

06

О механизме пробоя $p-n$ -переходов при больших скоростях нарастания обратного напряжения

© А.С. Кюреган

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина, Москва
E-mail: ask@vei.ru

Поступило в Редакцию 12 июля 2005 г.

Показано, что для возникновения плоских туннельно-ионизационных фронтов в $p-n$ -переходах при большой скорости u нарастания обратного напряжения [1] необходимо, чтобы скорость туннельной генерации электронно-дырочных пар g_f намного превосходила скорость ударной ионизации g_i на начальной стадии пробоя. Однако обычно (например, в кремнии) $g_f \ll g_i$ и размножение вследствие ударной ионизации первых сотен пар должно привести к лавинно-стримерному переходу значительно раньше, чем перекрытие лавин. В этом случае причиной перехода диода в проводящее состояние может быть замыкание межэлектродного промежутка большим количеством стримеров, общее сопротивление которых может быть много меньше сопротивления нагрузки. Предложена простая модель такого „мультистримерного“ пробоя, согласно которой время переключения практически не зависит от параметров стримера и обратно пропорционально u , а сопротивление диода в проводящем состоянии сильно уменьшается с ростом u , но увеличивается с ростом скорости стримеров.

Недавно в работе [1] был предложен механизм пробоя $p-n$ -переходов при больших скоростях u нарастания обратного напряжения, основанный на представлении о плоском туннельно-ударном ионизационном фронте, образующемся и распространяющемся в области пространственного заряда (ОПЗ). Этот механизм уже был использован для интерпретации результатов экспериментов по пробоям кремниевых диодов при $u \simeq 10^{13}$ V/s [2]. Согласно [1], он может реализоваться, например, в p^+-n-n^+ -диодах, если:

— диод предварительно смещен в обратном направлении до напряжения U_0 , меньшего напряжения статического пробоя U_B , но большего напряжения $qNd^2/2\epsilon$ смыкания ОПЗ с n^+ -слоем (q — элементарный

заряд, N — концентрация доноров в n -слое толщиной d , ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника);

— плотность тока утечки j_T настолько мала, что среднее число носителей заряда в ОПЗ $\mathcal{N}_T = j_T S d / q v_s \leq 1$ (S — площадь диода, v_s — насыщенная дрейфовая скорость);

— на диод дополнительно к постоянному смещению подается импульс обратного напряжения с фронтом менее d/v_s и амплитудой, превышающей U_B в 3–4 раза.

При этих условиях свободные носители заряда либо вообще отсутствуют в ОПЗ, либо образуют вследствие ударной ионизации за время фронта в среднем один плохо проводящий канал, не способный подавить быстрое нарастание напряжения на диоде. В результате максимальная напряженность поля E_M значительно превзойдет статическое пробивное значение $E_B \approx 0.2 \text{ MV/cm}$ и вблизи максимума поля начнется туннельная генерация электронно-дырочных пар. Эти вновь рожденные пары интенсивно размножаются и порождают плотную плазму, вытесняющую поле в сторону n^+ -слоя. Так, согласно [1], должен зародиться быстро движущийся фронт, разделяющий плотную плазму от истощенной области сильного поля. Моделирование этого процесса проводилось авторами [1,2] в одномерном континуальном приближении, что оправдано, если всегда в актуальных областях концентрации электронов и дырок $n, p \gg \lambda^{-3}$, где λ — характерный размер этих областей. В противном случае необходимо как-то учитывать дискретность зарядов и стохастичность процессов генерации пар. Как было отмечено в [1], применительно к рассматриваемой задаче эта проблема особенно важна на начальной стадии зарождения фронта, когда в течение конечного интервала времени количество пар в ОПЗ уже велико, но $n, p \ll \lambda^{-3}$ и континуальное приближение еще неприменимо, а соответствующие решения не имеют физического смысла. Для их исключения авторы работы [1] предложили „выключать“ ударную ионизацию при моделировании процесса до тех пор, пока вследствие туннельной генерации не станет выполняться неравенство $n, p \gg d^{-3} \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Однако, по нашему мнению, использование подобного приема без дополнительных оговорок не оправдано по двум причинам. Во-первых, в рассматриваемой задаче есть еще по крайней мере два характерных размера — толщина фронта волны и радиус электронной лавины — много меньших d . Во-вторых, искусственное „выключе-

