

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА
И ПОЛУПРОВОДНИКОВ НАН БЕЛАРУСИ

БЕЛОРУССКИЙ РЕСПУБЛИКАНСКИЙ ФОНД
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФТТ-2005

***АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА***

**СБОРНИК ДОКЛАДОВ
Международной научной конференции
26-28 октября 2005 г., Минск**

Том 1

Минск
издательский центр БГУ
2005

УДК 548.0:53
ББК 22.37
М43

Редакционная коллегия:
акад. Н.М. Олехнович (пред.),
к-т. физ.-мат. наук А.И. Акимов, д-р. физ.-мат. наук С.Е. Демьянов,
чл.-корр. Ф.П. Коршунов, д-р. физ.-мат. наук Г.И. Маковецкий,
д-р. физ.-мат. наук В.М. Рыжковский, д-р. физ.-мат. наук А.П. Сайко,
чл.-корр. И.О. Троянчук, д-р. физ.-мат. наук В.М. Федосюк,
д-р. физ.-мат. наук А.У. Шелег

Актуальные проблемы физики твердого тела: **СБОРНИК ДОКЛАДОВ**
М43 Междунар. науч. конф., 26-28 октября 2005 г., Минск, Том 1.
Мн.: Изд. центр БГУ, 2005. - 498 с.
ISBN 985-476-045-6.

УДК 548.0
ББК 22.37

ISBN 985-476-045-6.

© Институт физики твердого тела
и полупроводников НАН Беларуси, 2005

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИФОСФИДА КАДМИЯ

Голякевич Т.В., Сошников Л.Е., Коршунов Ф.П., Трухан В.М.
Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси
220072 Минск, ул. П.Бровки, 17

1. Введение

Дифосфид кадмия относится к соединениям группы $A^{II}B^V$, для которых характерны склонность к полиморфным модификациям, структурная неустойчивость и фазовые переходы между и внутри различных модификаций [1]. Атомы в решетке тетраэдрически координированы, и цепочки фосфора с ковалентными связями проходят через кристалл с долей ионности в связи металл – фосфор. Соединения кристаллизуются в орторомбической модификации α -CdP₂ и тетрагональной β -CdP₂, имеющей неявно выраженную слоистую структуру. Физические и химические характеристики β -CdP₂ необычны [2-4], диэлектрические свойства характеризуются анизотропией статической диэлектрической проницаемости [5]. Кристаллы относятся к широкозонным полупроводникам *p*- типа с концентрацией собственных дефектов $n_D \approx 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ - в основном одно- и двухзарядных вакансий V_P фосфора. Исследования $A^{II}B^V_2$ проводились, в основном, в области исследований структуры и оптических свойств монокристаллов [5, 6]. Исследования диэлектрических свойств немногочисленны и показывают их весьма необычные изменения с температурой [7]. Исследования влияния e^- -облучения на свойства β -CdP₂ также носят единственный характер [8]. Представляет интерес исследование диэлектрических свойств соединений $A^{II}B^V_2$ и выяснение природы и механизмов их аномального поведения.

В работе проведены температурно-частотные исследования диэлектрических свойств β -CdP₂ под воздействием различных доз электронного излучения с целью выяснения природы и механизмов диэлектрической релаксации в монокристаллическом β -CdP₂.

2. Результаты эксперимента

Монокристалл тетрагонального β -CdP₂ был выращен из газовой фазы в эвакуированных кварцевых ампулах. Кристалл представляет собой булю длиной $L \approx 60$ мм и диаметром $D \approx 20$ мм, ориентированную вдоль оси [001], из которой затем для измерений диэлектрических свойств вырезались образцы толщиной $d \approx 1$ мм и площадью $S \approx 60-80 \text{ мм}^2$ в плоскости (001).

Диэлектрические свойства монокристаллов β -CdP₂ исследовались в области температур 78 – 400 К при частотах $f = 10^2, 10^3, 10^4, 10^6 \text{ Hz}$ с использованием LCR-измерителей типа Е7-12 и Е7-14 в зависимости от дозы электронного e^- -облучения в пределах $D \approx 2 \cdot 10^{14} - 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Диэлектрическая проницаемость ϵ необлученных монокристаллов β -CdP₂ обнаруживает большую величину с необычной зависимостью от температуры. Она имеет высокие значения ($\epsilon = 10^2 - 10^3$) при в области температур от 400 К до 150 К, однако ниже 150 К ее значения резко уменьшаются почти на два порядка величины и составляет примерно $\epsilon \approx 7-11$ в температурной области 78-100 К. Температурно-частотные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon^*(\omega, T)$ характерны для диэлектрической релаксации в кристаллах ориентационного типа [8].

На рис. 1 приведены результаты измерений диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega, T)$ и тангенса угла диэлектрических потерь $\tan \delta(\omega, T)$ необлученных образцов β -CdP₂. При низких температурах $T \approx 80$ К значения величины диэлектрической проницаемости составляют $\epsilon \approx 10$. При повышении температуры вплоть до 150-155 К значения ϵ изменяются мало до

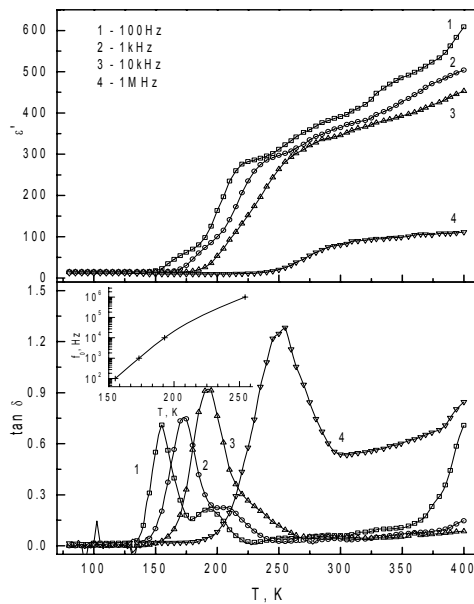


Рис. 1. Температурные зависимости $\epsilon(T)$ и $\tan \delta(T)$ вдоль [001] направления β -CdP₂ при различных частотах измерительного поля.

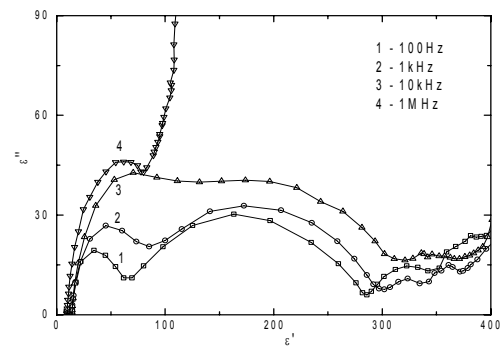


Рис. 2. Диаграммы Дэвидсона-Коула вдоль направления [001] необлученного β -CdP₂ для фиксированных частот.

$\epsilon \approx 15-20$, далее следует резкий рост величины диэлектрической проницаемости до значений $\epsilon \approx 600$ при высоких температурах. При повышении измерительной частоты величина ϵ уменьшается и кривые температурных зависимостей $\epsilon(\omega, T)$ сдвигаются в сторону высоких температур.

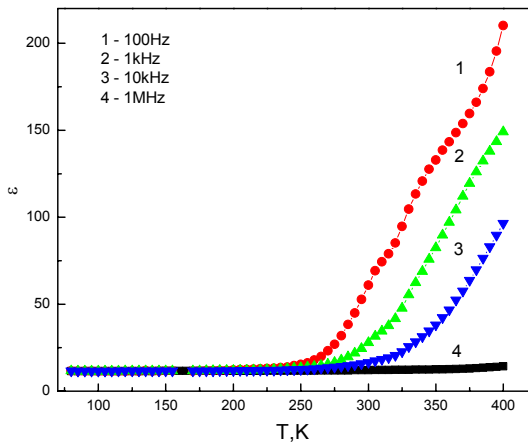


Рис.3. Температурные зависимости ϵ после e^- -облучения дозой $D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах измерительного поля.

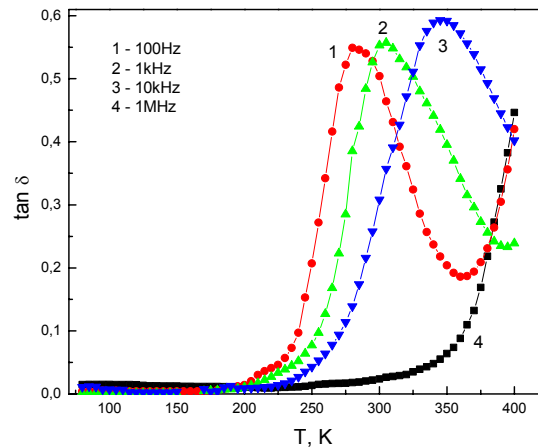


Рис.4. Температурные зависимости $\tan \delta$ после e^- -облучения дозой $D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах измерительного поля.

Температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь $\tan \delta$ обнаруживают характерные пики, которые располагаются в области резкого повышения значений величины диэлектрической проницаемости. При низких температурах от температуры жидкого азота до $T = 130 \text{ K}$ значения $\tan \delta$ близки к нулю. При повышении температуры в интервале $\Delta T = 130-150 \text{ K}$ наблюдается резкий рост до значений $\tan \delta_{max}$, затем резкое уменьшение практически до нуля в интервале $\Delta T = 200-250 \text{ K}$. При температуре выше 350 K вновь отмечается рост значений $\tan \delta$, обусловленный сквозной проводимостью.

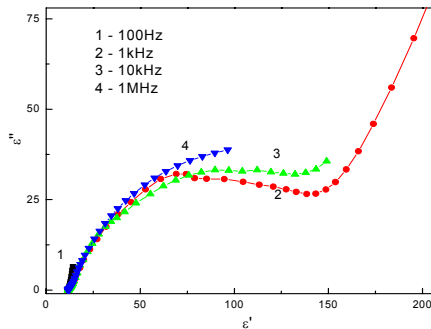


Рис. 5. Диаграмма Дэвидсона-Коула вдоль направления [001] β -CdP₂ после e^- -облучения дозой $D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах внешнего поля.

значений ϵ при температурах ниже 400 К. Температурно-частотные зависимости $\tan \delta(\omega, T)$ обнаруживают характерные пики, располагающиеся в области резкого повышения значений ϵ . На диаграммах Дэвидсона-Коула (рис 5) видна одна полуокружность и, следовательно, в образце после облучения дозой $D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ остается один тип релаксаторов.

На рис. 2 в виде диаграмм Дэвидсона-Коула (часто называемых диаграммами Коула-Коула) представлена зависимость ϵ'' от ϵ' при изменении температуры для набора фиксированных частот. На диаграммах видны две полуокружности, связанные с релаксаторами двух типов.

На рис. 3 и 4 представлены результаты измерений монокристаллических образцов β -CdP₂, облученных электронами дозой $D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Для низких частот $f = 10^2, 10^3$ и 10^4 Hz в интервале температур 250 – 300 К начинается плавный рост значений ϵ до величин порядка 100 – 200. Для частоты измерительного поля $f = 1 \text{ MHz}$ практически не наблюдается увеличения

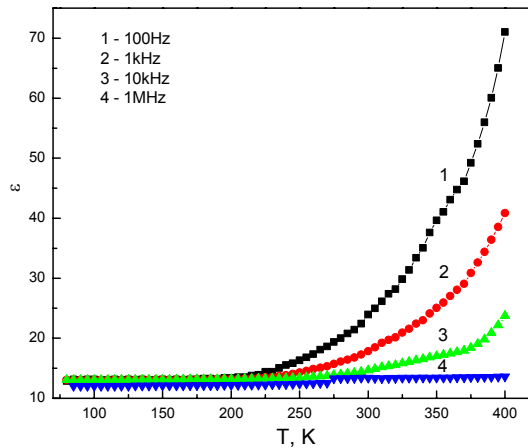


Рис.6. Температурные зависимости ϵ вдоль направления [001] β -CdP₂ после e^- -облучения дозой $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах.

