

The explanation of display of a site of negative differential conductivity on volt-ampere characteristics is offered at a voltage of direct displacement on a sample. Parameters of potential barriers are determined (the height, width) researched structure, are considered their temperature dependences. On factor transmission energy of levels in a quantum well is determined, shift of maxima of transmissivity under action of an external voltage of displacement is explained.

УДК 621.315.592:535.215

Видиконы, чувствительные в средней инфракрасной области спектра с фотомишенями на структурах полупроводник—диэлектрик

Н. Ф. Ковтонюк, В. П. Мисник, А. В. Соколов

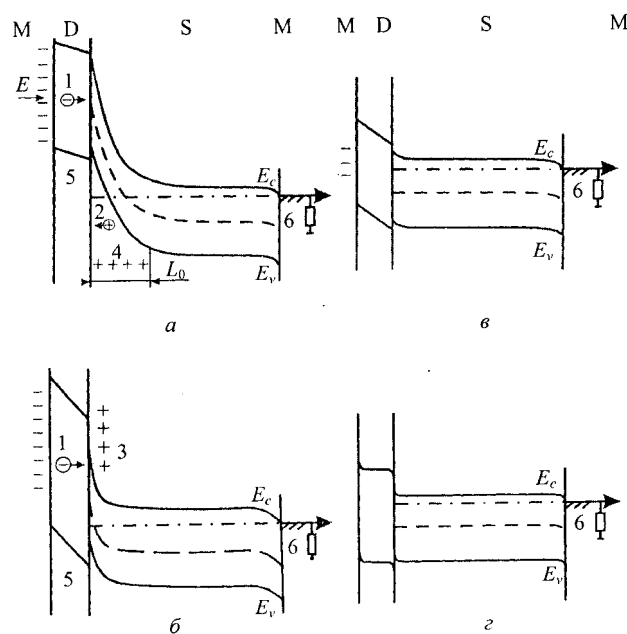
Федеральное государственное унитарное предприятие
«Центральный научно-исследовательский институт "Комета"», Москва, Россия

Рассмотрена кинетика электронных процессов в фотомишенях видиконов на основе структур полупроводник—диэлектрик (ПД) из узкозонных полупроводников с учетом стекания заряда в слое диэлектрика и релаксации неравновесной обедненной области в полупроводниковом слое. Приведена оценка времени накопления, пороговой чувствительности, разрешающей способности фотомишеней при различных уровнях входного излучения.

Для расширения области спектральной чувствительности видиконов в длинноволновую область (например, в область 2,5–5,5 мкм) предложено [1, 2] использовать в качестве фотомишенной структуры ПД из узкозонных полупроводников *n*-типа, функционирующих в режиме неравновесного обеднения. Слой диэлектрика должен обладать некоторой проводимостью для стекания за время кадра отрицательного заряда, нанесенного электронным лучом на слой диэлектрика. Величину проводимости диэлектрика выбирают из условия соизмеримости времен стекания заряда электронов со временем накопления кадра. При сканировании электронный луч наносит на фотомишень заряд, который создает относительно сигнальной пластины разность потенциалов, под действием которой в полупроводниковом слое возникает чувствительная к свету неравновесная обедненная область.

В качестве диэлектрика, как правило, применяются легированные широкозонные полупроводники [2]. В том случае, когда требуемое время кадра составляет около 40 мс, удельное сопротивление слоя диэлектрика должно быть примерно $4 \cdot 10^{10}$ Ом·см. По существу, такая фотомишень представляет собой гетероструктуру из широко- и узкозонных полупроводников, и понятие "слой диэлектрика" в дальнейшем следует рассматривать как чисто терминологическое.

Энергетическая диаграмма фотомишеней со структурой ПД для полупроводника *n*-типа приведена на рисунке.



Энергетическая диаграмма структуры диэлектрик—полупроводник с полупроводником *n*-типа и зарядом электронов (Э) на диэлектрике (Д):

a — в момент $t = 0$ (после нанесения на диэлектрик заряда электронов); *b* — частичное накопление дырок, когда ток фото- и термогенерации в полупроводнике больше тока в диэлектрике; *в* — вблизи равновесного значения, когда основная часть заряда стекла с диэлектрика; *г* — заряд электронов с диэлектрика стек (установилось равновесное состояние)
---- — уровень Ферми собственного полупроводника;
..... — уровень Ферми в равновесии; $E_c - E_v = \Delta E$ — ширина запрещенной зоны; 1 — ток электронов в диэлектрике; 2 — ток дырок в обедненной области; 3 — слой накопленных дырок; 4 — слой ионизированных доноров; 5 — распределение потенциала в диэлектрике; 6 — сопротивление нагрузки; 7 — заряд электронов на диэлектрике

Полный заряд неподвижных доноров в обедненной области практически равен отрицательному заряду на поверхности диэлектрика. В этом случае в полупроводнике падает большая часть напряжения (см. рисунок, а), создаваемого относительно сигнальной пластины (металлический слой М), и изгиб зон может превышать ширину запрещенной зоны полупроводника. В этом положении процессы тепловой генерации доминируют над рекомбинацией. Неосновные носители заряда (дырки) поступают в приповерхностную область полупроводника благодаря генерации через поверхностные и объемные состояния в области обеднения и за счет диффузии из нейтрального объема.

