

О максимальной толщине области пространственного заряда обратносмещенных $p^+ - n$ -переходов с положительной фаской

© А.С. Кюрегян[¶]

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина,
111250 Москва, Россия

(Получена 24 марта 2010 г. Принята к печати 18 июня 2010 г.)

Проведено численное моделирование двумерных распределений потенциала и напряженности электрического поля в краевых областях резко асимметричных обратносмещенных $p^+ - n$ -переходов с положительной фаской. Показано, что максимальная толщина области пространственного заряда W_{nM} немонотонно зависит от угла θ между поверхностью фаски и плоскостью перехода: функция $W_{nM}(\theta)$ достигает максимума при значениях θ , которые уменьшаются от 60° до 35° при увеличении параметра $Q_s / \epsilon_s \epsilon_0 E_{vM}$ от 0 до 0.02 (здесь Q_s — плотность поверхностного заряда, $\epsilon_s \epsilon_0$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника, E_{vM} — максимальная напряженность поля в области пространственного заряда $p^+ - n$ -перехода вдали от фаски). Полученные результаты могут быть полезными при проектировании высоковольтных тиристоров на основе Si, SiC и других материалов.

Хорошо известно, что толщина области пространственного заряда (ОПЗ) обратносмещенного асимметричного $p^+ - n$ -перехода увеличивается по мере приближения к положительной фаске, как это схематически изображено на рис. 1. Протяженность ОПЗ вдоль поверхности фаски равна

$$L_s = \gamma W_v / \sin \theta, \quad (1)$$

где W_v — толщина ОПЗ в объеме, θ — угол между плоскостью перехода и поверхностью фаски. Параметр γ обеспечивает дополнительное (по сравнению с чисто геометрическим) изменение ширины ОПЗ, необходимое для обеспечения зарядовой нейтральности прибора. Если отношение Q_s / ϵ_d не слишком велико (Q_s — плотность поверхностного заряда, ϵ_d — относительная диэлектрическая проницаемость среды над фаской), то $\gamma > 1$ и максимальная напряженность электрического поля E_{sM} на поверхности дополнительно уменьшается по сравнению с объемным значением E_{vM} . Поэтому обычно поверхностный лавинный пробой $p^+ - n$ -переходов с положительной фаской и достаточно большой толщиной d высокоомной базы не происходит, так как центральная плоская область пробивается при меньшем напряжении U_{bv} . Все это стало понятным после появления в 1964 г. пионерской работы [1], в которой были приведены первые результаты расчетов напряженности поля вблизи фаски путем численного решения двумерного уравнения Пуассона. С тех пор было опубликовано еще несколько работ [2–5], посвященных анализу положительной фаски, в которых уточнялись (за счет использования более точных методов решения) результаты [1] и была получена дополнительная информация о влиянии величин Q_s и ϵ_d на распределение поля. Казалось, что все проблемы, связанные с использованием этой конфигурации краевой области для эффективной защиты высоковольтных приборов от поверхностного

пробоя, давно решены. Однако до сих пор оставалось незамеченным одно важное обстоятельство. В первую очередь оно имеет отношение к высоковольтным тиристорам, пробой которых происходит не только из-за ударной ионизации в сильном поле $p^+ - n$ -переходов, но также из-за „прокола“ высокоомной базы [6,7]. Если (как это обычно и бывает [6,7]) анодный $p^+ - n$ -переход тиристора выходит на положительную фаску, то для предотвращения „прокола“ при обратном смещении U_R , во всяком случае, должно выполняться неравенство

$$d > W_{nM}(U_R), \quad (2)$$

так как толщина ОПЗ в n -слое достигает максимального значения W_{nM} на поверхности фаски (рис. 1). Поэтому для правильного проектирования высоковольтных тиристоров необходимо знание зависимостей от U_R и параметров θ , Q_s , ϵ_d не столько величины L_s , сколько W_{nM} . Однако именно эти зависимости не приведены ни в одной из известных нам опубликованных работ.¹ Занявшись изучением этого вопроса, автор получил нетривиальный результат, описанию которого посвящено настоящее сообщение.

