

О ДВОЙНОМ СРЫВЕ ДИОДОВ ИЗ КРЕМНИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО ЦИНКОМ

З. Н. АДАМЯН, В. М. АРУТЮНЯН

Экспериментально и теоретически изучены условия формирования и температурные зависимости двойного срыва на вольт-амперной характеристике диодных структур из кремния, компенсированного цинком.

Ранее нами [1—4] были исследованы электрофизические свойства p^+-n-p^+ -структур из кремния, компенсированного цинком. Технология изготовления этих структур приведена в [4], однако оставалась неясной природа образования первого срыва, предшествующего основному, на вольт-амперной характеристике (ВАХ). ВАХ с двумя срывами ожидалась и в работе [5]. Выявлению физического механизма указанного срыва посвящена настоящая работа.

1. У большинства образцов в статическом или динамическом режиме наблюдаются два участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Если дополнительный участок ОДС на статической ВАХ (первый срыв) не наблюдается, то тем не менее имеется определенный участок, характеризующийся низкочастотными колебаниями большой амплитуды, примерно равной разности поданного на диод напряжения смещения и остаточного напряжения. Частота колебаний составляет примерно 10 Гц. При малых нагрузочных сопротивлениях с этих участков происходит срыв во включенное состояние.

На рис. 1 изображено семейство ВАХ одного из таких образцов, снятое при разных интенсивностях излучения. Отчетливо видны закономерности $J \sim V^2$, переходящие в сублинейную ($J \sim V^{0.5}$), и снова $J \sim V^2$. Теоретическое и экспериментальное исследования сублинейного участка ВАХ данных структур проведены в [2—4, 6, 7]. При малых нагрузочных сопротивлениях срыв происходит с участков перехода от сублинейной зависимости тока от напряжения к квадратичной.

В качестве источников излучения использовались светодиоды из арсенида галлия АЛ 107А, АЛ 107В, а также лампа накаливания. Из рис. 2 видно, что с увеличением мощности излучения после небольшого спада (не характерного для большого числа образцов) напряжение первого срыва $V_{ср I}$ растет. После достижения определенных мощностей излучения $V_{ср I}$ сравнивается с основным срывом ($V_{ср II}$) либо скачкообразно (как показано пунктиром на рис. 2), либо плавно. Токи первого срыва при этом монотонно возрастают. Действие излучения приводит к смещению первого участка ОДС в сторону больших напряжений. При этом возможны три случая.

а) Напряжение основного срыва (напряжение, при котором вся структура переходит во включенное состояние) не изменяется до тех пор, пока $V_{ср I}$ не достигнет его. Затем напряжение срыва всей структуры падает с увеличением мощности излучения. Изменение $V_{ср I}$ наблюдается при значительно меньших интенсивностях излучения, чем спад $V_{ср II}$.

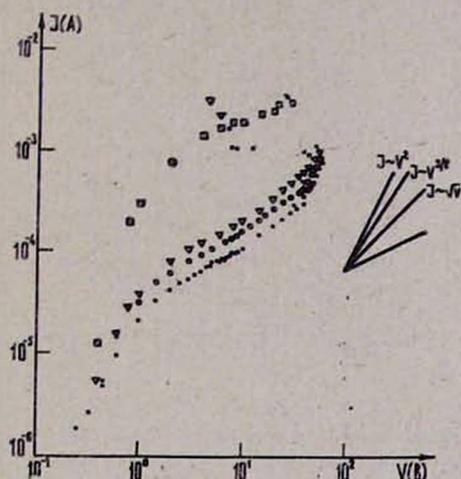


Рис. 1.

Рис. 1. Семейство ВАХ одного из образцов, снятое при разных интенсивностях излучения светодиода.

