

Пространственное распределение, накопление и отжиг радиационных дефектов в кремнии, имплантированном высокоэнергетичными ионами криптона и ксенона

© А.Р. Челябинский, В.С. Вариченко, А.М. Зайцев

Белорусский государственный университет,
220050 Минск, Белоруссия

(Поступила в Редакцию 20 февраля 1998 г.)

Представлены результаты исследования методом рентгеновской дифракции особенностей дефектообразования в кремнии, облученном ионами Kr^+ (210 MeV , $8 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) и Xe^+ (5.6 GeV , $5 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). Установлено, что такое облучение приводит к образованию в объеме кремния дефектной структуры, состоящей из ионных треков, имеющих плотность, меньшую по сравнению с матрицей. Особенности дефектообразования обсуждаются с учетом каналирования части ионов по ранее сформированным трекам и доминирующей роли электронных потерь высокоэнергетичных ионов. Показано, что эффективность введения стабильных дефектов при внедрении высокоэнергетичных ионов ниже, чем при имплантации ионов средних масс с энергией в сотни килоэлектронвольт.

Возможность создания заглубленных слоев и многослойных структур в полупроводниках определяет практический интерес к высокоэнергетичной ионной имплантации. С научной точки зрения интерес представляют специфика дефектообразования, пространственное распределение нарушений, их отжиг в кристаллах, облученных ионами больших энергий. В данной работе эти вопросы рассмотрены на примере кремния, имплантированного ионами Kr^+ с энергией 210 MeV и ионами Xe^+ с энергией 5.6 GeV .

1. Методика эксперимента

Исследования выполнены методом двухкристального рентгеновского спектрометра на излучении $CuK_{\alpha 1}$ в четвертом порядке отражения от плоскостей (111). Точность определения изменения периода решетки кремния в результате имплантации составляла $\pm 1 \cdot 10^{-6} \text{ nm}$. По измеренному значению изменения периода решетки с учетом того, что в области преобладающих дефектов смещения атомов составляют 0.01 nm , оценивалась концентрация дефектов [1]. Пространственное распределение нарушений исследовалось при послойном удалении слоев кремния с помощью шлифовки образцов микронной алмазной пастой. Точность определения толщины образцов составляла $\pm 0.5 \mu\text{m}$. Изохронный отжиг имплантированных структур проводился в вакуумированных кварцевых ампулах. Точность поддержания температуры составляла $\pm 2^\circ\text{C}$. Для исключения каналирования в процессе имплантации образцы устанавливались так, чтобы угол между нормалью к облучаемой плоскости и осью пучка составлял 5° .

2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены профили изменения периода решетки Δa по глубине кремния, имплантированного различными дозами ионов Kr^+ с энергией 210 MeV . Рас-

пределение нарушений (по Δa) по глубине в кремнии, облученном ионами Xe^+ с энергией 5.6 GeV и дозой $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, показано на рис. 2. В случае облучения ионами Xe^+ с дозой $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ используемый метод позволяет чувствовать дефекты только с глубины около $600 \mu\text{m}$. Как в случае ионов Kr^+ , так и Xe^+ положения максимумов распределения нарушений достаточно хорошо совпадают с расчетными значениями, выполненными по программе TRIM-90. Более подробно на этом вопросе мы остановимся далее. Как видно из рис. 1, с ростом дозы облучения в распределении дефектов появляется заглубленный хвост (кривая 2), а при более высоких дозах появляется дополнительный максимум на глубине $\sim 31 \mu\text{m}$ (кривые 3, 4). При дозе ионов Kr^+ $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ этот максимум становится выше основного.

