

## ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР СВЕТА, ОБЛАДАЮЩИЙ МАЛЫМИ НЕАКТИВНЫМИ ПОТЕРЯМИ

*Т. А. Кузовкова, Е. В. Нилов и Ю. А. Флегонтов*

Предложен электрооптический модулятор света, основанный на продольном эффекте Поккельса, в котором за счет особой конструкции управляющих электродов удается сократить длину кристалла и тем самым уменьшить неактивные потери модулятора по сравнению с модуляторами этого же класса, но использующими поясковые электроды. Приведена методика расчета электрических полей в таких системах, а также результаты экспериментальной проверки полученных расчетных данных.

Известно, что электрооптические модуляторы света, применяемые для управления генерацией лазеров, обладают в инфракрасной области спектра значительными неактивными потерями [1].

Поскольку в этом спектральном диапазоне работают многие имеющие широкое применение лазеры, например неодимовые, задача поиска путей снижения неактивных потерь в модуляторах приобретает актуальность.

В настоящее время в лазерной технике широко используются электрооптические модуляторы, основанные на продольном и поперечном эффектах Поккельса в кристаллах типа KDP и DKDP. Наименьшими потерями обладают модуляторы, основанные на продольном эффекте Поккельса, так как в них из-за отсутствия необходимости компенсации температурных явлений применяется только один кристалл. Обычно такой кристалл имеет форму параллелепипеда. Ширина поясковых электродов выбирается приблизительно равной половине стороны поперечного сечения кристалла [2, 3], а в некоторых случаях еще большей [4]. Отношение длины кристалла к стороне его поперечного сечения выбирается таким, чтобы создать внутри диэлектрика равномерное электрическое поле, обеспечивающее постоянство разности потенциалов между торцевыми поверхностями, перпендикулярными оси  $Z$ . Это отношение обычно составляет  $2 \div 3$  [2-4].

С целью сокращения длины электрооптического кристалла и тем самым снижения величины неактивных потерь нами была разработана иная конструкция модулятора, в которой электрическое поле локализуется на сравнительно узком участке кристалла. Сущность конструкции поясняет рис. 1, на котором схематически изображено меридиональное сечение электрооптического элемента модулятора.

Кристалл DKDP-градусного среза 1 имеет цилиндрическую форму. Электроды 2 и 3 в виде труб охватывают часть боковой поверхности кристалла и продолжают за ее пределы. Кольцевой зазор между электродами имеет минимально допустимую ширину, исключаящую, однако, возможность возникновения электрического пробоя.

Поскольку поверхностное пробивное напряжение кристалла DKDP обычно существенно меньше объемного из-за сильной гигроскопичности материала, поверхность кристалла в зазоре между электродами покрывается высоковольтным компаундом 4. Практически это дает возможность иметь зазор в  $4 \div 5$  мм при величине управляющего напряжения примерно 8 кВ.

Длина кристалла и ширина выступающих за пределы боковых поверхностей частей электродов должны быть такими, чтобы электрическое поле было практически полностью сосредоточено внутри кристалла. Эти конструктивные параметры определяются расчетным путем.

При выборе метода расчета учитывалось, что погрешность в определении величины светопропускания модулятора должна быть минимально возможной и не превышать 1%.

Анализ известных методов расчета аналогичных систем [2-4] привел к выводу об их недостаточной точности, поскольку все они не учитывали потенциала окружающего пространства. Это стимулировало разработку нового метода расчета электрических полей в электрооптических модуляторах света, которая и была проведена на основе известных эффективных методов решения краевых задач с граничными условиями смешанного типа — методов парных [5] и связанных [6] интегральных уравнений, развитых для вычисления электростатического поля в вакууме или изотропном неограниченном диэлектрике [7, 8]. В данном случае было исполь-

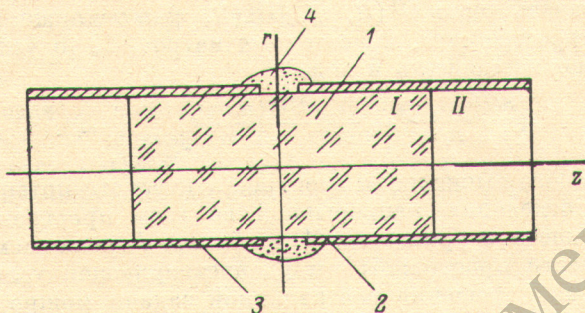


Рис. 1. Принципиальная схема модулятора.

