

Рис. 7. Характеристическая кривая MnBi пленки в функции C/D .

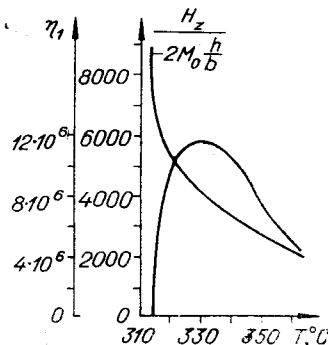


Рис. 8. Характеристическая кривая MnBi пленки в функции T_0 .

Полученные в результате расчета зависимости величины нормализованных значений собственного магнитного поля и дифракционной эффективности интерферограммы от отношения C/D и средней температуры интерферограммы T_0 приведены соответственно на рис. 7 и 8 для пространственной частоты $1/D=900$ лин/мм. Из рисунков видно, что с ростом средней температуры (энергии записи) дифракционная эффективность возрастает, достигает максимума и далее убывает. На восходящей и нисходящей ветвях характеристической кривой имеются определенной ширины квазилинейные участки. На этих участках сохраняется линейная зависимость между дифракционной эффективностью и энергией записи.

Авторы приносят благодарность А. А. Аникину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Наскал. Polarization and efficiency in magnetic holography.— "IEEE Trans. on Magn.", 1970, vol. Mag-6, № 3, p. 542—545.
2. E. G. Bernal. Mechanism of curie—point writing in thin films of manganese bismuth.— "J. Appl. Phys.", 1971, vol. 42, № 10, p. 3877—3887.
3. В. Г. Чубаров. Исследование собственного магнитного поля прямоугольного тонкопленочного элемента, намагниченного перпендикулярно плоскости.— В кн.: Вопросы проектирования специальных радиоэлектронных устройств. (Учен. зап. ППИ.) Вып. 3, Пенза, 1974.
4. Б. М. Раков, В. Г. Чубаров, Ю. Н. Слесарев, Ф. М. Назаров, А. А. Михайлов, О. Ф. Бузин. Исследование размагничивающих полей в MnBi пленках при термомагнитной записи.— «Вопросы радиоэлектроники. Сер. ЭВТ», 1974, вып. 12, с. 140—147.
5. Л. М. Клюкин, Б. М. Степанов, В. А. Фабриков, А. В. Хромов. Фотографирование на магнитные пленки. М., Атомиздат, 1971.

Поступила в редакцию 26 января 1976 г.

УДК 621.382

В. И. БУДАРНЫХ, В. Ф. КРАСНОВ, Л. А. ТУРОВСКИЙ
(Новосибирск)

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК КОММУТИРУЮЩЕГО ДИОДА ЯЧЕЙКИ ФОТОПРИЕМНОЙ МАТРИЦЫ

Интерес к разработке и оценке работы фотоприемных матриц обусловлен их применением в устройствах оптического ввода и обработки информации. Составной частью ячейки фотоприемных матриц,

работающих в режиме накопления, является ключевой элемент (МОП-структура или импульсный диод). Обычные тестовые параметры и уравнения, которыми принято характеризовать такие элементы, не пригодны для непосредственного расчета ячеек матричных устройств. Между тем корректный анализ позволил бы выбрать оптимальный режим работы ключевых элементов и существенно улучшить характеристики всего устройства.

В настоящей работе получено соотношение между током и напряжением на полупроводниковом коммутирующем диоде, которое может быть использовано для расчета быстродействия схем коммутации фотоприемных и электронно-усиливающих матриц.

Процессы, связанные с протеканием тока через полупроводниковый диод, принято анализировать, решая дифференциальные уравнения в частных производных при известных начальных и краевых условиях [1]. Основные функции в таких уравнениях — концентрации электронов и дырок, а независимые переменные — пространственные координаты и время. Напряжения на диоде и ток через диод связаны с граничными концентрациями носителей заряда и их производными (обычно уравнения записываются для базовой области диода, границами при этом являются плоскости p - n -перехода и контакта). Граничные и краевые условия заданы, если известны законы изменения во времени напряжения на диоде либо тока через диод.

