

## Ударная ионизация в неоднородно разогретых кремниевых $p^+ - n - n^+$ - и $n^+ - p - p^+$ -структурах

© А.М. Мусаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

E-mail: akhmed-musaev@yandex.ru

(Получена 6 апреля 2015 г. Принята к печати 21 сентября 2015 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования, эффектов изменения тока ударной ионизации в кремниевых диффузионных  $p^+ - n - n^+$ - и  $n^+ - p - p^+$ -структурах при неоднородном их разогреве. Показано, что обнаруженные эффекты связаны с трансформацией зонных энергетических уровней, которые обусловлены термоупругими напряжениями структур.

В исследованиях [1–3] показано, что ток ударной ионизации в кремниевых  $p - n$ -структурах при их неоднородном разогреве принципиально отличается от случая однородного разогрева. Градиент температуры в зависимости от направления по отношению к току может изменить величину тока ударной ионизации, при этом значительно изменяя напряжение пробоя. Несмотря на явный эффект, физическое понимание явления остается недостаточным. В частности, не учтены все факторы, обусловленные градиентным распределением температуры в структуре, которые могут существенно влиять на напряжение лавинообразования.

В данной работе излагаются результаты экспериментального исследования эффектов изменения тока ударной ионизации в кремниевых диффузионных  $p^+ - n - n^+$ - и  $n^+ - p - p^+$ -структурах, при их неоднородном разогреве. Показано, что обнаруженный эффект связан с нелинейным распределением температуры и последующим формированием стационарной варизонной системы в структурах. Трансформация зонных энергетических уровней обусловлена термоупругими напряжениями в структурах, определяемых нелинейным распределением температуры и изменением коэффициента теплового расширения кремния с температурой. Существенность фактора упругой деформации показывают исследования, проведенные в работе [4] (см. также ссылки в этой работе), где изучено влияние одноосной упругой деформации на изменение обратного тока в кремниевых  $p - n$ -структурах при лавинном пробое. В этой работе обнаружены обратимое увеличение тока ударной ионизации и снижение напряжения лавинного пробоя с ростом давления, что объяснено уменьшением ширины запрещенной зоны, вызванным упругой деформацией структуры.

Исследования проводились на диффузионных  $p^+ - n - n^+$ - и  $n^+ - p - p^+$ -структурах, изготовленных в заводских условиях, на базе  $n$ -Si с  $\rho = 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  с применением в качестве диффузанта: бора, фосфора и алюминия. Структуры  $p^+ - n - n^+$  были получены посредством диффузии с одной стороны фосфора, а с другой стороны — бора. Для получения  $n^+ - p - p^+$ -структур с одной стороны производилась диффузия фосфора, а с другой — диффузия алюминия и фосфора.

Глубина залегания  $p - n$ -перехода структур составляла  $\sim 120 - 128 \text{ мкм}$ , толщина структур была  $\sim 250 \text{ мкм}$ , диаметр 1.8 мм. Контакты к структурам изготавливались электролитическим осаждением никеля, на которые химически осаждалось золото. Неоднородный разогрев структуры в диапазоне от  $T_r = 300 \text{ К}$  до  $T_h = 315 \text{ К}$ , производился посредством механического подсоединения нагревателя к структуре, припаянной к теплоемкому холодильнику. Изменение температуры нагревателя за период проведения измерений составляло не более 2%. Электрические измерения проводились при задержке на 10 мс после подключения нагревателя и при установившемся температурном режиме.

В таблице приведены значения обратного тока структур  $I_T$  при воздействии импульсного температурного поля с положительным и отрицательным градиентами, где  $T_r = 300 \text{ К}$  и  $T_h = 315 \text{ К}$  — температуры холодильника и нагревателя соответственно.

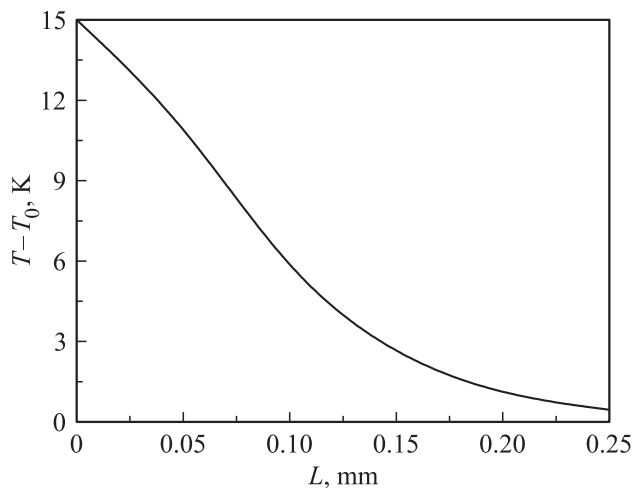
Как видно из таблицы, при одинаковом знаке градиентов температуры структуры  $p^+ - n - n^+$  и  $n^+ - p - p^+$  имеют противоположные знаки изменения обратных токов.

