

Фотоэлектроника

УДК 621.383.8

Переходные процессы в фотомишенях видиконов на основе МДП-структур, чувствительных к среднему ИК-излучению

А. В. Борошнев, Н. Ф. Ковтонюк
ЦНИИ "Комета", Москва, Россия

Дан анализ кинетики электронных процессов в МДП-структурах из узкозонных полупроводников, используемых в качестве фотомишеней видиконов, чувствительных к средней ИК-области. Рассмотрена возможность регулирования рабочей температуры ИК-фотомишени за счет создания в ней неравновесной обедненной области.

Проблема фоточувствительности видиконов в средней ИК-области при технически приемлемых температурах охлаждения остается актуальной для телевизионной техники. Определенные успехи в этом направлении достигнуты с использованием в качестве фотомишеней видиконов примесных полупроводников и пироэлектриков [1]. Однако чувствительность таких видиконов недостаточна для создания целого ряда систем наблюдения. Более высокую фоточувствительность в режиме накопления имеют фотомишени на основе структур металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) из узкозонных полупроводников (антимонид индия, арсенид индия) в области собственного поглощения. В работах [2, 3] приведена структура таких фотомишеней. На низкоомной полупроводниковой подложке (сигнальная пластина) расположен более высокоомный фоточувствительный слой (эпитаксиальный слой с концентрацией свободных носителей $10^{14}-10^{15}$ см⁻³), на который нанесен слой высокоомного полупроводника (CdS, CdTe), выполняющего роль полупроводящего диэлектрика, по поверхности которого при работе прибора сканирует электронный луч. Используется полупроводник с электронной проводимостью с полностью ионизованными примесями.

Для стекания наведенного заряда после считывания первого кадра изображения и подготовки к записи следующего диэлектрик структуры должен обладать некоторой проводимостью. Величина сопротивления диэлектрика структуры выбирается из условия соизмеримости времени накопления кадра (T_n) и времени стекания остаточного заряда (максвелловского времени релаксации $\tau_m = \epsilon/4\pi\sigma$; если $\sigma = 1$ Ом⁻¹·см⁻¹, то $\tau_m \approx 10^{-12}$ с).

В структуре используется режим неравновесного обеднения, при котором происходит нако-

пление фотоносителей в течение времени существования обедненной области [4]. При сканировании электронным лучом на поверхность диэлектрика наносится заряд электронов, создающий относительно низкоомной подложки разность потенциалов, под действием которой в эпитаксиальном слое возникает чувствительная к свету обедненная область толщиной 1—10 мкм. При наличии входного изображения в освещенных участках благодаря накоплению фотоносителей заряда и экранированию ими внешнего электрического поля толщина обедненной области становится меньше, чем в затемненных участках, и в структуре формируется зарядовый рельеф изображения. Этот рельеф хранится до тех пор, пока за счет термо- и фотогенерации не образуется концентрация электронно-дырочных пар, достаточная для полного экранирования поля по всей площади под диэлектриком структуры.

Опрос зарядового рельефа осуществляется при повторном прохождении электронного луча.

Теория переходных процессов в таких структурах подробно рассмотрена в работах [4, 5] применительно к твердотельным преобразователям и формирователям сигналов изображений. Настоящая работа посвящена теоретическому анализу аналогичных процессов в МДП-структурах, используемых в качестве фотомишеней видиконов. В МДП-фотомишенях в отличие от МДП-фотоприемников накладываются жесткие ограничения на величину времени накопления фотоносителей и стекания наведенного заряда. Это связано с тем, что в фотомишенях, помимо чувствительности к свету, требуется обеспечить чувствительность к зарядовому рельефу изображения. На рис. 1 представлено изменение зонной диаграммы фотомишени на основе МДП-структуры на разных стадиях ее работы в соответствии с перераспределением напряженности между слоями МДП-структуры.