Возможной генерацией носителей полем можно пренебречь, так как напряжение на фотомишени, создаваемое зарядом, мало (~10 В) [3]. Кроме того, считаем, что отсутствуют электронные состояния на границе раздела ПД и в запрещенной зоне диэлектрика.

Если ток в диэлектрике меньше тока фотогенерации и термогенерации в полупроводнике, то в течение некоторого времени на границе образуется слой дырок, длина обедненной области уменьшается, и основная часть напряжения распределяется на слое диэлектрика (см. рисунок, б). По мере стекания заряда электронов через слой диэлектрика происходит нейтрализация слоя дырок, и напряжение на фотомишени уменьшается до нуля (см. рисунок, в, г).

При наличии входного изображения во время существования обедненной области в освещенных участках формируется зарядовый рельеф изображения. Этот рельеф сохраняется до тех пор, пока длина обедненной области из-за термогенерации не станет равной нулю по всей площади. При повторном сканировании фотомишени электронным лучом за время существования рельефа на сопротивлении нагрузки (см. рисунок) возникает видеосигнал, который формируется по разнице в токах подзарядки от освещенных и затемненных участков.

Рассмотрим кинетику электронных процессов в фотомишени на структурах ПД, в которых в качестве фоточувствительного слоя используется узкозонный примесный полупроводник ($\Delta E_g = 0,2-0,4$ эВ) с концентрацией свободных электронов $n_0 = 10^{14}-10^{15}$ см⁻³. Возможная толщина обедненного слоя, возникающая на некоторое время в таком полупроводнике под действием напряжения, создаваемого нанесенным на диэлектрик зарядом, составляет величину $L \leq 10$ мкм, что намного меньше толщины полупроводника L_s . Толщина диэлектрика $L_d \ll L_0$. Слой диэлектрика при этом обладает некоторой небольшой удельной проводимостью σ_d , требуемой для стекания за время кадра нанесенного заряда электронов. Необходимо определить время накопления фотомишени с учетом тока утечки в

диэлектрике. В работах [1, 2] ток утечки не учитывался.

Распределение поля, заряда и напряжения в слоях структуры описывается уравнениями [4]:

$$\epsilon_d E_d = 4\pi e n_0 L + 4\pi e N_{sp} - 4\pi \Delta Q_d; \quad (1)$$

$$U = U_0 - \frac{\Delta Q_d}{C} = U_d + U_s; \quad (2)$$

$$U_s = \frac{4\pi e n_0 L^2}{\epsilon_s}, \quad U_d = E_d L_d, \quad (3)$$

где ϵ_d, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость слоев диэлектрика и полупроводника, соответственно;

L — длина обедненного слоя;

L_d — толщина слоя диэлектрика;

N_{sp} — плотность свободных носителей заряда (дырок), накапливаемых на границе ПД;

ΔQ_d — поверхностная плотность заряда электронов, стекаемого через слой диэлектрика;

U — напряжение, возникающее на фотомишени относительно сигнальной пластины при наличии заряда на поверхности слоя диэлектрика;

U_s, U_d — напряжение на слое полупроводника и диэлектрика, соответственно;

U_0 — начальное напряжение на фотомишени;

n_0 — концентрация ионизованных примесей в полупроводнике;

E_d — напряженность электрического поля в слое диэлектрика;

C — емкость фотомишени.

Так как $L_d \ll L$, то $C = \frac{C_s C_d}{C_s + C_d} \approx C_s = \frac{\epsilon_s S}{4\pi L}$,

где C_s, C_d — емкость слоев полупроводника и диэлектрика, соответственно.

Подставляя в уравнение (2) значения U_d и U_s из (1) и (3), получим

$$U_0 - \frac{\Delta Q_d}{C} = \frac{L_d}{\epsilon_d} (4\pi e n_0 L + 4\pi e N_s - 4\pi \Delta Q_d) + \frac{4\pi n_0 L^2 e}{\epsilon_s}. \quad (4)$$

Дифференцируя (4) по времени и учитывая, что $\frac{dN_{sp}}{dt} = GL$, $\frac{d\Delta Q_d}{dt} = \sigma_d E_d$, представим это уравнение в виде

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta Q_d}{C} \right) = \frac{L_d}{\epsilon_d} \left(4\pi e n_0 \frac{dL}{dt} + 4\pi e G_T L - 4\pi \sigma_d E_d \right) + \frac{8\pi e n_0 L}{\epsilon_s} \frac{dL}{dt}, \quad (5)$$

где G_T — скорость термогенерации свободных носителей в полупроводнике;

σ_d — удельная электропроводность слоя диэлектрика: $\sigma_d = e\mu n_d$, μ — подвижность зарядов в диэлектрике; n_d — их концентрация.

