

# РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ С РАЗЛИЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ

Абдурахманов К. П., Шеримбетов Т., Добровинский Ю. М.,  
Сагдуллаев Х. У.

В настоящее время возрастает интерес к проблемам применения радиации как способа регулирования параметрами полупроводниковых приборов и разработки радиационно-технологических процессов (РТП) [1]. Важное значение при разработке РТП имеет выбор типа бомбардирующих частиц, их энергии, температуры облучения, а также интенсивности потока излучения. Влияние интенсивности облучения может быть различным в зависимости от параметра потока излучения [1, а]. Существует ряд экспериментальных работ [2-4], где изучалось влияние интенсивности облучения на образование радиационных дефектов (РД) в основном в монокристаллах высокоомного кремния с удельным сопротивлением  $\rho > 10$  Ом·см. Однако исследования такого характера на готовых диодных структурах практически отсутствуют, поэтому целью данного сообщения является исследование на базе диффузионных диодных структур параметров РД, возникающих при их облучении ускоренными электронами при различной интенсивности электронного пучка.

Диодные структуры были изготовлены на основе *n*-Si, выращенного методом Чохральского, с удельным сопротивлением  $0.3 \div 10$  Ом·см. Структуры создавались диффузией Al, В и Р при температурах  $1200 \div 1300$  °С в атмосфере воздуха. Образцы облучались одинаковой дозой электронов ( $10^{14}$  эл/см<sup>2</sup>) с энергией 4.9 МэВ при плотностях тока пучка *j* в пределах от  $4 \cdot 10^{-9}$  до  $10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>. Облучение проводилось на ускорителе ЭЛУ-4 при температуре образцов около 30 °С. Измерение плотности тока осуществлялось с помощью цилиндра Фарадея с точностью 10 %.

С помощью нестационарной емкостной спектроскопии определялись параметры РД, возникающих в базе диодных структур. В диодах, изготовленных на основе *n*-Si с  $\rho = 10$  Ом·см, обнаружены радиационные дефекты с уровнями  $E_1 = E_c - 0.17$ ,  $E_2 = E_c - 0.40$  и  $E_3 = E_c - 0.23$  эВ, с сечениями захвата для основных носителей  $8 \cdot 10^{-15}$ ,  $4 \cdot 10^{-15}$  и  $3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> соответственно. Сравнение результатов измерений параметров РД с данными работ [4, 5] позволяет предположить, что этими дефектами являются дивакансии в разных зарядовых состояниях и А-центр.

В диодах, изготовленных на основе *n*-Si с  $\rho = 2 \div 0.3$  Ом·см, кроме вышеуказанных радиационных дефектов, возникает центр с более глубоким уровнем [ $E_4 = E_c - (0.74 \div 0.51)$  эВ], который наблюдается и в необлученных (контрольных) диодах. Кроме того, в контрольных образцах наблюдается и центр с уровнем  $E_c - (0.18 \div 0.20)$  эВ. Результаты измерений показывают, что эти центры являются дефектами термообработки [6], возникающими при изготовлении диодных структур. Концентрация этих центров в контрольных диодных структурах колеблется в пределах  $2 \cdot 10^{12} \div 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Для диодов с  $\rho = 0.3$  Ом·см при облучении электронным пучком в диапазоне интенсивностей  $4 \cdot 10^{-9} \div 4 \cdot 10^{-8}$  А/см<sup>2</sup> уровень  $E_3$  не наблюдается.

На рисунке приведены зависимости концентрации РД в диодных структурах, изготовленных на основе *n*-Si с  $\rho = 10$  Ом·см, от интенсивности электронного облучения. Из этой зависимости видно, что в указанном диапазоне интенсивностей электронного потока концентрация всех РД уменьшается.

