

УДК 621.317

В.Г. Вербицкий¹, В.С. Осадчук², А.В. Осадчук², В.В. Мартынюк²

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЧАСТОТНЫХ МАГНИТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

¹ *НИИ Микроприборов, Киев, Украина.*

² *Винницкий государственный технический университет, Украина*

Аннотация. В статье показаны исследования влияния ионного облучения на параметры чувствительных элементов частотных магнитных преобразователей на основе МДП транзисторной структуры с отрицательным сопротивлением.

Annotation. In paper probings influence of an ion irradiation on parameters of sensing devices of frequency magnetic transducer on a basis MOSFET transistor structure with negative resistance are shown.

Чувствительным элементом в микроэлектронных частотных преобразователях магнитной индукции является полевой транзистор типа металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). При его создании используется ионное облучение, что приводит к появлению радиационных эффектов, которые отрицательно влияют на подвижность и время жизни носителей заряда. С другой стороны, действие магнитного поля в магниточувствительных элементах как раз и проявляется в изменении подвижности носителей заряда в канале полевого транзистора.

Таким образом, представляет интерес исследование технологических процессов ионного легирования на параметры магниточувствительных элементов на основе МДП-транзисторов. Схема частотного магнитного преобразователя представлена на рис.1. Она состоит из двух комплементарных полевых транзисторов, один из которых VT2 является магниточувствительным элементом. На электродах стоков полевых транзисторов VT1 и VT2 существует полное сопротивление, активная составляющая которого имеет отрицательное значение, а реактивная составляющая – емкостной характер. Подключение внешней индуктивности L1 параллельно стокам транзисторов VT1 и VT2 создает колебательный контур, потери энергии в котором компенсируются отрицательным сопротивлением.

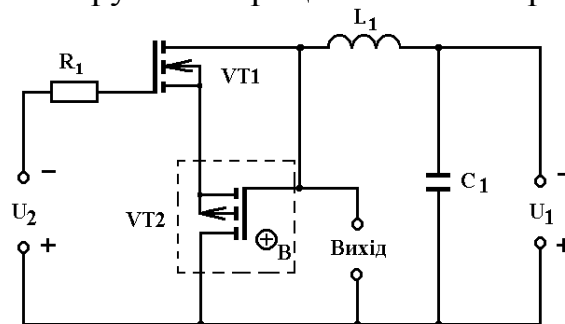


Рис.1. Схема частотного магнитного преобразователя на основе двух МДП транзисторов

Таким образом, при действии магнитного поля на транзистор VT2 происходит изменение реактивной составляющей полного сопротивления, что вызывает изменение частоты генерации от действия магнитного поля. Функция преобразования получена на основе решения уравнений Кирхгофа, которые описывают поведение нелинейной эквивалентной схемы преобразователя. Аналитическое выражение для функции преобразования имеет вид [1, 2, 3]

$$F_0 = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\frac{A_1 - \sqrt{A_1^2 + 4L_1 C_{GD}(B) R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B)}}{L_1 C_{GD}(B) R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B)}}}{4\pi}, \quad (1)$$

где $A_1 = R_{DS}^2(B) C_{GD}(B) C_{GS}(B) + R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B) - L_1 C_{GD}(B)$,

R_{DS} - сопротивление сток-исток, C_{GD} - емкость затвор-сток, C_{GS} - емкость затвор-исток.

Чувствительность магнитного преобразователя определяется из уравнения (1) и описывается формулой

