

Автосолитоны в бистабильной системе кремния с глубокими примесными уровнями

© А.М. Мусаев[†]

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

(Получена 31 июля 2007 г. Принята к печати 14 ноября 2007 г.)

Экспериментально обнаружены и исследованы автосолитоны в бистабильной системе кремния, связанные с термополевой ионизацией глубоких акцепторных уровней индия при температуре 77 К. Показано, что в рассмотренной модели автосолитонов положительная обратная связь по активатору связана с возрастающей зависимостью температуры решетки с ростом концентрации дырок, а демпфирующая роль ингибитора связана с уменьшением температуры носителей заряда при их рассеянии на фононах, что приводит к уменьшению мощности потерь и к ограничению температуры решетки в областях автосолитона.

PACS: 72.20.Ht, 72.80.Cw

К настоящему времени теоретически изучены и развиты методы исследования пространственных и временных нелинейных диссипативных структур — автосолитонов (АС) в активных кинетических средах. Из общей нелинейной теории следует, что в активной системе с диффузией в области устойчивого однородного состояния системы можно внешним возмущением возбудить установившиеся уединенные состояния — АС. Форма и характеристики АС не зависят от вида начального возмущения, а определяются параметрами конкретной системы. Немногие работы по экспериментальному исследованию АС посвящены их изучению в моностабильных системах, т. е. в системах, внешние параметры которых однозначно или даже линейно зависят от уровня возбуждения. Образование продольных или поперечных АС в этих системах в общем случае не связано с видом вольт-амперной характеристики (ВАХ) этих систем. При этом образование и динамическая перестройка АС непосредственно вытекают из моностабильности системы, поскольку в них могут образовываться лишь АС конечной ширины. Реализация в системе широких АС по существу означает существование в системе двух устойчивых однородных состояний, что возможно лишь в бистабильных системах. В этих системах в определенном диапазоне изменения бифуркационного параметра из трех однородных состояний два устойчивы, отвечающие холодному и горячему состоянию системы. Такую неравновесную бистабильную систему можно реализовать в полупроводниках, в которых, кроме того, могут быть возбуждены автосолитоны. Эти АС в основном подчиняются теории автосолитонов в моностабильных системах, но имеют и ряд отличительных особенностей [1].

Обратимый тепловой пробой в полупроводниках является типичным примером бистабильного поведения неравновесной системы. Возникновение тепловой бистабильности связано с существенной неравновесностью системы, возникающей в результате сильного внешнего

воздействия. При пропускании через полупроводниковый образец электрического тока достаточной плотности температура вследствие саморазогрева будет определяться балансом между тепловыделением и теплоотводом. В случае линейного теплоотвода и когда тепловыделение нелинейно растет с температурой, в некоторой области температур превышая теплоотвод, в системе возможно скачкообразное и гистерезисное изменение температуры — обратимый тепловой пробой. Существует группа полупроводников с узкой запрещенной зоной, в которых в результате саморазогрева проводимость может измениться скачком. Такая неравновесная система также может реализоваться и в полупроводниках с мелкими и глубокими примесными уровнями при гелиевых и азотных температурах соответственно, что обусловлено обратимым тепловым пробоем примесных уровней. Этим бистабильным системам присуще специфическое и весьма разнообразное поведение, в частности наличие гистерезиса, S- и N-образных участков ВАХ, возникновение периодических или стохастических диссипативных структур. Однако причины возникновения и свойства этих нелокальностей изучены не в полной мере.

В условиях тепловой бистабильности существуют два устойчивых однородных состояния: „холодное“ с температурой решетки $T_l = T_1$ и „горячее“ с температурой решетки $T_l = T_2 > T_1$. Установившийся режим сосуществования этих состояний реализуется в виде возникновения различных локализованных состояний.

