

где

$$\nu_{\infty} = \nu_B (\mu_{qg}^B \rightarrow \mu_{\infty}), \quad \mu_{\infty} = 2\mu_1\mu_3 (\mu_1 + \mu_3)^{-1}, \quad \mu_a = \frac{1}{2} (\mu_1 + \mu_3), \quad x = (\mu_1 - \mu_3) (\mu_1 + \mu_3)^{-1}. \quad (8)$$

μ_i — главные компоненты тензора $\hat{\mu}(x)$.

Γ_g для гидрозвука отличается от Γ_e для мезозвука лишь заменой

$$\langle \nu_B, \mu(x) \rangle \rightarrow \frac{\partial}{\partial (\ln n_0)} \langle \mu(x) \rangle. \quad (9)$$

Здесь n_0 — равновесная концентрация носителей тока; в теории учтена зависимость подвижности носителей $\langle \mu \rangle$ от n_0 .

Для получения численных оценок $\bar{\nu}_q$, а следовательно, и величины порогового поля E_t , удобно рассмотреть случай предельного фермиевского вырождения и одновременно степенной зависимости тензора времени релаксации импульса: $\hat{\tau}_p \propto x^{\nu}$. Тогда вместо (6) и (7) получим для гидрозвука соответственно

$$\bar{\nu}_q \approx {}^{1/3}\nu\mu_{\infty}(z) E_0, \quad \bar{\nu}_q \approx -{}^{2/3}\nu\kappa_0\mu_{\infty}(z) E_0, \quad (10)$$

где κ_0 равно κ при $\epsilon = k_0 T$, а z — приведенный химический потенциал при $T=0$. (Заметим, что при $\nu_B \gg 1$ результат для мезозвука почти в точности совпадает с таковым для гидрозвука). Из (10) видно, что, как и в [1], пороговое поле существенно зависит от механизма рассеяния. При смене последнего может даже меняться направление E_0 , вызывающего усиление.

Как и в [1], при $\mu B \gg 1$ пороговое поле бестокового планарного усиления не зависит от B и может быть того же порядка, что и при усилении дрейфом носителей (когда $\nu_q \approx \mu E_0$). В случае $\varphi=0$ (т. е. $\mathbf{B} \parallel \mathbf{q}$) усиление возможно только при анизотропной подвижности (пороговое поле $\propto \kappa^{-1}$). Отношение пороговых полей в случаях $\varphi=0$ и $\varphi=45^\circ$, как следует из (10), равно -2κ и при сильной анизотропии может быть порядка единицы. Так будет, например, в ZnS, в области, где превалирует пьезоэлектрическое рассеяние, обладающее сильной анизотропией: $(\mu_1/\mu_3) \approx 3$.

Интересно, что поворот вектора \mathbf{B} на 90° в плоскости (\mathbf{q}, C_6) (при $\theta=45^\circ$) изменяет знак порогового поля. Отметим, что бестоковое усиление возможно и при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{q}$, но при $\mu B \gg 1$ пороговое поле очень велико ($\propto B^2$). Кроме того, для усиления здесь требуется, чтобы разные компоненты тензора $\hat{\tau}_p$ по-разному зависели от ϵ .

Бестоковое планарное усиление мезозвука возможно при любой степени ферми-вырождения (в том числе в невырожденном газе), в то время как для гидрозвука требуется вырождение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Эпштейн Э. М. — ФТП, 1982, т. 16, в. 12, с. 2185—2187.
- [2] Липник А. А. — Изв. вузов СССР, Физика, 1977, № 2, с. 87—92.
- [3] Липник А. А. — Изв. вузов СССР, Физика, 1975, № 10, с. 138.

Киевский торгово-экономический институт
Черновицкий филиал

Получено 25.06.1988
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

ВНУТРЕННИЕ УПРУГИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В КРЕМНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ ГАДОЛИНИЕМ

Кустов В. Е., Трипачко Н. А., Чесноков С. А.,
Шаховцов В. И., Шиндич В. Л.

