

Автоколебательные процессы в кремнии, проблемы и перспективы исследования и применение их в электронике

Н. Ф. Зикриллаев^a, М. М. Шоабдурахимова^a, К. С. Аюпов^a,
Ф. Э. Уракова^a, О. С. Ньматов^b

^aТашкентский государственный технический университет,
г. Ташкент, 100095, Узбекистан

^bСамаркандский государственный университет,
г. Самарканд, 140104, Узбекистан, *e-mail: shoabduraximova.m@gmail.com

Поступила в редакцию 03.04.2023

После доработки 06.06.2023

Принята к публикации 14.06.2023

Исследования автоколебательных процессов в полупроводниках и полупроводниковых структурах дают возможности формирования физического механизма этих уникальных явлений и создания твердотельных генераторов и датчиков физических величин с частотно-амплитудным выходом. Установлено, что условия возбуждения и параметры автоколебаний тока более подробно исследовались лишь только в кремнии, легированном атомами марганца и цинка, а также в полупроводниковых соединениях CdSe, CdS, InGa и в некоторых структурах, в других же материалах не очень точно были определены граничные области существования этих неустойчивостей тока в зависимости от внешних факторов. Это привело к отсутствию воспроизводимых результатов и несоответствию корреляции между электрофизическими параметрами материала и параметрами автоколебаний тока (амплитуда, частота). В связи с этим приводятся результаты комплексных исследований автоколебаний тока в кремнии, легированном примесными атомами марганца, цинка, серы и селена. Предложен физический механизм автоколебаний тока, который хорошо согласуется с известными полученными экспериментальными результатами.

Ключевые слова: автоколебания, диффузия, кремний, неустойчивость, амплитуда, частота, примесь, монокристалл

УДК 621.315.592

<https://doi.org/10.52577/eom.2023.59.5.56>

ВВЕДЕНИЕ

Степень развития современной твердотельной электроники определяется получением полупроводниковых материалов с заданными и воспроизводимыми свойствами для создания приборов с термостабильными и радиационно-стойкими параметрами. Это в свою очередь ставит перед учеными и исследователями задачу поиска новых классов полупроводниковых материалов, отличающихся от известных своими уникальными физическими свойствами. В этом плане к наиболее перспективным материалам полупроводниковой электроники можно отнести кремний, компенсированный путем диффузионного легирования примесными атомами, которые создают глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне материала. В этих материалах был обнаружен ряд новых, ранее не известных интересных физических явлений, которые можно применить в различных областях микроэлектроники [1–4]. Одними из таких интересных физических эффектов, представляющих большой научный и практический интерес, являются самовозбуждающиеся и незатухающие автоколебания тока

[5–7]. Интерес к этому эффекту связан с тем, что до настоящего времени до конца не ясны природа и механизмы этого уникального явления. Кроме того, обнаруженные стабильные и регулярные автоколебания тока позволяют создавать принципиально новое поколение приборов и многофункциональных универсальных датчиков физических величин в электронике.

В настоящее время известно достаточно много научных работ, посвященных исследованиям автоколебаний тока в различных полупроводниковых материалах и структурах [8–12]. Из анализа этих работ установлено, что обнаруженные автоколебания тока во всех случаях связаны с присутствием глубоких энергетических уровней примесных атомов в запрещенной зоне исследуемых материалов. Хотя многими авторами были предложены различные интересные физические механизмы для объяснения природы наблюдаемых автоколебаний, однако до сих пор отсутствуют подробные экспериментальные данные, которые дали бы возможность полностью объяснить механизм и природу этих явлений. Также большинством авторов не были показаны

возможности практического использования этого уникального явления в полупроводниковой электронике [13–18].

Это можно связать со следующими факторами:

- полученные результаты трудно воспроизвести, так как отсутствуют закономерности возбуждения и поведения параметров (амплитуда, частота и форма колебаний) автоколебаний тока в зависимости от электрофизических параметров самого полупроводникового материала;

- автоколебания наблюдались в этих материалах при достаточно высоких электрических полях, в узком интервале температур и при освещенности излучения с определенной длиной волны;

- амплитуда и коэффициент глубины модуляции автоколебаний тока достаточно малы ($I = 10^{-7}$ – 10^{-3} А) ($k = \sim 10\%$), а удельное сопротивление материала значительно больше, что и затрудняет их технологическое получение;

- целенаправленно и систематически не было исследовано влияние различных внешних воздействий (температура, освещение, магнитное поле, давление и др.) на условия возбуждения и параметры автоколебаний,

- не были раскрыты возможности использования этого явления для разработки нового класса приборов полупроводниковой электроники.

ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Автоколебания тока исследованы во многих полупроводниковых материалах и структурах. По природе возбуждения и условиям самоорганизации эти автоколебания отличались друг от друга. Из огромного числа экспериментальных работ по исследованию автоколебаний тока в полупроводниках можно выделить следующее:

1. Полупроводниковая система с нелинейной зависимостью времени рекомбинации носителей заряда от температуры.

2. Полупроводниковые материалы с нелинейной зависимостью подвижности и времени рекомбинации от температуры.

3. Автоколебательные процессы, связанные с температурным гашением фотопроводимости в полупроводниках.

4. Триггерная среда на основе тепловой нелинейности сегнетоэлектрика вблизи точки Кюри в радиочастотном поле.

5. Автоколебания, связанные с нелинейными свойствами полупроводников и диэлектриков при лазерном разогреве.

6. Автоколебания, наблюдающиеся в полупроводниках и диэлектриках при лазерном разогреве, концентрационно-полевые неустойчивости.

Из перечисленных видов автоколебательных процессов, наблюдаемых в полупроводниковых материалах и структурах близки к нашим исследованиям первые три.

Из анализа литературных данных установлено, что автоколебания тока наблюдались в широком спектре полупроводниковых материалов и структур, легированных различными примесями. Условия возбуждения и температурная область существования этих автоколебаний также имели разные значения, что не дает возможности объяснить наблюдаемые явления с точки зрения единой модели автоколебаний.

К первому типу автоколебаний тока относятся рекомбинационные волны [16–18], наблюдаемые в различных полупроводниковых материалах, связанные с концентрационными или концентрационно-полевыми неустойчивостями. Как известно, при различных возмущениях в полупроводниковых материалах происходит перераспределение концентрации свободных носителей тока. Это изменение определяется перераспределением носителей заряда между свободными и связанными состояниями в примесных уровнях. В термодинамическом равновесии скорости генерации и рекомбинации в полупроводнике равны. При воздействии внешнего электрического поля это равновесие может быть нарушено как в сторону преобладания генерации над рекомбинацией, так и в обратную сторону. Из-за этого в полупроводниках возникают лавинно-пролетные [19] или рекомбинационные токовые неустойчивости [18, 20].

Рекомбинационные волны (РВ) в полупроводниковых материалах как теоретически, так и практически относительно хорошо изучены многими авторами в работах [21, 22], было показано, в каких полупроводниках, с какой примесью и при каких условиях можно обнаружить РВ. Авторами предполагалось, что самыми идеальными условиями для наблюдения РВ для кристаллов германия являются примесные атомы марганца, для кремния – примесные атомы золота. Энергетические уровни легирующих примесей должны находиться приблизительно в середине запрещенной зоны полупроводникового материала.

РВ также наблюдались в полупроводниковых соединениях. К ним можно отнести автоколебания тока, наблюдаемые в

высокоомных пленках GaAs с частотой $f = 0,5\text{--}20$ кГц [24]. Анализируя условия возбуждения и параметры автоколебаний тока, авторы связывают наблюдаемые колебания тока с медленными РВ, возбужденными в пленках GaAs.

Из условий наблюдений РВ, для возбуждения автоколебаний тока не требовалось освещения или других внешних воздействий. В работах [23, 24] сообщается о возбуждении медленных РВ в кристаллах CdS при освещении их монохроматическим светом с энергией $h\nu = 0,75\text{--}1,45$ эВ.

Влияние монохроматического света на условия возбуждения и параметры РВ исследовались в образцах Si<Zn> [25]. Авторами было показано, что при освещении примесным светом ($h\nu \approx 0,8$ эВ) пороговое поле возбуждения РВ уменьшалось, а пороговая частота увеличивалась. При освещении собственным светом, наоборот, пороговое поле увеличивалось, а частота уменьшалась. Увеличение интенсивности освещения в 10 раз приводит к возрастанию амплитуды и частоты автоколебаний тока на 1,5–2 и 20–25% соответственно.

