

УДК 537.311.33

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц

О природе отрицательного сопротивления

(Представлено 13/II 1969)

Настоящая заметка посвящена детализации одного из модельных представлений рассмотренных механизмов формирования отрицательного сопротивления (ОС).

Обратимся к модельному представлению ОС, возникающего за счет избытка концентрации глубоких акцепторных уровней над концентрацией мелких доноров.

В соответствии с изложенным ⁽²⁾, будем исходить из того, что наличие такого избытка приводит к конкуренции двух процессов. С одной стороны, при инжекции дырок, последние захватываются на те глубокие уровни, которые забиты электронами. С другой стороны, одновременно идет процесс, состоящий в заполнении в начале свободных глубоких уровней электронами, вытянутыми из тылового электрода или инжектированными из p^+ — перехода для компенсации заряда впрыснутых дырок.

В компенсированном полупроводнике до инжекции имеется

$N_0 - N_g + n_0 - p_0$ пустых глубоких уровней.

Здесь N_0 — концентрация глубоких уровней;

N_g — концентрация мелких доноров;

n_0, p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок.

Если $N_n = N_0 - N_g \gg |n_0 - p_0|$, что чаще всего практически реализуется, то мы можем говорить, что концентрация пустых уровней равна, по существу, избыточной концентрации глубоких акцепторных уровней над мелкими донорными уровнями.

Покажем теперь, что при $N_n \neq 0$ конкуренция двух указанных процессов приводит к состоянию, когда заряд дополнительно связанных дырок в значительной степени, в начале, нейтрализуется зарядом дополнительно связанных электронов.

Действительно, участок ВАХ характеризуется следующей связью между концентрацией дырок и электронов, предшествующих срыву ($j \sim V^2$, ⁽²⁾):

$$(\nu p + \mu) N_g = \nu' n N_n \quad (1)$$

Здесь $\mu = \frac{n^x}{p^x} - \delta_0$, $\nu = \frac{1}{p^x}$, $\nu' = \frac{0}{p^x}$, $\delta_0 = \frac{N_0 - N_g}{N_g}$, причем p^x ,

$n^x (> p^x)$ — концентрация соответственно свободных дырок и электронов, когда уровень ферми совпадает с положением глубокого уровня.

$\theta = \frac{\langle \sigma_n v_n \rangle}{\langle \sigma_p v_p \rangle}$, где δ_n и δ_p , сечения захвата электронов и дырок на глубокий уровень, а v_n, v_p их тепловые скорости, $\langle \rangle$ знак усреднения по скоростям.

С другой стороны, условие нейтральности имеет в общем случае вид:

$$\Delta n = \Delta p + p_{св} - n_{св}. \quad (2)$$

Примем теперь, что концентрациями избыточных свободных электронов Δn и дырок Δp можно пренебречь по сравнению со связанными $p_{св}$ и $n_{св}$.

Тогда (2) сводится к

$$p_{св} = n_{св}. \quad (3)$$

Концентрация избыточных связанных дырок $p_{св}$ очевидно определяется соотношением

$$p_{св} = N_-^{(0)} - N_-^{(1)}. \quad (4)$$

Здесь $N_-^{(0)}$ — первоначальная (равновесная) концентрация связанных электронов, $N_-^{(1)}$ — концентрация электронов на уровнях $N_-^{(0)}$ во время прохождения тока.

Легко показать, что

$$p_{св} = \frac{\theta n^x + p}{p^x + p + \theta(n + n^x)} N_-^{(0)}, \quad (5)$$

концентрация связанных электронов $n_{св}$ на первоначально свободных глубоких уровнях N_n равна:

$$n_{св} = \frac{p^x + \theta n}{p + p^x + \theta(n + n^x)} N_n. \quad (6)$$

Представляя (5) и (6) в (3) мы с большей точностью (так как в хорошо компенсированном полупроводнике n -типа $N_-^{(0)} \approx N_g$) получаем (1).

Итак до срыва на участке характеристики, где $j \sim V^2$ (или близком к этой зависимости) в части базы, соответствующей по крайней мере максимальной напряженности электрического поля, заряд связанных дырок практически компенсируется зарядом связанных электронов.

Причем, если $\delta_0 < 1$, то $n_{св} \approx N_n$, при $\delta_0 > 1$, $p_{св} \approx N_g$.

Концентрация свободных электронов, естественно, понижена по сравнению со случаем, когда $N_n = 0$. И, как было указано в (2), токи при $N_n \neq 0$ должны поддерживаться большим напряжением, чем в случае $N_n = 0$.

