

## ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ДЕФЕКТОБРАЗОВАНИЕ В КРЕМНИИ

Жуковский П. В.

Продолжена и проанализирована феноменологическая модель, описывающая зависимость процессов дефектообразования от условий ионной имплантации.

Приведены экспериментальные результаты исследования зависимостей процессов дефектообразования и аморфизации кремния при имплантации ионами  $^{20}\text{Ne}^+$ ,  $^{31}\text{P}^+$ ,  $^{40}\text{Ar}^+$  и  $^{84}\text{Kr}^+$  в интервале температур 120—500 К и плотностей ионного тока  $j = (0.5—4)$  мкА/см<sup>2</sup>.

Проведен анализ экспериментальных результатов в рамках рассматриваемой модели. Определены основные характеристики дефектов, участвующих в аморфизации кремния.

*Введение.* Для описания влияния условий ионной имплантации на накопление дефектов и аморфизацию полупроводниковых материалов необходимо: 1) получение достоверных экспериментальных данных о зависимости этих процессов от условий имплантации, в первую очередь от температуры и плотности ионного тока; 2) построение корректной феноменологической модели, описывающей эти процессы, которая бы учитывала свойства радиационных дефектов разных типов и механизмы их образования, а также механизм перехода из кристаллического состояния в аморфное при их накоплении; 3) анализ экспериментальных результатов с использованием модельных представлений для получения данных о дефектах, участвующих в процессе аморфизации конкретного полупроводникового материала, и свойствах аморфного состояния этого материала.

### 1. Механизмы дефектообразования и модели аморфизации

В [1] была предложена модель, описывающая, по мнению авторов, процесс перехода в аморфное состояние и его зависимость от условий имплантации. Предполагалось, что ион создает цилиндрический трек, заполненный вакансиями, который за время  $\tau \geq 10^{-9}$  с становится аморфным. Часть вакансий за это время диффундирует из трека, что уменьшает объем аморфной фазы. Из этой модели следуют экспоненциальная температурная зависимость дозы аморфизации и существование предельной для данного иона температуры, выше которой аморфизация невозможна. В связи с необходимостью проведения большого объема экспериментов по определению доз аморфизации при разных температурах в работе [1] ограничились 3—4 точками, а в последующей работе [2] — 5—6 точками для ионов разных масс. Оказалось, что через эти точки можно провести кривую, подобную экспоненте. Однако для согласования теории с экспериментом для каждого иона требуется своя энергия активации миграции вакансий. Она должна изменяться от 0.17 эВ для  $\text{Kr}^+$  до 0.10 эВ для ионов  $\text{N}^+$  [2].

Ряд авторов, например работ [3, 4], полагают, что для аморфизации кремния необходимо пространственное разделение вакансий и междоузлий. В противном случае аморфизации будет препятствовать аннигиляция дефектов. Именно это происходит, согласно [4], в кремнии, облученном реакторными нейтронами.

где наблюдается выход концентрации дефектов на насыщение [4, 5]. Однако в недавней нашей работе было экспериментально показано [6], что насыщение обусловлено отжигом части дефектов непосредственно в процессе облучения при повышенных температурах в канале реактора. Эти результаты свидетельствуют в пользу того, что роль аннигиляции в процессах дефектообразования, по-видимому, незначительна. Скорее всего, аннигиляция препятствуют высокие потенциальные барьеры ( $\Delta E \approx 1$  эВ), окружающие как междоузельные, так и вакансионные дефекты [7, 8].

Из исследований кремния, облученного разными видами частиц, установлено, что, помимо вакансий, в нем образуется ряд других дефектов вакансионного и междоузельного типов, устойчивых вплоть до 750 К. Это дивакансии, стабильные до  $T \approx 450$  К [9], ряд междоузельных комплексов, отжигающихся при температурах 150—180 [10], 400 [11] и 600 К [12].

Сложные вакансионные дефекты образуются как первичные. Для их образования не требуется миграции вакансий [13], т. е. они могут образовываться даже при температурах, близких к 0 К.

