

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В НЕСИММЕТРИЧНОМ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОМ МОДУЛЯТОРЕ

В последние годы в ряд перспективных материалов оптоэлектроники выдвинулась электрооптическая керамика, в частности системы ЦТСЛ (цирконат — титанат свинца с лантаном) [1]. Интерес к этому материалу обусловлен разнообразием электрооптических свойств, которыми он обладает, а также сравнительной простотой его изготовления. Во многих устройствах, предназначенных для управления оптическим излучением, используется поперечный электрооптический (ЭО) эффект в керамических пластинах. Это, например, быстродействующие оптические затворы [2], управляемые транспаранты [2, 3], устройства отображения информации [4] и т. д. Основу этих приборов составляет тонкая керамическая пластина, на плоскости которой нанесены электроды определенной конфигурации.

Для расчета параметров подобных устройств необходимо знать распределение электрического поля в пластине. Закон распределения поля важно также учитывать для правильного определения параметров, характеризующих свойства материала (ЭО — коэффициенты, диэлектрическая проницаемость и др.), которые часто исследуются при планарной конфигурации электродов.

Решению этой задачи посвящены работы [5, 6]. Найдено распределение поля в случае расположенных симметрично на обеих плоскостях пластины планарных полубесконечных электродов [5] или электродов конечной ширины [6]. Однако большинство устройств имеет несимметричную конструкцию, т. е. содержит электроды, помещенные лишь на одной из плоскостей пластины.

Настоящая работа посвящена решению задачи о распределении электрического поля в модуляторе с планарными электродами, размещенными на одной из плоскостей керамической пластины. Пусть пластина имеет длину l и толщину h (рис. 1). Расстояние между электродами — $2a$, ширина электродов — $(b - a)$. Размеры пластины и электродов в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, равны бесконечности, т. е. задача считается двумерной.

Для решения задачи проведем конформное отображение сечения модулятора на фигуру, распределение поля в которой известно. Для упрощения предположим, что нормальная составляющая поля на границах пластины, свободных от электродов, равна нулю. Это предположение для материала ЦТСЛ выполняется с большой степенью точности, так как его диэлектрическая проницаемость во много раз ($> 10^3$) превышает проницаемость воздуха.

Используя интеграл Шварца — Кристоффеля, можно отобразить внутренность модулятора на полуплоскость. Отображающей функцией z_1 при этом будет одна из эллиптических функций Якоби — синус амплитуды [7]:

$$z_1 = \operatorname{sn}(2K_1 z/l, m_1), \quad (1)$$

где $z = x + iy$, а $K_1 = K(m_1)$ — полный эллиптический интеграл Лежандра I рода. Модуль m_1 находится из условия

$$K_1/K_1' = l/2h. \quad (2)$$

Здесь $K_1' = K(m_1')$, $m_1' = \sqrt{1 - m_1^2}$.

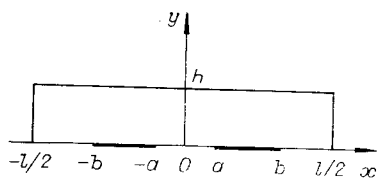


Рис. 1. Поперечное сечение модулятора.

Проведем промежуточное преобразование полуплоскости z_1 с помощью функции $z_2 = z_1/A$, где

$$A = \operatorname{sn}(2K_1 a/l, m_1). \quad (3)$$

Полуплоскость z_2 преобразуется в прямоугольник в плоскости z_3 с помощью функции

$$z_3 = F(z_2, m),$$

где $F(z_2, m)$ — эллиптический интеграл Лежандра I рода, $m = A/B$ — его модуль,

$$B = \operatorname{sn}(2K_1 b/l, m_1). \quad (4)$$

Известно, что связь между напряженностями полей в плоскости $z(E_z)$ и $z_3(E_{z_3})$ дается выражением [8]

$$E_z = E_{z_3} z_3'(\bar{z}). \quad (5)$$

С учетом равенства нулю нормальной составляющей поля на границах, свободных от электродов, считаем поле в прямоугольнике однородным [6]. Его напряженность

$$E_{z_3} = \frac{U}{2K(m)},$$

где U — разность потенциалов между электродами.

