

ОДП в структурах n -Si с несимметричными по площади контактами

© А.М. Мусаев

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

(Получена 20 мая 2014 г. Принята к печати 5 февраля 2015 г.)

Рассмотрен физический механизм возникновения отрицательной дифференциальной проводимости в структурах кремния n -типа с сильно асимметричными по площади контактами. Показано, что эффект связан с формированием стационарной варизонной области вблизи точечного контакта структуры, обусловленным термоупругой деформацией кристалла, при неоднородном джоулевым разогреве.

Известно, что разогрев полупроводника за счет джоулевого тепла, выделяемого при протекании тока, может привести к появлению N -образной вольт-амперной характеристики (ВАХ). Эти механизмы отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) реализуются, когда концентрация носителей не зависит от температуры, а подвижность уменьшается с ростом температуры. В случае локализованного повышения температуры (теплового домена) ВАХ также может иметь N -образную форму. Данные явления в n -Si(P), возникающие при джоулевым разогреве полупроводника, проявляются при азотных температурах, так как при этих температурах все примеси ионизированы, а подвижность уменьшается с ростом температуры.

В работе [1] экспериментально исследованы явления в образцах n -Si с омическими контактами $n^+ - n - n^+$, один из которых является микроконтактом, где обнаружены N -образная ВАХ и последующая стабилизация тока. В работе высказывались различные соображения относительно механизма стабилизации тока. В работе [2] (см. также ссылки в этой работе) показано, что N -образная ВАХ и стабилизация тока в структуре не могут быть объяснены в рамках приводимых ранее эффектов: насыщением дрейфовой скорости носителей заряда, ограничением тока пространственным зарядом или уменьшением подвижности электронов из-за джоулевым разогрева образца. В этой работе на основе экспериментальных результатов показано, что механизм стабилизации тока обусловлен в основном инжекционными эффектами, и основную роль в стабилизации играют неоднородный джоулевым разогрев полупроводника (с градиентом температуры) и экстракция носителей заряда b -дрейфом. Несмотря на явный эффект, физическое понимание явления остается недостаточным. В частности, учтены не все явления, обусловленные градиентным распределением температуры в структуре.

Известны также физические эффекты и приборы, основанные на локальном изменении физических свойств кремния [3], обусловленные дислокациями и дислокационными рядами, введенными посредством пластической деформации кристалла [4, см. также ссылки в этой работе].

В данной работе излагаются результаты экспериментального исследования эффектов N -образной ВАХ и стабилизации тока в структурах на n -Si с омическими контактами, один из которых является микроконтактом. Данные эффекты основаны на совершенно иных физических механизмах и имеют обратимый характер. Показано, что обнаруженные эффекты связаны с неоднородным разогревом кристалла и последующим формированием стационарной варизонной системы в области точечного контакта структуры. Трансформация зонных энергетических уровней кристалла связана с термоупругими напряжениями в образце, определяемыми неоднородным и нелинейным распределением температуры и изменением коэффициента теплового расширения с температурой. Нелинейное распределение температуры обусловлено как локальным характером распределения мощности потерь, так и уменьшением коэффициента теплопроводности кремния с ростом температуры.

Аналогичное, существенно неоднородное распределение упругих деформаций в объеме полупроводника, соответственно и сложный характер распределения энергетического спектра в объеме рассмотрены в работе [5, см. также ссылки в этой работе]. Но эти изменения обусловлены неоднородной упругой деформацией, когда внешняя сила, вызывающая деформацию, действует в ограниченной области поверхности полупроводника.

В данных исследованиях не рассматривались динамические эффекты термоупругости, возникающие при нестационарном теплообмене, так как скорость распространения упругих волн в кремнии намного больше скорости изменения температуры кристалла, связанные с воздействием импульсов электрического поля.

Исследования проводились на образцах n -Si с размерами $2.0 \times 2.0 \times 0.5$ мм, концентрацией примесей фосфора $N_D - N_A = 4.0 \cdot 10^{14}$ см⁻³, кристаллографически ориентированных вдоль направлений типа [111]. Антизапорные контакты изготавливались путем сплавления сплава Au(0.5%Sb). Диаметр малого контакта, сплавленного в центральной части поверхности, составлял $d = 50 - 80$ мкм. На всю противоположную поверхность 2.0×2.0 мм сплавливался большой контакт.

