

И. М. ЦИДИЛЬКОВСКИЙ

ВЫПРЯМЛЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ, ПОМЕЩЕННЫХ В ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 22 IV 1953)

Х. И. Амирхановым (¹⁻³) на закиси меди было обнаружено явление так называемого «теплового выпрямления», которое заключается в следующем. Если пластинку полупроводника (далее пп) поместить между двумя металлическими электродами, нагретыми до различных температур, то такая пластинка начинает выпрямлять электрический ток. Этот эффект тем сильнее, чем больше приэлектродные сопротивления. На основании экспериментальных данных и чисто качественных соображений можно придти к выводу, что следует различать «чистое» тепловое выпрямление (термовентильный эффект) и выпрямление, связанное с наличием приэлектродных запирающих слоев.

Теоретически термовентильный эффект рассмотрен нами для пп типа Cu_2O , концентрация носителей тока в которых экспоненциально зависит от температуры, и для примесных пп типа Ge и Si, где концентрация носителей тока практически не зависит от температуры, но где тепловое выпрямление также должно иметь место вследствие температурной зависимости подвижности и наличия термодиффузии (⁴).

Качественно термовентильный эффект в пп со слабо ионизированной при комнатной температуре примесью (Cu_2O) сводится к тому, что распределение концентрации носителей тока n изменяется в зависимости от внешнего поля E .

С количественной стороны задача сводится к решению уравнения электропроводности и диффузии (с учетом термодиффузии)

$$i = e\vartheta \frac{dn}{dx} + eunE - e\vartheta n \left(r + \frac{1}{2} \right) \frac{d \ln T}{dx} \quad (1)$$

и уравнения Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} \left(n - \frac{n_0^2}{n} \right). \quad (2)$$

Здесь i — плотность тока; ϑ и u — коэффициенты диффузии и подвижности; n_0 — равновесная концентрация дырок; r — показатель степени в зависимости длины свободного пробега дырки l от скорости v : $l = l_0 v^{2r}$.

Результаты расчета показали, что коэффициент выпрямления растет с ростом приложенных разностей потенциалов и температур и тем больше, чем больше энергия диссоциации, чем меньше концентрация примеси и подвижность дырок. Несмотря на то, что значения параметров закиси меди благоприятствуют большим коэффициентам выпрямления, последние все же оказываются значительно меньшими, чем в опытах (^{1, 2, 5}). Решение (1) и (2) для случая Ge и Si привело к значениям

коэффициента выпрямления еще меньшим, чем у Cu_2O (этого и следовало ожидать, учитывая, что зависимость удельного сопротивления от температуры у Cu_2O экспоненциальная, а у Ge — степенная). Кроме того, знак теплового выпрямления у пп типа Ge противоположен знаку выпрямления у пп типа Cu_2O . В обоих случаях носители тока в пропускном направлении движутся из мест с большей проводимостью в места с меньшей. Но в первом случае проводимость больше у холодного электрода (вследствие увеличения подвижности с охлаждением), во втором она больше у горячего (вследствие увеличения концентрации с нагреванием).

Экспериментальное исследование теплового выпрямления в Ge и Si в принципе позволило бы, как показывают полученные формулы, найти температурную зависимость подвижности и зависимость длины свободного пробега носителей тока от скорости. Так как теория «чистого» теплового выпрямления не может объяснить наблюдаемые эффекты, то естественно предположить, что эти эффекты связаны с наличием на границах между пп и электродами запирающих слоев. Рассмотрим следующую модель.

Пластинка однородного дырочного пп типа Cu_2O площадью в 1 см^2 и толщиной d помещена между двумя одинаковыми металлическими электродами. На границах между пп и электродами имеются два гождественных тонких химических запирающих слоя (далее хзс), локальные уровни в которых расположены на таком же расстоянии от заполненной зоны, как и в основном пп. Такая система не выпрямляет тока, так как суммарное сопротивление запирающих слоев, из которых один работает в пропускном, а другой в запирающем направлении, не зависит от направления тока. Однако обнаружить наличие запирающих слоев в принципе можно, так как наша система представляет собой нелинейное сопротивление. Если же один из запирающих слоев нагреть, то суммарное сопротивление системы будет больше в том случае, когда более холодный слой работает в запирающем направлении. Таким образом, полупроводниковая пластинка приобретает свойства выпрямителя.

