

УДК 621.382.3

ТЕОРИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛИСТОРОВ

Г. С. КАРАЯН, А. А. ДЖЕРЕДЖЯН, Р. С. АСАТРЯН

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 16 ноября 1983 г.)

Построена теория для исследования фотопроводимости полисторов в статическом режиме. В параметрической форме получена алгебраическая система уравнений, описывающая электростатические свойства вольт-амперных характеристик полисторов.

Несмотря на широкое использование особенностей фотопроводимости неоднородных полупроводниковых структур (НПС), их теория [1—6] далека от полноты и не допускает обобщений в случае более сложных систем. Это связано прежде всего с неполным учетом свойств электронно-дырочной плазмы в таких системах. Как показано в работах [7—9], это приводит к потере действующего в таких системах эффекта плазменно-полевого взаимодействия (ЭППВ).

Исследование фотопроводимости НПС, в частности, многоуровневых элементов — полисторов, проведем по аналогии с [8—10] с помощью уравнений для плотности тока через p - n -переходы. Рассмотрим одномерную цепочку неоднородных областей (p - n -переходов), разделенных однородными квазинейтральными областями, границы которых слева и справа обозначим соответственно через l_k и d_k .

Для удобства изложения введем следующие обозначения (остальные являются общепринятыми, их можно найти в [8, 10]):

$$g_l^b(l_l) = \frac{e}{i_{0l} \operatorname{sh} \eta_l} \int_{l_l}^{d_l} g_l^b(x) \operatorname{sh} \frac{x - l_l}{L_l} dx,$$

$$g_l^b(d_l) = \frac{e}{i_{0l} \operatorname{sh} \eta_l} \int_{l_l}^{d_l} g_l^b(x) \operatorname{sh} \frac{d_l - x}{L_l} dx,$$

$$i_{0k} = \frac{e D_k \bar{y}_k}{L_k \operatorname{sh} \eta_k}, \quad A_k \operatorname{ch} \eta_k = A_k^+,$$

$$a_k(d_k) = \int_{d_k}^{l_{k+1}} \xi_{d_k}(x) dx, \quad a_k(l_{k+1}) = \int_{d_k}^{l_{k+1}} \xi_{l_{k+1}}(x) dx,$$

$$\xi_{d_l}(x) = \frac{\exp [(-1)^l (\varphi_x - \varphi_{d_l})]}{e \bar{y}_l D_l^{(l)}},$$

$$\xi_{l_i}(x) = \frac{\exp [(-1)^l (\varphi_x - \varphi_{l_i})]}{e \bar{y}_l D_l^{(l-1)}},$$

$$g_l(d_l) = \int_{d_l}^{l_{l+1}} [\xi_{d_l}(x) \int_{d_l}^x e g_l dt] dx,$$

$$g_{l-1}(l_l) = \int_{d_{l-1}}^{l_l} [\xi_{l_l}(x) \int_x^{l_l} e g_l dt] dx.$$

После простых преобразований из уравнения кинетики в стационарном случае для концентраций неосновных носителей y_k в k -квазинейтральной области (базе) получаем уравнение

$$\frac{d^2 y_k}{dx^2} = \frac{y_k - \bar{y}_k}{L_k^2} + g(r), \quad (1)$$

где $g(r)$ — число электронно-дырочных пар в точке r , генерируемых световым излучением в единицу времени на единичной площади [10, 11]. $g(r)$ зависит от способа освещения и материала монокристалла. Например, при однородном одностороннем освещении кристалла толщиной d (в перпендикулярном к поверхности направлении) g задается формулой [11]

$$g(r) = g_0 \frac{(1 - R_{0\infty}) [e^{-ar} + R_{0\infty} e^{ar} e^{-2ad}]}{1 - R_{0\infty}^2 e^{-2ad}}, \quad (2)$$

где $R_{0\infty}$ — коэффициент отражения от поверхности образца.

Интегрируя уравнение (1) при граничных условиях [7—9], можно найти

$$\begin{aligned} \frac{y_k(l_k)}{\bar{y}_k} &= \xi_{k-1} + g_{k-1}(l_k), \quad \frac{y_{k-1}(d_{k-1})}{\bar{y}_k} = \xi_{k-1} + g_{k-1}(d_{k-1}), \\ \frac{y_k(d_k)}{\bar{y}_k} &= \xi_k + a_k(d_k) j_k(d_k) + g_k(d_k), \\ \frac{y_{k+1}(l_{k+1})}{\bar{y}_k} &= \xi_k + a_k(l_{k+1}) j_{k+1}(l_{k+1}) + g_k(l_{k+1}). \end{aligned} \quad (3)$$