В этой работе [25] было показано, что, когда интенсивность света мала, коэффициент $\alpha = \frac{p\tau_n}{n\tau_p} > 1$, который является одним из основных условий для возбуждения РВ, прямо пропорционален уровню инжекции, из-за чего при примесном и собственном освещении пороговая частота возрастала с увеличением интенсивности света. Однако авторами не была показана зависимость величины порогового поля от интенсивности света.

В работе [26] рассматривалась возможность расширения температурной области существования РВ в полупроводниковых материалах методом оптической инжекции носителей. В линейном приближении получен количественный критерий, устанавливающий величину интенсивности света, необходимую для возбуждения РВ при данной температуре. Автором определена пороговая величина интенсивности света, необходимая для возбуждения РВ в интервале температур $T = 100\text{--}200$ К для образцов кремния, легированного атомами цинка.

Ко второму виду автоколебаний тока, наблюдаемых в полупроводниковых структурах, относятся инжекционные неустойчивости (ИН), которые исследованы на основе диодов Ганна в разных полупроводниковых структурах и транзисторах [27–29]. Однако в этих исследованиях были определены параметры

автоколебаний тока с точки зрения приборного характера. С такими исследованиями впервые столкнулись при изучении прохождения импульсного тока через барьер металл–полупроводник [30]. Было обнаружено, что сразу за фронтом нарастания тока следовали осцилляции, достигающие частот $f \approx 5 \times 10^4$ Гц. Более детальные наблюдения инжекционной неустойчивости были связаны с точечными контактами на поверхности Ge и Si [29, 30], где возбуждались неустойчивости тока в области точечных контактов. Кроме этого, инжекционные неустойчивости тока наблюдались в тонких пленках германия [31]. Более близко рассматриваются ИН в работах [32, 33], в которых наблюдаются неустойчивости тока, связанные с перезарядкой примесных уровней электрическим полем в области контактного барьера. Установлено, что условия возбуждения и поведение параметров обнаруженных инжекционных автоколебаний тока в структурах p^+p (Si<Mn>)- p^+ существенно отличаются от инжекционных неустойчивостей, рассмотренных другими авторами.

Третий вид автоколебаний тока, связанный с температурно-электрической неустойчивостью тока, который впервые был обнаружен и исследован в материалах CdS [9, 34]. Авторами этих работ при изучении механизма фотопроводимости в области относительно низких температур ($T = 77$ К) было обнаружено явление генерации периодически повторяющихся импульсов фототока. Определена область генерации автоколебаний тока в зависимости от интенсивности подсветки и величины внешнего напряжения и температуры. Автоколебания имели квазисинусоидальную и пиковую формы. Авторами показано, что кристалл, генерирующий импульсы в обычном режиме, подвергался длительному освещению при отсутствии внешнего напряжения. Последующее включение напряжения приводило к увеличению амплитуды первого импульса, а при более продолжительной предварительной засветке – к пробой. Такого рода пробой, вызванный заполнением примесных уровней электронами под действием света, авторы назвали индуцированным, как и в работе [35]. Индуцированный пробой в образцах компенсированного германия связан с ударной ионизацией, наблюдающейся при низких температурах в слабых электрических полях. В отличие от этого индуцированный пробой в монокристаллах CdSe связан с тепловыми процессами [36].

Наиболее интересными и фундаментальными считаются экспериментальные и теоретические

работы С.Г. Калашникова по исследованию низкочастотного автоколебания тока в монокристаллах CdS и CdSe. Им были получены зависимости периода автоколебаний от интенсивности освещенности, приложенного поля и температуры образца. Также им установлено, что колебания могут существовать только в определенной области температур и освещенности. Показано, что основной причиной возникновения автоколебаний тока является эффект температурного гашения фотопроводимости и образование отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на участке вольт-амперной характеристики (ВАХ), связанном с джоулевым нагревом кристалла. Авторами впервые для объяснения механизма низкочастотных автоколебаний тока, наблюдаемых в кристаллах CdS и CdSe, была предложена трехуровневая модель.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Из анализа литературных данных можно выделить основные условия возбуждения автоколебаний тока и особые отличительные черты для каждого вида автоколебаний тока.

1. Для наблюдения автоколебаний тока типа рекомбинационных волн необходимо выполнение следующих условий:

- РВ наблюдаются на прямом участке ВАХ и при малых значениях приложенной напряженности электрического поля;

- концентрация неосновных носителей тока должна быть достаточно велика, чтобы соотношение концентрации неосновных носителей тока к основным носителям всегда была больше;

- дрейфовая длина l_0 электронов должна быть больше диффузионной длины L_0 ;

- для возбуждения и существования РВ не требуется освещение, то есть автоколебания наблюдаются в темноте;

- при наблюдении РВ не происходит нагрев образца, и они возбуждаются приблизительно при комнатной температуре $T = 250\text{--}350\text{ К}$.

РВ характерны достаточно большая частота $f = 10^3\text{--}10^5\text{ Гц}$, малые значения амплитуды $I_{\max} \approx 10^{-5}\text{--}10^{-4}\text{ А}$ и неглубокая модуляция колебаний тока $K \approx 10\text{--}30\%$.

2. Для наблюдения инжекционных автоколебаний тока должны выполняться следующие условия:

- инжекционные автоколебания (ИА) наблюдаются после вертикального роста тока или в отрицательном участке ВАХ (S- или N-образная);

- в образцах должны создаваться обогащенные инжектирующие p^+ - или n^+ -контакты;

- для возбуждения и существования инжекционных колебаний тока не требуется дополнительного освещения;

- структуры, в которых наблюдаются ИА, не нагреваются и возбуждаются при относительно низкой напряженности электрического поля.

Для ИН характерны достаточно большой интервал частоты $f = 10^2\text{--}10^6\text{ Гц}$ и максимальное значение амплитуды до $\sim 10^{-1}\text{ А}$. Коэффициент глубины модуляции колебаний тока имеет разные значения $K \approx 20\text{--}100\%$ в зависимости от электрофизических свойств базы структур.

3. Для наблюдения автоколебаний, связанных температурно-электрической неустойчивостью тока (ТЭН), необходимо выполнение следующих условий:

- при снятии ВАХ образцов должен возникать участок с отрицательной дифференциальной проводимостью, который является ответственным за температурное гашение фотопроводимости;

- автоколебания наблюдаются только при освещении образцов интегральным или монохроматическим светом;

- для возбуждения и поддержания ТЭН должен быть хороший теплообмен образца с окружающей средой;

- приложенная постоянная напряженность электрического поля должна быть достаточно большой для нагрева образца за счет видимого джоулева разогрева.

Также характерными для ТЭН являются инфранизкая частота, большое значение амплитуды с большой глубиной модуляции.

Таким образом, нами из анализа литературных данных установлены существенные отличия трех типов автоколебаний тока, определены основные критерии для их существования. Однако для всех этих типов автоколебаний тока есть одно общее – необходимо наличие глубоких энергетических уровней примесных атомов в запрещенной зоне исследуемого материала. Кроме того, из литературного обзора установлено, что все типы автоколебаний тока наблюдались как в элементарных, так и в полупроводниковых соединениях, однако до настоящего времени не проведены систематические исследования, позволяющие установить закономерности возникновения автоколебаний в зависимости от электрофизических параметров исходного материала. Так же не исследованы зависимости возбуждения и параметров автоколебаний тока от удельного сопротивления и концентрации

электроактивных атомов компенсирующих примесей, от типа проводимости и типа легирующего элемента, не изучено влияние образованных скоплений и кластеров примесных атомов и нахождение их в кристаллической структуре базового материала.

ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ КРЕМНИЯ, ДИФфуЗИОННО-ЛЕГИРОВАННОГО ПРИМЕСНЫМИ АТОМАМИ

Кремний, диффузионно-легируемый элементами переходной и изовалентной группы, представляет определенный интерес. Для исследования автоколебаний тока в кремнии в качестве компенсирующих примесей были использованы марганец, цинк, сера и селен. Выбор этих примесей подбирался с учетом того, что они имеют не только разные свойства и создают разные энергетические уровни в кремнии, но также образуют различные соединения и кластеры в кристаллической решетке кремния [37–39]. Также исследования электрофизических параметров кремния, легируемого этими примесями, позволили разработать не только воспроизводимую технологию получения материалов с заданными электрофизическими свойствами, но и получить материал с необходимыми концентрациями электроактивных примесных атомов в кремний [40].