$$\begin{aligned} S_B = & -\frac{1}{8} \sqrt{2} \left(R_{DS}^5(B) C_{GS}^5(B) \left(\frac{\partial C_{GD}(B)}{\partial B} \right) + R_{DS}^3(B) C_{GD}^2(B) C_{GS}(B) \left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_2} + C_{GD}^3(B) R_{DS}^5(B) * \right. \\ & * C_{GS}^2(B) \left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B} \right) + C_{GD}^2(B) R_{DS}^5(B) C_{GS}^3(B) \left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B} \right) + C_{GD}(B) R_{DS}^5(B) C_{GS}^4(B) \left(\frac{\partial C_{GD}(B)}{\partial B} \right) + \\ & + C_{GD}(B) R_{DS}^3(B) C_{GS}^3(B) L_1 \left(\frac{\partial C_{GD}(B)}{\partial B} \right) - 2 C_{GD}^3(B) R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B) L_1 \left(\frac{\partial R_{DS}(B)}{\partial B} \right) - 3 C_{GD}^3(B) R_{DS}^2(B) * \\ & * C_{GS}(B) L_1 \left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B} \right) + 2 C_{GD}^2(B) R_{DS}^2(B) C_{GS}^3(B) L_1 \left(\frac{\partial R_{DS}(B)}{\partial B} \right) + 2 C_{GD}^2(B) R_{DS}^3(B) C_{GS}^2(B) L_1 \left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B} \right) + \\ & + R_{DS}^3(B) C_{GS}^3(B) \sqrt{A_2} \left(\frac{\partial C_{GD}(B)}{\partial B} \right) - 2 \left(\frac{\partial R_{DS}(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_2} C_{GD}^2(B) C_{GS}(B) L_1 - 2 \left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B} \right) R_{DS}(B) * \\ & * C_{GD}^2(B) \sqrt{A_2} + 2 \left(\frac{\partial R_{DS}(B)}{\partial B} \right) \sqrt{A_2} C_{GD}^3(B) C_{GS}(B) L_1^2 + 2 \left(\frac{\partial C_{GS}(B)}{\partial B} \right) C_{GD}^3(B) C_{DS}(B) L_1^2 \left. \right) / \left(-\pi \sqrt{A_2} L_1 * \right. \\ & * C_{GD}^2(B) R_{DS}^3(B) C_{GS}^3(B) \sqrt{\frac{-R_{DS}^2(B) C_{GS}(B) C_{GD}(B) - R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B) + L_1 C_{GD}(B) - \sqrt{A_2}}{L_1 C_{GD}(B) R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B)}} \left. \right) \end{aligned} \quad (2)$$

где $A_2 = R_{DS}^4(B) C_{GS}^2(B) C_{GD}^2(B) + 2 R_{DS}^4(B) C_{GS}^3(B) C_{GD}(B) - 2 R_{DS}^2(B) C_{GS}(B) C_{GD}^2(B) L_1 +$
 $+ R_{DS}^4(B) C_{GS}^4(B) + 2 L_1 R_{DS}^2(B) C_{GS}^2(B) + L_1^2 C_{GD}^2(B)$

Перейдем к описанию влияния ионного облучения на параметры полевого транзистора.

Одним из основных процессов, сопровождающих ионное облучение твердого тела, является образование в нем нарушений кристаллической структуры из-за передачи энергии первичной частицы атомам вещества, а также его электронной подсистеме.

В процессе имплантации ионы останавливаются, занимая нерегулярные положения в кристаллической решетке, вследствие ядерных столкновений и каскадов

соударений возникает большое количество радиационных дефектов и дислокаций вплоть до образования аморфных областей. С помощью последующих термообработок восстанавливают кристаллическую решетку, в которой имплантированные ионы занимают электрически активные положения. Известно, что радиационные дефекты отрицательно влияют на подвижность и время жизни носителей заряда.

Таким образом, радиационные дефекты, образованные в Si при ионной имплантации, являются важным объектом исследования и могут быть использованы, в частности, для целей управления магниточувствительностью частотных преобразователей магнитного поля. Существует много методов количественной оценки влияния радиационных дефектов: прежде всего, это метод обратного резефордовского рассеяния, а также электронно-спиновый резонанс (ЭСР), парамагнитный резонанс, электронная микроскопия, инфракрасное поглощение, оптическое отражение, травление дислокационных линий, изменение объема за счет радиационных дефектов. Косвенным методом можно считать электрическую активацию имплантированных ионов.

