

- [1] Flasek R., Izu M., Sapru K., Anderson T., Ovshinsky S. R., Fritzsche H. — In: Proc. 7 Int. Conf. «Amorph. a. Liquid Semicond.». Edinburg, 1977, p. 524—528.
- [2] Окунев В. Д., Юров А. Г. Управление свойствами аморфных пленок при совместном распылении мишеней. — Письма ЖТФ, 1979, т. 5, в. 3, с. 161—165.
- [3] Аверьянов В. Л., Коломиец Б. Т., Любин В. М., Приходько О. Ю. Модифицирование стеклообразного селинида мышьяка. — Письма ЖТФ, 1980, т. 6, в. 10, с. 577—580.
- [4] Мамедов А., Рудь Ю. В., Ундалов Ю. К. О возможности легирования тетраэдрических стекол. — Письма ЖТФ, 1980, т. 6, в. 9, с. 555—558.
- [5] Hauser J. J., Hutton R. S., Staudinger A. — Phil. Mag., 1981, v. B44, N 1, p. 109—125.
- [6] Окунев В. Д., Самойленко З. А. Два типа ближнего порядка и поведение примесей в стеклообразном CdGeAs₂. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 1, с. 24—27.
- [7] Kolomiets V. T., Averjanov V. L. — In: Phys. Disorder Mater. N. Y.—London, 1985, p. 663—671.
- [8] Полупроводники A³B⁴C₅ / Под ред. Н. А. Горюновой, Ю. А. Валова. М., 1974. 472 с.
- [9] Окунев В. Д., Пафомов Н. Н. Низкотемпературный примесный пробой в аморфном CdGeAs₂, легированном Ni. — ФТП, 1986, т. 20, в. 7, с. 1302—1308.
- [10] Окунев В. Д. Неомическая прыжковая проводимость аморфного CdGeAs₂. — ФТП, 1985, т. 19, в. 12, с. 2216—2219.
- [11] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [12] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. 662 с.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР

Получено 24.03.1987
Принято к печати 20.07.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАСТЕЙ СКОПЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ДИСЛОКАЦИОННОМ КРЕМНИИ

Казакевич Л. А., Кузнецов В. И., Лугаков П. Ф.

Облучение кремния частицами высоких энергий в ряде случаев приводит к образованию областей скопления дефектов (ОСД), состоящих из центральной (ядро) и периферийной частей, параметры которых зависят от различных факторов (условий облучения, примесного состава кристаллов) [1-3]. Данная работа выполнялась с целью выяснения роли дислокаций в процессах формирования ОСД.

Исследования проводились на монокристаллах кремния *n*-типа ($\rho \approx 100$ Ом·см), выращенных вытягиванием из расплава по методу Чохральского. Повышенная плотность дислокаций ($N_D = 1 \cdot 10^4 \div 1 \cdot 10^7$ см⁻²) создавалась пластической деформацией кристаллов при температуре 750 °С, ОСД вводились при облучении протонами с энергией 640 МэВ ($T_{обл} \leq 50$ °С). На различных этапах облучения и отжига измерялись температурные (90 ÷ 400 К) зависимости коэффициента Холла и электропроводности. Из их анализа рассчитывались коэффициенты радиационного изменения концентрации $K_n = \Delta n / \Phi$ и холловской подвижности $K_\mu = \Delta \mu^{-1} / \Phi$ носителей заряда ($\Delta n = n_0 - n_\Phi$; $\Delta \mu^{-1} = \mu_\Phi^{-1} - \mu_0^{-1}$; n_0, μ_0 и n_Φ, μ_Φ — соответственно концентрация и холловская подвижность носителей заряда до и после облучения интегральным потоком Φ), величины которых пропорциональны концентрации образующихся при облучении компенсирующих (удаляющих) или рассеивающих центров, хотя K_μ в значительной мере зависит и от пространственного распределения дефектов (равномерно распределенных по объему кристалла или локализованных в ОСД).