Вблизи как междоузельных [11], так и вакансионных [8] дефектов происходит релаксация атомов из узлов кристаллической решетки. Таким образом, дефект вместе с окружающими его атомами нескольких координационных сфер, в которых произошло нарушение периодичности, является зародышем аморфного состояния. При накоплении дефектов до определенной концентрации большинство атомов сместится из узлов пространственной решетки, т. е. наступит аморфизация. При этом переход в аморфное состояние произойдет независимо от того, какие дефекты, междоузельные или вакансионные, вызвали смещения атомов. Величина предельной концентрации, при достижении которой наступает аморфизация, оценена как  $C_{\text{ам}} = (2-6) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  [14].

## 2. Влияние условий имплантации на дефектообразование и аморфизацию кремния

Будем считать, что в аморфизации участвуют несколько типов дефектов, различающихся по термической стабильности. Пронумеруем их в порядке возрастания температур отжига  $T_i$ . Охарактеризуем  $i$ -й тип дефектов следующим набором экспериментально определяемых коэффициентов: коэффициент введения  $W_i = dC_i(x)dx$ , где  $C_i(x)$  — число дефектов  $i$ -го типа, созданных одним ионом на глубине  $x$ ;  $K_i(T) = r$ ;  $\exp(-E_{\text{ак}}/kT)$  — кинетический коэффициент отжига,  $r$  — частота прыжков,  $k$  — постоянная Больцмана.

Интервалы температур, в которых происходят отжиги дефектов  $T_i \pm \Delta T_i$ , довольно узки и составляют в кремнии несколько десятков градусов [11]. Поэтому между интервалами отжига могут существовать промежутки  $T_{i-1} + \Delta T_{i-1} < T < T_i - \Delta T_i$  (рис. 1), в которых отжигаются все дефекты с  $n < i$  и остаются стабильными дефекты с  $n > i$ . Очевидно, что для наступления аморфизации в таких интервалах необходима доза ионов  $D_a$ , соответствующая условию

$$\sum_{n \geq i} W_n D_a = C_{\text{ам}}. \quad (1)$$

Из (1) видно, что в интервале температур, не совпадающем с интервалами отжига дефектов,  $D_a(T) = \text{const}$ . С повышением температуры при переходе из одного такого интервала в другой  $D_a$  должна возрастать (рис. 1).

Таким образом, при участии в процессе аморфизации нескольких типов дефектов температурная зависимость дозы аморфизации должна представлять собой суперпозицию нескольких экспоненциальных зависимостей с разными энергиями активации. Температурные интервалы, в которых наблюдаются экспоненциальные зависимости  $D_a(T)$ , совпадают с участками отжига соответ-

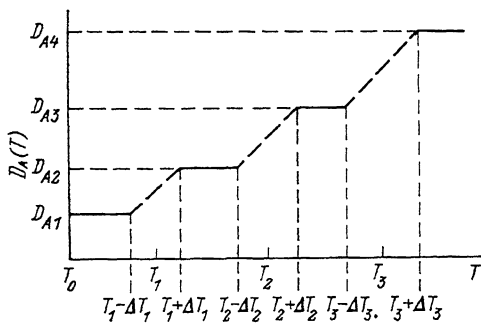


Рис. 1. Зависимость дозы аморфизации полупроводникового материала от температуры при одновременном образовании нескольких типов дефектов.

ствующих дефектов. Такой ход  $D_a(T)$  обнаружен нами в [13] при имплантации кремния ионами кислорода при  $T > 20^\circ\text{C}$ .

В температурном интервале отжига  $i$ -го типа дефектов происходят одновременно для процесса — образование дефектов и их отжиг. Если кинетика отжига дефектов первого порядка, то дифференциальное уравнение, описывающее эти процессы,

$$\frac{dN_i}{dt} = W_i j - N_i K_i(T), \quad (2)$$

где  $j$  — плотность потока ионов. Решение этого уравнения

$$N_i(D, T, j) = \frac{W_i j}{K_i(T)} \left[ 1 - \exp\left[-\frac{DK_i(T)}{j}\right] \right]. \quad (3)$$

Из (3) следует, что при малых дозах облучения

$$N_i(D, T, j) = W_i D, \quad (4)$$

что и наблюдается обычно экспериментально.