Для упрощения решения уравнения (5) будем считать, что ток в слое диэлектрика со временем не изменяется, так как при сильных полях $> 10^3$ В/см в диэлектриках и полупроводниках дрейфовая скорость v электронов достигает насыщения $v = \mu_d E_d = \text{const}$. Напряжение на диэлектрике меняется в пределах 0,1–10 В при $L_d \approx 10^{-5}$ см и, следовательно, напряженность поля $E_d \approx 10^4$ – 10^6 В/см, и такое предположение вполне справедливо.

Для нахождения в (5) значения члена $\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta Q_d}{C} \right)$ воспользуемся следующими представлениями. В обедненном слое полупроводника термогенерация доминирует над рекомбинацией и возникает поток дырок, движущихся в сторону слоя диэлектрика. Поток дырок, как правило, не равен потоку электронов в слое диэлектрика. Так как подвижность дырок и скорость их генерации велики, то преимущественно поток дырок больше потока зарядов в диэлектрике, и на границе раздела ПД образуется тонкий слой дырок, который как бы "ожидает" прихода электронов со стороны диэлектрика для нейтрализации.

Кроме того, электронам требуется преодолеть поверхностный барьер на границе раздела, а для этого они должны накопиться в достаточном количестве, чтобы стала возможной их инжекция в полупроводник. Из сказанного ясно, что скорости изменения заряда в обедненной области полупроводника и в слое диэлектрика определяются различными процессами и не обязательно равны.

При накоплении слоя дырок с плотностью ΔN_{sp} длина обедненной области уменьшается на ΔL , и изменение поверхностной плотности заряда составляет величину

$$\Delta Q_d = en_0 \Delta L = en_0 (L_0 - L), \quad (6)$$

где L_0 — начальная толщина обедненной области.

С учетом (6) при $L \gg L_d$ первый член в уравнении (5) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta Q_d}{C} \right) &= \frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi en_0 (L_0 - L)L}{\epsilon_s} \right) = \\ &= \frac{4\pi en_0 L_0}{\epsilon_s} \frac{dL}{dt} - \frac{8\pi en_0 L}{\epsilon_s} \frac{dL}{dt}. \end{aligned}$$

Используя значения $\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta Q_d}{C} \right)$, $\frac{d}{dt} \Delta Q_d$, уравнение (5) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} -\frac{4\pi \epsilon_d en_0 L_0}{L_d \epsilon_s} \frac{dL}{dt} &= \frac{en_0 dL}{dt} + eGL - \sigma_d E_d; \\ -\left(\frac{en_0 L_0 \epsilon_d}{L_d \epsilon_s} + en_0 \right) \frac{dL}{dt} &= eGL - \sigma_d E_d. \end{aligned} \quad (7)$$

Решение уравнения (7) имеет вид

$$\begin{aligned} en_0 \left(\frac{\epsilon_d L_0}{\epsilon_s L_d} + 1 \right) \int_{L_0}^L \frac{dL}{eG_T L - \sigma_d E_d} &= -\int_0^t dt, \\ \ln \frac{eG_T L - \sigma_d E_d}{eG_T L_0 - \sigma_d E_d} &= -t \frac{G}{n_0 \left(\frac{\epsilon_d L_0}{\epsilon_s L_d} + 1 \right)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Учитывая, что $L_0 \gg L_d$, формулу (8) преобразуем к виду

$$eG_T L - \sigma_d E_d = (eG_T L_0 - \sigma_d E_d) \exp \left\{ -\frac{t}{T} \frac{\epsilon_s L_d}{\epsilon_d L_0} \right\}, \quad (9)$$

где $T = \frac{n_0}{G_T}$.

Из формулы (9) получаем зависимость

$$L(t) = \frac{\sigma_d E_d}{eG} + \left(L_0 - \frac{\sigma_d E_d}{eG} \right) \exp \left\{ -\frac{t}{T} \frac{\epsilon_s L_d}{\epsilon_d L_0} \right\}. \quad (10)$$

Если $\sigma_d E_d \ll eG_T L$, $\sigma_d E_d \ll eG_T L_0$, то из (10) следует

$$L(t) = L_0 \exp \left\{ -\frac{t}{T} \frac{\epsilon_s L_d}{\epsilon_d L_0} \right\},$$

и время накопления фотомышени можно оценить по формуле

$$t_{ac} = T \left(\frac{\epsilon_d L_0}{\epsilon_s L_d} \right) = \frac{n_0}{G_T} \left(\frac{\epsilon_d L_0}{\epsilon_s L_d} \right). \quad (11)$$

Если $\sigma_d E_d \gg eG_T L$, $\sigma_d E_d \gg eG_T L_0$, то в формуле (8) $\ln 1 = 0$, и можно считать, что обедненная область не образуется. Действительно, при больших токах в слое диэлектрика электроны за малое время дрейфа подходят к границе раздела, инжектируются в полупроводник, не позволяя образоваться обедненной области.