Для исследования колебания тока были подготовлены образцы кремния, легируемого примесными атомами марганца, цинка, серы и селена. Диффузия примесных атомов проводилась в исходном монокристалле кремния марки КДБ-2, КДБ-10, КЭФ-1, КЭФ-45. Как известно из литературных данных [41, 42], уменьшение температуры диффузии сопровождается увеличением длительности времени отжига. Для определения термодинамических условий диффузии нами были выбраны примесные атомы селена. Теоретические расчеты показали, чтобы получить компенсированный кремний с примесными атомами селена с исходной концентрацией бора $N_B = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, требуется произвести диффузию в интервале температур $T = 1150 - 1250 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение времени $t = 50 - 200 \text{ ч}$. Получение таких материалов с экономической точки зрения становится невыгодным, в этих образцах концентрация электроактивных атомов составляет почти ничтожную долю от максимальной растворимости примесей селена в кремнии. Кроме этого, в процессе легирования кремния с примесными атомами селена происходит сильная эрозия поверхности

кремневых образцов, тем самым появляется еще одна трудность при получении компенсированных образцов Si<Se> с воспроизводимыми электрофизическими параметрами. Такие трудности, несомненно, ставят задачи поиска новых способов легирования кремния примесями селена, позволяющих получать кремний с малой энергоемкостью и хорошим качеством диффузии [43, 44].

Диффузия примесных атомов селена в кремний проводилась в интервале температур $T = 1000 - 1250 \text{ }^\circ\text{C}$ в кварцевых ампулах с откаченным вакуумом $P = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ с учетом и без учета упругости паров примесных атомов. При этом упругость паров диффузантов определялась по известному уравнению Менделеева–Клапейрона:

$$PV = (m/\mu)RT_0,$$

где P – давление паров диффузанта в кварцевой ампуле при температуре диффузионного отжига T_0 , R – универсальная газовая постоянная; μ – молекулярная масса диффузанта; V – объем кварцевой ампулы; m – необходимая масса диффузанта.

Легирование примесных атомов селена в кремний проводилось по диффузионной технологии в два этапа, описанной в работе [46], что позволило получить образцы без эрозии поверхности кремния, легируемого примесными атомами селена.

Результаты исследования показали, что, управляя давлением паров примесных атомов селена при одной и той же температуре диффузии, можно получить образцы не только с различными удельными сопротивлениями, но также и типом проводимости с максимальной концентрацией примесных атомов селена. Кроме этого, показано, что, управляя упругостью паров диффузантов селена, можно будет свести к минимуму эрозию поверхности образцов, существенно сократить время диффузионного отжига и получить образцы кремния с заданными электрофизическими параметрами.

Аналогичные результаты исследований были получены при диффузионном легировании кремния примесными атомами марганца, цинка или серы, технология которых подробно описана в работах [39, 44, 45]. В данной статье мы ограничились описанием технологии получения кремния, диффузионно-легируемого атомами селена.

Эти результаты исследований открывают новый способ технологии получения материалов с заданными и воспроизводимыми параметрами,

Таблица 1. Параметры образцов кремния, легированного атомами селена при различных значениях упругости паров диффузанта

№	Упругость давления паров атомов селена, атм.	Тип проводимости полученных образцов после диффузии	Удельное сопротивление, Ом×см	Концентрация носителей, см ⁻³
1	0,1	<i>p</i>	18	$1,2 \times 10^{15}$
2	0,3	<i>p</i>	60	$3,5 \times 10^{14}$
3	0,5	<i>p</i>	$3,1 \times 10^2$	$6,7 \times 10^{13}$
4	0,75	<i>p</i>	$4,7 \times 10^3$	$4,5 \times 10^{12}$
5	1,0	<i>p</i>	$6,8 \times 10^4$	$3,1 \times 10^{11}$
6	1,5	<i>p</i>	$1,25 \times 10^5$	$1,7 \times 10^{11}$
7	2,0	<i>n</i>	$1,1 \times 10^5$	$6,7 \times 10^{10}$
8	2,5	<i>n</i>	$8,3 \times 10^4$	$8,2 \times 10^{10}$
9	3,0	<i>n</i>	$2,6 \times 10^4$	$2,3 \times 10^{11}$
10	4,0	<i>n</i>	$5,9 \times 10^3$	$8,8 \times 10^{11}$
11	Исходный образец КДБ-10	<i>p</i>	10	2×10^{15}

Таблица 2. Особенности автоколебаний тока в кремнии, легированном примесными атомами марганца, цинка, серы и селена

№	Марка исходного кремния	Тип примеси	Удельная проводимость и тип проводимости полученных образцов	Энергетические уровни	Литература
1.	КДБ-1; КДБ-2; КДБ-10; КЭФ-4,5; КЭФ-40	марганец	$\rho = 10^2 - 10^5$ Ом×см <i>p</i> -тип, $\rho = 10^3 - 10^5$ Ом×см <i>n</i> -тип	$E_c - 0,27$ эВ донор, $E_c - 0,5$ эВ донор	[48, 49]
2.	КЭФ-2; КЭФ-4,5; КЭФ-10; КДБ-1; КДБ-10	цинк	$\rho = 10^2 - 10^5$ Ом×см <i>n</i> -тип, $\rho = 10^3 - 10^5$ Ом×см <i>p</i> -тип	$E_v - 0,31$ эВ акцептор, $E_v - 0,55$ эВ акцептор	[44, 50, 51]
3.	КДБ-0,5; КДБ-1; КДБ-10; КЭФ-0,5; КЭФ-60	сера	$\rho = 10 - 10^5$ Ом×см <i>p</i> -тип, $\rho = 10^3 - 10^5$ Ом×см <i>n</i> -тип	$E_c - 0,18$ эВ донор, $E_c - 0,37$ эВ донор, $E_c - 0,63$ эВ донор	[52, 53]
4.	КДБ-0,1; КДБ-0,5; КДБ-1; КДБ-100; КЭФ-1; КЭФ-40; КЭФ-60	селен	$\rho = 10^2 - 10^5$ Ом×см <i>p</i> -тип, $\rho = 10^2 - 10^5$ Ом×см <i>n</i> -тип	$E_c - 0,51$ эВ донор, $E_c - 0,29$ эВ донор, $E_c - 0,19$ эВ в молекулярном состоянии Se ₂	[43, 54, 55]

а также дают объяснение противоречивым литературным данным об электрофизических свойствах полученного компенсированного кремния без учета давления паров диффузанта.

В табл. 1 представлены параметры образцов кремния, легированных атомами селена при различных значениях упругости паров диффузанта ($T_0 = 1200$ °С, $t = 10$ час).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Литературный анализ показал, что до настоящего времени не были одновременно получены разные типы автоколебаний тока в одном полупроводниковом материале. Поэтому исследование особенностей переходных процессов автоколебаний тока от одного типа к другому вызывает большой интерес с точки зрения изучения и создания физического механизма этих эффектов [46, 47]. В прикладном аспекте автоколебания тока, исследованные в

компенсированном кремнии, позволяют создать целый класс приборов для функциональной электроники и принципиально нового поколения датчиков физических величин с амплитудно-частотным выходом, а также твердотельные генераторы, работающие в широком интервале частот $f = 10^3 - 10^5$ Гц.

Всесторонние и комплексные исследования автоколебательных процессов в компенсированном кремнии показали, что, если управлять термодинамическими условиями существования (напряженность электрического поля, освещение, температура и др.), то можно получить несколько видов неустойчивостей тока с различными природами возбуждения в одном и том же материале. Для наблюдения автоколебаний тока, независимо от вида диффузионно-легированных примесных атомов необходимы образования глубоких энергетических уровней в запрещенной зоне кремния. В наших исследованиях особенности

Таблица 3. Особенности и граничные области существования трех видов автоколебаний тока в компенсированном кремнии

