

Рис. 1.

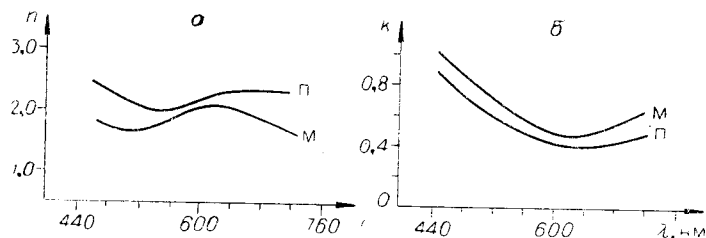


Рис. 2.

Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что для оптической записи информации в видимой области спектра интерес представляют пленки двуокиси ванадия, содержащие примесь трехокси этого металла. Наибольший контраст записанного изображения на этих пленках будет иметь место вблизи длины волны 760 нм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов Б. С. и др. Электрические и оптические свойства VO_2 при фазовом переходе полупроводник—полуметалл.— ФТТ, 1970, т. 12, № 8.
2. Verleur H. W., Barker A. S., Berglund C. N. Optical Properties of VO_2 between 0,25 and 5 eV.— Phys. Rev., 1968, vol. 172, N 3, p. 788—798.
3. Мокроусов В. В., Чирков В. Г. О получении тонких пленок двуокиси ванадия катодным реактивным распылением и исследовании их электрических свойств.— В кн.: Труды МЭИ. Полупроводниковые приборы. Вып. 142. М.: изд. МЭИ, 1972, с. 96—101.
4. Anderson G. Studies on Vanadium Oxides. II. The Crystal Structure of Vanadium Dioxide.— Acta Chem. Scand., 1956, vol. 10, p. 623—628.
5. Клецковская В. В., Хитрова В. И. Исследование фазообразования в тонких пленках V—O.— В кн.: Строение, свойства и применение металллов. М.: Наука, 1974, с. 153—158.
6. Ryabova L. A., Serbinov I. A., Darevsky A. S. Preparation and Properties of Pyrolysis of Vanadium Oxide Films.— J. Electrochem. Soc., 1972, vol. 119, p. 427—429.
7. Горшков М. М. Эллипсометрия. М.: Сов. радио, 1974.
8. Сербинов И. А., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Рябова Л. А. Оптические свойства пиролитических пленок VO_2 .— Микроэлектроника, 1973, т. 2, № 6.

Поступило в редакцию 22 декабря 1980 г.

УДК 621.396

Д. И. БИЛЕНКО, В. А. ЛОДГАУЗ, И. И. ЛЯСКОВСКИЙ
(Саратов)

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ МЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК

Сильная зависимость коэффициентов отражения и пропускания от температуры в области фазового перехода металл — полупроводник (ФПМП), наблюдаемая, например, в двуокиси ванадия, в сочетании с памятью воздействия позволяет применять

материалы с ФПМП в качестве реверсивных сред для записи и хранения информации.

Особенностью материалов с ФПМП является гистерезисный характер температурных зависимостей оптических свойств. Поэтому при расчете разрешающей способности должно быть учтено, что вид температурных зависимостей оптических свойств определяется направлением изменения температуры (нагрев или остывание) и абсолютным значением температуры, начиная с которой меняется направление.

Контрастность и разрешающая способность носителей информации по выходным свойствам (коэффициентам отражения и пропускания) связаны с температурным растеканием в структуре и, следовательно, с температурной частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ).

Температурная ЧКХ носителей информации на основе материалов с ФПМП может быть найдена решением уравнения температуропроводности

$$\frac{\partial \theta(x, t)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial x^2} + \frac{\psi(x, t)}{c\rho} \quad (1)$$

при задании на входе системы импульсной косинусоидальной возбуждающей функции

$$\psi(x, t) = \begin{cases} \psi_0 (1 - \cos 2\pi vx), & 0 < t \leq t_0; \\ 0, & t > t_0. \end{cases}$$

Здесь $\theta(x, t)$ — температура, избыточная над температурой термостабилизации, a — коэффициент температуропроводности, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность, v , ψ_0 — пространственная частота и средний уровень плотности мощности записи, t_0 — длительность импульса.