Однако такая постановка задачи малоприспособна для анализа работы электронных схем с полупроводниковыми диодами. Зависимости тока либо напряжения на диоде от времени неизвестны; вместо этого они определены уравнениями Кирхгофа в неявной форме. Попытка совместного решения уравнений, описывающих поведение носителей тока в диоде, и уравнений Кирхгофа наталкивается на трудности принципиального характера. Поэтому крайне желательно иметь для диода некий аналог вольт-амперной характеристики; это позволило бы при расчете электронных схем использовать обычный формализм уравнений Кирхгофа.

Ниже на основе анализа фундаментальных уравнений получено интегральное соотношение между током и напряжением на диоде.

Выпишем основные уравнения, определяющие поведение дырок в базовой (n) области плоского диода:

$$qD_p(\partial p/\partial x) = j_p; \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p-p_{n0}}{\tau_p} + \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x}, \quad (2)$$

где p — концентрация дырок в n -области, p_{n0} — равновесная концентрация дырок в n -области, D_p — коэффициент диффузии дырок, τ_p — время жизни дырок в базе. Исключая из уравнений (1), (2) плотность тока j_p , получим

$$\frac{1}{D_p} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p-p_{n0}}{L_p^2} \quad (3)$$

[$L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ — диффузионная длина дырок в базе].

Граничные условия для уравнения (3) при условии, что ширина базовой области намного больше L_p , а сам p - n -переход имеет координату $x=0$, следующие:

$$\partial p/\partial x|_{x=0} = -j_p/qD_p; \quad (4)$$

$$p_{x=\infty} = p_{n0} e^{qu/hT}; \quad (5)$$

$$p_{x=\infty} = p_{n0} \quad (6)$$

(u — напряжение на p - n -переходе). Условия, при которых уравнение (3) и граничные условия (4)–(6) правильно описывают поведение дырок в базовой области диода, можно найти в литературе (например, в работе [1]), и мы не будем останавливаться на этом вопросе.

Уравнение (3) может быть сведено к виду [1]

$$\frac{\partial \pi}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 \pi}{\partial \eta^2}, \quad (7)$$

где $\theta = t/\tau_p$, $\eta = x/L_p$ — безразмерные координаты, а $\pi = (p - p_{n0})^0$. Уравнение (7) — уравнение диффузии в простейшей форме.

Обычный способ анализа работы p - n -перехода состоит в решении уравнения (7) с граничными условиями (4), (6) либо (5), (6), в проведении обратной замены ($\pi \rightarrow p$, $\theta \rightarrow t$, $\eta \rightarrow x$) и нахождении $u(t)$ либо $j_p(t)$ из условий (5) или (4).

Для нас, однако, удобнее записать решение уравнения (7) в интегральной форме:

$$\pi(\eta, \theta) = \int_{-\infty}^{\theta} \pi_{\eta=0}(\theta') \frac{\partial G(\eta, \eta', \theta - \theta')}{\partial \eta'} \Big|_{\eta'=0} d\theta', \quad (8)$$

где

$$G(\eta, \eta', \theta - \theta') = \frac{1}{2\sqrt{\pi(\theta - \theta')}} \left[e^{-\frac{(\eta - \eta')^2}{4(\theta - \theta')}} - e^{-\frac{(\eta + \eta')^2}{4(\theta - \theta')}} \right] \quad (9)$$

— функция Грина для данной задачи [2].

Перепишем (8) в терминах $p(\eta, \theta)$:

$$p(\eta, \theta) - p_{n0} = \int_{-\infty}^{\theta} [p_{\eta=0}(\theta') - p_{n0}] e^{-(\theta - \theta')} \frac{\partial G(\eta, \eta', \theta - \theta')}{\partial \eta'} \Big|_{\eta'=0} d\theta'. \quad (10)$$

Вычисляя $\partial G/\partial \eta'$ в точке $\eta' = 0$ и подставляя в (10), получим

$$p(\eta, \theta) - p_{n0} = \int_{-\infty}^{\theta} [p_{\eta=0}(\theta') - p_{n0}] e^{-(\theta - \theta')} \frac{\eta}{2\sqrt{\pi(\theta - \theta')}} e^{-\frac{\eta^2}{4(\theta - \theta')}} d\theta'. \quad (11)$$

Для вычисления плотности тока воспользуемся интегральной формой уравнения (2):

$$j = j_p = q \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\infty} p(x, t) dx + \frac{1}{\tau_p} \int_0^{\infty} (p - p_{n0}) dx \right]. \quad (12)$$

