

ДИНАМИЧЕСКОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ У КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Г. М. АВАКЬЯНЦ

Теоретически рассматривается дифференциальное сопротивление компенсированного полупроводника. Показано, что в случае глубокого компенсирующего уровня, находящегося вблизи потолка валентной зоны, может иметь место динамическое отрицательное сопротивление. Изучаются его особенности.

Рассмотрим прохождение тока через компенсированный полупроводник. Ради определенности будем считать первоначальный полупроводник n -типа, содержащий мелкие доноры в количестве N_g на единицу объема, был скомпенсирован путем внесения примеси, создающей один глубокий уровень акцепторного типа вблизи потолка валентной зоны.

Концентрацию акцепторной примеси обозначим через N . Расчет динамической характеристики на малом переменном сигнале проведем, предполагая, что движение носителей в полупроводнике происходит за счет дрейфа в электрическом поле.

Кроме того, примем условие квазинейтральности.

Исходная система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial j_p}{\partial x} = -\frac{p-p^\circ}{\tau_p} = -\beta[pN_- - p_1(N-N_-)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial j_n}{\partial x} = -\frac{n-n^\circ}{\tau_n} = -\beta'[n(N-N_-) - n_1N_-], \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = -\beta[pN_- - p_1(N-N_-)] + \beta'[n(N-N_-) - n_1N_-], \quad (3)$$

$$n = p + N_g - N_-, \quad (4)$$

$$j_p = eu_p p E, \quad j_n = eu_n n E.$$

Здесь N_- — концентрация отрицательно заряженных глубоких уровней, β' — коэффициент рекомбинации электронов на глубокий уровень, β — то же для дырок.

Остальные обозначения обычные.

Линеаризуем систему (1—4), полагая

$$n = \bar{n} + \nu, \quad p = \bar{p} + \pi, \quad N_- = \bar{N}_- + \nu_-, \quad E = \bar{E} + \varepsilon.$$

Величина с чертой сверху относится к статическому состоянию.

ν , π , ν_- и ε — малые добавки, пропорциональные $e^{i\omega t}$.

После линеаризации черточки над статическими величинами, ради упрощения обозначений, опустим.

Из (1—4) имеем, например,

$$\nu_- = \frac{\beta' \nu (N - N_-) - \beta \pi N_-}{i\omega + \beta(p + p_1) + \beta'(n + n_1)},$$

$$\nu = \pi - \nu_-.$$

Исключая отсюда ν , находим

$$\nu_- = k\pi,$$

где

$$k = \frac{\beta' (N - N_-) - \beta N_-}{i\omega + \beta(p + p_1) + \beta'(n + n_1)}.$$

Таким образом,

$$\pi = \frac{\nu}{1 - k}, \quad \nu_- = \frac{k\nu}{1 - k}.$$

Уравнение (1) в линейном приближении, с помощью выписанных выше соотношений, тогда переписывается так:

$$\frac{i\omega\nu}{1 - k} + u_p \frac{d}{dx} \left(\frac{\nu E}{1 - k} + \varepsilon p \right) = - \frac{\beta k}{1 - k} [N_- + k(p + p_1)]. \quad (5)$$

Далее замечаем, что

$$\pi = \frac{j_1 - e\varepsilon(u_p p + u_n n)}{e[u_p + u_n(1 - k)]E}.$$

Следовательно,

$$\nu = (1 - k) \frac{j_1 - e\varepsilon(u_p p + u_n n)}{e[u_p + u_n(1 - k)]E}.$$

Здесь j_1 — динамическая часть тока.

До сих пор еще никак не было учтено, что глубокий уровень расположен вблизи потолка валентной зоны. Принимаем теперь следующие соотношения:

$$N_- \simeq N, \quad \beta' (N - N_-) \ll \beta N_-,$$

$$i\omega + \beta(p + p_1) + \beta'(n + n_1 + N - N_-) \simeq i\omega + \beta p_1.$$

Тогда

$$k \simeq - \frac{N}{is + p_1},$$

$$s = \frac{\omega}{\beta}.$$

Считая, что $N \gg p_1$, s мы находим $|k| \gg 1$. Очевидно, что и $|1 - k| \gg 1$. Поэтому, в частности,

$$\nu \simeq \frac{j_1 - e\varepsilon(u_p p + u_n n)}{eu_n E}. \quad (6)$$

(при высоких частотах ($s \gg N$) в знаменателе вместо u_n будет стоять $u_n(1 + b^{-1})$).

