

А. П. КОЛЬЧЕНКО, А. Г. НИКИТЕНКО, Ю. В. ТРОИЦКИЙ  
(Новосибирск)

## ДИНАМИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛАЗЕРА ПРИ ПОМОЩИ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ — ПЕРО С НЕРАВНОМЕРНЫМ ПРОПУСКАНИЕМ

Для оптической связи, локации, а также для некоторых других применений лазеров важным является вопрос о методах формирования диаграммы направленности (ДН) лазера и управления ДН в динамическом режиме. В настоящее время разработаны достаточно эффективные методы управления оптическим лучом, основанные на принципах адаптивной оптики (см., например, обзор [1]). Вместе с тем нельзя не отметить, что практическое использование адаптивных устройств (сегментированные зеркала и т. п.) сильно ограничено ввиду их сложности и высокой стоимости. Они находят применение главным образом в астрономических исследованиях. В этой связи представляется целесообразным обсуждение других, более доступных средств и методов управления пространственными характеристиками лазерного луча.

В настоящей работе изучается метод управления ДН лазера, который может оказаться хорошим дополнением к уже существующим и использоваться в тех случаях, когда необходимо радикально менять форму ДН путем изменения одного параметра. Предлагаемый метод основан на пространственной амплитудно-фазовой модуляции лазерного пучка, при которой модулируется разность фаз и амплитуд полей двух (или более) частей пучка, расположенных в одном и том же поперечном сечении. Важным достоинством метода является то, что пучок не диафрагмируется, и поэтому практически отсутствуют дополнительные потери мощности лазера, вносимые модулирующим элементом.

В качестве примера рассмотрим частный случай светового пучка, соответствующего пизшей гауссовой моде, у которого внутренняя часть (радиусом  $a$ ) имеет другую амплитуду и фазу по сравнению с периферийной. Такой пучок может быть реализован при помощи плоскопараллельного интерферометра Фабри — Перо (ИФП) (рис. 1, а), состоящего из однородного зеркала 4 с энергетическим пропусканием  $T_1$  и зеркала 5, выполненного в виде отражающего диска радиусом  $a$  с пропусканием  $T_2$ , нанесенного на просветленную подложку. Этот интерферометр является выходным зеркалом лазера и

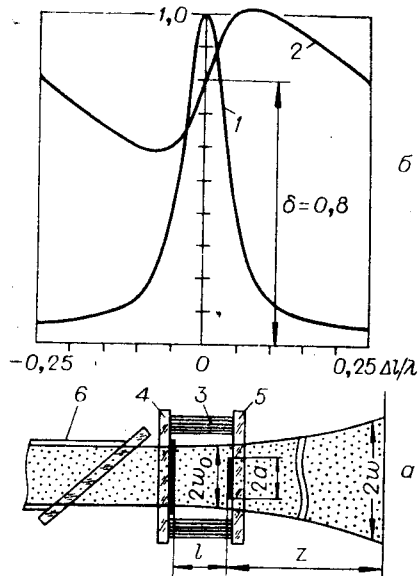


Рис. 1. Схема метода (а) и амплитудная и фазовая характеристики интерферометра (б):

1 — кривая пропускания интерферометра  $T'(\Delta l)/T'(0)$  в центральной части, 2 — разность фаз между центральной и периферийной частями интерферометра  $\Delta\phi$  в единицах  $\lambda$ .

устанавливается однородным зеркалом в сторону активной среды *b* лазера. Размер отражающего диска меньше размера лазерного пучка в плоскости зеркала *5* ( $a < w_0$ ). Очевидно, что центральная и периферийная части пучка после прохода интерферометра будут приобретать различные фазовые сдвиги и иметь различные амплитуды.

При изменении расстояния между зеркалами (пьезокерамикой *3* или электрооптическим кристаллом) на  $\lambda/2$  амплитуда коэффициента пропускания такого интерферометра изменяется в соответствии с кривой *1* (см. рис. 1, б), а разность фаз коэффициентов пропускания для внутренней и внешней частей пучка — в соответствии с кривой *2*. В результате на выходе интерферометра лазерный световой пучок оказывается пространственно промодулированным в поперечном сечении по амплитуде и фазе, причем глубина модуляции зависит от настройки интерферометра. При соблюдении определенных условий (эквивалентность коэффициента отражения от ИФП изнутри резонатора [2]) следует ожидать, что изменение ДН будет происходить без заметных искажений поля в резонаторе.

