

Ударно-ионизационные автосолитоны в компенсированном кремнии

© А.М. Мусаев[†]Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

(Получена 27 ноября 2003 г. Принята к печати 30 декабря 2003 г.)

Приводятся результаты экспериментального обнаружения и исследования автосолитонов с самопроизводством носителей заряда при ударной ионизации глубоких акцепторных уровней индия в кремнии в сильных электрических полях при температуре 77 К. В рассматриваемой модели возбуждения автосолитонов роль активатора играет концентрация свободных носителей заряда, а роль ингибитора температура носителей. Существование автосолитонов определяется тем, что область высокой концентрации носителей в центре автосолитона не расплывается вследствие того, что диффузионный поток из центра автосолитона уравновешивается термодиффузионным.

В теоретических исследованиях [1] показано, что в активной нелинейной системе с диффузией в области устойчивого однородного состояния можно внешним возмущением возбудить пространственно-уединенные диссипативные структуры — автосолитоны (АС). Автосолитоны реализуются в едином (с точки зрения математического описания) классе активных систем с диффузией, свойства которых определяются нелинейными дифференциальными уравнениями диффузионного типа. Однако физические механизмы их образования довольно разнообразны. Полупроводники и полупроводниковые структуры являются наиболее подходящими модельными системами с активной кинетической средой — неравновесной электронно-дырочной плазмой (ЭДП) — для исследования кинетики образования и эволюции АС.

Экспериментальное изучение ионизационных АС проведено в нескольких работах. В [2] показано, что ЭДП, полученная ударной ионизацией в пленках *n*-GaAs, расслаивается на шнуры тока в плотной ЭДП и на страты электрического поля в области неплотной ЭДП. В [3] исследованы пиковые АС в кремниевых *p-i-n*-структурах, возбужденные локализованным импульсом света. В [4] изучены пульсирующие АС в кремнии с самопроизводством носителей заряда при ударной ионизации экситонов в сильном электрическом поле.

В данной работе приводятся результаты экспериментального обнаружения и исследования АС с самопроизводством носителей заряда при ударной ионизации глубоких акцепторных уровней индия (энергия ионизации $\epsilon_h = 0.16$ эВ) в кремнии в сильных электрических полях при температуре 77 К.

Исследования проводились на компенсированных образцах *p*-Si(In) с разностной концентрацией акцепторов и доноров $N_A - N_D = 6.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, изготовленных в виде прямоугольных пластин. Кристаллографическая ориентация и схема подключения образца показаны на рис. 1. Антизапорные контакты ($p^+ - p$) создавались путем напыления алюминия с последующим его сплавлением или, иначе, сплавлением алюминиевой

фольги. Такие контакты исключают влияние переходных характеристик контактов на кинетику развития тока при генерационно-рекомбинационных процессах в объеме образца [5]. Необходимым условием при этом является $\tau < \tau_r$, где τ, τ_r — характерное время развития генерационно-рекомбинационного процесса и время пролета носителей тока через образец соответственно. С целью исключения поверхностных эффектов контакты на противоположные грани образца наносились с отступлением от края на 0.25 мм. Изучение динамических вольт-амперных характеристик (ВАХ) производилось путем приложения одиночных импульсов пилообразного напряжения в режиме генератора напряжения при различных скоростях роста напряжения. Для изучения неустойчивости тока во времени на образец подавались импульсы постоянного напряжения с длительностью до 50 мкс. Исследование неоднородности распределе-

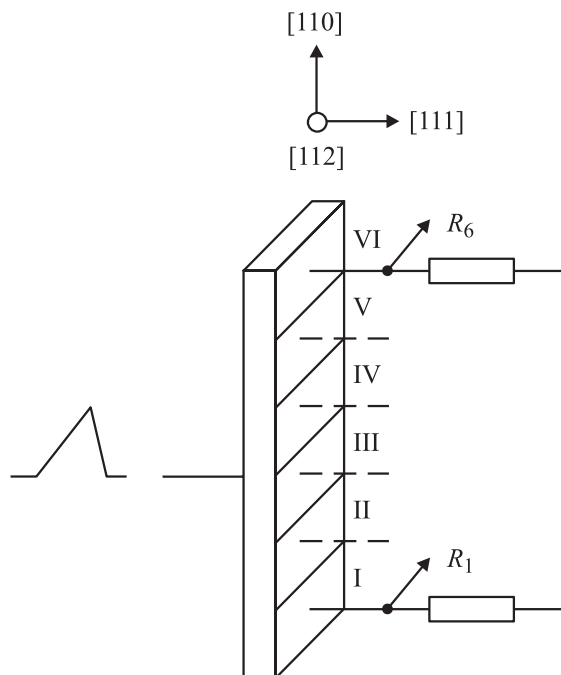


Рис. 1. Схема подключения и кристаллографическая ориентация образца. ($R_1 - R_6$) — нагрузочные сопротивления.

