

С. И. НИКАНОРОВ, В. Н. ПАРЫГИН

О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО МОДУЛЯТОРА СВЕТА

Изучены характеристики электронно-лучевого модулятора света на охлажденном кристалле КДР. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование разрешающей способности и контрастности светового изображения в зависимости от температуры и геометрии системы. Указаны пути совершенствования модулятора и приведены численные значения оптимальных геометрических размеров.

Теоретическое и экспериментальное исследование электронно-лучевых модуляторов представляет большой интерес [1, 2]. Подобные модуляторы позволяют разделить функции излучения и модуляции светового потока, обеспечивают достаточно долгое сохранение записанной информации при возможности быстрой перезаписи, требуют небольших рабочих напряжений для управления мощными световыми потоками. Электронно-лучевые модуляторы света могут найти широкое применение в проекционных телевизионных системах, цветном телевидении, системах памяти и консервации изображения.

В данной статье проводится исследование характеристик подобного модулятора при записи на поверхности кристалла системы зарядных пятен.

Устройство прибора схематически изображено на рис. 1. Основой модулятора является z -срез кристалла КДР.

Для увеличения сопротивления поверхностной утечки и уменьшения полувонового напряжения $u_{\lambda/2}$ кристалл охлаждается жидким азотом до температуры, близкой к точке Кюри ($T_k = -151^\circ\text{C}$). Задняя поверхность кристалла посеребрена и служит одновременно электродом (сигнальная пластина) и зеркалом, заставляющим свет дважды проходить через электрооптическую среду. Нанесение потенциального рельефа осуществляется за счет бомбардировки передней поверхности кристалла электронным пучком [3]. Запись осуществляется быстрыми электронами (т. е. коэффициент вторичной эмиссии $\sigma > 1$) в неравновесном режиме. Стирание — равновесное. Считывание информации производится поляризованным светом.

Нанесение на кристалл некоторого зарядного пятна приведет к созданию между гранями кристалла разности потенциалов $u(r)$, а относительная интенсивность прошедшего через систему света определяется выражением.

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{u(r)}{u_{\lambda/2}},$$

где I_0 — интенсивность падающего света.

С точки зрения возможности оценки разрешающей способности и контрастности светового изображения представляет интерес исследование формы потенциала $u(r)$ в зависимости от температуры, геометрии системы и характера зарядного пятна.

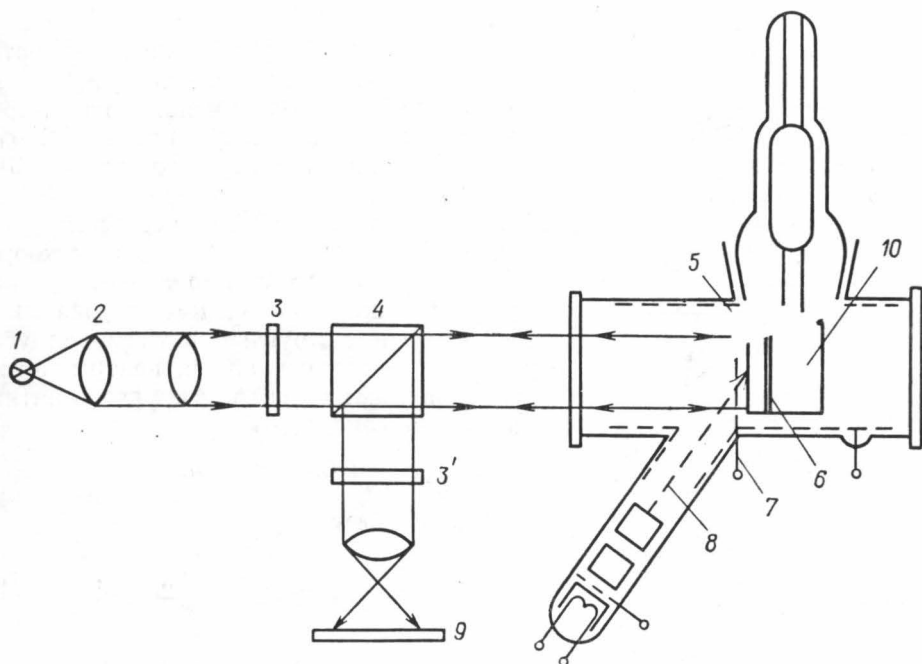


Рис. 1. Принципиальная схема установки: 1 — источник света, 2 — коллиматор, 3 и 3' — скрещенные поляризаторы, 4 — разводящая призма — куб, 5 — кристалл, 6 — сигнальная пластина, 7 — коллектор, 8 — электронный луч, 9 — экран, 10 — хладопровод

Математически задачу можно поставить следующим образом.