При больших дозах облучения выражение (3) примет вид

$$N_i(D \rightarrow \infty, T, j) = W_i j / K_i(T). \quad (5)$$

В зависимости от соотношения между  $W_i$ ,  $j$  и  $K_i(T)$  могут реализоваться следующие возможности:

а)  $N_i(D \rightarrow \infty, T, j) \geq C_{\text{ам}}$ . В этом случае реализуются «неограниченные» кинетики накопления дефектов. Их концентрации растут линейно вплоть до начала аморфизации.

б)  $N_i(D \rightarrow \infty, T, j) \ll C_{\text{ам}}$ . При этом концентрация  $i$ -го типа дефектов выходит на насыщение и данный дефект не участвует в аморфизации.

Как экспериментально показано в [6], именно такая ситуация характерна для нейтронного облучения кремния в реакторе.

Необходимо отметить, что в зависимости от интенсивности и температуры облучения для одного и того же дефекта могут реализоваться как одна, так и другая возможность.

В интервале температур  $T_i \pm \Delta T_i$  доза аморфизации определяется выражением

$$D_a \sum_{n \geq i} W_n + N_i(D_a, T, j) = C_{\text{ам}}, \quad (6)$$

т. е. с ростом температуры  $D_a$  должна возрастать от значения  $D_{a_i} = C_{\text{ам}} / \sum_{n \geq i} W_n$  при  $T = T_i - \Delta T_i$  до  $D_{a_{i+1}} = C_{\text{ам}} / \sum_{n \geq i+1} W_n$  при  $T = T_i + \Delta T_i$  (рис. 1).

Для решения уравнения (6) необходимо знать коэффициенты введения  $W_n$  для  $n \geq i$ , кинетический коэффициент отжига  $K_i(T)$  и предельную концентрацию дефектов  $C_{\text{ам}}$ .

В радиационной физике полупроводников пока неизвестны свойства всех радиационных дефектов даже в наиболее изученном материале — кремнии. Отсутствие этих данных не позволяет рассчитать зависимость  $D_a(T)$ .

Вместе с тем формулы (1)–(3), (6) показывают, что в случае участия в процессе аморфизации нескольких типов дефектов  $D_a(T)$  должна иметь немонотонный, ступенчатый характер. Участки возрастания на ней совпадают с интервалами отжига дефектов и описываются выражениями (6).

Совместное решение уравнений (1), (3), (6) позволяет решить и обратную задачу — по известной экспериментальной зависимости  $D_a(T)$  определить характеристики дефектов  $W_i$  и  $K_i(T)$  и величину  $C_{\text{ак}}$ . Покажем это.

Пусть известна зависимость  $D_a(T)$  на участке  $T_{i-2} + \Delta T_{i-2} < T < T_i - \Delta T_i$ , например, на участке  $T_0 < T < T_2 - \Delta T_2$  (рис. 1). Для дозы  $D_{a1}$  формула (1) примет вид

$$D_{a1} \sum_{n \geq i} W_n = C_{\text{ак}} = D_{a1} W_i + D_{a1} \sum_{n > i} W_n \quad (7)$$

аналогично

$$D_{a2} \sum_{n > i} W_n = C_{\text{ак}} \quad (8)$$

Из (7), (8) следует

$$W_i = C_{\text{ак}} \frac{D_{a2} - D_{a1}}{D_{a1} D_{a2}} \quad (9)$$

Подставляя (3) и (9) в (6), получим

$$\frac{1}{K_i(T)} \left[ 1 - \exp \left[ - \frac{D_a(T) K_i(T)}{j} \right] \right] = \frac{D_{a1} [D_{a2} - D_a(T)]}{j [D_{a2} - D_{a1}]} \quad (10)$$

Уравнение (10) является трансцендентным и содержит две неизвестные величины, входящие в кинетический коэффициент отжига:  $E_{mi}$  и  $r_i$ . Их можно найти, численно решая систему двух уравнений (10) для двух температур из интервала  $T_i \pm \Delta T_i$ .