1 — электрооптический кристалл; 2, 3 — электроды; 4 — высоковольтный компаунд.

зовано обобщение этих методов для вычисления поля в присутствии анизотропного диэлектрика конечных размеров.

Исследуемый объект представляет собой анизотропный кристалл цилиндрической формы с радиусом поперечного сечения  $r_0$  и длиной  $2L$  (рис. 1). На его боковую поверхность нанесены два тонкостенных металлических электрода, имеющие между собой кольцевой зазор в центральной части кристалла шириной  $2a$ . Электроды продолжаются за пределы боковой поверхности кристалла на бесконечность, к ним приложены потенциалы  $+U(r_0, z)$  и  $-U(r_0, z)$ .

Меридиональный разрез электродов и диэлектрика, электрическое поле в котором необходимо определить, также приведен на рис. 1. Пусть  $U(r, z)$  — электростатический потенциал в любой точке пространства, описываемого цилиндрическими координатами с началом в геометрическом центре кристалла и с осями, направленными, как указано на рис. 1. Координата по оси симметрии в долях радиуса кристалла обозначена  $\eta$ , по радиусу  $R$ , т. е.  $\eta = z/r_0$ ,  $R = r/r_0$ .

В предположении диагональности тензора диэлектрической проницаемости, а, как известно, диэлектрическая проницаемость любого анизотропного кристалла может быть описана таким тензором, внутри диэлектрика в области, обозначенной I (рис. 1), потенциал будет удовлетворять следующему уравнению:

$$\epsilon_r \left[ \frac{\partial^2 U(R, \eta)}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U(R, \eta)}{\partial R} \right] + \epsilon_z \frac{\partial^2 U(R, \eta)}{\partial \eta^2} = 0, \quad (1)$$

а в остальной части пространства, свободной от зарядов, уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 U(R, \eta)}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U(R, \eta)}{\partial R} + \frac{\partial^2 U(R, \eta)}{\partial \eta^2} = 0. \quad (2)$$

Кроме того, функция  $U(R, \eta)$  должна быть непрерывна всюду и ввиду специфики краевых условий обладать свойствами антисимметрии

$$U(R, \eta) = -U(R, -\eta), \quad (3)$$

а на поверхности электродов удовлетворять граничному условию

$$\left. \begin{aligned} U(R_0, \eta) &= f(\eta) \quad \text{при } \eta \geq p, \\ U(R_0, \eta) &= -f(\eta) \quad \text{при } \eta \leq -p. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $p$  — величина, равная половине зазора между электродами ( $p = a/r_0$ ).

Специфика задачи, изложенная выше, определяет малую величину зазоров, что позволяет упростить решение, задав потенциал в зазоре непрерывным образом антисимметричной функцией, например линейной или синусоидальной.

На границе диэлектрик—вакуум должны соблюдаться условия непрерывности нормальной производной вектора электрической индукции

$$\bar{D}_n(R, \eta) = \bar{\varepsilon} \nabla_n U(R, \eta). \quad (5)$$

Если обозначить через  $U^I(R, \eta)$ ,  $U^{II}(R, \eta)$  потенциалы в соответствующих областях пространства, приведенные на рис. 1, то условия сшивания производных можно записать в виде

$$\left[ \frac{\partial U^I(R, \eta)}{\partial \eta} - \frac{1}{\varepsilon_z} \frac{\partial U^{II}(R, \eta)}{\partial \eta} \right]_{\substack{\eta=L \\ 0 \leq R \leq R_0}} = 0. \quad (6)$$

Задача строгого вычисления электростатического потенциала  $U(R, \eta)$  сводится к определению непрерывной во всем пространстве функции, являющейся решением уравнения (1) в области  $I$ , решением уравнения (2) в остальной части пространства и удовлетворяющей условиям (3)–(6).