В процессе замедления в зависимости от энергии и массы имплантированных ионов, а также массы мишени, ион выбивает различное число атомов решетки из узлов.

Число смещенных атомов в Si, рассчитанное по формуле Кончина-Пиза:

$$N_d = \frac{E}{2E_d}, \quad (3)$$

где E - энергия иона, E_d - эффективная пороговая энергия смещения атома решетки.

Поскольку N_d линейно относительно энергии, общее число атомов, смещенных одной частицей, рассчитывается по формуле:

$$N_d = \frac{E_{\Pi}}{2E_d}, \quad (4)$$

где E_{Π} - полная энергия, теряемая частицей при первичных и вторичных столкновениях.

Мерой количественной оценки радиационных дефектов служит доля энергии, передаваемая твердому телу в процессе ядерных столкновений, или число созданных вакансий, которое определяется энергией, затраченной на образование вакансий. Поскольку на этот процесс расходуется определенная часть энергии ионов, максимум кривой распределения радиационных дефектов всегда лежит ближе к поверхности, чем максимум распределения ионов. В таблице 1 приведены данные Бройса [4].

На рис.2 приведено пространственное распределение энергии, теряемой в атомных процессах при внедрении бора с различными энергиями в кремнии. Эти результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментом.

Таблица 1.

Зависимость максимума дефектов от энергии внедренных ионов

E_0 , кэВ	40	60	80	100	150	200	Примечание
R_d [Å]	850	1360	1800	2300	3230	4300	R_d - абсолютный макс дефектов
R_d / R_p	0,65	0,72	0,76	0,79	0,81	0,89	R_d / R_p - относительный макс дефектов

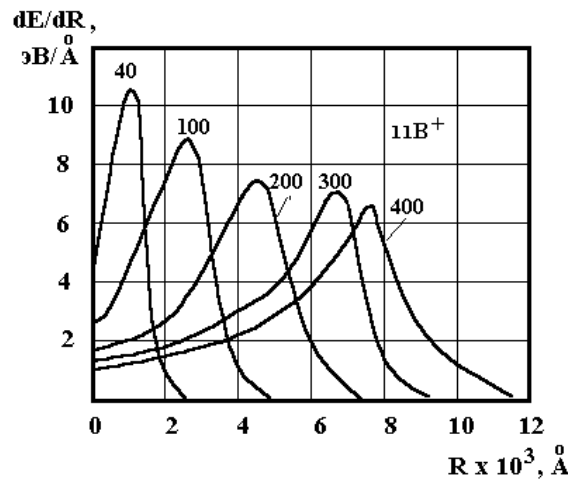


Рис.2. Пространственное распределение энергии, теряемой в атомных процессах при легировании кремния бором с разными энергиями

При низких дозах для легких, по сравнению с атомами мишени, ионов, в основном, генерируются простые точечные или нульмерные дефекты. К ним относятся вакансии, т.е. пустые узлы кристаллической решетки в междоузельные атомы (пары Френкеля), а также комплексы. Это тоже точечные дефекты, но они представляют собой объединение нескольких простейших (дивакансии, тетравакансии, а также объединение простейших точечных дефектов с примесными атомами).

В работе [5] предлагается система уравнений, включающая основные процессы, происходящие с точечными дефектами в веществе.

Если предположить, что среднее расстояние между местами попадания отдельных ионов, выпавших на поверхность образца за время, равное времени диффузии точечных дефектов, меньше, чем их диффузионная длина, то будут справедливы одномерные уравнения. Для концентрации вакансий $n_v(x,t)$ уравнение непрерывности можно записать так:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n + D_v \frac{\partial^2 n_v}{\partial x^2} - \frac{D_v F_v \partial n}{kT \partial x} - \sum_n a_n n_{nV} n_v - \sum_k \beta_k (n_k - n_k^- - n_k^2) n_v - k_T n_i n_v - \frac{n_v}{\tau_v} - \sum_k \gamma_k n_k^i n_v - \sum_m \sigma_m n_{mi} n_i + k_a n_{2V} n_i + \sum_n n_n n_{nV} + \sum_k x_k n_k \quad (5)$$