Необходимым для возникновения тепловой бистабильности является, чтобы условие баланса тепла, которое имеет вид

$$P(T_l) = Q(T_l), \quad (1)$$

где $P(T_l) = \sigma(T_l)E^2$ — удельная мощность тепловыделения, а $Q(T_l) = h(T)(T_l - T_0)$ — удельная мощность теплоотвода, выполнялось при нескольких значениях температуры решетки T_l . Здесь h — коэффициент теплоотвода с единицы поверхности. Такая ситуация может реализоваться при достаточно резком увеличении или уменьшении удельной электропроводности $\sigma(T_l)$ в

[†] E-mail: akhmed-musaev@yandex.ru

относительно узком интервале температур при напряженности электрического поля $E = \text{const}$, в условиях линейного теплоотвода, когда коэффициент теплоотвода h с поверхности образца, имеющего температуру T_l , в среду с температурой T_0 не зависит от температуры образца.

В данной работе показано, что компенсированный кремний с глубокими примесными уровнями в диапазоне температур $T = 77\text{--}300$ К обладает термополевой бистабильностью, а изменение бифуркационного параметра (электрического поля) приводит к возбуждению продольных АС, переводящих систему из одного устойчивого состояния в другое. В рассматриваемом случае термополевая бистабильность связана с изменением параметров образца, а справедливость уравнения (1) обеспечивается тем, что толщина образца в направлении теплоотвода мала и можно пренебречь градиентом температуры в образце в этом направлении. Линейный режим теплоотвода с поверхности образца обеспечивался в условиях свободной конвекции или пузырькового кипения жидкого азота.

При термогенерации носителей заряда, когда $E = \text{const}$, происходит увеличение энергии диссипации, вызванное быстрым ростом проводимости, что в свою очередь приводит к нагреву образца, и вследствие этого формируются области с неоднородными температурой решетки и концентрацией дырок. Учет теплоэлектрической обратной связи приводит к весьма сложному нестационарному и нелинейному явлению теплопроводности. Существенным является также характерный для кремния нелинейный эффект — зависимость коэффициента теплопроводности от температуры: при повышении температуры теплопроводность кремния падает. Указанное явление также способствует процессу локализации мощности. Так, если в какой-то области образца произошло локальное повышение температуры, то отвод тепла из этой области ухудшается. Если тепловая мощность, рассеиваемая в этой области, остается той же, то температура повышается.

Экспериментальное изучение диссипативных структур — автосолитонов, которые связаны с продольным расслоением электронно-дырочной плазмы, проведено в ряде работ [2–5]. В работе [5] изучался механизм возникновения и эволюции автосолитонов в компенсированных образцах кремния при температуре 77 К. Механизм спонтанного возникновения этих АС связан с ударной ионизацией глубоких примесных уровней индия с энергией $E_T = 0.16$ эВ в сильных электрических полях, $E = 10^3\text{--}10^4$ В/см. Из результатов работы [5] следует, что с увеличением температуры решетки режим ударной ионизации переходит в режим термополевой ионизации.

Исследования данной работы проводились на компенсированных образцах $p\text{-Si}(\text{In})$ с концентрацией некомпенсированных акцепторов $N_A - N_D = 6.0 \cdot 10^{12}$ см⁻³, изготовленных в виде прямоугольных пластин с размерами $0.8 \times 0.15 \times 0.04$ см. Кристаллографическая ориентация образца, схема его подключения и методика измерений

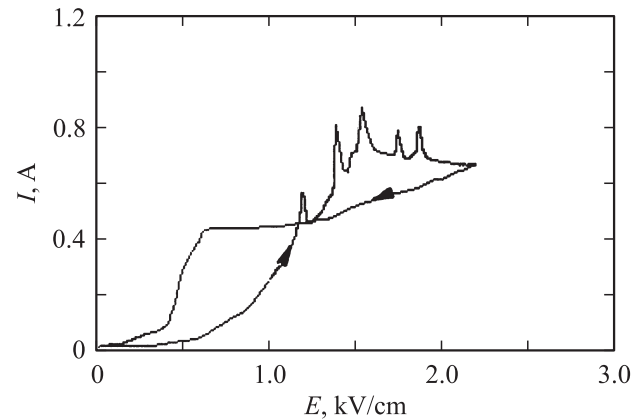


Рис. 1. Динамическая вольт-амперная характеристика образца.