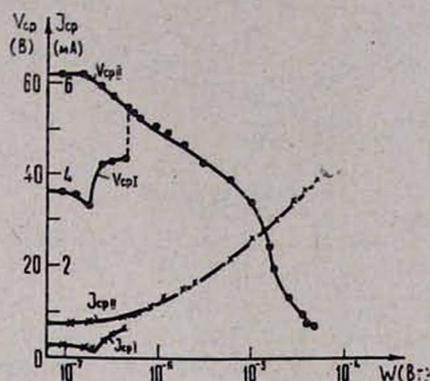


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость напряжений и токов обоих срывов от мощности падающего излучения.

б) Вместе с ростом $V_{ср I}$ напряжение основного срыва падает и первый участок ОДС на ВАХ исчезает при очень малых интенсивностях излучения (рис. 2). Аналогичная картина наблюдалась при воздействии на диод электронами с энергией 6—8 кэВ и током пучка $2 \cdot 10^{-11}$ А (см. рис. 1 в работе [8]).

в) Реже наряду с ростом $V_{ср I}$ наблюдается увеличение $V_{ср II}$, причем $V_{ср I}$ растет быстрее. После достижения $V_{ср I}$ основного срыва с дальнейшим увеличением мощности излучения возможен еще некоторый рост с последующим спадом напряжения срыва структуры.

Температурные измерения ВАХ выявили следующую картину: с ростом температуры $V_{ср I}$ сначала падает, затем, пройдя точку минимума (примерно при комнатных температурах), возрастает, в то время как $V_{ср II}$ монотонно падает (рис. 3). Подобная зависимость $V_{ср I}(T)$ наблюдалась у диодов из кремния, компенсированного кадмием [9], а также в [10], но такого резкого минимума, как в данном случае, не было. При температурах выше 35—40°С первый участок ОДС исчезает. У некоторых образцов наблюдается только спадающая часть зависимости $V_{ср I}(T)$. Токи первого и второго срывов с увеличением температуры монотонно растут.

2. Проведены измерения диодов в режиме широких прямоугольных

импульсов. Использовались генераторы типа Г5-26, Г5-30А. С увеличением поданного на диод импульса напряжения сначала появляется первый срыв, характеризующийся большим временем задержки (τ_{3I}), затем,

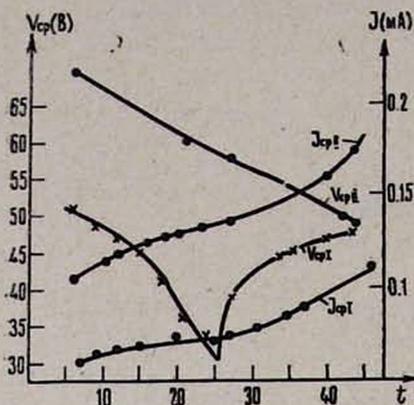


Рис. 3.

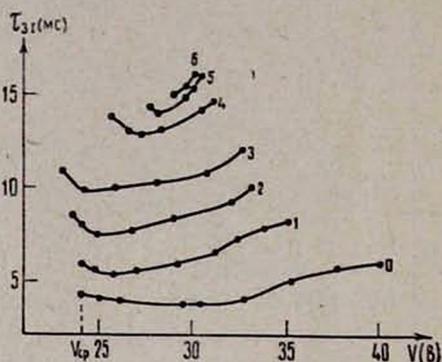


Рис. 4.

Рис. 3. Зависимость напряжений и токов обоих срывов от температуры.

Рис. 4. Зависимость времени задержки первого срыва от амплитуды поданного на диод импульса напряжения.

после соответствующего изменения τ_{3I} (рис. 4), без восстановления прямоугольной формы импульса первый срыв резко переходит во второй с малым временем задержки τ_{3II} . Следует заметить, что в отличие от статического режима во всех случаях остаточное напряжение после первого и второго срывов является одним и тем же.

