

05;07  
©1994

## ЭФФЕКТ ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЙ ДИФФУЗИИ ПРИМЕСИ В ОБЪЕМЕ КРЕМНИЯ

*А.Г.Итальянцев, Н.Н.Лойко*

Эффекты фотостимулированной диффузии примесных атомов в Si, в принципе, могут быть связаны с одним из известных механизмов фотостимулированного изменения параметров точечных дефектов в кристалле [1-7]. Так, например, при фотовозбуждении электронной подсистемы кристалла могут изменяться электрическое зарядовое состояние собственных дефектов и их энергетические характеристики, сечения их взаимодействия друг с другом, примесными атомами или носителями заряда, а также их диффузионная подвижность.

Однако описываемое в данной работе изменение скорости диффузии примесных атомов, как будет показано далее, не может быть объяснено перечисленными факторами, а достигается благодаря фотостимулированному изменению концентрации точечных дефектов в кристалле. Речь идет о фотостимулированной инжекции неравновесных вакансий с поверхности в объеме кристалла. В результате такой инжекции в кристалле устанавливается неравновесная концентрация вакансий  $C_v$  и собственных атомов в междоузлиях  $C_i$ , что, как известно из [8], приводит к изменению коэффициента диффузии примеси в  $D^*/D = f_v C_v / C_v^0 + f_i C_i^0 / C_i$  раз, где  $f_v, f_i$  — коэффициенты, отражающие вклад вакансионного и междоузельного механизмов диффузии примесных атомов,  $C_v^0, C_i^0$  — равновесные концентрации вакансий и собственных междоузельных атомов.

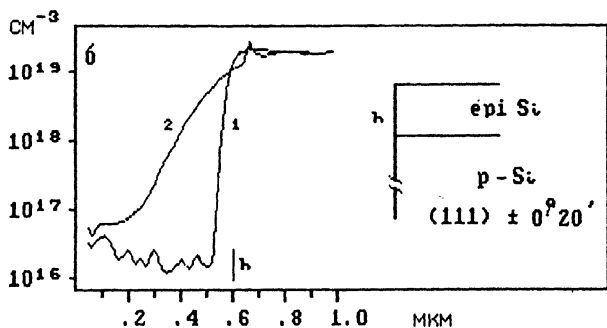
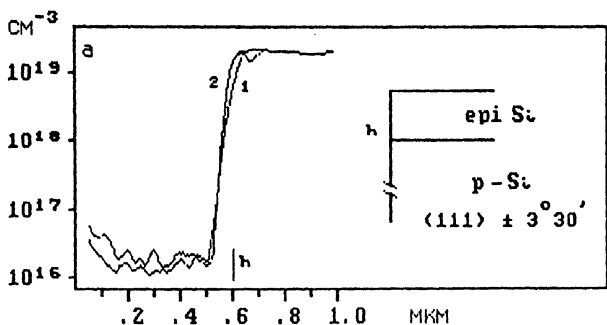
Гипотеза фотостимулированной инжекции вакансий в кристалл основывается на обобщенной модели о генерации неравновесных вакансий в условиях принудительного отбора матричных атомов с поверхности кристалла под влиянием какого-либо внешнего воздействия и температуры [9]. В данной работе такой принудительный отбор материала осуществляется путем фотостимулированной сублимации атомов Si, которая была реализована при облучении кристаллов световым потоком ксеноновой лампы в соответствии с [10]. Как показано в [9], для генерации неравновесных вакансий должны быть удовлетворены определенные требования к скорости удаления матричных атомов, температуре

процесса, а также к допустимой разориентации поверхности кристаллов Si относительно сингулярной грани. Можно показать, что последнее требование в условиях фотостимулированной сублимации удовлетворяется для отклонения от сингулярной грани не более чем на несколько десятков угловых минут. Такие расчеты являются предметом самостоятельной работы, здесь же мы ограничиваемся лишь некоторыми качественными рассуждениями, необходимыми для обоснования постановки эксперимента.