Вариант	$\tilde{\alpha}_e, \text{cm}^{-1}$	$\tilde{\alpha}_h, \text{cm}^{-1}$	$E_e, \text{MV/cm}$	$E_h, \text{MV/cm}$	$\tilde{g}_f, 1/\text{cm}^3 \cdot \text{s}$	$E_f, \text{MV/cm}$
<i>a</i>	$5 \cdot 10^5$			4.0	10^{34}	20.0
<i>b</i>	$6.3 \cdot 10^5$	$1.74 \cdot 10^6$	1.23	2.18	10^{34}	31.0

ние“ ударной ионизации при численном решении задачи вовсе не означает, что на самом деле она не будет играть заметной роли в полях $\sim 1 \text{ MV/cm}$, при которых становится существенной туннельная генерация.

Чтобы разобраться в этом вопросе, рассмотрим для простоты $p^+ - i - n^+$ -диод, удовлетворяющий описанным выше условиям. После того как обратное смещение превзойдет U_B в 3–4 раза, в ОПЗ начинается туннельная генерация электронно-дырочных пар со скоростью

$$g_f = \tilde{g}_f \exp[-E_f/E(t)], \quad (1)$$

где напряженность поля $E(t) = (U_0 + ut)/d$, \tilde{g}_f и E_f — константы материала. Интегрируя $g_f(t)$ по t , можно получить полное количество пар $\mathcal{N}_i(t)$, возникших в ОПЗ за счет туннелирования. Рожденные таким образом электроны и дырки начнут дрейфовать со скоростями $v_{e,h}$ и размножаться вследствие ударной ионизации со скоростью $g_i = (v_e \alpha_e n + v_h \alpha_h p)$, где $\alpha_{e,h} = \tilde{\alpha}_{e,h} \exp[-E_{e,h}/E(t)]$ — коэффициенты ударной ионизации, $\tilde{\alpha}_{e,h}$ и $E_{e,h}$ — константы материала. Полное число электронов и дырок в лавине, возникшей в момент времени $t = t_0$, равно

$$\mathcal{N}_i(t_0, t) = \exp \left\{ \int_{t_0}^t [v_e \alpha_e(t') + v_h \alpha_h(t')] dt' \right\}. \quad (2)$$

В процессе своей эволюции электронные лавины „расплываются“, в частности, из-за диффузии, так что их характерный радиус во всяком случае не меньше $r_{av} \sim \sqrt{D(t - t_0)}$, а поле собственного объемного заряда $E_{av} \sim q \mathcal{N}_i / 4\pi \epsilon r_{av}^2$. Теперь нетрудно убедиться, что развитие пробоя может идти по двум сценариям в зависимости от соотношения скоростей туннелирования и ударной ионизации. Для этого рассмотрим два варианта $p^+ - i - n^+$ -диода с одинаковыми значе-