Для облегчения решения поставленной задачи можно провести изотропизирующую деформацию пространства [9]. Пусть область  $I$  деформирована в направлении  $OZ$  с коэффициентом растяжения  $k_z = \sqrt{\varepsilon_r/\varepsilon_z}$ , а относительное расстояние вдоль оси центра кристалла в этой области  $\eta_1 = k_z \eta$ . Длина кристалла соответственно  $L_1 = k_z L$ .

Потенциал  $U(R, \eta_1)$  удовлетворяет уравнению Лапласа всюду внутри цилиндра, за исключением поверхности  $\eta_1 = L_1$ , где должно быть выполнено условие сшивания, в которое переходит условие (6)

$$\left[ \frac{\partial U^I(R, \eta_1)}{\partial \eta_1} - \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial U^{II}(R, \eta_1)}{\partial \eta_1} \right]_{\substack{\eta_1=L_1 \\ 0 \leq R \leq R_0}} = 0, \quad (7)$$

причем диэлектрическая проницаемость изотропизированного кристалла

$$\varepsilon_1 = \sqrt{\varepsilon_r \varepsilon_z}$$

Краевое условие принимает вид

$$\left. \begin{aligned} U(R_0, \eta_1) &= \begin{cases} \sin \frac{\pi}{2} \frac{\eta_1}{k_z p} & \text{при } 0 \leq \eta_1 \leq k_z p, \\ f(\eta_1) & \text{при } k_z p \leq \eta_1 \leq L_1, \end{cases} \\ U(R_0, \eta_1) &= f(\eta_1 + L_1 - L) \quad \text{при } \eta_1 > L_1. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

После изотропизации электростатический потенциал в областях  $I$  и  $II$  будет удовлетворять уравнению Лапласа.

Как показано в работе [6], во всех случаях решение уравнения Лапласа методом парных интегральных уравнений может быть сведено к решению интегральных уравнений Фредгольма второго рода с непрерывным ядром, допускающих метод итераций [10].

Алгоритм их решения устойчив и позволяет получить в замкнутом виде как потенциал, так и плотность зарядов на поверхности диэлектрика и электродов, причем выделяется член, учитывающий особенность на краю электрода [6].

Поэтому для вычисления применяется следующий итерационный процесс, учитывающий особенности указанного метода и представляющий собой модификацию известного метода Шварца [10].

После деформации объема диэлектрика вычисляется потенциал  $U(R, \eta_1)$ , где  $\eta_1 = k_z \eta$  при  $0 \leq \eta \leq L$  и  $\eta_1 = \eta + L_1 - L$  при  $\eta > L$ . Он удовлетворяет уравнению (2) при краевых условиях (4) ÷ (6). Для вычисления потенциала итерационный процесс записывается в следующем виде [11]:

$$U(R, \eta_1) = \lim_{m \rightarrow \infty} U^{(m)}(R, \eta_1), \quad (9)$$

где  $m$  — номер итерации;

$$U^{(m)}(R, \eta_1) = U_0^{(m)}(R, \eta_1) + U_{\sigma_L}^{(m-1)}(R, \eta_1) + U_{-\sigma_L}^{(m-1)}(R, \eta_1). \quad (10)$$

Здесь  $U_{\sigma_L}(R, \eta_1)$ ,  $U_{-\sigma_L}(R, \eta_1)$  — потенциалы простого слоя, возникающие с плотностями  $\sigma_L(R, L_1)$  и  $\sigma_{-L}(R, -L_1)$  соответственно на поверхностях изотропизированного диэлектрика  $\eta_1 = L_1$ ,  $\eta_1 = -L_1$ .

Потенциал  $U_0^{(m)}(R, \eta_1)$  на каждом этапе итерации является непрерывным решением уравнения Лапласа

$$\Delta U_0^{(m)}(R, \eta_1) = 0, \quad (11)$$

удовлетворяющим граничному условию

$$U_0^{(m)}(R, \eta_1)|_{R=R_0} = \{f^*(\eta_1) - [U_{\sigma_L}^{(m-1)}(R, \eta_1) + U_{-\sigma_L}^{(m-1)}(R, \eta_1)]\}_{R=R_0}, \quad (12)$$

где  $f^*(\eta_1)$  — краевая функция, соответствующая величине потенциала на поверхности кристалла, определяется в соответствии с (8).