С поверхности вицинальной грани при фотостимулированной сублимации атомы Si могут быть удалены как из изломов атомарных ступеней (тангенциальный механизм), так и с атомарно-плоского участка поверхности (нормальный механизм). В последнем случае в поверхностном монослое рождаются неравновесные вакансии. Степень пересыщения поверхностными вакансиями  $C_v/C_v^0$  будет определять по закону действующих масс и степень пересыщения вакансионного раствора  $C_v/C_v^0$  в объеме кристалла. Значение  $C_v$ , при заданном темпе сублимации по нормальному механизму тем выше, чем больше время жизни вакансий на поверхности кристалла. С уменьшением угла отклонения поверхности от сингулярной грани плотность атомарных ступеней, являющихся мощным стоком для вакансий, уменьшается, и, следовательно, время жизни вакансий на поверхности и в объеме кристалла возрастает, что в свою очередь приводит к соответствующему росту  $C_v$  и  $C_v$ .

В связи с этим для экспериментальной проверки изложенных представлений были использованы пластины Si, разориентированные относительно сингулярной грани (111) на  $0^\circ 20'$ . В качестве контрольных образцов использованы аналогичные пластины кремния с разориентацией их поверхности на  $3^\circ 30'$ . На экспериментальных и контрольных подложках кремния, легированных атомами бора до концентрации  $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , методом молекулярно лучевой эпитаксии при  $T < 650^\circ \text{C}$  были выращены нелегированные бором эпитаксиальные монокристаллические слои Si толщиной 600 нм. Сформированные таким образом структуры имели заглубленный ступенчатый профиль распределения атомов бора, по размытию которого оценивали коэффициент диффузии примеси.

Контрольные и экспериментальные образцы были подвергнуты термическому отжигу в атмосфере  $\text{H}_2$  при температуре  $950^\circ \text{C}$  в течение 30 мин, а также аналогичному тепловому воздействию с одновременным световым воздействием на кристалл. Облучение проводилось световым потоком ксеноновой лампы, излучающей в диапазоне длин волн 0.28–1.2 мкм с интенсивностью  $5 \text{ Вт/см}^2$ . В последнем слу-



Распределение концентрации атомов бора в эпитаксиальном слое Si на кремниевой подложке с поверхностью, разориентированной относительно (111) а — на  $3^\circ 30'$ , б — на  $0^\circ 20'$ .

1 — исходный образец, 2 — после термического отжига  $950^\circ\text{C}$ , 30 мин + фотовоздействие.

чае наблюдался процесс фотостимулированной сублимации Si, что проявлялось в уменьшении толщины эпитаксиального слоя на 30–50 нм и осаждении Si на стенках кварцевого реактора макетной установки. Характерные результаты диффузионного перераспределения атомов бора, полученные с помощью вторичной ионной масс-спектрографии, хорошо воспроизводятся от эксперимента к эксперименту и для контрольных и экспериментальных образцов представлены на рисунке.

После термического отжига без дополнительного фотовоздействия распределение примесных атомов практически не отличается от их распределения в исходных структурах как в контрольных, так и в экспериментальных образцах, и поэтому на рисунке не представлено. В случае же фотостимулированной сублимации атомов Si с точно ориентированной относительно сингулярной грани (111) поверхности, как и ожидалось в соответствии с модельными представлениями, наблюдается эффект фотостимулированной диффу-

зии бора (рисунок, б, кривая 2). Отметим, что для образцов с большей разориентацией поверхности относительно плоскости (111), такой эффект существенно меньше (рисунок, а, кривая 2).

Следует отметить, что наблюдаемый эффект не может быть обусловлен электрической перезарядкой вакансий и междоузлий, рекомбинацией неравновесных носителей заряда и другими процессами, описанными в [1-7]. Это заключение вытекает из самой постановки описанного эксперимента, в котором перечисленные изменения параметров собственных дефектов должны были бы происходить в равной степени как в экспериментальных так и в контрольных образцах.

Полученные экспериментальные результаты (см. рисунок) позволяют сделать численные оценки пересыщения кристаллической решетки кремния неравновесными вакансиями, достигаемого в процессе проведения фотостимулированной диффузии. Фотостимулированное перераспределение атомов бора при  $T = 950^\circ\text{C}$  в образцах с точно ориентированной поверхностью соответствует коэффициенту диффузии бора  $D^* \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$ . В то же время коэффициент диффузии бора в стандартных условиях для этих температур  $D \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2/\text{с}$ . Таким образом, дополнительное фотовоздействие на кристаллы с точно ориентированной поверхностью (111) привело к увеличению коэффициента диффузии в  $10^2$  раза. Если теперь принять, что вклад междоузельного механизма диффузии для бора  $f_i = 0.6$ , а вакансионного механизма  $f_v = 0.4$ , тогда на основании выражения для  $D^*/D$ , приведенного в начале статьи, можно оценить пересыщение кристалла вакансиями, которое достигалось в процессе дополнительного фотовоздействия на кристалл. Полагая, что в твердом растворе собственных дефектов выполняется соотношение  $C_v C_i = C_v^0 C_i^0$ , получим оценку пересыщения кристалла по вакансиям  $C_v/C_v^0 \approx 250$ , которое и привело к соответствующему эффекту ускорения диффузии примеси.