Требуется найти потенциал на поверхности анизотропного диэлектрика ($\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_{\perp}$; $\epsilon_z = \epsilon_{\parallel}$) в точке с координатами $(x, y, 0)$, создаваемый зарядным пятном плотностью η_0 и радиусом r_m , центр которого имеет координаты $(0, 0, z)$. Из соображений симметрии удобно искать потенциал $u = u(r, z=0)$, где

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}. \text{ При этом } u = \iint_S \eta_0 \frac{r_0 dr_0 d\varphi_0}{R},$$

где $r_0 dr_0 d\varphi_0$ — элемент поверхности, R — текущее расстояние от этого элемента до точки наблюдения (рис. 2,а).

В итоге получаем

$$u(r) = \eta_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{r_m} \frac{r_0 dr_0 d\varphi_0}{\sqrt{z^2 + r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)}}, \quad (1)$$

после преобразования имеем

$$u(r) = 4\eta_0 \int_0^{r_m} \frac{r_0}{\sqrt{z^2 + (r+r_0)^2}} \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} dr_0, \quad (2)$$

где

$$k^2 = \frac{4rr_0}{z^2 + (r+r_0)^2}; \quad \theta = \frac{\Phi - \Phi_0}{2}.$$

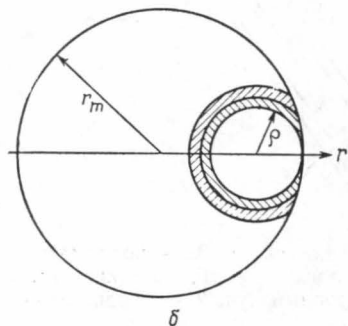
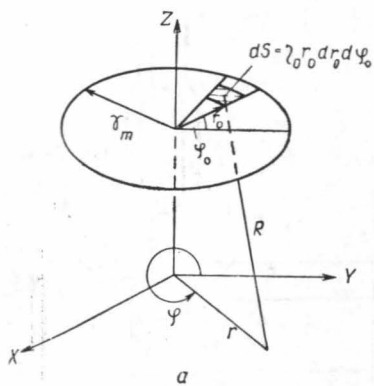


Рис. 2. Методы расчета потенциала, создаваемого зарядным пятном плотностью η_0 и градусом r_m : а — зарядное пятно расположено над поверхностью, б — зарядное пятно расположено на поверхности диэлектрика

Формулу (2) удобно использовать для численных расчетов, если $k \neq 1$, т. е. когда точка наблюдения находится либо за пределом зарядного пятна ($r > r_m$ или $z > 0$), либо в центре его (при $r=0$).

Для расчетов по поверхности зарядного пятна при $z=0$ удобнее применять другой метод. Потенциал в точке с координатами r и $z=0$ определяется как сумма потенциалов u_ρ и u_{rk} , создаваемых соответственно круглым пятном радиуса $\rho = r_m - r$ и частями колец, центры которых совпадают с центром круглого пятна радиуса ρ (рис. 2, б):

$$u(r) = u_\rho + u_{rk}. \quad (3)$$

Расчет дает

$$u_\rho = \eta_0 \int_0^{2\pi} \int_0^\rho dr_0 d\phi = 2\pi\eta_0\rho; \quad (4)$$

$$u_{rk} = 2\eta_0 [-\pi\rho + (2r_m - \rho)E(k_1) + \rho F(k_1)], \quad (5)$$

где

$$k_1^2 = \frac{(2r_m - \rho)^2 - \rho^2}{(2r_m - \rho)^2} = \frac{4rr_m}{(r_m + r)^2};$$

$F(k_1)$ и $E(k_1)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно.

Подставив (4) и (5) в (3), получаем

$$u(r) = 2\eta_0 [(r_m + r)E(k_1) + (r_m - r)F(k_1)]. \quad (6)$$

Численный расчет распределения потенциала по поверхности анизотропного диэлектрика с учетом многократных отражений в коллекторе и сигнальной пластине удобно проводить, используя для расчета потенциала, создаваемого самим пятном, выражение (6), а его отражений — (2). Учет анизотропии кристалла приводит к изменению величины заряда в $\frac{2}{1 + \sqrt{\epsilon_\perp \epsilon_\parallel}}$ раз и к изменению толщины кристалла l в $\sqrt{\frac{\epsilon_\perp}{\epsilon_\parallel}}$ раз. Это изменение толщины кристалла необходимо учитывать при рас-

чете потенциала, создаваемого отражением заряда в сигнальной пластине.

