий условию $b_n \gg F\Delta\psi$, где $\Delta\psi$ — диапазон изменений направлений волновой нормали в плоскости $x'y'$, сведем рассматриваемую задачу к одномерному случаю:

$$I'_d(\Theta_d) = E_0 \xi \kappa \frac{b h^2}{\lambda} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{h}{\lambda} \left(\Theta_d - \Theta_0 - \frac{\lambda f_0}{v} - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right) \right] \times \operatorname{sinc}^2 \left\{ \frac{l}{2\lambda n} \left[\Theta_d^2 - \left(\Theta_0 + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right)^2 - \frac{2\lambda f_0}{v} \left(\Theta_d + \frac{\lambda f_0}{2v} \right) \right] \right\}. \quad (3)$$

Когда расходимость света $\varphi_L = \lambda/h$ много меньше расходимости акустической волны $\varphi_A = v/lf_0$, в АРУС используется узкоапертурный приемник, регистрирующий дифрагированное излучение в угловом диапазоне $\Delta\Theta_n \ll \varphi_L$. Анализируемый пучок направляется на ячейку под углом Брэгга ($\Theta_0 = \Theta_B$). Приемник располагается под углом $\Theta_d = \Theta_B + \lambda f_0/v \pm \lambda/2h$, т. е. на одном из склонов характеристики (3) в точке с максимальной крутизной преобразования фазового градиента в электрический сигнал. В этом случае попадающая на приемник световая мощность равна

$$\Phi_d^{(1)} = E_0 \xi \kappa \frac{bh^2}{\lambda} \Delta\Theta_n \operatorname{sinc}^2 \left(\pm \frac{1}{2} - \frac{h}{2\pi} \frac{\partial\gamma}{\partial z} \right). \quad (4)$$

При малых вариациях $\partial\gamma/\partial z$ выходной сигнал приемника пропорционален фазовому градиенту

$$i^{(1)}(t) = \frac{4}{\pi^2} KE_0 \xi \kappa \frac{bh^2}{\lambda} \Delta\Theta_n \left[1 \pm \frac{2h}{\pi} \frac{\partial\gamma}{\partial z} (vt) \right], \quad (5)$$

где K — чувствительность приемника. Таким образом, коэффициент преобразования фазового градиента α определяется выражением

$$\alpha^{(1)} = \frac{8}{\pi^3} KE_0 \xi \kappa \frac{bh^3}{\lambda} \Delta\Theta_n. \quad (6)$$

Для однозначного измерения $\partial\gamma/\partial z$ диапазон направлений волновой нормали $\Delta\Theta$ не должен превышать угла расходимости светового пучка φ_L . Но в пределах этого угла коэффициент $\alpha^{(1)}$ меняется, падая до нуля в граничных точках. Расчеты показывают, что по уровню 3 дБ максимальная величина диапазона $\Delta\Theta^{(1)} = 0,61\lambda/h$.

Во втором методе регистрации фазовой структуры светового поля используется широкоапертурный приемник, принимающий все дифрагированное излучение. Из формулы (3) получаем, что падающая на приемник световая мощность в этом случае равна

$$\Phi_d^{(2)} = E_0 \xi \kappa bh \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{lf_0}{vn} \left(\Theta_0 - \Theta_B + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial\gamma}{\partial z} \right) \right]. \quad (7)$$

Если рабочую точку выбрать на середине склона характеристики (7), положив $\Theta_0 = \Theta_B \pm vn/2lf_0$, то при малых вариациях $\partial\gamma/\partial z$ получим следующее выражение для выходного сигнала приемника:

$$i^{(2)}(t) = \frac{4}{\pi^2} KE_0 \xi \kappa bh \left[1 \pm \frac{2\lambda lf_0}{\pi vn} \frac{\partial\gamma}{\partial z} (vt) \right]. \quad (8)$$

Коэффициент преобразования фазового градиента определяется соотношением

$$\alpha^{(2)} = \frac{8}{\pi^2} KE_0 \xi \kappa bh \frac{\lambda lf_0}{vn}, \quad (9)$$

а диапазон однозначного измерения направлений волновой нормали — формулой $\Delta\Theta^{(2)} = 0,61vn/lf_0$.