На рис. 1. показаны геометрия и условные обозначения области разогрева образца. Координатными поверхностями являются полусферы при $R = \text{const}$ и

† E-mail: akhmed-musaev@yandex.ru

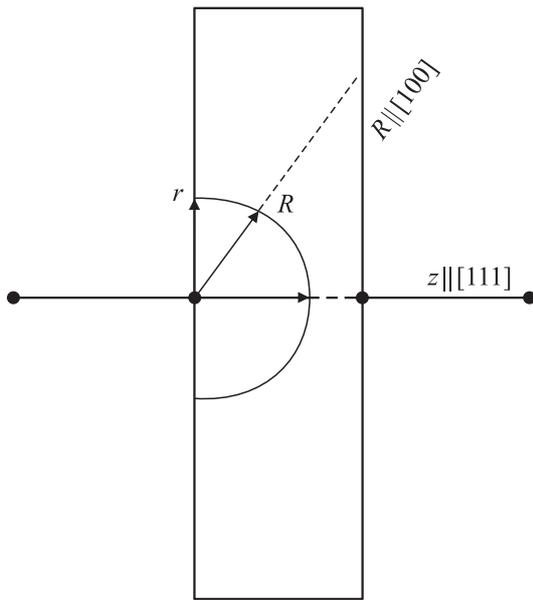


Рис. 1. Геометрия и условные обозначения области разогрева образца.

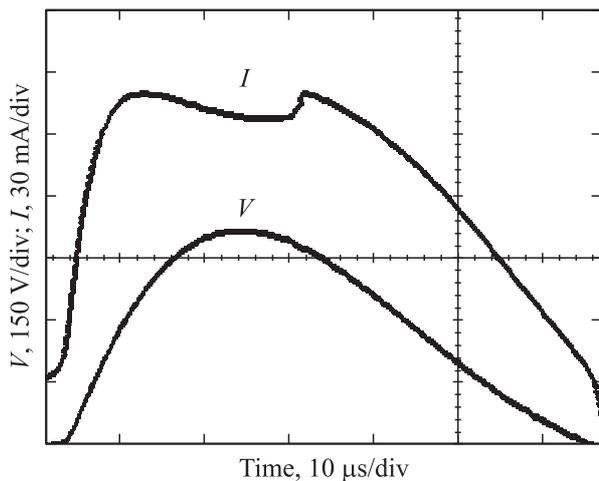


Рис. 2. Осциллограммы напряжения (U) и тока (I) образца n-Si при приложении импульса напряжения отрицательной полярности к точечному контакту.

плоскости при $z = \text{const}$. Измерения ВАХ проводились в режиме генератора напряжения посредством одиночных импульсов напряжения колоколообразной формы.

На рис. 2 показаны осциллограммы напряжения и тока образца при приложении импульса напряжения. Распределение плотности тока $J(R)$ в рассматриваемом полупространстве с микроконтактом можно определить как

$$J(R) = I/2\pi R^2, \quad (1)$$

где I — полный ток через микроконтакт, $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ (см. рис. 1). Объемное сопротивление образца сосредоточено в области микроконтакта и обусловлено сжатием

линий тока в полупроводнике. Протекание тока через микроконтакт сопровождается выделением в полупространстве энергии $Q(R, t)$ в виде тепла и повышением его температуры:

$$Q(R, t) = \int_0^t J(R, t)U(R, t)dt, \quad (2)$$

где $J(R, t)$ и $U(R, t)$ — распределение плотности тока и напряжения в образце за время t разогрева образца.

В условиях адиабатического разогрева распределение температуры в образце определяется как

$$T(R, t) = Q(R, t)/V(R)c\delta + T_0, \quad (3)$$

где c — теплоемкость, δ — удельный вес, $V(R)$ — распределение объема образца по R , T_0 — начальная температура образца.

Градиент температуры в образце зависит от амплитуды и длительности импульса и в режиме ОДП составляет $\Delta T/R^2 \approx 10^2 - 10^3 \text{ K/cm}^2$, что приблизительно соответствует нижнему пределу данных работы [2], а также ссылкам, приведенным в этой работе.

На рис. 3 показано рассчитанное, характерное распределение температуры в образце с микроконтактом при приложении импульсов напряжения по истечении интервала времени, равного 20 мкс.