соответствовали работе [5]. Если в работе [5] контакты к образцам имели антизапорный характер, то в данной работе омические p^+ -контакты к образцам создавались путем сплавления сплава $\text{In}(\text{Ga})$ в вакууме и контакты допускали слабую инжекцию неосновных носителей заряда. Линейный режим теплоотвода обеспечивался в условиях свободной конвекции или пузырькового кипения жидкого азота с поверхности припаянных к образцу гребенчатых радиаторов, при которых коэффициент теплоотвода составляет $h = 19$ Вт/см². Теплоотводу уделялось особое внимание, так как при нелинейном теплоотводе развитие электротепловых неустойчивостей может происходить и без эффекта отрицательной дифференциальной проводимости образца [6], что связано с изменением теплоотвода жидкого азота за счет изменения характера кипения.

На рис. 1 показана типичная динамическая ВАХ образца, полученная при приложении одиночного импульса пилообразного напряжения в режиме генератора напряжения, со скоростью роста напряжения 20 В/мкс. Как видно, с ростом электрического поля E на ВАХ появляются пикообразные неустойчивости тока I , имеющие по электрическому полю пороговый характер. Исследование ВАХ при секционировании катодного контакта (рис. 2) показало, что эти пики тока принадлежат к различным участкам образца.

Сравнение данных результатов с результатами работы [5] показывает, что расслоение тока в данном случае происходит при электрическом поле, существенно меньшем поля ударной ионизации примесных уровней E_b . В кремнии с глубоко лежащими примесными уровнями при приложении электрического поля вероятность возникновения таких неоднородных областей увеличивается вследствие генерации носителей с глубоких уровней не только с увеличением температуры, но и вследствие действия эффекта Пула—Френкеля. Изучение кинетики установления тока показывает, что в случае подачи прямоугольных импульсов с напряженностью электрического поля, незначительно превышающей критическое значение (E_c), время генерации

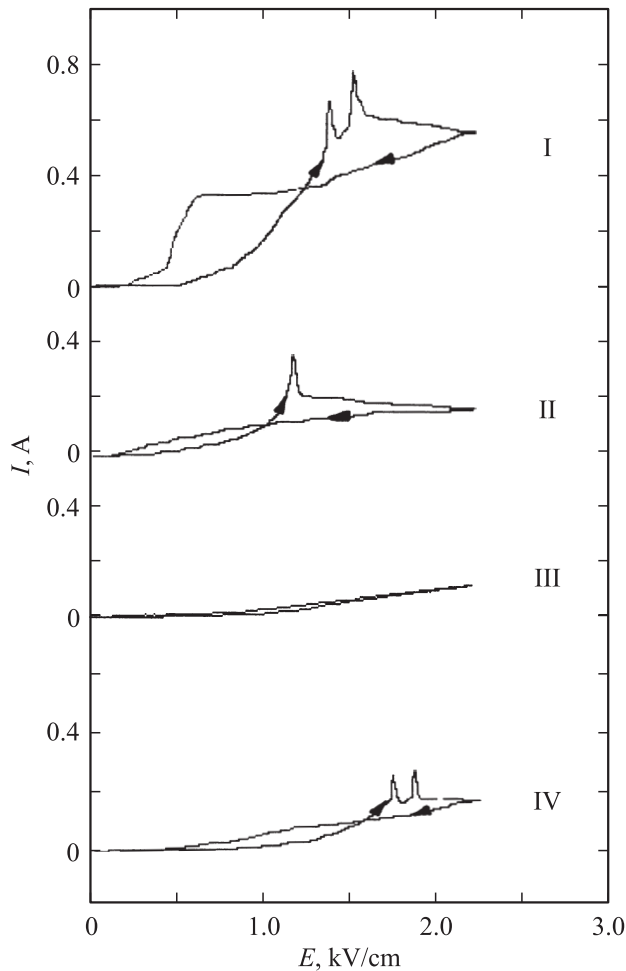


Рис. 2. Динамические вольт-амперные характеристики участков I, II, III, IV образца с расщепленным катодным контактом.