№	Виды автоколебаний	Материалы	ρ , Ом×см	T , К	E_n , В/с×м	$J_{\text{осв.лк.}} h\nu$, Вт/см ² ×с λ , мкм	J_{max} , А	J_{min} , А	f , Гц
1.	Температурно-электрические неустойчивости	Si<Mn>	$5 \times 10^3 - 2 \times 10^5$ <i>p</i> -тип $8 \times 10^4 - 2 \times 10^5$ <i>n</i> -тип	77–200	150–200	$J = 10^{-3} - 50 \text{лк}$ $I_\gamma = 10^{-9} - 10^{-5} \text{ Вт/см}^2 \times \text{с}$ $\gamma = 1 - 3 \text{ мкм}$	3×10^{-1}	$10^{-6} - 10^{-8}$	$10^{-3} - 10$
		Si<Zn>	$10^2 - 2 \times 10^5$ <i>n</i> -тип	77–180	150–200	$J = 10^{-2} - 10 \text{лк}$ $I_\gamma = 10^{-7} - 10^{-5} \text{ Вт/см}^2 \times \text{с}$ $\gamma = 1 - 2,5 \text{ мкм}$	2×10^{-2}	$10^{-4} - 10^{-6}$	$5 \times 10^{-3} - 10$
		Si<S>	$3 \times 10^2 - 2 \times 10^5$ <i>p</i> -тип	77–160	500–600	$J = 0,1 - 10 \text{лк}$ $I_\gamma = 10^{-8} - 10^{-5} \text{ Вт/см}^2 \times \text{с}$ $\gamma = 1 - 2 \text{ мкм}$	$1,5 \times 10^{-1}$	$10^{-6} - 10^{-8}$	$3 \times 10^{-3} - 10$
		Si<Se>	$5 \times 10^2 - 6 \times 10^4$ <i>p</i> -тип	77–200	100–300	$J = 0,5 - 20 \text{лк}$ $I_\gamma = 10^{-8} - 10^{-5} \text{ Вт/см}^2 \times \text{с}$ $\gamma = 1 - 1,5 \text{ мкм}$	6×10^{-2}	10^{-6}	$10^{-3} - 10^3$
2.	Рекомбинационные волны	Si<Mn>	$5 \times 10^2 - 10^5$ <i>p</i> -тип $10^3 - 10^5$ <i>n</i> -тип	200–350	30–100	в темноте	10^{-4}	10^{-5}	$10^3 - 10^4$
		Si<Zn>	$7 \times 10^3 - 7 \times 10^4$ <i>n</i> -тип	260–350	50–80	в темноте	$10^{-5} - 10^{-6}$	10^{-6}	$10^3 - 10^4$
		Si<S>	$10^2 - 10^5$ <i>p</i> -тип	240–350	40–130	в темноте	10^{-4}	$10^{-5} - 10^{-6}$	$10^3 - 10^4$
		Si<Se>	$10^2 - 10^5$ <i>p</i> -тип	280–350	30–100	в темноте	5×10^{-4}	10^{-6}	$10^2 - 10^5$
3.	Инжекционная неустойчивость	<i>p</i> ⁺ - Si<Mn>- <i>p</i> ⁺	$5 \times 10^2 - 10^5$ <i>p</i> -тип базы	77–350	20–50	в темноте	8×10^{-1}	$10^{-3} - 10^{-4}$	$10^2 - 5 \times 10^4$
		<i>n</i> ⁺ - Si<Zn>- <i>n</i> ⁺	$10^3 - 10^4$ <i>n</i> -тип базы	77–300	30–100	в темноте	5×10^{-2}	10^{-5}	$10^2 - 10^3$

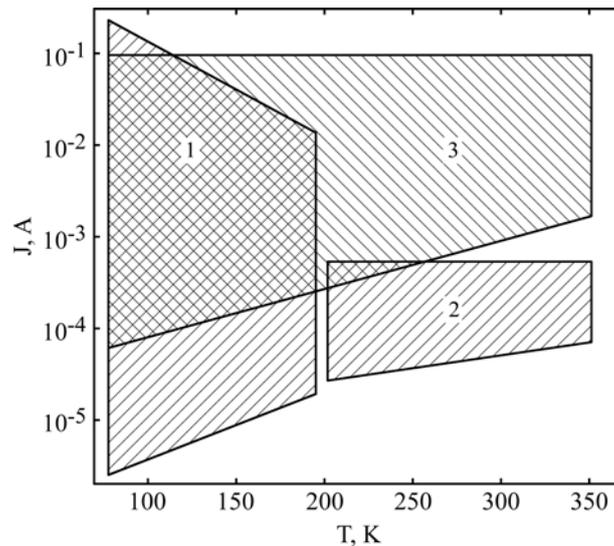


Рис. 1. Зависимость максимального и минимального значения амплитуды автоколебаний тока от температуры в компенсированном кремнии, легированном примесными атомами марганца (для всех исследованных образцов удельное сопротивление кремния было равно $\rho = 5 \times 10^4$ Ом·см. 1 – ТЭН (температурно-электрическая неустойчивость); 2 – РВ (рекомбинационные волны); 3 – ИН (инжекционные неустойчивости).

автоколебаний тока в кремнии, легированном примесными атомами марганца, цинка, серы и селена, показаны в табл. 2.

Исследования показали, что автоколебания тока в компенсированном кремнии наблюдаются в достаточно широком интервале температуры, и изменение термодинамических условий переводит автоколебаний тока из одного вида в другой. Однако по многим параметрам эти автоколебания в компенсированном кремнии перекрывают граничные области существования друг друга по температуре, напряженности электрического поля, удельному сопротивлению материала. В табл. 3 приведены особенности и граничные области существования трех видов автоколебаний тока в компенсированном кремнии. Как видно из табл. 3, в образцах компенсированного кремния, легированного атомами марганца или цинка, можно будет наблюдать рассмотренные все три вида автоколебаний тока. Это дает возможность создания автоколебательной системы в данном материале и получить широкий спектр формы, частоты и амплитуды автоколебаний тока.

В компенсированных образцах кремния, легированного серой и селеном, нами были обнаружены только два вида автоколебаний тока, поэтому изучение условий возбуждения инжекционных автоколебаний тока на базе компенсированного кремния Si<Se> и Si<S> до настоящего времени не исследовались. Кроме того, в табл. 3 четко выделены температурные области всех трех видов неустойчивостей тока, что дает ценную информацию при определении физического механизма и для создания модели автоколебаний тока в компенсированном кремнии.

Анализ температурной области существования автоколебаний тока в компенсированном кремнии показал, что самыми широкими температурными областями существования обладают образцы компенсированного кремния, легированного атомами марганца. На рис. 1 показаны изменения максимального и минимального значений амплитуды трех видов автоколебаний тока, обнаруженные в образцах Si<Mn>, от температуры. Как видно из рис. 1, самый большой температурный интервал существования имеют инжекционные автоколебания тока. Температурные электрические неустойчивости тока наблюдаются при меньших интервалах температур относительно других двух видов автоколебаний. Однако в этом случае значение максимального и минимального тока амплитуды намного превосходит, другие виды. Кроме того, частота автоколебаний тока в ТЭН, имеет самое низкое значение не только по сравнению с другим видом неустойчивости, но также относительно низкочастотных автоколебаний тока, исследованных в компенсированном кремнии, легированном другими примесями (см. табл. 3). Результаты этих исследований показывают, в каком широком интервале температур можно получить автоколебания тока в компенсированном кремнии. Эти результаты исследования позволяют сделать выбор вида автоколебаний тока для дальнейших рекомендаций по их применению в электронной промышленности.

Как было сказано, в отличие от других низкочастотных автоколебаний тока, обнаруженных в разных материалах в компенсированном кремнии, автоколебания

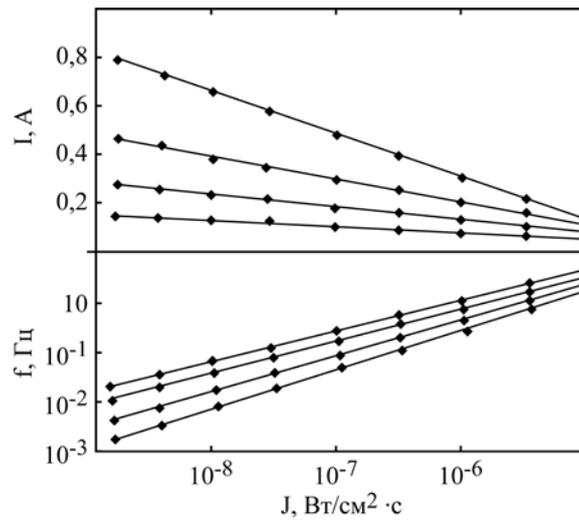


Рис. 2. Изменение максимального значения амплитуды и частоты низкочастотных автоколебаний тока компенсированного кремния от интенсивности монохроматического излучения.

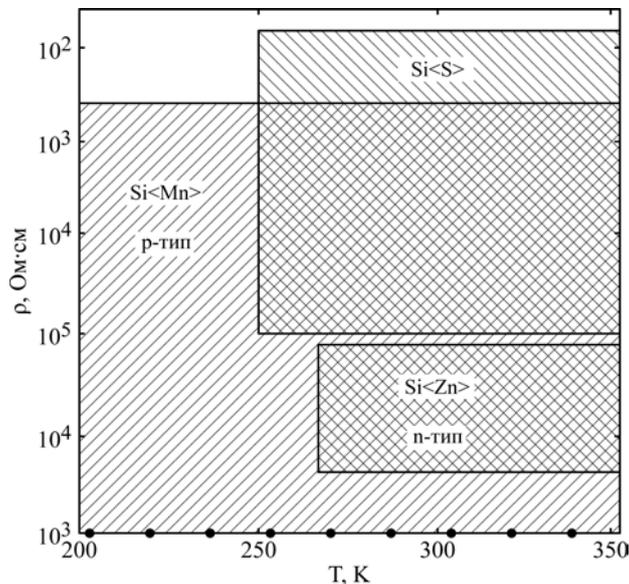


Рис. 3. Температурные области существования рекомбинационных волн в зависимости от удельного сопротивления и типа проводимости компенсированного кремния.