На рис. 4 представлено типичное семейство кривых $\tau_{3I}(V)$, снятое при разных интенсивностях постоянного излучения светодиода. Крайние левые точки соответствуют напряжению первого срыва. Как видно из рис. 4, с увеличением интенсивности подсветки после небольшого уменьшения V_{cpI} наблюдается его дальнейший рост (также как и в статическом режиме). Времена τ_{3I} с ростом мощности излучения увеличиваются. Времена задержек первого срыва для некоторых образцов достигают 50 мс. При напряжениях, несколько больших значений, соответствующих крайним правым точкам на кривых, происходит резкий переход ко второму срыву (V_{cpII}) с малым временем задержки (порядка десятков мкс). Дальнейшее увеличение смещения ($V > V_{cpII}$) приводит к экспоненциальному спаду τ_{3II} .

3. Какова физическая природа образования двух участков ОДС на ВАХ диодов из кремния, компенсированного цинком? Чем обусловлены немонотонные зависимости V_{cpI} от температуры и освещения? Ответ на эти вопросы, на наш взгляд, надо искать в анализе немонотонной зависимости времени жизни неосновных носителей (дырок) от уровня инжекции, которая имеет место в данных приборах [1—4]. Возможны две зависимости, приводящие к двойному срыву (рис. 5).

На рис. 5а приведен результат расчетов времени жизни, выполненных в работе [5], а на рис. 5б — результат наших расчетов [2, 3, 6]. Опре-

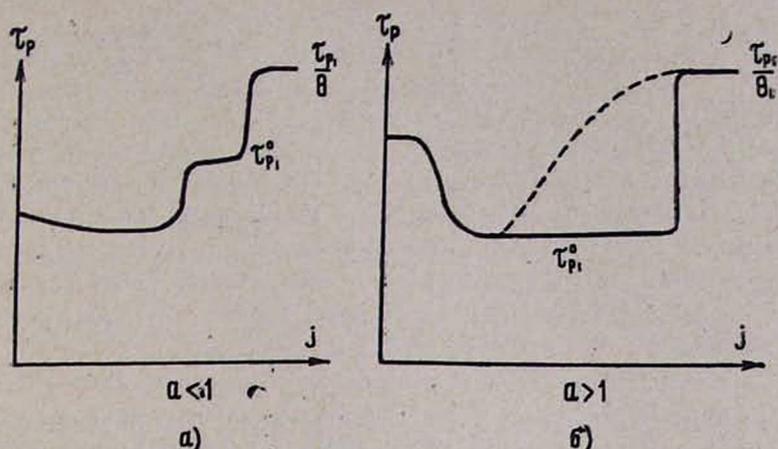


Рис. 5. Зависимость времени жизни неосновных носителей тока от уровня инжекции: а) согласно работе [5]; б) согласно расчетам [3, 6].

деляющим в форме зависимости τ_p от n_0 наряду с другими величинами является параметр a , равный отношению $\tau_{p_2}^0$ к $\tau_{p_1}^0$ или σ_p^- к σ_p^{-2} [2, 3, 6]. Из полного выражения для τ_p (см., например, (6—6) в [3]) имеем

$$\frac{\tau_p}{\tau_{p_2}^0} = \frac{1 + \frac{n_1}{n} + \frac{p + p_1}{\theta_1 n}}{1 + \frac{n + p_1/\theta_1}{a(n_2 + p/\theta_2)}} \frac{1 + \frac{p_2}{\theta_2 n}}{\frac{n_2 + p/\theta_2}{n + p_1/\theta_1} + \frac{1}{a}} \quad (1)$$

Напомним, что выражение для τ_p справедливо для случая двухзарядного акцепторного центра, создающего в запрещенной зоне полупроводника примесный уровень, способный захватить один электрон (величины, описывающие его параметры, обозначены индексом 1), и уровень, возникающий с заполнением однократно заряженного центра и способный захватить два электрона (соответствующие параметры обозначены индексом 2). В (1) и ниже n и p — концентрации электронов и дырок, $n_0 = n + p/b$, b — отношение подвижности электронов u_n и подвижности дырок u_p , n_i и p_i — статистические факторы Шокли—Рида для i -го уровня, θ_i — отношение коэффициента захвата электрона и соответствующего коэффициента захвата дырок для i -го уровня, a — отношение сечения захвата дырок на однократно заряженный центр и соответствующего сечения захвата на двукратно заряженный центр. Кроме того, $\tau_{p_i}^0$ — величины, обратные произведению концентрации N глубоких уровней и коэффициента захвата дырок на i -ый центр, N_g — концентрация мелких доноров. Заметим, что, как в [3, 6], $\theta_2 \sim E^q$, $u_n \sim E^{-l}$.