В принятых обозначениях поверхностная плотность зарядов на границе раздела кристалл—окружающая среда при каждой итерации будет иметь следующий вид:

$$\sigma_L^{(m-1)}(R, \eta_1)|_{\eta_1=L_1} = -\frac{\epsilon_1 - 1}{2\pi(\epsilon_1 + 1)} \frac{\partial}{\partial \eta_1} [U_0^{(m-1)}(R, \eta_1) + U_{\sigma_L}^{(m-1)}(R, \eta_1)]_{\eta_1=L_1}, \quad (13)$$

$$\sigma_{-L}^{(m-1)}(R, \eta_1)|_{\eta_1=-L_1} = -\frac{\epsilon_1 - 1}{2\pi(\epsilon_1 + 1)} \frac{\partial}{\partial \eta_1} [U_0^{(m-1)}(R, \eta_1) + U_{\sigma_L}^{(m-1)}(R, \eta_1)]_{\eta_1=-L_1}. \quad (14)$$

Для вычисления потенциала  $U_0^{(m)}(R, \eta_1)$  с граничным условием (12) применяется метод, предложенный в работе [12]. Нетрудно убедиться, что решение (10) удовлетворяет краевым условиям на  $m$ -м шаге итерирования при условиях шивания (8) на  $(m-1)$ -м шаге. Условия непрерывности и антисимметрии учитываются, как это видно из (10) и показано в [12].

Таким образом, суммарный потенциал  $U_{\sigma}^{(m-1)}(R, \eta_1)$ , образованный простыми слоями, позволяет определить поправку в краевых условиях, которая выражается следующим образом:

$$U^{(m-1)}(R, \eta_1) = \int_0^{\infty} A_1^{(m-1)}(\mu) \sin \mu \eta_1 \frac{I_0(\mu R)}{I_0(\mu R_0)} d\mu, \quad (15)$$

где  $A_1^{(m-1)}(\mu)$  — амплитуда в разложении Фурье, определяемая по формуле

$$A_1^{(m-1)}(\mu) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} U_{\sigma}^{(m-1)}(R_0, \eta_1) \sin \mu \eta_1 \frac{I_0(\mu R)}{I_0(\mu R_0)} d\eta_1. \quad (16)$$

Тогда после  $m$ -го шага итерации электростатический потенциал может быть представлен в виде

$$U^{(m)}(R, \eta_1) = U_0^{(m-1)}(R, \eta_1) + \tilde{U}^{(m-1)}(R, \eta_1) + U_{\sigma}^{(m-1)}(R, \eta_1). \quad (17)$$

Зная величину потенциала (17) и новые краевые условия, дифференцированием функции  $U_0^{(m)}(R, \eta_1)$  по формулам (13) и (14) определяются плотности связанных зарядов простых слоев  $\sigma_L^{(m)}(R, \eta_1)$ ,  $\sigma_{-L}^{(m)}(R, \eta_1)$  и их потенциалы.

Затем записывается поправка к краевым условиям с учетом потенциала  $U_{\sigma}^{(m)}(R, \eta_1)$  и т. д. При практическом расчете электростатического потенциала при итерациях достаточно задать погрешность 0.01. Поэтому, как только величина поправки к плотности зарядов или к потенциалу

окажется меньше указанной величины, итерационный процесс можно закончить. Если это условие не соблюдается, то вычисления продолжают дальше аналогично описанному выше. В конечном счете потенциал выразится формулами (9) и (10).

Приведенные ниже результаты во всех практически интересных случаях при допустимой погрешности порядка 1% потребовали двух-трех итераций.