Рассмотрим последовательно члены в правой части уравнения, которые описывают соответственно:

- 1) число вакансий, создаваемых в результате упругих потерь энергии первичных ионов в единице объема за единицу времени;
- 2) диффузию вакансий в соответствии со вторым законом Фика;
- 3) изменение концентрации вакансий в результате их перемещения в силовом поле, существующем или возникшем в облучаемом твердом теле;
- 4) образование вакансионных комплексов;
- 5) комплексообразование в результате связывания вакансий с атомами примеси k - сортов;
- 6) возможную прямую рекомбинацию вакансий и междоузельных атомов;
- 7) процесс захвата точечных дефектов различными ненасыщенными стопами (например, дислокациями);
- 8-9) радиационно-стимулированный отжиг комплексов;
- 10) радиационно-стимулированный отжиг дивакансий в результате воздействия с ними междоузельного атома, приводящий к появлению свободных вакансий;
- 11-12) процесс освобождения вакансий в результате термического отжига соответствующих комплексов.

Подобное уравнение можно написать и для концентрации междоузельных атомов.

На практике рядом членов в уравнении можно пренебречь для получения разумного приближения, характеризующего максимально точно процессы накопления дефектов в каждом конкретном случае.

Так, в случае облучения легкими ионами рекомендуется в уравнении ограничиться 1-4 и 7-м членами. При условии слабого комплексообразования четвертым членом пренебрегают, что позволяет получить решение в аналитической форме.

Чрезвычайно интересным, но не бесспорным является факт наличия дополнительного максимума генерации дефектов на поверхности облучаемого образца (рис.3).

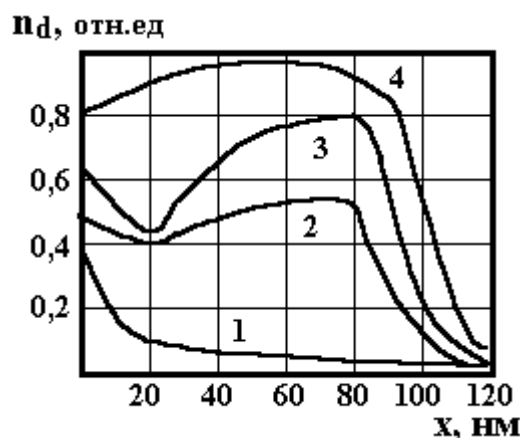


Рис.3. Распределение дефектов в кремнии при облучении азотом с различными плотностями тока j , мкА/см²: 1 – 0,08; 2 – 0,4; 3 – 2,3; 4 – 7,6

Максимум, находящийся в глубине образца, называется объемным максимумом дефектов (ОМД), а максимум, находящийся на поверхности, называется по-

верхностным максимумом дефектов (ПМД). Наличие ПМД характерно для кремния, облученного легкими ионами. Возникновение ПМД, в отличие от ОМД, прямо не связано с формой профиля распределения генерации смещенных атомов и вакансий. Из теоретических расчетов возможно появление ПМД, если в образце существует сила вызывающая дрейф точечных дефектов к поверхности, и если на ней не происходит рекомбинации вакансий и междоузельных атомов.

Радиационные дефекты в полупроводниках, как правило, вносят в запрещенную зону глубокие уровни, а их спектр имеет сложный характер и включает как акцепторные, так и донорные состояния. Они компенсируют действие примесных атомов, тем самым уменьшая концентрацию носителей тока и снижая их подвижность. Кроме того, радиационные дефекты могут приводить к изменению энергетического уровня внедряемой примеси [6].

В то же время, дефекты вакансионного типа способствуют переходу атома в узлы решетки, а при известных условиях их накопление в легируемом слое может приводить после соответствующего отжига к росту электропроводности. Тот же результат может быть обусловлен преобразованием сравнительно простых дефектов (по мере их накопления) в более сложные, что вызывает уменьшение концентрации компенсирующих и рассеивающих центров.