В том же приближении

$$\frac{N_- + k(p + p_1)}{1 - k} \approx \frac{is + \theta[n + N - N_-]}{is + N} N,$$

$$\theta = \frac{\beta'}{\beta}.$$

Причем $N - N_- \approx n$.

Далее,

$$1 - k \approx \frac{is + N}{is + p_1}.$$

Уравнение (5) можно переписать тогда так:

$$u_p \frac{d}{dx} \left(\frac{\nu E}{1 - k} + \varepsilon p \right) = -\nu \left[\beta N \frac{is + 2\theta n}{is + N} + i\omega \frac{is + p_1}{is + N} \right].$$

Используя (6), а также замечая что в нашем случае

$$p \approx \delta_0 N_g + \frac{p_1}{N_g} n_0,$$

где

$$\delta_0 = \frac{N - N_g}{N_g}, \quad n_0 = \frac{j}{eu_n E} \approx n,$$

имеем

$$-\frac{is}{is + N} \frac{d}{dx} \left(\frac{j\varepsilon}{eu_n E} \right) + p_1 \delta_0 \frac{d\varepsilon}{dx} = -\nu \left[\beta N \frac{is + 2\theta n}{is + N} + i\omega \frac{is + p_1}{is + N} \right].$$

Вновь прибегая к (6), мы, наконец, получаем следующее уравнение для ε :

$$\begin{aligned} & -\frac{is}{is + N} \frac{d}{dx} (\varepsilon n) + \frac{p_1 \delta_0}{E^2} \frac{d}{dx} (\varepsilon E^2) = \\ & = \frac{\varepsilon n}{u_p E} \frac{s^2 [\beta p_1 + 2\beta' n] + is\beta [s^2 + N(N + p_1 - 2\theta n)]}{s^2 + N^2} - \\ & - \frac{j_1}{eu_n u_p E} \frac{2\beta' N^2 n + \beta s^2 p_1 + is\beta [s^2 + N(N + p_1 - 2\theta n)]}{s^2 + N^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Если в (8) положить $\omega = 0$, то оно сводится к

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (\varepsilon E^2) &= -\frac{2j_1 j}{e^2 p_1 \delta_0 u_n^2 u_p \tau_n^0}, \\ \tau_n^0 &= (\beta' N)^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Заметим, что при выводе (8) было использовано равенство

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{n^2}{p_1 \delta_0 u_p N_g \tau_n^0},$$

вытекающее из решения задачи в статическом приближении.

Для выяснения характера дифференциального сопротивления при низких частотах следует обратиться к (9).

Как показывает исследование, для получения положительного значения напряженности электрического поля (что соответствует затягиванию в полупроводник полем дырок, инжектируемых с левого края полупроводника) следует принять граничное условие

$$x = d, \quad \varepsilon = 0.$$

Тогда

$$\varepsilon = \frac{2j_1 j (d-x)}{e^2 p_1 \delta_0 u_n^2 u_p \tau_p^0 E^2}. \quad (10)$$

Отсюда

$$R_{\text{диф}} = \frac{\int_0^d \varepsilon dx}{j_1} = \frac{2j}{e^2 p_1 \delta_0 u_n^2 u_p \tau_p^0} \int_0^d \frac{(d-x)}{E^2} dx.$$

Таким образом, низкочастотное значение дифференциального сопротивления положительно. Статическая ВАХ при этом удовлетворяет соотношению $j \sim V^{1/2}$.

Обратимся теперь к сравнительно большим частотам. Примем следующие неравенства:

$$s > p_1, \quad \theta n; \quad N^2 > s p_1, \quad s \theta n,$$

$$s > \beta N \frac{p_1 \delta_0}{n}, \quad s^3 > 2 \theta n^2, \quad N \gg p_1, \quad 2 \theta n,$$

Уравнение (8) в этом случае приобретает вид

$$\frac{d}{dx} (\varepsilon n) + \frac{is + N}{u_p E_p^0 N} (\varepsilon n) = \frac{j_1}{eu_n} \frac{is + N}{u_p E_p^2 N}.$$

Здесь $\tau_p^0 = (\beta N)^{-1}$.

