

О критической скорости роста напряжения при запуске сверхбыстрого фронта ударной ионизации в диодной структуре

© А.М. Минарский, П.Б. Родин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 4 октября 1999 г. Принята к печати 9 декабря 1999 г.)

Дана оценка порогового значения скорости роста напряжения на обратно смещенной диодной структуре, необходимого для возбуждения в ней фронта ударной ионизации, распространяющегося с большей скоростью, чем насыщенные дрейфовые скорости носителей.

Сверхбыстрая ударно-ионизационная волна в обратно смещенной диодной структуре [1–3] отвечает физически наиболее интересному сценарию лавинного пробоя p – n -перехода, по своему характеру во многом сходному со стримерным пробоем в газе и твердом теле [4–7]. Фронт ударной ионизации распространяется в $p^+ - n - n^+$ -структуре (типичная длина n -базы $W = 100$ – 250 мкм, уровень легирования в ней $N_d = 10^{14}$ см $^{-3}$) от катода к аноду (см. рисунок) со скоростью, в несколько раз превышающей насыщенную дрейфовую скорость носителей $v_s \approx 10^7$ см/с, оставляя за собой плотную электронно-дырочную плазму с концентрацией $N \gg N_d$. Распространение фронта способно промодулировать проводимость структуры за время, меньшее пролетного времени W/v_s , и в отличие от стримера [5] достаточно однородно по площади [2,3,8]. Возбуждение фронта происходит следующим образом [2,3]: исходно к диоду и последовательно включенному сопротивлению нагрузки R прилагается обратное смещение U_0 , меньшее напряжения стационарного лавинного пробоя, но близкое к нему (рисунок, кривая 1). Затем приложенное напряжение увеличивают (кривые 2, 3) по закону, который на стадии запуска можно с хорошей точностью считать линейным:

$$U(t) = U_0 + At. \quad (1)$$

Запуск фронта происходит только при достаточно быстром подъеме напряжения, $A > A_{th}$, причем напряжение на структуре в момент запуска значительно превосходит напряжение стационарного пробоя.¹ Пороговая величина $A_{th} \approx 10^{12}$ В/с слабо зависит от материала (Si или GaAs) и конструкции прибора. Существование порога A_{th} ранее качественно объяснялось необходимостью сформировать вблизи $p^+ - n$ -перехода область, где напряженность электрического поля E существенно превосходит порог ударной ионизации (так называемая перенапряженная область), за время, недостаточное для появления в этой области тепловых носителей, способных инициировать лавинный пробой и, вследствие увеличения тока через прибор, воспрепятствовать дальнейшему росту напряжения [2,3]. Количественно величина A_{th} , насколько

¹ Запуск и распространение волны подробно описаны в [2,3], наглядная картина представлена также результатами численного моделирования [9,10,8].

нам известно, не оценивалась. В настоящем сообщении указана альтернативная причина существования порога A_{th} и дана оценка ее величины.

Мы предполагаем, отвлекаясь от актуальной проблемы поперечной устойчивости плоского фронта [11–13] и однородности запуска волны [14], что фронт возбуждается и затем распространяется однородно на всей площади структуры.

Рассмотрим вначале основные механизмы распространения сверхбыстрого фронта на примере квазистационарного установившегося режима (рисунок, кривая 4). Перед фронтом электрическое поле E несколько превышает порог ударной ионизации E_{th} , и имеется малая начальная концентрация свободных электронов и дырок $n_0, p_0 \ll N_d$. Распространение волны характеризуется генерацией электронно-дырочной плазмы с концентрацией N , достаточной для почти полного экранирования электрического поля. Генерация носителей вследствие ударной ионизации и вытеснение (экранирование) поля из вновь образованных проводящих областей представляют собой два главных процесса, ответственных за распространение волны, в то время как дрейфовое перемещение электронов не является существенным для модуляции проводимости. В этом распространение волны аналогично распространению нитевидного стримера в присутствии предионизации [7]. В простейшем случае пороговой зависимости коэффициентов ударной ионизации от поля $\alpha(E) = \alpha_0 \Theta(E - E_{th})$, где $\Theta(E)$ — функция Хевисайда (единичный скачок), скорость волны v_f и размер l_f области ударной ионизации (где $E > E_{th}$) могут быть приближенно связаны соотношениями [11], полностью аналогичными соответствующим соотношениям для стримера [7],

$$v_f = \frac{l_f}{\tau_f}, \quad \tau_f = \frac{1}{\alpha_0 v_s} \ln \frac{N}{n_0}, \quad N = \frac{\alpha_0 \varepsilon \varepsilon_0 E_{th}}{q}. \quad (2)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, q — заряд электрона. Величина τ_f имеет смысл времени вытеснения поля и определяется только параметрами материала. Размер области ударной ионизации l_f зависит от внешнего приложенного напряжения, положения фронта ионизации, уровня легирования N_d , а