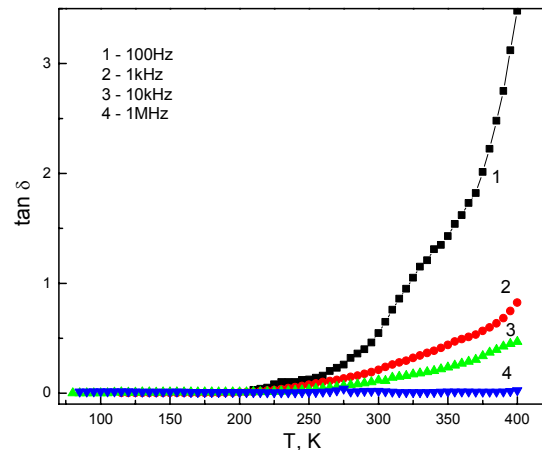


Рис.7. Температурные зависимости $\tan \delta$ вдоль направления [001] β -CdP₂ после e^- -облучения дозой $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах.

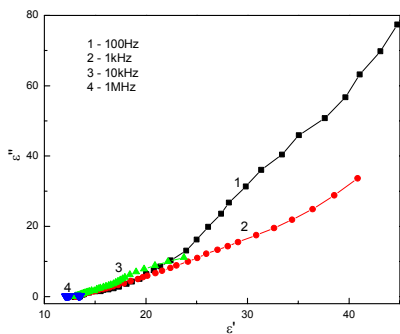


Рис. 8. Диаграмма Дэвидсона-Коула β -CdP₂ после e^- -облучения дозой $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах.

На рис. 6 и 7 представлены результаты измерений $\epsilon(\omega, T)$ и $\tan \delta(\omega, T)$ образца β -CdP₂, облученном дозой $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Для измерительной частоты $f = 10^6 \text{ Hz}$ диэлектрическая проницаемость сохраняет значения $\epsilon \approx 10-15$ вплоть до высоких температур $T = 400 \text{ K}$, а для более низких частот начинает увеличиваться при температуре $T = 250-300 \text{ K}$, достигая значений $\epsilon \approx 40-70$. Температурно-частотные зависимости $\tan \delta$ в отличие от предыдущих образцов не обнаруживают пиков. При низких температурах значения $\tan \delta$ близки к нулю, однако при повышении температуры начинают плавно повышаться. При увеличении частоты кривые зависимостей сдвигаются в сторону высоких температур, так что для $f = 10^6 \text{ Hz}$ значения $\tan \delta$ остаются малыми вплоть до $T = 400 \text{ K}$.

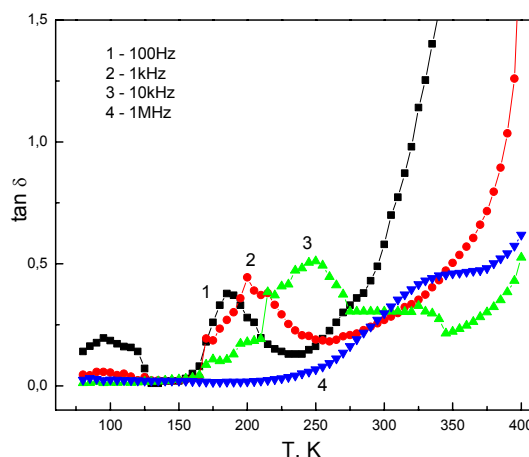
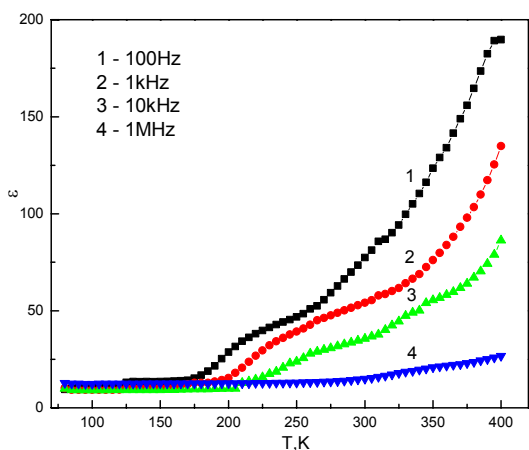


Рис. 9. Температурные зависимости ϵ после e^- облучения дозой $D = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах.

Рис. 10. Температурные зависимости $\tan \delta$ после e^- облучения дозой $D = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах.

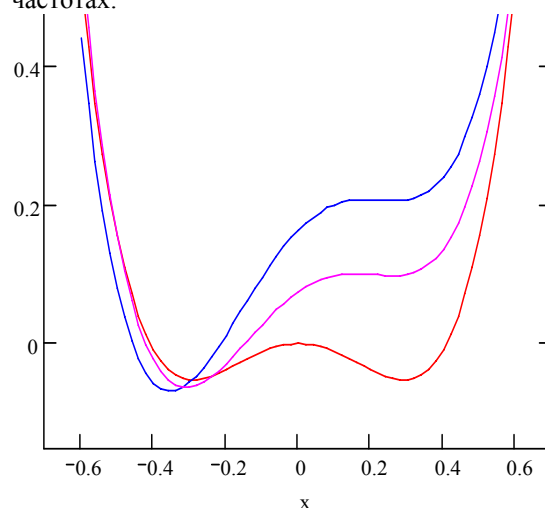
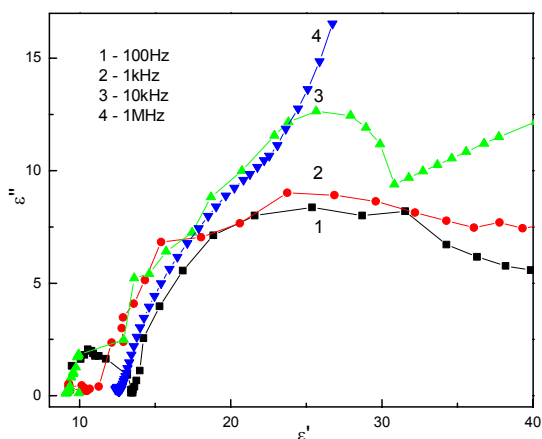


Рис. 11. Диаграмма Дэвидсона-Коула после e^- облучения дозой $D = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ на различных частотах.

Рис. 12. Одноузельный асимметричный двухямный потенциал радиационного дефекта.

На диаграммах Дэвидсона-Коула (рис 8) не наблюдается признаков полуокружностей и, следовательно, в образце после облучения дозой $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ отсутствуют релаксаторы. Таким образом, доза $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ практически полностью снимает все аномалии, наблюдавшиеся ранее в необлученных образцах.

При дальнейшем увеличении дозы облучения до $D = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ аномалии вновь появляются. Диэлектрическая проницаемость начинает резко возрастать до аномальных значений, а на температурно-частотных зависимостях $\tan \delta$ вновь появляются пики. На диаграммах Дэвидсона-Коула видны явно выраженные полуокружности и, таким образом, дальнейшее облучение приводит к появлению релаксаторов в образце.

3. Обсуждение результатов.

Облучение образцов потоком электронов с энергией 4 МэВ с различными дозами привело к появлению радиационных дефектов по всему объему образца. Эти дефекты некоторым образом «скомпенсировали» изначальные дефекты структуры, что привело к

нейтрализации релаксирующих центров и, соответственно, исчезновению аномалий диэлектрических свойств. Диэлектрические свойства образца β -CdP₂, облученного электронами дозой $D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, примерно соответствуют диэлектрическим свойствам β -CdP₂, полученным из оптических измерений, то есть как бы «идеальному» (безрелаксационному) кристаллу β -CdP₂.

Радиационные дефекты (РД) в полупроводниках представляют собой сложные образования, в общем случае включающие в свой состав как примесные атомы, так и атомы матричного вещества. Характер связей между атомами молекулы дефекта обычно отличается от характера связей между атомами кристалла-хозяина и, вследствие захвата (эмиссии) электронов на состояния РД, может сильно изменяться от образования до исчезновения связей между атомами молекулы дефекта. Таким образом, РД характеризуются достаточно сильным электрон-колебательным взаимодействием, поскольку при изменении зарядового состояния координаты атомов в дефекте изменяются вследствие изменения связей между ними [10]. В структуре кристаллов дифосфидов анионы в слоях асимметрично координированы вследствие различных углов и длин связи в тетраэдрах, что приводит к образованию диполей на анионах и структурным искажениям. Структурные дефекты в анионной подрешетке нарушают жесткие фосфорные цепочки и могут привести к локальной поляризации в кристалле и к термоактивированному росту ϵ .

Радиационные дефекты вакансионного типа могут находиться в разных пространственных конфигурациях со своим набором ковалентных связей. Наиболее простым является представление дефекта как бистабильной системы с ангармоническим потенциалом

вида $V(q_n) = A \frac{q_n^2}{2} - B \frac{q_n^3}{3} + C \frac{q_n^4}{4}$, (рис. 12) где коэффициенты зависят от атомного окружения и

числа локализованных электронов. Увеличение дозы облучения приводит к усилению асимметрии потенциала и локализации дефекта в одной из ям что исключает изменение состояния дефекта и ведет к уменьшению аномально части комплексной диэлектрической проницаемости ϵ^* . Дальнейшее увеличение дозы облучения может привести к обратному процессу уменьшения асимметрии и дефект будет находится в симметричном уплощенном двухямном потенциале с возрастанием величины ϵ диэлектрической проницаемости.

Список литературы

1. В.Б. Лазарев, В.Я. Шевченко, Я.Х. Гринберг, В.В. Соболев. Полупроводниковые соединения группы A^2B^5 . Наука, М. (1978) 256 с.
2. С. Manolikas, J. van Tendeloo, S. Amelinckx. Physica Status Solidi **A97**, 1, 87 (1986).
3. В.В. Зарецкий, Л.Е. Сошников, С.С. Хасанов, В.Ш. Шехтман. ФТТ **30**, 4, 952 (1988).
4. L.E. Soshnikov, A.U. Sheleg. Physica status solidi **A111**, 2, 485 (1989).
5. Н.Н. Сырбу, В.Э. Львин. Физика и техника полупроводников **25**, 7, 1136 (1991).
6. К.Б. Алейникова, А.И. Козлов, С.Г. Козлова, В.В. Соболев. ФТТ **44**, 7, 1206 (2002).
7. В.П. Новиков, А.У. Шелег, В.А. Филимонов. ФТТ **30**, 1, 289 (1988).
8. К.С. Дуброва, В.С. Коваль, В.Я. Курячий, В.П. Михальченко, Н.В. Стучинская. УФЖ **33**, 8, 1259 (1988).
9. Б.М. Тареев. Физика диэлектрических материалов. Энергоиздат, М. (1982) 320 с.
10. А.Н. Крайчинский, Л.И. Шпинар, И.И. Ясковец. ФТП **34**, 2, 148 (2000).

ВЛИЯНИЕ ОБРАБОТКИ В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ НА ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ В ОБЛУЧЕННЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ

Макаренко Л.Ф.¹⁾, Коршунов Ф.П.²⁾, Ластовский С.Б.²⁾, Гуринович В.А.²⁾,
Казючиц Н.М.¹⁾, Русецкий М.С.¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, г.Минск

²⁾ Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, г.Минск

Эффективным методом повышения радиационной стойкости приборов и интегральных схем является легирование кристалла кремния примесями, уменьшающими скорость введения наиболее "вредных" радиационных дефектов (РД). Так, уменьшить воздействие гамма-излучения позволяет легирование кремния кислородом [1]. В то же время было установлено, что повышение содержания примеси кислорода не решает проблему увеличения радиационной стойкости по отношению к нейтронному излучению [1]. Такой примесью, по нашему мнению, мог бы быть водород. Как известно, водород эффективно пассивирует оборванные связи [2]. Поскольку электрическая активность радиационных дефектов вакансионного типа связана именно с наличием оборванных связей, то можно ожидать, что результатом взаимодействия водорода и РД будут нейтральные комплексы. Это подтверждается рядом экспериментов [3].

Целью работы является исследование влияния обработки в водородной плазме на скорость образования и отжига радиационных дефектов и других электрически активных комплексов в кремниевых р-п структурах, изготовленных на основе высокоомного ($\rho=2-4$ кОм) материала.