Из $\tau_n = \frac{n - n_0}{p - p_0} \tau_p$ и условия нейтральности легко найти, что:

$$\tau_n = \tau_p \frac{P}{Q} \quad (7)$$

$$p + p^x + \theta(n + n^x) + N_g$$

$$Q = \frac{n}{n - n_0} [p + p^x + \theta(n + n^x) + \theta N_n] - \frac{\theta n^x - p^x \delta_0}{n - n_0} N_g - \frac{p_0}{n - n_0} [p + p^x + \theta(n + n^x) + N_g].$$

Из (7) видно, что при $\tau_p = \text{const}$ время τ_n будет в определенном интервале концентрации n , а значит и токов, а именно при:

$$n_0 < n < N_n (\delta_0 < 1); n > n_0, \frac{p}{\theta} N_n (\delta_0 > 1)$$

постоянно и равно ($n, p > N_g$)

$$\tau_n = \frac{N_n}{\theta N_n} \tau_p. \quad (8)$$

Это соотношение отличается от случая $N_n = 0$, где сразу при $n > n_0$ τ_n убывает с ростом n (или p):

$$\tau_n = \tau_p \frac{N_g}{\theta n}, (\delta_0 < 1), \quad (9)$$

$$\tau_n = \tau_p \frac{N_g}{p}, (\delta_0 > 1). \quad (10)$$

Соотношение (8) позволяет понять откуда берется пропорциональность между n и p , а, следовательно, и ситуация, при которой практически не происходит раскомпенсации материала, т. е. сохраняется соотношение (3).

Таким образом, наличие пустых ловушек, N_n , задерживает раскомпенсацию материала и это является основной предпосылкой для формирования с дальнейшим увеличением тока участка ОС. Мы говорим о задержке раскомпенсации, так как при $N_n = 0$ заряд $p_{св}$ нейтрализовался бы зарядом зонных электронов, т. е. имелось бы раскомпенсация с самого начала инжекции.

С увеличением тока концентрация дырок в базе возрастает. Для нейтрализации их заряда приходят из тылового контакта электроны.

Рассматриваемая модель такова, что электроны в зоне проводимости накапливаются всегда в большем количестве, чем свободные дырки. Последнее, связано с тем, что нами принимается, в частности, условие $\delta_0 \theta < 1$. Это при $\delta_0 > 1$ означает малость сечения захвата электрона по сравнению с сечением захвата дырок. В случае $\delta_0 < 1$ преобладание свободных электронов обусловлено малостью пустых ловушек, N_n , по сравнению с числом заполненных $N_n^{(0)} \approx N_g$. Коротко, $n > p$, так как $\tau_p < \tau_n$.

По мере накопления электронов в зоне проводимости условие нейтральности требует все большего нарушения пропорциональности между n и p . С ростом n нейтральность может иметь место, если p растет с током быстрее, чем n . А это ведет к раскомпенсации материала: все больше $p_{св}$ начинает превосходить $n_{св}$. Назовем $\frac{d \ln p}{d \ln j}$ — темпом роста концентрации дырок, а $\frac{d \ln n}{d \ln j}$ — темпом роста концентрации электронов.

Между ними существует связь:

$$\frac{d \ln n}{d \ln j} = \frac{p + p^x + \theta(n + n^x) + N_g - (n - p)}{p + p^x + \theta(n + n^x) + N_g} \cdot \frac{d \ln p}{d \ln j} \cdot \frac{p + p^x + \theta(n + n^x) + \theta N_n - \frac{\theta n^x - p^x \delta_0}{n} N_g}{p + p^x + \theta(n + n^x) + \theta N_n + \theta(n - p)} \quad (11)$$

Из (11) видно, что темп роста электронов всегда меньше темпа дырок. Локальное по базе ОС наступает тогда, когда темп электронов превосходит единицу. Если $N_n = 0$, коэффициент при $\frac{d \ln p}{d \ln j}$ всег-

да меньше $\frac{1}{2}$, а сам темп дырок близок к 2 (или меньше двух).

Таким образом ОС в этом случае не возникает. В том случае, если темп дырок заметно превосходит 2, возникновение ОС возможно и при $N_n = 0$ (1). Иная ситуация складывается при $N_n \neq 0$.

Теперь указанный коэффициент может быть близким к единице и формирование ОС возможно. Физическая причина этого состоит в том, что из-за задержки раскомпенсации, последующая модуляция сопротивления базы идет с большим темпом накопления электронов в базе.

В итоге для поддержания тока требуется теперь меньшее напряжение, чем до этого, а это влечет за собой падение напряжения на диоде, т. е. к появлению участка ОС.

Увеличение темпа роста концентрации электронов вплоть до значения, превосходящего единицу можно понять, если заметить, что уменьшение τ_n с ростом тока в условиях наличия задержанной раскомпенсации происходит медленнее, чем при $N_n = 0$. Действительно, согласно (*), τ_n вообще не меняется с ростом тока в начале, а затем уменьшается также, как и при $N_n = 0$. Благодаря задержке раскомпенсации и малому τ_n число электронов в базе сначала невелико.