Задача решается в стационарном случае для одного хзс (так как они оба идентичны) и для основного пп, затем решения «сшиваются». Ввиду того что уравнения (1) и (2) можно решать лишь приближенно, вводятся безразмерные величины длины $\xi = x\chi$, тока $\lambda = \frac{i}{e\Phi n_0\chi}$, поля $y = -\frac{e}{kT} \frac{E}{\chi}$ и концентрации $z = \frac{n}{n_0}$, где $\frac{1}{\chi} = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{8\pi e^2 n_0}}$ — длина экранирования. Величины, относящиеся к хзс, будем обозначать индексом 1, к основному пп — индексом 2. Так как предполагается, что хзс тонки, т. е. что $x_1 l \ll 1$, то температуру в его пределах можно считать постоянной. В силу этого и безразмерный ток λ_1 тоже постоянен. Кроме того, тонкость хзс позволяет пренебречь внутри него объемным зарядом и считать поэтому и поле E в первом приближении постоянным. Уравнения (1) и (2) для хзс в безразмерных величинах примут вид:

$$\frac{dz_1}{d\xi} + y_1 z_1 + \lambda_1 = 0, \quad (3)$$

$$y_1 = \text{const}. \quad (4)$$

В связи с тем, что на границе между хзс и металлом предполагается плотный контакт, в качестве одного граничного условия имеем $z_1(0) = 1$.

Общим решением уравнения (3) будет:

$$z_1 = \left(1 + \frac{\lambda_1}{y_1}\right) \exp(-y_1 \xi) - \frac{\lambda_1}{y_1}. \quad (5)$$

Ввиду сильного обеднения дырками хзс по сравнению с основным пп (n_{02}/n_{01} велико, например, равно 10^3) λ_2 оказывается малой величиной, даже если λ_1 очень велико: $\lambda_2 \approx n_{01}^{3/2}/n_{02}^{3/2}$ в предположении, что подвижности дырок u_1 и u_2 незначительно различаются между собой (в нашем примере $\lambda_2 = \lambda_1 \cdot 3,16 \cdot 10^{-5}$). Поэтому (1) и (2) для основного пп решаются в приближении $\lambda_2 = 0$. Точнее критерий этого приближения выглядит следующим образом:

$$|\lambda_2| \ll \left| \frac{dz_2}{d\xi} \right|, \quad |\lambda_2| \ll |y_2 z_2|. \quad (6)$$

Уравнения (1) и (2) для основного пп запишутся в виде:

$$\frac{dz_2}{d\xi} + y_2 z_2 = 0, \quad (7)$$

$$\frac{dy_2}{d\xi} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{z_2} - z_2 \right). \quad (8)$$

Если учесть, что при $\xi \gg x_2 l$ величины $z_2 = 1$ и $y_2 = -\lambda_2 = 0$, то из (7) и (8) получим для z_2 и y_2 :

$$z_2 = \left[\frac{1 - C \exp(-\xi)}{1 + C \exp(-\xi)} \right]^2, \quad (9)$$

$$y_2 = - \frac{4C \exp(-\xi)}{1 - C^2 \exp(-2\xi)}, \quad (10)$$

где C — постоянная интегрирования. Из (9) следует, что $|C e^{-\xi}| < 1$, так как $\sqrt{z_2} > 0$ и $C > 0$, так как у границы с хзс полупроводник обеднен дырками: $\sqrt{z_2} = \frac{\exp(\xi) - C}{\exp(\xi) + C}$.

Условия непрерывности концентраций n и полей E на границе между пп и хзс дают:

$$x_1 y_1 = (x_2 y_2)_{\xi=x_2 l}, \quad \text{или} \quad y_1 = - \frac{x_2}{x_1} \frac{4\alpha}{1 - \alpha^2}; \quad (11)$$

$$(z_1)_{\xi=x_1 l} = (m^2 z_2)_{\xi=x_2 l}, \quad \text{или} \quad \left(1 + \frac{\lambda_1}{y_1} \right) \exp(-y_1 x_1 l) - \frac{\lambda_1}{y_1} = m^2 \left(\frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \right)^2, \quad (12)$$

где $m^2 = n_{02}/n_{01}$, $\alpha = C \exp(-x_2 l)$, причем, как отмечено, $0 < \alpha < 1$.