Гидрогенизацию детекторов проводили при температуре 300 °С в плазме тлеющего разряда при постоянной плотности ионного тока $0,2 \div 2$ мкА/см². Напряжение разряда не превышало 500 В.

Одним из методов оценки глубины проникновения водорода в кристаллы Si, содержащие кислород, является регистрация распределения термодоноров, образование которых ускорено водородом [4]. Оказалось, что для "детекторного" кремния с низким уровнем легирования применение этого метода имеет ограничения, связанные, прежде всего, с образованием нового вида термодоноров. На рисунке 1 представлено изменение профиля распределения термодоноров в гидрогенизированных детекторных структурах под действием последующего изохронного отжига. Как видно из рисунка, отжиг при температуре 200 °С приводит практически к полному исчезновению термодоноров во всей области базы, кроме прилегающей к n^+ -контакту ($x \geq 240$ мкм).

Следует отметить, что заданный гидрогенизацией профиль термодоноров изменяется даже при комнатной температуре во время хранения диодов.

Таким образом, термообработка детекторных структур в H^+ -плазме при 300 °С формирует два типа термодоноров: стабильные, образующиеся вблизи n^+ -контакта (СТД) и нестабильные при комнатной температуре (НСТД), распространяющиеся практически на всю толщину базы.

Образование НСТД при 300 °С обработке в H^+ -плазме и их исчезновение в результате последующего отжига на воздухе при температурах ≤ 250 °С воспроизводится при повторных экспериментах. Связь с водородом этих центров не установлена и для выяснения их природы требуются дополнительные эксперименты.

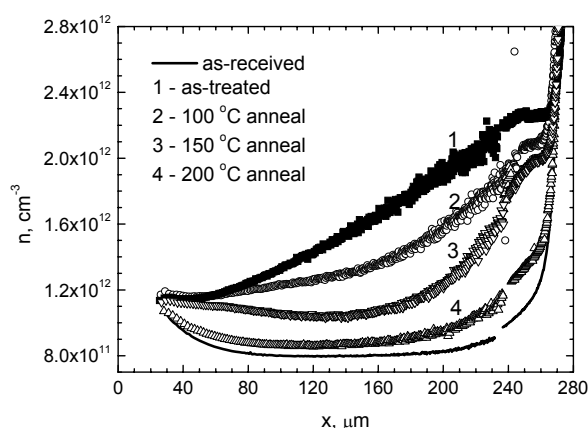


Рис. 1. Изменение распределения концентрации носителей заряда в детекторной структуре с высоким содержанием кислорода после гидрогенизации (1) и последующего изохронного ($t=30$ мин) отжига (2-4). Линией показано исходное распределение

С влиянием водорода можно связать, по-видимому, только СТД, образующиеся вблизи n^+ -контакта. Из профиля их распределения можно оценить глубину проникновения водорода как не превышающую значение $d_H \cong 40$ мкм.

Другим маркером, свидетельствующим о наличии водорода в кремнии, может быть комплекс вакансия-кислород-водород (VOH) [3]. Этот комплекс образуется в результате присоединения одного атома водорода к радиационному дефекту вакансия-кислород (VO).

Оба дефекта являются электрически активными и для их регистрации весьма эффективны DLTS измерения. Пики DLTS спектров, связанные с ионизацией этих дефектов представлены на рисунке 2. Их идентификация и параметры дефектных центров приведены в [5].

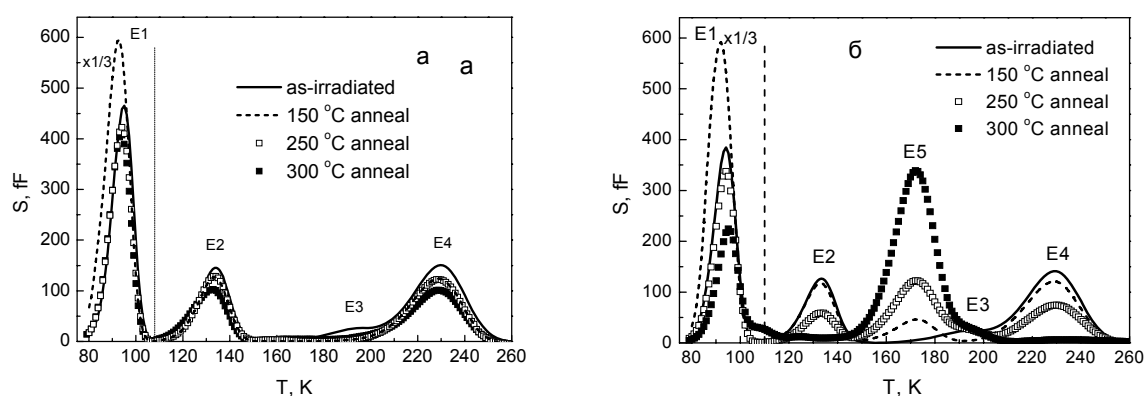


Рис. 2. Сравнение DLTS спектров для необработанного (а) и обработанного в водородной плазме (б) стандартного FZ диода, после облучения быстрыми электронами при комнатной температуре и 30-мин изохронного отжига с шагом 50 °C. Доза облучения составляла 3×10^{12} см $^{-2}$ ($E=3.5$ МэВ). Параметры измерения: окно скоростей = 190 с $^{-1}$, смещение $-5 \rightarrow -0$ В, и длительность импульса заполнения 10 мс

Отжиг радиационных дефектов сопровождается изменением профиля распределения концентрации носителей заряда в базе детекторов, которые представлены на рисунке 3. При температуре 250 °С полностью отжигаются НСТД, что позволяет наблюдать образование широкой области повышенной концентрации доноров вблизи p^+ -контакта. С повышением температуры отжига до 300 °С эта область смещается к p^+ -контакту с увеличением своей амплитуды. Величина смещения составляет более 100 мкм.

Повышенная концентрация донорных центров связана с примесью водорода, т.к. наблюдается только в гидрогенизированных структурах. Кроме того, область с повышенной концентрацией донорных центров совпадает с наблюдаемой глубиной формирования VОН центров.

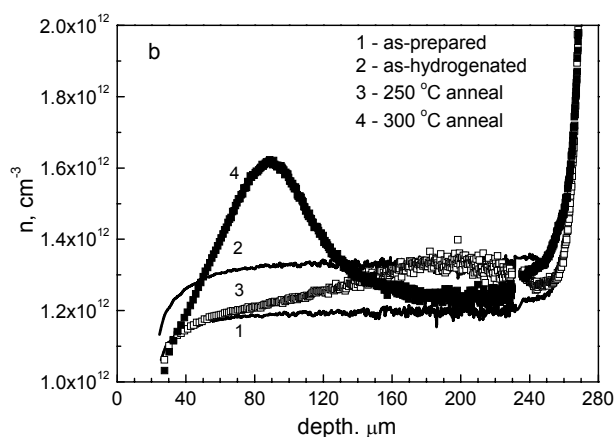


Рис. 3. Изменение распределения носителей заряда в области базы типичной кремниевой детекторной структуры, обработанной в водородной плазме и облученной быстрыми электронами с энергией 3,5 МэВ после изохронного отжига с шагом 50 °С

Таким образом, имеет место проникновение водорода на глубину большую, чем непосредственно в процессе плазменной обработки при этой же температуре ($d_H \leq 40 \mu m$). То есть имеет место нелинейная диффузия очень подвижных частиц. Наблюдаемое различие в диффузионных длинах для этих двух случаев возможно обусловлено образованием быстро диффундирующих частиц в результате взаимодействия водорода с радиационными дефектами.

Обнаружено образование комплексов радиационных дефектов с участием водорода и формирование новых донорных центров, которые позволяют оценить глубину проникновения водорода в базу кремниевых детекторов.

В гидрогенизированных и облученных детекторных структурах наблюдается радиационно-ускоренная диффузия водорода.

Литература

- [1] M. Bruzzi et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 541 (2005) 189.
- [2] S.J. Pearton et al. Hydrogen in Crystalline Semiconductors. Springer, Berlin, 1992.
- [3] O.V. Feklisova, N. Yarykin // Semicond. Sci. Techn., 12, 742 (1997).
- [4] R. C. Newman et al. // J. Appl. Phys. 70, 3061 (1991).
- [5] L. F. Makarenko, F. P. Korshunov, S. B. Lastovski., N. I. Zamyatin // Semiconductors. 37, 611 (2003).
- [6] V. P. Markevich, L. I. Murin, M. Suezawa, J. L. Lindström, J. Coutinho, R. Jones, P. R. Briddon, and S. Öberg // Phys. Rev. B 61, 12964-12969 (2000).

РАДИАЦИОННО-ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА МОЩНЫХ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДОВ

Ф.П. Коршунов¹⁾, Ю.В. Богатырев¹⁾, С.Б. Ластовский¹⁾, В.И. Кульгачев¹⁾, Л.П. Ануфриев²⁾,
И.И. Рубцевич²⁾, В.В. Глухманчук²⁾, Н.Ф. Голубев²⁾

¹⁾Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Республика Беларусь, 220072, Минск, ул. П.Бровки, 17, тел. 284-12-89. E-mail: lastov@ifftp.bas-net.by;

²⁾НПО «Интеграл», Республика Беларусь, 220108, Минск, пл. Казинца, 1

Перспективным способом повышения быстродействия полупроводниковых приборов является облучение быстрыми частицами или гамма-квантами [1]. При этом в объем структур вводятся радиационные дефекты (РД), являющиеся центрами рекомбинации неосновных носителей заряда (ННЗ).

Радиационные методы обработки применимы как для готовых приборов, так и для приборных структур. Монтаж р-п-структур в корпуса сопровождается рядом технологических операций, в том числе и пайкой выводов. Для многих типов мощных полупроводниковых приборов этот процесс проводится при температурах 650÷670 К. При столь высоких температурах многие типы радиационных дефектов отжигаются [2]. Поэтому характеристики готовых приборов и структур могут существенно различаться. В связи с этим возникает необходимость изучения термической стабильности как параметров облученных приборных структур, так и введенных радиационных дефектов.

В данной работе исследовано влияние изохронного отжига радиационных дефектов при 573÷773 К на параметры облученных электронами с $E = 4$ МэВ мощных кремниевых диодных р-п-структур, изготовленных на НПО «Интеграл».

Исследуемые образцы изготавливались по эпитаксиальной технологии на основе п-кремния КЭФ-28. Р-п-переход создавался имплантацией бора в п-базу с последующим отжигом при 1473 К. В качестве омических контактов напылялся алюминий. Площадь р-п-перехода готовых диодных структур равнялась $9,4 \cdot 10^{-2}$ см².

Облучение р-п-структур осуществлялось электронами с энергией $E = 4$ МэВ при плотности потока электронов 10^{11} см⁻²с⁻¹. Температура облучения не превышала 300 К.

Изохронный отжиг облученных образцов проводился в диапазоне температур $T_{отж.} = 573 \div 773$ К в печи на воздухе.

Измерялись время жизни неосновных носителей заряда (ННЗ) τ в п-базе и прямое падение напряжения U_F в импульсном режиме (длительность импульса — 400 мкс).

Определение характеристик радиационных дефектов (концентрация, энергия активации, сечение захвата) в базовой области диодных структур осуществлялось методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). Релаксация емкости измерялась при значении обратного смещения $U = -5$ В.

Исходные значения параметров мощных кремниевых диодов были следующие: $\tau = 3,2 \div 3,5$ мкс; $U_F = 0,96 \div 1,04$ В при $I_F = 15$ А.

На рис. 1 представлены результаты изохронного (20 мин.) отжига нескольких групп диодных р-п-структур, облученных разными флюенсами электронов. Видно, что значения измеряемых параметров после каждой температуры отжига существенно зависят от флюенса облучения образцов. Чем выше значение Φ , тем меньше время жизни и больше прямое падение напряжения.

Поведение U_F в зависимости от температуры изохронного отжига коррелирует с изменением времени жизни ННЗ, то есть чем больше восстанавливается значение τ , тем меньше становится U_F . Отметим, что прямое падение напряжения диодных р-п-структур,

прошедших термообработку при $T_{отж} > 673$ К, снижается до значений меньше, чем у необлученных образцов. Однако, значение времени жизни ННЗ не восстанавливается до исходного. С ростом флюенса электронного облучения эта разница возрастает.