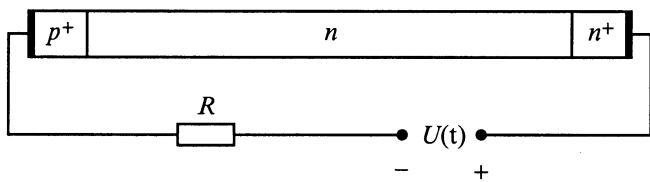
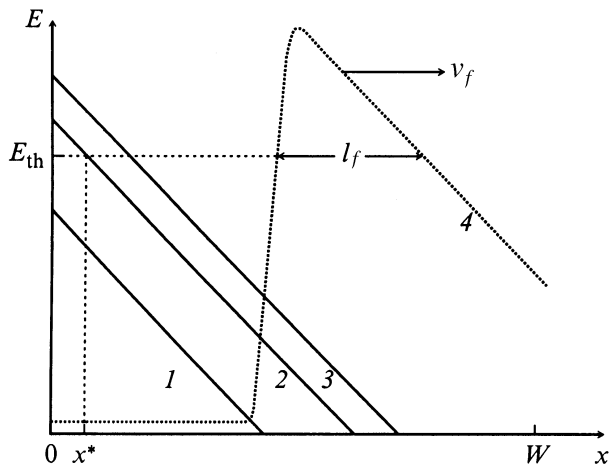


Схема $p^+ - n - n^+$ -структуры (внизу) и распределение электрического поля в n -базе (вверху) в разные моменты времени: 1 — $t_1 = 0$, начальное распределение поля; 2, 3 — моменты времени $t_2 < t_3$, запуск фронта еще не произошел; 4 — поле в бегущей волне. E_{th} — порог ударной ионизации, x^* — граница области, в которой в момент t_2 может происходить ударная ионизация.

при больших длинах базы также от размера нейтральной необедненной области перед фронтом [11].²

Скорость квазистационарно распространяющейся волны всегда превосходит дрейфовую скорость, $v_f > v_s$ [15]; движение фронта со скоростью меньше v_s невозможно, так как дрейфовое разбегание носителей разрушает область пространственного заряда за фронтом волны. Согласно (2) условие $v_f > v_s$ эквивалентно условию $l_f > v_s \tau_f$, т.е. при распространении волны приложенное к диоду внешнее напряжение должно быть достаточным, чтобы размер области ионизации превосходил критический размер.

Главная цель настоящего сообщения состоит в том, чтобы указать на критическую роль дрейфового разбегания на стадии запуска волны, когда концентрации электронов (n) и дырок (p) малы ($n, p < N_d$), а приложенное к структуре напряжение увеличивается (рисунок, кривые 2, 3). В этом случае на протяжении некоторого промежутка времени размер области генерации заведомо мал, условие $l_f > v_s \tau_f$ не выполняется и должно быть заменено на условие, налагаемое на скорость расширения области генерации. Граница x^* области, где $E > E_{th}$, определяется из $E(x^*, t) = E_{th}$. Если зона генерации

расширяется быстрее дрейфовой скорости, $dx^*/dt > v_s$, то все созданные ударной ионизацией носители заведомо остаются в зоне ионизации и с ростом концентрации дают вклад в экранирование поля. Таким образом, дрейфовое разбегание перестает быть фактором, препятствующим формированию фронта. Поле в структуре может быть приближенно описано выражением

$$E(x, t) = E_{max}(t) - \frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0}x, \quad E_{max}(t) = \sqrt{\frac{2qN_dU(t)}{\epsilon\epsilon_0}}. \quad (3)$$

При выводе (3) мы предполагаем, что распределение поля имеет треугольную форму (см. рисунок, кривые 1–3), пренебрегая падением напряжения на квазинейтральной области вблизи n^+ -контакта. Напряжение $U(t)$ считается полностью приложенным к диоду, что верно для малой величины тока через нагрузку на стадии запуска. Из (1), (3) следует, что граница x^* движется со скоростью

$$\frac{dx^*}{dt} = \frac{A}{E_{max}(t)}. \quad (4)$$

Учитывая, что на стадии запуска $E_{max}(t) \approx E_{th}$, получаем для критической скорости нарастания напряжения следующую оценку:

$$A_{th} \approx E_{th}v_s. \quad (5)$$

Полагая $E_{th} \approx 2 \cdot 10^5$ В/с, $v_s = 10^7$ см/с, получаем $A_{th} \approx 2 \cdot 10^{12}$ В/с, что близко к экспериментально наблюдаемой величине 10^{12} В/с [2,3]. Подчеркнем, что A_{th} зависит только от параметров материала и имеет одинаковую величину для структур с разным уровнем легирования N_d .

Приближенный характер (5) обусловлен ступенчатой зависимостью для коэффициентов ударной ионизации $\alpha(E)$. При этом условие $A > A_{th}$ имеет смысл достаточного, избыточно сильного условия запуска волны. Действительно, неявно предполагается, что ударная ионизация происходит однородно во всей области $E > E_{th}$. В действительности наиболее интенсивная генерация происходит у левого края этой области (см. рисунок), где, во-первых, поле превосходит пороговое в течение большего времени, и, во-вторых, напряженность поля максимальна. В этих условиях дрейфующим носителям требуется дополнительное время, чтобы покинуть область ионизации, т.е. условие $dx^*/dt > v_s$ может быть ослаблено. Как следствие, (5) представляет собой оценку сверху критической скорости роста поля.