существуют в широком интервале интенсивностей и длины волны монохроматического излучения и частоты. На рис. 2 показана зависимость максимального значения амплитуды и частоты низкочастотных автоколебаний тока в компенсированном кремнии от интенсивности монохроматического излучения с энергией фотонов $h\nu \approx 1,2$ эВ.

Как видно из рис. 2, самое большое значение амплитуды наблюдается в компенсированных образцах кремния, легированного атомами серы. Однако в этих образцах низкочастотные автоколебания тока ограничены по длине волны монохроматического излучения. Установлено, что среди компенсированных образцов кремния, в которых возбуждались автоколебания тока самыми оптимальными точки зрения существования по интенсивности и длине волны монохроматического излучения являются компенсированные образцы кремния, легированного примесными атомами марганца. Эти

результаты показывают, что низкочастотные автоколебания тока в компенсированном кремнии наблюдаются не только при энергии фотонов $h\nu > E_g$, но также и при меньших энергиях фотонов, чем энергия ширины запрещенной зоны кремния. Анализ этих исследований показывает, что для возбуждения автоколебаний тока в компенсированном кремнии необходимо присутствие глубокого энергетического уровня в запрещенной зоне кремния. Возбуждение автоколебаний тока при меньших энергиях, чем ширина запрещенной зоны кремния, объясняется двойным оптическим переходом носителей тока. Из анализа полученных результатов исследований выявлены закономерности измерений амплитуды и частоты автоколебаний токов в зависимости от интенсивности монохроматического излучения. Установлено, что амплитуда автоколебаний меняется по следующему закону:

$$J = J_0 \left[1 - \alpha \ln \left(\frac{I}{I_{\min}} \right) \right],$$

где α – постоянный коэффициент.

Частота автоколебаний тока меняется по закону:

$$f = f_0 \left[1 - \beta \ln \left(\frac{I}{I_{\min}} \right) \right],$$

где β – постоянный коэффициент.

Из трех видов исследованных автоколебаний тока в компенсированном кремнии РВ представляют отдельный интерес. Этот вид автоколебаний тока наблюдается при комнатной температуре, не требует дополнительных технологических операций для получения инжектирующих контактов и возбуждается при относительно низких напряженностях электрического поля. Поэтому нами были определены температурные области существования рекомбинационных волн в зависимости от удельного сопротивления и типа проводимости компенсированного кремния. На [рис. 3](#) показаны граничные температурные области существования рекомбинационных волн. Как видно из [рис. 3](#), самой большой областью существования РВ по температуре, удельному сопротивлению и типу проводимости обладают образцы кремния, легированного атомами марганца. Полученные результаты исследований рекомбинационных волн в зависимости от удельного сопротивления и типа проводимости в компенсированном кремнии показали возможность создания твердотельных генераторов и датчиков физических величин с амплитудно-частотным выходом.

Исследования автоколебаний тока в компенсированном кремнии дали возможность установить особенности переходных процессов автоколебаний тока от одного типа к другому. Хотя по удельному сопротивлению, типу проводимости и по температурной области все эти виды автоколебаний тока перекрывают друг друга, однако при переходе от одного к другому в узком интервале происходит срыв с дальнейшим переходом к нерегулярным хаотическим колебаниям тока. Дальнейшие изменения внешних воздействий (температуры, напряженности электрического поля, освещения, давления, магнитного поля и др.) приводят к появлению регулярных и воспроизводимых автоколебаний тока, в большинстве случаев в начале цепи возбуждаются квазигармонические автоколебания тока, которые в дальнейшем переходят в другие формы.

На основе полученных результатов и проведенных анализов можно сказать, что автоколебания тока, возбуждаемые в компенсированном кремнии, связаны с присутствием в запрещенной зоне глубокого уровня примесных атомов марганца, цинка, селена или серы. Распределение и зарядность этих примесей приводят к появлению неоднородностей в объеме компенсированного кремния. Нами объяснены механизмы автоколебаний тока в компенсированном кремнии с учетом неоднородности материала [[56](#), [57](#)]. Соответствие между экспериментальными данными и теоретическими расчетами, дает основание считать, что полученные результаты являются достаточно достоверными и могут быть использованы для открытия нового направления в физике полупроводников – физики неравновесных процессов компенсированных полупроводников. Эти результаты исследований показывают возможности использования автоколебаний тока в компенсированном кремнии для создания твердотельных генераторов и датчиков физических величин с амплитудно-частотным выходом.

Для получения компенсированного кремния, диффузионно-легированного примесными атомами марганца, цинка и серы, аналогично были определены оптимальные термодинамические условия и технологические режимы, которые позволяли получить материал с необходимыми параметрами для исследования.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

В литературе имеется очень много теоретических работ, посвященных возможности появления области неоднородности в полупроводниковых материалах [[58](#), [59](#)] в условиях сильной компенсации. Однако эти авторы в основном рассматривают полупроводниковые материалы, в которых содержатся примесные атомы, которые создают мелкие энергетические уровни в запрещенной зоне материала. Как известно, такие примеси в основном обладают маленькими коэффициентами диффузии и находятся в однократно заряженных состояниях. В отличие от них примеси, создающие глубокие уровни в полупроводниках, обладают большим коэффициентом диффузии, многократно заряженные, они активно взаимодействуют с носителями заряда и дефектами кристаллической решетки [[59](#), [60](#)]. Поэтому в компенсированных полупроводниках, легиро-

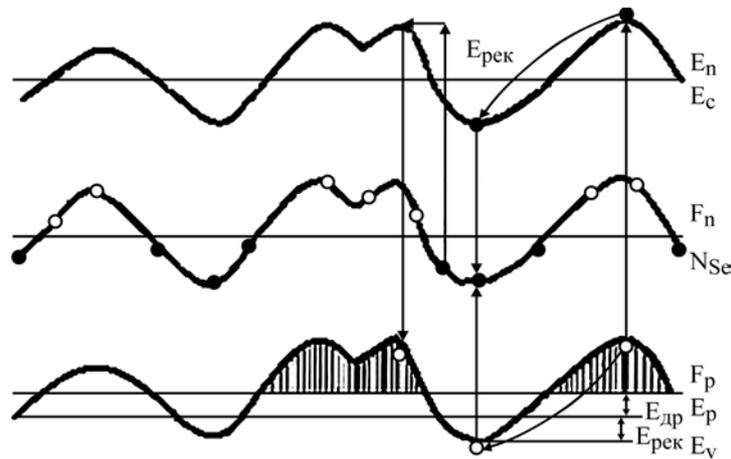


Рис. 4. Неоднородный флуктуационный потенциальный рельеф кремния, легированного примесными атомами селена. E_c – зона проводимости; E_v – валентная зона; F_n – уровень Ферми (для дырок); N_{Se} – энергетический уровень дважды ионизированных примесных атомов марганца; E_{np} – уровень протекания для дырок; $E_{рек}$ – рекомбинационный барьер для дырок и электронов.

ванных элементами, создающими глубокие уровни, сильнее выражаются неоднородности материала по сравнению с примесями, создающими мелкие уровни в запрещенной зоне полупроводника.

Для объяснения механизма низкочастотных автоколебаний тока нами предлагается модель неоднородного полупроводника, предложенная Шиком и Шейнкманом [61]. Согласно этой модели в полупроводнике возникают флуктуации рельефа зоны проводимости и валентной зоны. Появление таких неоднородностей объясняется тем, что в условиях сильного легирования, когда концентрации примесей доходят до $N \approx 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, из-за неоднородного распределения примесных атомов появляются неоднородности, приводящие к флуктуации зоны проводимости и валентной зоны полупроводника. В нашем случае, хотя концентрация примесных атомов марганца, цинка, серы и селена на два раза меньше, чем в условиях сильного легирования, однако эти примеси в кремнии могут находиться в двукратно ионизированном состоянии и образуют кластерные комплексы [62, 63], заряд которых всегда больше, чем ± 2 . Дебаевский радиус экранирования таких кластеров перекрывается друг другом и приводит к появлению флуктуационного потенциального рельефа в сильно компенсированном кремнии. Нами предлагается модель низкочастотного колебания тока, наблюдаемого в сильно компенсированном кремнии, на основе флуктуации рельефа зоны проводимости и валентной зоны (рис. 4). Для объяснения механизма автоколебаний тока в качестве примера были взяты образцы сильно компенсированного кремния, легированного примесными атомами селена. Согласно предложенной модели при постоянном уровне

освещения происходит заполнение неравновесными электронами уровня селена, в то же время дырки локализуются в потенциальных ямах валентной зоны. Электропроводимость при этом определяется концентрацией дырок на уровне протекания, величина которой определяется дрейфовым барьером.