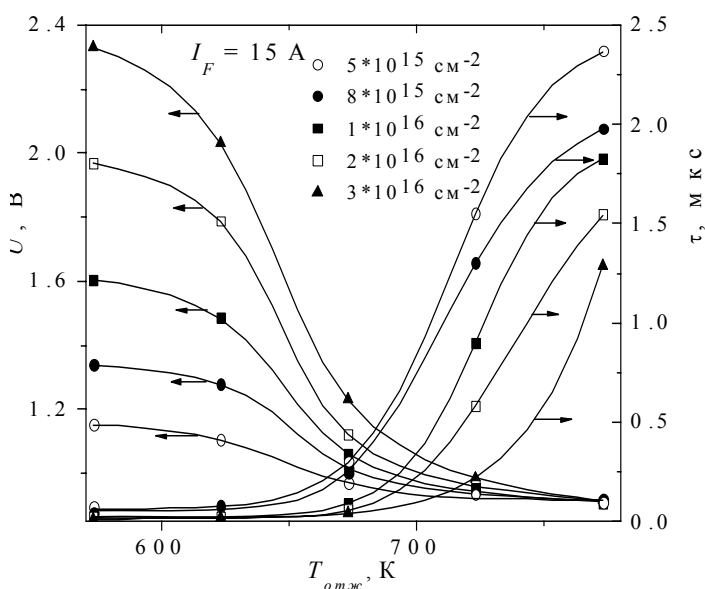


Рис. 1. Зависимости усредненных значений прямого падения напряжения U_F ($I_F = 15$ А) и времени жизни ННЗ облученных разными флюенсами электронов диодных р-п-структур от температуры изохронного отжига.

Как правило, величина прямого падения напряжения промышленных диодов при определенном значении прямого тока регламентируется нормами технических условий. Результаты, представленные на рис. 1, позволяют выяснить, какое минимальное значение времени жизни ННЗ можно достичь с помощью электронного облучения и последующего отжига. Например, пусть для исследуемых диодных р-п-структур по нормам технических условий $U_F \leq 1,4$ В при $I_F = 15$ А. Тогда, при $\Phi \leq 8 \cdot 10^{15}$ см⁻² минимальное значение $\tau = 70$ нс при $T_{отж.} = 573 \div 630$ К. При $\Phi = 10^{16}$ см⁻² $\tau = 50 \div 60$ нс при $T_{отж.} = 640 \div 660$ К и при $\Phi = (2 \div 3) \cdot 10^{16}$ см⁻² $\tau = 40 \div 50$ нс при $T_{отж.} = 650 \div 670$ К.

На рис. 2 представлены DLTS-спектры облученного образца после изохронного отжига при $573 \div 673$ К. Видно, что основными радиационными

дефектами в базовой n-области облученных диодных р-п-структур после отжига при 573 К являются комплексы: вакансия-кислород V-O (А-центр) с $E_c - 0,19$ эВ и сечением захвата $\sigma = 5,48 \cdot 10^{-14}$ см² (пик E1 на спектре) и углерод внедрения-кислород внедрения C_iO_i с $E_v + 0,36$ эВ и $\sigma = 2,27 \cdot 10^{-15}$ см² (минимум H1). В несколько меньших концентрациях содержатся комплексы дивакансия-кислород V_2O с двумя акцепторными уровнями $E_c - 0,24$ эВ и $\sigma = 5,6 \cdot 10^{-15}$ см² и $E_c - 0,46$ эВ и $\sigma = 6,3 \cdot 10^{-15}$ см² (пики E2 и E3). Этот дефект образуется при $T_{отж.} \geq 523$ К в результате перестройки комплекса V_2 в V_2O [3].

Комплекс V_2O начинает отжигаться при $T_{отж.} = 623$ К, что проявляется на DLTS-спектрах в уменьшении амплитуд пиков E2 и E3. При $T_{отж.} = 673$ К полностью отжигается А-центр, V_2O и начинает отжигаться комплекс C_iO_i , что вполне согласуется с литературными данными [2].

Отжиг VO и C_iO_i объясняет восстановление параметров облученных диодных р-п-структур на рис. 1. В то же время, факт неполного восстановления при $T_{отж.} = 773$ К времени жизни ННЗ до значений необлученных образцов позволяет заключить, что при $T_{отж.} > 673$ К присутствуют более термостабильные ловушки в базовой области диодных р-п-структур.

Рассмотрим DLTS-спектры образцов, облученных разными флюенсами электронов и отожженных при $T_{отж.} = 723$ К в течение 15 минут (рис. 3). На полученных спектрах имеются три пика E4-E6 и минимумы H2 и H3. Все они обусловлены перезарядкой глубоких уровней соответствующих ловушек в n-базе диодных структур. Концентрация этих ловушек растет с увеличением флюенса электронов. Определить параметры пиков E4 и E6 весьма затруднительно из-за перекрытия с E5. Пика E5 соответствует акцепторный уровень с $E_c -$

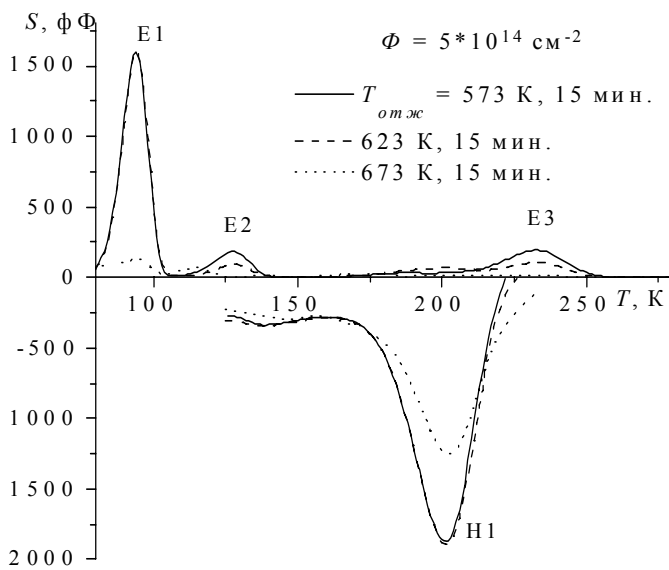


Рис. 2. DLTS-спектры облученного образца после изохронного отжига. Зависимости выше оси температур измерены при перезарядке ловушек основными носителями заряда, ниже – неосновными.

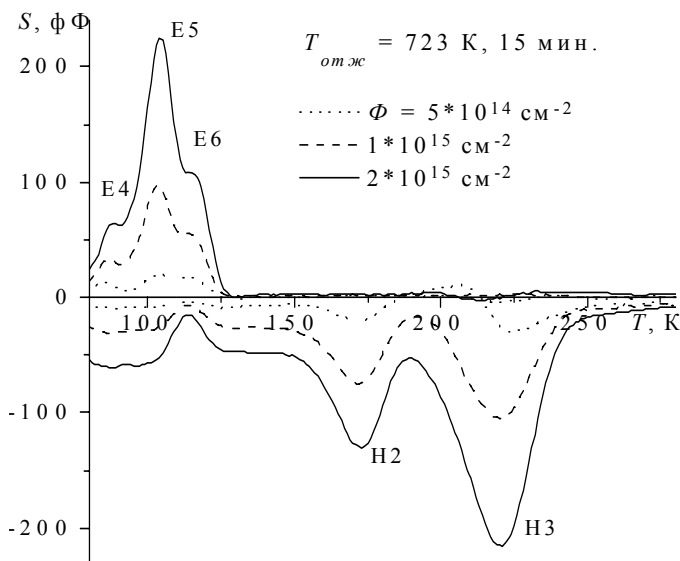


Рис. 3. DLTS-спектры облученных разными флюенсами электронов образцов после отжига при 723 К. Зависимости выше оси температур измерены при перезарядке ловушек основными носителями заряда, ниже — неосновными.

напряжения. Для проверки этого предположения проводилась DLTS-спектроскопия необлученных образцов, прошедших изотермический отжиг при 673 К. Результаты представлены на рис. 4.

0,19 эВ и сечением захвата $\sigma = 6,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Минимуму Н2 соответствует донорный уровень $E_v + 0,35 \text{ эВ}$ и $\sigma = 5,6 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, а Н3 — $E_v + 0,37 \text{ эВ}$ и $\sigma = 6,9 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

По значению своих параметров ловушка Е5 близка к Е1, что позволяет отнести ее к А-центрам, оставшимся после отжига. Что касается ловушек Е4, Е6, Н2 и Н3, то для их идентификации необходимо привлечь дополнительные методики исследований.

Уменьшение прямого падения напряжения при $T_{отж} > 673 \text{ К}$ до значений меньше, чем у исходных образцов может быть обусловлено термической обработкой диодных р-п-структур. С этой целью проводилось исследование прямого падения напряжения необлученных образцов в зависимости от времени изотермического отжига при $T_{отж} = 623 \text{ К}$. Результаты представлены в таблице 1. Видно, что при всех значениях прямого тока величина U_F монотонно уменьшается с увеличением времени изотермического отжига. Следовательно, причиной уменьшения U_F ниже исходного значения в результате радиационно-термических обработок являются процессы, обусловленные только термообработкой диодных р-п-структур.

Согласно [4] в кислородосодержащем кремнии при температурах отжига 623÷823 К происходит генерация дефектных комплексов. Эти комплексы получили название термодоноров, так как в запрещенной зоне Si дают донорные уровни с $E_c - 0,14 \div 0,15 \text{ эВ}$. Увеличение степени легирования базовой n-области отжигаемых диодных р-п-структур кислородными термодонорами может привести к снижению прямого падения

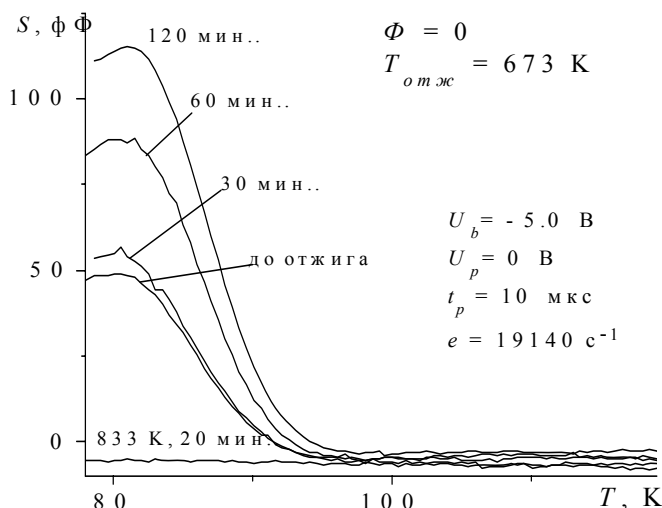


Рис. 4. Изменение DLTS-спектров необлученного образца в результате изотермического отжига при температуре 673 К. Условия измерения приведены на рисунке.

легирующей примеси составила порядка 0,23%.

Согласно [4] термодоноры в кислородосодержащем кремнии отжигаются при $T_{отж} \geq 823$ К. Аналогичный результат наблюдается и в нашем случае (рис. 4). Отжиг образца при 833 К в течение 20 минут ведет к полному исчезновению пика термодоноров на DLTS-спектре.

Таблица 1.

Изменение U_F необлученных диодных р-п-структур при разных значениях прямого тока в зависимости от времени отжига при 673 К.

$t_{отж}$, мин.	U_F , В ($I_F = 15$ А)	U_F , В ($I_F = 30$ А)	U_F , В ($I_F = 45$ А)
0	0,956	1,098	1,215
30	0,954	1,09	1,211
60	0,941	1,067	1,176
90	0,938	1,056	1,155

Таким образом, в результате облучения диодных р-п-структур электронами с $E = 4$ МэВ флюенсом $\Phi = (2 \div 3) \cdot 10^{16}$ см⁻² и последующего отжига при $T_{отж} = 650 \div 670$ К в течение 15-20 мин. время жизни неосновных носителей заряда достигает значений $\tau = 40 \div 50$ нс при сохранении статических параметров в пределах технических условий. Определены параметры термостабильных до 723 К ловушек: $E_c - 0,19$ эВ, $\sigma = 6,5 \cdot 10^{-15}$ см²; $E_v + 0,35$ эВ, $\sigma = 5,6 \cdot 10^{-14}$ см² и $E_v + 0,37$ эВ, $\sigma = 6,9 \cdot 10^{-16}$ см².

