

К ВОПРОСУ О РАДИАЦИОННОМ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИИ В НЕЙТРОННО-ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ

М. С. Юнусов, М. Каримов, Б. Л. Оксенгендлер, М. Хакимов

Институт ядерной физики Академии наук Узбекистана, 702132, Улугбек, Узбекистан
(Получена 11 января 1993 г. Принята к печати 1 февраля 1993 г.)

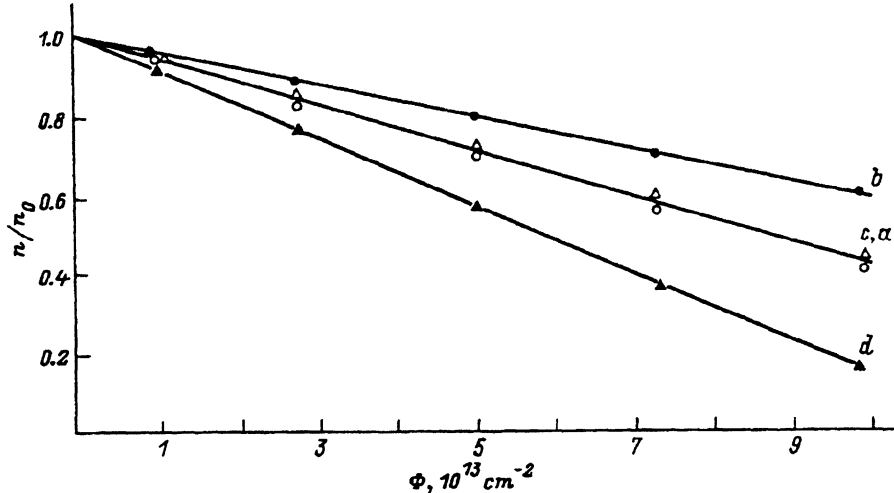
Объясняется механизм обнаруженного эффекта ускоренного образования дивакансий с энергиями ионизации центра $E_v+0.37$ эВ в дислокационном нейтронно-легированном кремнии по сравнению с бездислокационным.

В работе [1] было исследовано влияние проникающей радиации на электрофизические свойства дислокационных и бездислокационных образцов нейтронно-легированного кремния (НЛК). При этом показана возможность использования дислокационного НЛК для изготовления чувствительных элементов к ионизирующему излучению, основанная на эффекте ускоренного образования центра $E_v+0.37$ эВ в дислокационном НЛК по сравнению с бездислокационным. Изучению механизма этого эффекта посвящена данная работа.

Если суммировать экспериментальные факты, то основополагающим результатом следует считать вид функции $n \sim f(\Phi)$ для четырех различных случаев (см. рисунок): a — бездислокационного кремния n -типа; b — дислокационного кремния n -типа; c — бездислокационного, нейтронно-легированного кремния n -типа; d — дислокационного, нейтронно-легированного кремния n -типа. Эти функции имеют вид $n = n_0 - \text{const } \Phi$, где $\text{const } \Phi = dn/d\Phi$. Отметим, что $(dn/d\Phi)_b < (dn/d\Phi)_c < (dn/d\Phi)_a < (dn/d\Phi)_d$. Особенно следует выделить парадоксальный результат $(dn/d\Phi)_d > (dn/d\Phi)_b$, т. е. в случае b дислокации препятствуют удалению носителей с дозой, а в случае d — способствуют.

Для построения модели, в которой непротиворечиво трактуются все четыре случая, будем рассматривать Si, который содержит атомы фосфора P и кислорода O, так что генерированные вакансии V, взаимодействуя с O и P, образуют A- и E-центры. Как упоминалось выше, при нейтронном легировании всегда вводятся области разупорядочения, которые внутри имеют многовакансионную структуру, а снаружи — атмосферу из межузельных атомов и комплексов из них. Существенно, что области разупорядочения сильно деформируют решетку, что способствует притяжению вакансий и выбросу из сжатой области всех межузельных примесей (в том числе и атомов O). С другой стороны, если в кристалле есть дислокации, то они собирают на себя примесные атомы (особенно кислород), образуя атмосферу Коттрелла [2].

Далее, будем полагать, что быстрые нейтроны в исследованном интервале доз в основном вводят пары Френкеля и дивакансии W. Учтем также взаимодействие вакансий V с примесями O и P, т. е. образование A- и E-центров. При этом будем иметь в виду, что концентрация атомов кислорода в 10—1000 раз больше концентрации атомов фосфора. Наконец, будем считать, что захват свободных электронов идет на локальные уровни всех образующихся A-, E-, W-центров, когда их уровни находятся ниже уровня Ферми.