Кроме того, интересен факт образования мелких донорных уровней при легировании кремния малыми дозами водорода, гелия и азота.

Отжигом обычно можно изменить состояние дефектов, добиться их перегруппировки. Продукты распада дефектов либо рекомбинируют, либо принимают участие в создании дефектов другого сорта.

Следует учитывать, что результат отжига данного сорта дефектов при заданной температуре в течении определенного промежутка времени и набор оставшихся после этого нарушений может существенно зависеть от набора дефектов в твердом теле и его примесного состава. Например, в кремнии с большими концентрациями кислорода дивакансии отжигаются при $T=290^{\circ}\text{C}$, а с малыми – при $T=350^{\circ}\text{C}$ [5].

Важную роль при отжиге играют кластеры, которые служат источниками или стоками вакансий и междоузельных атомов.

Г.Стейн [7] отмечает, что отжиг радиационных дефектов при температурах до 400°C можно интерпретировать как освобождение вакансий из кластеров дефектов с образованием дивакансий, ассоциаций вакансия-примесь, сопровождающееся также потерей и дивакансий, и комплексов.

В работе [8] анализ кинетики накопления и отжига кластеров радиационных нарушений позволил сделать вывод о преобладающем типе дефектов в кластере, образованном имплантацией бора при комнатных температурах. Отжиг тетравакансий происходит при $T=20 - 100^{\circ}\text{C}$. Значительная часть дефектов остается стабильной вплоть до 180°C , этими дефектами являются, по-видимому, дивакансии. Показано [9], что в поверхностном слое преобладающими дефектами являются тетравакансии, тогда как в окрестности типа дефектов расположена значительная доля дивакансий.

Явление отрицательного или обратного отжига кремния, легированного ускоренными ионами бора, было обнаружено многими экспериментами, исследования эффективной поверхностной плотности свободных носителей заряда с помощью измерения поверхностной постоянной Холла.

На рис.4 показано, как изменяется для бора степень замещения с температурой отжига (легирование проводилось при комнатной температуре). Видно, что даже без отжига степень замещения довольно велика. Незамещающие атомы бора расположены в нерегулярных положениях. Возможно, что они образуют осаднения элементарного бора или включение фазы SiB_6 . С повышением температуры в интервале $200\text{-}600^\circ\text{C}$ (по другим данным до 700°C) степень замещения уменьшается, а затем снова возрастает достигая 90% при $T=800\text{-}900^\circ\text{C}$. Предполагают, что ее уменьшение связано с вытеснением атомов бора из узлов междоузельными атомами кремния, освободившимися при распаде ложных дефектов. Переход атомов в узлы при $T>600\text{-}700^\circ\text{C}$, вероятно, является термически активируемым процессом.

Интересным представляются данные по измерению коэффициента использования бора от температуры отжига [6] рис.5.

Изменение подвижности носителей заряда Si под действием ионного легирования обусловлено появлением электрически заряженных центров, которыми являются как сами атомы легирующей примеси, так и радиационные дефекты. Рассечение на этих центрах приводит к уменьшению подвижности носителей заряда.

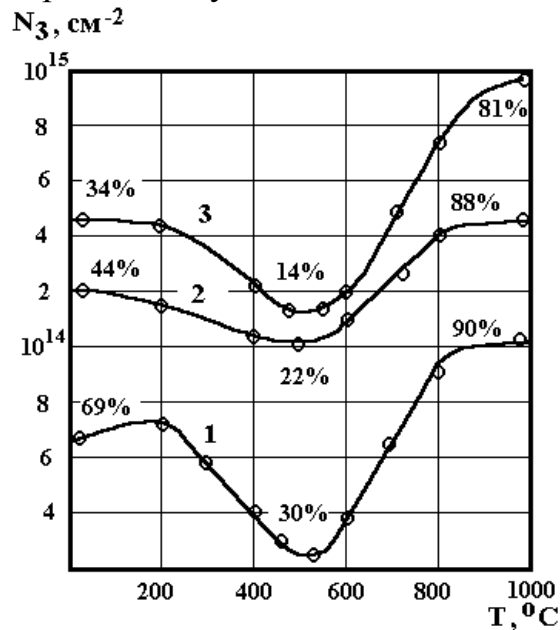


Рис.4. Зависимость концентрации атомов бора в узлах кристаллической решетки кремния и процента замещения от температуры отжига при различных дозах:

1 – $D=1,1 \cdot 10^{14}$ ион/см²; 2 – $D=4,6 \cdot 10^{14}$ ион/см²; 3 – $D=1,2 \cdot 10^{15}$ ион/см²

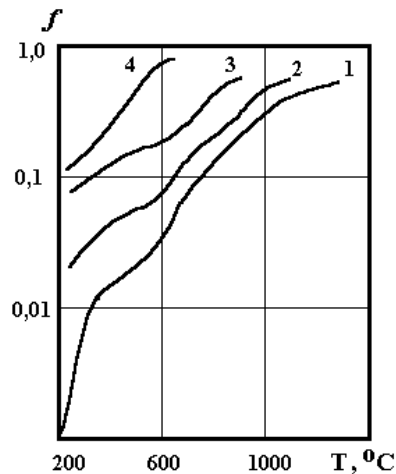


Рис.5. Залежність коефіцієнта використання бора іонно-внедреного в кремній від температури отжига для режимів легірування: $E=50\text{кэВ}$
 1 – $D=6 \cdot 10^{12}$ ион/см²; 2 – $D=6 \cdot 10^{13}$ ион/см²; 3 – $D=6 \cdot 10^{14}$ ион/см²;
 4 – $D=6 \cdot 10^{15}$ ион/см²

В общем случае введение радиационных дефектов может приводить как к увеличению, так и к уменьшению проводимости. На проводимость Si под действием ионного легирования влияют два эффекта:

В результате неупругих столкновений ионов:

1 – генерируются в полупроводнике неравновесные носители заряда – свободные электроны и дырки, что сопровождается увеличением проводимости материала. Время жизни неравновесных носителей заряда в Si не более 10^{-4} с.

2 – влияние ионного облучения на время жизни неравновесных носителей заряда, т.к. локальные уровни в запрещенной зоне, могут быть ловушками или рекомбинационными центрами. (В кремнии преимущественно создаются рекомбинационные центры).

Вводимые ионной бомбардировкой дефекты взаимодействуют не только с неравновесными носителями заряда. Возможны захваты электронов и заряда поверхностных состояний, что приводит к изменению изгиба зон вблизи поверхности, что в свою очередь сказывается на времени жизни носителей заряда, облегчая или затрудняя их подход к поверхности. Наиболее важными результатами исследования влияния ионного легирования являются следующие:

1. Профиль дефектов запаздывает по сравнению с профилем примеси, и в случае бора $R_d=0,8R_p$, $\Delta R_d \approx 0,75R_p$, а область разупорядочения имеет сигарообразную форму, причем ее поперечник равен $\sim 60\%$ ее длины.
2. Спектр энергетических уровней, образующихся в запрещенной зоне кремния под действием ионного легирования. Так, в Si, легированном бором, при ионной имплантации бора содержатся кластеры нарушений, включающие в себя:
 - 1) Дивакансии $V - V^+(E_v + 0,25 \pm 0,03\text{эВ})$, $V - V^0(E_v + 0,32\text{эВ})$.
 - 2) Ассоциации $V - B(E_v + 0,45\text{эВ})$, $V - V^-(E_v + 0,18\text{эВ})$, $V - V^-(E_v + 0,35\text{эВ})$.
 - 3) Атомы В в междоузельных ($E_v + 0,4\text{эВ}$).
 - 4) Междоузельные атомы Si ($E_v + 0,4\text{эВ}$).
 - 5) Тетравакансии $+V - V(E_v + 0,42\text{эВ})$.