Пусть лазер работает на нижней гауссовой моде, однородное зеркало ИФП имеет коэффициент пропускания по амплитуде  $\tau$ , а коэффициент пропускания зеркала *5* есть ступенчатая функция расстояния от оси пучка *r*

$$\tau_2(r) = \begin{cases} \tau'_2 = \sqrt{T'_2} \exp(i\beta'_2), & r \leq a, \\ \tau''_2 = \exp(i\beta''_2), & r > a, \end{cases}$$

где  $T'_2 = |\tau'_2|^2$ ,  $\beta'_2$  и  $\beta''_2$  — фазы коэффициентов пропускания соответствующих частей зеркала. Коэффициент пропускания ИФП будет иметь, очевидно, аналогичную зависимость

$$\tau(r) = \begin{cases} \tau' = \sqrt{T'} \exp(i\beta'), & r \leq a, \\ \tau'' = \sqrt{T''} \exp(i\beta''), & r > a. \end{cases}$$

Здесь  $\tau'$  и  $\tau''$  вычисляются по обычным формулам для плоского ИФП [3] и зависят от  $\Delta l = l - l_0$ , где  $l_0$  — длина ИФП, при которой  $T'$  максимально.

С учетом изложенного для распределения интенсивности светового пучка лазера в дальней зоне получается выражение

$$I(r) \propto \left[ e^{-\rho^2} - \varepsilon Y(\rho) \right]^2 + [\mu Y(\rho)]^2, \quad (1)$$

$$\varepsilon = 1 - \sqrt{\kappa} \cos \Delta\beta, \quad \mu = \sqrt{\kappa} \sin \Delta\beta, \quad \kappa = T'/T'',$$

$$\Delta\beta = \beta' - \beta'', \quad \rho = r/w, \quad w = \lambda z / \pi w_0.$$

Функция  $Y(\rho)$  представляется в виде ряда [4]

$$Y(\rho) = e^{-\eta^2} \sum_{n=1}^{\infty} (\eta/\rho)^n J_n(2\eta\rho), \quad \eta = a/w_0. \quad (2)$$

В этих формулах  $w_0$ ,  $w$  — параметры гауссова пучка соответственно на входе ИФП и в дальней зоне,  $J_n$  — функция Бесселя.

Из (1) и (2) следует, что свойства  $I(r)$  определяются тремя параметрами: относительным пропусканием двух частей ИФП  $\kappa$ , разностью фаз  $\Delta\beta$  и относительным размером отражающего диска. Величины  $\kappa$  и  $\Delta\beta$  в зависимости от пропусканий зеркал и расстройки  $\Delta l$  могут меняться в широких пределах, так что в общем случае  $I(r)$  будет иметь различный вид.

Анализ общих выражений (1), (2) и числовые расчеты показывают, что наибольшие вариации формы  $I(r)$  при изменении  $\Delta l$  получаются в

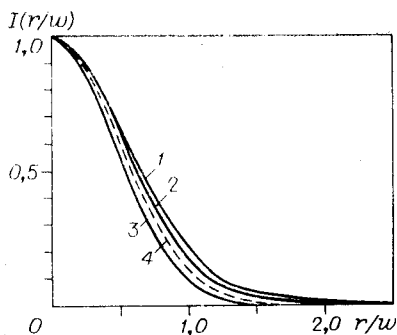


Рис. 2. Распределение интенсивности в дальней зоне в поперечном сечении пучка для разных значений  $\Delta l$

(случай  $\eta=0,5$ ;  $\delta=0$ ;  $T_1=0,025$ ;  $T_2'=0,6$ ):  
 1 —  $\Delta l=0$ , 2 —  $\Delta l=0,0367 \lambda$ , 3 —  $\Delta l=0,25 \lambda$ ,  
 4 — гауссово распределение.

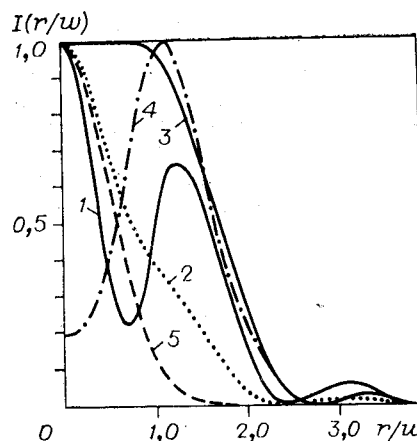


Рис. 3. Распределение интенсивности в дальней зоне для разных значений  $\Delta l$

(случай  $\eta=0,895$ ;  $\delta=0,8\pi$ ;  $T_1=0,003$ ;  $T_2'=-0,6$ ):  
 1 —  $\Delta l=\pm 0,25 \lambda$ , 2 —  $\Delta l=-0,0705 \lambda$ ,  
 3 —  $\Delta l=-0,00357 \lambda$ , 4 —  $\Delta l=0,0705 \lambda$ , 5 —  
 гауссово распределение.