Из (1) следует, что τ_p будет меньше $\tau_{p_1}^0$ при выполнении неравенств

$$\frac{1}{n} \left(n_1 + \frac{p + p_1}{\theta_1} \right) < \frac{n + \frac{p_1}{\theta_1}}{a \left(n_2 + \frac{p}{\theta_2} \right)} < \frac{1}{a - 1 + \frac{ap_2}{\theta_2 n}}. \quad (2)$$

Уменьшение τ_p , подобное изображенному на рис. 5а ($\tau_p < \tau_{p_2}^0$), принципиально возможно только при $a < 1$. В [5], как нетрудно убедиться, $a = 1/8$. Для второй зависимости $\tau_p(n_0)$, приведенной на рис. 5б, $a \gg 1$.

В первом случае оба срыва связаны с увеличением времени жизни дырок. В работе [5] на рис. 6 проиллюстрированы результаты численных расчетов на ЭВМ, из которых следует возможность образования двух участков ОДС S-типа (первый из которых крайне мал), расположенных между участками $J \sim V^2$.

В работе [5] использованы устаревшие данные для сечений захвата носителей в $Si < Zn >$, не учтены эффекты сильного поля, статические ВАХ не отражают истинную картину, наблюдаемую на эксперименте, нет сравнения с экспериментом, температурные зависимости отсутствуют и т. д. Следует, однако, подчеркнуть, что изображенная на рис. 5а ситуация и двойной срыв, вызванный последовательным возрастанием времени жизни неосновных носителей, вполне возможны для полупроводников с различными примесями, создающими двухзарядные центры, в том числе и для кремния с другими примесями.

Рассмотрим теперь подробнее второй случай ($a \gg 1$). Выражение для концентрации дырок записывается в виде [2, 3, 6]

$$p = \frac{(p_2 + \theta_2 n_0)(n_0 + 2N - N_g)}{N_g - N - n_0}. \quad (3)$$

С учетом полевых зависимостей θ_1 и u_n [3, 4, 6] нетрудно получить следующее дифференциальное уравнение для напряженности электрического поля E :

$$\frac{R + M n_0 - \theta_2 n_0^2 N' + \theta_2 n_0^3 (l + q)}{(N_g - N - n_0)(p_2 + \theta_2 n_0)(n_0 + 2N - N_g)} \frac{dE}{dx} = - \frac{1}{u_p \tau_p}. \quad (4)$$

Учитывая, что в рассматриваемом диапазоне [3, 6]

$$\tau_p \approx \frac{p_1(p_2 + \theta_2 n)}{\theta_1 n p} \tau_{p_1}^0$$

и $n \approx n_0$, получаем уравнение (П4-7) в [3]:

$$\frac{R + M n_0 - \theta_2 n_0^2 N' + \theta_2 n_0^3 (l + q)}{n_0 (p_2 + \theta_2 n_0) (n_0 + 2N - N_g)^2} \frac{dE}{dx} = - \frac{\theta_1}{p_1 u_p \tau_{p_1}^0}. \quad (5)$$

В уравнениях (4) и (5) использованы обозначения:

$$R = p_2(2N - N_g)(N_g - N),$$

$$M = \theta_2(l + q)(2N - N_0)(N_g - N) - p_2[2(2N - N_g) - lN],$$

$$N' = \frac{P_2}{\theta_2} + N'',$$

$$N'' = N - q(2N_g - 3N) - 2l(N_g - N). \quad (6)$$

К сожалению, (4) нельзя проинтегрировать до конца.