При обратной изотропизации потенциал  $U(R, \eta_1)$ , удовлетворяющий уравнению (2), переходит в потенциал  $U(R, \eta)$ , удовлетворяющий урав-

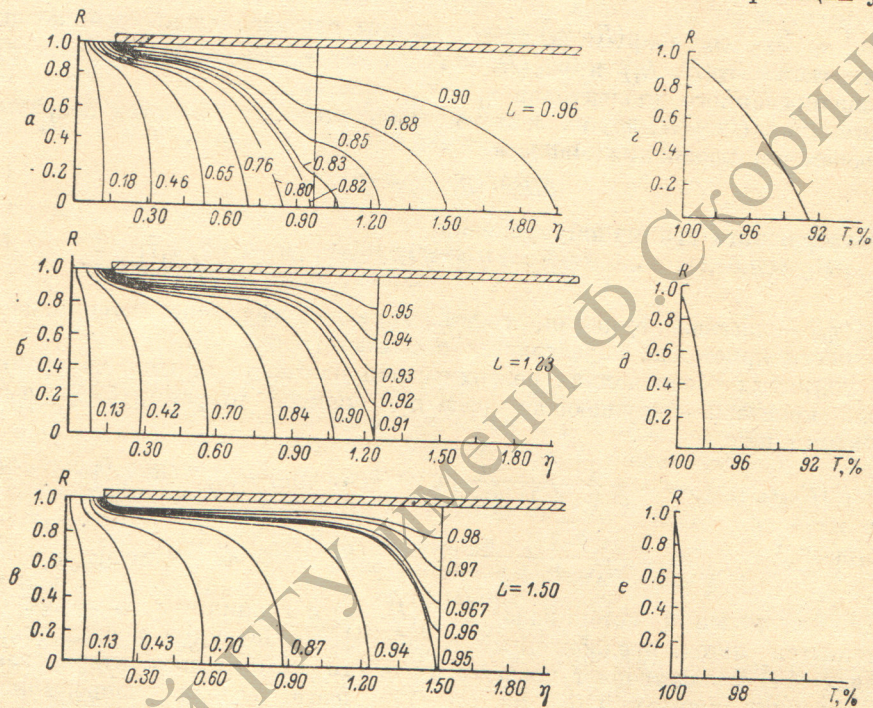


Рис. 2. Распределение эквипотенциальных линий электрического поля в кристалле при трех значениях его длины  $L$  (а—в) и соответствующее этим вариантам изменение светопропускания модулятора  $T$  вдоль радиуса  $R$  (z—e).

нению (1) внутри кристалла. Причем условие сшивания (6) удовлетворяется, если векторы электрической индукции в точках  $(R, L_1)$  на внешней стороне поверхности изотропизированного диэлектрика и соответствующих точках  $(R, L)$  на внешней стороне поверхности исходного кристалла совпадают. Это условие, как и краевые условия, после обратного преобразования координат выполнены, что эквивалентно условию неподвижности поверхности диэлектрика при изотропизации [9].

В результате проведенных расчетов электрических полей для ряда конкретных случаев удалось установить, что ширина выступающих за пределы кристалла частей электродов должна быть примерно равна диаметру кристалла.

На рис. 2, а—в показаны полученные расчетным путем эквипотенциальные линии электрических полей в кристаллах KDP при отношениях их длин  $L$  к диаметрам, равным соответственно 0.96, 1.23 и 1.5, на рис. 2, z, д, e изменение светопропускания в радиальном направлении модуляторов, использующих эти кристаллы. Видно, что неравномерность электрического поля вдоль торца кристалла в том случае, когда  $L=1.5$  не превышает десятых долей процента.

Были проанализированы электрические поля в кристаллах при различных величинах зазоров между электродами. Установлено, что увеличение зазора отрицательно сказывается на равномерности распределения

электрического поля вдоль торца кристалла при сравнительно малых его длинах, вследствие чего необходимо стремиться к уменьшению ширины зазора. Этот вывод совпадает с результатами работ [13, 14]. Полученные результаты относятся к случаю, когда исходное закрытое состояние модулятора обеспечивалось соответствующей ориентацией поляризаторов при нулевой разности потенциалов между электродами, а открывание производилось кратковременной подачей импульсного управляющего напряжения. На практике, однако, встречаются случаи, когда закрытое состояние модулятора создается подачей на его электроды постоянного напряжения, а открывание — импульсного противоположной полярности. При этом из-за наличия электропроводности кристалла ДКДР поле, обеспечивающее закрытое состояние модулятора, формируется в нем за счет токов проводимости. подача импульсного напряжения вызывает формирование встречного поля за счет главным образом токов смещения, которое практически полностью компенсирует на время длительности импульса действие постоянного закрывающего поля.