Используя формулу (11), приведем оценки времени накопления. В структурах из узкозонных полупроводников (антимонид индия, арсенид индия) скорость термогенерации $G_T \approx 10^{18}$ – 10^{20} см⁻³·с⁻¹ [4], $L_0 = 10^{-3}$ см, $L_d = 10^{-5}$ см, $\epsilon_s \approx \epsilon_d \approx 10$. Концентрация примесей $n_0 \approx 10^{14}$ – 10^{15} см⁻³. Подставляя эти значения в формулу (10), получаем, что время накопления может изменяться в

пределах 10^{-1} – 10^{-3} с. Измеренные в экспериментах времена накопления при температуре ~ 80 К в фотомишенях из арсенида индия ~ 60 мс [2], а в МДП-структурах из антимонида индия время накопления составляет около 1 мс [4].

Исходя из вышесказанного, проведем оценку величины удельного сопротивления слоя диэлектрика, требуемого для нормального функционирования фотомишени. Время стекания заряда через слой диэлектрика $R_d C_d \approx \frac{\epsilon_d}{4\pi\sigma_d} = \tau_t$

должно быть равным длительности кадра T_K и несколько больше времени существования обедненного состояния в полупроводнике в затемненных условиях. В стандартном телевидении частота кадров 25 Гц, длительность кадра $T_K = 4 \cdot 10^{-2}$ с.

$$\text{Используя равенство } T_K = \tau_t \left(\frac{\epsilon_d}{4\pi\sigma_d} \approx T_K \right),$$

получаем, что для обеспечения частоты кадров 25 Гц требуется, чтобы слой диэлектрика имел удельное сопротивление $\approx 4 \cdot 10^{10}$ Ом·см. Если при напылении слоя диэлектрика получилось удельное сопротивление в два раза больше, то время стекания возрастает в два раза, и для нормального функционирования видикона необходимо снизить частоту кадров.

Если удельное сопротивление вдвое меньше, чем $4 \cdot 10^{10}$ Ом·см, то электроны за меньшее время подходят к границе с полупроводником, инжектируются в полупроводник, уменьшая обедненную область. При этом уменьшается время накопления, и для нормального функционирования фотомишени требуется вдвое увеличить частоту кадров. Если в видиконе нет возможности регулирования частоты кадров, то прибор не может использоваться.

Из сказанного следует, что существует довольно узкий интервал возможного изменения удельного сопротивления слоя диэлектрика фотомишени, который следует строго соблюдать для работы видикона с заданной частотой кадров. Это накладывает очень жесткие требования к технологии нанесения диэлектрического слоя, а также к контролю их удельного сопротивления перед помещением структуры фотомишени в трубку видикона.

Удельное сопротивление слоя полупроводника также должно находиться в определенных пределах. Однако эти ограничения менее жесткие. Требуется, чтобы концентрация примесных уровней в полупроводнике была $\leq 10^{15}$ см $^{-3}$, и при напряжении 10 В возникала бы обедненная область, начальная величина которой соответствовала толщине полного поглощения входного ИК-излучения. Чем меньше концентрация полностью ионизованных примесных уровней, тем больше начальная длина обедненной области, тем больше эффективность сбора и накопления фотоносителей.

Проведем оценки основных параметров ИК-видиконов с фотомишенями на структурах ПД. При воздействии изображения на фотомишень, на диэлектрический слой которой нанесен заряд электронов, в более освещенных участках накапливается заряд дырок больше, чем в слабоосвещенных, и, соответственно, длина обедненной области уменьшается на большую величину. При этом накапливаемая поверхностная плотность заряда равна

$$e\Delta N_{sp} = eG_F L_0 t_{ac}, \quad (12)$$

где G_F — интегральная скорость фотогенерации.

При повторном прохождении электронного луча в течение времени τ_e идет подзарядка освещенного элемента на величину

$$en\Delta L = e\Delta N_{sp} j_{sig} \tau_e \quad (13)$$

и формируется ток сигналов элементов изображения I_{sig} с плотностью j_{sig} , регистрируемый на сопротивлении нагрузки R .

Так как величины заряда в формулах (12) и (13) равны, то значение сигнальной плотности тока определяется характерным для накопительных фотоприемников выражением

$$j_{sig} = eG_F L_0 \frac{t_{ac}}{\tau_e}.$$

Максимальный ток сигнала, который можно получить с каждого элемента, ограничивается максимальным током, получаемым от электронного луча (1–5 мкА) [3].

Обнаружительная способность видиконов прежде всего ограничивается дробовым шумом тока электронного луча. Известно, что при наличии накопления обнаружительная способность в $\sqrt{\frac{t_{ac}}{\tau_e}}$ раз больше, чем без накопления [5, 6].

Приведем основные соотношения для вычисления пороговой чувствительности и обнаружительной способности видиконов с МДП-фотомишенями с учетом электронных процессов в неравновесной обедненной области.

