Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXXIII, № 5

ФИЗИКА

Действительный член АН УССР В. А. ЛАШКАРЕВ

ДИФФУЗИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СМЕШАННОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

Процессы диффузии носителей тока в полупроводниках (пп.) со смешанной проводимостью существенным образом отличаются от диффузии в пп. с носителями тока лишь одного знака. В этом последнем случае возникновение объемного заряда ограничивает глубину диффузии так называемой „длиной экранирования", которая у хорошо проводящих пп. весьма мала (микрон и меньше). В первом же случае возможна совместная диффузия дырок и электронов без образования заметного объемного заряда.

Расстояние, на которое распространяется изменение концентрации при упомянутой выше „биполярной" диффузии, лимитируется длиной, на которую диффундируют носители тока за время их жизни в свободном состоянии („длина диффузионного смещения").

Случай, когда смешанная проводимость возникает под действием света, изучался в работах по возникновению фотоэдс в пп. рядом исследователей [1] и особенно подробно в последнее время (1948 г.) автором настоящей статьи [2], который рассмотрел также действие внешнего поля на процессы диффузии, связанные с продольной фотопроводимостью пп. [3]. Оказалось, что длина диффузионного смещения может не только на порядки величины превосходить длину экранирования, но что она может быть изменена в широких пределах внешним полем умеренной величины. Опыты автора и К. М. Косоноговой на Cu_2O дали количественное подтверждение теории автора [4] и позволили измерить длину диффузионного смещения (без внешнего поля 30 μ).

Возможность биполярной диффузии связана с наличием в стационарном случае потоков электронов и дырок, затухающих в глубине образца. Наличие градиента потока, например электронов, означает, что число термических возбуждений электронов, переводящих их из связанного в подвижное состояние, не равно числу их прилипаний и рекомбинаций, т. е. в этом случае имеет место особое термодинамически неравновесное состояние, которое мы ради краткости будем называть „T-неравновесием". В цитированных выше работах T-неравновесие возникало под действием света. В настоящей работе будет рассмотрен случай, когда отсутствуют иные возбуждения, кроме термических, и найдены условия, при которых в этом случае T-равновесие нарушается.

Рассмотрим полубесконечный однородный пп., у которого в глубине концентрация дырок (n) равна n^0, а концентрация электронов (N) равна N^0. Пусть $N^0 = qn^0$. Вблизи границы пусть: $n = n^0(1+z)$ и $N = n^0(1+\zeta)$. Будем полагать, что z и ζ достаточно малы (линейное приближение). В этом приближении, как легко показать, уравнение непрерывности (1) и уравнение Пуассона (2) могут быть записаны в форме:

$$\frac{dj}{dx} = -Cn^{0^2}(qz + \zeta), \tag{1}$$

$$\frac{dY}{dx} = \frac{\varkappa^2}{q+s}(sz - \zeta), \tag{2}$$

где dj/dx — градиент плотности потока дырок и электронов; Y — напряженность электрического поля, деленная на kT/e; $C, \varkappa, s$ — константы вещества (все они положительны).

Условие T-равновесия требует, чтобы функция $F = qz + \zeta$ равнялась нулю. Объемный заряд отсутствует, если равна нулю функция $U = sz - \zeta$.

Диффузионные уравнения для дырок и электронов после их дифференцирования по x, учета уравнения (1) и линеаризации могут быть записаны в форме:

$$\frac{d^2z}{dx^2} - \frac{dY}{dx} - \overline{Y}\frac{dz}{dx} = p_+^2 F, \quad \frac{d^2\zeta}{dx^2} + q\frac{dY}{dx} + \overline{Y}\frac{d\zeta}{dx} = p_-^2 F, \tag{3}$$

где $p_\pm^2 = \vartheta_\pm^{-1}Cn^0$; $\vartheta_\pm$ — коэффициенты диффузии дырок и электронов; $\overline{Y}$ — напряженность поля от внешнего источника (деленная на kT/e), не зависящая от x.

