

Полуизолирующий CdTe имеет сложный электронный энергетический спектр [9], что затрудняет интерпретацию данных измерений ЛЭП. Анализируя результаты экспериментов, можно отметить, что в легированном CdTe ЛЭП определяется в основном межзонными переходами, однако спектральная ширина полосы и ее затаенное низкоэнергетическое крыло указывают на имеющие место хвосты плотности состояний, связанные с хаотическим распределением заряженных дефектов решетки, с которыми связана анизотропия наблюдаемых полос ЛЭП. Спектры ЛЭП в CdTe<Cl> и CdTe<In> с учетом представленных поляризационных зависимостей свидетельствуют о сложном характере взаимодействия СТД, неконтролируемых примесей и их ассоциатов с легирующими примесями. Характер ориентационных зависимостей наблюдаемых полос ЛЭП относительно ориентации плоскости поляризации падающего света относительно кристаллографических осей образца может объясняться участием в оптических переходах характерных для полуизолирующих образцов CdTe<Cl> и CdTe<In> комплексных центров, симметрия которых отлична от симметрии решетки. В качестве таких центров в CdTe<In> могут выступать комплексы акцепторного типа $[V_{Cd}^{\cdot-}In_{Cd}^{\cdot+}]^{-}$, локальная симметрия которых $3m$ [10], в образцах CdTe<Cl> — $[V_{Cl}^{\cdot-}Te_{Cl}^{\cdot+}]^{-}$, локальная симметрия которых значительно ниже — m [10].

Из сравнения интенсивности полос ЛЭП в легированных образцах следует, что, по-видимому, концентрация комплексов акцепторного типа в образцах CdTe<In> значительно выше. Это находится в соответствии с данными по растворимости хлора и индия в CdTe. В [11] показано, что растворимость хлора в CdTe значительно меньше, чем индия.

Авторы признательны Т. А. Сивоконь за помощь при проведении эксперимента.

Л и т е р а т у р а

- [1] Физика соединений A_2B_6 / Под ред. А. Н. Георгобнани. М., 1986. 319 с.
- [2] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 304 с.
- [3] Мартынов В. Н., Шалдин Ю. В., Соловьев А. Н., Зерагия Э. М. // *Материаловедение халькогенидных и кислородсодержащих полупроводников*. Черновцы, 1986. С. 97.
- [4] Шалдин Ю. В., Белогуров Д. А. // *ФТП*. 1976. Т. 10. В. 9. С. 1696—1701.
- [5] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972. 414 с.
- [6] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. 366 с.
- [7] Каган М. С., Калашников С. Г., Лавдсберг Е. Г., Чернышов И. В. // *ФТП*. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1379—1382.
- [8] Tsay Y., Mitna S., Veletino J. // *J. Phys. Chem. Sol.* 1974. V. 34. P. 2167—2173.
- [9] Marfaing Y. // *Prog. Cryst. Growth Charact.* 1981. V. 4. N 3. P. 317—343.
- [10] Taguchi T., Ray B. // *Prog. Cryst. Growth Charact.* 1983. V. 6. N 2. P. 103—162.
- [11] Shaw D., Watson E. // *J. Phys. (c): Sol. St. Phys.* 1984. V. 17. P. 4945—4950.

Московский институт стали и сплавов

Получено 5.04.1988
Принято к печати 21.07.1988

ФТП, том 23, вып. 1, 1989

О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ СКОПЛЕНИЙ МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ АТОМОВ В КРЕМНИИ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Асеев А. Л., Федина Л. И.

Высокая скорость генерации точечных дефектов в процессах ионной имплантации и облучения электронами сопровождается формированием скоплений междоузельных атомов (*i*-скоплений). Так, при облучении кристаллов кремния электронами [1-3] и легкими ионами [4, 5] взаимодействие междоузельных атомов друг с другом и с атомами примесей приводит к образованию главным

образом стержнеобразных и $\{113\}$ -дефектов. В отличие от этого облучение ионами средних и тяжелых масс вызывает, как правило, возникновение большого количества мелких дислокационных петель в области кристалла, соответствующей максимуму упругих потерь энергии ионов. В настоящей работе предлагается качественная модель возникновения дислокационных петель i -типа при высокотемпературной ионной имплантации кристаллов кремния, которая согласуется с основными экспериментальными фактами о зависимости процесса образования петель от массы ионов (M_n) и температуры облучения (T).