Формулы (11) и (12) представляют собой вольт-амперную характеристику хзс в параметрической форме. Параметр α характеризует степень обеднения носителями тока основного пп на границе с хзс. На величину α накладывается дополнительное ограничение: из (12) следует, что $m^2 \left(\frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \right)^2 \geq 1$, так как $(z_1)_{\xi=x_1 l} \geq 1$. Отсюда $\alpha \leq \frac{m - 1}{m + 1}$. Для каждого заданного значения α из (11) и (12) определяются величины y_1 и λ_1 при фиксированных n_{01} , n_{02} и $x_1 l$. Вольт-амперные характеристики для основного пп были вычислены по формулам, выведенным в (4). По вольт-амперным характеристикам всей системы найдены зависимости коэффициентов выпрямления от падения потенциала на ней (рис. 1).

Формулы (11) и (12) получены в приближении постоянства поля в пределах хзс. Однако при возрастании тока в пропускном (для данного хзс) направлении y_1 все больше отклоняется от постоянства. Так как при этом $z_1 \gg 1/z_1$, то уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{dy_1}{d\xi} = - \frac{1}{2} z_1. \quad (13)$$

Пусть в первом приближении $y_1 = y_0 + \tilde{y}$, где y_0 — постоянная составляющая поля y_1 , а \tilde{y} — переменная составляющая y_1 . Интегрирование (13) в предположении, что $|\tilde{y}| \ll |y_0|$, дает критерий, позволяющий судить, до каких значений λ_1 (при пропускных токах) можно считать y_1 постоянным:

$$\left| \left(1 + \frac{\lambda_1}{y_0} \right) [(y_0 x_1 l + 1) \exp(-y_0 x_1 l) - 1] + \frac{\lambda_1 (x_1 l)^2}{2 y_0} \right| \ll 2 |y_0^3| x_1 l. \quad (14)$$

Погрешность, допускавшаяся в расчетах общей вольт-амперной характеристики, не превышает 5–6%. Коэффициенты выпрямления

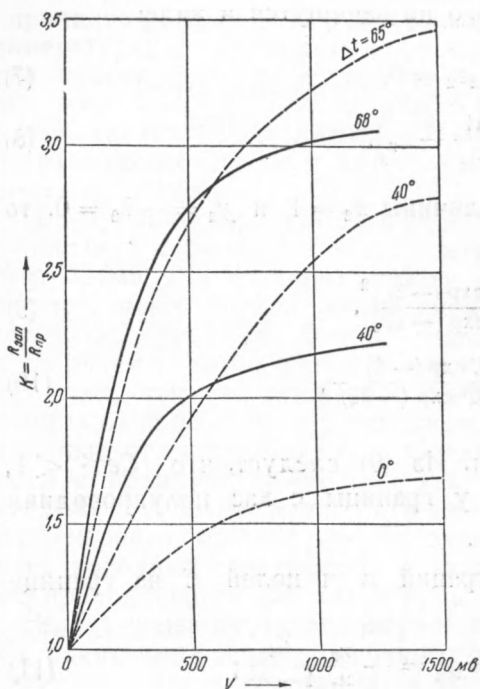


Рис. 1. Зависимость коэффициента выпрямления от разности потенциалов на образце при различных градиентах температуры. Пунктирные кривые получены экспериментально (5), — сплошные — теоретически

зависимость $K(V)$ для $|V| > 1,25$ в, нужно ввести в рассмотрение зазор между металлом и хэс и решить основные уравнения (1), (2) для случая больших токов.

4. Наш расчет применим и к обычным твердым выпрямителям с одним запирающим слоем, так как критерий тонкости хэс ($x_1 l \ll 1$) для них выполняется.

Дагестанский филиал
Академии наук СССР

Поступило
21 III 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Х. И. Амирханов, Изв. АН СССР, сер. физ., 4, 447 (1941). ² Х. И. Амирханов, ЖЭТФ, 14, 187 (1944). ³ Х. И. Амирханов, ЖЭТФ, 14, 195 (1944). ⁴ К. Б. Голпыго, И. М. Цидильковский, ЖТФ, 22, 1442 (1952). ⁵ М. У. Гашим-Заде, Изв. АН СССР, сер. физ., 16, 218 (1952). ⁶ С. И. Пекар, ЖЭТФ, 10, 1210 (1940).