Для определения величин  $C_{\text{ак}}$  и  $W_i$  необходимо измерить зависимость  $D_a(T)$  начиная от температур, близких к абсолютному нулю. В [13] нами было установлено, что коэффициенты введения сложных дефектов значительно меньше, чем простейших — вакансий и междоузлий. При низких температурах, когда вакансии и междоузлия не отжигаются, суммарный коэффициент введения  $\sum_{n \geq 1} W_n$  почти равен коэффициенту введения простейших дефектов, рассчитанному для разных ионов, например, в [15, 16]. Тогда из (1), используя расчеты  $W_i$ , можно определить величину  $C_{\text{ак}}$ , а из (9) — значения коэффициентов введения  $W_i$  и, наконец, из (10) — термодинамические коэффициенты отжигающихся дефектов  $T_i$ ,  $E_i$  и  $r_i$ .

Формулы (3), (6), (10) описывают также и зависимость дозы аморфизации от плотности потока ионов  $j$ . Как следует из этих формул, в интервале температур  $T_{i-1} + \Delta T_{i-1} < T < T_i - \Delta T_i$ , т. е. там, где  $D_a(T) = \text{const}$ , не должно быть и зависимости  $D_a$  от  $j$ .

В интервалах возрастания  $D_a(T)$ , т. е. для температур из интервалов отжига дефектов  $T_i \pm \Delta T_i$ ,  $D_a$  должна слабо зависеть от  $j$ . При этом при малых  $j$ , т. е. больших временах имплантации, большинство дефектов  $i$ -го типа должно отжечься и  $D_a(j \rightarrow 0)$  должна быть такой, как  $D_a(T_i + \Delta T_i)$ . При больших  $j$ , но таких, когда еще не происходит разогрева образца пучком ионов, резко сокращается время имплантации. При этом дефекты  $i$ -го типа не успевают отжечься и  $D_a(j \rightarrow \infty) = D_a(T_i - \Delta T_i)$ . Например, если исследуется зависимость  $D_a(j)$  при  $T = T_2$  (рис. 1), то  $D_a(j \rightarrow 0) = D_3$ ,  $D_a(j \rightarrow \infty) = D_{a2}$ .

Таким образом, в температурных интервалах отжига дефектов, совпадающих с участками возрастания  $D_a(T)$ , доза аморфизации должна медленно уменьшаться с ростом плотности потока ионов. На участках, где  $D_a(T) = \text{const}$ ,  $D_a(j) = \text{const}$ .

### 3. Экспериментальные результаты

Для определения кинетик накопления дефектов при разных температурах и интенсивностях имплантации была использована методика измерений «in situ», предложенная в [17]. Одновременно с имплантацией образца измеряли интенсивность света He—Ne-лазера ( $\lambda = 632.8$  нм), поляризованного в плоскости падения и отраженного от имплантируемой поверхности под углом Брюстера. Применение этой методики повышает достоверность полученных результатов, так как регистрируется непрерывная зависимость степени дефектности от дозы имплантации (рис. 2) и сокращается объем экспериментов, так как для определения дозы аморфизации требуется имплантация всего одного образца.

Электроннографические исследования в сочетании с анодным окислением показали, что выходу на насыщение соответствует сплошная аморфизация имплантируемого слоя до глубины, примерно равной проективному пробегу ионов [18]. Поэтому дозу аморфизации  $D_a$  определяли по выходу на насыщение дозой зависимости интенсивности отраженного света (рис. 2).

Держатель образцов снабжен нагревателем и может охлаждаться жидким азотом, что позволяет поддерживать температуру в интервале 120—600 К с точностью до  $\pm 2$  К.

В режиме измерений образец расположен таким образом, что пучок ионов падает под углом  $9^\circ$  к нормали. Это исключает возможность каналирования.

Использовались образцы кремния, поверхность которых прошла механическую и химическую обработку. Перед измерениями раствором HF с них удалялся слой естественного окисла.