Расчет поля, созданного токами проводимости, может быть выполнен с использованием той же методики, что и в вышеописанном случае, поскольку, как явствует из уравнений Максвелла, электрический потенциал в этом случае может быть описан уравнением типа (1). Его отличие состоит в том, что диэлектрические проницаемости заменены на соответствующие значения проводимостей. Такой расчет был проведен для кристаллов ДКДР при тех же самых значениях величин  $L=0.96, 1.23, 1.50$ . Он показал, что ход светопропускания по сечению модулятора при постоянном напряжении примерно такой же, как при импульсном. Расхождение соответствующих кривых не превышает 1% от значения полного светопропускания. Таким образом, результирующая неравномерность светопропускания модулятора в открытом состоянии при  $L=1.5$  оказывается меньше 1%.

Было экспериментально исследовано светопропускание модуляторов при подаче на них постоянного закрывающего напряжения. Кристаллы имели диаметр 17 мм и длины 17, 21 и 26 мм. Охватывающие их электроды были сближены между собой до расстояния 4 мм и выступали за пределы боковой поверхности на 17 мм. Поверхность кристаллов в зазоре между электродами покрывалась шеллаком. Для уменьшения пьезооптических процессов кристаллы вклеивались в оправы из аморфных диэлектриков, обладавших высоким акустическим сопротивлением, например, в оправы из фторопласта. Источником света в экспериментальной установке служил газовый лазер ЛГ-126, работающий на длине волны 0.63 мкм. Его излучение в виде узкого пучка сканировалось по сечению кристалла и, пройдя призму Глана, играющую роль анализатора, и диафрагму с диаметром отверстия 0.5 мм, регистрировалось измерителем мощности типа UDT 21-A.

Было установлено, что в пределах погрешностей измерений ход светопропускания по диаметру исследованных модуляторов совпал с ходом, предсказанным на основании выполненных расчетов. Расхождение не превышало 15%.

Рис. 3 относится к случаю, когда отношение длины к диаметру электрооптического элемента составляло 1.5. Кривые на графиках *a* и *б* иллюстрируют ход светопропускания вдоль линии, проходящей через центр элемента, и вдоль линии, смещенной относительно центра на 1.5 мм, как это показано на рис. 3, *в*. Кривые 1 на обоих графиках получены при отсутствии выступающих за кристалл частей электродов; кривые 2 — при использовании выступающих частей. Это достигалось соответствующей коммутацией управляющего напряжения и нулевого потенциала на электродах, что поясняет рис. 3, *г*. Следует отметить, что при равенстве потенциала одного из электродов потенциалу окружающего пространства этот электрод может не иметь выступающей части.

Из приведенных кривых видно, что при отношении длины кристалла к его диаметру, равном 1.5, неравномерность светопропускания модулятора

не превышает 1% и что применение выступающих электродов снижает ее примерно на порядок величины.

Имеющая место асимметрия хода кривых на рисунке 3, а и б может быть объяснена естественными флуктуациями оптических характеристик использовавшихся в эксперименте кристаллов.

Таким образом, применение на практике разработанного приема построения модулятора дает возможность либо повысить контраст, либо