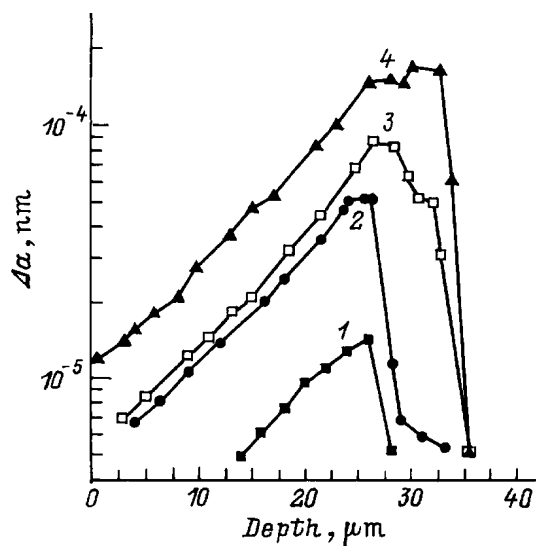


Рис. 1. Пространственное распределение изменения периода решетки Δa в кремнии, облученном ионами Kr^+ с энергией 210 MeV и дозами $8 \cdot 10^{12}$ (1), $4 \cdot 10^{13}$ (2), $1 \cdot 10^{14}$ (3) и $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (4).

На рис. 3 кривой 1 показано в относительных единицах суммарное накопление радиационных дефектов (площади под кривыми 1–4 на рис. 1) с ростом дозы ионов Kr^+ . Кривой 2 на рис. 3 показано накопление дефектов в этих же образцах на глубине $15 \mu m$. Отклонение от линейности в накоплении дефектов в этом случае еще более явное.

На рис. 4 кривой 1 показан профиль упругих потерь энергии ионов Kr^+ с энергией 210 MeV, рассчитанный по программе TRIM-90. Кривой 2 на этом рисунке представлено произведение кривых упругих и неупругих потерь. Здесь же приведены экспериментальные значения распределения по глубине слоя внедрения для ионов Kr^+ с дозой $8 \cdot 10^{12} cm^{-2}$, когда заглабленный нарушенный слой еще не возникает. Хорошее совпадение экспериментальных данных с кривой 2 свидетельствует

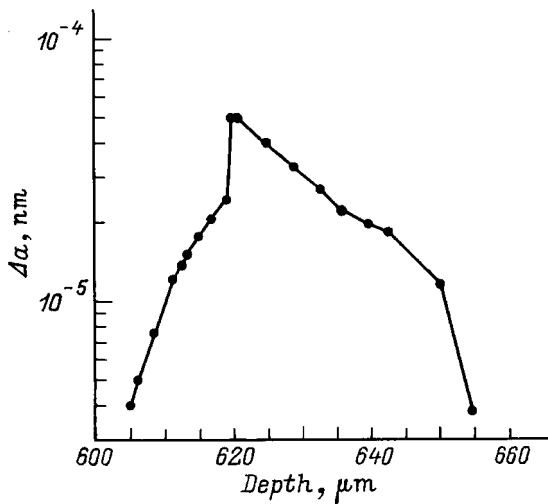


Рис. 2. Пространственное распределение изменения периода решетки Δa в кремнии, облученном ионами He^+ с энергией 5.68 GeV и дозой $5 \cdot 10^{13} cm^{-2}$.

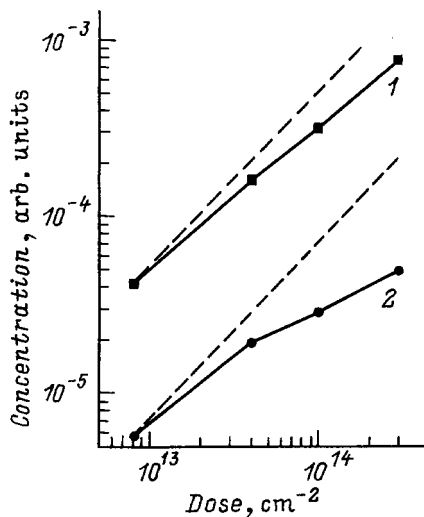


Рис. 3. Дозовая зависимость концентрации радиационных дефектов в кремнии, облученном ионами Kr^+ с энергией 210 MeV. 1 — на поверхности образца, 2 — на глубине $15 \mu m$.