Таким образом, были построены начиная от 120 К температурные зависимости дозы аморфизации кремния при имплантации ионами  $^{20}\text{Ne}^+$ ,  $^{31}\text{P}^+$ ,  $^{40}\text{Ar}^+$  и  $^{84}\text{Kr}^+$  с  $E = 90$  кэВ (рис. 3).

Как видно из рис. 3, температурные зависимости  $D_a$  для этих ионов подобны, за небольшими исключениями, вызванными влиянием массы. Поэтому остановимся более подробно на анализе зависимости  $D_a(T)$  для ионов  $^{40}\text{Ar}^+$  [18]. Зависимость  $D_a(T)$  является немонотонной с участками возрастания в интервалах температур 180—200, 225—250, 280—300, 330—350 и 360—380 К. Эти участки разделены промежутками, в которых  $D_a(T) = \text{const}$ . Участки возрастания, за исключением 270—280 К, были проанализированы с использованием феноменологической модели, изложенной в п. 2. Интервал 280—300 К является настолько узким, что достоверно измерить ход  $D_a(T)$  в нем не было возможности. Соответствующие оценки дали  $E_{m1} = (0.34 \pm 0.02)$  эВ,  $r_1 = 10^{11}$  с $^{-1}$ ,  $E_{m2} = (0.7 \pm 0.1)$  эВ,  $r_2 = 10^{12}$  с $^{-1}$ . Стадию III пока можно охарактеризовать только температурой отжига дефектов — 275 К. На стадии IV происходит отжиг дефектов с  $E_{m4} = (0.75 \pm 0.1)$  эВ и  $r_4 = 10^8$  с $^{-1}$ . Стадия V описывается  $E_{m5} = (1.34 \pm 0.3)$  эВ,  $r_5 = 10^{11}$  с $^{-1}$ .

Используя расчеты распределения дефектов при ионном внедрении, выполненные в [16], оценили коэффициенты введения дефектов на стадиях I—V.

Как видно из [16], суммарный коэффициент введения дефектов в максимуме профиля распределения  $\sum_{n=1}^{\infty} W_n \approx 10^8$  см $^{-1}$ . Если предполагать, что при  $T < 120$  К нет сколько-нибудь существенных стадий отжига, то  $D_a(150 \text{ К})$  можно принять за  $D_{a1}$ . Такое предположение может быть обосновано хотя бы тем, что в кремнии только моновакансии в двукратно отрицательном зарядовом состоянии

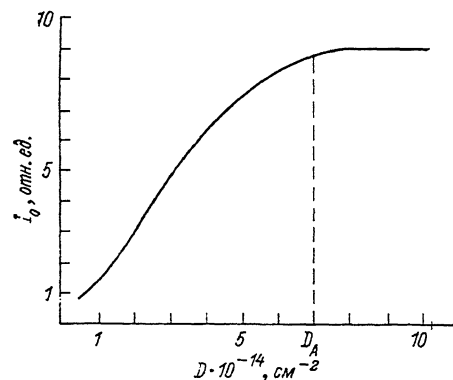


Рис. 2. Зависимость интенсивности света, отраженного поверхностью кремния, имплантируемого ионами  $^{40}\text{Ar}^+$  с  $E=90$  кэВ,  $j=0.5$  мкА/см $^2$ , от дозы имплантации при  $T=298$  К.

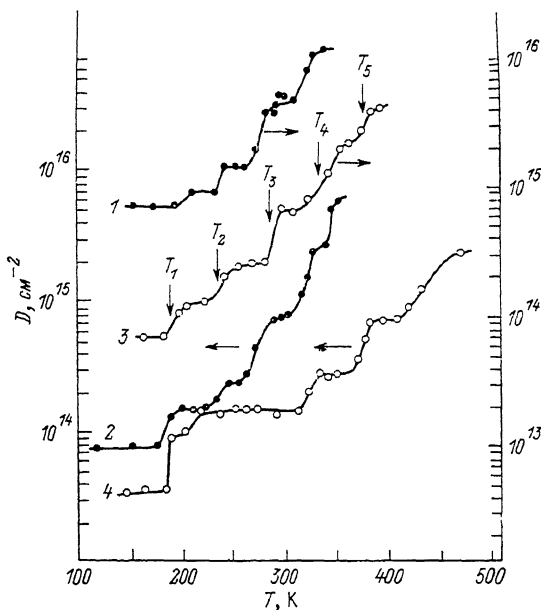


Рис. 3. Зависимость дозы аморфизации кремния от температуры.

