

06

Запуск сверхбыстрых фронтов ионизации в кремниевых диодных структурах термополевой эмиссией электронов с глубоких центров

© И.В. Грехов, П.Б. Родин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
E-mail: rodin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 7 мая 2011 г.

Проведено численное моделирование запуска и распространения сверхбыстрых фронтов ударной ионизации в высоковольтных кремниевых $p^+ - n - n^+$ -структурах. Моделирование подтверждает гипотезу о том, что термополевая ионизация глубоких центров в сильном электрическом поле может служить механизмом, ответственным за запуск сверхбыстрого фронта.

В 2009 году исполнилось 30 лет открытию эффекта сверхбыстрого „задержанного“ пробоя высоковольтных диодных структур [1]. При быстром росте обратного напряжения U $p^+ - n - n^+$ -структура переходит из блокирующего в проводящее состояния за время, в несколько раз меньшее пролетного времени носителя через n -базу. Сверхбыстрое переключение характеризуется большим обратным напряжением U_m в момент начала лавинного пробоя (обычно $U_m \approx 2U_b$, где U_m — напряжение стационарного пробоя), высокой воспроизводимостью момента начала пробоя от импульса к импульсу (джиттер менее 10 ps) и малым по сравнению с U_m с остаточным напряжением U_{res} [1,2]. Это открытие легло в основу субнаносекундной полупроводниковой импульсной электроники большой мощности [3–6].

Физическая причина задержки пробоя при быстром росте обратного напряжения состоит в отсутствии свободных носителей, способных инициировать лавинную ионизацию. Таким образом, при больших перенапряжениях ($U > U_b$) момент начала пробоя и напряжение переключения U_m определяются именно появлением в структуре свободных носителей. Для детерминированного и квазиоднородного по площади запуска лавинной ионизации необходим пороговый по полю механизм

генерации иницирующих носителей: достаточно большое количество носителей должно быть создано за короткий промежуток времени при напряженности поля выше эффективного порога ударной ионизации ($\sim 2 \cdot 10^5$ V/cm для кремния). Физический механизм, ответственный за появление иницирующих носителей, до сих пор однозначно не установлен.

Возможным механизмом запуска является термотуннельная эмиссия электронов с глубоких центров в n -базе [7]. В высоковольтных кремниевых структурах были обнаружены термодфекты, не оказывающие влияния на время жизни неравновесных носителей [8,9]. Присутствие этих глубоких электронных ловушек в полупроводниковом материале, выпускаемом на промышленной основе, долгое время оставалось неизвестным. Выполненные на основе теории [10] оценки частоты термополевой ионизации в сильном электрическом поле [11] показали, что эмиссия электронов с этих глубоких центров может обеспечить квазиоднородный по площади детерминированный запуск лавинной ионизации в перенапряженной структуре при концентрации термодфектов N_{pt} более 10^{12} см $^{-3}$. Цель данной работы состоит в численном моделировании задержанного ударно-ионизационного пробоя с учетом термотуннельной ионизации термодфектов. Параметры структуры и импульса обратного напряжения выбраны близкими к таковым для оригинального эксперимента [1], до сих пор не получившего удовлетворительного теоретического описания.

Рассматривается обратносмещенная $p^+ - n - n^+$ -структура с резкими переходами, подключенная к источнику питания с напряжением $V(t) = V_0 + At$ последовательно с сопротивлением нагрузки R (рис. 1). Начальное смещение V_0 несколько меньше стационарного напряжения лавинного пробоя U_b . Для достижения эффекта сверхбыстрого задержанного пробоя скорость роста обратного напряжения A должна превосходить 0.5 kV/ns [1,2,5]. Численное моделирование осуществлялось в рамках одномерной диффузионно-дрейфовой модели. Концентрация электронов $n(z, t)$, дырок $p(z, t)$ и электрическое поле $F(z, t)$ в однородно легированной n -базе находится путем совместного решения уравнений непрерывности, уравнение Пуассона и уравнения Кирхгофа для внешней цепи. Для исключения артефактов, связанных с лавинным размножением нефизических малых концентраций свободных носителей, частота ударной ионизации принимается нулевой при концентрациях свободных носителей n, p меньше концентрации n_{crit} , отвечающей условной границе применимости непрерывного приближения.