На рис. 1 приведены ($T_{изм} = 80$ К) зависимости K_n и K_μ от N_D . Как видно, с ростом плотности дислокаций K_μ увеличивается, а K_n уменьшается. Послед-

нее обусловлено уменьшением эффективности введения радиационных дефектов (РД) из-за исчезновения части генерируемых облучением вакансий и междоузлий на дислокациях. Что касается K_{μ} , то наблюдаемую на опыте зависимость можно объяснить прежде всего увеличением степени неоднородности дислокационных кристаллов при облучении из-за пространственного перераспределения РД, входящих в состав ОСД, так как распределение по кристаллу самих ОСД не должно зависеть от наличия дислокаций, ибо возникновение высокоэнергетических атомов отдачи, создающих каскады смещений, равновероятно по всему объему.

Ядро ОСД, формирующееся на месте первичного каскада смещений, состоит преимущественно из собственных РД (дивакансий и др.), тогда как в состав периферийной части ОСД входят дефекты, образующиеся при взаимодействии

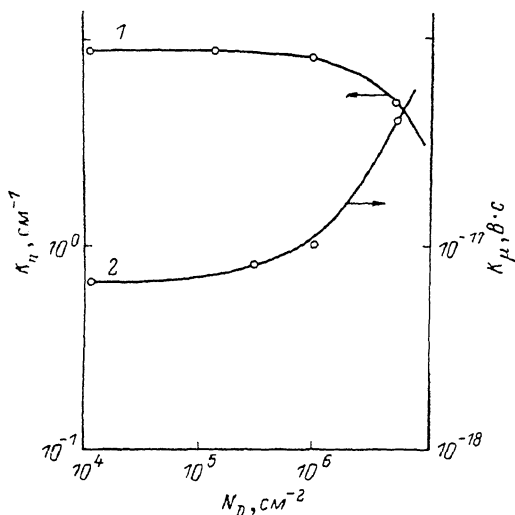


Рис. 1. Зависимости коэффициентов радиационного изменения концентрации (1) и холловской подвижности (2) носителей заряда от плотности дислокаций ($T_{\text{взм}} = 80 \text{ K}$).

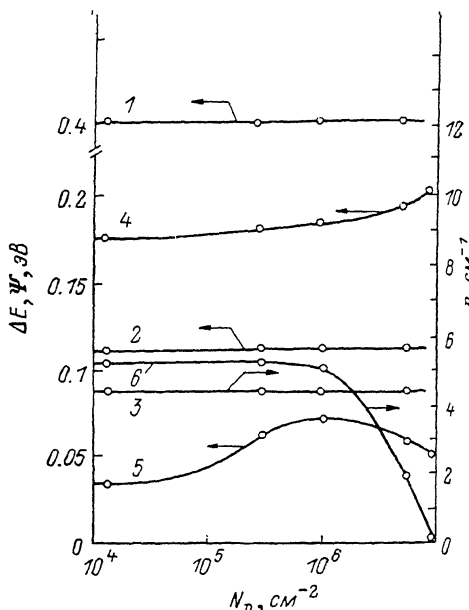


Рис. 2. Зависимости энергии термической ионизации (1, 4), величины потенциального барьера (2, 5) и скорости образования (3, 6) дивакансий (1—3) и А-центров (4—6) от плотности дислокаций.

первичных РД с атомами примесей (А-, Е-центры, комплексы кислород—углерод—дивакансия и т. д.) [2, 3]. При локализации дефектов в ОСД или в примесно-дефектной атмосфере дислокаций энергия δE активации термической ионизации РД отличается от их энергии ΔE термической ионизации на величину создаваемого заряженными дефектами потенциального барьера Ψ ($\delta E = \Delta E - \Psi$) [3-5]. На рис. 2 приведены зависимости ΔE , Ψ и $\eta = N/\Phi$ (N — концентрация РД) от N_D для дефектов с энергетическими уровнями $E_c = -0.17$ и $E_c = -0.40$ эВ, которые с учетом данных по их накоплению и отжигу можно отождествить с А-центрами и дивакансиями. Как видно, для дивакансий ΔE , Ψ и η сохраняются практически постоянными при увеличении N_D (кривые 1—3), т. е. плотность дефектов в ядре ОСД, его размеры, а значит, и процессы формирования ядра не зависят от наличия дислокаций в кристаллах, так как при каскадном механизме дефектообразования дивакансии накапливаются как первичные РД.