Список литературы

- [1] Ф.П. Коршунов. Вестник АН СССР. 11, 80 (1982)
- [2] В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Н. Мукашев. Дефекты в кремнии и на его поверхности. Наука, М. (1990). 216 с.
- [3] V.P. Markevich, A.R. Peaker, S.B. Lastovskii, L.I. Murin, J.L. Lindstrom. J. Phys.: Condensed Matter. **15**, S2779 (2003)
- [4] В.М. Бабич, Н.И. Блецкан, Е.Ф. Венгер. Кислород в монокристаллах кремния. Интерпрес ЛТД, К. (1997). 240 с.

В области азотных температур (81 К) на DLTS-спектрах исходных образцов наблюдается высокотемпературное крыло пика, который вероятнее всего соответствует перезарядке уровней предполагаемых термодоноров. Следовательно, все диодные р-п-структуры уже изначально содержат кислородные термодоноры. Их концентрация по сравнению с основной легирующей примесью составляет порядка 0,1%.

Амплитуда пика термодоноров возрастает с увеличением времени изотермического отжига (рис. 4). Так, в результате термообработки образцов при 673 К в течение 120 минут она увеличилась более чем в 2 раза. При этом концентрация термодоноров по отношению к концентрации основной

РЕНТГЕНОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ Ga₂Se₃

К.В. Савченко

НТУ “ХПИ”, ФТИНТ им. Б.И. Веркина НАНУ,
Украина, 61142, г. Харьков, ул. Блюхера, 58-79

Эффект аномально высокой радиационной стойкости кристаллов In₂Te₃, Ga₂Te₃ и Ga₂Se₃ позволяет использовать эти полупроводниковые соединения в качестве рабочих элементов детекторов для дозиметрии больших доз и интенсивностей ионизирующих излучений [1-4]. Характерная особенность соединений типа A₂^{IV}B₃^{VI} состоит в том, что различная валентность катионов и анионов и тетраэдрическая координация атомов в кристаллической структуре цинковой обманки (сфалерит, группа симметрии $F\bar{4}3m$ [5]) приводит к отсутствию катионов в 1/3 позиций катионной подрешетки. Эти структурные дефекты (стехиометрические вакансии) имеют концентрацию $\sim 10^{21}$ см⁻³ и определяют аномальные свойства этих соединений. Возможность образования в кристаллической решетке зон неустойчивости взаимодействующих дефектов, возможность существования дефектов из неустойчивых пар вакансии – атом в междоузлии, возможность каналирования и подавления атомной фокусировки при поглощении частиц и квантов высоких энергий являются свойствами, определяющими аномально высокий радиационный ресурс веществ [6-8].

В последние годы изучение свойств Ga₂Se₃ стимулировано перспективой его использования в электронных устройствах [9-12]. Было проведено теоретическое рассмотрение структурных и электронных свойств орторомбической β-модификации Ga₂Se₃ [12], изучена дефектная структура кристаллов Ga₂Se₃, легированных иттербием и марганцем [13], выполнены теоретические расчеты электронной структуры кристаллов Ga₂Se₃, легированного примесями *p*- и *n*-типа [14,15]. Электрические свойства фаз высокого давления Ga₂Se₃, In₂Te₃ и Ga₂Te₃, а также фазовые переходы под давлением в Ga₂Se₃ рассмотрены в работах [16-18]. Закономерности гамма-индуцированной проводимости Ga₂Se₃ рассмотрены в работе [19], однако исследование рентгеноиндуцированной проводимости Ga₂Se₃ до настоящего времени проведено не было.

В настоящей работе представлены результаты измерений рентгеноиндуцированной проводимости образцов Ga₂Se₃ в зависимости от интенсивности рентгеновского излучения, падающего на образец.

Кристаллы Ga₂Se₃ были выращены методом Бриджмена–Стокбаргера и идентифицированы с помощью рентгенофазового анализа, как это было описано ранее в работе [16]. Синтез Ga₂Se₃ был проведен из высокочистых элементов галлия (99,9997%) и селена (99,9999%; ОСЧ 22-4), сверхстехиометрическое содержание селена составляло 0,2 ат.% (более точная формула соединения: Ga₂Se_{3,025}). Температура в печи во время синтеза и роста кристаллов была стабилизирована с помощью высокоточного регулятора температуры типа ВРТ-3 с точностью $\pm 0,05$ К.

Кристаллы Ga₂Se_{3,025} для исследования электрических свойств представляли собой правильной формы образцы размером приблизительно 4×4×2 мм³ с напаянными контактами из индия на предварительно нанесенные методом термического испарения в вакууме металлические слои из золота или серебра. Измерения вольтамперных характеристик образцов показали омичность контактов. Измерения электрического сопротивления проводили на постоянном токе при комнатной температуре, после выдержки образцов в темноте. Был использован метод падения напряжения на эталонном сопротивлении. Измерения малых токов до 10⁻¹⁴ А проводили с помощью прибора ИМТ-05, выход которого был подключен к цифровому вольтметру типа В7-21. В качестве источника стабилизированного напряжения был использован блок питания типа ТВ-1. Измерение рентгеноиндуцированной

проводимости образцов $\text{Ga}_2\text{Se}_{3,025}$ было проведено с помощью излучения $\text{Cu K}\alpha$ и β от рентгеновской трубки порошкового дифрактометра типа ДРОН-3. При фиксированном напряжении на трубке 8, 17 или 28 кВ ток варьировали в пределах от 2,5 до 40 мА. Это соответствовало изменению интенсивности падающего на образец рентгеновского излучения от 30 до $5,6 \times 10^4$ $\text{имп}\cdot\text{с}^{-1}$. Постоянное напряжение на образце составляло 10 Вольт.

На рис. 1 представлены зависимости относительного изменения удельной рентгеноиндуцированной электропроводности $\text{Ga}_2\text{Se}_{3,025}$ для образцов №1 (кривые А и В; $\sigma = 1,74 \times 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$) и №2 (кривые С, D и E; $\sigma = 1,5 \times 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$) от интенсивности падающего на образец рентгеновского излучения. Зависимости $\Delta\sigma/\sigma = f(I)$ (рис. 1, А–D) могут быть аппроксимированы экспоненциальными функциями (коэффициенты корреляции: 0,974 – 0,995).

Полученные зависимости позволяют предложить $\text{Ga}_2\text{Se}_{3,025}$ для использования в качестве рабочего элемента детектора для дозиметрии рентгеновского излучения в исследованном диапазоне интенсивностей.

Автор благодарит проф. В.М. Кошкина за постановку задачи исследований и поддержку, а также Д.В. Толмачева за помощь при проведении измерений.

Литература

1. Л.П. Гальчинецкий, В.М. Кошкин, В.М. Кулаков, В.Н. Кулик, М.И. Руденко, П.М. Рябка, У.А. Улманис, В.И. Шаховцов, В.М. Шиндич. ФТТ, **14**, 2, 646 (1972)
2. V.M. Koshkin, L.P. Gal'chinetskii, V.N. Kulik, B.G. Minkov, U.A. Ulmanis. Sol. St. Comm., **13**, 1 (1973)
3. В.М. Кошкин, Л.П. Гальчинецкий, В.Н. Кулик, Г.К. Гусев. Атомная энергия, **42**, 4, 290 (1977)
4. Л.П. Гальчинецкий, К.А. Катрунов, В.М. Кошкин, В.Н. Кулик. Атомная энергия, **50**, 2, 144 (1981)
5. H. Hahn, W. Klingler. Z. Anorg. Allg. Chem., **259**, 135 (1949)
6. В.М. Кошкин, Б.И. Минков, Л.П. Гальчинецкий, В.Н. Кулик. ФТТ, **15**, 1, 128 (1973)
7. V.M. Koshkin, Yu.N. Dmitriev, in Chemistry and Physics of Compounds with Loose Crystal Structure, Ser.: Chemistry Reviews, Ed. M.E. Vol'pin, **19/2**, Harwood Acad. Publishers, Switzerland (1994)
8. В.М. Кошкин. Физика низких температур, **28**, 8/9, 963 (2002)
9. Б.Л. Агапов, И.Н. Арсентьев, Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, М.П. Сумец. ФТП, **33**, 6, 712 (1999)
10. K. Ueno, M. Kawayam, Z.R. Dai, A. Koma, F.S. Ohuchi. J. Cryst. Growth, **207**, 1, 69 (1999)
11. M. Rusu, S. Wiesner, S. Lindner, E. Strub, J. Rohrich, R. Wiurz, W. Fritsch, W. Bohne, Th. Schedel-Niedrig, M.Ch. Lux-Steiner, Ch. Giesen and M Heuken. J. Phys.: Cond. Matt., **15**, 8185 (2003)
12. M. Peressi, A. Baldereschi. J. Appl. Phys., **83**, 6, 3092 (1998)
13. I.M. Askerov, S. Okuducu. J. Korean Phys. Soc., **42**, 6, 787 (2003)
14. M. Ishikawa, T. Nakayama. Phis. Stat. Sol., **B229**, 1, 301 (2002)
15. M. Ishikawa, T. Nakayama. Physica E, **17**, 4, 185 (2003)
16. K.V. Savchenko, V.V. Shchennikov. Can. J. Phys., **72**, 9/10, 681 (1994)
17. M. Takumi, Y. Koshio, K. Nagata. Phis. Stat. Sol., **B211**, 123 (1999)
18. В.В. Щенников, К.В. Савченко, С.В. Попова. ФТТ, **42**, 6, 1004 (2000)
19. К.В. Савченко. Фізика і хімія твердого тіла, **6**, 3, (в печати) (2005).

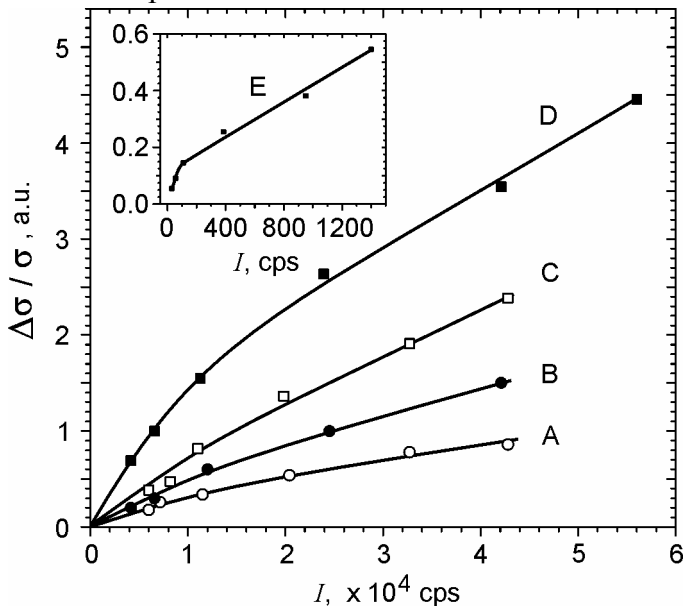


рис. 1. Зависимости относительного изменения удельной электропроводности ($\Delta\sigma/\sigma$) образцов $\text{Ga}_2\text{Se}_{3,025}$ от интенсивности (I) падающего на образец рентгеновского излучения. Напряжение на трубке составляло 17 кВ (кривые А и С), 28 кВ (кривые В и D) и 8 кВ (вставка, кривая E).

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОБЛУЧЕННЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ МОП-СТРУКТУР

Богатырев Ю.В.

ГНУ Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси,
220072, Минск, ул. П.Бровки, 17

Восстановление характеристик облученных МОП-приборов с помощью различных видов отжига [1, 2] представляет практический и научный интерес для обеспечения работоспособности интегральных микросхем на комплементарных МОП-транзисторах (КМОП ИМС) в условиях воздействия ионизирующих излучений. Увеличение температуры кристаллов МОП-транзисторов до 423-473 К вследствие повышения тока стока или применения специального нагревателя позволяет восстанавливать параметры МОП-приборов с помощью отжига в процессе облучения [3, 4].