Расчет проводился в следующих предположениях: время t от начала импульса достаточно мало, чтобы не учитывать теплообмена слоя с внешней средой; энергия записи постоянна в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, обладающей ФПМП; коэффициенты, входящие в уравнение, не зависят от температуры.

На последнем предположении следует остановиться подробнее. Теплопроводность VO_2 в температурном интервале, включающем область ФПМП, от температуры не зависит [1]. Теплоемкость идеального кристалла в области ФПМП имеет пик [1]. В реальном материале, например в пленках VO_2 и в пленках, представляющих собой систему окислов (ФТИРОС), фазовый переход размыт. Чем более размытым является фазовый переход, тем с большим правом можно описывать процесс линейным дифференциальным уравнением, принимая удельную теплоемкость в области ФПМП равной [2] $c_1 + \lambda/2\Delta$, где c_1 — удельная теплоемкость вне области ФПМП, λ — скрытая теплота перехода, 2Δ — ширина области размытия. Такое описание еще более справедливо, если в контакте с VO_2 имеется металлический подслой, температуропроводностью которого и определяется «растекание» температурного фронта. Для материалов с резким ФПМП справедливым является рассмотрение, приведенное в работе [3].

Решение уравнения (1) методом интегральных преобразований [4] дало следующее выражение для распределения температуры:

$$\theta(x, t) = \frac{\psi_0 t_0}{c\rho} \left\{ 1 - \frac{\exp(-4\pi^2 v^2 a t)}{4\pi^2 v^2 a t_0} [\exp(4\pi^2 v^2 a t_0) - 1] \cos 2\pi vx \right\}, \quad (2)$$

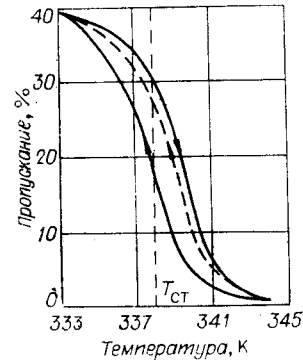
откуда температурная ЧКХ имеет вид

$$U_\theta = [\exp(-4\pi^2 v^2 a t) / 4\pi^2 v^2 a t_0] \{ \exp(4\pi^2 v^2 a t_0) - 1 \}, \quad (3)$$

а к моменту окончания импульса ($t=t_0$)

$$U_\theta = [4\pi^2 v^2 a]^{-1} / t_0 \{ 1 - \exp[-t_0 / (4\pi^2 v^2 a)^{-1}] \}. \quad (4)$$

Рассмотрим процессы, происходящие в слое VO_2 после окончания импульса. Так как потребление энергии извне прекратится, то начнется процесс общего остывания слоя до температуры термостабилизации ($T_{ст}$) за счет теплоотдачи. В это же время будет продолжаться процесс выравнивания температуры в слое за счет теплопроводности. Воспользуемся выражением (3) для ЧКХ к некоторому моменту времени t . При $a = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$, $v = 10^3 \text{ мм}^{-1}$ и $t_0 = 10^{-8} \text{ с}$ (этот случай реализуется при записи голограмм) $U_\theta = \exp(-10^7 t)$. Отсюда видно, что уже при $t = 10^{-8} \text{ с}$ произойдет полное растекание температурного релье-



Температурная зависимость [5] пропускания структуры VO_2 — слюда на длине волны 337 мкм. Штриховая кривая — частная обратная ветвь.

фа. С другой стороны, при остывании слоя VO_2 толщиной 0,5 мкм на 5 К должна рассеяться энергия ~ 1 мДж/см². За счет конвекции и теплового излучения это рассеяние осуществится за время ~ 1 с.

Этот результат свидетельствует о том, что при достаточно большой пространственной частоте растекание температурного фронта произойдет задолго до общего остывания слоя до $T_{\text{ст}}$. Следовательно, необходимо, чтобы к моменту окончания импульса сформировался такой температурный рельеф, который бы не мог обеспечить в процессе дальнейшего растекания фазовый переход в тех областях, где следует иметь полупроводниковую фазу. Это накладывает ограничение на плотность мощности ψ_0 , входящую в выражение (2). Причем ее предельное значение зависит от заданной пространственной частоты и необходимой контрастности.