Учет теплоэлектрической обратной связи при выделении энергии $Q(t)$ в виде тепла приводит к весьма сложному нестационарному и нелинейному явлению теплопроводности. Характерным для кремния является нелинейный эффект, связанный с зависимостью коэффициента теплопроводности от температуры: при повышении температуры теплопроводность кремния падает. Данное явление способствует процессу локализации температуры, так как если в локальной области образца

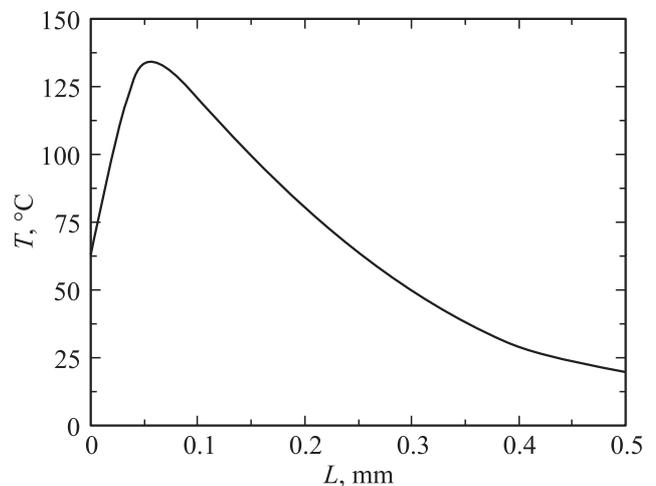


Рис. 3. Характерное распределение температуры по координате (z) в образце с микроконтактом, по истечении интервала времени, равного 20 мкс.

произошло повышение температуры, то отвод тепла из этой области ухудшается, что приводит к возрастанию локальной температуры. Возрастание температуры в области малого контакта образца приводит к возникновению локальных термоупругих напряжений. В силу принципа Сен-Венана величина и характер распределения термоупругих деформаций имеют существенные значения только в непосредственной близости области термического расширения. Координатное распределение термоупругих напряжений в образце осесимметрично, концентрировано в малом объеме и имеет существенно неоднородный характер. Область разогрева совпадает с областью концентрации термоупругих напряжений, а ось z проходит через центр области напряжений.

Для расчета термоупругих напряжений использовались соотношения теории упругости для деформаций в образце, вызванной областью разогрева без учета отвода тепла. Так как расстояния, на которые распространяется деформация, намного больше, чем постоянные решетки кристалла, то для расчета локальных деформаций использовались те же соотношения теории упругости, что и для деформаций в полупространстве с областью разогрева в квазистатической постановке. Расчеты проводились при разогреве области микроконтакта до температуры $T = 420$ К, которая соответствует по времени в максимум приложенного электрического поля.

Из анализа проявляющихся компонентов термоупругих напряжений в структуре наиболее существенными являются сдвиговые напряжения в радиальных слоях объема образца.

Распределение радиальных сдвиговых термоупругих напряжений $\sigma_{(R)}$ при $R \parallel z$, с учетом граничных условий, можно рассчитать по следующей формуле [6]:

$$\sigma_{(R)} = 4(1 + \nu)G\alpha_{T(R)}T(R), \quad (4)$$

где $G = E/2(1 + \nu)$ — модуль сдвига, E — модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона, $\alpha_{T(R)}$ — коэффициент теплового расширения по изотермическому радиусу R , $T(R)$ — распределение температуры по радиусу R , остальные обозначения показаны на рис. 1.

Учет температурных и кристаллографических зависимостей механических параметров: модуля Юнга — E , коэффициента Пуассона — ν представляют значительные трудности, поэтому для вычислений использовались следующие постоянные значения: $E_{[111]} = 190 \cdot 10^3$ МПа, $E_{[100]} = 130 \cdot 10^3$ МПа, $\nu = 0.3$, а коэффициент линейного теплового расширения $\alpha = (2.6 + 0.0025\Delta TK^{-1})10^{-6}K^{-1}$.

Расчитанные зависимости смещения энергетических уровней E_c и ΔE_v в направлении [111] показаны на рис. 4.