Для А-центров с ростом N_D увеличивается ΔE и уменьшается η , а изменение создаваемого ими потенциального барьера немонотонно (рис. 2, кривые 4—6). Очевидно, дислокации влияют на процессы накопления РД, входящих обычно в состав периферийной части ОСД, т. е. комплексов типа первичный дефект—примесь, образующихся диффузионным путем. При этом изменение ΔE в про-

тонно-облученных дислокационных кристаллах (кривая 4) оказывается таким же, как и при облучении гамма-квантами ^{60}Co [5], что свидетельствует о накоплении А-центров вблизи дислокаций и при протонном облучении. Действительно, вблизи дислокаций имеет место деформация кристаллической решетки, из-за чего происходит смещение краев разрешенных зон и энергетических уровней дефектов в запрещенной зоне [5]. За счет усложнения дислокационной структуры кремния при больших N_D степень деформации кристаллической решетки возрастает, что и обуславливает наблюдаемое для А-центров увеличение ΔE . С ростом плотности дислокаций до значений $N_D \leq 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ скорость образования А-центров практически не изменяется (кривая 6), а величина создаваемого ими потенциального барьера увеличивается (кривая 5). В этом интервале N_D доминирующим является комплексообразование генерируемых облучением вакансий с атомами кислорода, составляющими основу примесной атмосферы дислокаций [6], которая при увеличении N_D становится более насыщенной, в силу чего возрастает концентрация А-центров вблизи дислокаций, а тем самым и ΔE . Из-за исчезновения вакансий на дислокациях на опыте при $N_D > 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ наблюдается уменьшение как скорости образования А-центров, так и величины создаваемого ими потенциального барьера. Заметим, что по сравнению с облучением гамма-квантами ^{60}Co [5] в протонно-облученных кристаллах А-центры образуют более плотные скопления, так как значения потенциального барьера при этих видах облучения различаются в 2—3 раза во всем исследованном интервале N_D .

Анализ полученных результатов позволяет представить процессы формирования ОСД в кристаллах с повышенной плотностью дислокаций следующим образом. На месте каскада смещений образуются скопления дефектов, которыми являются дивакансии и другие стабильные собственные РД. Подвижные первичные дефекты мигрируют из каскада смещений. При этом в кристаллах с дислокациями, создающими деформационные поля и являющимися стоками для вакансий и междоузлий, имеют место три конкурирующих процесса: 1) комплексообразование первичных РД с распределенными в матрице кристалла примесными атомами, приводящее к образованию периферии ОСД; 2) исчезновение первичных РД на дислокациях, в силу чего происходит уменьшение эффективности введения комплексов типа первичный дефект—примесь; 3) взаимодействие первичных РД с примесными атомами, составляющими примесную атмосферу дислокаций, что обуславливает накопление дефектов вблизи дислокаций и перестройку их примесной атмосферы в примесно-дефектную. В дислокационных кристаллах вблизи дислокаций эффективно накапливаются РД, в состав которых входят осажденные на дислокациях атомы кислорода (А-центры, комплексы кислород—углерод—дивакансия и др.). В матрице кристалла могут образовываться только дефекты, включающие атомы примесей, не осаждающиеся на дислокациях (прежде всего Е-центры). Однако из-за эффективной миграции первичных РД к дислокациям скорость образования дефектов в матрице кристалла мала, а комплексообразование вблизи дислокаций весьма эффективно. Поэтому ОСД в дислокационном кремнии представляют собой скопления собственных РД и практически лишены периферии, а комплексы типа первичный дефект—примесь накапливаются у дислокаций и формируют их примесно-дефектную атмосферу. Заряженные РД, сосредоточенные в примесно-дефектной атмосфере дислокаций, дают дополнительный вклад в рассеяние носителей заряда, что и приводит к экспериментально наблюдаемому (рис. 1, кривая 2) увеличению K_p с ростом N_D .