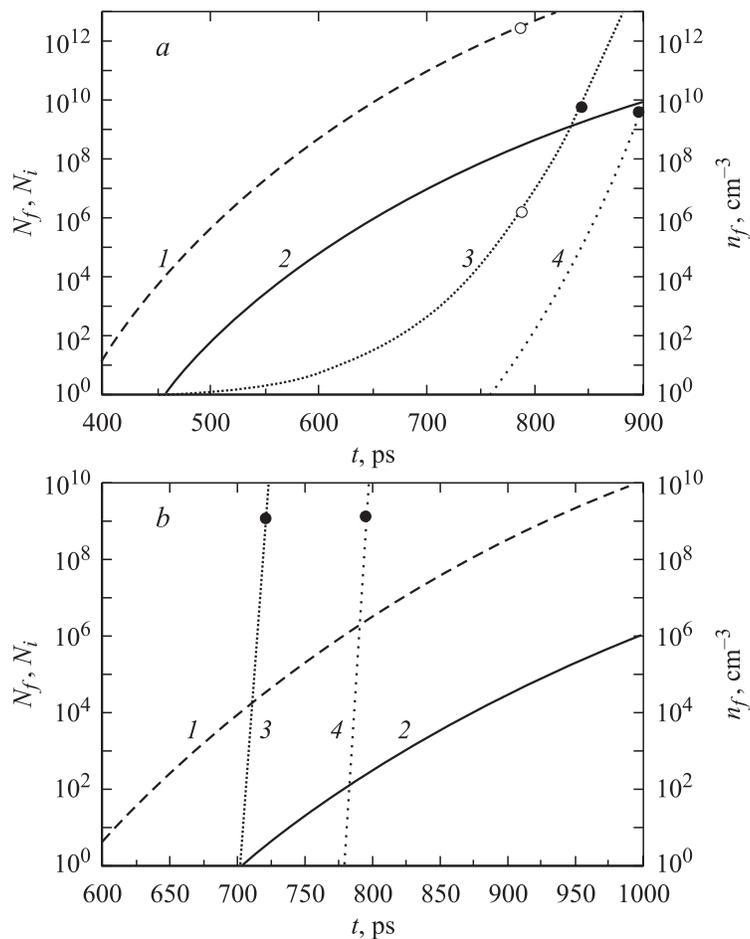


Рис. 1. Зависимости от времени полного числа \mathcal{N}_f (кривые 1) и концентрации n_f электронно-дырочных пар (2), рожденных в ОПЗ вследствие туннелирования, и количества \mathcal{N}_i электронов в лавинах, стартовавших в моменты, когда средние значения \mathcal{N}_f достигали значений 1 (3) и 10^8 (a) или 10^2 (b) (4). Темными кружками отмечены моменты времени и значения \mathcal{N}_i , при которых поле объемного заряда изолированных лавин сравнивается с внешним полем, а светлыми — моменты времени и значения n_f и \mathcal{N}_f , при которых объем всех лавин становится равным объему ОПЗ.

ниями $\varepsilon = 1.06 \cdot 10^{-12}$ F/cm, $v_e = 10^7$ cm/s, $D = 20$ cm²/s, $S = 0.01$ cm², $d = 100$ μ m и различными параметрами, характеризующими скорость генерации пар (см. таблицу). Результаты расчетов при $u = 10^{13}$ V/s приведены на рис. 1, a, b для вариантов a и b соответственно.

Как видно, в случае вариант a скорость туннельной генерации пар значительно превышает g_i на начальной стадии развития пробоя. Вследствие этого концентрация лавин в ОПЗ достигает $3 \cdot 10^{12}$ cm⁻³, а их полный объем $\pi D(t - t_0)^2(v_e + v_h) \mathcal{N}_f$ превышает Sd раньше, чем поле E_{av} сравняется с внешним полем $E(t)$. При этом лавины полностью перекрываются, так что континуальное приближение оказывается оправданным. Это подтверждается и результатами численного моделирования процесса пробоя для варианта a , проделанного с помощью программы „Исследование“ [3]: описанный выше $p^+ - i - n^+$ -диод, соединенный последовательно с нагрузкой 50Ω , переключался совершенно одинаково и без „выключения“ ударной ионизации, и с ее „выключением“ при $n < 10^9$ cm⁻³.

Принципиально иной сценарий развития пробоя должен реализоваться в случае более реалистичного варианта b , для которого данные из таблицы соответствуют полученным экспериментально параметрам кремния [4,5]. Теперь скорость ударной ионизации в лавине всегда превышает g_f и настолько велика, что уже через $t_{av} = 15 \div 20$ ps после рождения пары $E_{av} \sim E(t)$. Поэтому размножение даже сотой пары, порожденной туннелированием (см. кривую 4 на рис. 1, b), должно приводить к лавинно-стримерному переходу, когда среднее расстояние между лавинами еще больше или порядка d и континуальное приближение заведомо неприменимо для моделирования прибора в целом. В соответствии с известными результатами экспериментов [6,7] и теоретических оценок [8,9] стример представляет собой заполненный электронно-дырочный плазмой канал с погонным сопротивлением $\rho_{st} \sim 10^4 \div 10^6 \Omega$ /cm, удлиняющийся со скоростью $v_{st} \sim 3 \cdot (10^7 \div 10^9)$ cm/s. При большом количестве стримеров в ОПЗ они могут взаимодействовать между собой двумя способами. Во-первых, непосредственно, искажая поле ОПЗ; этот вид взаимодействия экспоненциально затухает с характерным расстоянием d и проявляется при плотности стримеров больше или порядка d^{-2} . Во-вторых, через внешнюю цепь: увеличение тока через диод в процессе распространения стримера (тока смещения) и, главное, после замыкания стримером межэлектродного промежутка приводит к снижению напряжения на