3. При нагреве р-слоя отжиг дефектов происходит в такой последовательности: 20-100⁰С – тетравакансии $E_a=0,5\pm 0,04$ эВ, 25-230⁰С – дивакансии $E_a=1,25$ эВ.

Отдельные разупорядоченные зоны рекристаллизуются при $T\sim 260^0\text{C}$ (в случае невысоких доз и легких ионов) При $T=570^0\text{C}$ рекристаллизуется аморфный слой.

4. Отжиг слоев кремния, легированных бором, имеет характерную особенность, состоящую в наличии так называемого отрицательного отжига, т.е. уменьшение числа атомов примеси, находящихся в узлах решетки, при увеличении температуры отжига до 400⁰С.

Кроме того, при легировании бором при комнатной температуре наблюдается высокий процент замещения атомами бора атомов кремния.

Радиационные дефекты оказывают существенное влияние на электрические свойства полупроводника. Даже очень небольшие дозы имплантации заметно снижают время жизни неосновных носителей заряда. Так, легирование кремния бором с $E=100$ кэВ, $D=10^{12}$ ион/см², уменьшает время жизни ниже 10⁻⁹ сек.

Большое влияние оказывает ионная имплантация и на подвижность носителей заряда (подвижность в имплантированных слоях ниже).

6. Чрезвычайно интересной особенностью ионной имплантации легкими ионами (водород, гелий) является создание легких донорных уровней, устойчивых до $T\sim 400^0\text{C}$.

Вследствие генерации более или менее сложных дефектов радиационные повреждения, которыми сопровождается ионная имплантация, являются крайне нежелательными явлениями, которые можно удалить с помощью различного вида отжигов. Но в ряде специальных случаев (в частности – управления магниточувствительностью в частотных магнитных преобразователях) представляется возможным использовать эффекты, вызываемые образованием дефектов, а именно, изменять пороговое напряжение МДП-транзисторов путем введения нарушений в их канальную область.

ВЫВОДЫ

Ионное облучение полупроводникового кремниевого материала при создании магниточувствительных МДП-транзисторов приводит к зависимости как времени жизни носителей заряда, так и их подвижности от уровня энергии имплантированных ионов, что создает предпосылки управления магниточувствительностью частотных магнитных преобразователей технологическим путем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Осадчук В.С., Осадчук О.В., Вербицкий В.Г. Температурні та оптичні мікроелектронні частотні перетворювачі. –Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2001. – 195 с.
2. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Дослідження магнітного частотного перетворювача на основі планарного біполярного і польового транзисторів з від’ємним опором //Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах, 1999. №1. С.80-85.
3. Патент України, №40239 А, по класу G01R 33/06. Мікроелектронний пристрій для виміру магнітної індукції / Осадчук В.С., Осадчук О.В. Бюл.№6, 2001.
4. Brice D. Rad Effects, 1970. Vol.6, №1-2. P.77.

5. Абраян И.А. и др. Физические основы электронной и ионной технологии. –М.: Высшая школа, 1984.
6. Зорин В.И. и др. Ионное легирование полупроводников. –М.: Энергия, 1975.
7. Stein H. Rad Effects, 1970. Vol.6, №3-4. P.175.
8. Юдин В., Горешина А. Электронная техника, серия 2. Полупроводниковые приборы, 1975. Вып.10 (102). С.96.
9. Юдин В.В. и др. Электронная техника, серия 2. Полупроводниковые приборы, 1975. Вып.10 (102). С.85.

ВЕРБИЦКИЙ В.Г. – Академик АИИУ, к.т.н., директор НИИ Микроприборов, Киев, Украина.

ОСАДЧУК В.С. – Академик АИИУ, д.т.н., проф., зав. кафедрой электроники, Винницкий государственный технический университет, Украина.

ОСАДЧУК А.В. – к.т.н., старший научный сотрудник кафедры электроники, Винницкий государственный технический университет, Украина.

МАРТЫНЮК В.В. – аспирант кафедры электроники, Винницкий государственный технический университет, Украина.