На рис. 1 показано распределение температуры на структуре через 10 мс, при импульсном воздействии температурного поля в диапазоне от  $T_r = 300 \text{ К}$  до  $T_h = 315 \text{ К}$ .

Известно, что в плоском образце, находящемся в температурном поле по толщине, с градиентами модуля Юнга и коэффициентами теплового расширения, а также с нелинейным распределением температуры (обусловленный зависимостью коэффициента теплопроводности от температуры) возникают термоупругие деформации с двухосными механическими напряжениями. Данный градиент температуры не вызывает изгиба образца.

Изменение обратного тока структур

Тип структуры	$U_{\text{обр.}}$ при $I_0 = 100 \text{ мкА}$ , В	$I_T$ (мкА) при $dT/dx > 0$ , мкА	$I_T$ (мкА) при $dT/dx < 0$ , мкА
$p^+ - n - n^+$	980	92	124
$n^+ - p - p^+$	860	132	95



**Рис. 1.** Распределение температуры структуры через 10 мс после подключения нагревателя с температурой  $T_h = 315$  К. Температура холодильника  $T_r = 300$  К.

В более нагретой области образца возникают сжимающие термоупругие напряжения, а в менее нагретой области — растягивающие напряжения, которые имеют статические моменты площади сечения с симметрично распределенным „весом“.

Распределение термоупругих напряжений в образце с геометрией пластины, с приложенным градиентом температуры, можно рассчитать по следующей формуле [5]:

$$\sigma = [E/(1 - \mu)](\varepsilon_T + x\chi_T - \alpha_T T), \quad (1)$$

где  $E$  — модуль Юнга,  $\mu$  — коэффициент Пуассона,  $T$  — температура,  $x$  — координата температурного поля,  $\varepsilon_T = 1/L \int_0^L \alpha_T T dx$ ,  $\chi_T = 12/L^3 \int_0^L \alpha_T T x dx$ .

Учет температурных и кристаллографических зависимостей механических параметров: модуля Юнга  $E$  и коэффициента Пуассона  $\nu$  представляются значительными трудностями, поэтому для вычислений использовались следующие постоянные значения:  $E_{[111]} = 190 \cdot 10^3$  МПа,  $\nu = 0.3$ , толщина структуры  $L = 250$  мкм, а коэффициент линейного теплового расширения  $\alpha = (2.6 + 0.0025\Delta T \cdot K^{-1}) \cdot 10^{-6} K^{-1}$ .

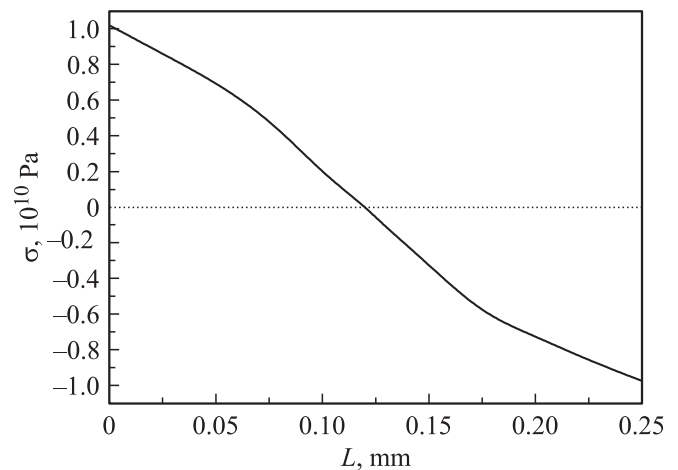
На рис. 2 приведен рассчитанный профиль распределения термоупругих напряжений в кристаллографических направлениях типа [111], в плоскости  $p-n$ -перехода образца.