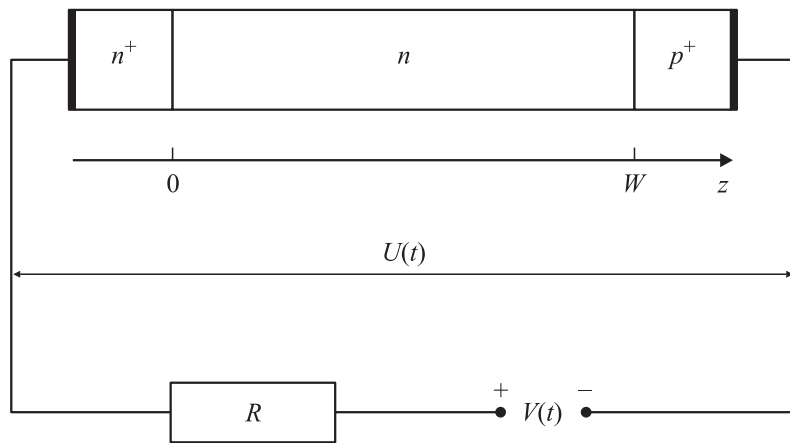


Рис. 1. Схема диодной $p^+ - n - n^+$ -структуры и внешней цепи.

Подробное описание модели, принятых аппроксимаций для дрейфовых скоростей и коэффициентов ударной ионизации, а также численного метода приведено в работе [12].

Генерационный член помимо ударной ионизации включал термополевую эмиссию электронов с глубоких уровней скрытого технологического дефекта, обнаруженного в высоковольтных кремниевых структурах в работах [8,9]. Концентрация лежит в интервале $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Дефект представляет собой двух зарядный донор с энергиями ионизации 0.28 и 0.54 eV (U - и M -уровни соответственно). В ранних работах [13,14] этот дефект рассматривался как рекомбинационный центр, однако позже было показано, что он является центром прилипания с пренебрежимо малой рекомбинационной активностью [8,9]. Это редкое для центра с уровнем в середине запрещенной зоны свойство обусловлено аномально малым сечением захвата дырок на M -уровень, причиной которого предположительно является положительный заряд однократно ионизированного состояния центра. Частоты термополевой ионизации были рассчитаны в работах [7,11].

Экспериментально возможность запуска фронта установлена в интервале температур от 78 до 350 К, причем характеристики переключения слабо меняются при уменьшении температуры [2,5]. В этом интервале температур теоретически рассчитанная частота эмиссии

электронов с глубоких термодфектов составляет 10^5-10^6 s^{-1} при типичной для запуска фронта напряженности электрического поля $F = 3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, что достаточно для запуска при $N_{PI} \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ [11].

При низких температурах центр находится в нейтральном двухзарядовом состоянии; механизмом ионизации является прямое туннелирование (переход с U -уровня). Частота ионизации задана выражением, справедливым во всем интервале актуальных для запуска фронта электрических полей [11]:

$$e(F) = \frac{F}{\sqrt{8mE_0}} \exp\left(-\frac{F_{th}}{F}\right) \exp\left(2\sqrt{\frac{E_B}{E_0}} \ln \frac{6F_{th}}{F}\right), \quad F_{th} \equiv \frac{4\sqrt{2mE_0^3}}{3q\hbar}, \quad (1)$$

где E_0 — энергия связи электрона на глубоком центре, q и m — заряд и эффективная масса электрона, E_B — боровская энергия, \hbar — постоянная Планка.

При комнатной температуре центр находится в однократно ионизированном состоянии; механизмом ионизации в области сильных электрических полей является термополевая эмиссия (переход с M -уровня), зависимость частоты которой от поля при $F > 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$ также может быть описана аналитически [11]. В слабом поле ($F < 10^3 \text{ V/cm}$) термополевая эмиссия сменяется термической эмиссией через сниженный электрическим полем потенциальный барьер (эффект Пула–Френкеля). Для промежуточных электрических полей, важных для описания запуска фронта, аналитическое выражение для частоты ионизации отсутствует, и требуется нетривиальная экстраполяция. Это обстоятельство существенно осложняет моделирование запуска фронта при комнатной температуре. Учитывая экспериментально установленную слабую зависимость эффекта сверхбыстрого переключения от температуры [2,5], в данной работе мы применяем выражение (1), отвечающее низким температурам.

