

УДК 621.382.2

ФИЗИКА

Член корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц,
 С. А. Тарумян

К теории вольт-амперной характеристики длинных диодов

(Представлено 28/VII 1978)

Известно, что с увеличением времени жизни неосновных носителей в длинном полупроводниковом диоде на вольт-амперной характеристике (ВАХ) диода появляется участок отрицательного дифференциального сопротивления. Этот механизм появления S-ВАХ получил название τ -механизма (1).

С другой стороны, в (2,3) было показано, что S-ВАХ может возникнуть и при постоянном времени жизни неосновных носителей, за счет достаточно быстрой раскомпенсации, обусловленной первоначально незаполненными глубокими уровнями. Этот механизм получил название N_p -механизма. Обобщением такого механизма, где не происходит увеличения времени жизни, был предложенный в (4) μ -механизм. В дальнейшем обобщенному N_p -механизму была придана также форма F-механизма (5).

Если ограничиться сверхдлинными диодами, где движение неосновных носителей, в основном, является дрейфовым, то уравнение для напряженности электрического поля в пределах базы можно записать так:

$$F(n_0) \frac{dE}{dx} = - \frac{p(n_0)}{\tau(n_0)}, \quad (1)$$

где

$$F(n_0) = u_p \left(p + E \frac{dp}{dE} \right); \quad (2)$$

$$n_0 = \frac{J}{u_n E}; \quad (3)$$

J — плотность потока; u_p , u_n — подвижность дырок и электронов;
 τ — время жизни дырок; p — их концентрация.

В зависимости от системы рекомбинационных уровней и степени

компенсации материала базы величины $F(n_0)$ и $\tau(n_0)$ могут быть самыми различными функциями n_0 . Предположим, что в интересующем нас интервале полей и токов мы можем (1) представить в виде

$$An_0^\nu \frac{dE}{dx} = 1, \quad (1)$$

ν — постоянная, $A > 0$.

Это значит, что принято

$$-\frac{F(n_0)\tau(n_0)}{p(n_0)} = An_0^\nu. \quad (5)$$

Учитывая (3), а также пренебрегая зависимостью u_n от E , можем (4) переписать так:

$$\frac{AJ^\nu}{u_n^\nu} E^{-\nu} \frac{dE}{dx} = 1. \quad (6)$$

Решая это уравнение с граничным условием $x=0, E=0$, получаем

$$\frac{AJ^\nu}{u_n^\nu} \frac{E^{-\nu+1}}{-\nu+1} = x \quad (7)$$

или

$$E = J^{-\frac{\nu}{-\nu+1}} \left[\frac{(-\nu+1)x}{A} \right]^{\frac{1}{-\nu+1}} \cdot u_n^{\frac{\nu}{-\nu+1}}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что, если $\nu < 0$, то поле E растет медленнее, чем ток, при этом оно растет с ростом x . ВАХ в этом случае суперлинейна. Пусть теперь

$$0 < \nu < 1. \quad (9)$$

Здесь мы имеем дело с участком S-ВАХ (1-3). Чтобы выполнялось (9), как видно из (5), произведение $F\tau$ должно быстрее расти с n_0 , чем $p(n_0)$. Очевидно, с точки зрения математики все равно, за счет роста какой из величин — F или τ мы приходим к (9).

Более того, чтобы получить S-ВАХ, одна из величин F или τ может уменьшаться с ростом n_0 , но, если произведение $F\tau$ будет расти достаточно быстро, S-ВАХ будет иметь место.

В связи со сказанным целесообразно, пожалуй, говорить не отдельно о τ -механизме или F -механизме, а об обобщенном $F\tau$ -механизме. И дело здесь не только в математике, но и в физике, так как S-ВАХ появляется сразу в результате действия двух важнейших процессов: изменения времени жизни и тянущей силы, приходящейся на одну инжектированную дырку (F пропорционально такой силе) с изменением концентрации n_0 . Их разделение всегда в какой-то степени будет искусственным.