Окончательное выражение для $u(r)$ имеет вид

$$u(r) = \frac{4\eta_0}{1 + \sqrt{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}}} \left\{ (r_m + r) E(k_1) + (r_m - r) F(k_1) + \right. \\ \left. + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \int_0^{r_m} r_0 \left(\frac{\int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k_{1n}^2 \sin^2 \theta}}}{\sqrt{z_{1n}^2 + (r + r_0)^2}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k_{2n}^2 \sin^2 \theta}}}{\sqrt{z_{2n}^2 + (r + r_0)^2}} \right) dr_0 \right\}, \quad (7)$$

где z_{1n} и z_{2n} — расстояния до n -х отражений в коллекторе и сигнальной пластине соответственно

$$z_{1n} = 2 \left(\left[\frac{n+1}{2} \right] d + \left[\frac{n}{2} \right] l_{\text{э}} \right),$$

$$z_{2n} = 2 \left(\left[\frac{n}{2} \right] d + \left[\frac{n+1}{2} \right] l_{\text{э}} \right),$$

d — расстояние от кристалла до коллектора $l_{\text{э}} = l \sqrt{\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}}}$ — эквивалентная толщина кристалла, $[A]$ — целая часть числа A .

Модули эллиптических интегралов k_{1n} и k_{2n} определяются через z_{1n} и z_{2n} , как в формуле (2).

Численный расчет потенциала, представленного в виде (7), был проведен на вычислительной машине БЭСМ-6. Количество отражений выбиралось таким образом, чтобы вклад отбрасываемого отражения изменял величину потенциала не более чем на 0,5%.

Результаты расчета относительной интенсивности света

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{u(r)}{u_{\lambda/2}},$$

где $u(r)$ определяется выражением (7), при $d=100$ мкм, $l=1$ мм, $r_m=500$ мкм для $\varepsilon_{\parallel}=200, 100$ и 40, что фактически соответствует температурам $T-T_k=16, 32$ и 82° , приведены на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что распределение потенциала при приближении температуры кристалла к точке Кюри приближается к распределению потенциала в плоском конденсаторе. Это связано с уменьшением эквивалентной толщины кристалла.

Экспериментальные данные подтверждают слабый характер сужения световой точки при повышении температуры. Так, при изменении температуры от 16 до 54° (температуры измеряются относительно $T_k=151^{\circ}\text{C}$) световая точка по уровню 0,2 становится уже в 1,1 раза. Было проведено экспериментальное сравнение интенсивностей в центрах световой точки и световой линии. Совпадение результатов говорит

о слабом влиянии периферийных участков заряда на потенциал, а следовательно и интенсивность центра световой точки.

При проведении эксперимента исследовалась контрастность различных изображений. При записи линии промодулированным электронным лучом (скважность модулирующих импульсов равна двум, а амплитуда достаточна для 100%-ной модуляции света) была получена контрастность вдоль линии 60:1 при двух светлых элементах на длину кристалла, 40:1 при трех и 3:1 при семи.

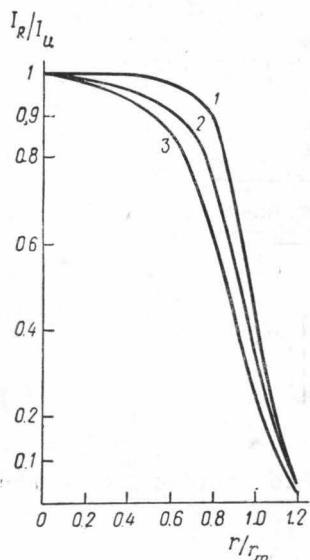


Рис. 3. Зависимость формы световой линии от температуры: 1 — $T - T_k = 16$; 2 — $T - T_k = 32$, 3 — $T - T_k = 82^\circ$

При записи более сложного изображения на кристалле размером $8 \times 8 \times 1$ мм³ было получено 18 светлых элементов при контрастности изображения 30:1 (рис. 4, а).