В данной работе рассматривается метод восстановления параметров облученных транзисторных МОП-структур в составе КМОП ИМС с помощью кратковременного отжига переменным током, а также происходящие при этом физические процессы.

В качестве объектов исследований использовались транзисторные МОП-структуры в составе КМОП ИМС, выполненные по стандартной планарной технологии.

Облучение образцов проводилось на гамма-установке «Исследователь» гамма-квантами Co^{60} (мощность дозы 2 Гр/с).

В основе метода токового отжига используется эффект защелкивания в паразитных р-п-р-п-структурах, образующихся в КМОП ИМС на объемном кремнии [3]. Известно [5, 6], что активизация паразитной р-п-р-п-структуры зависит от топологических размеров и электрического режима работы КМОП ИС. В частности, возникновение эффекта защелкивания определяется размерами и формой различных полупроводниковых областей в ИМС, а также величиной напряжения питания и потенциалами на других выводах схемы.

Процесс токового отжига осуществляется путем подачи переменного напряжения частотой $f=50$ Гц - 200 кГц на выводы питания микросхем в течение $t = 20-60$ с. Под действием быстрого изменения напряжения происходит переход паразитных р-п-р-п-структур в низкоимпедансное состояние, т.е. отпирание обратносмещенных р-п-переходов (сток-подложка, исток-подложка и защитных диодов) и инжекция неосновных носителей в структуру из внешних цепей. При этом осуществляется разогрев р-п-переходов и прилегающих к ним областей кристалла МОП-структур до температур порядка 473-503 К. Эффективный отжиг радиационно-индуцированных зарядов в объеме подзатворного оксида и на границе раздела Si-SiO₂ происходит за счет комплексного теплового и инжекционного воздействия переменного тока, протекающего через структуру приборов. Колебательное движение свободных носителей увеличивает вероятность нейтрализации центров захвата в диэлектрике и на границе раздела диэлектрик-полупроводник [1]. Свободные носители передают энергию решетке кристалла и особенно дефектным центрам с нарушенными связями, вызывая возрастание колебаний решетки и образование в ней локальных смещений. В результате решетка стремится занять состояние с минимальной энергией, что является структурой с более упорядоченными связями.

Для достаточного восстановления параметров облученных транзисторных МОП-структур при токовом отжиге необходимо обеспечить определенное значение удельной рассеиваемой мощности P_s в одном базовом элементе. Величина P_s зависит от схемотехники, топологии и степени интеграции ИМС.

Максимальное значение рассеиваемой мощности также ограничивается критической температурой теплового пробоя тиристорной структуры T_{cr} , определяемой эмпирической формулой [4]:

$$T_{cr} = 6400 / (10,43 + \lg \rho),$$

где ρ - удельное сопротивление материала подложки. Для исследованных структур $T_{cr} = 560-580$ К.

В наших условиях разогрев полупроводникового кристалла определялся путем контроля температуры корпуса структур, учитывая поправочные коэффициенты, зависящие от конструктивных особенностей конкретных приборов.

Использование определенных режимов подачи переменного напряжения на выводы питания инверторов в КМОП ИМС позволило активизировать в них паразитную р-п-р-п-структуру в диапазоне частот 50 Гц-200 кГц (рис. 1). Установлено, что с ростом частоты переменного тока снижается напряжение включения структуры.

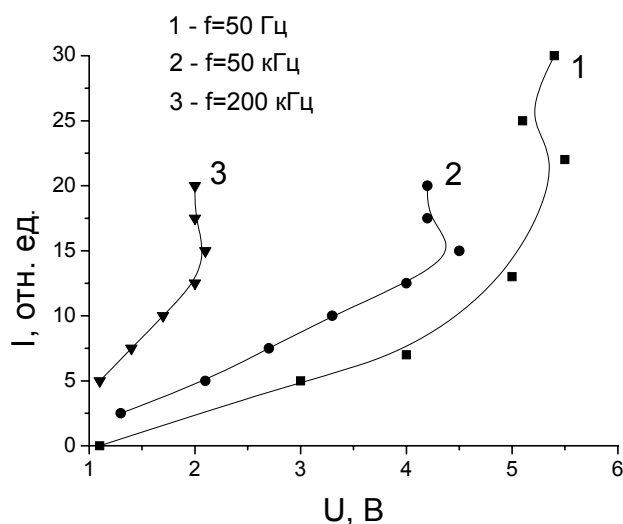


Рис. 1. Вольтамперные характеристики паразитной р-п-р-п-структуры на переменном токе различной частоты.

На рис. 2 показано типичное изменение стокзатворных вольтамперных характеристик р-канальных МОП-транзисторов в инверторах КМОП ИМС под действием гамма-излучения дозой $5 \cdot 10^4$ Гр и после токового отжига ($f=50$ Гц, $I=500$ мА, $t=40$ с). Как видно, после облучения характеристики транзисторов заметно деградируют, а после токового отжига восстанавливаются. При этом не достигается полное восстановление характеристик, поскольку использовался неопределенный режим токового отжига.

В таблице показано влияние гамма-излучения и последующего токового отжига ($f=50$ Гц, $I=500$ мА, $t=60$ с) на пороговые напряжения МОП-транзисторов в составе КМОП ИМС. Измерялись параметры трех образцов ИМС (по 6 инверторов в каждом образце) при облучении и отжиге, а также одного контрольного необлученного образца № 4. Показаны диапазоны значений параметров для 18 инверторов образцов № 1, 2, 3 и шести инверторов образца № 4. Кроме того, в таблице представлены результаты контроля параметров после заключительного термического отжига при температуре 358 К в течение 24 часов. Термический отжиг проводился для предварительной проверки надежности образцов ИМС после токового отжига.

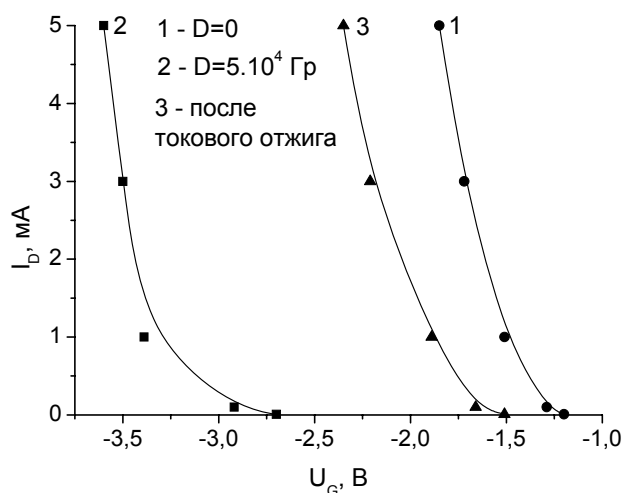


Рис. 2. Влияние гамма-излучения и токового отжига на стокзатворные вольтамперные характеристики р-канальных МОП-транзисторов.

Изменения параметров МОП-транзисторов в составе КМОП ИМС после гамма-облучения, токового отжига (Ток.О) и термического отжига (Тер.О)

Режим воздействия	U _{th} , В		U _{tp} , В	
	№ 1,2,3	№ 4	№ 1,2,3	№ 4
Исходный	0,51-0,95	0,84-0,97	-(1,07-1,20)	-(1,18-1,23)
D _γ =10 ⁴ Гр	1,39-1,41	-	-(1,74-1,80)	-
D _γ =5·10 ⁴ Гр	1,44-1,89	-	-(1,84-2,70)	-
Ток.О	0,77-1,05	-	-(1,51-1,89)	-
Тер.О	0,96-1,07	0,90-0,95	-(1,52-1,70)	-(1,17-1,20)

Полученные данные показывают, что после токового отжига параметры облученных р-канальных МОП-транзисторов восстановились в меньшей степени. Это можно объяснить тем, что использовался неопределенный режим токового отжига, а также конструктивно-технологическими особенностями структуры МОП-транзисторов. Заключительный термический отжиг в течение 24 часов не выявил снижения надежности КМОП ИМС после радиационного и токового воздействия.

Таким образом, рассмотрены физические процессы, происходящие при токовом отжиге облученных транзисторных МОП-структур в составе КМОП логических элементов вследствие включения паразитных р-п-р-структур под действием переменного напряжения. Установлено, что обеспечение работоспособности КМОП ИМС в условиях облучения достигается в результате проведения кратковременных циклов отжига переменным током частотой 50 Гц - 200 кГц.

Литература

1. Ma T.P., Chin M.R. J. Appl. Phys. **51**, 5458 (1980).
2. Saigne F., Dusseau L., Fesquet J. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. **48**, 2170 (2001).
3. Troutman R.R. Latch-up in CMOS Technology. The Problem and it's Cure. Boston, Kluwer Academic Publishers. 243 p. (1986).
4. Агаханян Т.М. Основы транзисторной электроники. М., Энергия. 255 с. (1974).
5. Pease R.L., Johnston A.H., Azarewicz J.L. Proc. IEEE. **76**, 1510 (1988).
6. O'Donnell H.B., Loman J.M., Ritter P., Stahlman J.R. IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-33**, 1359 (1986).

ТЕРМИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ВОДОРОДНЫХ ДОНОРОВ В ИМПЛАНТИРОВАННОМ ПРОТОНАМИ ГЕРМАНИИ

Покотило Ю.М., Петух А.Н., Литвинов В.В.

Белгосуниверситет, 220050, Минск, Беларусь, pokotilo@bsu.by

Недавно нами установлено, что в процессе термообработки при температурах 200 - 300 °С имплантированного ионами водорода германия формируются быстро диффундирующие мелкие доноры [1]. В настоящей работе исследуется их термическая устойчивость.

Исследования проводились на пластинах p- и n-Ge ($\rho = 25-45$ Ом.см), а также на p⁺-n структурах с резким сплавным (индий) переходом и толщиной базы (100 -120) мкм. Базовым материалом структур (n-область) служил промышленный монокристаллический германий, легированный сурьмой до концентрации $(1-2) \cdot 10^{13}$ см⁻³. Облучение пластин p- и n-Ge, а также p⁺-n структур со стороны базы проводилось протонами (H⁺) с энергией 300 кэВ. Поток облучения составлял $1 \cdot 10^{15}$ см⁻². Концентрация мелких доноров в базовой области p⁺-n структур находилась из измерений вольт-фарадных характеристик при комнатной температуре. Измерение удельного сопротивления пластин производилось четырехзондовым методом с помощью прибора ИУС-3.

Распределение концентрации мелких доноров в базе диода у границы p⁺-n-перехода на разных стадиях изохронного отжига представлено на рис. 1. Уровень концентрации электронов сразу после облучения (кривая 1) определяется концентрацией легирующей примеси. После 20 минутной обработки образцов при 250 °С наблюдается существенное увеличение концентрации электронов (кривая 2). При температурах 300 и 350 °С (кривые 3 и 4 соответственно) концентрация доноров постепенно снижается. Спектры DLTS, измеряемые на всех стадиях термообработки ($T \geq 250$ °С) структуры, не обнаруживали каких-либо глубоких уровней у границы p⁺-n-перехода. Данные рис. 1 указывают на формирование при температурах 250-300 °С донорных центров на расстоянии порядка 100 мкм от облучаемой области, толщина которой определяется пробегом протонов в Ge и при энергии протонов 300 кэВ составляет ~ 3 мкм.

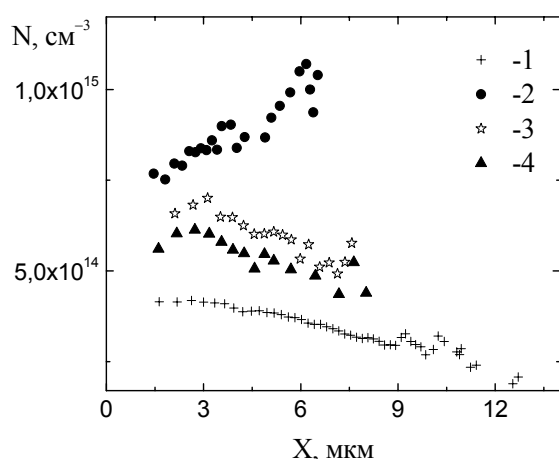


Рис.1. Профили распределения концентрации электронов в базе со стороны p-n-перехода германиевого диода после имплантации протонами (1) и последующего изохронного отжига в течение 20 минут при различных температурах T, °С: 2- 250, 3- 300, 4- 350.