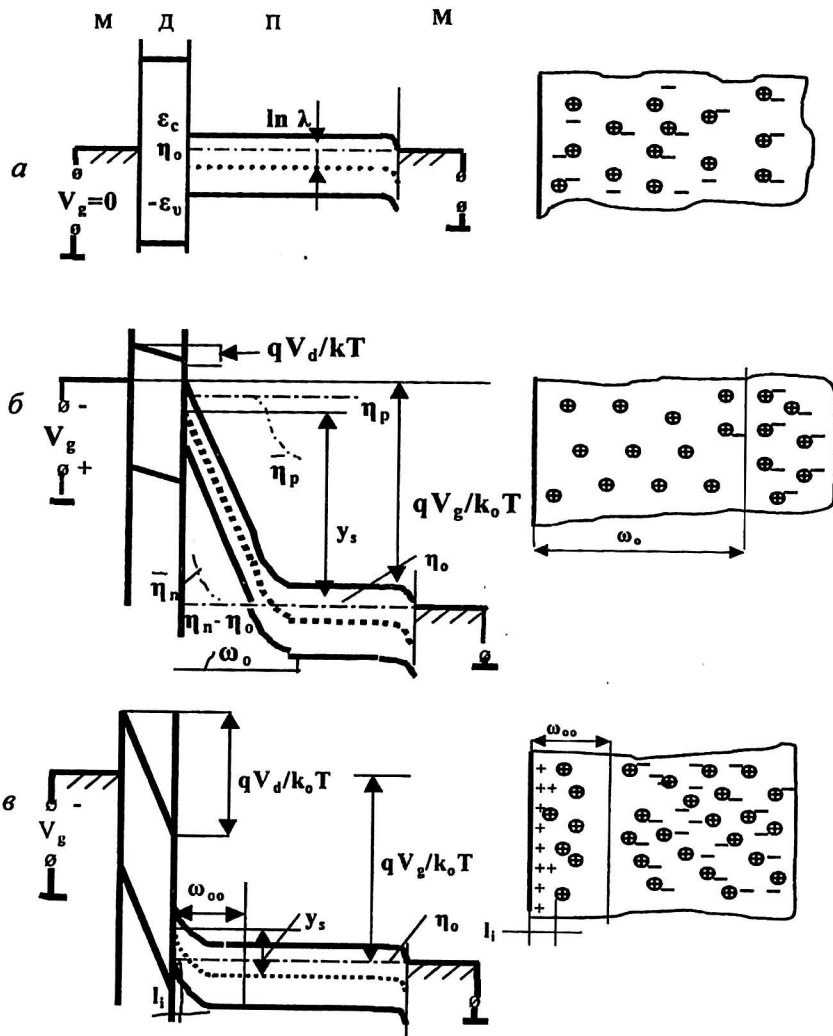


Рис. 1. Зонные диаграммы фотомишени с МДП-структурой:
 а — отсутствует смещение;
 б — режим записи входного изображения (сильное обеднение полупроводника и малое напряжение на диэлектрике);
 в — режим считывания записанного изображения (напряжение приложено, главным образом, к слою диэлектрика и малое падение напряжения на полупроводнике)

Эквивалентные схемы фоторезистивной мишени и МДП-фотомишени представлены на рис. 2. В МДП-фотомишени эквивалентная схема представляет собой фоточувствительную емкость полупроводника, включенную параллельно сопротивлению, величина которого определяется

током фото-, термогенерации. Последовательно им включена емкость диэлектрика с параллельным сопротивлением, причем емкость и сопротивление диэлектрика в процессе работы не меняются.

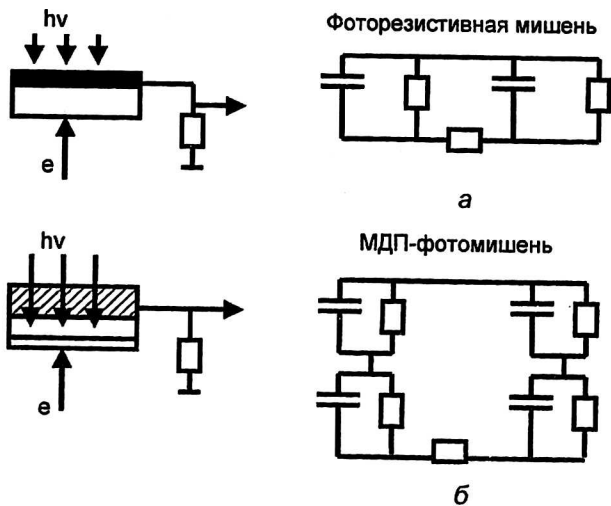


Рис. 2. Структура и эквивалентные схемы:
 а — фоторезистивной мишени;
 б — МДП-фотомишени видикона

Электронный луч за время $t \sim 10^{-7}$ с пребывания на элементарном конденсаторе наносит на него заряд и создает относительно сигнальной пластины напряжение ~ 10 В. Этот процесс аналогичен процессу подачи на структуру ступеньки прямоугольного импульса напряжения [4].