[†] E-mail: akhmed-musaev@yandex.ru
Fax: (8722) 628900

ния плотности тока по сечению образца проводилось посредством секционирования катодного контакта, как показано на рис. 1.

При низких температурах в кремнии с глубокими примесными уровнями основным механизмом, приводящим к увеличению проводимости образца в сильных электрических полях, является ударная ионизация, возникающая при напряженностях электрических полей $10^3 - 10^4$ В/см [5]. Кроме ударной ионизации существуют еще несколько механизмов, которые могут привести к увеличению концентрации носителей заряда с ростом электрического поля: это инжекция неосновных носителей заряда, а также инжекция основных носителей в случае тока, ограниченного объемным зарядом. Существенным фактором является также увеличение концентрации дырок при термополевой генерации носителей заряда, которая с ростом электрического поля увеличивается (в результате эффекта Пула–Френкеля). При этом электрическое поле изменяет высоту максимального энергетического барьера на величину

$$\Delta\varepsilon = -e(eE/\pi\kappa)^{1/2}, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля, κ — диэлектрическая проницаемость кремния, e — заряд электрона. Зависимость скорости термополевой генерации от электрического поля является экспоненциальной функцией величины $\Delta\varepsilon/kT$, которая в рассматриваемом случае притягивающего центра имеет вид [5]

$$\Delta\varepsilon/kT = -0.84(E/10^4)^{1/2}(300\text{ K}/T_0), \quad (2)$$

где T_0 — температура решетки, k — постоянная Больцмана.

Анализ характера увеличения концентрации носителей заряда от электрического поля при различных скоростях его роста показывает, что эффект Пула–Френкеля при увеличении напряжения со скоростью не менее 40 В/мкс не играет существенной роли. Это связано с тем, что в адиабатических условиях температура образца за короткое время не успевает существенно увеличиться. В то же время с увеличением выделяемой джоулевой мощности роль данного эффекта возрастает.

Концентрация свободных носителей при напряженностях электрического поля, достаточных для эффективной ударной ионизации, определяется из условий баланса между скоростями захвата, ударной ионизации и термополевой генерации.

Скорость ударной ионизации определяется как

$$G = p(p^e/p)\sigma_i v^e N_g, \quad (3)$$

где p^e/p — доля свободных дырок с энергией больше глубины залегания примесей, v^e — скорость, соответствующая глубине залегания примесей, $(2\varepsilon_h/m)^{1/2}$, N_g — концентрация неионизованных примесей, σ_i — сечение ударной ионизации.

Скорость захвата свободных дырок имеет вид

$$R = p\sigma_h v_{th} N_c, \quad (4)$$

где σ_h — сечение захвата, $v_{th} = (2kT_0/m)^{1/2}$ — тепловая скорость дырок, N_c — концентрация ионизованных примесей. Сечение захвата дырки (σ_h) на ионизованный атом индия при 77 К равно $7 \cdot 10^{-14}$ см² и уменьшается с ростом температуры. В сильных электрических полях сечение захвата уменьшается благодаря действию двух различных факторов. Во-первых, увеличивается средняя энергия носителей ($T > T_0$) и соответственно уменьшается число частиц у дна зоны проводимости, которое непосредственно определяет захват. Во-вторых, в сильных электрических полях разрушаются связанные состояния с энергией связи, меньшей энергии примесного центра ε_h [6].

Основным механизмом увеличения концентрации основных носителей при этом является ударная ионизация примесей. На рис. 2 показана типичная динамическая ВАХ $J(E)$ образца, полученная при скорости роста пилообразного напряжения 50 В/мкс. Характерной особенностью наблюдаемой ВАХ является то, что в процессе увеличения напряжения образование пикообразных участков тока происходит пороговым образом. С ростом электрического поля число пиков тока в системе возрастает. Исследование ВАХ различных участков I, II, V образца (при секционировании катодного контакта — см. рис. 1), приведенных на рис. 3, показало, что пики с пороговым характером роста тока принадлежат различным участкам образца, причем эти пики в значительной степени подобны по форме и электрическим характеристикам. При уменьшении скорости роста пилообразного напряжения ВАХ образца постепенно видоизменяется. При этом напряжение ионизации примесей уменьшается, а зависимость $J(E)$ имеет не столь резкий характер, что объясняется джоулевым разогревом решетки и термополевой ионизацией примесей, т. е. с увеличением температуры решетки режим ударной ионизации переходит в режим термополевой ионизации. Действием данного фактора можно объяснить и осо-