неоднородности распределения плотности тока существенно увеличивается. Эти обстоятельства указывают на то, что инерционность роста и расслоение плотности тока обусловлены процессом адиабатического разогрева ограниченной области образца и образованием шнуров тока. В работе [7] показано, что характерное отличие образца со шнуром от образца без шнура проявляется в низкочастотной области, где как импеданс, так и спектр флуктуаций обусловлены в значительной мере колебаниями размеров шнура. Процессами разогрева решетки можно объяснить и особенности ВАХ при обратном переходе, т. е. гистерезисное явление на участке спада пилообразного напряжения. Из этих результатов следует, что чем больше мощность выделяется в области АС, т. е. чем больше температура решетки, тем при меньших напряжениях происходят возбуждение и исчезновение шнуров тока. Как показано в работе [5], существует несколько механизмов, которые могут привести к увеличению концентрации носителей заряда с ростом электрического поля в кремнии с глубокими примесными уровнями в данных условиях приложения импульсов электрического поля с напряженностью, не

превышающей напряженности поля ударной ионизации ($E < E_b = 10^3 - 10^4$ В/см). Этими эффектами являются инжекция неосновных носителей, инжекция основных носителей в случае тока, ограниченного объемным зарядом, а также увеличение концентрации дырок при термополевой генерации носителей заряда, которая с ростом температуры и электрического поля увеличивается (в результате эффекта Пула–Френкеля). Хотя инжекция неосновных носителей заряда является существенным фактором увеличения проводимости, однако инерционный характер роста и спада тока указывает, что эти явления связаны с процессами джоулевого разогрева решетки. Из полученных результатов следует, что главным механизмом увеличения концентрации основных носителей является термополевая ионизация примесей. Как показано в работе [8], эффект Пула–Френкеля при $T = 77$ К при увеличении напряженности электрического поля в пределах $10^2 - 4 \cdot 10^3$ В/см (но не превышающих поле ударной ионизации) приводит к увеличению концентрации дырок в 3 раза. Увеличение температуры решетки приводит к еще большему увеличению концентрации носителей заряда.

Наблюдаемый спад тока на ВАХ связан с уменьшением подвижности носителей вследствие рассеяния дырок на фонах при джоулевым разогреве этих областей образца. В кремнии при не очень низких температурах и электрических полях доминирующим является рассеяние 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, которые показаны на рис. 3.

Полученные результаты позволяют непротиворечиво интерпретировать механизм явления на базе модели статического АС с локальным самопроизводством носителей заряда [1]. Затравками для спонтанного возбуждения АС являются неоднородности распределения концентрации примесей или же неоднородности другого характера омических контактов, приводящие к слабой инжекции неосновных носителей заряда в локальных областях образца. В рассматриваемом механизме расслоения роль активатора играет температура решетки, а роль ингибитора температура носителей. Положительная обратная связь по активатору связана с возрастающей зависимостью температуры решетки с ростом концентрации дырок, так как мощность, отводимая от системы носителей в решетку, пропорциональна этой концентрации. Демпфирующая роль ингибитора связана с уменьшением температуры носителей заряда при их рассеянии на фонах, что приводит к уменьшению плотности тока и мощности потерь. Уменьшение джоулевой мощности соответственно ограничивает температуру решетки в областях АС.

В рассматриваемой системе при $E > E_c$ происходят образование устойчивого многонитчатого состояния, распределение плотности тока $j = \sigma E$ в котором качественно совпадает с распределением температуры