Последующая раскомпенсация, происходящая в условиях слабого уменьшения времени жизни электронов, ведет к большой величине темпа роста n , достаточного для возникновения ОС. ОС начинается с концентрацией электронов $n_{кр}$, где

$$n_{кр} \approx \sqrt{n^s N_g}, \text{ при } \delta_0 < 1$$

И

$$n_{кр} \approx \sqrt{n_0 \cdot N_g}, \text{ при } \delta_0 > 1.$$

Это именно те концентрации, начиная с которых уже нельзя (2) писать в виде (3). С этих концентраций начинается существенная раскомпенсация. Заканчивается участок ОС при $n \approx N_n$ ($\delta_0 < 1$ или $n \approx N_g$ ($\delta_0 > 1$)), т. е. при таких концентрациях n , когда τ_n сравнивается со своим значением в случае $N_n = 0$.

Как было показано (2) можно для $E(x)$, а вслед за этим и для $n(x)$ получить в некоторых случаях приближенную экспоненциальную зависимость от расстояния x между данной точкой в базе и $p-n$ — переходом (2):

$$n \sim e^{-\frac{x}{L}}, \quad (12)$$

где (при $\delta_0 < 1$):

$$L = \frac{jd^2}{eu_n V_{\min} N_n} \cdot (V_{\min} = d^2/2u_p\tau_p) \quad (13)$$

(если, $\delta_0 > 1$, то в (13) N_n следует заменить на N_g).

Длина L характеризует область, примыкающую к переходу, в который в основном сосредоточены свободные электроны. Рост размеров этой области с током с точки зрения нашего модельного представления вполне понятен.

Концентрация связанных дырок, естественно, велика у перехода и уменьшается по мере удаления от него. Поэтому, компенсация заряда связанных дырок зарядом свободных электронов, т. е. раскомпенсация материала базы и модуляция проводимости начинается раньше у $p-n$ — перехода и по мере увеличения тока распространяются в глубь базы.

Именно в этом причина роста L с током. Заметим, что для дырок зависимость типа (12) в этом же интервале токов не имеет места.

Легко объясняется с точки зрения нашей модели и температурная зависимость V_{\max} . Как известно, с ростом температуры V_{\max} уменьшается, а отношение V_{\max}/V_{\min} стремится к единице. Действительно, увеличение температуры способствует уменьшению сопротивления базы, мешает задержке в раскомпенсации материала по току (к чему ведет захват электронов на пустые ловушки), а значит будет уменьшаться то напряжение, с которого начинается срыв, так как ясно, что это напряжение тем больше, чем больше (по току) задержка в раскомпенсации и в развитии модуляции проводимости базы.

В заключение приведем формулы для тока срыва $j_{ср}$ и напряжения срыва, $V_{ср}$, полученные при выполнении неравенств

$$\frac{p^x + \frac{\theta^2}{b} n^x}{N_g} < \delta_0 \theta < 1, \theta n > p^x + \frac{\theta^2}{b} n^x.$$

Имеем:

$$j_{pc} = \frac{eu_n N_n V_{min}/d}{4(1 + \delta_0) \ln \sqrt{\frac{N_n^2}{n^x N_g (1 + \delta_0)}}}, \quad (14)$$

$$V_{cp} = \sqrt{\frac{N_n^2}{n^x N_g (1 + \delta_0) \ln \sqrt{\frac{N_n^2}{n^x N_g (1 + \delta_0)}}}}. \quad (15)$$

(14) и (15) вытекают из следующей приближенной формулы для ВАХ:

$$V = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2N_n}{n_0}} V_{min} \sqrt{\frac{j}{j_n} \left(1 - \frac{j}{j_n} (1 + \delta_0) \ln \sqrt{\frac{N_n}{n_0 (1 + \delta_0)}} \right)} \quad (16)$$

справедливой в окрестности поворотной точки.

В (16)

$$j_n = 2eu_n N_n \frac{V_{min}}{d}.$$

Как видно из расчета (2), участок ОС на ВАХ (или глобальное ОС) появляется в момент, когда локальное ОС (т. е. уменьшение напряженности с ростом тока) наступает всегда лишь только в 1/4 части базы, примыкающей к р-п переходу.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР
Ереванский государственный университет

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ րդրակից-անդամ Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ

Բացասական դիմադրության բնույթի մասին

Հողվածը նվիրված է բացասական դիմադրության բնույթի մոդելային պատկերացումներից մեկի դետալավորմանը, որը առաջանում է կոմպենսացված կիսահաղորդից պատրաստված կիսահաղորդչային դիոդում: Ննթադրելով, որ ոչ-հիմնական հոսանքակիրները (խոռոչներ) կյանքի տևողությանը մնում է հաստատուն, ցույց է տրված բացասական դիմադրության առաջացման հնարավորությունը, ի հաշիվ հոսանքի անցնելու ժամանակ ապակոմպենսացման ուղացման, որին հաջորդում է դիոդի բազայում էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի աճման տեմպի նշանակալից մեծացում:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Կ Ա Ն Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

1 Г. М. Авакьянц, «Радиотехника и электроника», т. X, № 10, 1880 (1965). 2 Г. М. Авакьянц, «Известия АН АрмССР», Физика, т. 1, № 4 (1966).