Как сжатие, так и растяжение кремния по направлениям [111] приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны вследствие смещения долин зоны проводимости и расщепления уровней валентной зоны [6]. Рассчитанные зависимости смещения энергетических уровней  $E_c$  и  $E_v$  в направлении [111], перпендикулярном к плоскости  $p-n$ -перехода, показаны на рис. 3.

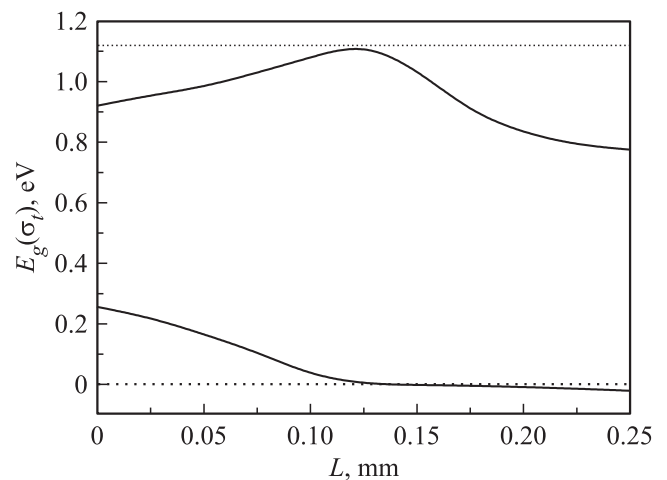
Изменение параметров зонной структуры и плотности состояний валентной зоны при упругой деформации приводят к изменению ширины области объемного заряда

структуры. Это в свою очередь приводит к перераспределению электрических полей в области объемного заряда. При этом поле, обусловленное объемным зарядом и зависящее от координаты, одинаково для всех носителей заряда, включая электроны всех смещенных долин импульсного пространства. В потенциальной яме, сформированной у контакта в базовой области, происходит накопление неосновных носителей заряда, чему также способствует увеличение времени их жизни, обусловленное температурой. Обогащение базовой области носителями заряда компенсирует заряд ионизированных атомов, которое усиливает электрическое поле в данной области. Данный процесс соответственно перераспределяет электрическое поле с ослаблением поля в области умножения.

Формирование потенциальных ям в области контактов обусловлено изменением высоты потенциального барьера-



**Рис. 2.** Профиль распределения термоупругих напряжений, в направлении [111] плоскости  $p-n$ -перехода, по толщине перехода.



**Рис. 3.** Зависимости смещения энергетических уровней  $E_c$  и  $\Delta E_v$  по толщине  $p-n$ -перехода, обусловленные термоупругими напряжениями.

ра контакт-полупроводник  $\Phi_b$  с давлением и практически совпадает с литературными данными для барического коэффициента ширины запрещенной зоны кремния [7].

$$-(d\Phi_b/dP) \approx -(dE_g/dP). \quad (2)$$

Известно, что энергия ионизации в кремниевых  $p$ - $n$ -структурах при лавинном пробое существенно зависит как от ширины запрещенной зоны  $E_g$ , так и от эффективных масс свободных носителей заряда, участвующих в процессе. Ионизирующая энергия носителей  $E_i$  больше  $E_g$  и возрастает с ростом  $E_g$ . Так как коэффициент ионизации экспоненциально зависит от  $E_i$  [8], то изменение ширины запрещенной зоны  $E_g$  приводит к существенной пространственной зависимости данного коэффициента. Кроме того, в варизонной системе процесс лавинообразования становится еще более несимметричным по отношению к электронам и дыркам, что обусловлено геометрией развития лавинного процесса. В случае, когда ширина запрещенной зоны возрастает по направлению электрического поля, коэффициент лавинообразования для электронов увеличивается, а дырок уменьшается.

Ударная ионизация характеризуется коэффициентом ионизации электронов  $\alpha_n$ .

$$\alpha_n = (1/\nu_n) \int_E^\infty \omega_{in}(E) \cdot F(E) \cdot \rho(E) dE, \quad (3)$$

где  $\nu_n$  — дрейфовая скорость электронов;  $\omega_{in}(E)$  — вероятность ударной ионизации в единицу времени;  $\rho(E)$  — плотность состояний.

Коэффициент ударной ионизации для дырок  $\alpha_p$  определяется формулой, аналогичной (3). По литературным данным, характерное поле ионизации в кремнии составляет  $E_{in} = 1.75 \cdot 10^6$  и  $E_{ih} = 3.26 \cdot 10^6$  В/см для электронов и дырок соответственно.