Распределения потенциала ϕ и поля в полупроводниковой структуре и окружающей среде были получены путем решения двумерного уравнения Пуассона методом конечных элементов с неоднородной сеткой. Предполагалось, что изображенный на рис. 1 верхний p^+ -слой отсутствует, плотность объемного заряда равна нулю в однородной среде над фаской и равна $q(n - p - N_d + N_a)$ в полупроводнике с диэлектрической проницаемостью ϵ_s , где q — элементарный заряд, n и p — концентрации электронов и дырок, связанные с

¹ В скрытой форме информация (весьма скудная) о зависимости $W_{nM}(\theta)$ содержалась уже в статьях [1,4,5] и, вероятно, в ряде неопубликованных работ. В частности, С.А. Тундыков и С.И. Матюхин дали правильный ответ на вопрос автора о характере функции $W_{nM}(\theta)$ (см. далее), проведя анализ своих собственных результатов расчетов, выполненных ранее.

[¶] E-mail: ask@vei.ru

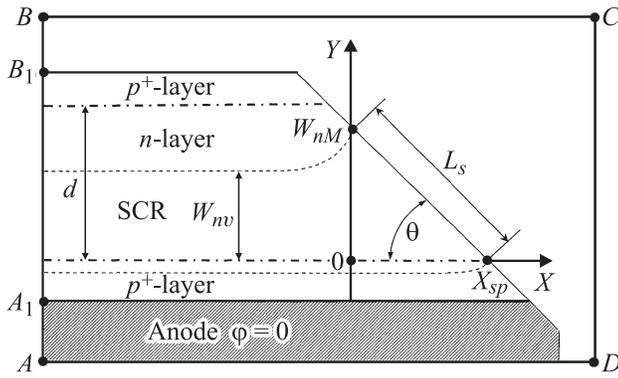


Рис. 1. Поперечное сечение краевой области p^+-n-p^+ -структуры с обратномещенным p^+-n -переходом, выходящим на положительную (обратную) фаску. Штрихпунктир — металлургические p^+-n -переходы, пунктир — границы ОПЗ.

потенциалом соотношениями Больцмана:

$$n = N_d \exp\left(q \frac{\varphi - \varphi_c - U_R}{kT}\right),$$

$$p = N_{a0} \exp\left(-\frac{q\varphi}{kT}\right), \quad (3)$$

φ_c — контактная разность потенциалов, $N_a = N_{a0} \times \exp[-(Y_j + Y)^2/\lambda^2]$ — концентрация акцепторов с поверхностной концентрацией N_{a0} , Y_j — толщина анодного p^+ -слоя, $\lambda = Y_j/\sqrt{\ln N_{a0}/N_d}$, $N_d = \text{const}$ — концентрация доноров. Область решения краевой задачи представляла собой прямоугольник $ABCD$; реальные расстояния от точек A_1 и B_1 до углов этого прямоугольника были примерно в 5 раз больше, чем это изображено на рис. 1. Предполагалось, что потенциал катодной поверхности кристалла и границы B_1BC равен ($\varphi_c + U_R$), потенциал анода и границы A_1AD , а также нормальное к границам A_1B_1 и CD поле равны нулю. В рамках описанной квазиравновесной модели обратномещенного p^+-n -перехода плотность пространственного заряда и напряженность поля, строго говоря, отличны от нуля везде в полупроводнике, поэтому четко выраженных границ ОПЗ не существует. Их можно определить лишь условно, например, как линии равного потенциала $\varphi = \varphi_c + U_R - u$ в n -слое и $\varphi = u$ в p^+ -слое. Очевидно, положение этих границ очень слабо зависит от величины u , если она удовлетворяет неравенствам $\varphi_c/2 < u \ll U_R$; в настоящей работе мы использовали значение $u = U_R/160$.

На рис. 2 приведены результаты расчетов, выполненных для кремниевого диода со следующими значениями параметров: $\epsilon_d = 3$ (это значение типично для защитных кремнийорганических компаундов), $d = 1.5$ мм, $N_{a0} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $Y_j = 100$ мкм, $N_d = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Лавинный пробой плоского перехода с такими параметрами наступает при $U_R = 8$ кВ, максимальной напряженности поля $E_{vM} = 150$ кВ/см, толщинах ОПЗ в n -слое $W_{nv} = 915$ мкм и в p -слое $W_{pv} = 37.4$ мкм. Видно, что

при уменьшении угла θ от 90° максимальная толщина ОПЗ в n -слое сначала увеличивается. Именно такая зависимость кажется, на первый взгляд, естественной, поскольку она обеспечивает сохранение зарядовой нейтральности всей структуры при уменьшении эффективной площади n -слоя и увеличении эффективной площади p -слоя. Неожиданным оказалось то, что при дальнейшем уменьшении θ величина W_{nM} достигает максимума и потом начинает уменьшаться. Такие зависимости в принципе возможны, поскольку электронейтральность перехода в целом может обеспечиваться при уменьшении θ не только за счет расширения ОПЗ в n -слое, но и за счет сужения ОПЗ в p -слое, как это видно на рис. 3. Правда, это не объясняет, почему законы электростатики приводят именно к такой, а не какой-нибудь другой деформации границ ОПЗ.