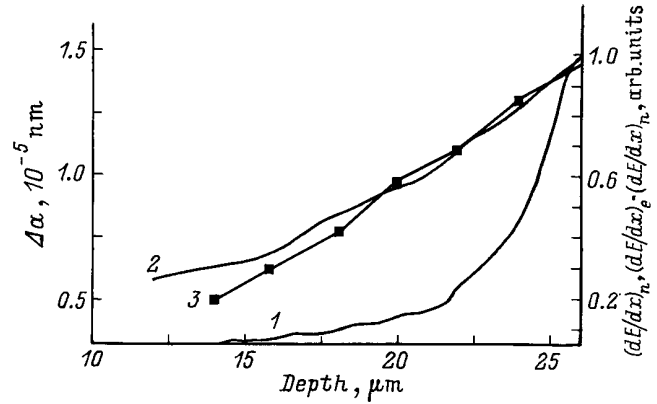


Рис. 4. Пространственное распределение ядерных потерь (1), произведения ядерных и электронных потерь (2) ионов Kr^+ с энергией 210 MeV и экспериментально измеренной концентрации радиационных дефектов (3) в кремнии, облученном ионами Kr^+ с энергией 210 MeV и дозой $8 \cdot 10^{12} cm^{-2}$.

о влиянии электронных потерь на дефектообразование. Но этот же факт свидетельствует и о том, что электронные потери не определяют самостоятельный механизм дефектообразования. Если бы электронные потери были самостоятельным источником дефектов, то экспериментальная кривая определялась бы суммой кривых упругих и неупругих потерь энергии иона. Увеличение числа смещений обусловлено, скорее всего, снижением величины пороговой энергии смещений атомов из узлов решетки при высоком уровне ионизации атомов мишени. Действительно, для ионов He^+ с энергией 5.6 GeV уровень ионизационных потерь очень высок в начале пути иона, но, поскольку потери энергии иона на упругие взаимодействия здесь невелики, концентрация дефектов настолько мала, что данным методом не фиксируется.

В силу условий эксперимента появление заглабленного максимума дефектов не может быть объяснено кристаллографическим каналированием. Возникновение второго максимума дефектов мы связываем с попаданием ионов Kr^+ в созданные предыдущими ионами треки. Расчеты по программе TRIM-90 показывают, что экспериментально наблюдаемое образование второго максимума дефектов на глубине $\sim 31 \mu m$ будет иметь место, если плотность вещества в треке иона или по крайней мере в его центральной части на $\sim 10\%$ меньше плотности кристалла. Если на единичную поверхность S кристалла падает N ионов, то попадание в выделенную область s поверхности n ионов ($n = 1, 2, 3$ и т.д.) задается распределением Пуассона

$$P(N, s, n) = \exp(-N \cdot s) \frac{(N \cdot s)^n}{n!}.$$

Выделенная область s — это характерный размер сечения трека с меньшей плотностью относительно матрицы. На рис. 5 $P(N \cdot s)$ графически представлены для $n = 1-5$. Численные значения $P(N \cdot s)$ определяют относительные

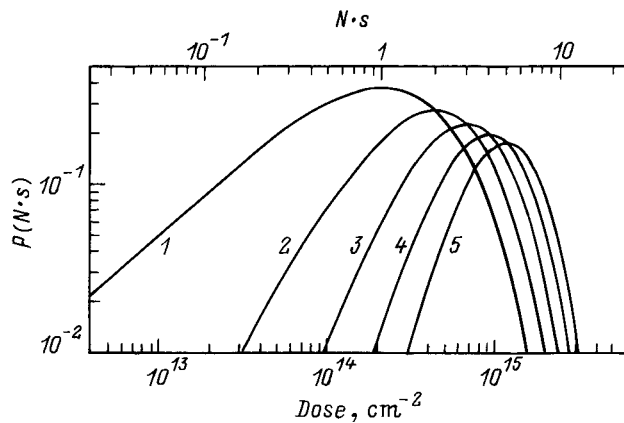


Рис. 5. Распределение Пуассона для неперекрытых (1) и n -кратно перекрытых треков (2–5).