Минимальная энергия ионизации  $E_{in}$  для электрона определяется как

$$E_{in} = E_g \cdot [1 + 2(m_n/m_p)] / [1 + m_n/m_p]. \quad (4)$$

Энергия ионизации  $E_{ip}$  для дырки определяется путем взаимной замены эффективных масс электронов и дырок соответственно  $m_n$  на  $m_p$ .

Из соотношения (4) следует, что минимальные энергии ионизации, без деформации структуры, составляют для электронов  $E_{in} = 1.39E_g$ , для дырок  $E_{ih} = 1.61E_g$ . При деформации структуры, в условиях больших деформаций, энергии ионизации для электронов и дырок приблизительно равны и составляют  $E_{in} \approx E_{ih} \approx 1.5E_g$ .

Исходя из вышеприведенных факторов влияния термоупругой деформации и неоднородного разогрева на ток ударной ионизации в кремниевых структурах можно сделать следующие выводы.

1.  $p^+ - n - n^+$ -структуры.

— Увеличение ионизационного тока при  $dT/dx < 0$  обусловлено сужением ширины запрещенной зоны в

области пространственного заряда (ОПЗ)  $p$ - $n$ -перехода также тем, что область лавинной ионизации расположена в зоне с низкой температурой.

— Уменьшение ионизационного тока при  $dT/dx > 0$  связано с накоплением термически возбужденных электронов в потенциальной яме, образованной в приконтактной  $n^+$ -области, которое приводит к компенсации положительного объемного заряда ионов в этой области. Данный эффект приводит к перераспределению электрического поля в структуре, которое уменьшает ионизационный ток. Кроме того, область лавинной ионизации находится в зоне с более высокой температурой, что также приводит к уменьшению коэффициента ионизации.

2.  $p^+ - p - n^+$ -структуры.

— Увеличение ионизационного тока при  $dT/dx > 0$  обусловлено сужением ширины запрещенной зоны в области ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода и тем, что область лавинной ионизации расположена в области с низкой температурой.

— Уменьшение ионизационного тока при  $dT/dx < 0$  обусловлено тем, что в потенциальной яме, образованной в приконтактной области  $p^+$ , происходит накопление дырок. Когда плотность объемного заряда дырок становится сравнимой с плотностью объемного заряда ионов примеси, происходит перераспределение поля, определяемое расширением ОПЗ. Данное ослабление электрического поля в области умножения приводит к уменьшению ионизационного тока. Также фактором уменьшения коэффициента ионизации является то, что область лавинной ионизации находится в зоне с более высокой температурой.

Как показано выше, в варизонной системе, процессы как электронного, так и дырочного лавинообразования являются анизотропными, что обусловлено геометрией развития лавинного процесса, связанной с конфигурацией направления электрического поля и знака градиента ширины запрещенной зоны.

## Список литературы

- [1] В.Н. Добровольский, В.А. Романов. ФТП, **26**, 1361 (1992).
- [2] В.Н. Добровольский, С.Б. Грязнов. ФТП, **26**, 1366 (1992).
- [3] В.Н. Добровольский, И.Е. Пальцев. ФТП, **28**, 266 (1994).
- [4] W. Rindner. Appl. Phys. Lett., **6**, 225 (1965).
- [5] А.Д. Коваленко. *Термоупругость* (Киев, Вища шк., 1975) гл. 2.
- [6] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972) гл. 5, с. 374.
- [7] А.Л. Полякова. *Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов* (М., Энергия, 1979) гл. 3.
- [8] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Е.Л. Ивченко, М.Е. Левинштейн, Д.А. Фирсов, В.А. Шальгин. *Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах* (СПб., Наука, 2000) гл. 2, с. 102.

Редактор А.Н. Смирнов

## Impact ionization in nonuniformly heated silicon $p^+ - n - n^+$ - and $n^+ - p - p^+$ -structures

*A.M. Musaev*

Institute of Physics, Daghestan Scientific Center,  
Russian Academy of Sciences,  
367003 Makhachkala, Russia

**Abstract** The paper presents the experimental results on, the effects of change in the impact ionization current in silicon diffused  $p^+ - n - n^+$ - and  $n^+ - p - p^+$ -structures of inhomogeneous heating. The found effects are shown to be associated with the transformation of band energy levels caused by the thermoelastic stresses of the structures.