1 — ионы  $^{20}\text{Ne}^+$ , 2 —  $^{31}\text{P}^+$ , 3 —  $^{40}\text{Ar}^+$ , 4 —  $^{86}\text{Kr}^+$ .  $E=90$  кэВ.  $j$ , мкА/см $^2$ : 1, 2 — 1; 3, 4 — 0.5. 1, 3 — масштаб справа; 2, 4 — слева.

имеют меньшую температуру отжига [10]. Но при больших дозах имплантации моновакансии должны быть нейтральными. Тогда коэффициент введения дефектов, отжигающихся на стадии I,  $W_1 \cong 0.5 \cdot 10^8$  см $^{-1}$ . Это означает, что на первой стадии отжигается половина всех дефектов, создаваемых ионами.

Нам представляется, что на стадии I происходит отжиг вакансий. В пользу этого свидетельствуют температура и энергия активации отжига, совпадающие с характерными для вакансий в нейтральном зарядовом состоянии [10]. На это указывает и коэффициент введения, составляющий 50 % от общего числа дефектов. В работе [13] было показано, что доминирующими среди вакансионных дефектов являются моновакансии. Коэффициенты введения более сложных дефектов значительно меньше, чем у вакансий.

На II—IV стадиях отжигаются междоузельные комплексы. В пользу этого свидетельствуют большие коэффициенты введения  $W_2=0.28 \cdot 10^8$ ,  $W_3=0.17 \cdot 10^8$  и  $W_4=0.07 \cdot 10^8$  см $^{-1}$ . Кроме того, дефекты, отжигающиеся на стадии IV, совпадают по своим термодинамическим характеристикам с димеждоузлиями [11].

Исходя из значений коэффициентов введения можно предположить, что на второй и третьей стадиях отжигаются мономеждоузлия. Суммарный коэффициент введения всех междоузельных дефектов должен быть равен коэффициенту введения вакансий, т. е.  $\cong 0.5 \cdot 10^8$  см $^{-1}$ . Если бы на одной из этих стадий отжигались, например, димеждоузлия, то суммарный коэффициент введения значительно превзошел бы величину  $0.5 \cdot 10^8$  см $^{-1}$ .

На V стадии происходит, по-видимому, отжиг дивакансий. В пользу этого свидетельствуют как коэффициент введения  $W_5=0.015 \cdot 10^8$  см $^{-1}$ , так и их термодинамические параметры, совпадающие с известными для дивакансий [13]. Используя расчетные данные по распределению дефектов [16], можно определить предельную концентрацию дефектов  $C_{\text{ам}}=7 \cdot 10^{21}$  см $^{-3}$ . Однако эта величина является, по-видимому, несколько завышенной. Дело в том, что при дозе амор-

физации  $D_{a1} = 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  наступает сплошная аморфизация имплантируемого слоя. Аморфизация в максимуме профиля распределения наступает при дозе в 1.5—2 раза меньшей, чем  $D_a$ . Поэтому  $C_{ax} = (3.5-5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, использование этих экспериментальных результатов позволило также уточнить предельную концентрацию точечных дефектов, необходимую для аморфизации кремния, оцененную в [14] как  $(2-6) \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$ .

Нами были проведены исследования кинетик накопления дефектов в зависимости от плотности тока ионов  $^{40}\text{Ag}^+$  с  $E=90 \text{ кэВ}$ . При температуре 298 К, соответствующей участку  $D_a(T) = \text{const}$  (рис. 3) при изменении плотности тока от 0.5 до 4 мкА/см<sup>2</sup>, не было обнаружено изменений в кинетиках дефектообразования (см. таблицу).

