Доклады Академии Наук СССР
1938. Том XXI, № 1—2

ФИЗИКА

Д. БЛОХИНЦЕВ и Б. ДАВЫДОВ

К ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 19 VII 1938)

Как ранее было указано одним из нас (1), при прохождении электрического тока через границу между двумя электронными полупроводниками разного типа (свободные электроны и положительные «дырки») возле границы появляются изменения концентрации свободных зарядов, приводящие к выпрямлению тока. Сейчас мы покажем, что подобные же изменения концентраций создаются и при прохождении тока через границу между двумя полупроводниками одного типа, но с различными удельными сопротивлениями.

Пусть например оба полупроводника обладают нормальной электронной проводимостью. Удельные сопротивления их обозначим ρ' и ρ'', пусть $\rho' \gg \rho''$. При прохождении постоянного тока вдали от контакта (плоскость $x=0$) в каждом из полупроводников должны существовать соответственно поля

$$E_0' = i\rho' \quad \text{и} \quad E_0'' = i\rho''$$

(значок $'$ всюду относится к первому полупроводнику, $''$ — ко второму). Возле контакта поле должно изменяться от E_0' до E_0''. Обычно принимается, что заряды, создающие это изменение поля, лежат на самой границе между полупроводниками, так что их можно рассматривать, как поверхностную плотность электричества. Однако в действительности это все же объемные заряды и ниже будет показано, что толщина слоя, в котором они расположены, может быть значительной.

Эти объемные заряды создаются отчасти за счет свободных зарядов, т. е. в нашем случае за счет свободных электронов. Знак их зависит от направления тока. Следовательно в зависимости от этого последнего возле контакта создается либо повышенная либо пониженная плотность свободных зарядов. Это приводит к выпрямлению. При заданной полной разности потенциалов сила тока будет больше, когда свободные заряды идут от меньшего сопротивления к большему (2).

При $i = \text{const}$ имеем в каждом из полупроводников:

$$u\left(eEn + kT\,\frac{dn}{dx}\right) = i. \tag{1}$$

Кроме того имеем уравнение Пуассона:

$$\varepsilon\,\frac{dE}{dx} = 4\pi e\,(N_u - N). \tag{2}$$

Здесь n означает концентрацию свободных электронов, N — концентрацию «возбужденных» электронов, т. е. электронов, как связанных, так и свободных, сидящих на уровнях энергии, расположенных выше уровня химического потенциала (фермиевская граница); аналогично N_u означает концентрацию незаполненных уровней, лежащих ниже химического потенциала («неподвижные положительные дырки»). Для простоты мы считаем, что число «свободных дырок» так невелико, что ими можно пренебречь.

Пусть при отсутствии тока

$$n = n_0; \quad N = N_u = \gamma n_0, \quad \gamma \geqslant 1. \tag{3}$$

При наличии тока в каждой точке должно все же исчезать столько же свободных электронов, сколько их там вновь создается тепловым движением $\left(\text{т. к. } \frac{di}{dx} = 0\right)$. Следовательно в каждой точке попрежнему должно иметься фермиевское распределение, но, возможно, с измененным химическим потенциалом. Обозначим это изменение химического потенциала буквой δ. Тогда

$$n = n_0 e^{\frac{\delta}{kT}}; \quad N = \gamma n, \quad N_u = \gamma n_0 e^{-\frac{\delta}{kT}}. \tag{4}$$

Подставляя это в (2), имеем окончательно:

$$\varepsilon \frac{dE}{dx} = 4\pi e\gamma \frac{n_0^2 - n^2}{n}. \tag{2a}$$

(1) и (2а) дают нам два уравнения для двух неизвестных функций n и E.

Пограничные условия при $x = 0$ будут:

$$\varepsilon' E'(0) = \varepsilon'' E''(0), \tag{5}$$

$$\frac{n'(0)}{n_0'} = \frac{n''(0)}{n_0''}. \tag{6}$$

Условие (6) получается из требования, чтобы числа свободных электронов, падающих на границу справа и слева, были одинаковы. В действительности они должны отличаться на $\frac{i}{v}$, где v означает среднюю нормальную составляющую тепловой скорости. Однако этим различием при не слишком большом i можно пренебречь. Никаких скачков поля или потенциала мы вводить не должны, так как считаем, что имеются только объемные заряды.

Уравнения (1) и (2а) нелинейны, и точные их решения отыскать трудно. Мы укажем приближенные решения для малой силы тока, раскладывая все величины по степеням i. Первое приближение дает конечно закон Ома, и для того, чтобы оценить выпрямление, необходимо найти второе приближение.