диоде U и напряженности поля в ОПЗ. В результате должна уменьшиться скорость распространения остальных стримеров, которая при малых длинах пропорциональна напряженности внешнего поля (или напряжению) [8,9]. Однако гораздо сильнее уменьшение U влияет на темп возникновения новых стримеров, поскольку и g_f , и g_i зависят от внешнего поля резко экспоненциально и зарождение новых лавин и стримеров полностью подавляется даже при незначительном снижении U . Поэтому в первом приближении для описания динамики пробоя достаточно учесть только этот главный эффект. Тогда для средних значений напряжения на диоде U и его сопротивления R_{st} получается простое интегродифференциальное уравнение

$$RC \frac{dU(t)}{dt} + \left[1 + \frac{R}{R_{st}(t)} \right] U(t) = ut, \quad (3)$$

где R — последовательное с диодом сопротивление нагрузки,

$$R_{st}^{-1}(t) \simeq \frac{N_f(t - \tau)}{\rho_{st}d} = \frac{\tilde{g}_f S}{\rho_{st}} \int_0^{t-\tau} \exp[-E_f d/U(t')] dt', \quad (4)$$

$\tau \approx (t_{av} + d/v_{st})$ — время задержки между моментом рождения электронно-дырочной пары и моментом замыкания стримером межэлектродного промежутка. В соответствии со сказанным выше мы полагаем в формуле (4) величины ρ_{st} и τ постоянными. Кроме того, мы пренебрегаем малыми токами смещения, вызванными удлинением стримеров, и считаем, что в полях, при которых существенно туннельная генерация, лавинно-стримерный переход произойдет обязательно.

Результаты численного решения уравнения (3) для диода с параметрами варианта b при $R = 50 \Omega$ и различных значениях ρ_{st} , τ , u приведены на рис. 2. Как видно, зарождение большого количества стримеров в ОПЗ перенапряженного диода может приводить к его быстрому переключению в проводящее состояние. Такой „мультистримерный“ пробой обладает двумя особенностями. Во-первых, время переключения t_{on} и максимальное напряжение на диоде U_M очень слабо зависят от параметров стримера τ (и, следовательно, скорости распространения v_{st}) и ρ_{st} . Главным фактором, определяющим величины t_{on} и U_M , является темп туннельной генерации новых пар в ОПЗ. Например, t_{on} в первом приближении равно времени, за которое

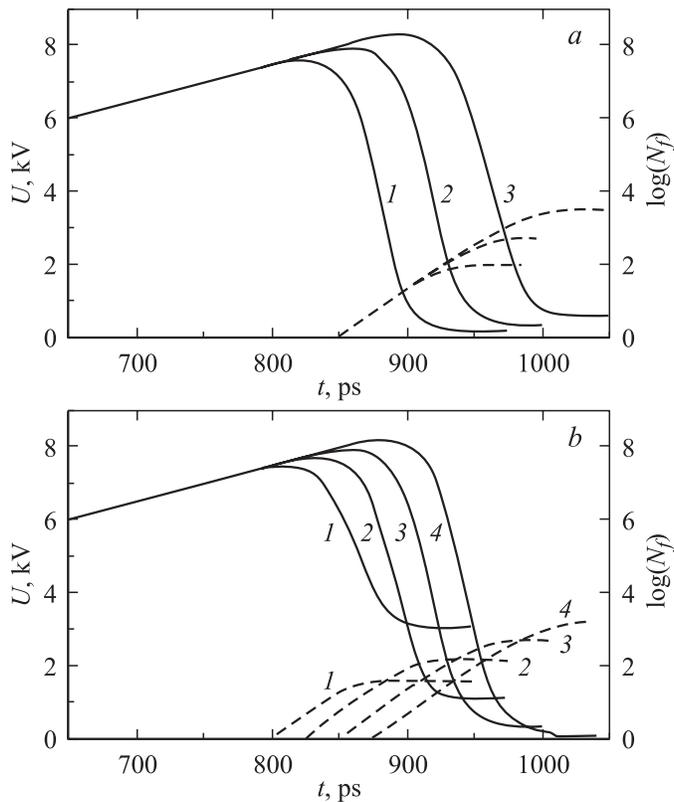


Рис. 2. Зависимости напряжения на диоде U (сплошные кривые) и количества стримеров \mathcal{N}_f (пунктирные кривые) от времени при мультистримерном пробое диода с параметрами варианта b при $R = 50 \Omega$: $a - u = 10^{13} \text{ V/s}$, $\tau = 100 \text{ ps}$, $\rho_{st} = 10^4 \Omega/\text{cm}$ (кривые 1), $10^5 \Omega/\text{cm}$ (2), $10^6 \Omega/\text{cm}$ (3); $b - u = 10^{13} \text{ V/s}$, $\rho_{st} = 10^5 \Omega/\text{cm}$, $\tau = 50 \text{ ps}$ (1), 75 ps (2), 100 ps (3), 125 ps (4); $c - \rho_{st} = 10^5 \Omega/\text{cm}$, $\tau = 100 \text{ ps}$, $u = 12 \text{ kV/ns}$ (1), 10 kV/ns (2), 8 kV/ns (3), 6 kV/ns (4).