Пороговую чувствительность P_{rap} вычисляют по формуле [6]

$$P_{rap} = \frac{U_{noise}}{S_v} = \frac{PU_{noise}}{U_{sig}}, \quad (14)$$

где U_{sig} — измеряемый видеосигнал;
 P — входная световая мощность, поглощаемая в обедненном слое полупроводника;
 U_{noise} — сигнал шума;
 S_v — вольтовая чувствительность видикона.

Размерность параметра P_{rap} — Вт/элемент. В нашем случае

$$S_v = \frac{U_{sig}}{P} = \frac{I_{sig} R}{P} = \frac{e G_{sig} L_0 S_e t_{ac}}{P \tau_e} R = \frac{\gamma e t_{ac}}{h\nu \tau_e} R, \quad (15)$$

где I_{sig} — ток видеосигнала;

$$I_{sig} = \frac{e G_{sig} L_0 S_e t_{ac}}{\tau_e} = \frac{e \gamma P t_{ac}}{L_0 S_e h\nu \tau_e};$$

G_{sig} — скорость генерации фотоносителей излучением сигнала;

S_e — площадь элемента разрешения ($S_e = 6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$);

γ — квантовый выход ($\gamma \leq 1$);

$h\nu$ — энергия светового кванта.

Отношение мощности видеосигнала P_{sig} к мощности шумов P_{noise} , спектральная плотность которых не зависит от частоты, для видикона с накоплением без учета шумов типа $1/f$ можно записать в виде

$$\frac{P_{sig}}{P_{noise}} = \frac{\left(e G_{sig} L_0 S_e \frac{t_{ac}}{\tau} \right)^2 R}{4kT\Delta f + 2e \left(e G L_0 S_e \frac{t_{ac}}{\tau} \right) \Delta f R}, \quad (16)$$

где $\Delta f = 1/\tau_e$ — ширина полосы усилителя при измерении видеосигнала;

$e G L_0 S_e \frac{t_{ac}}{\tau_e}$ — фототок суммарной генерации G от фонового излучения G_F , тепловой генерации G_T и сигнала G_{sig} ($G = G_F + G_T + G_{sig}$);

T — температура;

$L_0 S_e$ — объем, в котором осуществляется генерация, дающая вклад в суммарный сигнал.

Из (16) видно, что с ростом времени накопления можно достичь превышения полезного сигнала над уровнем шумов. Из (14) и (15) обнаружительная способность будет

$$D = \frac{1}{P} = \frac{e \gamma t_{ac}}{h\nu \tau_e} \frac{R}{U_{noise}} = \frac{e \gamma}{h\nu \tau_e} \frac{t_{ac}}{\sqrt{2e^2 G L_0 S_e \frac{t_{ac}}{\tau_e} \Delta f}} = \frac{\gamma}{h\nu} \sqrt{\frac{t_{ac}}{2\tau_e G L_0 S_e \Delta f}}. \quad (17)$$

При определении нормированной обнаружительной способности D^* приемника, ограниченного дробовым шумом тока луча опроса, пороговую чувствительность следует относить к $\sqrt{S_e \Delta f}$, и выражение для нормированной обнаружительной способности принимает вид

$$D^* = \frac{\gamma}{h\nu} \sqrt{\frac{t_{ac}}{\tau_e 2 G L_0}} = \frac{1}{h\nu} \sqrt{\frac{t_{ac}}{\tau_e} \frac{\gamma}{2 E_{sp}}}, \quad (18)$$

где E_{sp} — поверхностная плотность потока фотонов; $G L_0 = E_{sp} \gamma$. Размерность параметра D^* — $\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$.

Формулы (14)–(18) справедливы при малых уровнях входных освещенностей фотомишени, т. е. на линейном участке световой характеристики видикона.

При малых уровнях освещенностей входных изображений разрешающая способность структур ПД может достигать сотен линий на 1 мм. Это связано с тем, что достаточно сильное поле за малое время отводит фотоносители к границе раздела и препятствует их диффузии в поперечном направлении. В таких условиях разрешающая способность фотомишени ограничивается в основном диаметром электронного луча опроса (15–30 мкм). При высоких уровнях освещенностей входных изображений, когда толщина обедненной области уменьшается до нуля (потенциальная яма полностью заполняется), возникает растекание фотоносителей в поперечном направлении за счет биполярной диффузии.

Величину входной световой плотности мощности I_w , при которой начинается ухудшение разрешающей способности, можно оценить из равенства числа накопленных дырок ($G L_0 t_{ac}$) числу ионизованных доноров в обедненной области $n L_0 = G L_0 t_{ac}$. При этом

$$I_w = \frac{h\nu}{\gamma} G L_0 = \frac{h\nu n L_0}{\gamma t_{ac}}.$$

В фотомишенях из арсенида индия $\gamma = 0,2$; $h\nu = 0,36 \text{ эВ}$; $n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $L_0 \approx 10 \text{ мкм}$; $t_{ac} \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ (температура 85 К), и диффузионное растекание следует ожидать при входной плотности мощности $I_w \approx 0,72 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/см}^2$.