Результаты исследования удельного сопротивления непосредственно облученного слоя в процессе изотермического и изохронного отжига пластин Ge p- и n-типа проводимости представлены на рис. 2 и 3. Видно, что облучение Ge протонами более чем на 2 порядка понижает удельное сопротивление облученного слоя в p-Ge и вызывает p→n конверсию типа проводимости в n-Ge. Это связано с известным фактом формирования в Ge радиационных дефектов (РД) преимущественно акцепторного типа. Часть этих РД теряют свою активность на стадии 150-200 °С изотермического отжига, вызывая некоторое увеличение удельного сопротивления (рис. 2). После повышения температуры отжига до 250 °С происходит резкая p-n-конверсия облученного слоя, свидетельствующая о формировании

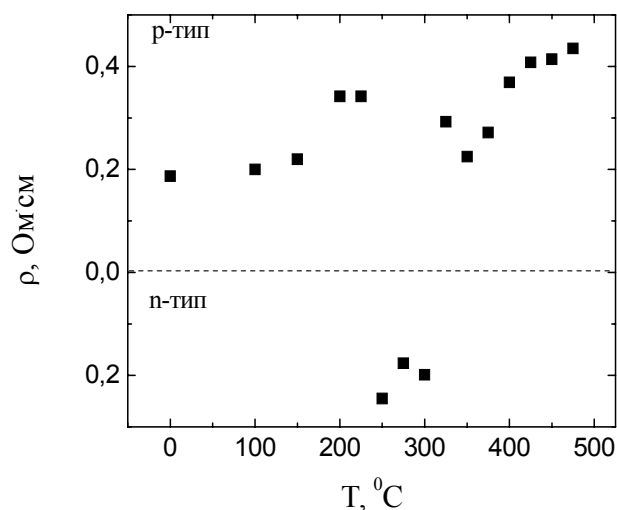


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления облученного ионами водорода слоя пластины p-Ge от температуры изохронного (20 мин.) отжига

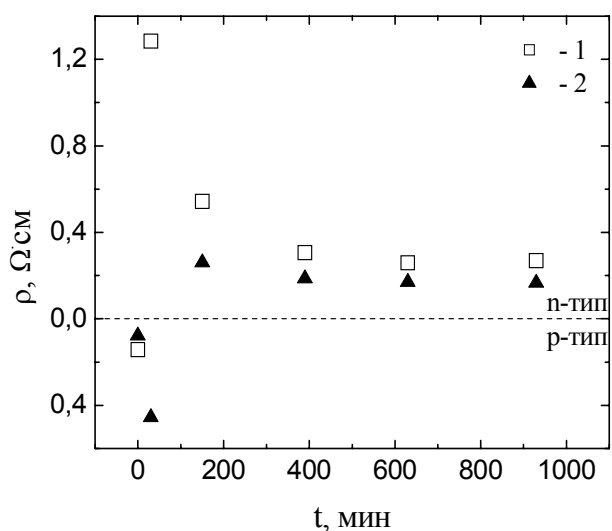


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления облученного ионами водорода слоя пластин n-Ge (1) и p-Ge (2) от длительности изотермического отжига при температуре 250 °C

доноров. Эти доноры существуют в узком температурном интервале 250-300 °C и их концентрация ($\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) существенно превышает концентрацию легирующей примеси. При дальнейшем увеличении температуры ($> 325 \text{ }^\circ\text{C}$) мелкие доноры исчезают и образец восстанавливает p-тип проводимости. Данные рис. 3 по измерению удельного сопротивления облученного слоя в процессе изотермического отжига пластин n- и p-типа при температуре 250 °C показывают, что максимальная концентрация ($\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) доноров устанавливается в течение примерно 2 часов термообработки и соответствующее этой концентрации значение удельного сопротивления ($\sim 0.2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) сохраняется в течение длительного времени ($> 15 \text{ час.}$).

Из приведенного экспериментального материала видно, что температурный диапазон формирования мелких доноров в приповерхностном облученном слое (рис. 2 и 3) достаточно хорошо коррелирует с температурной областью наблюдения доноров вблизи границы p-n-перехода методом C-V-измерений (рис. 1). Концентрация доноров в облученном слое ($\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) более чем на порядок превышает ее значение у границы p-n-перехода, т.е. на расстоянии порядка 100 мкм от облученного слоя. Узкий температурный интервал (250-350 °C) и высокая термостабильность наблюда-

емых в обеих областях мелких доноров указывает на их одинаковую природу. Полученные данные подтверждают сделанное нами в работе [1] предположение о длиннопробежной миграции мелких доноров из облученного слоя вглубь образца. При этом найденное в работе [1] совпадение эффективного коэффициента диффузии мелких доноров с соответствующим значением для атомарного водорода указывает на возможную связь наблюдаемых доноров с атомарным водородом.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы Интас-Беларусь (проект №4529) и Республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф04МС-028).

1. Ю.М. Покотило, А.Н. Петух, В.В. Литвинов. ПЖТФ, **29**(6), 26 (2003).

СВОЙСТВА НАНОПОРОШКОВ КРЕМНИЯ, СОЗДАНЫХ ИСПАРЕНИЕМ КРЕМНИЯ МОЩНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

М.Д.Ефремов¹, В.А.Володин¹, Д.В.Марин¹, М.Г.Иванов², С.В.Горяйнов³, А.И.Корчагин⁴,
В.В.Черепков⁴, А.В.Лаврухин⁴, С.Н.Фадеев⁴, Р.А.Салимов⁴, С.П.Бардаханов⁵.

1- Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. академика Лаврентьева 13,
Новосибирск, Россия.

2- Новосибирский Государственный Университет, 630090, ул. Пирогова 2, Новосибирск,
Россия.

3- Институт минералогии и петрографии СО РАН, 630090, Университетский пр. 3,
Новосибирск, Россия.

4 - Институт ядерной физики им. Г.Г.Будкера СО РАН, 630090, пр. академика Лаврентьева
11, Новосибирск, Россия.

5 – Институт теоретической и прикладной механики, 630090, ул. Институтская, 4/1,
Новосибирск, Россия.

E-mail: marin@isp.nsc.ru

Для получения нанопорошков кремния обычно используют метод их формирования непосредственно в процессе плазмохимического осаждения, либо методы, использующие лазерную абляцию кремния. В данной работе использовался оригинальный радиационный метод формирования нанопорошков кремния с использованием испарения слитков кремния под воздействием мощного электронного пучка в атмосфере инертного газа (аргона) а также в атмосфере азота либо в потоке воздуха. Нанопорошки кремния, сформированные, таким способом, были исследованы методами фотолюминесценции (ФЛ) и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). В порошках, состоящих из нанокристаллов кремния, при комнатной температуре обнаружен пик ФЛ в видимом спектральном диапазоне (рис. 1). Сильный коротковолновый сдвиг пика ФЛ может быть объяснен как эффект размерного квантования электронов и дырок в нанокристаллах кремния с малыми размерами (до 2 нм) [1]. Из спектров КРС (рис. 2) на оптических фонах средний размер нанокристаллов можно определить, используя метод свертки эффективной плотности колебательных состояний [2]. Определённый таким образом средний размер совпал с оценками, полученными из данных ФЛ. В зависимости от условий испарения, размеры нанокристаллов кремния варьировались от ~1.5 до 5 нм. При испарении в потоке воздуха формировались нанопорошки SiO₂.

Коснемся преимуществ выбранного метода формирования нанопорошков, в сравнении с существующими. Во-первых, это потенциально высокая производительность метода. Так, эффективность методов, использующих лазерную абляцию, определяется средней мощностью лазера, но даже для современных, уникальных лазеров средняя мощность ограничена единицами киловатт. Мощность пучка электронов в ускорителе ЭЛВ-6 производства ИЯФ СО РАН может достигать 100 киловатт. Во-вторых, можно контролируемо управлять размерами нанокристаллов кремния, проводя их контролируемое окисление. В-третьих, существует принципиальная возможность сепарации нанокристаллов по размерам, что очень важно для их потенциального применения. Одним из таких применений (помимо оптоэлектронных приборов) является создание элементов энергонезависимой памяти на нанокристаллах кремния с возможностью сверхплотной упаковки.

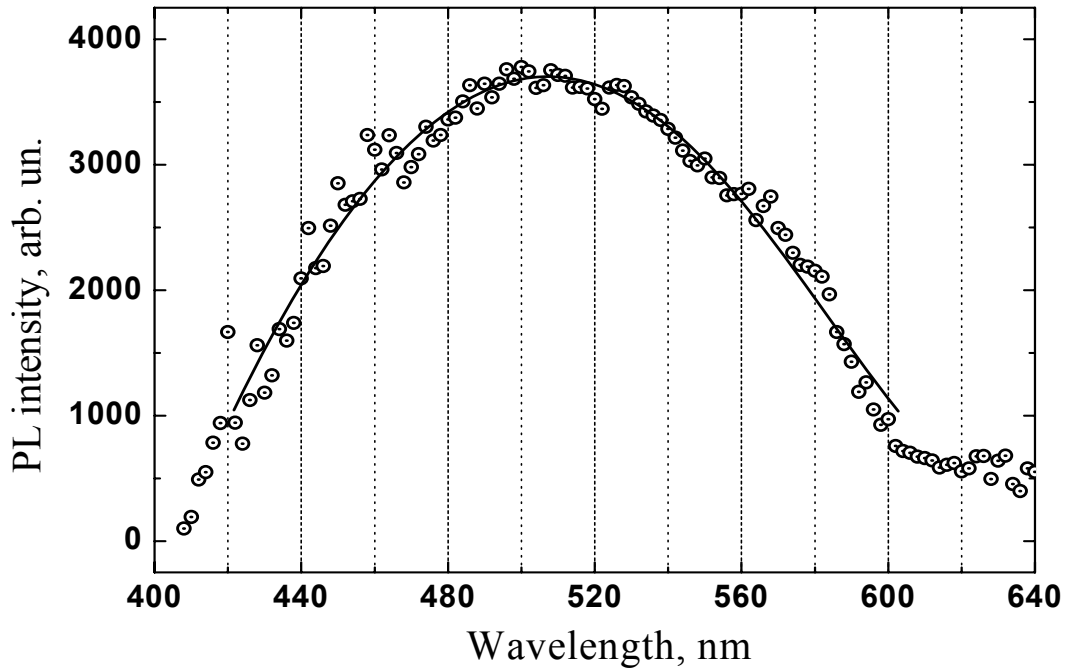


Рисунок 1. Спектр фотолюминесценции нанопорошка кремния (ФЛ возбуждалась импульсным N₂ лазером, длина волны 337 нм, температура 300 К).

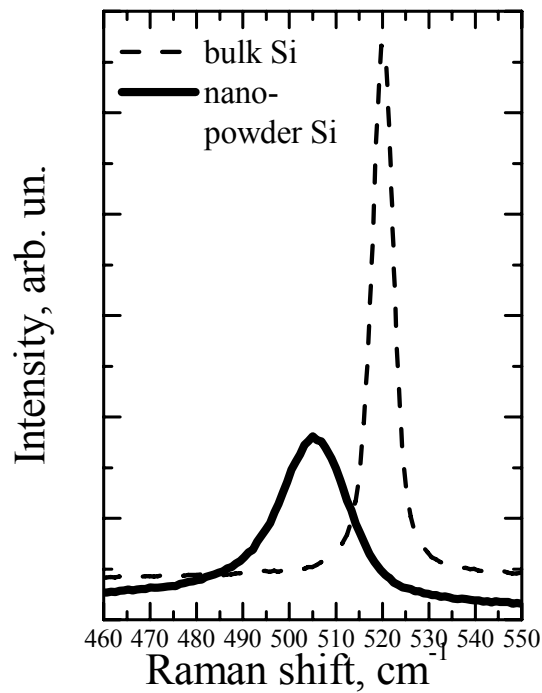


Рисунок 2. Спектры КРС, сплошная линия – нанопорошок кремния, пунктирная линия – объёмный кремний.