При понижении температуры напряжение в центрах пятен превышает $u_{л/2}$ и происходит перемодуляция, хорошо заметная на рис. 4, б (потемнение центральных участков пятен).

При записи ста пар элементов на поверхности кристалла контрастность изображения оказалась 2:1. В аналогичном эксперименте было исследовано изменение контрастности в зависимости от расстояния между элементами изображения. При расстоянии между центрами двух соседних пятен, равном 1,55 мм, контрастность равна 5:1, а при увеличении его до 1,85 мм повышается до 30:1, т. е. при изменении расстояния между элементами в 1,2 раза контрастность изменяется в 6 раз.

Таким образом, при достаточно малом расстоянии между элементами контрастность изображения очень сильно зависит от этого рас-

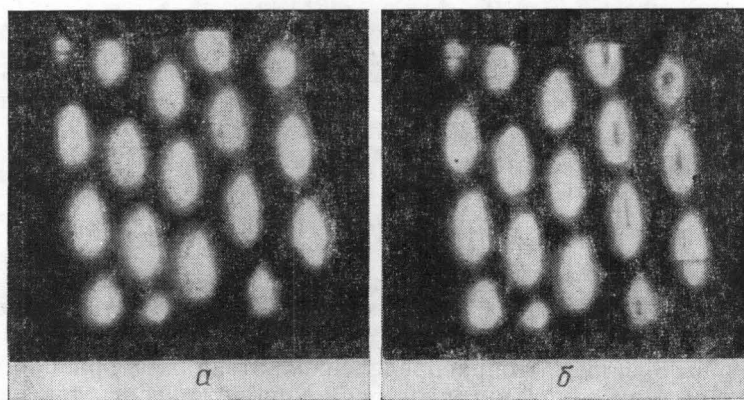


Рис. 4. Изображение, полученное при записи на кристалле КДР системы зарядных пятен

стояния. При дальнейшем увеличении расстояния между элементами контрастность меняется слабее, что согласуется с теорией.

Проводились эксперименты по записи линии на кристаллах различной толщины. При увеличении толщины кристалла в пять раз (с 1 до

5 мм), неизменном расстоянии до коллектора 400 мкм и радиусе луча 500 мкм ширина световой линии увеличилась в 1,5 раза. В случае уменьшения толщины кристалла в пять раз (до 200 мкм) световая линия сужается в 1,25 раза. Подобное незначительное изменение ширины световой линии в зависимости от толщины кристалла (при увеличении l в 25 раз линия уширяется в 1,87 раз) объясняется тем, что при выполнении условия $2r_m \geq \min \left(d, l \sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}}} \right)$ разрешение системы будет в основном определяться размером электронного луча [4].

Расчет показал, что применение более тонких электронных пучков при сохранении прежней геометрии системы существенного выигрыша в разрешении не дает. Значительного увеличения разрешающей способности системы можно достичь, используя тонкие электронные пучки при соответствующем приближении коллектора к кристаллу или применении достаточно тонких образцов.

Теоретический анализ показал, что на кристаллах размером $60 \times 45 \times 1$ мм³ при $d=50$ мкм, $2r_m=40$ мкм можно получить полное телевизионное изображение с контрастностью лучше 50:1.

Таким образом, в данной работе получено выражение для потенциала, создаваемого однородным зарядным пятном радиуса r_m на поверхности анизотропного диэлектрика с учетом многократных отражений в коллекторе и сигнальной пластине. Выведенное выражение позволяет проводить оценку контрастности и разрешающей способности электронно-лучевого модулятора в зависимости от температуры и геометрии системы. Проведено экспериментальное исследование зависимости контрастности различных изображений от числа записываемых элементов. Показано, что при данной геометрии системы (не являющейся оптимальной) можно записать на кристалле размером $8 \times 8 \times 1$ мм³ 18 светлых элементов с контрастностью 30:1, а с контрастностью 2:1 — пятьдесят светлых элементов. В работе указаны пути совершенствования системы и приведены численные значения оптимальных геометрических размеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Marie G. Phil. Res. Report., 22, No. 2, 1967.
2. Rex P a y. Missiles and Rockets, 16, No. 2, 1965.
3. Кноль М., Кейзан Б. Электронно-лучевые трубки с накоплением зарядов. М., 1955.
4. Кулиев Т. А., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, № 5, 1971.

Поступила в редакцию
24.1 1972 г.

Кафедра
физики колебаний