Положим

$$n = n_0 + n_1 + n_2 + \ldots; \quad E = E_1 + E_2 + \ldots \tag{7}$$

Здесь значки $1, 2, \ldots$ относятся к членам, пропорциональным $i, i^2, \ldots$ В первом приближении, учитывая только члены, пропорциональные первой степени i, имеем:

$$u\left(eE_1 n_0 + kT \frac{dn_1}{dx}\right) = i, \tag{1'}$$

$$\varepsilon \frac{dE_1}{dx} = -8\pi e\gamma n_1. \tag{2'}$$

Отсюда

$$E_1 = E_0 + ae^{\varkappa x}, \quad \text{где} \quad \varkappa = \pm \sqrt{\frac{8\pi\gamma n_0 e^2}{\varepsilon kT}}. \tag{3'}$$

Здесь

$$E_0 = i\rho = \frac{i}{eun_0}. \tag{9}$$

Если толщина каждого из полупроводников $\gg \frac{1}{\varkappa}$, то для первого полупроводника мы должны взять $\varkappa' > 0$, для второго $\varkappa'' < 0$; $\frac{1}{\varkappa}$ есть дебаевская длина. Пограничные условия (5) и (6) дают вместе с (2'):

$$\frac{a'}{\varkappa'} = -\frac{a''}{\varkappa''} = -\frac{\varepsilon' E_0' - \varepsilon'' E_0''}{\varepsilon'\varkappa' + \varepsilon''\varkappa''}. \tag{10}$$

Во втором приближении имеем:

$$eE_1 n_1 + eE_2 n_0 + kT\frac{dn}{dx} = 0 \tag{1''}$$

и

$$\varepsilon\frac{dE_2}{dx} + 4\pi e\gamma\frac{n_1^2}{n_0} - 8\pi e\gamma n_2. \tag{2''}$$

Это дает

$$\frac{d^2E_2}{dx^2} = \varkappa^2 E_2 + \frac{a\varkappa e E_0}{2kT}e^{\varkappa x}, \tag{11}$$

откуда

$$E_2 = \left(b + \frac{aeE_0 x}{2kT}\right)e^{\varkappa x}. \tag{12}$$

Пограничные условия дают:

$$\varepsilon' b' = \varepsilon'' b'';$$

$$\frac{b'}{\varkappa'} + \frac{b''}{\varkappa''} = \frac{e}{2kT}\left(\frac{a'E_0'}{\varkappa'^2} - \frac{a''E_0''}{\varkappa''^2}\right). \tag{13}$$

Теперь вычисляем добавочную, концентрационную часть полной разности потенциалов. Имеем

$$V_c = \int_{-\infty}^{+\infty}(E_1 - E_0)\,dx + \int_{-\infty}^{+\infty}E_2\,dx. \tag{14}$$

Первый из этих двух интегралов дает нуль. Второй дает

$$V_c = -\frac{e}{kT}\left(\frac{E_0'}{\varkappa'} + \frac{E_0''}{\varkappa''}\right)\frac{\varepsilon' E_0' - \varepsilon'' E_0''}{\varepsilon'\varkappa' + \varepsilon''\varkappa''}. \tag{15}$$

При $E_0' \gg E_0''$ и $\varkappa' \ll \varkappa''$ имеем

$$V_c = -\frac{e}{kT}\frac{\varepsilon' E_0'^2}{\varepsilon''\varkappa'\varkappa''}. \tag{15a}$$

Выше мы видели, что изменения концентрации происходят в слое толщиною $\sim\frac{1}{\varkappa}$. Омическая разность потенциалов, приложенная к такому слою в первом полупроводнике с бóльшим сопротивлением, будет $V_0 = \frac{E_0'}{\varkappa'}$. Следовательно

$$\frac{V_c}{V_0} = -\frac{eV_0}{kT}\frac{\varepsilon'\varkappa'}{\varepsilon''\varkappa''}. \tag{15b}$$

Такого же порядка будет и относительное изменение концентраций вблизи контакта. Что же касается дебаевской длины, то при $\gamma n_0 =$

$= 10^{14}$ см$^{-3}$ $\frac{1}{\varkappa} \sim 10^{-5}$ см — величина того же порядка, что и толщина «запирающих слоев» в твердых выпрямителях.

Если толщина запирающего слоя, т. е. первого полупроводника, будет d', то полная омическая разность потенциалов будет $E_0'd'$ (сопротивлением второго полупроводника мы пренебрегаем). Для дифференциального сопротивления $R = \frac{dV}{di}$ имеем тогда:

$$-\left[\frac{d \ln R}{dV}\right]_{V=0} = \frac{e}{kT} \frac{2\varepsilon'}{d'^2 \varepsilon'' \varkappa' \varkappa''}. \tag{16}$$

Здесь $\varkappa' \ll \varkappa''$. Это выражение пригодно, так же как и весь предшествующий расчет, только при $\varkappa' d' \gg 1$. По величине оно следовательно всегда $\ll \frac{e}{kT}$.

Мы сейчас рассматривали два полупроводника с нормальной электронной проводимостью. Все сказанное применимо конечно и к двум полупроводникам с аномальной «дырочной» проводимостью. Знак выпрямления будет при этом обратный, т. е. сила тока будет больше, когда «дырки» пойдут от меньшего сопротивления к большему.

Физический институт им. П. Н. Лебедева.
Академия Наук СССР. Москва.
Физико-технический институт.
Ленинград.

Поступило
7 VIII 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Б. Давыдов, ЖТФ, 6, 5 (1938); ДАН, XX, № 4 (1938). [2] Ср. А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе, ДАН, 16, 77 (1937).