Вычисляя производную в формуле (5), находим выражение для распределения поля в плоскости z (см. рис. 1):

$$E_z = \frac{UK(m_1) B \left[\operatorname{ch} \left(\frac{2K_1}{l} \bar{z}, m_1 \right) \operatorname{dn} \left(\frac{2K_1}{l} \bar{z}, m_1 \right) \right]^{1/2}}{lK(m) \left\{ \left[A^2 - \operatorname{sn}^2 \left(\frac{2K_1}{l} \bar{z}, m_1 \right) \right] \left[B^2 - \operatorname{sn}^2 \left(\frac{2K_1}{l} \bar{z}, m_1 \right) \right] \right\}^{1/2}}. \quad (6)$$

Здесь $\operatorname{ch}(2K_1 \bar{z}/l, m_1)$ и $\operatorname{dn}(2K_1 \bar{z}/l, m_1)$ — эллиптические функции косинус- и дельта-амплитуды соответственно.

Выражение (6) устанавливает связь между полем в пластине, геометрическими размерами пластины и электродов и напряжением на них. Видно, что на краях электродов ($z = \pm a + i0$, $z = \pm b + i0$) поле обращается в бесконечность. Это является следствием того, что электроды приняты бесконечно тонкими.

На практике толщина пластины h (обычно $\sim 0,05-0,2$ мм) бывает гораздо меньше размеров пластины l (до нескольких десятков миллиметров). Выражение (6) в этом случае может быть упрощено и преобразовано в более удобный для вычислений вид. При $l \gg h$ равенство (2) справедливо при $m_1 \rightarrow 1$. Так, уже при $l/2h \simeq 2,86$ $m_1 \simeq 0,999$. Если $m_1 = 1$, то выполняется следующее соотношение [9]:

$$\operatorname{sn}(2K_1 \bar{z}/l, m_1) = \operatorname{th}(\pi \bar{z}/2h). \quad (7)$$

Выражение (6) для распределения поля в модуляторе при $l \rightarrow \infty$ будет иметь вид

$$E_z = \frac{U\pi B \left[1 - \operatorname{th}^2 \left(\frac{2\pi \bar{z}}{h} \right) \right]}{4K(m) h \left\{ \left[A^2 - \operatorname{th}^2 \left(\frac{\pi \bar{z}}{2h} \right) \right] \left[B^2 - \operatorname{th}^2 \left(\frac{\pi \bar{z}}{2h} \right) \right] \right\}^{1/2}}. \quad (8)$$

Из соотношения (8) может быть в явном виде получено выражение для x - и y -составляющих поля. В случае поперечного ЭО-эффекта интерес представляет составляющая поля в плоскости пластины, т. е. E_x . Поскольку $E_z = E_x + iE_y$ [8], то для определения E_x необходимо выделить действительную часть в формуле (8). Произведя ряд преобразований, получим выражение для E_x в следующем виде:

$$E_x(x, y) = (U\pi/K(m)h) (2B \cos \Phi(x, y)/R(x, y)), \quad (9)$$

где $R = (M^2 + N^2)^{1/4}$; $\Phi = (1/2) \operatorname{arctg}(N/M)$;

$$M = ST + (CD/2) [1 + \operatorname{ch}(2\pi x/h) \cos(2\pi y/h)] + (DS + CT) \operatorname{ch}(\pi x/h) \cos(\pi y/h);$$

$$N = (CD/2) \operatorname{sh}(2\pi x/h) \sin(2\pi y/h) + (DS + CT) \operatorname{sh}(\pi x/h) \sin(\pi y/h);$$

$C = -\operatorname{ch}^{-2}(\pi a/2h)$; $D = -\operatorname{ch}^{-2}(\pi b/2h)$; $S = 2 + C$, $T = 2 + D$. Модуль m определяется выражением (4), причем при $m_1 = 1$

$$A = \operatorname{th}(\pi a/2h), \quad B = \operatorname{th}(\pi b/2h).$$

При модуляции света необходимо знать распределение поля в межэлектродном зазоре, т. е. при $|x| \leq a$. Для оценки влияния геометрических размеров на распре-

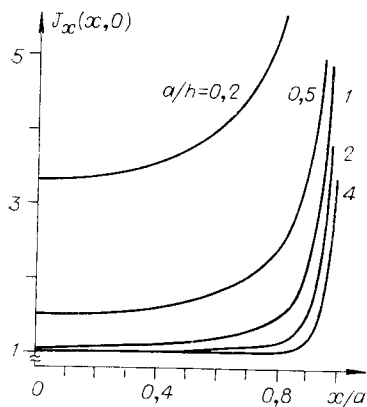


Рис. 2. Распределение нормированной величины x -составляющей поля в плоскости электродов ($b/h \rightarrow \infty$).