На рис. 2 представлены напряжение на приборе $U(t)$ и ток $I(t)$ (кривая I), полученные в результате численного моделирования. Максимальное напряжение составляет $U_m \approx 3.48 \text{ kV}$, что более чем в 2 раза превосходит стационарное напряжение лавинного пробоя $U_b \approx 1.5 \text{ kV}$. На рис. 3 показана динамика электрического поля и концентраций носителей при переключении. Лавинный пробой начинается в момент времени $t \approx 5 \text{ ns}$ на некотором удалении от $p^+ - n$ -перехода (рис. 3, a , кривая I). К моменту $t = 5.10 \text{ ns}$ электрическое поле уже полностью вытеснено из созданного лавинной ионизацией слоя электронно-дырочной

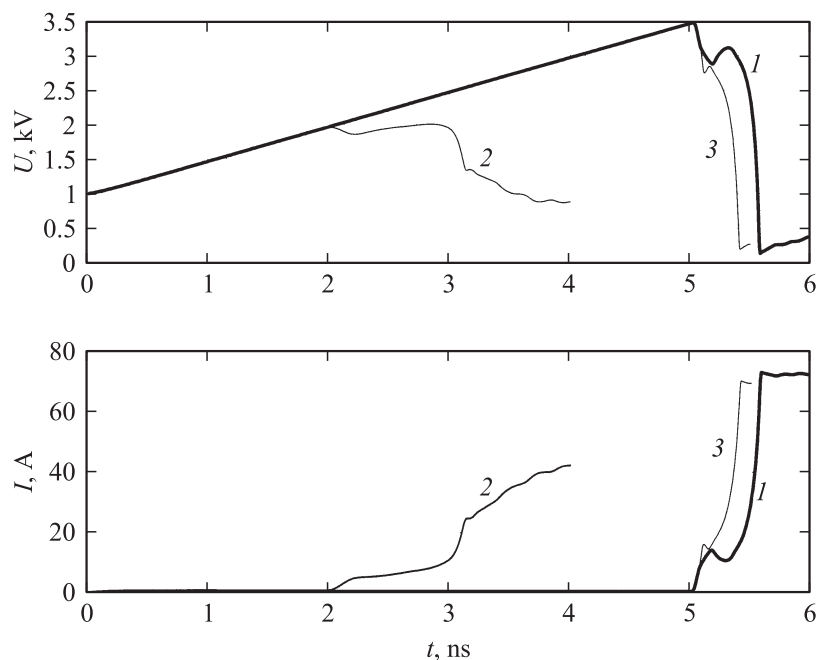


Рис. 2. Напряжение и ток при переключении структуры (кривая 1). Параметры близки к условиям эксперимента [1]: длина базы $W = 220 \mu\text{m}$, легирование базы $N_d = 10^{14} \text{cm}^{-3}$, концентрация глубоких центров $N_d = 10^{12} \text{cm}^{-3}$, площадь структуры $S = 0.02 \text{cm}^{-2}$, начальное смещение $V_0 = 0.5 \text{kV}$, скорость увеличения напряжения $A = 0.5 \text{kV/ns}$, сопротивление нагрузки $R = 50 \Omega$, $n_{cur} = 10^9 \text{cm}^{-3}$. Кривая 2 отвечает моделированию при $n_{cut} = 0$, т.е. получена для стандартной диффузионно-дрейфовой модели; в этом случае пробой инициирован лавинным размножением нефизически малых концентраций свободных носителей. Кривая 3 иллюстрирует зависимость результатов расчета от модельного параметра n_{cut} : выбрано $n_{cut} = 10^9 \text{cm}^{-3}$ на фазе запуска ($t < 5 \text{ns}$) и $n_{cut} = 10^8 \text{cm}^{-3}$ на фазе распространения фронта ($t > 5 \text{ns}$).

плазмы (кривая 2). Формирование плазменного слоя сопровождается быстрым падением напряжения. Затем область электронно-дырочной плазмы расширяется за счет ударной ионизации на ее границах, где формируются отрицательный и положительный фронты ионизации (кривая 3),двигающиеся в сторону дрейфа электронов и дырок соот-