При больших приложенных напряжениях электрического поля и благодаря высокой электропроводимости образца в состоянии освещения увеличивается его температура из-за джоулевого нагрева. Это, в свою очередь, увеличивает электропроводимость образца за счет температурного выброса дырок из локализованных состояний на уровень протекания валентной зоны, что приводит к дальнейшему увеличению джоулевого нагрева сильно компенсированного кремния. Этот процесс имеет лавинообразный характер. Если приложенное напряжение достаточно большое, то в результате указанного процесса температура образца достигает таких значений, что начинается интенсивный тепловой заброс электронов с глубокого уровня селена в зону проводимости. Свободные электроны рекомбинируются с дырками в валентной зоне через уровни рекомбинации. Вследствие этого происходит уменьшение концентрации и времени жизни дырок на уровне протекания, то есть происходит температурное гашение фотопроводимости (ТГФП). Однако процесс джоулевого нагрева в образце продолжается, что приводит к полной перезарядке уровней N_{Se} . При этом значение тока резко уменьшается, и образец начинает остывать за счет потери тепла. В дальнейшем при посторонних внешних условиях заново начинается оптическая перезарядка уровней, и процесс джоулевого нагрева повторяется периодически. Время оптической перезарядки зависит от скорости

генерации электронно-дырочных пар, то есть от освещенности, поэтому с ростом интенсивности освещения частота автоколебания увеличивается. В то же время с ростом частоты автоколебаний образец не успевает охладиться полностью, и поэтому с ростом освещенности амплитуда уменьшается.

На основе предложенной модели рассмотрим математическое описание условий возникновения и существования низкочастотного автоколебания тока на примере компенсированного кремния примесными атомами марганца. Система уравнений, описывающая зависимости концентрации носителей тока на уровнях от времени и температуры, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{jE}{\rho c} - b(T - T_0), \\ \frac{dP}{dt} &= L - C_{nr}rp - C_{pm}Sp, \\ \frac{dn}{dt} &= L + BS - C_{np}(N_2 - r)n - C_{nm}(N_m - S)n, \\ \frac{dr}{dt} &= C_{nr}(R - r)n - C_{pr}rp, \\ S &= p - n - r; \quad j = e\mu E e^{\left(\frac{E_{np}}{RT}\right)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля; j – плотность тока; T – температура при джоулевом нагреве; T_0 – начальная температура; C – коэффициент, связанный с коэффициентом теплопередачи; h – боковая поверхность образца; ρ – плотность материала; C – удельная теплоемкость; S – площадь поперечного сечения; L – фактор заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости; S, r – концентрация электронов на уровнях марганца и рекомбинации; C_{nr}, C_{pr} – коэффициенты захвата электронов и дырок на соответствующих уровнях; N_{Mn}, N_r – концентрация атомов уровней марганца и на уровне рекомбинации; B – гасящий фактор; e – заряд электрона; μ – подвижность носителей тока; ρ – удельное сопротивление; R – коэффициент Больцмана.

При составлении уравнений теплопроводности было учтено, что выделение тепла происходит за счет джоулева нагрева, когда проводимость образца при низких температурах за счет фотоэффекта достаточно высокая, а потеря тепла осуществляется в основном через поверхность. Считая образцы достаточно тонкими, мы не учитываем наличия слабого градиента температуры по толщине.

Решение системы уравнений в общем виде затруднительно. Поэтому воспользуемся

следующими вполне естественными предположениями относительно свойства исследованного объекта. Наиболее медленным является процесс теплопередачи в образце, поэтому допускаем, что изменение концентрации носителей тока в зонах и уровнях следует за изменением температуры.

Так как сечения захвата дырок и электронов на центрах рекомбинации и на уровнях марганца

имеют следующее соотношение $C_{pr} \gg C_{nr}$ и

$C_{nm} \gg C_{pm}$, то концентрация электронов в зоне проводимости – n на уровнях марганца S и уровнях рекомбинации быстро достигает стационарных значений при данной температуре, а затем следует за изменением температуры. Поэтому система уравнений (1) может быть редуцирована к виду:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{jE}{\rho c} - b(T - T_0), \\ \frac{dP}{dt} &= L - C_{pr}rp - C_{pm}Sp, \\ n &= \frac{L + BS}{C_{nr}(N_r - r) + C_{nm}(N_m - S)}, \\ r &= \frac{C_{nr}N_r n}{C_{nr} + C_{pr}p}, \\ S &= p - n - r; \quad j = e\mu E \exp(-E_g / kT) \end{aligned} \quad (2)$$

Система уравнений (2) может быть решена численно применением одним из методов Рунге–Кутты. Выполненный расчет при значениях параметров, определенных из ТГФП, и $b = 0,5$ дают удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами.

Зависимость параметров автоколебаний тока от удельного сопротивления, типа проводимости и концентрации электроактивных примесных атомов можно качественно объяснить из следующих представлений. По мере увеличения концентрации электроактивных примесей в кремнии при заданной исходной концентрации бора или фосфора увеличивается удельное сопротивление компенсированного кремния. При этом уровень Ферми поднимается с нижней половины запрещенной зоны к середине. В этом случае проявляют себя в основном дважды ионизованные атомы марганца, концентрация которых растет и достигает максимума при $\kappa \approx 1$. В перекомпенсированных образцах, когда $\kappa > 1$, уровень Ферми переходит в верхнюю половину запрещенной зоны кремния. Это приводит к изменению степени заполнения нижнего уровня примесных атомов марганца, ответственного за

Таблица 4. Возможности создания физических датчиков с амплитудно-частотным характером и твердотельных генераторов

Область применения	Коэффициент чувствительности			
	по пороговому полю	по пороговой частоте	по амплитуде колебаний	по частоте колебаний
Термодатчик	$-(2-5) \text{ В/см} \times \text{К}$	$(2-4) \times 10^2 \text{ Гц/К}$	$(2-5) \times 10^{-6} \text{ А/К}$	$(2-4) \times 10^2 \text{ Гц/К}$
Фотодатчик	$-(4-6) \text{ В/см} \times \text{лк}$	$(3-5) \times 10^2 \text{ Гц/лк}$	$(3-5) \times 10^{-6} \text{ А/лк}$	$-(3-5) \text{ Гц/лк}$
Тензодатчик	$-(3-5) \times 10^{-8} \text{ В/см} \times \text{Па}$	$(2-5) \times 10^{-8} \text{ Гц/Па}$	$(2-5) \times 10^{-10} \text{ А/Па}$	$-(1-3) \times 10^5 \text{ Гц/Па}$
Магнитодатчик	$-(2-5) \times 10^{-3} \text{ В/см} \times \text{Эр}$	$-(5-6) \times 10^{-3} \text{ Гц/Эр}$	$-(5-7) \times 10^{-11} \text{ А/Эр}$	$(3-5) \times 10^2 \text{ Гц/Эр}$

автоколебания тока, и начинают проявлять себя верхние уровни марганца. Чем выше концентрация глубоких уровней в кремнии, тем больше время накопления дырок, которые приводят к уменьшению значений частоты и к увеличению амплитуды автоколебаний тока. Это хорошо согласуется с экспериментальными результатами, полученными при максимальной концентрации электроактивных примесных атомов. Рост пороговых значений E_n и I_n с повышением удельного сопротивления компенсированного кремния можно объяснить увеличением сопротивления образцов и уменьшением скорости нагрева.

Зависимость порогового возбуждения и параметров автоколебаний тока от интенсивности освещения как интегрального, так и монохроматического света объясняется тем, что при изменении интенсивности существенно меняется степень заполнения глубокого уровня. Поэтому с уменьшением интенсивности снижается скорость перезарядки глубокого уровня, ответственного за возбуждение автоколебаний тока, что и приводит к уменьшению частоты и увеличению амплитуды, из-за большего времени накапливается большое число электронов. Аналогично можно объяснить низкочастотные автоколебания тока в компенсированном кремнии, легированном примесными атомами цинка, серы и селена. Полученные экспериментальные результаты исследований автоколебаний тока в этих материалах имеют хорошую согласованность при объяснении физического механизма на основе предложенной модели.