Пусть теперь $\nu \gg 1$. Рассмотрим сначала случай, когда $\nu > 1$. Вновь обращаемся к уравнению (6). На этот раз используем гранич-

ные условия $E = E_d$, $x = d$. Тогда вместо (8) получим

$$E^{\nu-1} = \frac{E_d^{\nu-1}}{1 + \frac{E_d^{\nu-1} u_n^{\nu} (\nu-1)(d-x)}{AJ}}, \quad (10)$$

откуда видно, что в случае

$$\frac{E_d^{\nu-1} u_n^{\nu} (\nu-1)(d-x)}{AJ^{\nu}} > 1 \quad (11)$$

мы получаем, в конечном счете, сублинейную характеристику. Так, при омическом контакте, когда $E_d = \frac{J}{u_n n_{рав}}$ (где $n_{рав}$ — равновесная концентрация электронов в базе диода), имеем согласно (10) и (11) (малые токи)

$$E^{\nu-1} \approx \frac{AJ^{\nu}}{u_n^{\nu} (\nu-1)(d-x)^{\nu}}, \quad (12)$$

а в случае неравенства, обратного (11) (большие токи),

$$E \approx E_d = \frac{J}{u_n n_{рав}}. \quad (13)$$

Таким образом, поле E либо растет быстрее, чем ток, либо прямо пропорционально ему.

Если из (10) найти E , а затем высчитать интеграл $V = \int_0^d E dx$,

где V — приложенное к диоду напряжение, то получим

$$V = \frac{E_d(\nu-1)}{a(\nu-2)} \left[\left(1 + ad \right)^{\frac{\nu-2}{\nu-1}} - 1 \right]. \quad (14)$$

Здесь

$$a = \frac{E_d^{\nu-1} u_n^{\nu} (\nu-1)}{AJ^{\nu}}. \quad (15)$$

Тогда согласно (14) при $1 < \nu < 2$ и $ad > 1$ найдем (учитывая (15))

$$V \approx \frac{AJ^{\nu} E_d^{2-\nu}}{(2-\nu) u_n^{\nu}}. \quad (16)$$

Таким образом, если E_d слабо зависит от тока, то $J \sim V^{1/\nu}$, т. е. имеет место сублинейность. Например, при $\nu = 3/2$ $J \sim V^{2/3}$. Если же мы имеем дело с омическим контактом и $E_d \sim J$, то независимо от

значения $\nu \sim J^2$ и, стало быть, ВАХ снова сублинейная. Согласно (14), если $\nu > 2$ и $ad \gg 1$, то

$$V = \frac{(AJ^\nu)^{\frac{1}{\nu-1}} d^{\frac{\nu-2}{\nu-1}}}{[U_n^\nu(\nu-1)]^{\frac{1}{\nu-1}}}. \quad (17)$$

В этом случае, следовательно, сублинейность всегда имеет место и показатель степени m в $V \sim J^m$ уже не зависит от того, как E_d связано с током J . Из (17) следует при $\nu=3$ $V \sim J^{3/2} d^{1/2}$ и при $\nu=5/2$ $V \sim J^{5/3} d^{1/3}$ и т. д.

В случае сублинейной характеристики, как, впрочем, и в других рассмотренных случаях, поле концентрируется вблизи тылового контакта. Это следует как из (4), так и из наших экспериментальных исследований.

Сублинейные ВАХ наблюдались в S-диодах с примесью никеля и цинка (6,7).

Если принять, что цинк создает в кремнии два акцепторных уровня с данными параметров этих центров, указанными в (4), то, как показывает анализ, мы не можем получить сублинейной ВАХ, даже если считать, что сечение захвата электронов на однократно отрицательно заряженный ион цинка и их подвижность растут с ростом поля, а время жизни падает, причем не будем допускать существование в решетке кремния, кроме цинка, в достаточном количестве термоакцепторов.

Поэтому остается принять, что, видимо, в упомянутых S-диодах из кремния с цинком термоакцепторы оказывают существенное влияние на формирование вольт-амперной характеристики. Мы считаем, что одна из моделей в этом случае может быть такой: термоакцепторов не много, как это принимается другими авторами (9), порядка 10^{13} см^{-3} . Таким образом, можно считать, что на условии нейтральности присутствие термоакцепторов сильно не влияет. Это условие определяется, в основном, наличием мелких доноров и атомов цинка. Но в отношении рекомбинационных свойств термоакцепторы могут превзойти по тем же свойствам атомы цинка. Другими словами, время жизни носителей в основном формируется за счет рекомбинационного канала через термоакцепторы, а основной связанный заряд находится на уровнях цинка. Если предположить, в частности, что термоакцепторный рекомбинационный центр представляет собой многоуровневую систему, то подобный подход позволяет в принципе объяснить сублинейность в упомянутых S-диодах. Быстрый рост F_n с концентрацией приводит к снижению рекомбинационного тока, который является основным в длинных диодах, и, как следствие, к более слабой зависимости полного тока от приложенного напряжения. О привлечении многоуровневого рекомбинационного центра для объяснения свойств ВАХ обратносмещенного диода из германия, подвергнутого анизотропному давлению, в частности, выдвинуто предположение в (10).