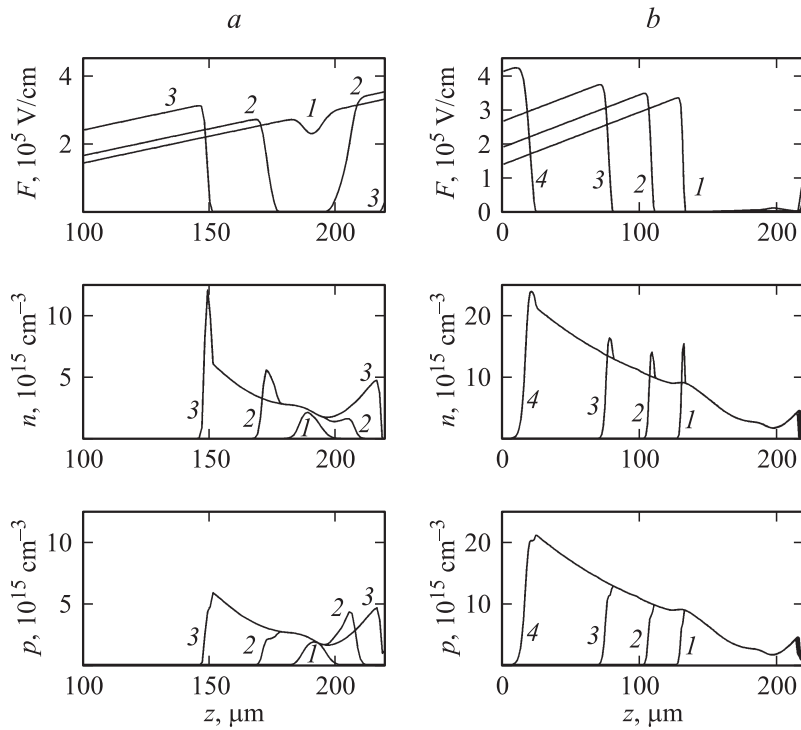


Рис. 3. Распределения электрического поля F и концентраций носителей n и p в базе структуры при запуске (a) и распространении фронта (b) для переходного процесса, показанного на рис. 1, кривая 1. Кривые 1, 2, 3 на левой панели (a) отвечают моментам времени $t = 5.03, 5.10, 5.22$ ns соответственно; кривые 1, 2, 3, 4 на правой панели (b) отвечают моментам времени $t = 5.32, 5.48, 5.56$ ns соответственно.

ветственно. На этом этапе на протяжении ~ 100 ps наблюдается подъем напряжения, причина которого будет обсуждена далее. К моменту времени $t = 5.22$ ns положительный фронт достигает $p^+ - n$ -перехода. С этого момента распространяется только отрицательный фронт (рис. 3, b , кривые 1–4), движение которого сопровождается монотонным падением напряжения от 3.12 kV до 135 V. Средняя скорость изменения напряжения на этом этапе составляет $dU/dt \approx -11$ kV/ns, что

соответствует коэффициенту обострения $k \equiv |dU/dt|/A \approx 22$, средняя скорость фронта составляет $v_f \approx 5v_s$, где $V_s \approx 10^7$ cm/s — насыщенная дрейфовая скорость носителя заряда. Напряженность электрического поля перед фронтом возрастает, и фронт движется с ускорением. Восстановление $p^+ - n$ -перехода начинается уже на этапе распространения фронта (рис. 3, *b*).

Расчетное напряжение переключения составляет 3.5 kV при экспериментальном значении 3 kV, полное (от U_m до U_{res}) время переключения и время переключения по уровню 0.2–0.8 (от $0.8U_m$ до $0.2U_{res}$) составляют 580 ps и 130 ps при экспериментальных значениях ~ 200 и ~ 120 ps соответственно (по результатам [1]). Особенности реализованной в экспериментах [1,2] измерительной схемы (функциональное совмещение измерительной цепи и цепи начального смещения) не позволяли надежно определить остаточное напряжение, величина которого оценивалась в сотни вольт; полученное нами расчетное значение $U_{res} \approx 130$ V. Разумное согласие между расчетом и экспериментом, прежде всего по напряжению и задержке переключения, достигнуто впервые; так, в ранее проведенном моделировании [15–17] запуск фронта оказался артефактом, обусловленным некорректным применением непрерывной диффузионно-дрейфовой модели в области малых концентраций [12]. Однако имеются следующие рассогласования.