Из (6) и (9) следует, что

$$\frac{\alpha^{(1)}}{\alpha^{(2)}} = \frac{\lambda^2 lf_0}{vn^2 h^2 \Delta\Theta_n} = \frac{Q_0}{aH}, \quad (10)$$

где $Q_0 = \lambda lf_0/v^2 n$ — волновой параметр АО-взаимодействия; $a = \Delta\Theta_n/\varphi_L$; $H = hl/v$ — число длин волн в пути. Таким образом, если $Q_0 < Q_0^* = aH$, то больший коэффициент преобразования дает первый метод, а при $Q_0 > Q_0^*$ — второй. Например, для реальных значений $H = 3$, $a = 0,1$ имеем $Q_0^* = 0,3$.

Для фазового АРУС более важной характеристикой, чем диапазон $\Delta\Theta$, является максимальное число измеряемых значений направлений

волновой нормали N_e , определяемое как отношение $\Delta\Theta$ к минимально регистрируемому изменению направления волновой нормали $\delta\Theta$. Величина $\delta\Theta$ находится из условия создания на выходе фотоприемника сигнала, превышающего среднеквадратичное значение шума $\sqrt{\langle i_m^2 \rangle}$ в m раз: $(2\pi/\lambda)\alpha\delta\Theta = m\sqrt{\langle i_m^2 \rangle}$. В эксперименте было принято $m = 6$, что соответствовало равенству сигнала максимальному размаху шума [5].

Если в качестве приемника в АРУС используется ФЭУ, то основным типом шумов на его выходе является дробовой шум, обусловленный световым потоком сигнала Φ_s . Для этого варианта АРУС

$$N_e = \frac{2\pi\alpha\Delta\Theta}{m\lambda\sqrt{2eK\Phi_s\Delta f}}, \quad (11)$$

где e — заряд электрона. Полоса частот Δf связана с числом разрешенных элементов в строке развертки N [1]:

$$N = R\omega/h = \Delta f\tau, \quad (12)$$

где $\tau = w/v$ — время анализа одной строки светового поля; w — апертура ячейки; R — коэффициент, определяемый параметрами ячейки и типом АО-взаимодействия. Сравним информационные возможности обоих методов, считая для определенности $b = h$. Из формул (5), (6), (11), (12) получаем для метода с узкоапертурным приемником

$$N_e^{(1)} = \frac{1,1vR}{m} \left(\frac{\tau}{N}\right)^{3/2} \sqrt{KE_0\xi\kappa a/e}. \quad (13)$$

Выражение (13) связывает три важнейшие характеристики фазового АРУС, определяющие угловое и пространственное разрешение и быстродействие. Видно, что с увеличением числа разрешенных элементов угловое разрешение падает.

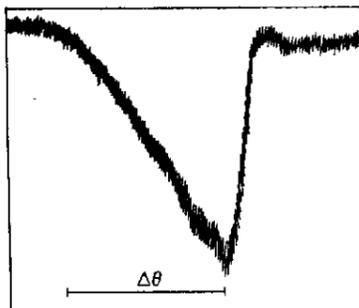
Представление о потенциальных возможностях АРУС дает следующий пример. Если ячейка выполнена из кристалла парателлурита TeO_2 стандартного среза со сдвиговой акустической волной, возбуждаемой в направлении [110] ($v = 0,616 \cdot 10^5$ см/с), то при $m = 6$, апертуре ячейки $w = 4$ см, освещенности $E_0 = 20$ мВт/см² и чувствительности фотокатода $K = 10$ мА/Вт из формулы (13) получим $N_e^{(1)}N^{3/2} = 4 \cdot 10^4$. Здесь мы пренебрегли потерями света в системе ($\xi = \kappa = 1$) и положили $a = 0,1$ и $R = 0,6$ (предельное значение R при $Q_0/H \rightarrow 0$ [1]). Таким образом, если длина пуга равна 0,25 мм ($\Delta f = 1,5$ МГц), то система на длине волны $\lambda = 0,6$ мкм может обеспечить считывание фазовой структуры поля в $N = 160$ дискретных положениях по строке развертки за время $\tau = 65$ мкс с угловым разрешением $\delta\Theta = 7,3 \cdot 10^{-2}$ мрад в пределах угла $\Delta\Theta^{(1)} = 1,5$ мрад ($N_e^{(1)} = 20$).