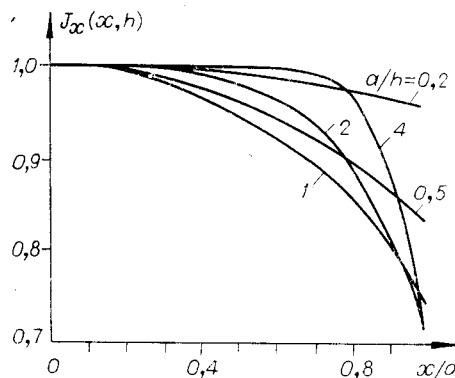


Рис. 3. Распределение нормированной величины x -составляющей поля при $y=h$, $b/h \rightarrow \infty$.

деление поля проводилось вычисление зависимости нормированной величины поля $I_x = 2B \cos \Phi/R$ от соотношений между a , b и h .

На рис. 2 представлено распределение I_x в плоскости электродов ($y=0$) в зависимости от нормированной координаты x/a при различных значениях a/h и $b/h \rightarrow \infty$ (практически при $b/h > a/h + 2$). Видно, что при увеличении a/h однородность поля увеличивается и при $a/h > 2$ $I_x(x, 0) \approx \text{const}$ в пределах $\approx 80\%$ апертуры.

На рис. 3 показано распределение I_x при $y=h$ и $b/h \rightarrow \infty$. В противоположность распределению поля в плоскости электродов здесь при $x \rightarrow a$ поле уменьшается. Таким образом, увеличение поля в плоскости электродов при $x \rightarrow a$ частично компенсируется его уменьшением при $y=h$.

Распределение поля вдоль оси модулятора ($x=0$) показано на рис. 4. В этом случае однородность поля достигается при $a/h \geq 1$.

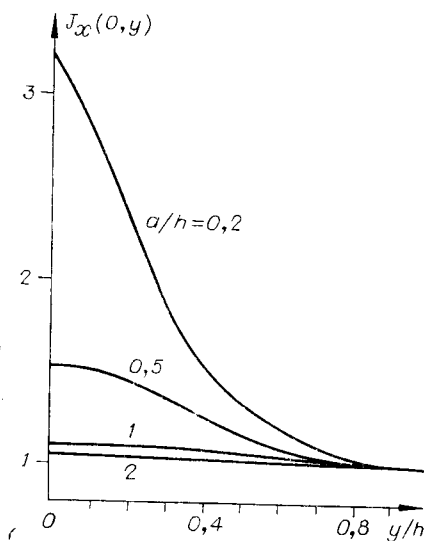


Рис. 4. Распределение нормированной величины x -составляющей поля вдоль оси модулятора ($b/h \rightarrow \infty$).

В заключение следует отметить, что для более точного описания распределения поля следует учитывать нелинейность диэлектрических свойств материала. Однако, как показано в работе [6], эта нелинейность оказывает слабое влияние на результирующее распределение. В этой же работе определено, что возникающие вблизи электродов контактные явления существенны лишь на расстояниях порядка нескольких микрон от электродов.

Таким образом, анализ выражения (9) позволяет сделать вывод, что наиболее эффективная модуляция света (определяемая однородностью поля) будет в случае, если расстояние между электродами и их ширина больше учетверенной толщины пластины.

При определении зависимости двулучепреломления от поля обычно считают, что напряженность поля в зазоре модулятора равна разности потенциалов, деленной на ширину зазора, т. е. $E = U/2a$. Однако, как видно из формулы (9), это предположение не совсем верно. Пусть, например, геометрические соотношения выбраны таким образом, что по всему сечению светового луча, проходящего через межэлектродный зазор, поле будет однородным. В этом случае $I_x \approx 1$ и выражение для E_x можно записать в следующем виде:

$$E_x = (U/2a) (2\pi/K(m)) (a/h) \quad \text{или} \quad E_x = E_{x0}\gamma,$$

где $E_{x0} = U/2a$ — предполагаемая напряженность поля, γ — поправочный коэффициент. Фактическая напряженность поля зависит от соотношения между a , b и h . Например, при $a/h=2$ и $b/h=2,2$ величина $\gamma \approx 3$. Таким образом, напряженность поля может быть в несколько раз больше вычисляемой по формуле $U/2a$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Land C. E., Thacher P. D., Haertling G. H. Electrooptic ceramics.— Appl. Sol. St. Sci., 1974, vol. 4, p. 137.
2. Catchen J. T., Harris J. O., Laguna G. R. PLZT Electrooptic Shutters: Applications.— Appl. Optics, 1975, vol. 14, N 8, p. 1866.
3. Land C. E., Schueler D. G. Multiremanent Ferroelectric Ceramic Optical Devices.— USA Pat. N 3531182, 1970.
4. Cooper R. W. Improvements in or Relating to Display Devices.— GB Pat. N 1465675, 1977.
5. Baerwald H. G. Two-Dimensional Analysis of Gap Fields in Electronic High-Dielectric Layers and Application to the Design of Polariseroptic Devices.— SC — RR — 69—85. Sandia Lab. Res. Report, 1969.
6. Клотиньш Э. Э., Круминь А. Э., Ауза В. Я. и др. Распределение электрического поля в электрооптическом модуляторе света с планарными электродами.— Учен. записки Латв. гос. ун-та. Т. 230. Электрооптическая керамика. Рига, изд. ЛатвГУ, 1975.
7. Лаврик В. П., Савенков В. Н. Справочник по конформным отображениям. Киев, Наукова думка, 1970.
8. Мирюлюбов Н. Н., Костенко М. В., Левинштейн М. Л., Тиходсев Н. Н. Методы расчета электростатических полей. М., Высшая школа, 1963.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., Наука, 1978.

*Поступила в редакцию 19 февраля 1979 г.;
окончательный вариант — 20 июня 1979 г.*

УДК 537.533.3

Ю. В. БОНДАРЕНКО, А. М. ИСКОЛЬДСКИЙ
(Новосибирск)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С СЕТОЧНЫМ ЗАТВОРОМ

Параллельно исследованию предельных возможностей специализированных электронно-оптических преобразователей (ЭОП) типа ЗИМ для кадровой съемки [1, 2] проводилось исследование универсальных приборов, способных работать в кадровом (многокадровом) и хронографическом режимах. Типичным представителем таких приборов является ЭОП типа ЗИС-1 [3, 4], схема которого приведена на рис. 1. Этот прибор имеет одну пару отклоняющих пластин, предназначенных для развертки изображения, и мелкоструктурную сетку, расположенную на малом расстоянии ($\sim 0,5$ мм) от фотокатода и служащую электронным затвором. Существенное преимущество конструкции такого типа при работе в кадровом режиме по сравнению с ЭОП типа ЗИМ и бипланарными приборами заключается в небольшой (порядка сотни вольт) амплитуде управляющего импульса.

Предполагалось, что основным фактором, ограничивающим динамический диапазон ЗИС и препятствующим достижению длительностей экспозиции $\tau_{\text{эксп}} < 10^{-8}$ с, является влияние пространственного заряда. Поверхностное сопротивление фотокатода, казалось, не должно было ограничивать динамический диапазон приборов такого типа и ухудшать качество изображения по следующим соображениям. Во-первых, напряженность электрического поля вблизи фотокатода оказывается значительной, поскольку промежуток фотокатод—сетка мал (при амплитуде управляющего импульса 200 В напряженность поля в ЗИС составляет 4 кВ/см, в то время как в ЗИМ она равна 430 В/см при $U_a = 10$ кВ). Во-вторых, возмущающее поле, возникающее из-за распределения потенциала на поверхностном сопротивлении фотокатода, спадает очень быстро в направлении движения электронов (до нуля в плоскости сетки, поскольку проводимость сетки хорошая).

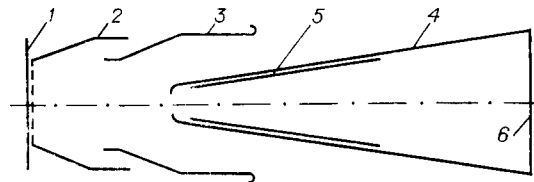


Рис. 1. Схема электронно-оптического преобразователя ЗИС-1:

1 — фотокатод, 2 — управляющая сетка, 3 — подфокусирующий электрод, 4 — анод, 5 — отклоняющие пластины, 6 — экран.