Таким образом, для объяснения механизма низкочастотных автоколебаний тока в компенсированном кремнии из-за неоднородности материала предложена модель на основе флуктуационного потенциального рельефа, которая хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Для объяснения механизма автоколебаний тока в компенсированном кремнии типа рекомбинационных волн и инжекционных

неустойчивостей также можно применить модель неоднородного полупроводника. В этих случаях для генерации носителей заряда из контакта в базовой области для ИН и выполнения условий $\alpha = \frac{p\tau_n}{n\tau_p} > 1$ для

существования РВ за счет перераспределения носителей тока в глубоком энергетическом уровне и уравнем протекания заряда – E_{np} .

На основе экспериментальных исследований и анализа нами показаны возможности создания различных физических датчиков с амплитудно-частотным характером и твердотельных генераторов на основе автоколебаний тока в кремнии, легированном примесными атомами марганца, цинка, серы и селена (табл. 4).

ВЫВОДЫ

Комплексные исследования автоколебаний тока в кремнии, легированном примесными атомами, не только позволяют выяснить механизмы наблюдаемых явлений в условиях компенсации, но также дают ценную информацию о роли глубоких уровней и состоянии примесных атомов в кремнии в зависимости от внешних воздействий (температуры, электрического и магнитного поля, освещенности, давления и т.д.). С практической точки зрения результаты этих исследований дают возможность использования этих явлений в полупроводниковой электронике для создания новых классов датчиков физических величин с амплитудно-частотным выходом и твердотельных генераторов работающих в широком диапазоне частот ($f = 10^{-3} - 10^5 \text{ Гц}$).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bakhadyrkhanov, M.K., Zikrillaev, N.F. and Toshev, A.R., A photodetector based on strongly compensated silicon doped with manganese, *Appl. Solar Energ.*, 2001, vol. 37, no. 2, p. 6.

2. Yunusov, Z.A., Yudashev, S.U., Igamberdiev, K.T., Kwon, Y.H., et al., Ferromagnetic states of p-type silicon doped with Mn, *J. Korean Phys. Soc.*, 2014, vol. 64, no. 10, p. 1461.
3. Bakhadyrkhanov, M.K., Isamov, S.B. and Zikrillaev, N.F., Current – voltage behavior of silicon containing nanoclusters of manganese atoms, *Inorg. Mater.*, 2014, vol. 50, no. 4, p. 325.
4. Chen, Z., Ba, W., Bakhadyrkhanov, M.K. and Zikrillaev, N.F., Current oscillation properties of manganese-doped-silicon materials, *Chinese J. Semicond.*, 2006, vol. 27, no. 9, p. 1582 (in Chinese).
5. Bakhodirkhonov, M.K., Zikrillaev, N.F. and Egamberdiev, B.E., Self-sustained oscillation in compensated Silicon, *J. Commun. Technol. Electron.*, 1998, vol. 43, no. 3, p. 274.
6. Bakhadyrkhanov, M.K., Kurbanova, U.Kh. and Zikrillaev, N.F. Correlation between the material parameters and conditions for the excitation of recombination waves in Si(S), *Semiconductors*, 1999, vol. 33, no. 1, p. 20.
7. Бахадирханов, М.К., Аюпов, К.С., Зикриллаев, Н.Ф., Кадырова, Ф.А., Термодинамические условия возбуждения стабильных и воспроизводимых автоколебаний с заданными параметрами в компенсированном кремнии, *ЭОМ*, 2004, т. 406, № 3, с. 84.
8. Germanova, K., Temperature-electrical domains moving in the cathode-anode direction in CdS monocrystals, *Appl. Phys. A*, 1973, vol. 2, no. 6.
9. Калашников, С.Г., Падоа, Г.С., Пустовойт, В.И., Токаров, Е.Ф., Температурно-электрическая неустойчивость в монокристаллах селенида кадмия, *ФТП*, 1969, т. 3, № 7, с. 1028.
10. Seki, Y., Endo, S. and Irie, T., Low-frequency photocurrent oscillations in CdIn₂S₄ single crystals, *Jap. J. Appl. Phys.*, 1980, vol. 19, no. 9, p. 1667.
11. Абдинов, А.Ш., Мамедов, В.К., Салаев, Эль, Ю., Температурная электрическая неустойчивость и низкочастотные колебания тока в монокристаллах селенида галлия, *ФТП*, 1980, т. 14, вып. 4, с. 754.
12. Паксеев, В.Е., Голик Л.Л., Елинсон, М.И., Якушин, В.К., Гистерезис автоколебаний и переключения между неустойчивыми состояниями в сульфиде кадмия с температурно-электрической неустойчивостью, *ФТП*, 1986, т. 20, № 5, с. 853.
13. Колобаев, В.В., Возникновение гернерационно-рекомбинационной неустойчивости в тонкопленочных структурах, *ФТП*, 1999, т. 33, №. 4, с. 423.
14. Азимходжаев, Х.Э., Релаксация темновой проводимости в монокристаллах и связанные с ней осцилляции тока, *Изв. АН УзССР*, 1983, № 3, с. 40.
15. Карцивадзе, Г.А., Мирианшвили, Ш.М., Нанобашвили, Д.И., О частоте колебаний тока в высокоомном компенсированном p-InSb, *ФТП*, 1983, т. 17, № 9, с. 1304.
16. Бахадирханов, М.К., Хамидов, А., Илиев, Х.М., Парманкулов, И.П., Возбуждение рекомбинационных волн в кремнии, компенсированном марганцем при одноосной упругой деформации, *ФТП*, 1991, т. 25, № 10, с. 1731.
17. Сабликов, В.А., Условия возбуждения рекомбинационных волн в ограниченных полупроводниках, *ФТП*, 1982, т. 16, № 10, с. 1759.
18. Карпова, И.В., Перель, В.И., Дрейф импульса инжектированных носителей в биполярной плазме полупроводника с ловушками в условиях возбуждения неустойчивости типа рекомбинационных волн, *ФТП*, 1976, т. 10, № 3, с. 426.
19. Germanova, K.G., Marinova, K.M. and Stoianov, S.D., An optical method for measuring temperature and electric field in semiconductors, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1978, vol. 11, p. 2383.
20. Marinova, K., Recombination waves in CdS induced by optical quenching, *Appl. Phys. A*, 1973, vol. 1, p. 141.
21. Бонч-Бруевич, В.Л., Калашников, С.Г., О возможности рекомбинационной неустойчивости в полупроводниках, *ФТП*, 1965, т. 7, № 3, с. 750.
22. Константинов, О.В., Перель, В.И., Царенков, Г.В., Условия существования медленных и быстрых рекомбинационных волн в полупроводниках, *ФТП*, 1967, т. 9, № 6, с. 1761.
23. Александрова, Г.А., Завадский, Ю.И., Корнилов, Б.В., Неустойчивости тока в эпитаксиальных слоях GaAs, компенсированных несколькими примесями с глубокими уровнями энергии, *ФТП*, 1975, т. 9, № 4, с. 747.
24. Holonyak, N. and Bevacqua, S.F., Oscillation in semiconductors due to deep levels, *Appl. Phys. Lett.*, 1963, vol. 2, no. 4, p. 71.
25. Завадский, Ю.И., Корнилов, Б.В., Воздействие света на автоколебания тока в кремнии, легированном цинком, *ФТП*, 1969, т. 3, № 11, с. 2115.
26. Карпова И.В., процессы рекомбинации и рекомбинационные волны в биполярной плазме полупроводника с глубокими центрами. Докторская диссертация, Москва, 1982.
27. Кошерников, П.Г., Фотоэлектрические явления в структурах на высокоомных полупроводниковых кристаллах с тонким слоем диэлектрика на границе полупроводник-металл, 1995, т. 11, с. 2092.
28. Булярский, С.В., Серёжкин, Ю.И., Ионычев, В.К., Определение параметров глубоких энергетических уровней в кремнии на основе анализа рекомбинационного тока перехода, *Изв. ВУЗов. Электроника*, 1999, № 1–2, с. 41.
29. Муравский, Б.С., Исследование аномальных характеристик точечных контактов с поверхностью германия и кремния, *ФТП*, 1962, т. 4, № 9, с. 2485.
30. Бондар, В.Н., Владимиров, В.В., Доскоч, В.П., Чабан, Е.А., и др. Влияние междолинного перераспределения электронов на частоту осциллятора в кремнии и германии, *Письма ЖТФ*, 1975, т. 69, № 6, с. 2187.