Так как АРУС непосредственно регистрирует вариации направлений волновой нормали, то для получения функции $\gamma(y, z)$ сигнал фотоприемника необходимо проинтегрировать. Вследствие этого диапазон измеряемых значений фазы $\Delta\gamma$ зависит от пространственного периода оптического сигнала d : $\Delta\gamma = (d/\lambda)\Delta\Theta$. В рассматриваемом примере для предельного разрешения $1/d_{\min} = N/w = 4$ лин/мм имеем $\Delta\gamma = 0,63$ рад. В то же время для большого периода d/w диапазон $\Delta\gamma$ составляет 100 рад.

Метод с широкоапертурным приемником позволяет в $1/\sqrt{a}$ раз увеличить число измеряемых направлений волновой нормали: $N_e^{(2)} = N_e^{(1)}/\sqrt{a}$. Этот выигрыш достигается лишь благодаря более полному использованию дифрагированного излучения.

Сравнивая оба метода, следует также подчеркнуть, что в первом угловой диапазон $\Delta\Theta$ определяется длиной пуга h , поэтому его можно легко варьировать в широких пределах (сохраняя N_e) путем изменения длительности подаваемых на пьезопреобразователь радиоимпульсов. При

этом надо учитывать изменение пространственного разрешения. Во втором методе диапазон $\Delta\theta$ зависит от ширины пьезопреобразователя l ; для конкретной ячейки он фиксирован. Выбирая параметры ячейки и схему регистрации дифрагированного излучения, надо принимать во внимание, что с увеличением l уменьшается потребляемая ячейкой мощность, но одновременно ухудшается пространственное разрешение (за счет уменьшения параметра R [1]).



Экспериментальные результаты. В Рис. 2. Выходной сигнал ФЭУ для экспериментальном макете фазового АРУС сферического волнового фронта центральной частотой $f_0 = 40$ МГц имел ширину $l = 2,3$ мм. Диапазон регистрируемых направлений волновой нормали, измеренный по угловой характеристике АО-взаимодействия, составлял $\Delta\theta = 9,2$ мрад. Световой пучок проходил через ячейку под углом Брэгга вблизи оптической оси [001]. Система возбуждения пьезопреобразователя включала генератор гармонических колебаний и модулятор, формировавший радиоимпульсы длительностью от 5 до 0,1 мкс, что позволяло менять пространственное разрешение по строке от 0,23 до 11 лин/мм.

Исследуемые фазовые объекты помещались в коллимированный лазерный пучок ($\lambda = 0,63$ мкм) непосредственно перед ячейкой. Прошедшая через объект фазомодулированная световая волна анализировалась бегущим пучком. На рис. 2 представлен выходной сигнал ФЭУ, когда в качестве фазового объекта использовалась линза с фокусным расстоянием 150 см. Отмечен рабочий участок устройства. В его пределах зависимость $i(t)$ практически линейная, как и должно быть для сферического волнового фронта. Из рисунка следует, что число измеряемых направлений волновой нормали равно 8. Это в 1,5 раза меньше теоретического значения N_0 , рассчитанного для параметров экспериментальной установки: $\xi_0 = 0,02$, $b = 2,3$ мм, $E_0 = 0,08$ мВт/см², $K = 8,2$ мА/Вт. Расхождение с теорией объясняется наличием светового потока фоновой засветки от нулевого порядка дифракции, что приводит к повышению уровня шума. Длина дуга в этом случае равна 1 мм, число разрешимых элементов в строке — 28. При уменьшении длины дуга пространственное разрешение росло, но одновременно уменьшалось угловое разрешение.