$J, \text{ мкА/см}^2$	$T = 298 \text{ К}$	$T = 373 \text{ К}$
0.5	$D_a = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$D_a = 2.8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$
2.0	$D_a = 6.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$D_a = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$
4.0	$D_a = 6.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$	$D_a = 1.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

При температуре 373 К, соответствующей отжигу дефектов на стадии V, с увеличением плотности ионного тока возрастает скорость накопления дефектов (см. таблицу), что совпадает с представлениями о влиянии плотности ионного тока на скорость дефектообразования, следующими из рассмотренной в п. 2 феноменологической модели.

#### 4. Обобщения и выводы

Сравнение температурных зависимостей дозы аморфизации для легких ионов  $^{20}\text{Ne}^+$ , ионов средней массы  $^{40}\text{Ag}^+$  и тяжелых  $^{84}\text{Kt}^+$  и ионов легирующей примеси  $^{31}\text{P}^+$  показало, что они являются подобными, содержат одинаковые стадии отжига. По-видимому, в процессе аморфизации кремния при температурах  $T > 120 \text{ К}$  участвуют вакансии (стадия I) и дивакансии (V), два типа мономеждоузлий (I и II) и димеждоузлия (IV).

Температура отжига стадии I практически не зависит от массы ионов (рис. 4). Стадия II с ростом массы несколько смещается в сторону низких температур только для тяжелых ионов. Это может быть вызвано большей локальной плотностью выделяемой в треке энергии, а следовательно, и более высокой локальной температурой в каскадах смещений, создаваемых ионами  $^{84}\text{Kt}^+$ .

В области температур, близких к комнатной и выше (стадии III—V), с ростом массы ионов происходит смещение температур отжига в сторону более высоких (рис. 4). Это связано, вероятно, с большей эффективностью образования дефектов и соответственно со значительным уменьшением времени имплантации и отжига.

Механизм достижения предельной концентрации дефектов зависит от массы ионов. Легкие ионы, к которым относится и  $^{20}\text{Ne}^+$ , образуют пространственно разделенные каскады смещений, в которых, несмотря на высокую локальную концентрацию дефектов, сохраняется кристаллическая структура. Локальная аморфизация наступает в этом случае при наложении нескольких каскадов, созданных разными ионами [14].

При имплантации тяжелых ионов  $^{84}\text{Kt}^+$  первично выбитые атомы образуются в треке иона на расстояниях, меньших, чем линейные размеры создаваемых ими каскадов. Наложение каскадов и аморфизация происходят в треке каждого тяжелого иона [14]. Таким образом, если трек легкого иона остается кристаллическим, то трек тяжелого иона является аморфным. С учетом того, что вид темпе-

Рис. 4. Зависимости температур отжига дефектов на стадиях I—V от массы ионов.

Цифры у кривых соответствуют стадиям отжига на рис. 3.

ратурных зависимостей дозы аморфизации определяется отжигом дефектов разных типов, их подобие означает, что термодинамические коэффициенты этих дефектов также не зависят от массы ионов. Но в случае легких ионов  $^{20}\text{Ne}^+$  отжиг дефектов происходит в кристаллическом треке, а для ионов  $^{84}\text{Kr}^+$  — в аморфном.

Более того, мы определяем стадии отжига дефектов из температурной зависимости дозы аморфизации, т. е. каждая точка на графиках рис. 3, из которых определяются свойства отжигающихся дефектов, соответствует моменту образования сплошного аморфного слоя.

Следовательно, приведенные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что термодинамические характеристики обнаруженных нами дефектов, участвующих в процессе аморфизации, остаются неизменными при переходе кремния из кристаллического состояния в аморфное.