Для распределения концентраций по координатам неосновных носителей получаем выражение

$$\begin{aligned} y_k(x) &= \bar{y}_k + [y_k(d_k) - \bar{y}_k] \frac{\text{sh} \frac{x-l_k}{L_k}}{\text{sh} \frac{L_k}{\eta_k}} + [y_k(l_k) - \bar{y}_k] \frac{\text{sh} \frac{d_k-x}{L_k}}{\text{sh} \frac{L_k}{\eta_k}} + \\ &+ \frac{L_k}{D_k \text{sh} \eta_k} \left\{ \text{sh} \frac{d_k-x}{L_k} \int_{d_k}^x g \text{sh} \frac{\xi-l_k}{L_k} d\xi + \text{sh} \frac{x-l_k}{L_k} \int_x^{d_k} g \text{sh} \frac{d_k-\xi}{L_k} d\xi \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\xi_k = \exp [(-1)^{k+1} V_k]$, $\bar{y}_k$ — равновесное значение y_k .

Далее будем считать, что индекс k — четный, а первый справа p - n -переход является прямо-смещенным (эмиттерным). Каждому переходу припишем номер своей левой смежной базы.

По формуле $j_i(x) = (-1)^{i-1} e D_i \nabla x y_i$ и на основе (4) можно вычислить плотности тока, создаваемые неосновными носителями. Ее граничные значения задаются формулами:

$$\begin{aligned} j_{k-1}(d_{k-1}) &= i_{0k-1} \left\{ \left[\frac{y_{k-1}(d_{k-1})}{\bar{y}_{k-1}} - 1 \right]^+ - \left[\frac{y_{k-1}(l_{k-1})}{\bar{y}_{k-1}} - 1 \right] - g_{k-1}^b(d_{k-1}) \right\}, \\ j_k(d_k) &= i_{0k} \left\{ \left[\frac{y_k(l_k)}{\bar{y}_k} - 1 \right] - \left[\frac{y_k(d_k)}{\bar{y}_k} - 1 \right]^+ + g_k^b(d_k) \right\}, \\ j_k(l_k) &= i_{0k} \left\{ \left[\frac{y_k(l_k)}{\bar{y}_k} - 1 \right]^+ - \left[\frac{y_k(d_k)}{\bar{y}_k} - 1 \right] - g_k^b(l_k) \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$j_k(l_{k+1}) = i_{0k+1} \left\{ \left[\frac{y_{k+1}(d_{k+1})}{\bar{y}_{k+1}} - 1 \right] - \left[\frac{y_{k+1}(l_{k+1})}{\bar{y}_{k+1}} - 1 \right]^+ + g_{k+1}^b(l_{k+1}) \right\}.$$

Далее будем считать, что процесс ударной ионизации частиц описывается биполярным коэффициентом ударной ионизации [12]. Интегрируя уравнение непрерывности в областях (d_k, l_{k+1}) на основе условия постоянства тока через любые сечения образца, а также учитывая закон Кирхгофа и уравнения (5) для плотностей тока через p - n -переходы, получим:

для прямо-смещенных переходов

$$\begin{aligned} j &= i_{k-1} x_{k-1} + i_{l_{k-1}} x_{k-2} + i_{d_k} x_k + I_{k-1}^{\text{рек.}} - j_{k-1}' + \tilde{i}_{k-1} g_{k-1}(d_{k-1}) + \\ &+ \tilde{i}_k g_{k-1}(l_k) - i_{l_{k-1}} g_{k-2}(l_{k-1}) - i_{d_k} g_k(d_k) - i_{0k-1} g_{k-1}^b(d_{k-1}) - \\ &- i_{0k} g_k^b(l_k) - \tilde{i}_{l_{k-1}} g_{k-1}^b(l_{k-1}) - \tilde{i}_{d_k} g_k^b(d_k) - \frac{kTV_{k-1}}{eSr_{k-1}}, \end{aligned} \quad (6)$$