### Список литературы

- [1] Bourgoin J.C., Corbett J.W., Frish H.L. // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. N 8. P. 4042.
- [2] Lang O.V., Kimerling L.C. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. N 8. P. 489.
- [3] Kimerling L.C. // Solid State Electronics. 1978. V. 21. N 11-12. P. 1391.
- [4] Герасимов А.Б., Гоголадзе И.А., Церцвадзе А.А. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 17. С. 1032.
- [5] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 7. С. 1322.
- [6] Шейкман М.К. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 6. С. 278.

- [7] *Гвердцители И.Г., Герасимов А.Б., Джибути Э.В. и др. // Поверхность. 1985. В. 11. С. 132.*
- [8] *Dupham S.T., Plummer J.D. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 7. P. 2551.*
- [9] *Итальянцев А.Г. // Поверхность. 1991. В. 10. С. 122.*
- [10] *Лойко Н.Н., Максимовский С.Н., Шотов А.П. и др., А.С. № 1501838. 1989. Б.И. 1989. № 30. С. 284.*

Институт проблем  
технологии микроэлектроники  
и особочистых материалов  
Черниговка

Поступило в Редакцию  
22 марта 1994 г.  
В окончательной редакции  
26 августа 1994 г.

---

05;11;12

©1994

## ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА АДГЕЗИЮ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НА ПОЛИМЕРНЫХ ПОДЛОЖКАХ

*Ц.И.Спиров, В.И.Шаповалов, Ю.А.Шукейло*

Адгезия тонких металлических пленок, изготовленных методами вакуумной технологии, в значительной мере зависит от их напряженно-деформированного состояния [1]. Механические напряжения  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  (см. рисунок) в напыленных пленках в первую очередь возникают из-за температурных деформаций, обусловленных различием коэффициентов линейного термического расширения (КЛТР) пленки  $f$  и подложки  $s$  [2]:

$$\sigma_x = \sigma_y = E_f^* (\varepsilon_{T_s} - \varepsilon_{T_f}), \quad (1)$$

где  $E_f^* = E_f / (1 - \nu)$  — условный двухосный модуль упругости пленки ( $E_f, \nu_f$  — модуль упругости и коэффициент Пуассона пленки),  $\varepsilon_{T_s}, \varepsilon_{T_f}$  соответственно стесненные деформации подложки и пленки, которые определяют при известных КЛТР  $\alpha_s, \alpha_s, \alpha_f$  в виде

$$\varepsilon_{T_s} = \alpha_s \Delta T, \quad \varepsilon_{T_f} = \alpha_f \Delta T, \quad (2)$$

где  $\Delta T = T_n - T_k$ ;  $T_n$  — температура композиции пленка-подложка в момент окончания процесса напыления;  $T_k$  — температура остывшей композиции.

Напряжения в подложке в этом случае определяют по формуле

$$\sigma_s = \frac{\sigma_f \cdot h_f}{h} [1 + 6(z + h/2)/h], \quad (3)$$

где  $h$  и  $h_f$  — суммарная толщина композиции пленка-подложка и толщина пленки соответственно.

Напряжения, возникающие в пленке, влияют на величину адгезионной прочности, поскольку опасное состояние на границе слоев определяется соотношением действующих на площадках напряжений (см. рисунок). Действительно, при оценке прочности пластичных материалов используют IV теорию прочности [3]. При этом условие прочности записывают в виде

$$\sqrt{\frac{1}{2} (\sigma_{адг} - \sigma_x)^2 + (\sigma_y - \sigma_x)^2 + (\sigma_{адг} - \sigma_x)^2} \leq [\sigma_{пр}], \quad (4)$$