Зависимость относительного изменения концентрации носителей тока от флюенса быстрых нейтронов в кремнии.

В результате мы можем записать систему кинетических уравнений, которые описывают все четыре случая.

Случай *a* (бездислокационный Si без нейтронного легирования):

$$dV/dt = \lambda_1 - k_1VI - k_2VP - k_3VO - k_4V^2 + k_5WI,$$

$$dI/dt = \lambda_1 + 2\lambda_2 - k_1VI - k_5WI - I/\tau_I,$$

$$dW/dt = \lambda_2 + k_4V^2 - k_5WI - k_6WO,$$

$$dE/dt = k_2VP, \quad dA/dt = k_3VO,$$

$$n = n_0 - \alpha_1E - \alpha_2W - \alpha_3A.$$

Здесь V , I , W , E , O , P обозначают концентрации соответствующих дефектов и примесей; k_j — константы квазихимических реакций; λ_1 и λ_2 — скорости введения V и W ; I/τ_I — вероятность ухода межузельных атомов на стоки; член k_6WO описывает взаимодействие дивакансий с атомом кислорода [2].

Систему будем решать методом иерархии по временам релаксации дефектов. Положим, что межузельные атомы (I) — наиболее быстро релаксирующие. Тогда $dI/dt = 0$, что дает $I \approx (\lambda_2 + 2\lambda_2)\tau_I$, если учесть условие $1/\tau_I > \max[k_1V; k_5W]$; последнее справедливо на начальных этапах облучения, когда концентрации V и W столь же малы, сколь и I .

Подставим полученное значение I во все остальные уравнения. Решение этих уравнений с учетом условий эксперимента дает следующее соотношение для концентрации свободных носителей (при $t > T_V$):

$$n = n_0 - [\alpha_1(k_2\lambda_1T_VP) + \alpha_2(\lambda_2 + k_4^2\lambda_1^2T_V^2) + \alpha_3(k_3\lambda_1T_VO)]t, \quad (2)$$

где

$$T_V = \frac{1}{k_1(\lambda_1 + 2\lambda_2)\tau_I + k_2P + k_3O}.$$

Для случая *a*, когда уровень Ферми лежит ниже энергетического уровня *A*-центра, последний член в (2) спускается.

Случай *b* (дислокационный Si без нейтронного легирования). Для этого случая все уравнения будут аналогичными, но в уравнение для вакансий и междоузлий необходимо будет добавить еще по одному члену $-V/\tau\beta$ и $1/\tau\beta$ соответственно. Эти добавочные члены означают, что и *V* и *I* могут стекать на дислокации. При этом для междоузельных атомов это не очень принципиально, так как достаточно всюду $1/\tau_I$ заменить на $[1/\tau_I + 1/\tau_I^0] = 1/\bar{\tau}_I$. Для вакансий это — новый сильный сток, который может конкурировать со стоком на атомы O. Все полученные результаты остаются в силе, однако в формула надо сделать следующие изменения: $1/\tau_I \rightarrow 1/\bar{\tau}_I$;

$$T_V \rightarrow \bar{T}_V = 1/[k_1(\lambda_1 + 2\lambda_2)\tau_I + k_2P + k_3O + 1/\tau\beta].$$

Очевидно, что $T_V > \bar{T}_V$. Это означает, что *n*(*t*) имеет вид

$$n = n_0 - [\alpha_1(k_2\lambda_1\bar{T}_VP) + \alpha_2(\lambda_2 + k_4\lambda_1^2\bar{T}_V^2) + \alpha_3(k_3\lambda_1\bar{T}_VO)]t. \quad (3)$$

Очевидно, что $|dn/dt|_{\text{дисл.}} < |dn/dt|_{\text{бездисл.}}$, это согласуется с экспериментом.

Случай *c* (бездислокационный, нейтронно-легированный Si). В этом случае кинетические уравнения будут первоначальными, но уравнение для междоузельных атомов следует несколько модифицировать, учитывая дополнительный источник *I* от областей разупорядочения (λ_0):

$$dI/dt = \lambda_1 + 2\lambda_2 + \lambda_0 - k_1VI - k_5WI - I/\tau_I. \quad (4)$$

Следовательно, все формулы остаются теми же, но всюду надо заменить $(\lambda_1 + 2\lambda_2)$ на $(\lambda_1 + 2\lambda_2 + \lambda_0)$. Это уменьшит T_V и $T_V \rightarrow \bar{T}_V$, $T_W \rightarrow \bar{T}_W$. В результате скорость падения *n*(*t*) со временем меньше, чем для случая *a*, но больше, чем для случая *b*.