Во-первых, экспериментальная зависимость $U(t)$ монотонно убывает от момента начала пробоя до достижения остаточного напряжения [1,2], в то время как расчетная кривая имеет нарастающий участок на начальной стадии переключения (рис. 2, *a*). Причина немонотонности состоит в переходе от быстрой начальной фазы пробоя, на которой формируется плазменный слой (кривые 1, 2 на рис. 3, *a*), к более медленной фазе распространения фронта. При этом переходе скорость увеличения емкости структуры (с учетом плазменного слоя) скачкообразно уменьшается, что приводит к кратковременному изменению знака dU/dt . Во-вторых, полное время переключения превышает экспериментальное значение почти в 3 раза (хотя для времени переключения по уровню 0.8–0.2 имеется хорошее согласие).

Одной из причин указанных расхождений может быть неоднородность запуска фронта по площади прибора в реальном диоде. Скорость переключения возрастает при уменьшении „активной“ части площади прибора, на которой происходит переключение. При этом, как было показано в [16], учет „пассивной“ части, которая играет роль параллельно подключенной емкости, приводит к сглаживанию зависимости $U(t)$.

Результаты исследования влияния неоднородности переключения на его скорость и переходные характеристики будут опубликованы отдельно.

Другой причиной неточности расчета является применение непрерывной модели для описания начальной фазы запуска, на которой полное число свободных носителей в структуре мало, а их динамика дискретна и стохастична. Здесь главными (но не единственными) проблемами при описании процесса сверхбыстрого переключения становятся нефизический запуск фронта для стандартной диффузионно-дрейфовой модели, и зависимость результатов от параметра n_{cut} для модифицированной модели, в которой исключена ударная ионизация при малых концентрациях (кривые 2,3 на рис. 2) [12]. Так, расчетное напряжение переключения U_m меняется в интервале от 3 до 4 kV при изменении n_{cut} в интервале $10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

В заключение проведенное численное моделирование подтверждает возможность запуска сверхбыстрых фронтов ионизации термогуннельной эмиссией электронов с глубоких термодфектов в высоковольтных кремниевых структурах.

Авторы признательны Е.В. Астровой, В.И. Брылевскому и А.М. Минарскому за полезные обсуждения и благодарят Виллема Хундсдорфера (Willem Hundsdorfer) за разработку примененного при моделировании программного обеспечения.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований президиума РАН „Физико-технические проблемы полупроводниковой электроники больших мощностей“.

Список литературы

- [1] Грехов И.В., Кардо-Сусоев А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 950–953.
- [2] Grekhov I.V., Kardo-Susoev A.F., Kostina L.S., Shenderoy S.V. // Electron. Lett. 1981. V. 17. P. 422–423.
- [3] Тучкевич В.М., Грехов И.В. // Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, 1988.
- [4] Focia R.J., Schamiloghu E., Flederman C.B., Agee F.J., Gaudet J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 138–144.
- [5] Kardo-Susoev A.F. // New Semiconductor Devices for Generation of Nano- and Subnanosecond Pulses, in Ultra-Wideband Radar Technology / Ed. by J.D. Taylor. Boca Raton, London, New York, Washington: CRS Press, 2001.
- [6] Grekhov I.V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010.V. 38. P. 1118–1123.

- [7] *Rodin P., Grekhov I.* // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. P. 243504(1–3).
- [8] *Astrova E.V., Voronkov V.B., Kozlov V.A., Lebedev A.A.* // Semicond. Sci. Technol. 1998. V. 13. P. 488–455.
- [9] *Astrova E.V., Kozlov V.A., Lebedev A.A., Voronkov V.B.* // Solid State Phenom. 1999. V. 69–70. P. 539–544.
- [10] *Abakumov V.N., Perel'V.I., Yassievich I.N.* // Nonradiative recombination in semiconductors. Amsterdam: North-Holland, 1991.
- [11] *Rodin P., Rodina A., Grekhov I.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. P. 094506(1–11).
- [12] *Rodin P., Ebert U., Hundsdorfer W., Grekhov I.V.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. P. 1971–1980.
- [13] *Ya L.D., Sah C.T.* // Solid-State Electronics. 1974. V. 17. P. 193–201.
- [14] *Sah C.T., Wang C.T.* // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 1767–1776.
- [15] *Биленко Ю.Д., Левинштейн М.Е., Попова М.В., Юфреве В.С.* // ФТП. 1983. V. 17. P. 1812–1816.
- [16] *Кардо-Сысоев А.Ф., Попова М.В.* // ФТП. 1996. Т. 30. В. 5. P. 803–811.
- [17] *Jalali H., Joshi R., Gaudet J.* // IEEE Trans. Electron Devices. 1998. V. 45. P. 1761–1768.