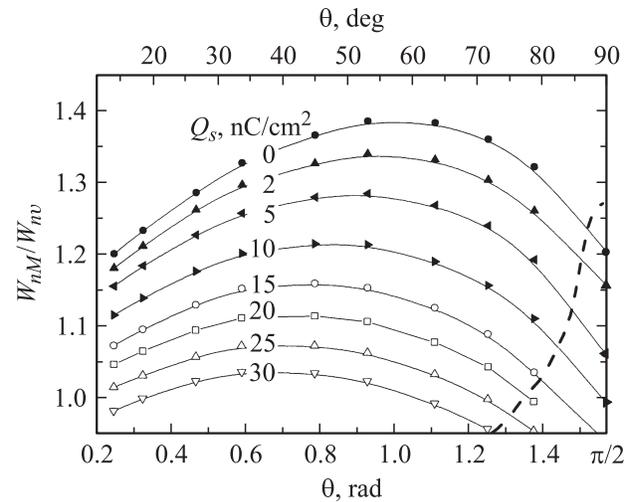


Рис. 2. Зависимости нормированной максимальной толщины ОПЗ в n -слое p^+-n -перехода от угла положительной фаски θ при $U_R = 8$ кВ и различной плотности поверхностного заряда Q_s . Пунктиром ограничена область больших значений θ и Q_s , при которых $E_{sM} > E_{vM}$ и напряжение лавинного пробоя вблизи поверхности фаски меньше, чем в объеме.

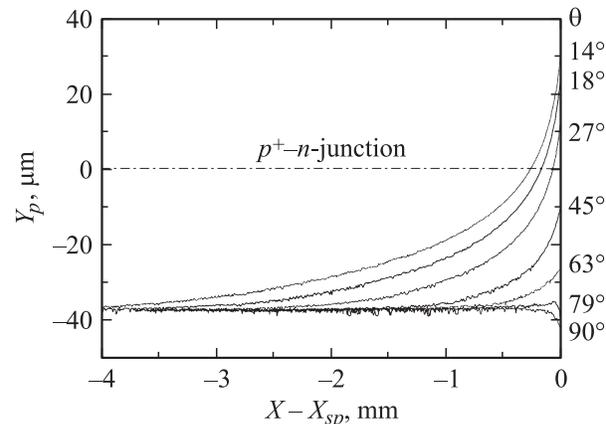


Рис. 3. Положение Y_p границы ОПЗ в p^+ -слое при $Q_s = 0$, $U_R = 8$ кВ и различных углах положительной фаски.

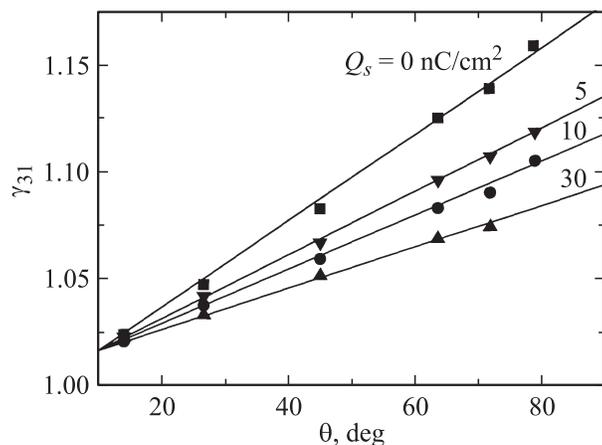


Рис. 4. Зависимость отношения $\gamma_{31} = W_{nm}(\epsilon_d=3)/W_{nm}(\epsilon_d=1)$ от угла положительной фаски θ при $U_R = 8$ кВ и различной плотности поверхностного заряда Q_s .