Л и т е р а т у р а

- [1] Коноплева Р. Ф., Литвинов В. Л., Ухин Н. А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. М., 1971. 174 с.
- [2] Ухин Н. А. Модель разупорядоченных областей в кремнии, создаваемых быстрыми нейтронами. — ФТП, 1972, т. 6, в. 5, с. 931—934.
- [3] Кузнецов В. И., Лугаков П. Ф. Влияние условий облучения и примесного состава кремния на параметры областей скопления дефектов. — ФТП, 1983, т. 17, в. 10, с. 1902—1904.
- [4] Kuznetsov V. I., Lugakov P. F. — Rad. Eff., 1984, v. 82, N 3-4, p. 263—269.
- [5] Казакевич Л. А., Кузнецов В. И., Лугаков П. Ф. Энергия активации термической ионизации радиационных дефектов в дислокационном кремнии. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 345—347.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
им. А. Н. Севченко при БГУ им. В. И. Ленина
Минск

Получено 15.01.1987
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ В *p*-КРЕМНИИ

Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Машовец Т. В.

При изменении интенсивности облучения может изменяться квазистационарная концентрация участвующих во вторичном дефектообразовании вакансий V и межузельных атомов I , поскольку вероятность разделения пар Френкеля определяется, в частности, уровнем ионизации и параметрами импульса.

Одно из возможных объяснений существования зависимости скорости образования вторичных дефектов от интенсивности облучения было предложено в [1], однако в этой работе использовалось облучение электронами с энергией 10 МэВ, и характер процесса дефектообразования не может быть в этом случае полностью описан в терминах создания изолированных пар Френкеля. В работе [2] было показано, что скорость образования A -центров в n -кремнии уменьшается с ростом интенсивности облучения при малых длительностях импульса.

В настоящей работе использовались образцы кремния p -типа, выращенного по методу Чохрального, с концентрацией бора $\sim 6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$; концентрации кислорода и углерода, определенные по ИК поглощению, составляли соответственно $\sim 6 \cdot 10^{16}$ и $\sim 1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Проводилось импульсное облучение быстрыми электронами с энергией ~ 1 МэВ. Частота следования импульсов $f_1 = 400$ Гц при длительности импульса $t_{\text{имп}} = 3$ мкс, а также $f_2 = 368$ Гц при $t_{\text{имп}} = 200$ мкс [2]. Доза облучения варьировалась от $\sim 5 \cdot 10^{13}$ до $\sim 5 \cdot 10^{15}$ эл/см 2 . Кинетика накопления дефектов была линейной в указанном диапазоне доз. При всех интенсивностях облучения температура образцов не превышала 40 °С. Проводилось измерение температурных зависимостей концентрации и подвижности дырок в исходных и облученных образцах в интервале температур 20–300 К. Анализ этих зависимостей позволяет, с одной стороны, отдельно определить N_a и N_d , а с другой — независимым образом определить концентрацию компенсирующих центров [3].

Основными центрами, возникающими в p -кремнии, облученном при $T = 300$ К электронами с энергией ~ 1 МэВ, являются A -центры, K -центры и дефекты, включающие в себя примесные атомы III группы (см., например, [4, 5]). A -центры в кремнии p -типа электрически нейтральны, поэтому мы проводили наблюдения за поведением K -центров и дефектов, включающих в себя примесные атомы бора.

На рисунке приведены зависимости скорости введения K -центров (1, 2) и скорости уменьшения концентрации мелких акцепторных состояний атомов бора $E_a + 0.045$ эВ (3, 4) от интенсивности в импульсе для двух длительностей импульса. Видно, что во всем исследованном интервале интенсивностей и длительностей импульса скорость введения K -центров не изменяется, но ее величина существенно различается при $t_{\text{имп}} = 200$ и 3 мкс. Как видно из рисунка, скорость уменьшения концентрации мелких акцепторных состояний атомов бора очень мала при обеих длительностях импульса, таким образом, доминирующим процессом является образование K -центров. Процессы взаимодействия вакансий и