Задача сводится к совместному интегрированию уравнений (2) и (3) при следующих граничных условиях:

$$z(0) = z_0, \quad \zeta(0) = \xi_0, \quad z(\infty) = \zeta(\infty) = 0, \quad Y(\infty) = \overline{Y}. \tag{4}$$

Начнем с простейших частных случаев:

1. $\overline{Y} = 0$. Имеем:

$$\frac{d^2F}{dx^2} - p^2F = 0, \quad F = F_0e^{-px}, \quad p^2 = qp_+^2 + p_-^2 \tag{5}$$

(чтобы $F \neq 0$ при $\overline{Y} = 0$ требуется наличие нетермических возбуждений, нарушающих T-равновесие на границе).

Уравнение (5) определяет физический смысл константы вещества $1/p$ как той длины, на которой T-неравновесие затухает в e раз. Эта длина равна $\sqrt{\frac{kT}{e}u\tau}$, где τ — некоторое эффективное собственное время прилипания и рекомбинации, а u — некоторая эффективная подвижность дырок и электронов. Полагая $\frac{kT}{e} = \frac{1}{40}$ в, $\tau = 5 \cdot 10^{-6}$ сек. и $u = 70\,\frac{\text{см}^2}{\text{сек.}\cdot\text{в}}$ (Cu_2O), имеем $1/p = 30\,\mu$. Если $u = 1300\,\frac{\text{см}^2}{\text{сек.}\cdot\text{в}}$ (некоторые атомарные полупроводники), то $1/p = 150\,\mu$.

2. $\overline{Y} = 0$, $F = 0$. Имеем:

$$\frac{d^2U}{dx^2} - \varkappa^2U = 0, \quad U = U_0e^{-\varkappa x}. \tag{6}$$

Уравнение (6) определяет физический смысл $1/\varkappa$ как той длины, на который объемный заряд уменьшается в e раз.

3. $\overline{Y} \neq 0$, $F \neq 0$, $U = 0$. Последнее условие достаточно хорошо выполняется при $x > x_1$, где x_1 равно нескольким длинам экранирования.

Имеем:

$$\frac{d^2z}{dx^2} - \lambda \overline{Y} \frac{dz}{dx} - p^2 z = 0, \quad \lambda = \frac{q-s}{q+s}, \tag{7}$$

$$z = z_1 e^{-p'x}, \quad p' = \sqrt{p^2 + \frac{1}{4}(\lambda \overline{Y})^2} - \frac{1}{2}(\lambda \overline{Y}). \tag{8}$$

Те же равенства справедливы и для ζ.

Итак: если T-равновесие нарушено, то внешнее поле затягивает измененную концентрацию носителей тока в глубь образца в том случае, если $\lambda \overline{Y} > 0$. Это означает, что при $\lambda > 0$ явление протекает так, как если бы управляемая полем добавочная концентрация носила целиком дырочный характер, а при $\lambda < 0$ — целиком электронный. При $\lambda = 0$ поле не влияет на распределение избыточной концентрации. Этот результат подтверждается опытами автора и К. М. Косоноговой ([4]). Продольная фотопроводимость Cu_2O управляется как электронная. Между тем, как оказалось, она на 95% состояла из избыточных дырок. Заметим, что для увеличения $1/p'$, например до 3 мм требуется поле: 36 в/см, если $1/p = 150\ \mu$, и 900 в/см, если $1/p = 30\ \mu$, т. е. весьма умеренные поля.

4. $\overline{Y} = 0$, $q = 0$ (проводимость чисто дырочная). При этом $F = 0$. Имеем:

$$\frac{d^2z}{dx^2} - \overline{Y} \frac{dz}{dx} - \varkappa^2 z = 0, \quad z = z_0 e^{-\varkappa' x},$$

$$\varkappa' = \sqrt{\varkappa^2 + {}^1/_4 \overline{Y}^2} - {}^1/_2 \overline{Y}. \tag{9}$$

Изменение длины экранирования полем весьма затруднено. Так, если $1/\varkappa = 1\mu$, то для увеличения до $1/\varkappa'$, например, 0,1 мм требуется поле $E = 25 \cdot 10^3$ в/см.