Анализируя выражение (5), можно видеть, что при $p_2 < \theta_2 n_0$ возможны в принципе четыре закономерности. Если первый член в числителе левой части уравнения (5) превышает совокупность остальных членов, то на ВАХ структуры должен наблюдаться участок сублинейной зависимости тока от напряжения, если $q + 2l > 1$. В этом случае выражение для напряженности электрического поля E_{II} имеет вид [2, 3]

$$E_{II} = \left[\frac{(3 - q - 2l)(2N - N_g)\theta_1\theta_{20}j^2(d-x)}{e^2 u_{n0}^2 E_n^{2l} E_T^q p_1 p_2 u_p \tau_{p1} (N_g - N)} \right]^{\frac{1}{3-q-2l}}. \quad (7)$$

Если в числителе оставить только член Mn_0 , то создаются условия для формирования суперлинейной зависимости тока от напряжения (при $n_0 > 2N - N_g$), причем если опустить в выражении для M второй член с p_2 как малый, то

$$E_c = \left[\frac{(2-l)\theta_1(2N - N_g)j(d-x)}{e u_{n0} p_1 (N_g - N) E_n^l (l+q) u_p \tau_{p1}^0} \right]^{\frac{1}{2-l}}. \quad (8)$$

Если наибольшим в числителе является третий член, то при условии малости p_2/θ_2 по сравнению с N'' имеем для $l = 0,25$ [3, 6]

$$E_{III} = \left[\frac{j}{e u_{n0} E_n^{0,25} (2N - N_g)} \right]^{4/3} \left[1 - B \left(1 - \frac{x}{x_{3n}} \right) \right]. \quad (9)$$

Наконец, если реализуются условия, при которых четвертый член является наибольшим, то возможно формирование в базе области локального отрицательного сопротивления

$$E_A = \left[\frac{e u_{n0} l E_n^l \theta_1 (2N - N_g)^2 x}{j u_p \tau_{p1}^0 p_1 (l+q)} \right]^{\frac{1}{l}}, \quad (10)$$

из-за которого и формируется первый срыв [3, 11].

Разумеется, каждая из закономерностей (7)–(10) имеет свою область применимости и, более того, может вовсе отсутствовать при определенных температурах и параметрах полупроводника. Например, сублинейность (7) имеет место при выполнении неравенства

$$\frac{p_2}{\theta_2 n_0} > l + q - \frac{l+q}{\delta} \left(\frac{n_0}{N_g} \right)^2 - \frac{N n_0}{\delta N_g} - \frac{p_2}{\delta^2 N_g} \left[(4-l) \frac{N}{N_g} - 2 + \frac{n_0}{N_g} \right], \quad (11)$$

где

$$\delta \equiv \frac{(N_g - N)(2N - N_g)}{N_g^2}.$$

В частности, как показывают численные расчеты на ЭВМ, в случае $Si < Zn$ при отношении N/N_g , находящемся в пределах 0,56—0,59, имеется большой набор комбинаций из параметров $p_1, p_2, a, \theta_1, \theta_2$ и N_g , когда ожидается достаточно протяженная область сублинейности.

Сшивая (10) поочередно с (7), (8) и (9), можно получить соответствующие выражения для тока и напряжения первого срыва. Используется общепринятая методика расчета (см., например, [3]). В частности, при сшивании E_I с E_{II} для напряжения срыва V_1 имеем зависимость

$$\frac{1}{V_1} \sim \sqrt[3-q]{p_2(p_1)^{1-4}lg}, \quad (12)$$

где

$$g = \frac{1}{3-q-2l}.$$

При сшивании E_{III} с E_I имеем

$$V_2 \sim (N''')^{4/3} + \beta, \quad (13)$$

где $N''' = N'' + a q p_1 p_2$, a и β — постоянные, очень слабо зависящие от температуры.