том случае, если  $\delta \approx \pi$ . Напротив, при  $\delta \ll \pi$  соответствующие изменения невелики.

На рис. 2 и 3 приводятся две серии графиков, рассчитанные по формуле (1) и соответствующие указанным двум ситуациям. На каждом из рисунков разные кривые отвечают разным значениям  $\Delta l$ . Штриховые кривые — гауссово распределение  $\exp(-2\rho^2)$ , которое получается в отсутствие неоднородности коэффициента пропускания ИФП ( $\kappa=1$ ,  $\Delta\beta=0$ ). Все кривые нормированы на максимальное значение. Для случая, соответствующего рис. 2,  $\delta=0$ , и поэтому  $\Delta\beta$  при изменении  $\Delta l$  меняется незначительно ( $\Delta\beta \ll 0,2\pi$ ). Соответственно, форма кривых в этом случае, как и следовало ожидать, меняется мало и близка к гауссовой (изменение ширины не более 20%).

Графики на рис. 3 рассчитаны для тех же значений параметров зеркал ИФП, что и кривые на рис. 1, б. Здесь, как видно из рис. 1, б,  $\Delta\beta$  меняется в пределах резонансной кривой пропускания достаточно сильно,  $\delta \sim \pi$ , и поэтому профиль распределения  $I(r)$  деформируется с перестройкой длины ИФП существенным образом.

Экспериментальное исследование предложенного метода проводилось на установке, созданной на основе He-Ne-лазера ( $\lambda=0,63$  мкм). Неоднородное зеркало 5 (см. рис. 1) укреплялось на пьезокерамике и представляло собой подложку с расположенным на ней трехслойным диэлектрическим четвертьволновым покрытием в виде четырех отражающих дисков диаметрами 0,16; 0,32; 0,61 и 0,85 мм. После напыления трехслойного отражающего покрытия вся поверхность подложки была просветлена. Коэффициент пропускания в пределах каждого диска  $T_2'=0,6$ , а вне его равен 1 и во всех экспериментах он оставался неизменным. Экспериментально измеренная начальная разность фаз  $\delta$ , соответствующая геометрической толщине трехслойного покрытия, составила  $(0,8 \pm 0,05)\pi$ . Радиус сферического зеркала резонатора лазера (на рис. 1, а не показано) выбирался с таким расчетом, чтобы параметр  $w_0$  гауссова пучка в плоскости зеркала 5 был больше радиуса диска. Изменения  $\kappa$  и  $\eta$  достигались сменой зеркала 4 и сферического зеркала лазера. Регистрация  $I(r)$  осуществлялась в дальней зоне, имитировавшейся с помощью дополнительного сферического зеркала, в фокусе которого располагались щель и ФЭУ. Более подробно описание и схема эксперимента приводятся в [5].

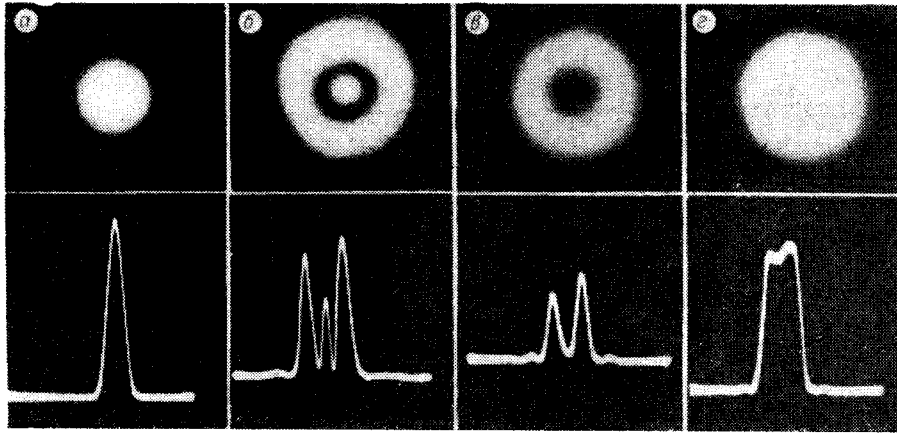


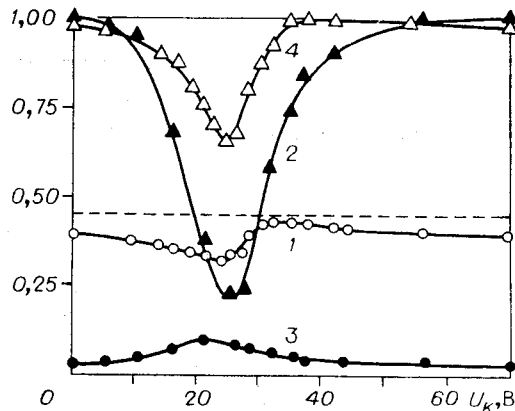
Рис. 4. Осциллограммы и фотографии распределения интенсивности лазерного пучка в дальней зоне.