На основе полученного уравнения можно найти следующие значения для поля ε :

$$\varepsilon(x) = \frac{9b_1}{2a_1^2 n} (1 - e^{a_1 w}) j_1, \quad (11)$$

где

$$a_1 = \frac{3(is + N)}{2u_p E_1 \tau_p^0 N},$$

$$b_1 = \frac{is + N}{eu_n u_p \tau_p^0 N},$$

$$E_1 = \left[\frac{3j^2}{e^2 p_1 \delta_0 u_n^2 u_p \tau_p^0 N_g} \right]^{1/2},$$

$$w = (d-x)^{1/2}.$$

С помощью (11) для дифференциального сопротивления получается следующая формула:

$$R_{\text{диф}} = \frac{9eu_n b_1}{4a_1 j} \left[\frac{w_1^2 - a_1^{-2}}{2} - (a_1 w_1 - 1) \frac{e^{a_1 w_1}}{a_1^2} \right].$$

При $|a_1| w_1 > 1$

$$R_{\text{диф}} = - \frac{N - is}{N^2 + s^2} \frac{u_p E_d^2 \tau_p^0 N}{j} \exp \left[\frac{(is + N) d}{u_p E_d \tau_p^0 N} \right].$$

Здесь $E_0 = E_1 d^{1/2}$, $w_1 = d^{1/2}$.

Таким образом, $Re R_{\text{диф}}$ может быть отрицательной, если $|a_1| w_1 > 1$.

По порядку величины отношение $\frac{d}{u_p E_d \tau_p^0}$ больше единицы, когда

$$\left[\frac{p_1 \delta_0}{3 N_g} \right]^{1/3} \left[\frac{e d N_g}{j \tau_n^0} \right]^{2/3} \theta^{-1} > 1.$$

Причем, в случае

$$\frac{s}{N} \frac{d}{u_p E_d \tau_n^0} > 1$$

$Re R_{\text{диф}}$ осциллирует с частотой, принимая то положительные, то отрицательные значения.

При частоте меньшей, чем требуется для выполнения последнего неравенства, $Re R_{\text{диф}}$ только отрицательно.

Что касается реактивной части сопротивления до наступления осцилляции полного дифференциального сопротивления, то она является индуктивной ($Im R_{\text{диф}} > 0$).

Активная часть $R_{\text{диф}}$ положительна при $|a_1| w_1 < 1$. Природа динамического отрицательного сопротивления лежит в изменении характера распределения концентраций носителей и напряженности электрического поля на базе диода с ростом частоты приложенного сигнала.

Обращают на себя внимания следующие свойства динамического отрицательного сопротивления.

1. Оно отсутствует при низких частотах и возникает лишь при достижении значения, достаточного для выполнения неравенств

$$\omega > \frac{p_1 \delta_0}{n \tau_p^0}, \quad \frac{p_1}{N \tau_p^0}.$$

(Окончательные расчеты проведены, однако, с использованием и неравенства $\omega^3 > \frac{2 \theta n}{N (\tau_p^0)^3}$).

2. Существует верхняя граница частоты, до которой дифференциальное сопротивление только отрицательно:

$$\omega \approx \frac{u_p E_d}{d}.$$

3. При частотах, выше приведенной, активная часть сопротивления начинает осциллировать с дальнейшим ростом ω , принимая то положительное, то отрицательное значения. С частот $\omega > (\tau_p^0)^{-1}$ осцилляции сохраняются, но как ω^{-2} убывают по амплитуде. В конечном счете

осцилляции будут ограничены сверху по частоте процессами диффузии и током смещения.

4. Появлению ОС способствует сравнительно небольшая компенсация, т. е. большое λ_0 .

5. При прочих одинаковых условиях, ОС тем больше, чем меньше стационарный ток j .

Институт радиопизики и электроники

АН АрмССР,

Поступила 20.V.1969.

Кафедра полупроводников и диэлектриков
Ереванского государственного университета

ԿՈՄՊԵՆՍԱՅՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ

Տեսականորեն հետազոտված է կոմպենսացված կիսահաղորդիչի դիֆերենցիալ դիմադրությունը:

Ցույց է տրված, որ վալենտային զոնայի մոտակայքում գտնվող խորը մակարդակների առկայության դեպքում տեղի ունի բացասական դիֆերենցիալ դիմադրություն:

Հետազոտվում են նրա առանձնահատկությունները:

ON DYNAMIC NEGATIVE RESISTANCE IN COMPENSATED SEMICONDUCTORS

G. M. AVAKIANTS

Differential resistance in a compensated semiconductor] is theoretically studied. It is shown that the dynamic negative resistance is observed in the case where deep level is not far from the valence zone.