Рассмотрим зависимость емкости МДП-фотомишени от времени, когда толщина обедненного слоя $L = (\epsilon_0 \epsilon_s U_n / e n_0)^{1/2}$ меньше или равна толщине L_s фоточувствительного слоя, а толщина диэлектрика L_i намного меньше начальной толщины обедненного слоя.

Напряжение на структуре распределяется по слоям

$$U = U_s + U_i = e n_0 L_i^2 / (\epsilon_0 \epsilon_s) + e L_i (n_0 L + N_s) / \epsilon_0 \epsilon_i, \quad (1)$$

где U_s — напряжение на обедненном слое;

$U_i = e L_i (n_0 L + N_s) / \epsilon_0 \epsilon_i$ — напряжение на слое диэлектрика;

N_s — поверхностная плотность свободных зарядов (дырок) на границе полупроводник—диэлектрик;

n_0 — начальная концентрация свободных носителей заряда в полупроводнике;

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума;

$\epsilon_s \epsilon_i$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника и диэлектрика, соответственно;

L — толщина обедненной области.

В момент включения импульса ($t = 0$, $N_s \approx 0$) при $L_0 \gg L_i$

$$U_{s0} = e n_0 L_0^2 / (\epsilon_0 \epsilon_s); \quad U_{i0} = e n_0 L_i L_0 / (\epsilon_0 \epsilon_i),$$

и основная часть напряжения падает на слое полупроводника.

Если в обедненной области имеют место фотогенерация (термогенерация) носителей и их накопление, то N_s возрастает, что, согласно (1), приводит к увеличению напряжения на слое диэлектрика.

В момент включения напряжения и образования обедненного слоя емкость структуры мала, так как $L_0 \gg L_i$. Тогда, дифференцируя уравнение (1) по времени и считая $U = \text{const}$, а $dN_s/dt = GL$, получим выражение для вычисления зависимости емкости структуры от времени

$$\frac{dL}{dt} \left[1 + \frac{L \epsilon_i}{L_i \epsilon_0} \right] + \frac{L}{T} = 0. \quad (2)$$

При $t = 0$, $L = L_0$ решение этого уравнения имеет вид

$$\ln \frac{L}{L_0} + \frac{\epsilon_i}{\epsilon_s} \frac{(L - L_0)}{L_i} = -\frac{t}{T},$$

где $T = N_s / G_T$ — время существования обедненной области при отсутствии фотогенерации;

$G = G_T + G_f$ — суммарная скорость термо- и фотогенерации.

Если в исследуемой структуре толщина обедненного слоя намного больше толщины диэлектрика ($L \gg L_i$), уравнение (2) можно представить в виде

$$\frac{dL}{dt} \frac{\epsilon_i}{L_i \epsilon_s} + \frac{L}{T} = 0.$$

Отсюда

$$L(t) = L_0 - \frac{\epsilon_s L_i G_0}{\epsilon_i n_0} t, \quad (3)$$

т. е. начальный участок зависимости $L(t)$ описывается линейной зависимостью.

Если толщина диэлектрика намного больше толщины обедненного слоя, то зависимость $L(t)$ имеет экспоненциальный вид

$$L(t) = L_0 \exp \left\{ -\frac{t}{T} \right\}.$$

Из формулы (3) следует, что емкость структуры изменяется от величины, определяемой начальной толщиной обедненного слоя, до величины, определяемой толщиной слоя диэлектрика и коэффициентом перекрытия $K = \epsilon_s L_i / \epsilon_i L_0$. Если $L_i \approx 0,01 L_0$, то $K = 100$ ($\epsilon_s = \epsilon_i$).

Зарядовый рельеф изображения в МДП-фотомишени можно представить как рельеф элементарных емкостей, степень зарядки которых зависит от распределения интенсивности излучения во входном изображении. В затемненных участках емкость к концу формирования кадра мала, а в освещенных — больше. Таким образом, при опросе зарядовый рельеф элементарных емкостей осуществляет модуляцию электронного луча, и ток видеосигнала будет меньше тока луча опроса. При этом довольно слабое по интенсивности входное изображение модулирует достаточно мощный электронный луч.