Сжатие кремния по направлениям типа [111] и [100] приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны вследствие смещения долин зоны проводимости и расщепления уровней валентной зоны [5,7]. Смещения долин зоны проводимости и валентных подзон в направлениях перпендикулярных к [111] или [100], аналогичны и

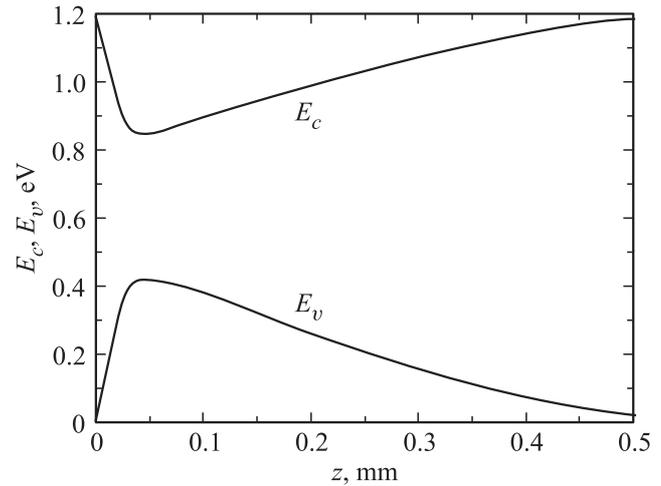


Рис. 4. Смещение зоны проводимости (E_c) и валентной зоны (E_v) в направлении $R \parallel z \parallel [111]$, обусловленные радиальными сдвиговыми компонентами термоупругих напряжений (влияние электрического поля на изгиб зон не учтено).

различаются несущественно, поэтому и потенциальные барьеры для электронов и дырок в рассматриваемых направлениях различаются несущественно.

Данная асимметрично-градиентная упругая деформация с радиальными изменениями параметров зонной структуры и радиальным градиентом плотности состояний приводит к перераспределению концентрации носителей заряда между областями образца по координате R . Это в свою очередь приводит к перераспределению в образце внутренних электрических полей. 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 в области микроконтакта, происходит накопление неосновных носителей заряда. Также увеличивается время жизни этих неосновных носителей заряда, обусловленное ростом температуры. Обогащение области точечного контакта неосновными носителями заряда и уменьшение подвижности электронов из-за роста температуры ослабляют электрическое поле в данной области.

Таким образом, увеличение температуры в области точечного контакта с образованием потенциальной ямы для неосновных носителей заряда и приконтактного слоя, обедненного неосновными носителями заряда, ограничивает дрейф носителей заряда через данную область, что является причиной стабилизации или уменьшения электронного тока. Дальнейший разогрев образца, приводящий к уменьшению температурного градиента в области точечного контакта, ослабляет деформацию кристалла, соответственно уменьшается и потенциальный барьер для дырок, в результате чего увеличивается ток через контакт, что является причиной S -образного роста тока.

Обнаружено также, что в определенном диапазоне электрических полей, при S -образной ВАХ, возникают осцилляции тока образца. В области спада приложенного импульсного напряжения частота колебаний уменьшается, а амплитуда колебаний тока возрастает.

Таким образом, ОДП в образце n -Si, с сильно асимметричными по площади контактами, обусловлена образованием варизонной энергетической системы в кристалле, с формированием в приконтактной области, обедненной неосновными носителями заряда слоя, связанной с разогревом области микроконтакта в полярности приложенного электрического поля соответствующей эксклюзии от большого контакта.

Список литературы

- [1] В.В. Дмитриев, А.П. Лысенко, Ю.А. Мома. Электрон. техн., сер. 2, Полупроводниковые приборы, 6, 38 (1974).
- [2] В.Н. Добровольский, М.Н. Винославский, С.П. Павлюк, Н.Г. Коломицкий. ФТП, 23, 416 (1989).
- [3] Г. Матаре. Электроника дефектов в полупроводниках (М., Мир, 1974) гл. 12–13, с. 469.
- [4] V.V. Kveder, Yu.A. Osipyan, W. Schroter, G. Zoth. Phys. Status Solidi A, 72, 701 (1982).
- [5] А.Л. Полякова. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов (М., Энергия, 1979) гл. 3, с. 168.
- [6] Э. Мелан, Г. Паркус. Термоупругие напряжения вызываемые стационарными температурными полями (М., Физматлит, 1958) гл. 8, с. 111.
- [7] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (М., Наука, 1972) гл. 5, с. 374.

Редактор Т.А. Полянская

Negative differential conductivity in n -Si structures with asymmetric areal contacts

A.M. Musaev

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

Abstract We examined a physical mechanism of the initiation of negative differential conductivity in n -type silicon structures with strongly asymmetric contacts in area. The effect was shown to be related with the formation of a steady variband region near the point contact of the structure caused by the thermoelastic deformation of a crystal at nonuniform ohmic heating.