Экспериментальное значение пороговой чувствительности таких фотомишеней $I_{rap} \approx 5 \cdot 10^{-8} - 10^{-7} \text{ Вт/см}^2$, и при динамическом диапазоне ≈ 100 разрешающая способность остается высокой. Если работать при больших освещенностях, когда требуется иметь динамический диапазон существенно выше 100, то диффузионное растекание неизбежно и требуется применять дополнительные меры по стабилизации разрешающей способности.

При заданной мощности входного излучения диффузионное расплывание изображения начинается не сразу, а с запозданием на время, необходимое для заполнения обедненной области неосновными носителями в освещенных участках. Время запаздывания можно вычислить по формуле

$$t_{bel} = \frac{N_S}{G L_0} = \frac{N_S h\nu}{I_w \gamma}.$$

Если $I_w \approx 10^{-5}$ Вт/см²; $N_{sp} = 10^{12}$ см⁻²; $\gamma = 0,2$; $h\nu = 0,36$ эВ, то время запаздывания $t_{bel} = 2,8 \cdot 10^{-2}$ с. Это означает, что, уменьшая время между последовательными прохождениями электронного луча, можно уменьшить влияние диффузии на разрешающую способность за счет меньшей фоточувствительности.

Приведем оценку площади S_D диффузионного расплывания при различной мощности на фотомишени входного светового луча радиусом 1 мм. Эту площадь можно вычислить по формуле

$$S_D = \frac{I_{y,z} S t_{ac}}{N_{sp}}, \quad (19)$$

где $I_{y,z}$ — диффузионный поток из освещенного участка в затемненные в направлениях, параллельных поверхности диэлектрика;

x — оптическая ось фотомишени видикона;

y, z — оси, расположенные в плоскости фотомишени;

S — площадь, через которую протекает диффузия в направлениях z, y ($S = 2\pi R L_1$);

L_1 — длина, на которой поглощается излучение (L_1 примерно равна толщине обедненной области L_0)

$$I_{y,z} = D \left. \frac{dn}{dy} \right|_{y=0}, \quad (20)$$

где D — коэффициент биполярной диффузии;

n — концентрация фотоносителей.

Точка $y = 0$ соответствует границе освещенной области. Диффузионное распределение концентрации свободных носителей, как правило, имеет экспоненциальный вид

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{y}{L_D}\right), \quad (21)$$

где L_D — диффузионная длина ($L_D = \sqrt{D\tau}$);

n_0 — концентрация фотоносителей в освещенной области ($n_0 = G\tau$);

G — скорость фотогенерации;

τ — время жизни фотоносителей, определяемое как объемной, так и поверхностной рекомбинацией.

Из (20) и (21) имеем

$$I_{y,z} = D \frac{n_0}{L_D} = D \frac{G\tau}{L_D} = \frac{D\tau}{L_D} \frac{P\gamma}{h\nu S_0 L_0}, \quad (22)$$

где R — радиус освещенной области;

S_0 — площадь освещенной области.

Учитывая, что $D\tau = L_D^2$, а $S_0 = \pi R^2$, из (19) и (22) получим выражение для вычисления пло-

щади диффузионного расплывания (площади нечувствительной зоны).

$$S_D = \frac{L_D I \gamma 2\pi R t_{ac}}{h\nu N_{sp}}. \quad (23)$$

Для точных расчетов по формуле (23) необходимо знать экспериментальные величины диффузионной длины L_D и квантового выхода γ . Считается, что в полупроводниках квантовый выход может меняться в пределах 0,2—0,7.

Будем считать, что $L_D \approx 0,01$ — $0,1$ мм, а плотность мощности I наиболее ярких участков изображения $I = 10^{-5}$ — 10^{-4} Вт/см²; $t_{ac} = 4 \cdot 10^{-2}$ с; $R = 1$ мм; $N_{sp} = 10^{12}$ см⁻²; $\Delta E = h\nu = 0,36$ — $1,0$ эВ.

При $\gamma = 0,2$ из (23) $S_D = 0,8 \cdot (10^{-2} - 10^{-3})$ см².

Так как $S_D = \pi R_1^2$, то в нашем примере радиус нечувствительной зоны $R_1 \approx 1,04$ — $1,4$ мм. Если входная мощность блика в несколько раз больше, то во столько же раз возрастает площадь нечувствительной зоны.

Для устранения диффузионного расплывания можно изолировать элементы изображения друг от друга, вытравливая между ними канавки глубиной, соизмеримой с толщиной обедненной области с использованием методов фотолитографии [3].