Рассмотрим данные [4, 6-8] о структуре имплантированных кристаллов кремния в зависимости от M_n и T , полученные методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Согласно [4], при облучении кристаллов кремния ионами H_2^+ i -скопления формируются при $T \leq 600$ °С. По данным [6-8], облучение легкими ионами (He^+ , V^+ , N^+) при $T > 600$ °С приводит к образова-

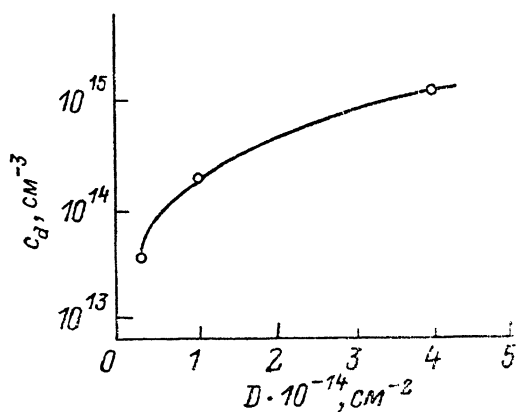


Рис. 1. Зависимость плотности дислокационных петель от дозы облучения ионами He^+ при 900 °С.

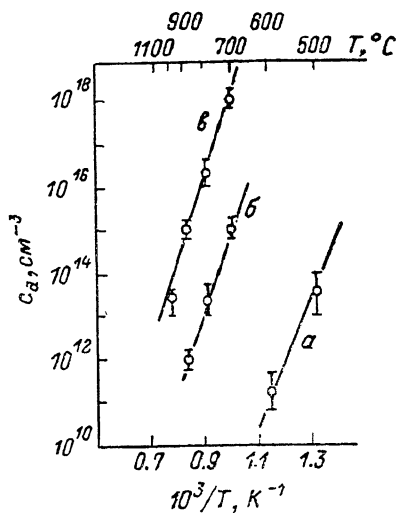


Рис. 2. Температурная зависимость плотности дислокационных петель и диполей c_d , возникающих при облучении ионами H_2^+ , He^+ (а), V^+ , N^+ (б) и Ag^+ , Xe^+ (в).

нию дислокационных петель и диполей i -типа. Их плотность увеличивается с увеличением M_n от 10^8 для ионов He^+ до 10^{10} CM^{-2} для ионов V^+ при 600 °С. Обнаружено, что существует величина T , облучение выше которой при максимальной дозе не приводит к образованию дефектов, выявляемых методом ПЭМ. Значение этой температуры ($T_{кр}$) возрастает при увеличении M_n для легких ионов: 700 °С для ионов He^+ и 900-1000 °С для ионов V^+ и N^+ . Облучение ионами с большими M_n (тяжелые ионы: Ag^+ , Ga^+ , Xe^+ , Bi^+) вызывает образование мелких дислокационных петель размером ~ 10 нм уже на ранних стадиях облучения. Плотность петель c_d увеличивается с повышением дозы облучения (см. рис. 1, который построен на основе данных [6, 7]). Средняя скорость роста петель в случае облучения ионами He^+ при 1000 °С ~ 1 нм/с. Значительное увеличение размеров петель (до ~ 300 нм) наблюдается лишь при последовательном облучении вначале тяжелыми ионами при $T < T_{кр}^1$, а затем легкими ионами при $T > T_{кр}^2$. Здесь индексы 1 и 2 относятся к значениям $T_{кр}$ при облучении тяжелыми и легкими ионами соответственно. Анализ показал, что петли i -типа. Величина $T_{кр}$ для тяжелых ионов практически не зависит от M_n и составляет ~ 1100 °С [6, 7]. Значение c_d при облучении уменьшается с увеличением T , и зависимость $c_d(T)$ характеризуется энергией активации 2.5 ± 0.3 эВ независимо от массы ионов M_n (рис. 2).