Случай *d* (дислокационный, нейтронно-легированный Si). В этом случае возникает новая ситуация: в пространстве вблизи областей разупорядочения резко понижена концентрация O; вблизи дислокаций, наоборот, концентрация кислорода повышена. Поэтому в радиусе действия областей разупорядочения образование *A*-центров ослаблено, а вблизи дислокаций повышено. Отметим, что доля пространства, где действует упругое поле области разупорядочения есть $R_0^3N_{DR}$, а остальная доля пространства равна $1 - R_0^3N_{DR}$. Здесь N_{DR} — концентрация областей разупорядочения, R_0 — радиус действия их поля упругости. Тогда мы имеем для каждой из областей, где действует поле области разупорядочения и где его нет, такое же выражение, как для случая *d*, но с различными концентрациями кислорода O_1 и O_2 соответственно. Общая же концентрация *n*(*t*) будет усреднена со статистическими весами $R_0^3N_{DR}$ и $(1 - R_0^3N_{DR})$:

$$n(t) = R_0^3N_{DR}n_1(t) + (1 - R_0^3N_{DR})n_2(t). \quad (5)$$

Здесь

$$n_j(t) = n_0 - \left\{ \alpha_1 \frac{k_2\lambda_1P}{k_1(\lambda_1 + 2\lambda_2 + \lambda_0)\bar{\tau}_I + k_2P + k_3O_j + 1/\tau\beta} + \alpha_2 \left[\lambda_2 + \frac{k_4\lambda_1^2}{[k_1(\lambda_1 + 2\lambda_2 + \lambda_0)\bar{\tau}_I + k_2P + k_3O_j + 1/\tau\beta]^2} \right] \right\} t, \quad (6)$$

где $O_j = O_1$ и O_2 , причем $O_1 < O_2$. Из каждой формулы для $n_j(t)$ видно, что появление дислокаций при постоянной концентрации O ведет к увеличению $1/\tau\varrho$, т. е. к уменьшению наклона $|dn_j/dt|$. Однако если к тому же имеются и области разупорядочения, то в больших областях понижается O , что увеличивает наклон $|dn_j/dt|$. Следовательно, результат совместного действия двух причин (дислокаций + областей разупорядочения), зависящий от того, чья роль существеннее, — либо уменьшение k_3O , либо появление $1/\tau\varrho$.

Таким образом, если в отсутствие областей разупорядочения средняя концентрация атомов кислорода есть O , то условием того, что совместное действие дислокаций и областей разупорядочения увеличит наклон, будет $k_3O_1 + 1/\tau\varrho < k_3O$.

Очевидно, что экспериментальная кривая, соответствующая случаю d , как раз и описывается предлагаемым механизмом. Отметим, что последнее условие справедливо не для всех плотностей дислокаций. Действительно, поскольку [3]

$$1/\tau\varrho = D_V \frac{2\pi N_D}{\ln(r_1/r_0)} = MN_D,$$

где $M = D_V \frac{2\pi}{\ln(r_1/r_0)}$, $r_1 = \frac{1}{(\pi N_D)^{1/2}}$, r_0 — радиус ядра дислокации, D_V — коэффициент диффузии вакансии, плотность дислокаций должна быть меньше критической, чтобы удовлетворить эксперименту ($|dn/dt|_d > |dn/dt|_c$):

$$N_D < N_D^* = \frac{k_3(O - O_1)}{M}. \quad (7)$$

Таким образом, предложенная модель описывает все четыре экспериментальных графика n/n_0 . При этом главную роль в случае d , результаты которого на основе общих соображений объяснить трудно, играет неоднородность материала, т. е. неоднородное распределение атомов кислорода в НЛК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] М. С. Юнусов, М. Каримов, М. Хакимов. Узбекск. физ. журн., 1, 47 (1992).
- [2] В. Л. Винецкий, Г. А. Холодарь. Радиационная физика полупроводников, 336. Киев (1975).
- [3] А. Дамаск, Дж. Динс. Точечные дефекты в металлах, 292. М. (1966).

Редактор В. В. Чалдышев