для обратно-смещенных переходов

$$\begin{aligned} (1-m_k)j &= i_{d_k} x_{k-1} + i_k x_k + i_{l_{k+1}} x_{k+1} + I_k^{\text{ген.}} + j_k' + \\ &+ i_{d_k} g_{k-1}(l_k) + i_{l_{k+1}} g_{k+1}(l_{k+1}) - i_{d_k}^+ g_k(d_k) - i_{l_{k+1}}^+ g_k(l_{k+1}) + \\ &+ i_{d_k} g_k^b(d_k) + i_{k+1} g_{k+1}^b(l_{k+1}) + \frac{kTV_k}{eSr_k}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} i_k &= \beta_k^+ i_{k-1} + \beta_{k+1}^+ i_{k+1}, \\ i_{k-1} &= i_{0k}^+ - \frac{i_{0k}^2 a_k(d_k)}{1 + i_{0k}^+ a_k(d_k)} + i_{0k-1}^+ - \frac{i_{0k-1}^2 a_{k-1}(l_{k-1})}{1 + i_{0k-1}^+ a_{k-1}(d_{k-1})}, \\ \beta_k &= \frac{i_{0k} i_{k-1}^{-1}}{1 + i_{0k}^+ a_k(d_k)}, \quad \beta_{k+1} = \frac{i_{0k+1} i_{k+1}^{-1}}{1 + i_{0k+1}^+ a_{k+1}(l_{k+1})}, \end{aligned}$$

r_k — сопротивления омических шунтов, S — площадь поперечного сечения образца.

Система уравнений (6) и (7) описывает параметрическую ВАХ системы при освещении. Полученная система уравнений удобна и потому, что к рассматриваемой задаче применимы результаты качественной математической теории работ [7—9]. Качественная теория является незаменимой для исследования и решения системы уравнений (6) и (7). Дело в том, что эта система является нелинейной и трансцендентной, а уравнения связаны между собой, что не позволяет применять методы численного анализа с целью решения задачи с помощью ЭВМ.

Кроме того, указанное обстоятельство позволяет, не решая задачу, установить ряд общих свойств фотопроводимости полисторов. Действительно, нетрудно видеть, что члены в уравнениях (6) и (7), обусловленные фоторождением носителей, не меняют условий основных предположений качественной теории [7—9]. Поэтому можно заключить следующее.

1) Освещение не меняет критериев механизмов образования участков с отрицательным дифференциальным сопротивлением и инверсии знака напряжения на обратно-смещенных переходах, а следовательно и число различных устойчивых состояний структуры.

2) Физический принцип действия ЭППВ не зависит от освещенности, а его область действия при заданных внешних условиях, в частности, при заданной внешней цепи, можно варьировать с помощью интенсивности излучения.

3) ЭППВ может передать влияние фотонов из одной области системы в другие, несмежные области.

4) Такое управление можно осуществлять из разных областей системы, кроме того, в зависимости от выбора исходных параметров системы оно может быть независимым или же согласованным с другими способами управления. Именно поэтому возможности создания фотополистора и простого полистора фактически оказываются одинаковыми.

Разумеется, все вышесказанное не зависит от рассмотренного здесь способа облучения и может быть обобщено на любой тип освещения. Исследование свойств переключения конкретных полисторов с учетом внешнего излучения, которое требует также изучения внешней цепи, в настоящей работе не проводится.

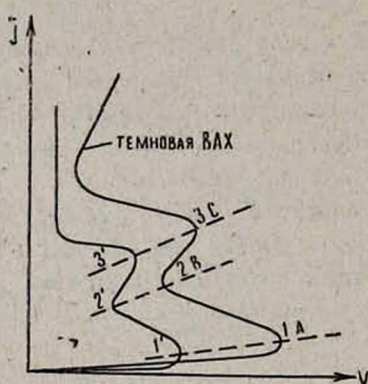
Здесь мы ограничимся анализом некоторых общих свойств влияния оптического управления на стационарные свойства полисторов, исходя из системы токовых уравнений. Прежде всего из этих уравнений сразу видно, что освещение i -перехода влияет также на $(i-1)$ - и $(i+1)$ -переходы. Это обусловлено передвижением и перегруппировкой частиц электронно-дырочной плазмы и ее взаимосвязью с электрическими полями. Данный факт отражен в граничных условиях (3). Далее, если поток фотонов направить лишь на i -базу, то это проявится лишь в токовых уравнениях $(i-1)$ - и i -переходов. Однако благодаря коллективным свойствам частиц плазмы и ЭППВ (взаимосвязи уравнений (6) и (7)) при определенных условиях это ощущают также другие переходы, вплоть до всей системы.

Для этого случая мы рассмотрим влияние освещения на ВАХ полистора, считая, что в системе действуют лишь безлавинные механизмы образования отрицательного дифференциального сопротивления [13]. Пусть освещается только вторая база, например n -типа. Для определенности счи-

таем также, что кроме первого перехода во всех прямо-смещенных переходах утечки любого типа пренебрежимо малы. Дырки, рожденные квантом света, двигаясь, создают ток, обратный току инжектированных дырок. Вследствие этого уменьшается плотность тока через первый переход (см. (6) и (7)); во втором переходе, наоборот, плотность тока увеличивается. Так как соотношение между инжектированными и рекомбинированными частицами не нарушается, то аддитивно уменьшается темновая ВАХ. Поскольку для безлавинных механизмов напряжение срыва второго перехода монотонно зависит от этого тока, то его темновое значение тоже уменьшается.