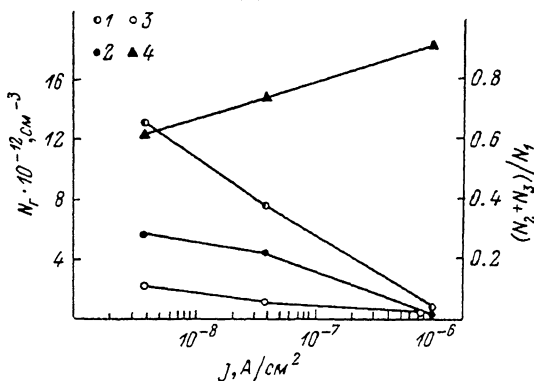
Как известно [4], изменение интенсивности облучения приводит к изменению скорости генерации пар Френкеля и неравновесных носителей. Во время облучения компоненты пар Френкеля могут изменить зарядовые состояния. Общая концентрация равновесных  $N_p$  и неравновесных  $N_{ii}$  носителей, а также вероят-

ность их захвата определяют скорость перезарядки пар Френкеля. Оценку концентрации неравновесных носителей можно провести по формуле

$$N_n = \frac{j}{e} \frac{dE}{dx(x)} \frac{\tau}{\varepsilon},$$

где  $e$  — заряд электрона,  $dE/dx(x)$  — удельные потери энергии электронов в веществе,  $\varepsilon$  — энергия образования пары,  $\tau$  — время жизни носителей. В использованном диапазоне интенсивностей облучения расчет по приведенной формуле показывает, что для электронов выполняется условие  $N_n < N_p$ , а для дырок — обратное соотношение. Поэтому, по-видимому, наблюдаемый эффект соответствует модели, предложенной для малых интенсивностей облучения [7], в которой отмечено, что эффективность образования РД определяется концентрацией неравновесных дырок.

Из рисунка видно, что концентрация наблюдаемых дефектов с увеличением интенсивности электронного потока уменьшается по-разному. Это свидетельствует о том,



Зависимость концентрации РД (1—3) и отношение суммарной концентрации РД с уровнями  $E_2$  и  $E_3$  к концентрации А-центров (4) от интенсивности электронного облучения.

РД с уровнями: 1 —  $E_1$ , 2 —  $E_2$ , 3 —  $E_3$ .

что, кроме вышеуказанного эффекта, определенную роль играет, видимо, присутствие стоков для подвижных первичных РД. Такими стоками могут стать дефекты термообработки, возникающие при изготовлении диодных структур.

На рисунке также показано изменение отношений суммарных концентраций радиационных дефектов с уровнями  $E_2$  и  $E_3$  к концентрации А-центров с ростом интенсивности электронного облучения. Из результатов измерений следует, что увеличение интенсивности электронного потока наряду с уменьшением эффективности образования А-центров приводит к качественному изменению спектра радиационных центров в диодных структурах.

Наши экспериментальные данные позволяют качественно объяснить результаты, полученные в [8] на аналогичных структурах при тех же условиях облучения. Наблюдавшееся в [8] уменьшение коэффициента радиационного повреждения времени жизни при увеличении интенсивности электронного облучения связано, как следует из настоящей работы, с уменьшением эффективности образования радиационных центров рекомбинации. Изменение спектра глубоких уровней радиационного происхождения при изменении интенсивности электронного облучения (см. рисунок, кривая 4) может привести к оптимизации соотношения параметров диодных структур при радиационном регулировании этими параметрами [8].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1980. 286 с.; а) Абдусаттаров А. Г. и др. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 164—167.
- [2] Золотухин А. А., Коваленко А. К., Мещерякова Т. М., Милевский Л. С., Пагава Т. А. О влиянии интенсивности облучения на радиационное повреждение кремния. — ФТП, 1975, т. 9, в. 6, с. 1201—1202.
- [3] Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В. Влияние интенсивности облучения на скорость аннигиляции вакансий и междоузлий в кремнии. — ФТП, 1984, т. 18, в. 2, с. 345—348.
- [4] Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1977. 256 с.
- [5] Ewagaye A. O., Sun E. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 9, p. 3776—3780.
- [6] Абдурахманов К. П., Шеримбетов Т., Амиров Ю. Я., Котов Б., Назыров Д. Э. Влияние ступенчатого отжига на параметры электрических активных термических центров в кремнии. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 2133.