Пороговая скорость увеличения напряжения существует также при запуске стримера, распространяющегося с острия в полупроводнике [5], и имеет ту же характерную величину 10^{12} В/с. Условие (5) с точностью до множителя, отражающего трехмерный характер процесса при запуске стримера, совпадает с оценкой для

² Сравнение с результатами теории автомодельного распространения фронта в TRAPATT-диоде [15] показывает, что зависимости (2) верны с точностью до логарифмических поправок.

критической скорости увеличения напряжения

$$\left(\frac{dU}{dt}\right)_{th} \approx \frac{E_0 v_s}{\ln(\alpha_0 R)}, \quad (6)$$

полученной в [7]. Здесь R — радиус острия, и предполагается $\alpha(E) = \alpha_0 \exp(-E_0/E)$ [7].

Условие $A > E_{th} v_s$ эквивалентно известному условию на скорость нарастания поля в диодной структуре при запуске волны

$$\varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} < q N_d v_s, \quad (7)$$

полученному для TRAPPAT-диода в [15] в предположении, что запуск и распространение волны происходит в режиме заданного тока $J = \text{const}$. Левая часть (7) имеет смысл плотности тока смещения $J = \varepsilon \varepsilon_0 \partial E / \partial t$, протекающего через структуру до запуска фронта. В силу условия $J = \text{const}$ этот ток смещения совпадает с током проводимости, протекающим по проводящей области после запуска волны. Последний обеспечивает компенсацию заряженных доноров в обедненной области и имеет величину $J = q N_d v_f$. Условие (7) представляет собой формальное следствие условия $v_f > v_s$ и модельного предположения $J = \text{const}$ [15]. Эквивалентность (5) и (7) можно показать прямой подстановкой, выбирая $E(x, t) = E(0, t) = E_{\max}(t)$ и учитывая $dE_{\max}/dt = (q N_d / \varepsilon \varepsilon_0) dx^* / dt$.

При выполнении условия (5) несущественно происхождение носителей, инициирующих ударную ионизацию, так как, с одной стороны, любой носитель, попавший в зону $E > E_{th}$, порождает новые носители и, с другой стороны, все эти носители не выходят за границу области ударной ионизации. Имеются два источника носителей: тепловая генерация непосредственно в области высокого поля и дрейф дырок из нейтральной области диода [2,3]. Отметим, что характерное время τ_f нарастания концентрации от начальной величины $n_0 = 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ до конечной $N > 10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ логарифмически зависит от n_0 и для приведенных типичных значений изменение n_0 на несколько порядков приводит к изменению τ_f лишь на десятки процентов. Это обстоятельство может оказаться существенным для понимания низкой чувствительности основных характеристик процесса переключения (в частности, стабильности времени задержки) к конкретному механизму запуска.

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев. Письма ЖТФ, **5**, 950 (1979).
- [2] В.М. Тучкевич, И.В. Грехов. *Новые методы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами* (Л., Наука, 1988).
- [3] I.V. Grekhov. Sol. St. Electron., **32**, 923 (1989).
- [4] L.V. Loeb. Science, **148**, 1417 (1965).
- [5] Н.Г. Басов, А.Г. Молчанов, А.С. Насибов, А.З. Обидин, А.И. Печенов, Ю.М. Попов. ЖЭТФ, **70**, 1751 (1976).

- [6] S.K. Dhali, P.F. Williams. J. Appl. Phys., **62**, 4696 (1987).
- [7] М.И. Дьяконов, В.Ю. Кочаровский. ЖЭТФ, **94**, 321 (1988).
- [8] R.J. Focia, E. Schamiloglu, C.B. Fleddermann, F.J. Agee, J. Gaudet. IEEE Trans. Plasma Sci., **25**, 138 (1997).
- [9] Ю.Д. Биленко, М.Е. Левиштейн, М.В. Попова, В.С. Юфре-рев. ФТП, **17**, 1812 (1983).
- [10] А.Ф. Кардо-Сысоев, М.В. Попова. ФТП, **30**, 803 (1996).
- [11] А.М. Минарский, П.Б. Родин. ФТП, **31**, 366 (1997).
- [12] A.M. Minarsky, P.B. Rodin. Sol. St. Electron., **41**, 813 (1997).
- [13] H. Jalali, R. Joshi, J.A. Gaudet. IEEE Trans. El. Dev., **45**, 1761 (1998).
- [14] С.Н. Вайнштейн, Ю.В. Жилияев, М.Е. Левинштейн. Письма ЖТФ, **14**, 1562 (1989).
- [15] V.S. Deloach, D.L. Scharfetter. IEEE Trans. El. Dev., **ED-20**, 9 (1970).

Редактор Л.В. Шаронова

On the critical voltage raise rate at triggering superfast impact ionization front in a diode structure

A.M. Minarsky, P.B. Rodin

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We have estimated the threshold value of the voltage raise rate at a reversely biased diode structure terminals which is needed for triggering an impact ionization front that propagates faster than the gain drift velocities of free carriers.