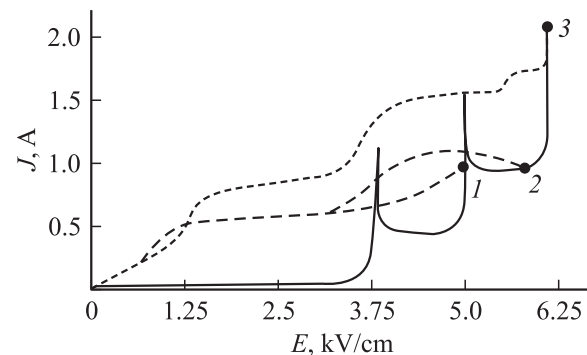


Рис. 2. Динамическая вольт-амперная характеристика образца. Штриховые кривые — обратный ход ВАХ при различных значениях приложенного пилообразного напряжения; 1–3 — точки возврата.

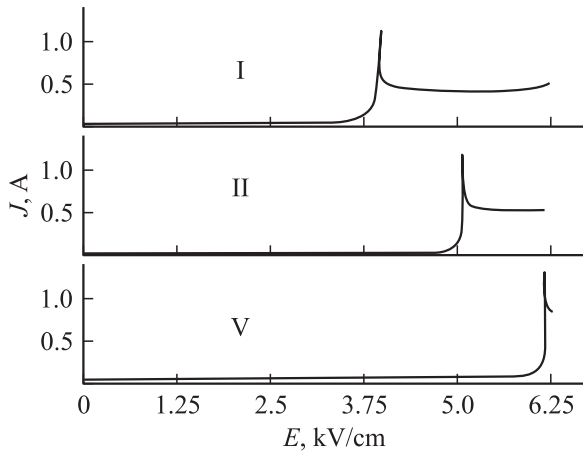


Рис. 3. Динамические вольт-амперные характеристики участков I, II, V образца с расщепленным катодным контактом.

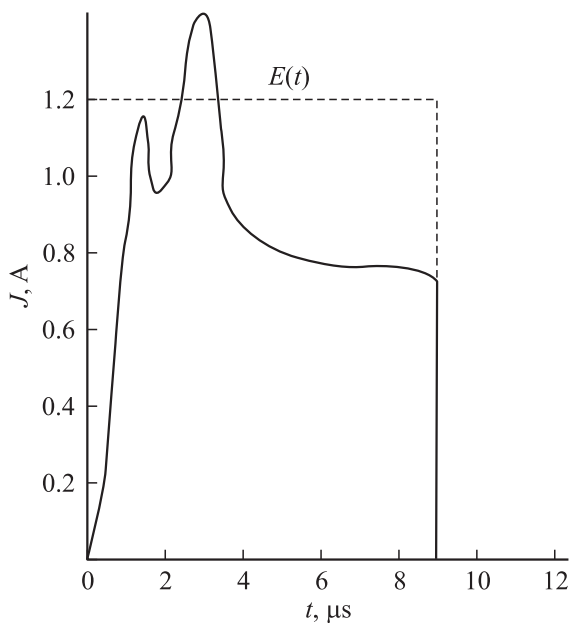


Рис. 4. Осциллограмма тока через образец при $E = 5$ кВ/см.

бенности ВАХ при обратном изменении напряжения, т.е. гистерезисное явление при спаде напряженности электрического поля. На рис. 2 показан гистерезис ВАХ при приложении пилообразных импульсов напряжения с различной амплитудой. Результаты измерений показывают, что чем больше мощность потерь в области ионизации, тем при меньших напряжениях происходит падение концентрации дырок. Роль эффекта Пула-Френкеля при напряженностях электрических полей, не превышающих поле ударной ионизации, существенна, но все же не очень велика. Как показано в работе [7], при низких температурах в кремнии, легированном индием, концентрация дырок при увеличении напряженности электрического поля от 10^2 до $4 \cdot 10^3$ В/см возрастает не более чем в 3 раза.