Отсутствие металлической фазы в «холодных» точках означает, что контрастность по коэффициенту пропускания, определяемая отношением максимального пропускания к минимальному, больше 1. Зададимся необходимыми контрастностью k и пространственной частотой ν . По известным прямой и обратной температурным зависимостям пропускания при заданной температуре термостабилизации можно определить необходимый коэффициент пропускания в «холодной» точке. Это позволяет по частной обратной ветви, проходящей через найденное значение коэффициента пропускания, определить максимальную температуру T_{max} , до которой нагреется «холодная» точка в результате полного растекания температурного фронта (при этом $U_{\theta} = 0$). Тогда по формуле (2)

$$\Theta_{\text{max}} = T_{\text{max}} - T_{\text{ст}} = \psi_0 t_0 / c\rho, \quad (5)$$

откуда необходимая объемная плотность энергии

$$\psi_0 t_0 = c\rho (T_{\text{max}} - T_{\text{ст}}). \quad (6)$$

Чем выше требуемая контрастность, тем меньше T_{max} , а следовательно, и допустимая объемная плотность энергии записи.

Зная, что температура в «горячих» точках к моменту окончания импульса должна быть не ниже температуры металлической фазы ($T_{\text{м}}$), и воспользовавшись выражением (6), можно для температуры в «горячих» точках записать

$$\Theta \approx (\psi_0 t_0 / c\rho) (1 + U_{\theta}) = (T_{\text{max}} - T_{\text{ст}}) (1 + U_{\theta}) \geq T_{\text{м}} - T_{\text{ст}},$$

откуда ЧКХ к моменту окончания импульса

$$U_{\theta} \geq ((T_{\text{м}} - T_{\text{ст}}) / (T_{\text{max}} - T_{\text{ст}})) - 1. \quad (7)$$

Исходя из заданной пространственной частоты и полученной таким образом ЧКХ из соотношения (4) определим необходимую длительность импульса.

Расчет может быть пояснен следующим примером (см. рисунок). При температуре термостабилизации $T_{\text{ст}} = 338$ К наименьший коэффициент пропускания равен 17,5% для точек, нагретых за время импульса до температуры металлической фазы. Зададимся контрастностью по пропусканию $k = 1,5$ и пространственной частотой $\nu = 3$ мм⁻¹ (предельной для выбранной длины волны). Коэффициент пропускания в «холодной» точке, найденный по значениям контрастности и пропускания в «горячей» точке, составляет 26,2%. Частная обратная ветвь, проходящая через это значение пропускания, позволяет определить максимальную температуру «холодной» точки $T_{\text{max}} = 341,3$ К, откуда при использовании эффективного значения теплоемкости двуокиси ванадия $c = 5,8$ Дж/г К находим, что $\psi_0 t_0 = 90$ Дж/см³. U_{θ} , найденное по формуле (7), не меньше 0,5. Тогда длительность импульса, вычисленная по формуле (4), не превышает $2 \cdot 10^{-2}$ с.

В заключение следует отметить, что полученная температурная ЧКХ может быть полезна для расчета разрешающей способности не только носителей информации на основе материалов с ФМПП, но также и других сред, в которых запись информации осуществляется нагревом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berglund C. N., Guggenheim H. J. Electronic Properties of VO_2 near the Semiconductor — Metal Transition. — Phys. Rev., 1969, vol. 185, N 3.
2. Roach W. R. Holographic Storage in VO_2 . — Appl. Phys. Lett., 1971, vol. 19, N 11.
3. Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А. Фазовый переход металл — полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979, с. 135—138.
4. Григорьев Б. А. Импульсный нагрев излучением. М.: Наука, 1974.
5. Биленко Д. И. и др. Регулируемый ослабитель субмиллиметрового излучения на основе пленок VO_2 . — Радиотехника и электроника, 1979, т. XXIV, № 8.

Поступило в редакцию 21 июля 1980 г.;
окончательный вариант — 29 января 1981 г.