значения площадей, занимаемых неперекрытыми треками (кривая 1), дважды перекрытыми (кривая 2) и т.д. Исходя из экспериментальных данных (рис. 1), можно оценить, что начало наложения треков имеет место при дозе ионов $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Теперь мы можем совместить оси абсцисс зависимостей $P(N \cdot s)$ и дозы ионов. Это позволяет оценить размер трека с меньшей плотностью вещества иона Kr^+ с энергией 210 MeV. Его диаметр составляет порядка 1 nm. Для более тяжелых ионов Xe^+ размер трека больше, и их перекрытие имеет место при более низких дозах. Дополнительный максимум явно выражен уже при дозе ионов Xe^+ $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (рис. 2).

Отклонение от линейности в интегральном накоплении дефектов (кривая 1 на рис. 3) связано с аннигиляцией вновь образующихся подвижных вакансий и междоузельных атомов Si с ранее введенными устойчивыми дефектами. Еще более выраженная сублинейность в накоплении дефектов на глубине $15 \mu\text{m}$ (кривая 2 на рис. 3) обусловлена уменьшением потерь энергии ионов, движущихся по ранее созданным трекам. Эта энергия затем идет на образование заглубленного нарушенного слоя. При дозе ионов $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ второй максимум нарушений становится выше основного. Это свидетельствует о том, что при такой дозе число ионов, прошедших по трекам, больше числа ионов, сформировавших первичные треки. Как видно из распределений $P(N \cdot s)$ на рис. 5 при дозе ионов Kr^+ $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, общее число дважды, трижды и четырежды перекрытых треков больше, чем неперекрытых.

Представляет интерес выяснить, какие дефекты вводятся на различных глубинах их распределения. В частности, образуются ли в приповерхностном слое области скопления дефектов или преимущественно изолированные точечные дефекты? Для ответа на этот вопрос целесообразно изучить отжиг дефектов. На рис. 6 представлены кривые восстановления периода решетки кремния, имплантированного ионами Kr^+ , в процессе изохронного отжига в приповерхностном слое (кривая 1), на глубине $15 \mu\text{m}$ (кривая 2) и на глубине $25 \mu\text{m}$ (кривая 3). На этом же рисунке кривой 4 представлен отжиг дефектов

в кремнии, облученном ионами Xe^+ , на глубине максимума их распределения.

Восстановление периода решетки происходит на двух основных стадиях: 100–280 и 380–600°C. Такие же стадии отжига наблюдаются и в кремнии, облученном ионами средних масс при обычных энергиях (например, ионами Si^+ с энергией 200 keV) [2]. На первой стадии отжигаются преимущественно дивакансии [3]. На второй стадии отжигаются более сложные комплексы, например пятивакансионные (Si-P1-центры) и другие, еще не идентифицированные [4,5]. Эти сложные дефекты образуются при термообработке облученных образцов как результат структурной перестройки дефектов, сосредоточенных в ядре кластера. Дефекты на периферии области скопления и за ее пределами отжигаются, формируя первую стадию отжига. В работах [4,5] указывалось, что образование при отжиге сложных радиационных комплексов характерно только для случаев облучения тяжелыми частицами (нейтронами, ионами), создающими каскады смещений. В случае легких ионов (включая Li^+) с энергиями десятки, сотни keV вторая стадия отжига не наблюдается [3]. В температурном интервале первой стадии отжигаются также междоузельные комплексы типа Si-P6 [6] (при температуре 120°C). Междоузельные комплексы типа Si-B3 [7] отжигаются при температуре $\sim 560^\circ\text{C}$. В работах [3,8] установлено, что концентрации междоузельных комплексов сравнимы с концентрацией дивакансий — преобладающего устойчивого при комнатной температуре дефекта вакансионного типа в имплантированном кремнии.