- [7] Войцеховский А. И., Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В., Шаховцов В. И. Влияние интенсивности гамма и электронного облучения на кинетику накопления радиационных дефектов в *n*-Ge. — Письма ЖТФ, 1981, т. 7, в. 17, с. 1054—1057.
- [8] Байрамсагатов Т. С., Добровинский Ю. М., Митин В. И., Невзоров В. А. Радиационные эффекты в кремниевых диодных структурах при различных интенсивностях электронного облучения. — В кн.: Эффекты влияния внешних воздействий в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Ташкент, 1985, с. 50—59.

Ташкентский государственный университет им. В. И. Ленина

Получено 16.04.1987  
Принято к печати 22.07.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

## ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСИИ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Савчук А. И., Деркач Б. Е., Ватаманюк П. П., Савицкий А. В.,  
Ульяницкий К. С.

Характерными особенностями полумагнитных полупроводников являются обнаруженные во внешнем магнитном поле гигантские спиновые расщепления экситонных состояний и, как следствие, значительное усиление величины эффекта Фарадея в области края фундаментального поглощения. Своим проявлением они обязаны обменному взаимодействию между зонными носителями заряда и локализованными магнитными моментами *d*-ионов [<sup>1, 2</sup>]. Большая часть экспериментальных и теоретических работ по изучению оптических и магнитооптических свойств полумагнитных полупроводников посвящена рассмотрению систем  $A^{IV}B^{VI}$ : Me или  $A_{1-x}^{IV}Me_xB^{VI}$  (Me — ион переходного металла), где эти эффекты наиболее ярко выражены.

В настоящей работе сообщается о ранее не наблюдавшихся особенностях в спектральной зависимости эффекта Фарадея полумагнитных полупроводников, которые присущи как интенсивно исследуемому в последнее время  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ , так и малоизученным смешанным кристаллам  $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ .

Монокристаллы обоих твердых растворов выращивались методом Бриджмена. Измерения спектров фарадеевского вращения при температурах 5–300 К проводились по методике, описанной в работе [3]. На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости угла вращения плоскости поляризации от энергии падающих фотонов для образцов «чистого» CdTe (точки 1),  $Cd_{0.99}Mn_{0.01}Te$  (2) и  $Cd_{0.8}Mn_{0.2}Te$  (3) при комнатной температуре. Видно, что изменение содержания марганца в твердом растворе приводит к существенной перестройке спектра фарадеевского вращения. По данным предыдущих работ [<sup>1, 2</sup>], изменения, происходящие при переходе от CdTe к  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ , в основном заключались в увеличении угла вращения и смещении участка крутого роста  $\theta(E)$  в коротковолновую сторону. Наши данные содержат также аномалии, связанные с изменением знака  $\theta$ , причем для одного из образцов на зависимости  $\theta(E)$  отчетливо видна инверсия знака угла вращения (кривая 2). Образцы  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  с большим *x* характеризуются в исследуемой спектральной области большим по величине отрицательным вращением (кривая 3). Как показали исследования, вид дисперсионных кривых фарадеевского вращения в значительной степени зависит от температуры кристалла. Для примера на рис. 2 приведены изменения спектра фарадеевского вращения другого смешанного кристалла  $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ , вызванные изменением температуры. В этом случае зависимость  $\theta(E)$  при комнатной температуре не отличается от типичной для большинства полупроводников [4], однако при понижении температуры положительное вращение сменяется отрицательным. Для состава  $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$  не удавалось путем понижения температуры до 5 К полностью перейти к отрицательным значениям  $\theta$ , однако при больших *x* зависимость  $\theta(E)$  становилась подобной 3 на рис. 1. Аналогичную тем-