Такой характер зависимости $W_{nm}(\theta)$ сохраняется при всех актуальных значениях параметров структуры. Как и следовало ожидать, максимальная толщина ОПЗ уменьшается с ростом плотности поверхностного заряда Q_s , при этом положение максимума функции $W_{nm}(\theta)$ смещается в область меньших углов фаски. Уменьшение проницаемости ϵ_d среды над фаской также приводит к уменьшению W_{nm} , особенно заметному при больших θ и малых Q_s . Этот эффект проиллюстрирован на рис. 4, где приведено сравнение результатов расчетов W_{nm} для значений $\epsilon_d = 3$ и $\epsilon_d = 1$.

Изменение параметров диффузионного p^+ -слоя (т.е. степени асимметрии легирования перехода) очень слабо влияет на величину отношения W_{nm}/W_{nv} . Например, увеличение глубины залегания перехода Y_j от 10 до 200 мкм при одновременно пропорциональном уменьшении поверхностной концентрации акцепторов N_{a0} приводит к росту W_{nm}/W_{nv} на 1.8%. Наконец, изменение обратного смещения от 6 до 15 кВ увеличивает отношение W_{nm}/W_{nv} всего на 1%. При этом максимальная напряженность поля E_{vM} в объеме прибора изменяется в интервале 130–205 кВ/см, который перекрывает пробивные значения E_{vM} кремниевых $p^+ - n$ -переходов с концентрацией доноров в базе $N_d = 10^{14} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и напряжением лавинного пробоя $U_b = 1.37 - 55.0$ кВ [8]. Фактически это означает, что приведенные на рис. 2 и 4 результаты пригодны для определения W_{nm}/W_{nv} в любых (и не только кремниевых) сильно асимметричных высоковольтных переходах при $U_R \approx U_{bv}$, если $Q_s/\epsilon_s E_{vM} = (0 - 0.02) \text{ пФ/см}$ и $\epsilon_s/\epsilon_d = 4 - 12$. Причина этого состоит в том, что при бесконечно сильной асимметрии легирования описанная выше краевая задача может быть приведена путем надлежащей нормировки переменных [2] к безразмерному виду, содержащему, кроме θ , всего два свободных параметра $Q_s/\epsilon_s E_{vM}$ и ϵ_s/ϵ_d .

В заключение отметим, что, согласно работам [1,2,5], неравенство $E_{sM} \leq E_{vM}$ (необходимое для предотвращения поверхностного лавинного пробоя) выполняется в сильно асимметричных переходах при всех углах положительной фаски θ вплоть до 90° . Этот результат ошибочен и, вероятно, получился вследствие несовершенства использованных методов численного решения краевой задачи. В приближении бесконечно сильной асимметрии, использованном в работах [1,5], E_{sM} стремится к бесконечности по мере приближения к линии пересечения металлургического перехода с поверхностью фаски. Но и при конечной асимметрии вблизи этой линии может быть $E_{sM} > E_{vM}$ [4], если θ и Q_s достаточно велики. Для указанных выше параметров диода граница области значений θ и Q_s , при которых $E_{sM} > E_{vM}$, указана пунктиром на рис. 2. При увеличении отношения ϵ_s/ϵ_d и асимметрии легирования эта граница смещается в область меньших θ и Q_s .

Автор благодарен Ю.М. Локтаеву, который обратил внимание на неожиданное для него (а также и для автора) снижение обратного блокируемого напряжения высоковольтных тиристоров при увеличении θ до 45° и тем самым инициировал проведение настоящей работы.

Список литературы

- [1] R.L. Davies, F.E. Gentry. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-11**, 313 (1964).
- [2] M.S. Adler, V.A.K. Temple. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-25**, 1266 (1978).
- [3] K.-P. Brieger, W. Gerlach, J. Pelka. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-31**, 733 (1984).
- [4] J. Middleton, J.B. Waddell. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-34**, 400 (1987).
- [5] X.B. Chen, J.K.O. Sin, M. Zhang, B. Wang. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-44**, 869 (1997).
- [6] А. Блехер. *Физика тиристоров* (Л., Энергоиздат, 1981) [A. Blicher. *Thyristor physics*. N.Y., Springer-Verlag, 1981.]
- [7] В. Герлах *Тиристоры* (М., Энергоиздат, 1985) [W. Gerlach. *Thyristoren*. Heidelberg, Springer-Verlag, 1976].
- [8] А.С. Кюрегян, С.Н. Юрков. ФТП, **23**, 1819 (1989).

Редактор Л.В. Беляков

Maximal thickness of space-charge region in a back-biased $p^+ - n$ -junction with positive flat face

A.S. Kyuregian

All-Russian Electrical Engineering Institute,
111250 Moscow, Russia