Из рис. 6 видно, что и у поверхности, и на глубине нарушенного слоя (кривые 1–3) наблюдаются обе стадии отжига. При этом доли дефектов, отжигающихся на стадиях 1 и 2, одинаковы на разных глубинах нарушенного слоя. Это указывает на то, что по всему распределению образуются одинаковые области скопления дефектов. В соответствии с моделью Ченга [9] области скопления дефектов, в идеале со сферической симметрией, состоят

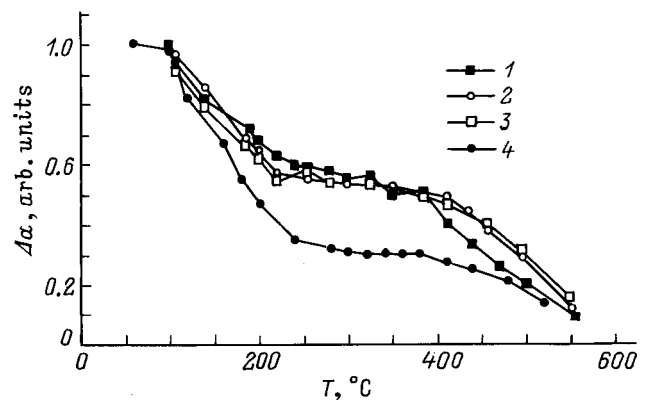


Рис. 6. Восстановление периода решетки $\Delta\alpha$ в процессе изохронного отжига в кремнии, облученном ионами Kr^+ с энергией 210 MeV и дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (1 — в приповерхностном слое, 2 — на глубине $15 \mu\text{m}$, 3 — на глубине $25 \mu\text{m}$) и ионами Xe^+ с энергией 5.68 GeV и дозой $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (4 — на глубине максимума распределения радиационных дефектов).

из дивакансионного ядра, а дефекты междоузельного типа образуют внешнюю оболочку. В случае высокоэнергетических ионов трек имеет осевую симметрию с ядром из дивакансий и оболочкой преимущественно из дефектов междоузельного типа.

Можно было ожидать, что с ростом дозы ионов вследствие многократного перекрытия треков второй максимум дефектов должен расширяться в глубину. Однако этого не наблюдается (рис. 1); очевидно потому, что перекрытие треков не является идеальным, и происходит перемешивание в области перекрытия более плотной оболочки трека с менее плотным ядром. При идеальном наложении двух треков плотность вещества в его ядре становилась бы еще меньшей, чем в первичном. Тогда третий ион, двигаясь по дважды перекрытому треку, проходил бы путь, больший, чем второй. Однако идеальное наложение треков слишком маловероятно, чтобы это фиксировалось экспериментально.

В случае ионов Kr^+ образование треков с плотностью в его ядре, меньшей на 10% по сравнению с матрицей, обеспечивает их пробег на 10% больше. В то же время в случае ионов He^+ второй максимум смещен в глубину приблизительно на 3–4% относительно основного. Но это не связано, видимо, с большей плотностью трека иона He^+ . На начальном отрезке пути иона He^+ с энергией 5.6 GeV с точки зрения упругих потерь кремний квазипрозрачен. Поэтому трекообразование в этом случае начинается с некоторой глубины его пробега.

Следует отметить, что в исследованиях методом ЭПР в образцах, облученных высокоэнергетическими ионами Kr^+ и He^+ , не наблюдалась анизотропная линия с g -фактором 2.0055 [10,11]. Это свидетельствует о том, что облученные слои кремния не содержат аморфных включений. Такой факт является несколько неожиданным, поскольку в конце пробега, теряя энергию до нескольких сотен keV, они должны были бы создавать аморфные включения. Известно, что при обычных энергиях (десятки, сотни keV) треки тяжелых ионов Kr^+ и He^+ являются аморфными [12].