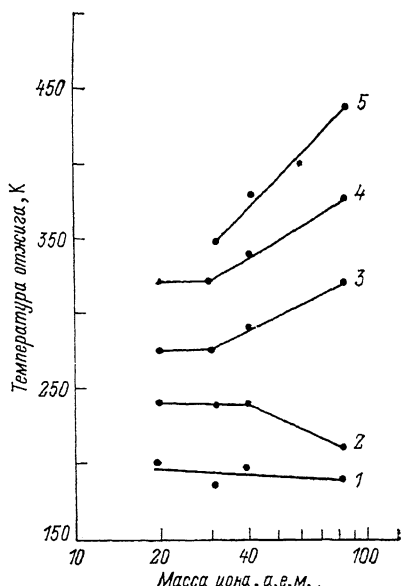
Из этих рассуждений можно сделать вывод о том, что аморфный кремний, полученный ионной бомбардировкой, содержит такие же дефекты, что и отдельный каскад смещений, и представляет собой предельное состояние дефектного кристалла.

Свойства аморфного кремния определяются свойствами содержащихся в нем дефектов, а также различного рода взаимодействиями между ними [19].

Выражаю благодарность Д. Мончке и В. Ф. Стельмаху за всестороннюю помощь и плодотворные дискуссии, С. Б. Канторову и К. Кищаку за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Morehead F. F., Crowder B. L. // *Rad. Eff.* 1970. V. 6. N 1. P. 27—32.
- [2] Dennis J. R., Woodward G. K., Hall E. B. // *Inst. Phys. Conf. Ser. London—Bristol* 1975. N 23. P. 467—472.
- [3] Герасименко Н. Н., Двуреченский А. В., Смирнов Л. С. // *ФТП*. 1972. Т. 6. В. 6. С. 1111—1114.
- [4] Антоненко А. Х., Двуреченский А. В., Смирнов Л. С., Харченко В. А. // *ФТП*. 1982. Т. 16. В. 11. С. 2018—2021.
- [5] Newman A. C., Totterdell D. M. J. // *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* 1975. V. 8. N 22. P. 3944—3954.
- [6] Жуковский П. В., Канторов С. Б., Стельмах В. Ф., Тадеуш Н. Н., Шилагарди Г. // *ФТП*. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1473—1475.
- [7] Карпов В. Г., Колесников Н. В. // *ФТП*. 1978. Т. 12. В. 3. С. 583—586.
- [8] Жевно А. Н., Сидорик В. В., Ткачев В. Д. // *ДАН БССР*. 1976. Т. 20. В. 5. С. 409—412.
- [9] Watkins G. D., Corbett J. W. // *Phys. Rev.* 1965. V. 138. N 2. P. A543—A548.
- [10] Watkins G. D. // *Inst. Phys. Conf. Ser. London—Bristol*, 1975. N 23. P. 1—23.
- [11] Lee Y. M., Gerasimenko N. N., Corbett J. W. // *Phys. Rev. B*. 1976. V. 14. N 11. P. 4506—4512.
- [12] Brower K. L. // *Phys. Rev.* 1976. V. B14. N 4. P. 872—881.
- [13] Жуковский П. В., Стельмах В. Ф., Ткачев В. Д. // *Радиационная физика полупроводников и родственных материалов*. Тбилиси, 1980. С. 401—404.
- [14] Жуковский П. В., Стельмах В. Ф., Ткачев В. Д. // *ФТП*. 1978. Т. 12. В. 11. С. 1812—1815.





- {15] Brice D. K. // Rad. Eff. 1970. V. 6. N 1-2. P. 77—87.  
{16] Кумахов М. А., Муралев В. А. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 10. С. 1563—1569.  
{17] Zukowski P. W., Kantorow S. B., Stelmakh V. F., Maczka D. // Int. Conf. on Ion Impl. and Ion Beam Equipment. Elenite. Bulgaria, 1990. P. 16.  
{18] Жуковский П. В., Канторов С. Б., Кищак К., Мончка Д., Стельмах В. Ф. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1475—1477.  
{19] Zukowski P. W., Kantorow S. B., Maczka D., Stelmakh V. F. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 112. N 3. P. 695—698.

Белорусский государственный университет  
им. В. И. Ленина  
Минск

Получена 15.04.1991  
Принята к печати 29.08.1991