При перестройке длины ИФП на  $\lambda/2$  (чему соответствовало изменение напряжения  $U_k$  на пьезокерамике на 70 В) наблюдалось заметное изменение формы ДН. Представление об этом дают осциллограммы и соответствующие им фотографии  $I(r)$ , показанные на рис. 4. Рис. 4, а иллюстрирует ДН, полученную при  $\Delta l = 0$ , т. е. при выводе лазерного пучка через однородный ИФП (гауссово распределение). Три других снимка представляют наиболее характерные формы ДН при перестройке  $\Delta l$  на  $\lambda/2$ . Параметры зеркал ИФП и  $\eta$  в этом случае те же, что и для кривых на рис. 3.

Сравнение осциллограмм и графиков на рис. 3 свидетельствует о хорошем качественном согласии экспериментальных и расчетных результатов. В частности, при некоторых  $\Delta l$  в эксперименте  $\Delta l$  не могло быть определено точно), как и следовало ожидать, получаются почти П-образные распределения (см. рис. 4, б) или распределения с провалом на оси пучка (см. рис. 4, в). Кроме того, следует отметить возможность существенного сужения ширины центрального лепестка и изменения уровня боковых лепестков ДН лазера (см. рис. 4, б).

На рис. 5 представлены в виде графиков результаты измерений параметров ДН для  $\eta = 0,67$ ,  $T_1 = 0,025$  и  $T_2 = 0,6$ . Штриховая прямая соответствует нормированной ширине гауссова пучка, измеренной по уровню 0,5;  $\Delta_0$ ,  $\Delta_1$  — ширины центрального лепестка по уровню 0,5 и по положению первого нуля ДН;  $I_0$ ,  $I_1$  — интенсивности центрального и боковых лепестков. Интенсивности даны в единицах  $I_{1 \max}$ , а  $\Delta_0$  и  $\Delta_1$  — в единицах  $\Delta_{1 \max}$ . Здесь  $I_{1 \max}$  и  $\Delta_{1 \max}$  — максимальные значения  $I_1$  и  $\Delta_1$ . Из этих графиков видно, что для указанных значений параметров ИФП ширина центрального

Рис. 5. Экспериментальные графики зависимости параметров ДН от напряжения на пьезокерамике:  
 1 —  $\Delta_0/\Delta_{1 \max}$ , 2 —  $I_0/I_{1 \max}$ , 3 —  $I_1/I_{1 \max}$ ,  
 4 —  $\Delta_1/\Delta_{1 \max}$ .



лепестка  $\Delta_0$  и положение первого нуля  $\Delta_1$  меняются в  $\sim 1,5$  раза (кривые 1, 4), интенсивность центрального лепестка  $I_0$  — в  $\sim 5$  (кривая 2), а боковых  $I_1$  — в  $\sim 3,3$  раза (кривая 3). При других значениях  $\eta$ ,  $T_1$  и  $T_2'$  качественный ход кривых остается неизменным, а диапазон изменения величин может быть как больше, так и меньше. Например, для  $\eta = 0,89$ ,  $T_1 = 0,003$  и  $T_2' = 0,6$  изменением  $\Delta l$  ширина центрального лепестка может быть уменьшена в 3 раза по сравнению с шириной гауссова пучка.

Таким образом, результаты проведенных экспериментальных исследований и расчетов качественно согласуются между собой и позволяют сделать вывод о практической пригодности метода для управления ДН лазера в сравнительно широких пределах. Обращает на себя внимание разнообразие форм распределений, которые могут быть получены таким путем. В частности, как было показано выше, получаются лазерные пучки с почти П-образным профилем интенсивности и с профилем, имеющим провал в центре, который при определенных условиях доходит до нуля. Кроме того, возможно получение ДН с относительно малой шириной центрального лепестка. Для ряда приложений (связь, локация, передача световой энергии на дальние расстояния) получение таких пучков представляет несомненный интерес [6—8].

В отличие от стандартных устройств активной оптики, модулирующих только фазу луча по волновому фронту, в этом методе меняется и фаза, и амплитуда. Это позволяет заходить в область параметров ДН, которая недоступна для чисто фазовой модуляции. Отсутствие бесполезных потерь энергии лазерного пучка является также существенным достоинством данного метода.