Комплексные исследования поведения редкоземельных элементов (РЗЭ) в Si позволили предположить [1, 2], что их влияние на физические свойства Si в основном связано с образованием преципитатов РЗЭ, окруженных областями

с высокой плотностью дислокаций. Однако результаты, полученные при измерении магнитной восприимчивости [3, 4] и при исследовании оптической поляризации ядер ^{29}Si , по мнению автора работы [4], свидетельствуют о преимущественно гомогенном распределении РЗЭ даже при концентрациях, превышающих $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Ответ на вопрос о характере распределения РЗЭ в Si может дать зависимость внутренних упругих напряжений (ВУН) от концентрации РЗЭ. Первые исследования ВУН в Si, легированном Gd, с помощью метода парамагнитных тензозондов [5] показали наличие заметных механических напряжений, которые возрастают при увеличении скорости закалки от 1200°C . В настоящей работе методом парамагнитных тензозондов определяются ВУН в Si, легированном Gd в широком диапазоне концентраций.

Концентрация Gd определялась методом нейтронно-активационного анализа и изменялась от $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в начале слитка до $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в конце слитка Si, выращенного методом Чохральского. В нижней части слитка концентрации кислорода и углерода, измеренные по ИК поглощению с использованием пересчетных коэффициентов $3.3 \cdot 10^{17}$ и $1.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ соответственно, равнялись $N_{\text{O}} = (7.5 \pm 0.5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{C}} = (5 \pm 1) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Концентрация фосфора, измеренная по эффекту Холла и методом ЭПР, росла к концу слитка от $3 \cdot 10^{14}$ до $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Размеры образцов $3 \times 4 \times 8 \text{ мм}$, длинная ось параллельна кристаллографическому направлению [110]. В качестве контрольных использовались образцы Si с тем же содержанием O, C и P, но не легированные Gd. Механические, термические и химические обработки проводились на всех образцах одновременно.

В качестве тензозонда использовалось междоузельное железо Fe^0 , которое вводилось диффузией при 1200°C на воздухе с последующей закалкой со скоростью $V_1 \geq 10^4$ или $V_2 \geq 10^3 \text{ К/с}$. Для всех образцов изучалась зависимость ширины от пика до пика (ΔH_{pp}) первой производной линии ЭПР Fe^0 от угла θ при вращении магнитного поля в плоскости $\langle 110 \rangle$, которая хорошо описывается выражением [5]

$$\Delta H_{pp} = \frac{2\sqrt{7}}{5} \pi^2 \frac{1}{g\beta} G_{11} \Phi^{1/2} \sum_{i=1}^m n_i |A_i| + \Delta H_{pp}^0, \quad (1)$$

$$\Phi = 1 - 3 \sin^2 \theta \left(1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta \right) \left[1 - \left(\frac{4G_{44}}{3G_{11}} \right)^2 \right],$$

где $\Delta H_{pp}^0 = 0.2 \text{ мТ}$ — изотропная ширина линии ЭПР Fe^0 в Si, β — магнетон Бора, G_{11} и G_{44} — спин-фононные константы [6], θ — угол между осью [100] и направлением магнитного поля, n_i — концентрация точечного дефекта типа i , A_i — его средний деформационный заряд, который в приближении упругого континуума для конечного кубического кристалла определяется выражением [7]

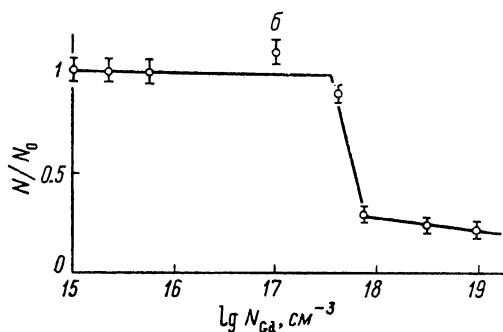
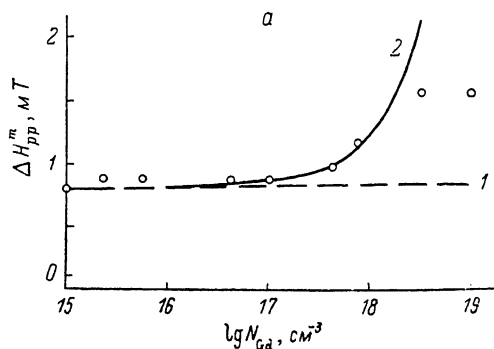
$$A_i = \Delta V_i \frac{1}{4\pi} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{C_{11}}{C_{11} + 2C_{12}}, \quad (2)$$

где ΔV_i — изменение объема кристалла при введении в него одного дефекта данного типа, ν — коэффициент Пуассона, C_{11} и C_{12} — постоянные упругой жесткости. Таким образом, зная плотность деформационного заряда дефектов, можно определить величину ВУН в кристалле.