Приведенные выше расчеты площади диффузионного растекания справедливы для фотомишени, в которой практически все входное излучение поглощается в полупроводниковом слое, примыкающем к слою диэлектрика на длине, меньшей диффузионной длины фотоносителей или в обедненной области полупроводника. В этом случае имеет место наибольшая эффективность собирания и накопления фотоносителей. Подобная ситуация реализуется, когда излучение поступает со стороны диэлектрического слоя или когда тонкий фоточувствительный слой расположен на прозрачной подложке.

Фоновое излучение приводит не только к увеличению шумов, но и к переполнению потенциальной ямы обедненной области. Максимальный шум видикона определяется дробовым шумом электронного луча, который составляет величину около 10^{-9} А/элемент. Возможность накопления в потенциальной яме ограничивается плотностью нанесенного заряда электронов, составляющей $\approx 10^{12}$ см⁻². Если фоновая и тепловая генерации за время накопления создают такую плотность дырок, то теряется возможность регистрации слабого сигнала входного изображения. Чтобы зарегистрировать сигнальное излучение, необходима ситуация, когда фоновая и тепловая генерации не полностью заполняют потенциальную яму, а, например, только наполовину. Для этого необходимо, чтобы генерация сигналом была соизмерима с генерацией фоном и теплом или составляла бы несколько десятых от суммарной генерации.

Если заданное отношение сигнал/шум равно 5, то из приведенных оценок следует, что плотность мощности суммарного фонового воздействия составляет величину $\leq 10^{-6}$ Вт/см².

При вычислении нормированной обнаружительной способности по формуле (18) необходимо знать величину суммарной скорости генерации в области одного элемента разрешения, которая состоит из фотогенерации сигнальным излучением, термогенерации и фотогенерации фоновым излучением. В МДП-структурах из арсенида индия при температуре 85 К экспериментальное значение времени накопления при отсутствии фонового и сигнального излучений составляет $t_{ac} = 10-60$ мс. Из формулы (12) величину термогенерации G_T можно оценить с использованием следующего выражения:

$$G_T = \frac{N_{sp} S_e}{t_{ac}} = \frac{n L S_e}{t_{ac}},$$

где $N_{sp} = n L_0$ — поверхностная плотность заряда при полном исчезновении обедненной области.

В экспериментах $N_{sp} \approx 10^{12}$ см⁻², $n = 10^{15}$ см⁻³, $L_0 = 10^{-3}$ см. При этих значениях N , S , t_{ac} скорость термогенерации в элементе разрешения составляет $G_T \approx 10^8-10^9$ с⁻¹/элемент.

Величина пороговой чувствительности определяется по мощности входного излучения P_{rap} , когда сигнал фототока равен шумовому сигналу. В видиконах основным источником шума является дробовой шум тока луча опроса. Если ток луча 1 мкА, $\Delta f = 10^6$ Гц, то ток шума составляет

$$I_{noise} = \sqrt{2e I_e \Delta f} \approx 10^{-9} \text{ А.}$$

Сравнивая шумовой ток с током видеосигнала

$$I_{noise} = e G_{rap} L_0 S_e \frac{t_{ac}}{\tau_e} \quad (24)$$

и учитывая, что фотогенерация пороговой мощностью $G_{rap} = \frac{\gamma \alpha I_{rap}}{h\nu} = \frac{\gamma I_{rap}}{h\nu L_0}$, выражение для вычисления пороговой чувствительности принимает вид

$$I_{rap} = \frac{h\nu}{e\gamma S_e} \frac{\tau}{t_{ac}} I_{noise}. \quad (25)$$

Используя формулы (18), (24), (25), проведем вычисления пороговой чувствительности и нормированной обнаружительной способности. Варьируя величины переменных в этих формулах в разумных пределах в соответствии с экспериментальными данными ($I_e = 10^{-5}-10^{-6}$ А; $\tau_e = 10^{-6}-10^{-7}$ с; $S = 6 \cdot 10^{-6}-10^{-5}$ см²; $t_{ac} = 10^{-3}-10^{-2}$ с;

$\gamma = 0,2-0,7$; $h\nu = 0,36$ эВ (InAs); $\Delta f = 10^6-10^7$ Гц; $G = 10^8-10^9$ с⁻¹/элемент; $T = 85$ К), получаем, что величины P_{rap} , I_{rap} , D^* могут изменяться в следующих пределах: $P_{rap} = 10^{-13}-10^{-14}$ Вт/элемент; $I_{rap} = 5 \cdot 10^{-8}-10^{-7}$ Вт/см²; $D^* = 10^{13}-10^{14}$ см $\sqrt{\text{Гц}}/\text{Вт}$.

Экспериментальные значения пороговой чувствительности, полученные на образцах видиконов с фотомишенями на основе арсенида индия при температуре $T = 85$ К, составляют $(0,5-5) \times 10^{-13}$ Вт/элемент.