5. Переходя к общему случаю, будем всегда полагать, что $\varkappa \gg p'$. Это позволяет в области $0 \leqslant x \leqslant x_1$, где $x_1 \ll 1/p'$, пренебречь в уравнении (3) членами, содержащими $p_{\pm}^2$.

В этой области U определяется уравнением:

$$\frac{d^3U}{dx^3} - (\varkappa^2 + \overline{Y}^2) \frac{dU}{dx} + \lambda \overline{Y} \varkappa^2 U = 0. \tag{10}$$

В случае $\lambda \overline{Y} < 0$, рассмотрением которого мы ограничимся, характеристическое уравнение имеет один единственный отрицательный корень, который мы обозначим через $-\alpha$. Итак, $U = U_0 e^{-\alpha x}$. Пусть $\alpha x_1 \gg 1$, тогда $U(x_1) \cong 0$.

Особый интерес представляет случай, когда T-равновесие поддерживается при $x = 0$, что обычно реализуется на контакте пп. с металлом, тогда $F(0) = 0$. В этом случае можно показать, что в области $0 \leqslant x \leqslant x_1$:

$$F = \pm (1 + \lambda) \frac{\alpha \overline{Y}^2 + \lambda \overline{Y} \varkappa^2}{\alpha^2 (\alpha |\lambda| + |\overline{Y}|)} (1 - e^{-\alpha x}) U_0. \tag{11}$$

Знак $\pm$ соответствует знаку $\overline{Y}$ (или λ). Итак, T-равновесие при $x > 0$ нарушается полем, если только $U_0 \neq 0$.

Представляет интерес определить, к каким предельным значениям стремятся z_1 и ζ_1 при неограниченном возрастании $|\overline{Y}|$. α при этом стремится к $|\overline{Y}|$ при любых λ. Оказывается, что при $\lambda > 0$ $z_1 \to z_0$, $\zeta_1 \to s z_0$; при $\lambda < 0$ $z_1 \to \frac{1}{s} \zeta_0$, $\zeta_1 \to \zeta_0$. Напомним, что при $\overline{Y} = 0$ $z_1 = \zeta_1 = 0$. Точный расчет показывает, что z_1 и ζ_1 уже при поле $|\overline{Y}| = \varkappa$ достигают приблизительно 70% своего предельного значения, что при $1/\varkappa = 1\mu$ осуществляется полем $E = 250$ в/см. Возникшее при $x = x_1$ изменение концентрации носителей тока затягивается полем и дальше в глубь образца (так как $\lambda \overline{Y} > 0$) по закону, рассмотренному в п. 3. При обратном направлении поля ($\lambda \overline{Y} < 0$) все изменения концентрации локализованы в непосредственной близости от границы и мало влияют на проводимость образца в целом.

Мы приходим, таким образом, к теоретическому основанию своеобразного эффекта выпрямления, механизм которого существенно отличается от механизма работы тех выпрямителей, где выпрямление связано с „заливанием“ носителями тока или освобождением от них запорного слоя.

Институт физики
Академии наук УССР

Поступило
18 V 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Я. И. Френкель, Sow. Phys., **8**, 185 (1935); Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Sow. Phys., **9**, 477 (1936); Б. И. Давыдов, ЖТФ, **7**, 2213 (1937). [2] В. Е. Лашкарев, ЖЭТФ, **18**, 917 (1937). [3] В. Е. Лашкарев, ЖЭТХ, **18**, 953 (1948). [4] В. Е. Лашкарев и К. М. Косоногова, ЖЭТФ, **18**, 962 (1948).