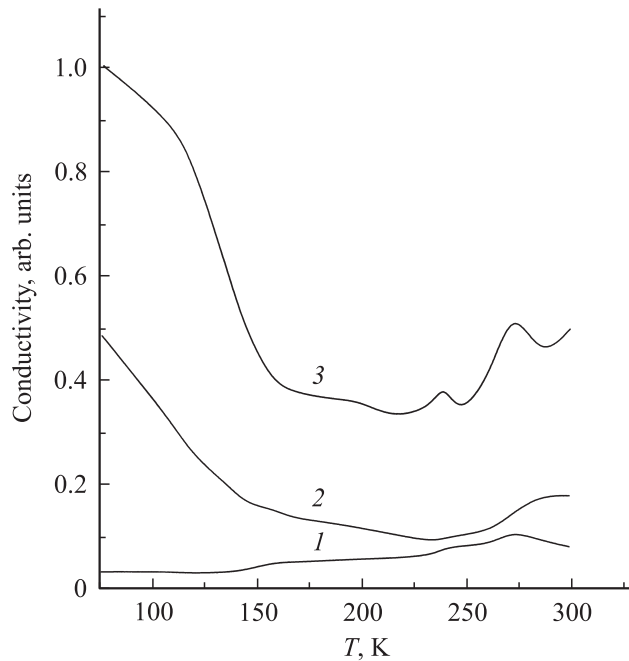


Рис. 3. Зависимость проводимости образца от температуры при различных значениях приложенного электрического поля E , В/см: 1 — 50, 2 — 300, 3 — 500.

решетки T_l . При этом параметры образующихся шнуров определяются параметрами образца. Существование АС определяется тем, что область высокой концентрации носителей в центре АС не расплывается вследствие того, что диффузионный поток из центра АС уравновешивается термодиффузионным; кроме того, этому способствует эффект уменьшения теплопроводности кремния с увеличением температуры.

Распределение температуры по площади образца (оси x и y) описывается усредненным по толщине уравнением теплопроводности

$$\tau_T^l \frac{dT}{dt} = (l_T^l)^2 \nabla_{\perp} \frac{\chi(T)}{\chi(T_0)} \nabla_{\perp} T + W_j (l_T^l)^2 - \frac{\chi(T)(T - T_0)}{\chi(T_0)}, \quad (2)$$

где l_T^l и $\tau_T^l = c\rho(l_T^l)^2/\chi(T_0)$ — характерные длина и время изменения температуры решетки; c, ρ, χ — удельные теплоемкость, плотность, теплопроводность кремния; T_0 — температура окружающей среды; $W_j = \sigma(T)E^2$; $\nabla_{\perp} = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y}$.

Распределение потока энергии дырок в АС описывается уравнением

$$\frac{3}{2} \tau_{\varepsilon}(T_0) \frac{\partial(pT)}{\partial t} = L^2 \nabla_{\perp} T p \frac{D(T)}{D(T_0)} - p(T - 1) \frac{\tau_{\varepsilon}(T_0)}{\tau_{\varepsilon}(T)} + j 2\tau_{\varepsilon}(T_0) \frac{\sigma^0}{\sigma}, \quad (3)$$

где $L = [D(T_1)\tau_{\varepsilon}]^{1/2}$, τ_{ε} — длина диффузии и время релаксации горячих дырок; T, p, D — температура, концентрация и коэффициент диффузии дырок;

$\sigma = 2e\mu(T)G\tau_r$; $\sigma^0 = 2e\mu(T_1)G\tau_r$; μ, G, τ_r — подвижность, скорость термополевой генерации и время жизни дырок; j — плотность полного тока.

Характерный диаметр АС, определенный из параметров установления теплового равновесия при адиабатическом разогреве области АС по методике, приведенной в работе [5], составляет ~ 50 мкм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-96613-р-юг-а.

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** (10), 1705 (1990).
- [4] А.М. Мусаев. *ФТП*, **33** (10), 1183 (1999).
- [5] А.М. Мусаев. *ФТП*, **38** (9), 1030 (2004).
- [6] С.П. Кальвенас. *Лит. физ. сб.*, XXII (1), 91 (1982).
- [7] А. Матулис. А. Ченис. *Лит. физ. сб.*, XIX (3), 363 (1979).
- [8] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977).

Редактор Л.В. Шаронова

Autosolitons in a bistable system of silicon with deep impurity levels

A.M. Musaev

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

Abstract Autosolitons in the bistable system of silicon, generated by thermo- and electric field ionization of In deep acceptor levels at the temperature 77 K, are found out and investigated experimentally. It is shown, that in the considered model of autosolitons, the positive feedback on the activator is connected to increase of the lattice temperature with the growth of hole concentration. The damping role of inhibitor is connected to lowering of charge carriers temperature due to phonon induced scattering. It leads to the reduction of loss power and to the limitation of lattice temperature in the vicinity of autosolitons.