Для анализа двумерных изображений был применен механический кадровый дефлектор в виде прямоугольной призмы, вращавшейся со скоростью 587 об./мин. Дефлектор обеспечивал разложение изображения на 64 строки за 51,2 мс. Наблюдение визуализированного волнового фронта осуществлялось на экране осциллографа путем формирования в нем кадровой и строчной разверток электронного луча. Для создания пространственной картины светового поля отдельные строки линейно со временем смещались в горизонтальном и вертикальном направлениях относительно начала кадра. Фазовый градиент $\partial\gamma/\partial y$ измерялся дополнительным узкоапертурным фотоприемником (на рис. 1 не показан), регистрировавшим смещение дифрагированного пятна в плоскости $x'y'$. С выходов фотоприемников сигналы подавались на соответствующие интеграторы, которые восстанавливали истинное значение фазы $\gamma(y, z)$, а затем после суммирования поступали на вход осциллографа.

На рис. 3 представлены изображения визуализированных волновых фронтов для разных фазовых объектов: сферической линзы (а) и стек-

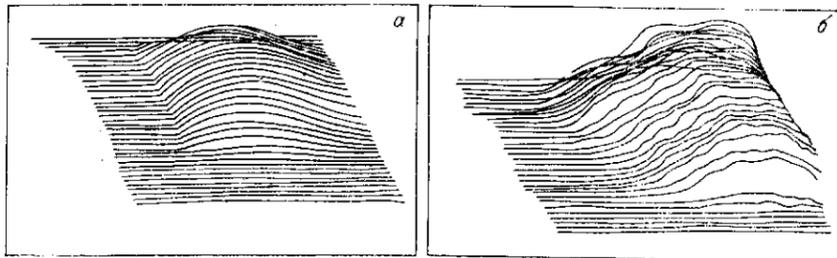


Рис. 3. Визуализированные волновые фронты для разных фазовых объектов: сферической линзы (а) и пластинки с переменной толщиной (б)

лянной пластинки с произвольно меняющейся толщиной (б). Оценивая полученные изображения, следует иметь в виду, что в выходном сигнале приемников присутствовала постоянная составляющая, которая после интегрирования давала линейный рост напряжения.

Таким образом, проведенные исследования показали, что на основе АО-взаимодействия можно создать эффективные датчики волнового фронта, сочетающие высокое пространственное и угловое разрешение с большой скоростью обработки информации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики.— М.: Радио и связь, 1985.
2. Балакшиев В. И., Парыгин В. Н., Упасена Х. А. О возможности регистрации фазовой структуры светового поля акустическим методом // Квантовая электроника.— 1981.— 8, № 4.
3. Балакшиев В. И. Анализ и синтез объемных изображений // Радиотехника и электроника.— 1982.— 27, № 7.
4. Балакшиев В. И., Кукушкин А. Г., Торговкин М. Ю. Регистрация фазовой структуры светового поля с использованием селективных свойств анизотропной брэгговской дифракции // Радиотехника и электроника.— 1987.— 32, № 4.
5. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов.— Л.: Машиностроение, 1983.

Поступила в редакцию 19 января 1990 г.

УДК 621.383

В. Б. ЗАЛЕСКИЙ, А. Ю. КУЛИКОВ, С. А. МАЛЫШЕВ, В. Р. ПАН
(Минск)

КИПЕТИКА ИМПУЛЬСОВ ФОТООТВЕТА ЛАВИННЫХ МДП-ФОТОПРИЕМНИКОВ ПРИ ПОСТОЯННОМ НАПРЯЖЕНИИ СМЕЩЕНИЯ

Одним из наиболее перспективных видов фотоприемных элементов для систем автоматики и связи, обеспечивающих высокие значения чувствительности и быстродействия среди твердотельных приборов с внутренним усилением, являются лавинные фотодиоды.

В ряде работ [1—4] рассмотрены лавинные МДП-фотоприемники, в которых в значительной степени устранены недостатки, присущие лавинным $p-n$ -фотодиодам, такие, как микроплазменный характер пробоя и необходимость высокой стабилизации питающего напряжения и температуры, и сочетаются высокая пороговая чувствительность и коэффициент усиления фототока с низкими требованиями к стабильности напряжения питания [1]. Следует отметить, что лавинные МДП-фотоприемники такого типа работают в импульсном режиме, при этом фор-