Характер структурных перестроек при высокотемпературном облучении ионами качественно согласуется с имеющимися представлениями о большей термической стабильности нарушений кристаллической решетки при облучении тяжелыми ионами по сравнению с облучением легкими ионами для более

низких температур кристалла [9]. В случае облучения при комнатной и более низкой температурах увеличение термической стабильности нарушений в виде комплексов точечных дефектов и разупорядоченных областей (РО) при увеличении M_n связано с возрастанием энергии атомов отдачи E_0 . Значение E_0 и, следовательно, число смещений и размер области нарушений увеличиваются при возрастании M_n для легких ионов ($M_n < M_{Si}$) и слабо уменьшаются при увеличении M_n в интервале $M_n > M_{Si}$ [10]. Можно предположить, что данная зависимость характера структурных нарушений от M_n сохраняется и для высокотемпературной имплантации в интервале времени, меньшем времени восстановления кристаллической структуры, за счет термически активируемых процессов. В этом случае увеличение c_d при повышении дозы облучения тяжелыми ионами (рис. 1) показывает связь между центрами зарождения дислокационных петель и нарушениями кристаллической решетки при взаимодействии ионов с кристаллом. Из имеющихся представлений о структуре РО [9] следует, что в центре нарушенной области кристаллической решетки наблюдается повышенная концентрация вакансий (v) в течение указанного интервала времени. Следовательно, механизм формирования дислокационных петель i -типа должен учитывать наличие вакансий. Предложенный в [11] механизм формирования дислокационных петель i -типа на скоплениях вакансий не соответствует данным ПЭМ высокого разрешения об отсутствии выраженной внутренней поверхности нарушений даже в случае РО [12].

На наш взгляд, формирование дислокационных петель i -типа в области нарушений кристаллической решетки при высокотемпературном облучении ионами связано с большей скоростью миграции i с периферии в вакансионное ядро нарушений по сравнению со скоростью восстановления кристаллической решетки в нарушенной области. Движущими силами для взаимодействия скоплений v с подвижными i могут быть деформационные и электрические поля, а источником — i -процесс обмена точечными дефектами между соседними областями нарушений [9]. В результате перераспределения подвижных i между соседними областями нарушений количество i в метастабильных положениях в области нарушений (n) может превысить число узельных позиций кристаллической решетки (m): $n > m$. Дальнейшая перестройка атомных конфигураций i в соответствии с результатами [3] приведет к возникновению дислокационной петли i -типа. Последующий рост петель обеспечивается за счет большего сечения взаимодействия i с линиями дислокаций по сравнению с сечением взаимодействия v с дислокациями [13, 14]. Отметим, что подобный механизм предложен ранее для формирования дислокационных петель i -типа на каплях расплава вблизи фронта кристаллизации растущего кристалла кремния [15]. Если восстановление кристаллической решетки нарушений превышает скорость перемещения i в эти области кристаллической решетки, что реализуется при высоких температурах или при малом размере области нарушений и $n < m$, то возникает зародыш дислокационной петли v -типа. В этом случае последующий сток i на линию дислокации обеспечивает сокращение размеров зародышей. Описанный процесс обуславливает возникновение $T_{кр}$ при высокотемпературной ионной имплантации. Зависимость $T_{кр}$ от M_n определяется размером области нарушений, который, как было указано выше, связан с зависимостью E_0 (M_n). Тот факт, что зависимость $c_d(T)$ характеризуется приблизительно одинаковыми значениями энергии активации для ионов с различными M_n (рис. 2), подтверждает высказанное нами предположение о термической природе процесса восстановления кристаллической структуры нарушенных областей. Так как полученное значение энергии активации соответствует энергии активации процесса кристаллизации аморфного кремния (см., например, [16]), следует считать, что скорость восстановления кристаллической структуры близка к скорости кристаллизации. Исходя из указанных в [16] интервала значений скорости кристаллизации и размера области нарушений, соответствующего размеру РО при низкотемпературном облучении (~ 10 нм) [9], следует ожидать, что время восстановления кристаллической структуры нарушений для 1100°C составит $10^{-3} \div 10^{-2}$ с. Время, необходимое для подхода i к области нарушений, можно оценить из выражения для скорости взаимодействия i с этими областями: $K_{ин}c_iD_i$, где $K_{ин}$ — коэффициент взаимодействия,