Приведем оценку температуры, при которой могут работать МДП-фотомишени. В период существования неравновесной обедненной области протекает генерационный ток, и концентрация свободных носителей заряда оценивается по формуле [4]

$$n = G t_e,$$

где G — скорость термогенерации, включая генерацию фоновым излучением;

t_e — время пролета электронов и дырок через толщину L обедненной области, $t_e = L/v$;

v — дрейфовая скорость зарядов в поле E обедненной области, $v = \mu E$.

В равновесных условиях, когда генерация компенсируется рекомбинацией, концентрация определяется как

$$n_i = G\tau,$$

где τ — время жизни свободных носителей;

n_i — концентрация носителей в собственном полупроводнике.

В тонких слоях время дрейфа намного меньше времени жизни ($t_e = 10^{-9} \div 10^{-11}$ с, $\tau = 10^{-5} \div 10^{-7}$ с), и концентрация в обедненной области в t_e/τ раз меньше, чем в равновесных условиях. В структурах с узкозонным полупроводником, помимо высокого удельного сопротивления, требуется достаточно малый уровень скорости тепловой генерации, чтобы время накопления достигало требуемой величины (например, 10 мс). Это условие достигается за счет охлаждения фотомишени. При температуре 77 К скорость термогенерации в антимониде индия $\sim 10^{18} \div 10^{19}$ см⁻³·с⁻¹ и время накопления $\sim 1 \div 5 \cdot 10^{-3}$ с [6]. Таким образом, величина скорости тепловой генерации ограничивает верхний предел рабочей температуры фотомишени.

Задавая время накопления T_n , величину рабочей температуры можно оценить исходя из следующего соотношения:

$$T_n = \frac{N_s}{L_0 G},$$

где N_s — плотность накапливаемых носителей заряда;

L_0 — начальная толщина обедненной области.

В полупроводнике с полностью ионизированными примесными уровнями $G \approx n_i/\tau$. Учитывая, что

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (5)$$

из (4) и (5) получаем выражение для оценки рабочей температуры T фотомишени

$$T = \frac{\Delta E}{2k \ln(N_s \tau / L_0 T_n \sqrt{N_C N_V})}, \quad (6)$$

где ΔE — ширина запрещенной зоны;

k — постоянная Больцмана;

N_C, N_V — плотности состояний у дна зоны проводимости и у потолка валентной зоны, соответственно.

В общем случае $N_C, N_V, \Delta E, \tau$ зависят от температуры, и если учитывать эти зависимости, то выражение (6) принимает более сложный вид.

Можно считать, что эти зависимости слабее, чем экспоненциальные, и оценку рабочей температуры с определенной точностью можно проводить по формуле (6).

Варьируя переменные в (6) в разумных пределах в соответствии с экспериментальными данными ($N_s \approx 10^{11} \div 10^{12}$ см⁻², $\tau = 10^{-7} \div 10^{-5}$ с, $L_0 \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$ см, $T_n = 10^{-4} \div 10^{-2}$ с, $\sqrt{N_C N_V} = 10^{17} \div 10^{19}$ см⁻³), для узкозонных полупроводников с $\Delta E = 0,18 \div 0,36$ эВ получаем, что рабочая температура равна примерно 50—150 К.

Фотомишени из узкозонных примесных полупроводников, чувствительных в средней ИК-области в традиционном фоторезистивном режиме, требуют более глубокого охлаждения для вымораживания мелких примесных уровней.

Результаты экспериментов, свидетельствующие о более высокой рабочей температуре преобразователей изображений на МДП-структурах, опубликованы в [3, 6].

В [5] исследовались МДП-структуры кремний—электролюминофор при комнатной температуре, антимонид индия—электролюминофор — при температуре жидкого азота. Удельное сопротивление образцов кремния при $T \approx 300$ К составляло величину $10^3 \div 10^4$ Ом·см, а антимонида индия при $T = 77$ К — $10^2 \div 10^3$ Ом·см. Максвелловское время релаксации в образцах τ_m приблизительно было равно $10^{-10} \div 10^{-8}$ с.

К структурам прикладывалось переменное (импульсное) напряжение с частотой в несколько тысяч герц. При подаче на оба вида структур изображений структуры устойчиво функционировали как преобразователи ИК-изображения в видимое. При $\tau_m < 10^{-8}$ с зарядовый рельеф изображения нельзя сформировать и запомнить при заданных температурах, и такие структуры не должны функционировать как преобразователи. Так как они чувствительны к рельефу изображения, то следует считать, что в режиме неравновесного обеднения в МДП-структурах чувствительность к рельефу изображения и время накопления определяются не максвелловским временем, а временем переходного процесса. На рис. 3 показаны осциллограммы тока в МДП-структуре при записи на нее изображения при импульсном переменном напряжении питания.