Из-за отсутствия точных сведений о свойствах атомов никеля в кремнии мы не имели возможности произвести теоретический анализ, аналогичный проведенному для S -диодов с цинком. Заметим, кстати, что в литературе нет указаний на то, что сечения захвата для атомов никеля зависят от напряженности поля, тем более, следует и в этом случае искать объяснение сублинейной ВАХ у таких диодов на основе теории, изложенной выше.

Приведем теперь без вывода формулу для ВАХ в двух случаях, которые нельзя было охватить предыдущим исследованием. А именно, это относится к примерам, когда $\nu=1$ или $\nu=2$.

Имеем из (4), когда $\nu=1$,

$$V = \frac{E_d A J}{U_n} \left(1 - e^{-\frac{U_n d}{A J}} \right) \quad (18)$$

и, когда $\nu=2$,

$$V = \frac{J^2}{U_n^2} A \ln \frac{d + \left(\frac{J}{U_n} \right)^2 \frac{A}{E_d}}{\left(\frac{J}{U_n} \right)^2 \frac{A}{E_d}} \quad (19)$$

Из (18) видно, что, если $E_d \sim J$ (омический контакт), а $d U_n / A J > 1$, то мы получаем сублинейную ВАХ. Из (19) сублинейная ВАХ вытекает всегда, независимо от вида функции $E_d = E_d(J)$, если $d > (J/U_n)^2 A/E_d$.

Очевидно, что для появления сублинейности вовсе не обязательно, чтобы левая часть выражения (5) аппроксимировалась точно степенной зависимостью от n_0 . Разумеется, что те же выводы получатся и при отклонениях от этой зависимости в той мере, которая допустима при конкретных значениях ν и A .

Мы намеренно отказались от дальнейших обобщений полученных соотношений на тот случай, когда сечение захвата рекомбинационных центров зависит от поля в базе. Они могут либо облегчить возникновение сублинейности, либо затруднить в зависимости от того, какие именно сечения меняются с полем.

Вполне возможно, что совместное действие обоих факторов значительно увеличит возможность появления Λ -ВАХ при низких температурах.

На наличие сублинейной ВАХ у длинных диодов за счет зависимости времени жизни носителей от концентрации было указано в свое время Н. А. Зюгановым и др. (11).

Երկար դիողների վոլտ-ամպերային բնութագրերի տեսության վերաբերյալ

Դիտարկվում են պայմաններ, որոնց դեպքում երկար բազայով դիողների վոլտ-ամպերային բնութագրեր (ՎԱԲ) ունի ենթազծային տիրույթ (հոսանքը լարումից ավելի դանդաղ է աճում)։ Ցույց է տրված, որ այդպիսի տիրույթներ առաջանում են այն դեպքում, երբ էլեկտրոնա-խոռոչային պլազմայի վրա ազդող ուժի փոփոխության (մի ինժեկտված խոռոչի դեպքում) և խոռոչների կյանքի տևողության արտադրյալը հոսանքի մեծացմանը զուգընթաց աճում է բավականին արագ։ Այդ դեպքում հոսանքակիրների խտությունը դիողի բազայում նվազում է, իսկ ՎԱԲ-ի վրա երևան է զալիս ենթազծային տիրույթ։ Տեսությունը համեմատվում է փորձի և այլ տեսությունների հետ։

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

- ¹ В. И. Стафеев, ФТП, 1, 6 (1959). ² Г. М. Авакьянц, Радиотехника и электроника, 10, вып. 10 (1965). ³ Г. М. Авакьянц, Изв. АН Арм ССР, «Физика», 1, вып. 4, (1966). ⁴ В. В. Осипов, В. И. Стафеев, ФТП, 1, вып. 12 (1967). ⁵ Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, Р. С. Барсегян, ДАН Арм. ССР, т. 53, № 4 (1971). ⁶ С. В. Минасян, Канд. дис., Ереван, 1975. ⁷ Г. М. Авакьянц, З. Н. Адамян, В. М. Арутюнян, Р. С. Барсегян, А. В. Емельянов, С. В. Оганесян, Микроэлектроника, 3, вып. 1 (1974). ⁸ Б. В. Кириллов, Сб. «Физика электронно-дырочных переходов в полупроводниках», «Наука», М., 1969. ⁹ А. А. Атакулов, И. З. Каримова, П. И. Книгин, А. Ю. Лейдерман, ФТП, т. 10, № 3 (1976). ¹⁰ Г. М. Авакьянц, Э. Г. Меликян, ФТП, т. 6, вып. 11 (1972). ¹¹ Н. А. Зюганов, Н. И. Сылко, Полупроводниковая техника и микроэлектроника, вып. 21. «Наукова думка», Киев, 1975.