При сшивании E_c с E_I имеем

$$\frac{1}{V_3} \sim p_1^{\frac{2+l}{(1-l)(2-l)}}. \quad (14)$$

В случаях (12) и (14) напряжение первого срыва резко падает с ростом температуры, так как $p_l = P_0 \exp(-E_l/kT)$. С дальнейшим ростом температуры и при изменении условий напряжение первого срыва определяется уже V_2 . Из рассмотрения (13) следует, что V_2 вначале слабо зависит от температуры, затем очень резко возрастает. Итак, напряжение первого срыва с ростом температуры проходит через минимум.

Расчеты показывают, что на участке E_{II} напряженность электрического поля с увеличением интенсивности излучения вначале практически мало изменяется, после чего спадает, а на участке E_{III} увеличивается (см., в частности, [3, 7]). Это определяет характер зависимости $V_{срI}$ от освещения: вначале напряжение срыва уменьшается с увеличением интенсивности излучения, затем возрастает, причем

$$V_1 \sim (1 - f s_1), \quad (15)$$

где f — интенсивность света, умноженная на коэффициент поглощения и квантовый выход, s_1 — постоянная, а

$$\frac{1}{V_2} \sim 1 - \frac{f s_2}{(1 - f s_1)^q}. \quad (16)$$

В (16) s_2 — другая постоянная.

Что касается второго срыва, то он является как бы «основным» и описывается выражениями (6—18) и (6—20) в [3].

Таким образом, в рамках теории, развитой в [3, 6] и в настоящей работе, качественно объясняются факт формирования на ВАХ двух срывов и немонотонные зависимости напряжения срыва от температуры и мощности падающего излучения.

Ереванский государственный
университет

Институт радиофизики и
электроники АН АрмССР

Поступила 30. V. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Авакьянц и др. Микроволновая электроника, 3, 43 (1974).
2. Z. N. Adamyun, V. M. Harutyunyan. Electron Technology, 8, 45 (1975).
3. В. М. Арутюнян. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках, Изд. АН АрмССР, 1977.
4. Э. Н. Адамян. Кандидатская диссертация, ЕГУ, Ереван, 1975.
5. H. R. Zwickler et al. J. Appl. Phys., 41, 4697 (1970).
6. Э. Н. Адамян, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 484 (1974).
7. В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 123 (1977).
8. Г. М. Авакьянц, Э. Н. Адамян, С. А. Тарумян. ДАН АрмССР, 59, 78 (1974).
9. Ю. А. Абрамян. Кандидатская диссертация, ЕГУ, Ереван, 1969.
10. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 429 (1973).
11. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 197 (1974).

ՑԻՆԿՈՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ ԴԻՈԴԵՆԵՐԻ ԿՐԿՆԱԿԻ ԽՉՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ջ. Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Բերված են ցինկով կոմպենսացված սիլիցիումային ինժեկցիոն ֆոտոդիոդների կրկնակի խզման փորձնական և տեսական հետազոտությունների արդյունքները: Բացահայտված են խզման լարման ոչ մոնոտոն կախումները շերտաստիճանից և դիոդի վրա ընկնող ճառագայթման հզորությունից: Զափված են իմպուլսային ընտֆազները: Ստացված արդյունքները ենթարկվել են տեսական անալիզի: Քննարկված են ֆիզիկական մեխանիզմները, որոնց հետևանքով սվլալ ստրուկտուրաներում առաջանում է կրկնակի խզում:

ON THE DOUBLE BREAKDOWN IN ZINC-COMPENSATED SILICON DIODES

Z. N. ADAMIAN, V. M. HARUTYUNYAN

The results of experimental and theoretical investigations of double breakdown in injectional zinc-compensated silicon photodiodes are presented. Non-monotonous dependences of the breakdown voltage on temperature and power of incident radiation have been observed and pulsed characteristics have been measured. Theoretical analysis of obtained data is carried out. Physical mechanisms leading to the double breakdown in the investigated structures are discussed.