Измеренное время накопления при $T \approx 300$ К в структурах из кремния приблизительно равно $5 \cdot 10^{-3}$ с [4], а в структурах антимонида индия при $T = 77$ К — 10^{-3} с [6].

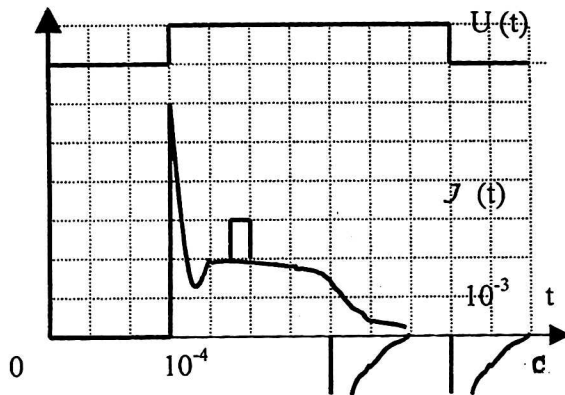


Рис. 3. Временная зависимость тока через МДП-фотомишень при подаче на нее прямоугольных импульсов и записи изображения

Проводился также опрос МДП-структур из узкозонных полупроводников электронным лучом при температуре ~ 77 К [3]. Если на полупроводник не наносился диэлектрик, то структуры не чувствовали зарядовый рельеф изображения, при нанесении же слоя диэлектрика в структурах появлялась фоточувствительность и наблюдался видеосигнал.

При $T = 77$ К в антимониде индия $\tau_M \approx 10^{-9} - 10^{-10}$ с и этот материал не может работать как фотомишень видикона. Чтобы он мог накапливать кадр изображения, его надо охлаждать до таких температур для вымораживания всех примесных центров с малой энергией залегания в запрещенной зоне. В случае МДП-фотомишеней узкозонные полупроводники не требуют такого глубокого охлаждения, а сохраняют работоспособность при температурах, близких к температуре жидкого азота.

Заключение

В МДП-фотомишенях за счет обеднения снимается ограничение по чувствительности в области собственного поглощения к формированию зарядового рельефа изображения, связанное с малостью максвелловского времени релаксации в примесных узкозонных полупроводниках, а время накопления зарядового рельефа изображения определяется временем существования неравновесной обедненной области. Верхняя точка рабочей температуры в МДП-фотомишенях ограничивается интегральной скоростью термогенерации и при использовании узкозонных полупроводников может превышать температуру жидкого азота.

Литература

1. Справочник по инфракрасной технике/Под ред. У. Волф, Г. Цисис. — М.: Мир, 1999. Т. 3. С. 162—259.
2. Ковтонюк Н. Ф., Морозов В. А. Фоточувствительная мишень передающей электронно-лучевой трубки: А. с. на изобретение № 555753, 1976.
3. Ковтонюк Н. Ф. Фоточувствительность структур полупроводник—диэлектрик при опросе электронным лучом// Журнал прикладной спектроскопии, 1977. Т. 26. Вып. 1. С. 160—163.
4. Ковтонюк Н. Ф. Электронные элементы на основе структур полупроводник—диэлектрик. — М.: Энергия, 1976.
5. Ковтонюк Н. Ф., Морозов В. А., Сихарулидзе Д. Г. Кинетика электронных процессов в электролюминесцентных преобразователях изображений на основе узкозонных полупроводников//Журнал прикладной спектроскопии. 1975. Т. 21. Вып. 3. С. 1084.
6. Ковтонюк Н. Ф., Савков Г. Н., Ванина Л. И. Затухание генерационного тока в структурах антимонид индия — оксид// Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9. Вып. 6. С. 1208.

Transients in phototargets of vidicons on basis of MIS structures, sensing to MWIR radiation

A. V. Boroshnev, N. F. Kovtonyuk
COMET Central Research Institute, Moscow, Russia

Kinetics of electronic processes in MIS structures from narrow-bandgap semiconductors, which are used as phototargets of MWIR vidicons, is analysed. Opportunity of regulation of an operation temperature of an IR phototarget at the expense of making in it a nonequilibrium depletion-mode region is considered.