Литература

- [1] М.Д. Ефремов, В.А. Володин, Д.В. Марин и др., Письма в ЖЭТФ, **80**, 619, (2004).
 [2] V.Pailard, P.Puech, J. Appl. Phys., **86**, 1921, (1999).

ПАРАМАГНЕТИЗМ КРИСТАЛЛОВ *p*-Si, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ КОБАЛЬТА

Н.А. Поклонский, А.О. Коробко, Н.М. Лапчук
Белорусский государственный университет,
220050, пр. Ф. Скорины 4, г. Минск, Республика Беларусь

Введение

Имплантация кремния ионами кобальта, никеля и железа используется для создания магнитных нанокластеров и силицидов металлов [1–4]. Композиционные материалы на основе магнитных нанокластеров находят применение при разработке новых элементов хранения информации [5]. Силициды металлов используются также в качестве материалов для контактов и межсоединений элементов интегральных микросхем.

Наряду с имплантацией ионов металлов, которая приводит к созданию силицидов металлов, проводится и имплантация малыми флюенсами ионов с целью изучения процессов, происходящих при ранней стадии мезотаксии. При этом из-за того, что процессы коалесценции атомных дефектов и перколяции спинов еще не происходят [1], становится возможным исследование структурных изменений в кремнии, например, таких как формирование преципитатов CoSi_2 и отжиг радиационных дефектов.

В данной работе проводилась имплантация кристаллов кремния *p*-типа при комнатной температуре ионами кобальта с энергией 380 keV и методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) исследовались их парамагнитные свойства.

Методика эксперимента

Исследовались пластины монокристаллического *p*-кремния (удельное сопротивление 3 к Ω ·см, ориентация поверхности (100)) толщиной 300 μm , в которые имплантировали ионы кобальта с энергией 380 keV (флюенсы 10^{14} , $3 \cdot 10^{14}$, 10^{15} , $3 \cdot 10^{15}$, 10^{16} cm^{-2}). Имплантация кремния ионами Co^+ проводилась при комнатной температуре в стационарном режиме на ускорителе ROMEО (университет им. Ф. Шиллера, Германия). Угол имплантации равнялся 7° (для исключения каналирования ионов), плотность ионного тока — 0.12–0.2 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$.

Измерения ЭПР выполнялись на спектрометре “RadioPAN SE/X 2543”, работающем в *X*-диапазоне (резонатор H_{102}) при частоте модуляции поляризующего магнитного поля 100 kHz; чувствительность спектрометра — $5 \cdot 10^{12}$ spin/mT. Для контроля добротности резонатора, настройки фазы модуляции магнитного поля и калибровки H_1 -компоненты СВЧ-излучения использовался кристалл рубина ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}$), размещенный на стенке резонатора. Исследуемые образцы кремния помещались в центр H_{102} -резонатора.

Результаты и обсуждение

При температуре $T = 300$ К в исследованных образцах регистрировался только ЭПР-сигнал малой интенсивности с *g*-фактором 2.0057 и шириной $\delta B = 0.74$ мТ. Для качественной интерпретации полученных результатов можно провести аналогию с работой [6], где приводятся измерения ЭПР кремния, имплантированного ионами железа (100 keV) с разными флюенсами. Сигнал ЭПР при комнатной температуре, обусловленный кластерами железа или уединенными парамагнитными ионами железа, при имплантации флюенсами меньше 10^{17} cm^{-2} , может не наблюдаться в связи с незначительной концентрацией таких центров, а также с ориентационным усреднением сигналов отдельных ионов в аморфном материале [6]. Скорее всего, этот же механизм действителен и для имплантации ионов кобальта в *p*-Si.

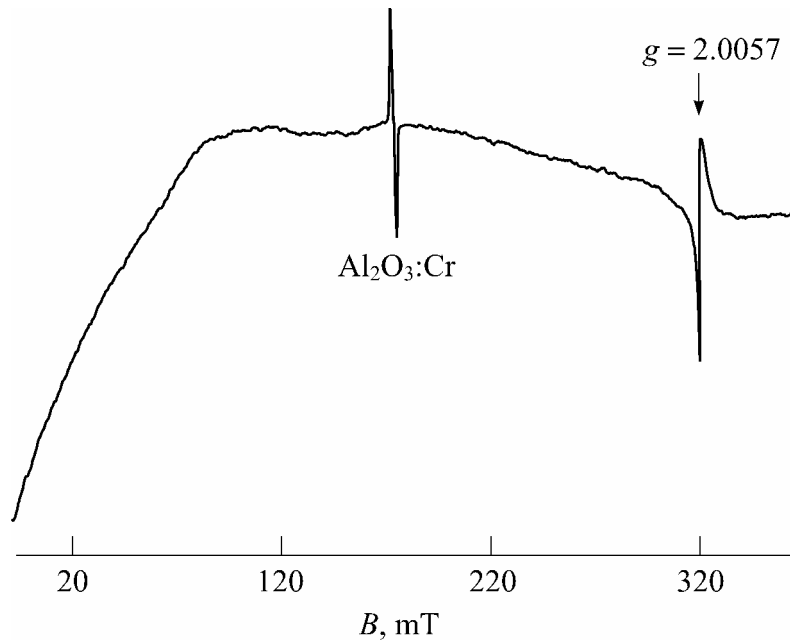


Рис. 1. Спектр ЭПР кремния, имплантированного ионами кобальта флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. (На квазирезонансной линии поглощения заметен сигнал рубина и резонансный сигнал ($g = 2.0057$) оборванных химических связей атомов Si. Измерения при температуре $T = 78 \text{ K}$, индукция поляризирующего магнитного поля B перпендикулярна плоскости имплантированного слоя)

При температуре $T = 78 \text{ K}$ регистрировался (см. рис. 1) интенсивный ЭПР-сигнал аморфного кремния ($g = 2.0057$, $\delta B = 0.74 \text{ mT}$), обусловленный оборванными Si–Si связями, возникшими в результате имплантации Co^+ . Амплитуда сигнала при 78 K в четыре раза больше, чем при 300 K . Согласно литературным данным (см., например, [7, 8]), g -фактор, соответствующий аморфному кремнию, равен 2.0055 . Следовательно, полученный результат может означать влияние кобальта на парамагнитные центры аморфных областей, увеличивающее g -фактор. Отметим, что сигнал ЭПР от областей аморфного кремния в p -Si регистрировался при температуре жидкого азота на фоне квазирезонансной линии шириной порядка 170 mT . Это проявляет магнитное упорядочение, обусловленное атомами кобальта и собственными дефектами кремния (см. рис. 1).

При записи спектра ЭПР для всех флюенсов имплантации ионами кобальта кремния при $T = 78 \text{ K}$ наблюдается магнитный гистерезис. (При многократной записи прямой и обратной развертки внешнего магнитного поля и последовательного поворота образца резонансный сигнал на рис. 1 не возвращается к своему начальному положению после суммарного поворота образца в H_{102} -резонаторе на угол 360° .)

В спектре ЭПР регистрируется интенсивная линия с g -фактором, близким к g -фактору аморфного кремния, что говорит о наличии аморфных областей после имплантации флюенсом $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (порог аморфизации). Однако изучение зависимости интенсивности сигнала от мощности СВЧ-излучения $P \propto H_1^2$ для флюенсов $3 \cdot 10^{14}$, 10^{15} , $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ показывает (рис. 2), что либо существуют центры с различными временами парамагнитной релаксации, которые насыщаются по-разному, либо времена релаксации зависят от числа парамагнитных центров и равномерности их распределения в имплантированном слое [8]. Так, для образцов, имплантированных флюенсами 10^{15} cm^{-2} и $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, зависимость амплитуды сигнала ЭПР от напряженности магнитной компоненты СВЧ-поля H_1 в резонаторе близка к линейной, что характерно для парамагнитных центров аморфных областей (рис. 2, кривые 2 и 3).

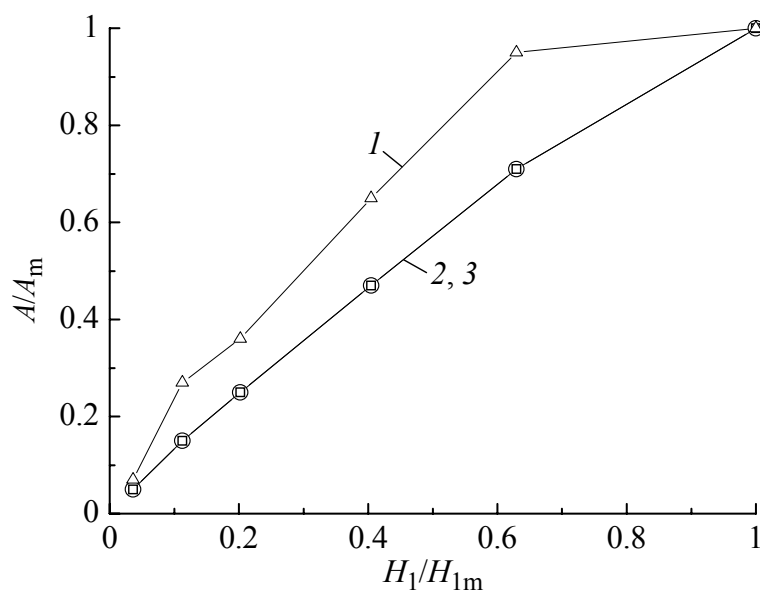


Рис. 2. Зависимость амплитуды A сигнала ЭПР областей аморфного кремния при $T = 78$ К от мощности СВЧ-излучения для образцов p -Si, имплантированных ионами кобальта флюенсами: 1 — $3 \cdot 10^{14}$, 2 — 10^{15} , 3 — $3 \cdot 10^{15}$ cm^{-2} (H_{1m} соответствует мощности $P = 70$ мВт)

Заключение

1. При температуре $T = 78$ К в кристаллах p -Si, имплантированных ионами кобальта, зарегистрирована квазирезонансная линия ЭПР шириной порядка 170 мТ. На ней обнаружен резонансный сигнал ($g = 2.0057$, $\delta B = 0.74$ мТ) парамагнитных центров аморфных областей кремния. Обнаружен также магнитный гистерезис квазирезонансной линии ЭПР кристалла кремния, имплантированного кобальтом. (Квазирезонансная линия от атомов Со и собственных дефектов кремния при $T = 300$ К не наблюдается.)

2. Из зависимостей амплитуды сигнала ЭПР ($g = 2.0057$, $\delta B = 0.74$ мТ) парамагнитных центров аморфных областей от мощности СВЧ-излучения получена оценка флюенса ($3 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}) ионов кобальта с энергией 380 keV достаточного для аморфизации кремния при комнатной температуре.

Список литературы

1. A.P. Knights, G.R. Carlow, M. Zinke-Allmang, P.J. Simpson. Phys. Rev. B. **54**, 19, 13955 (1996).
2. Z. Tan, F. Namavar, J.I. Budnick, F.H. Sanchez, A. Fasihuddin, S.M. Heald, C.E. Bouldin, J.C. Woicik. Phys. Rev. B. **46**, 7, 4077 (1992).
3. Z. Tan, J.I. Budnick, F.H. Sanchez, G. Tourillon, F. Namavar, H.C. Hayden. Phys. Rev. B. **40**, 9, 6368 (1989).
4. A.E. White, K.T. Short, R.C. Dynes, J.P. Garno, J.M. Gibson. Appl. Phys. Lett. **50**, 2, 95 (1987).
5. Q. Peng, S.P. Wong, I.H. Wilson, N. Wang, K.K. Fung. Thin Solid Films **270**, 573 (1995).
6. В.Б. Гусева, А.Ф. Зацепин, В.А. Важенин, В. Schmidt, Н.И. Гаврилов, С.О. Чолах. ФТТ **47**, 4, 650 (2005).
7. М.В. Власова, Н.Г. Каказей, А.М. Калиниченко, А.С. Литовченко. Радиоспектроскопические свойства неорганических материалов. Справочник. Наукова думка, Киев (1987).
8. С.И. Рембеза. Парамагнитный резонанс в полупроводниках. Metallurgia, М. (1988).