величина \mathcal{N}_f изменяется от $0.1 \rho_{st} d/R$ до $10 \rho_{st} d/R$ или максимального значения \mathcal{N}_f^M , если $\mathcal{N}_f^M < 10 \rho_{st} d/R$. Поэтому t_{on} должно логарифмически слабо уменьшаться при уменьшении τ и уменьшении ρ_{st} . В то же

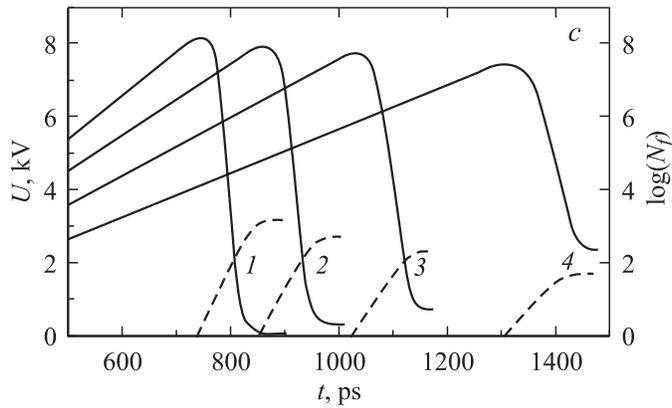


Рис. 2 (продолжение).

время для зависимости $g_f(E)$ типа (1) с логарифмической точностью должно выполняться соотношение $t_{on} \simeq 4U_M^2/uE_f d$, которое согласуется с данными, приведенными на рис. 2, с. Во-вторых, напряжение на диоде в проводящем состоянии U_{min} сильно зависит и от режима (u), и от параметров стримера (τ , ρ_{st}). Так и должно быть, поскольку сопротивление диода после пробоя $R_{on} = \mathcal{N}_f^M / \rho_{st} d$, а \mathcal{N}_f^M , очевидно, быстро увеличивается с ростом u и τ .

Следует отметить, что сама по себе идея о возможности „мультистримерного“ пробоя p – n -переходов при больших u отнюдь не нова. Впервые, насколько нам известно, она была высказана авторами работы [10] для интерпретации результатов их экспериментов по пробоям арсенид-галлиевых диодов при значениях u/d вплоть до $2.4 \cdot 10^{15}$ V/cm·s, свидетельствующих о сильной локализации тока пробоя в нескольких десятках каналов на периферии диодов. Однако количественный анализ этого механизма в работе [10] не проводился, а качественные рассуждения привели ее авторов к выводам, существенно отличным от наших.¹ Тем не менее весьма вероятно, что в экспериментах [10] был реализован именно описанный выше механизм „мультистримерного“ пробоя.

¹ В частности, они полагали, что $t_{on} \sim d/v_{st}$, а „зарождение шнуров“ определяется не туннелированием, но ударной ионизацией.

Автор благодарен А.В. Горбатьюку за многочисленные и плодотворные обсуждения затронутых в работе вопросов.

Список литературы

- [1] *Rodin P., Ebert U., Hundsdorfer W., Grekhov I.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. N 2. P. 958–964.
- [2] *Любутин С.К., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 5. С. 36–46.
- [3] *Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Philatov N.I.* // Solid-State Electron. 1987. V. 30. N 3. P. 579–586.
- [4] *Кюрегян А.С., Юрков С.Н.* // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1819–1827.
- [5] *Tyagi M.S.* // Solid-State Electron. 1968. V. 11. P. 99–115.
- [6] *Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С.* и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. В. 5. С. 1751–1761.
- [7] *Грибковский В.П.* // ЖПС. 1984. Т. 15. В. 5. С. 709–718.
- [8] *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 5. С. 321–332.
- [9] *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 5. С. 1850–1859.
- [10] *Вайнштейн С.Н., Жиляев Ю.В., Левинштейн М.Е.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 16. С. 1527–1530.