

Б. ДАВЫДОВ

К ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 27 V 1938)

Изложенные в моей предшествующей статье⁽³⁾ соображения относительно выпрямления тока на границе между двумя полупроводниками разного типа могут объяснить действие сухих, например, меднозакисных выпрямителей. Cu_2O обладает дырочной проводимостью. Эта проводимость появляется благодаря избытку электроотрицательного O. В слое, прилегающем к медному электроду, по способу приготовления имеется, наоборот, избыток Cu, который должен приводить к нормальной электронной проводимости. Мы здесь имеем, следовательно, нечто вроде контакта между двумя полупроводниками с электропроводностью разного типа, и это должно давать добавочное сопротивление, зависящее от направления тока, подобное полученному выше. Сопротивление должно быть меньше, когда положительные заряды (дырки) идут из закиси к медному электроду, как это на опыте и наблюдается. (Если полупроводник обладает, наоборот, нормальной электронной проводимостью, а прилегающий к металлическому электроду запирающий слой — дырочной, то выпрямление должно происходить в обратном направлении.)

В действительности тут имеется не резкая граница, а непрерывный переход от дырочной к смешанной и затем к нормальной электронной проводимости. Строго говоря, мы должны были бы решать уравнения (2), loc. cit. (3), с зависящими от x , заранее заданными значениями $n_{1,2}^0$:

$$n_1^0 = n_0 \exp\left(\frac{\psi(x)}{kT}\right); \quad n_2^0 = n_0 \exp\left(-\frac{\psi(x)}{kT}\right), \quad (23)$$

где

$$\psi(x) < 0 \text{ при } x < 0; \quad \psi(x) > 0 \text{ при } x > 0.$$

Это, однако, наталкивается на большие математические трудности.

Численное интегрирование, выполненное П. В. Мелентьевым (будет опубликовано особо), показало, что зависимость V от i хорошо передается формулой, аналогичной (18):

$$V = iR_0 + \left(a \frac{kT}{e} - biR_1\right) \ln\left(1 + \frac{i}{i_s}\right). \quad (24)$$

Здесь a, b —численные коэффициенты ($a \approx 1, b \approx \frac{1}{4}$), R_1 означает омическое сопротивление слоя, в котором происходит переход от дырочной к нормальной электронной проводимости. Ток насыщения

$$i_s \sim \frac{n_0}{\beta^2}, \text{ где } \beta = \left[\frac{d \ln \psi}{dx} \right]_{x=0}. \quad (25)$$

$\frac{1}{\beta}$ есть, следовательно, толщина переходного слоя. Это выражение для i_s пригодно, однако, только при не слишком больших значениях β , так как для резкой границы ($\beta = \infty$) справедлива формула (19). Заметим, что при толщине переходного слоя $\gg \frac{1}{\alpha}$ эффект должен исчезать, так как в (2) можно тогда пренебречь $\left(\frac{di_{1,2}}{dx} \right)$.

Сравнение с известными экспериментальными данными для медно-закисных выпрямителей показывает, что соотношение (21) по порядку величины хорошо выполняется. При непрерывном переходе от одного типа проводимости к другому добавочное сопротивление R_c не должно исчезать при большой силе тока, так как полосы дозволенных уровней здесь не могут притти в соприкосновение, как при резкой границе.

При большом токе в переходном слое создаются сильные поля. При этом сами нормальные концентрации $n_{1,2}^0$ должны начать расти с усилением поля (рост проводимости в сильных полях). Согласно (19) ток насыщения i_s также должен начать возрастать с увеличением приложенной (отрицательной) разности потенциалов. Добавочное сопротивление R_c при этом, достигнув максимума, будет опять уменьшаться. Максимум R_c должен лежать при полях, по порядку величины приближающихся в переходном слое к пробивным. Насколько можно судить, это согласуется с опытом.

Иоффе и Френкелем и др. (1) была выдвинута теория, объясняющая действие меднозакисного выпрямителя туннельным эффектом электронов через запирающий слой. Однако, как позже выяснилось, закись меди обладает дырочной проводимостью. Теория туннельного эффекта дает в этом случае знак выпрямления, обратный истинному. Кроме того, измерения показывают, по видимому, что запирающие слои слишком толсты для того, чтобы через них мог происходить туннельный эффект.

Точно так же нельзя объяснять действие меднозакисного выпрямителя холодной эмиссией в запирающий слой (2), так как это дает вместо (21) $\left[\frac{dR}{dV} \right]_{i=0} = 0$, что расходится с опытом.

Вернемся теперь к условиям прохождения тока через резкую границу между двумя полупроводниками. Выше мы считали, что в I полупроводнике кроме дырок имеются также и свободные электроны, и точно так же во II кроме свободных электронов имеются и дырки. Возможны, однако, случаи, когда ни свободных электронов в I полупроводнике, ни дырок во II практически не будет вовсе:

$$n_1' = n_2'' = 0. \quad (26)$$

В этом случае согласно (19) $i_s = 0$, следовательно, $R_c = \infty$. В действительности здесь, однако, необходимо учесть непосредственную рекомбинацию и диссоциацию дырок I полупроводника и свободных электронов II на их границе (если либо n_1' , либо $n_2'' \neq 0$, то этими процессами мы можем пренебречь).

При условии (26), очевидно, и $i_1 = i_2'' = 0$. В силу (2) и (4) при этом

$$n_2' = n_2^{0'}, \quad n_1'' = n_1^{0''}. \quad (27)$$

Пусть на поверхности раздела рекомбинирует $\beta n_2' n_1''$ электронов и дырок ($\text{см}^{-2} \text{сек.}^{-1}$). Зависимостью β от V_k в первом приближении можно пренебречь.

В состоянии теплового равновесия, т. е. $V_k = 0$, число диссоциирующих электронов и дырок должно быть такое же. Однако, диссоциация происходит за счет тепловой энергии; следовательно, число диссоциирующих электронов и дырок должно экспоненциально зависеть от V_k , т. е. оно будет $\beta n_2^{0'} n_1^{0''} \exp\left(-\frac{eV_k}{kT}\right)$. Сила тока будет таким образом:

$$i = e\beta n_2^{0'} n_1^{0''} \left[1 - \exp\left(-\frac{eV_k}{kT}\right) \right]. \quad (28)$$

Мы получили выпрямление, подобное прежнему, но в обратном направлении. Выполнения условия (26) можно ожидать скорее у изоляторов.

Ленинградский физико-технический институт.

Поступило
29 V 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. Frenkel a. A. Joffé, Sow. Phys., **1**, 60 (1932); L. Nordheim, ZS. f. Phys., **75**, 434 (1932); A. H. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A), **136**, 487 (1932).
² W. Ch. van Geel, ZS. f. Phys., **69**, 756 (1931). ³ Б. Давыдов, ДАН, XX, № 4, 279 (1938).