На рис. 4 показано изменение тока J во времени t при подаче на образец импульсов электрического поля $E(t)$ с амплитудой, достаточной для ионизации примесей. Как видно из осциллограммы, при напряженности электрического поля, превышающей поле ударной ионизации, изменение тока через образец приобретает пикообразный характер, где спад тока связан с уменьшением подвижности носителей, обусловленным рассеянием дырок на фонах при джоулевым разогреве области ионизации образца. В кремнии при температурах выше 77 К и воздействии электрического поля доминирующим является рассеяние носителей на деформационном акустическом и оптическом потенциалах, и подвижность уменьшается с ростом поля. Это подтверждают и зависимости проводимости образца от температуры при различных значениях приложенного электрического поля.

Полученные результаты позволяют непротиворечиво интерпретировать обнаруженные явления на базе модели статического продольного АС с локальным самопроизводством носителей заряда, развитой в работе [1]. Затравками для спонтанного возбуждения АС могут быть как неоднородности распределения концентрации примесей, так и неоднородности другого характера, приводящие к ударной ионизации в локальных областях с размером X . Устойчивость существования АС связана с процессами рассеяния носителей заряда на ионизированных примесях (так как расстояние между примесными центрами намного меньше поперечного размера АС) и фонах в области АС с размером X . В рассматриваемом механизме расслоения роль активатора играет концентрация свободных носителей заряда (p), а роль ингибитора температура носителей. Положительная обратная связь по активатору связана с возрастающей зависимостью скорости ионизации глубоких примесных уровней от концентрации дырок, так как скорость ионизации является резко возрастающей функцией концентрации носителей заряда. Демпфирующая роль ингибитора связана с уменьшением температуры носителей заряда при их рассеянии на ионизированных примесях и фонах, что ограничивает скорость ударной ионизации. При этом рост температуры в областях АС решетки приводит к еще большему уменьшению энергии носителей.

Распределения концентрации и потока энергии носителей в АС данной системы описываются выражениями

$$\partial p / \partial t = e^{-1} \operatorname{div} J_h + G + G_T - R, \quad (5)$$

$$\partial (pT) / \partial t = -\operatorname{div} J_\varepsilon + W + P, \quad (6)$$

$$J_h = epv_h - eD_h \nabla N, \quad J_\varepsilon = -\chi \nabla - 2EJ_h / e,$$

$$W = \sigma_0 (T/T_0)^{1/2} E^2, \quad P = pT(T - T_0) / \tau_e T,$$

где J_h , J_ε , W , P — плотность тока дырок, поток энергии дырок, плотность мощности, поступающей к системе носителей тока, и мощность, отводимая от системы в решетку; p , T — концентрация и температура носителей

заряда; E , T_0 , D_h , v_h , σ_0 , τ_ε — напряженность электрического поля, температура решетки, коэффициент диффузии дырок, дрейфовая скорость дырок, проводимость и время релаксации энергии дырок соответственно.

В данной модели бифуркационным параметром является напряженность электрического поля, $\alpha = \tau_p/\tau_T \ll 1$, а отношение $\beta = L_p/L$ в зависимости от параметров системы может быть как больше, так и меньше единицы. Здесь τ_p , L_p — характерные время и длина изменения концентрации и τ_T , L_T — характерные время и длина изменения средней температуры носителей заряда.

Наблюдаемые на временных характеристиках (рис. 4) значения времени формирования пикообразных областей тока, обусловленные локальной ударной ионизацией, определяемые временем установления теплового равновесия при адиабатическом разогреве области АС размером X , позволяют оценить характерный размер АС. Параметры области разогрева можно выразить в виде $\tau \sim X^2/\chi$ [8], где χ — температуропроводность кремния. Принимая $\tau = 1.0$ мкс и $\chi = 0.238$ см²/с (что соответствует коэффициенту теплопроводности 0.2 кал/см · с · град, плотности 2.32 г/см³, и удельной теплоемкости 0.181 кал/г · град), получим $X \approx 7$ мкм.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 02-02-17888.

Список литературы

- [1] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. *Автосолитоны* (М., Наука, 1991).
- [2] Б.С. Кернер, В.Ф. Синкевич. Письма ЖЭТФ, **36** (10), 359 (1982).
- [3] В.Н. Ващенко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, В.Ф. Синкевич. ФТП, **24**, 1705 (1990).
- [4] А.М. Мусаев. ФТП, **33**, 1183 (1999).
- [5] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977).
- [6] Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис. ФТП, **12**, 351 (1978).
- [7] А.Е. McCombs. Int. J. Electron., **32**, 361 (1972).
- [8] Г. Карслоу, Д. Егер. *Теплопроводность твердых тел* (М., Наука, 1964).

Редактор Л.В. Шаронова

Impact-ionization autosolitons in compensated silicon

A.M. Musaev

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