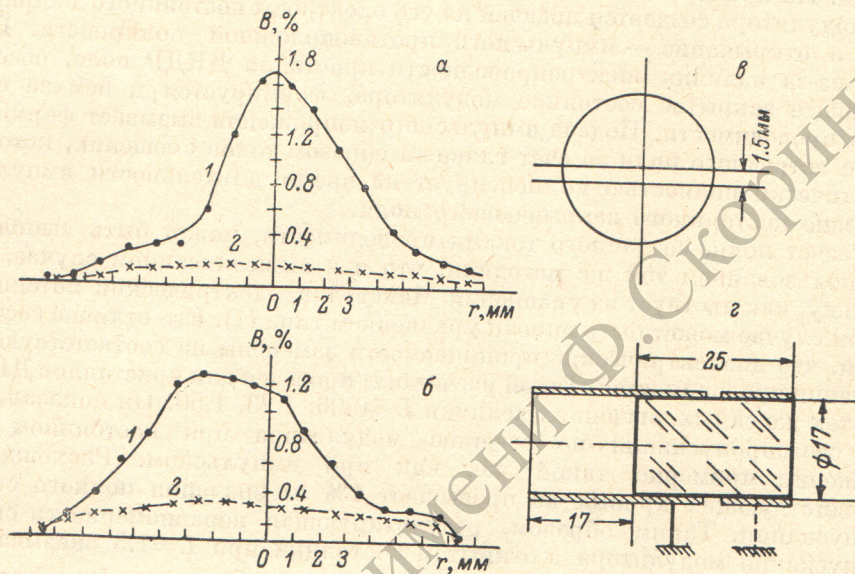


Рис. 3. Изменение в радиальном направлении светопропускания модулятора, иллюстрирующее влияние выступающих за кристалл частей электродов.

а, б — ход светопропускания модулятора вдоль двух параллельных плоскостей, смещенных, как показано на а, на 1.5 мм. Кривые 1 соответствуют подаче управляющего напряжения на электрод без выступающей части; кривые 2 — с выступающей частью. Коммутация нулевых потенциалов обозначена сплошными и штриховыми линиями на а.

сократить длину кристалла при неизменном контрасте и снизить тем самым неактивные потери по сравнению с этими параметрами известных конструкций модуляторов.

В заключение необходимо отметить, что увеличение ширины электродов и их сближение привело, естественно, к возрастанию ширины электродной емкости. Так, например, емкость в  $5 \div 7$  пФ при узких электродах в данном случае увеличилась до  $15 \div 20$  пФ. Это препятствует в определенной мере получению высокой крутизны фронтов включения модулятора, однако при использовании в качестве коммутаторов мощных электронных ламп современных типов снижение крутизны будет незначительным.

Оценка угловой расходимости светового луча, обусловленная большими градиентами поля по радиусу, показала, что она не превосходит значений, соответствующих дифракционной расходимости лазера.

#### Литература

- [1] А. С. Сонин, А. С. Василевская. Электрооптические кристаллы. «Атомиздат», М., 1971.
- [2] М. Г. Витков. Опт. и спектр., 24, 786, 1968.
- [3] Ю. Э. Камач, Р. П. Кияткин, Е. Н. Козловский. Оптико-механич. промышл., № 4, 18, 1975.
- [4] Ю. Э. Камач, Е. Н. Козловский, А. Б. Новгородцев, В. М. Овчинников. Электричество, № 4, 85, 1976.
- [5] А. Н. Цейтлин. Прикл. мат. и мех., 30, 259, 1966.

- [6] А. Г. В л а с о в, Ю. А. Ш а п и р о. Методы расчета эмиссионных электронно-оптических систем. «Машиностроение», Л., 1974.
- [7] И. М. М и н к о в. ЖТФ, 30, 1207, 1960.
- [8] Н. Н. Л е б е д е в. ЖТФ, 28, 1330, 1958.
- [9] В. А. Н е т у ш и л. Электричество, № 3, 9, 1950.
- [10] Л. В. К а н т о р о в и ч, В. Н. К р ы л о в. Приближенные методы высшего анализа. Гостехиздат, М.—Л., 1952.
- [11] Т. А. К у з о в к о в а, Е. В. Н и л о в, Ю. А. Ф л е г о н т о в. Тез. докл. I Всес. конф. «Оптика лазеров», Л., 1978.
- [12] Ю. А. Ш а п и р о. ЖТФ, 32, 686, 1962.
- [13] К. С. Д е м и р ч а н, Р. П. К и я т к и н, А. Б. Н о в г о р о д ц е в. Электричество, № 7, 63, 1972.
- [14] L. L. S t e i n m e t z, T. W. P o u l i o t, B. C. J o h n s o n. Appl. Opt., 12, 1468, 1973.

Поступило в Редакцию 11 ноября 1978 г.

ЕПОЗИТОРИЙ ГТУ имени Ф. СКОРИН