31. Лашкарев, В.Е., Любченко, А.В., Шейкман, М.К., *Неравновесные процессы в полупроводниках*. Киев: Наукова думка, 1981. 264 с.
32. Фукс, Б.И., Инжекционные свойства контактов в высокоомных полупроводниках, *ФТП*, 1981, т. 15, № 9, с. 1679.
33. Stein, H.I., Electrical studies of neutron-irradiated n-type Si: defect structure and annealing, *Phys. Rev.*, 1967, vol. 163, no. 3, p. 801.
34. Калашников, С.Г., Пустовойт, В.И., Падоа, Г.С., Теория температурно-электрической неустойчивости в фотопроводящих кристаллах соединений $A^{IV}B^{VI}$, *ФТП*, 1970, т. 4, № 7, с. 1255.
35. Рывкин, С.М., Доброго, В.П., Коноваленко, Б.М., Яромецкий, И.Д., Индуцированный примесный пробой в компенсированном германии и связанные с ними осцилляции тока, *ФТП*, 1962, т. 4, № 7, с. 1951.
36. Винецкий, В.Л., Конозенко, И.Д., Шаховцова, С.И., О природе явления генерации импульсов фототока кристаллами селенистого кадмия, *ФТП*, 1963, т. 5, № 9, с. 2698.
37. Bakhadirhanov, M.K., Isamov, S.B., Zikrillaev, N.F., Iliev, Kh.M., et al., Functional capabilities of silicon with nanoclusters of manganese atoms, *Surf. Eng. Appl. Electrochem.*, 2020, vol. 56, no. 6, p. 734.
38. Bakhadirhanov, M.K., Isamov, S.B., Zikrillaev, N.F. and Tursunov, M.O., Anomalous photoelectric phenomena in silicon with nanoclusters of manganese atoms, *Semiconductors*, 2021, vol. 55, no. 6, p. 542.
39. Bakhadirhanov, M.K., Askarov, Sh.I. and Norkulov, N., Some features of chemical interaction between a fast diffusing impurity and group VI element in silicon, *Phys. Solid. Stat.*, 1994, 142, p. 339.
40. Зикриллаев, Н.Ф., Шоабдурахимова, М.М., Аюпов, К.С., Исамов, С.Б. и др., Управление электроактивными концентрациями примесных атомов в кремнии, *Приборы*, 2022, № 8 (266), с. 45.
41. Бахадирханов, М.К., Болтакс, Б.И., Куликов, Г.С., Диффузия, электропереноса и растворимость примеси марганца в кремнии. *ФТП*, 1972, т. 14, № 6, с. 1671.
42. Юнусов, М.С., Ахмадалиев, А., Оксенгендлер, Б.Л., Бегматов, К.А., О некоторых закономерностях электронного спектра примесных центров d-элементов в кремнии, *ФТП*, 1995, т. 29, № 4, с. 714.
43. Таскин, А.А., Тишковский, Е.Г., Образование квазимолекул Se_2 в кремнии, легированном селеном, *ФТП*, 1998, т. 32, № 11, с. 1306.
44. Бахадирханов, М.К., Зикриллаев, Н.Ф., Арзикулов, Э.У., Влияние упругости паров диффузанта на концентрацию электроактивных атомов и степень компенсации образцов $Si<Zn>$, *Письма ЖТФ*, 1991, т. 17, № 12, с. 1.
45. Bakhadirhanov, M.K., Mavlonov, G.Kh., Isamov, S.B., Iliev, Kh.M., et al., Transport properties of silicon doped with manganese via low-temperature diffusion, *Inorg. Mater.*, 2011, vol. 47, no. 5, p. 479.
46. Голик, Л.Л., Паксеев, В.Е., Балкарей, Ю.И., Елисон, М.И. и др., Автоколебательные режимы в кристаллах сульфида кадмия при наличии температурной электрической неустойчивости, *ФТП*, 1984, т. 18, № 3, с. 502.
47. Чистохин, И.Б., Тишковский, Е.Г., Герасименко, Н.Н., Неустойчивости тока в фотосопротивлении на основе кремния, легированного селеном, *ФТП*, 1992, т. 26, № 9, с. 1529.
48. Бахадирханов, М.К., Исамов, С.Б., Илиев, Х.М., Камалов, Х.У., Аномально большое время жизни дырок в кремнии с нанокластерами атомов марганца, *ФТП*, 2015, т. 49, № 10, с. 1376.
49. Шульпяков, Ю.Ф., Лебедев, А.А., Абдурахманов, К.П., Утамурадова, Ш.Б., Влияние высокого гидростатического давления на энергию активации уровней Mn в n-Si, *ФТП*, 1985, т. 19, № 6, с. 1159.
50. Баграев, Н.Т., Мирсаатов, Р.М., Половцев, И.С., Юсупов, А., Цинк в кремнии: фотоиндуцированные реакции, *ФТП*, 1992, т. 26, № 3, с. 481.
51. Насрединов, Ф.С., Серегин, Н.П., Серегин, П.П., Бондаревский, С.И., Мессбауэровское исследование двухэлектронной акцепторной примеси цинка в кремнии, *ФТП*, 2000, т. 34, № 3, с. 275.
52. Бахадирханов, М.К., Курбанова, У.Х., Рекомбинационные волны в кремнии, легированном серой, *ФТП*, 1994, т. 28, № 8, с. 1305.
53. Бахадирханов, М.К., Аскарлов, Ш.И., Норкулов, Н., Некоторые особенности взаимодействия примесных центров с глубокими донорными уровнями в кремнии, *ФТП*, 1987, т. 21, № 8, с. 1456.
54. Астрова, Е.В., Большаков, И.Б., Лебедев, А.А., Михно, О.А., Энергетические уровни селена в кремнии, *ФТП*, 1985, т. 19, № 4, с. 597.
55. Бахадирханов, М.К., Турсунов, А.А., Аскарлов, Ш.И., Зикриллаев, Н.Ф. Температурно-электрическая неустойчивость в неоднородных полупроводниках. *ФТП*, 1987, т. 21, № 2, с. 379.
56. Бахадирханов, М.К., Аскарлов, Ш.И., Зикриллаев, Н.Ф., Влияние магнитного поля на температурно-электрическую неустойчивость в кремнии, легированном марганцем, *ФТП*, 1986, т. 20, № 3, с. 423.
57. Дрокин, Н.А., Ганиев, Ш.М., *Электрическая неустойчивость тока в области пространственной неоднородности поля в полупроводниках*. Препринт АН СССР, Сиб. отд. ИФ им. Л.В. Киренского; N 683Ф. Красноярск: ИФ, 1991. 41 с.
58. Токарев, Е.Ф., Маев, Р.Г., Влияние поперечной температурно-электрической неоднородности на низкочастотные осцилляции тока в CdSe, *ФТП*, 1973, т. 7, № 4, с. 848.

59. Гражулис, В.А., Кведер, В.В., Мухина, В.Ю., Осипьян, Ю.А., Эффект электронной неустойчивости, обусловленной дислокациями в кремнии, *ФТП*, 1980, т. 22, № 2, с. 512.
60. Каражханов, С.Ж., Свойства точно компенсированных полупроводников, *ФТП*, 2000, т. 34, № 8, с. 909.
61. Шейнкман, М.К., Шик, А.Я., Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках, *ФТП*, 1976, т. 10, № 2, с. 209.
62. Bakhadyrkhanov, M.K., Isamov, S.B., Zikrillayev, N.F. and Tachilin, S.A., Quantometers of solar IR radiation based on silicon with multicharged nanoclusters of magnesium atoms, *Appl. Solar Energy*, 2012, vol. 48, no. 1, p. 55.
63. Аскарлов, Ш.И., Бахадирханов, М.К., Мастеров, В.Ф., Штельмах, К.Ф., Исследование методом ЭПР межпримесного взаимодействия серы и марганца в кремнии, *ФТП*, 1982, т. 16, № 7, с. 1308.

Summary

The study of self-oscillating processes in semiconductors and semiconductor structures makes it possible to create a physical mechanism for these unique

phenomena and shows the possibilities of creating solid-state generators and sensors of physical quantities with the frequency-amplitude output. From the analysis of the literature data, it was found that the excitation conditions and the parameters of current self-oscillations were studied in more detail only in silicon doped with manganese and zinc atoms, as well as in CdSe, CdS, InGa semiconductor compounds and in some other structures. In other materials, the boundary regions of the existence of the current instabilities depending on external factors were not very precisely determined. This led to the absence of reproducible results and inconsistencies in the correlation between the electrophysical parameters of the material with the parameters of current self-oscillations (amplitude, frequency). In this regard, this article presents a comprehensive study of current self-oscillations in silicon doped with impurity atoms of manganese, zinc, sulfur, and selenium. A physical mechanism of self-oscillations of the current is proposed, which has a good agreement with the experimental results obtained not only in the studies of the authors but also with the experimental results of other researchers.

Keywords: self-oscillation, diffusion, silicon, instability, amplitude, frequency, impurity, single crystal