В безразмерных координатах θ и η уравнение (12) принимает вид

$$j = q \frac{L_p}{\tau_p} \left[\int_0^{\infty} (p - p_{n0}) d\eta + \frac{\partial}{\partial \theta} \int_0^{\infty} (p - p_{n0}) d\eta \right]. \quad (13)$$

Подставляя в (13) выражение для $p - p_{n0}$ из (11) и производя интегрирование по η , получим

$$j = q \frac{L_p}{\tau_p} \left[\int_{-\infty}^{\theta} [p_{\eta=0}(\theta') - p_{n0}] e^{-(\theta - \theta')} \frac{1}{\sqrt{\pi(\theta - \theta')}} d\theta + \frac{\partial}{\partial \theta} \int_{-\infty}^{\theta} [p_{\eta=0}(\theta') - p_{n0}] e^{-(\theta - \theta')} \frac{1}{\sqrt{\pi(\theta - \theta')}} d\theta' \right], \quad (14)$$

или производя замену $(\theta - \theta')^{1/2} = \xi$ и перейдя к старым координатам, получим

$$j = q \frac{L_p}{\tau_p} \int_0^{\infty} \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\xi^2} \left[p_{x=0}(t - \tau_p \xi^2) + \tau_p \frac{\partial}{\partial t} p_{x=0}(t - \tau_p \xi^2) \right] - q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n0}. \quad (15)$$

Используя далее граничное условие (5), найдем искомую связь между плотностью тока через p - n -переход и напряжением на нем:

$$j(t) = q \frac{L_p}{\tau_p} \int_0^{\infty} \frac{2}{\sqrt{\pi}} p_{n0} e^{-\xi^2} \left(e^{\frac{qu(t - \tau_p \xi^2)}{kT}} + \tau_p \frac{\partial}{\partial t} e^{\frac{qu(t - \tau_p \xi^2)}{kT}} \right) d\xi - q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n0}. \quad (16)$$

Приближенную явную связь между током и напряжением на диоде можно получить, разлагая функцию $u(t - \tau_p \xi^2)$ по степеням $(\tau_p \xi^2)$ и производя интегрирование по ξ .

Если напряжение на диоде меняется незначительно за времена порядка нескольких τ_p , то можно ограничиться первым членом разложения $u(t - \tau_p \xi^2) \approx u(t)$, тогда выражение для тока принимает вид

$$j = q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n0} e^{\frac{qu(t)}{kT}} - q \frac{L_p}{\tau_p} p_{n0} = j_0 \left(e^{\frac{qu(t)}{kT}} - 1 \right), \quad (17)$$

т. е. переходит в обычную статическую вольт-амперную характеристику диода. Учет следующего члена разложения приводит к выражению

$$j = j_{ст} + 0,5(j_{ст} + j_0) (\tau_p q / kT) (\partial u / \partial t). \quad (18)$$

Здесь $j_{ст}$ — ток, определяемый выражением (17), а $0,5(\tau_p q / kT)(j_{ст} + j_0)$ — известное выражение для диффузионной емкости диода. Таким образом, ограничиваясь несколькими членами разложения, можно перейти от интегральной к приближенной дифференциальной связи между током и напряжением.

Подчеркнем, что если точная функция $u(t)$ имеет особенности (например, в случае когда интересующий нас интервал времени содержит момент коммутации), то решение, полученное из (18), может совершенно не походить на истинное в окрестности нескольких τ_p вблизи особой точки, причем учет высших производных только ухудшает результат. Подобная ситуация возникает при работе диода в качестве ключевого элемента в матричных устройствах преобразования оптической информации, когда через диод требуется зарядить емкость приемного элемента за времена, сравнимые с τ_p .

В таких случаях необходимо пользоваться выражением (16), которое является точным. Расчет схемы с диодом при этом сводится к решению интегродифференциального уравнения. (При решении подобных уравнений разумно применять метод последовательных приближений.)

В заключение отметим, что если функция напряжения на диоде известна в явной форме, то ток через диод находится простым интегрированием (16).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Р. Носов. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. М., «Наука», 1968.
2. Г. П. Положий. Уравнения математической физики. М., «Высшая школа», 1964.

Поступила в редакцию 24 июня 1975 г.