Заключение

Применение в фотомишенях видиконов двухслойных структур ПД с неравновесным обеднением полупроводника позволяет расширить область спектральной чувствительности видиконов в среднюю инфракрасную область (2,5–5,5 мкм). В фотомишенях из узкозонных полупроводников ($\Delta E = 0,2-0,4$ эВ) время накопления фотомишени при температуре жидкого азота может составлять $\sim 1-100$ мс, что дает возможность построения ИК-видиконов с пороговой чувствительностью $\approx 5 \cdot 10^{-8} \div \sim 10^{-7}$ Вт/см² и обнаружительной способностью $\approx 10^{13}-10^{14}$ см $\sqrt{\text{Гц}}/\text{Вт}$.

Существует довольно узкий интервал возможного изменения удельного сопротивления слоя диэлектрика фотомишени, который необходимо соблюдать для работы видикона с заданной частотой кадров.

В фотомишенях со стеканием заряда электронов через слой диэлектрика толщина обедненной области со временем уменьшается по экспоненциальному закону.

При наличии в изображении участков с высокой освещенностью ($\geq 10^{-5}$ Вт/см²) за время накопления $4 \cdot 10^{-2}$ с потенциальная яма полностью заполняется и возникает растекание фотоносителей с образованием зон нечувствительности, площадь которых пропорциональна суммарной освещенности мишени фоновым и сигнальным излучениями.

Литература

1. Ковтонок Н. Ф. // Журнал прикладной спектроскопии. 1977. Т. 26. № 1. С. 162.
2. Ковтонок Н. Ф., Мисник В. П. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 9. С. 1145.
3. Справочник по инфракрасной технике / Под ред. У. Волф, Г. Циссис. — М.: Мир, 1999. Т. 3.
4. Ковтонок Н. Ф., Савков Г. Н., Ванина Л. И. // Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9. № 6. С. 1208.
5. Джакобия В. Е., Гоголь А. А., Друзин Я. В. и др. // Телевидение. — М.: Горячая линия — Телеком, 2002.
6. Ковтонок Н. Ф. // Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9. № 12. С. 2386.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2004 г.

Vidicons sensitive in the middle infrared spectrum region with phototargets on the basis of the semiconductor-dielectric structure

N. P. Kovtonyuk, V. P. Misnik, A. V. Sokolov
Federal State Unitary Enterprise Research Institute "Cometa",
Russia, Moscow

The kinetics of electronic processes in phototargets of vidicons, based on the semiconductor-dielectric structure (with the above mentioned semiconductors) is considered taking into account the charge drain in the dielectric layer and relaxation of the unbalanced depleted region in the semiconductor. The assessment of accumulation times, threshold sensitivity, the resolving power of phototargets at different levels of entrance radiation is presented.

УДК 53.083

О новом методе дистанционного измерения температуры

Л. Д. Сагинов, В. П. Бегучев, А. Н. Свиридов, В. Л. Бакуменко
ФГУП «Научно-производственное объединение "ОРИОН"» — государственный научный центр
Российской Федерации, Москва, Россия

Рассмотрена возможность использования теплового излучения полости рта оператора для калибровки инфракрасных пирометров в полевых условиях. На основании экспериментальных результатов делаются оценки погрешности такого метода калибровки.

Во многих областях техники существует потребность в дистанционном контроле температуры устройств в целом или их отдельных узлов. Если иметь в виду контроль в стационарных условиях, то можно считать, что такая потребность в значительной степени удовлетворяется номенклатурой измерительных приборов (в частности оптических), выпускаемых сейчас промышленностью. Однако существует также необходимость в периодическом дистанционном контроле температуры в полевых условиях, например, при контроле контактных узлов линий электропередач или трущихся узлов подвижного состава на железных дорогах. Очевидно, что приборы для этой цели должны быть портативны, просты в использовании, надежны и иметь небольшую стоимость. Нужда в разработке устройств, в полной мере отвечающих этим требованиям, в настоящее время сохраняется.

Одной из проблем, решаемых при разработке дистанционных измерителей температуры (далее — пирометров), является обеспечение возможности периодической калибровки прибора. Как правило, проблема решается включением в конструкцию пирометра опорного источника теплового излучения. Это усложняет устройство, увеличивает его энергопотребление и стоимость. Кроме

того, использование для калибровки внутреннего источника излучения не позволяет учитывать изменения характеристик входных элементов прибора, таких, например, как прозрачность входного окна. В настоящей работе обсуждается новый метод оптического дистанционного контроля температуры с использованием для периодической калибровки пирометра внешнего источника теплового излучения, которым служит полость рта оператора (Патент 2194255 РФ с приоритетом от 29.09.99 г).

Известно, что организм здорового человека поддерживает практически постоянную температуру тела, в то время как окружающая температура может изменяться в довольно широких пределах, т. е. человека можно рассматривать как своего рода термостат, внутри которого температура остается на уровне 36,5—36,8 °С. Однако внешний кожный покров тела человека из-за интенсивного обмена с внешней средой может иметь как существенно более высокую, так и значительно более низкую температуру, и, что еще более важно, может быстро изменяться, например, от воздействия переменных воздушных потоков или условий солнечного облучения, поэтому тепловое излучение кожи не годится в качестве опорного для целей калибровки. Можно