Быстродействие метода определяется инерционностью сканирующего элемента и в нашем случае составляло несколько миллисекунд. Оно существенно увеличится, если вместо пьезокерамики использовать для модуляции оптической длины интерферометра какой-либо подходящий электрооптический кристалл (например, KDP).

Вопросы быстродействия, стабильности ДН во времени и динамического диапазона метода имеют важное значение для приложений. Однако изучение их выходит за рамки настоящей работы. Несомненно, для получения высокой стабильности ДН необходимо применять в качестве базы интерферометра материал с малым коэффициентом теплового расширения (кварц, ситалл и т. п.).

В заключение отметим, что предлагаемый метод пространственной амплитудно-фазовой модуляции может быть использован для управления ДН лазера, работающего не только на основной гауссовой моде, но и на поперечных модах более высокого порядка.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Харди Дж. У. Активная оптика: Новая техника управления световым пучком.— ТИИЭР, 1978, т. 66, № 6.
2. Троицкий Ю. В. Равномерное освещение при помощи газового лазера.— Опт. и спектр., 1974, т. 37, вып. 5.
3. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: Физматгиз, 1958.
4. Oloffe G. O. Diffraction by Gaussian Apertures.— JOSA, 1970, vol. 60, N 12.
5. Кольченко А. П., Никитенко А. Г., Троицкий Ю. В. Управление диаграммой направленности лазера при помощи интерферометра Фабри — Перо с неоднородным зеркалом.— В кн.: Тез. докл. I Всесоюз. конф. «Проблемы управления параметрами лазерного излучения. (Ташкент, 1978)». Ташкент: изд. ТашГУ, 1978, ч. 1, с. 95—99.
6. Смит Д. К. Распространение мощного лазерного излучения. Тепловое искажение пучка.— ТИИЭР, 1977, т. 65, № 12.

7. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. Нелинейная адаптивная оптика.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т. 42, № 12.  
8. Волохатюк В. А., Кочетков В. М., Красовский Р. Р. Вопросы оптической локации. М.: Сов. радио, 1977.

*Поступила в редакцию 6 сентября 1979 г.;  
окончательный вариант — 17 декабря 1979 г.*

УДК 681.327.68 : 621.383

**С. И. НАЙМАРК**  
(Новосибирск)

### **НЕКОТОРЫЕ СХЕМОТЕХНИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МДП-ФОТОДИОДНЫХ УСТРОЙСТВ**

Со времени первых работ Веймера [1] интегральные многоэлементные фоточувствительные устройства, в особенности МДП-фотодиодные, завоевали признание разработчиков электронной аппаратуры. Однако известные устройства чаще всего представляют собой безвакуумные аналоги телевизионной трубки в том смысле, что считывание исходной функции  $g(x, y)$ , проецируемой в виде изображения на фоточувствительное устройство, осуществляется путем последовательного сканирования или поэлементной (ячейка за ячейкой) выборки информации. В то же время ясно, что реализуя выборку с определенным алгоритмом, можно осуществлять предобработку изображения. Поскольку подавляющее большинство алгоритмов обработки изображений сводится к интегральным преобразованиям, большой интерес представляет совмещение функций считывания и предобработки с целью увеличения быстродействия преобразования. Некоторые аспекты такого подхода развиты авторами работ [2, 3] применительно к преобразованию Уолша.

Представляет интерес реализация выборки с произвольным алгоритмом в МДП-фотодиодных устройствах, которые изготавливаются в стандартном МДП-технологическом процессе и широко распространены. При такой выборке выходной сигнал на каждом такте будет являться линейной комбинацией сигналов фотоячеек с весами  $\{0, 1\}$ , а процесс выборки описывается линейным преобразованием

$$F = HG, \quad (1)$$

где  $G$  — вектор, составленный из отсчетов изображения  $g(x, y)$ , проецируемого на фоточувствительное устройство;  $H$  — матрица преобразования, состоящая из нулей и единиц.

Критериями оценки качества преобразования могут служить такие характеристики, как отношение сигнал/шум и ограничение на объем передаваемой информации на выходе фоточувствительного устройства, которые будут зависеть от схемы фотоячейки, режима ее работы и структурной организации фотоячеек в линейку или матрицу.

Пусть имеется ограничение  $\Theta$  на длительность экспозиции и выборки сигналов, эквивалентное длительности телевизионного кадра. В течение интервала времени  $\Theta$  изображение  $g(x, y)$  дискретизируется и представляется конечным множеством отсчетов  $G$ , число которых равно числу фотоячеек  $M$  в фоточувствительном устройстве. Информация об отсчетах