Расчитанное исходя из Δa значение концентрации дефектов в максимуме распределения в кремнии, облученном ионами Kr^+ дозой $8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, составляет $1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Число первичных смещений, определенное в соответствии с [13], исходя из упругих потерь с пороговой энергией $E_d = 12.6 \text{ eV}$, составляет $1.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Отсюда даже без учета изменения пороговой энергии смещения E_d следует, что эффективность введения дефектов (отношение числа устойчивых дефектов к числу смещений) составляет 1%. Для сравнения при нейтронном облучении, при облучении кремния электронами с энергией 46 MeV, для которых характерно каскадообразование, при имплантации кремния ионами средних масс [2,14] эффективность введения стабильных дефектов составляет около 5%. По-видимому, с одной стороны, при высокоэнергетической имплантации высокий уровень ионизации через уменьшение пороговой энергии смещения способствует увеличению числа смещенных атомов и это сказывается на виде профиля дефектов. Но,

с другой стороны, большое количество энергии, выделяемое неупруго в треке иона, приводит к заметному отжигу дефектов так, что результирующая эффективность их введения заметно ниже, чем при имплантации ионов средних масс обычных энергий.

Таким образом, при имплантации ионов Kr^+ с энергией 210 MeV и ионов He^+ с энергией 5 GeV дефекты вводятся в виде областей скоплений, образующих сплошной трек с ядром, имеющим более низкую плотность по сравнению с матрицей. В кремнии, облученном ионами Kr^+ , плотность в ядре трека на 10% меньше плотности матрицы. Размер этого ядра составляет около 1 nm в диаметре. С ростом дозы облучения в результате попадания ионов в ранее созданные ими треки пробеги ионов увеличиваются. Это приводит к образованию дополнительного заглубленного нарушенного слоя. Установлено, что неупругие потери энергии иона приводят к увеличению числа смещенных атомов решетки, что связывается с уменьшением пороговой энергии смещения атома из узла. Эффективность же введения стабильных дефектов при внедрении высокоэнергетических ионов ниже, чем при имплантации ионов средних масс обычных энергий.

Авторы благодарны А.Ю. Дидыку и В.А. Скуратову за проведение высокоэнергетического облучения образцов ионами криптона, Н.М. Казючицу за плодотворное обсуждение работы.

Данная работа частично была профинансирована в рамках проекта INTAS-94-1982.

Список литературы

- [1] А.Н. Жевно, В.В. Сидорик, В.Д. Ткачев. ДАН БССР **20**, 409 (1976).
- [2] O.J. Araika, A.R. Chelyadinskii, V.A. Dravin, Yu.R. Suprun-Belevich, V.P. Tolstykh. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B73**, 503 (1993).
- [3] N.I. Berejnov, V.F. Stelmakh, A.R. Chelyadinskii. Phys. Stat. Sol. (a) **78**, K121 (1983).
- [4] W. Jung, G.S. Newell. Phys. Rev. **132**, 648 (1963).
- [5] В.А. Ботвин, Ю.В. Горелкинский, В.О. Сигле, М.А. Губи-сов. ФТП **6**, 1683 (1972).
- [6] Y.H. Lee, N.N. Gerasimenko, J.W. Corbett. Phys. Rev. **B14**, 4506 (1976).
- [7] K.L. Brower. Phys. Rev. **B14**, 872 (1976).
- [8] M. Jadan, N.I. Berezhnov, A.R. Chelyadinskii. Phys. Stat. Sol. (b) **189**, K1 (1995).
- [9] L.J. Cheng, M.L. Swanson. J. Appl. Phys. **41**, 2627 (1970).
- [10] V.A. Martinovich, A.R. Chelyadinskii, V.S. Varichenko, N.M. Penina, E.N. Drozdova, A.M. Zaitsev, W.R. Fahrner. Abstracts Conf. of German Phys. Soc. Regensburg, Germany (1996). P. 1547.
- [11] V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev, N.M. Kazutchits, A.R. Chelyadinskii, N.M. Penina, V.A. Martinovich, Ya.I. Latushko, W.R. Fahrner. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B107**, 268 (1996).
- [12] J.F. Gibbons. Proc. IEEE **60**, 1062 (1972).
- [13] P. Sigmund. Appl. Phys. Lett. **14**, 114 (1969).
- [14] G.D. Watkins. Lattice Defects in Semiconductors. Inst. of Phys., London-Bristol (1975). P. 1.