c_i — концентрация подвижных i , $D_i = v_0 \exp(-E_{im}/kT)$ — частота перескоков i . Значение $c_i D_i$ определяется в соответствии с [14] из выражения для скорости роста дислокационных петель $v = a K_{id}^0 \exp(s_{id}/k) \exp(-E_{id}/kT) c_i D_i$, где a — межатомное расстояние, s_{id} — энтропия, E_{id} — энергетический барьер для присоединения i к дислокации. Если принять, что при 1100°C $v \approx 1$ нм/с, как и при 1000°C в случае облучения ионами Xe^+ , а значения K_{id}^0 , s_{id} , E_{id} соответствуют данным [14], то $c_i D_i = 10^4 \div 10^2$ с $^{-1}$. При $K_{in} \approx 1$ время, необходимое для подхода i , составит $10^{-1} \div 10^{-2}$ с, что сравнимо с временем восстановления кристаллической структуры нарушений. Поскольку при увеличении T скорость восстановления кристаллической структуры возрастает в большей степени по сравнению с увеличением $c_i D_i$, то при $T \geq 1100^\circ\text{C}$ этот процесс преобладает по сравнению со скоростью подхода i , и формирования дислокационных петель не происходит. При $T < 1100^\circ\text{C}$ скорость подхода i превышает скорость восстановления кристаллической структуры, так что формируются дислокационные петли i -типа по предложенному выше механизму.

В заключение авторы выражают благодарность Г. А. Качурину и И. Е. Тyschenko за возможность использования совместно полученных экспериментальных результатов, Л. С. Смирнову и В. В. Калинину за плодотворное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Асеев А. Л., Болотов В. В., Смирнов Л. С., Стенин С. И. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 7. С. 1302—1307.
- [2] Salisbury I. G., Loretto M. H. // Phil. Mag. A. 1979. V. 39. N 3. P. 317—323.
- [3] Tan T. Y. // Phil. Mag. A. 1981. V. 44. N 1. P. 101—125.
- [4] Калинин В. В., Асеев А. Л., Герасименко Н. Н., Ободников В. И., Стенин С. И. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 1. С. 28—36.
- [5] Tamura M. // Phil. Mag. 1977. V. 35. N 3. P. 663—691.
- [6] Kachurin G. A., Tyschenko I. E., Fedina L. I. // 14 Int. Conf. Def. Semicond. Paris, 1986. P. 135.
- [7] Kachurin G. A., Tyschenko I. E., Fedina L. I., Kalinin V. V., Mazhirin A. P., Stas V. F. // 5 Int. Conf. Ion. Beam Mod. Mater. Catania, 1986. P. 1—11.
- [8] Kachurin G. A., Tyschenko I. E., Fedina L. I., Wieser E., Weise Ch. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 102. P. 265—272.
- [9] Болотов В. В., Васильев А. В., Герасименко Н. Н., Двуреченский А. В., Качурин Г. А., Панов В. И., Смирнов Л. С., Стась В. Ф. Физические процессы в облученных полупроводниках. Новосибирск, 1977. 256 с.
- [10] Корбетт Дж., Бургуэн Ж. // Точечные дефекты в твердых телах. М., 1979. С. 9—162.
- [11] Van-Vechten J. A. // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. N 8. P. 3197—3206.
- [12] Newmann W., Pasemann M., Heydenreich J. // Crystals Growth, Properties a. Appl. V. 7. Berlin, 1982. P. 1—46.
- [13] Асеев А. Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. В. 9. С. 1502—1508.
- [14] Fedina L. I., Aseev A. L. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 95. P. 517—529.
- [15] Chikawa J., Shirai S. J. // J. Cryst. Growth. 1977. V. 39. N 2. P. 328—340.
- [16] Lau S. S. // J. Vac. Sci. Techn. 1978. V. 15. N 5. P. 1656—1661.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получено 27.04.1988
Принято к печати 21.07.1988

РАСSEЯНИЕ ПОЛЯРИТОНОВ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭКСИТОНОВ НА ФЛУКТУАЦИЯХ СОСТАВА $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$

Бабенцов В. Н., Горбань С. И., Сальков Е. А.

Известно, что в полупроводниковых твердых растворах замещения $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ вследствие флуктуаций составляющих (компонент) возникает пространственно хаотический потенциальный рельеф зон разрешенных энергий, который суще-