После того, как напряжение на втором переходе становится отрицательным, влияние света из-за действия ЭППВ передается на третий и четвертый переходы. Механизм указанного эффекта следующий: вследствие избыточных фоторожденных носителей нарушается стационарность плазмы, частицы начинают передвигаться, перегруппировываться в областях переходов и происходит изменение электрических полей и напряжений в НПС, т. е. возникает определенное взаимодействие между разными частями системы.

Характерной чертой этого эффекта является большая скорость распространения влияния света, практически обусловленная скоростью протекания процессов в пределах одной условной трехслойной структуры НПС. Качественная ВАХ показана на рис. 1.



Подпись к обоим рисункам. Качественная ВАХ. Пунктирные линии 1, 2, 3 изображают соответственно траектории точек A, B, C в зависимости от интенсивности освещения.

Рис. 1. Освещается вторая база.

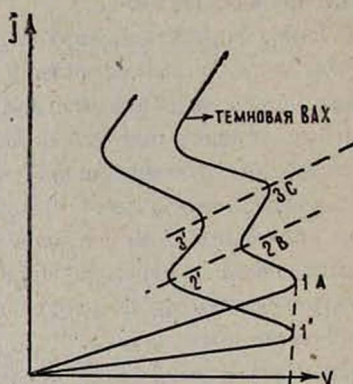


Рис. 2. Освещается третья база.

Пусть теперь освещается только третья база. Если напряжение на втором переходе положительное (обратный случай не интересен из-за невозможности двух различных значений электропроводности при одном и том же значении напряжения), то рожденные фотоном носители не доходят до первого перехода и ток через переход не меняется до тех пор, пока $V_2 > 0$. Напряжение на втором переходе падает, так как для перехода совершенно безразлично, с какой стороны дошли до него носители. В этом случае ВАХ в плоскости (V, J) под влиянием света резко падает (см. рис. 2). При $V_2 < 0$ все происходит аналогично, поэтому эволюция точек 2, 3 и т. д. на рисунках одинакова в обоих случаях из-за ЭППВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грехов И. В., Коцакова Р. В., Шуман В. Б. ФТП, 4, 969 (1970).
2. Шик А. Я., Шмарцев Ю. А. ФТП, 14, 1724 (1980).
3. Неустроев Л. Н., Осипов В. В. Микроэлектроника, 9, 99 (1980).
4. Грехов И. В., Ясцевич И. Н. ФТП, 14, 1747 (1980).
5. Бонин Е. Л. Электроника, 38, 3 (1965).
6. Войков В. П. Радиотехника и электроника, 27, 378 (1982).
7. Караян Г. С. Сб. статей «Полупроводниковые гетероструктуры и фотопреобразователи солнечной энергии». Изд. АН АрмССР, Ереван, 1982, с. 39.
8. Авакьянц Г. М., Караян Г. С., Джереджян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 402 (1974).
9. Караян Г. С. Кандидатская диссертация, Ереван, 1975.
10. Джентри Ф. и др. Управляемые полупроводниковые вентили. Изд. Мир, М., 1977.
11. Зеегер К. Физика полупроводников. Изд. Мир, М., 1977.
12. Avakyan G. M. et al. Phys. St. Sol. (a), 62, 547 (1980).
13. Джереджян А. А. Кандидатская диссертация, Одесса, 1980.

ՊՈԼԻՍՏՈՐՆԵՐԻ ՖՈՏՈՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Հ. Ս. ԿԱՐԱՅԱՆ, Հ. Հ. ԶԵՐԵԶՅԱՆ, Ռ. Ս. ԱՍԱՏՐՅԱՆ

Ստատիկ ռեժիմում պոլիստորների ֆոտոհաղորդականության հետազոտման համար կառուցված է տեսություն: Պարամետրական տեսքով ստացված է հանրահաշվական հավասարումների համակարգ, որը նկարագրում է պոլիստորների վոլտ-ամպերային բնութագրերի էլեկտրոստատիկ հատկությունները:

THEORY OF THE PHOTOCONDUCTIVITY OF POLYSTORS

H. S. KARAYAN, H. H. JEREJYAN, R. S. ASATRYAN

A theory for the investigation of polystor photoconductivity in the static regime of operation has been constructed. A system of algebraic equations in parametric form was obtained, which described the electrostatic properties of current-voltage characteristics of polystors.