Как оказалось, суммарная плотность деформационных зарядов дефектов в Si, легированном Gd, определенная из угловой зависимости ширины линии ЭПР тензозонда, нелинейно зависит от концентрации Gd (см. рисунок, а). Значительное увеличение плотности деформационного заряда наблюдается при $N_{\text{Gd}} \geq 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, причем в этом же диапазоне концентраций Gd существенно уменьшается концентрация Fe^0 (см. рисунок, б), определенная по спектрам ЭПР с использованием эталона и двойного численного интегрирования линии ЭПР. Увеличение скорости закалки не приводит к заметному изменению концентрации Fe^0 , но значительно увеличивает ширину линии ЭПР этого центра, что впервые наблюдалось в [5].

В суммарную плотность деформационного заряда вносят вклад все дефекты, имеющиеся в кристалле. В тигельном кремнии к таким дефектам, в первую

очередью, относятся кислород и углерод. На основании прецизионных рентгеновских измерений параметра решетки можно определить деформационный заряд $O [^8]$ и $C [^9]$ в Si и, зная их концентрацию, вычислить суммарную плотность деформационного заряда этих примесей (см. рисунок, а). Определенная из угловой зависимости линии ЭПР Fe^0 в контрольных образцах суммарная плотность деформационного заряда дефектов практически совпадает с вычисленной величиной. Из рисунок, а видно, что при $N_{Gd} \geq 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ВУН, вызванные наличием Gd, начинают превышать «кислородно-углеродный фон». В диапазоне концентраций Gd от $1 \cdot 10^{17}$ до $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ плотность деформационного заряда



дефектов, связанная с наличием Gd, линейно зависит от его концентрации, причем деформационный заряд одного дефекта $|A_{Gd}| = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ может быть приписан одиночному атому Gd. В этом случае наблюдаемая линейная зависимость, по-видимому, свидетельствует о дисперсном распределении большей части атомов Gd в данном диапазоне концентраций либо об адди-

Зависимость ширины линии ЭПР Fe^0 в Si от концентрации гадолиния ($T=30 \text{ K}$, $H \parallel [100]$, скорость закалки — V_2) (а) и зависимость относительной концентрации Fe^0 от содержания Gd в образце [$N_0 = (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$] (б).

1 — вклад в ширину линии ЭПР Fe^0 в Si, обусловленный наличием кислорода и углерода; 2 — рассчитанная зависимость $\Delta H_{pp} Fe^0$ от концентрации гадолиния в предположении его однородного распределения и деформационного заряда одного атома $A_{Gd} = 1.5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$.

тивном сложении деформационных зарядов одиночных атомов Gd при их скоплении в преципитаты. При дальнейшем росте концентрации Gd концентрационная зависимость плотности деформационного заряда резко отклоняется от линейной (см. рисунок, а), что, по-видимому, связано с образованием крупных преципитатов Gd, которые выдавливают дислокационные петли, частично снижающие механические напряжения.

О том, что при $N_{Gd} \geq 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в образцах имеются области с высокой плотностью дислокаций, которые, видимо, окружают преципитаты Gd, свидетельствует значительное уменьшение концентрации парамагнитного Fe^0 (см. рисунок, б). В этих областях происходит распад пересыщенного твердого раствора Fe^0 даже при самых высоких скоростях закалки. На основании этого предположения можно по относительному уменьшению концентрации Fe^0 судить об относительном объеме таких областей. Так, даже при $N_{Gd} = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ нарушенные области занимают $80 \div 85 \%$ объема кристалла и в материале есть участки с относительно совершенной структурой.

Таким образом, при $N_{Gd} \leq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ плотность деформационного заряда Gd линейно зависит от его концентрации, что, по-видимому, свидетельствует о преимущественно однородном распределении Gd, а наблюдаемые независимыми методами преципитаты Gd, окруженные нарушенными областями, не оказывают заметного влияния на величину ВУН в кристалле при относительно невысоких скоростях закалки. При $N_{Gd} \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ нарушенные области занимают большую часть объема кристалла, что проявляется в распаде части пересыщенного твердого раствора Fe^0 и нелинейной зависимости плотности деформационного заряда Gd от его концентрации.

- [1] Дранчук С. Н., Карпов Ю. А., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1981, т. 17, в. 5, с. 757—761.
- [2] Антоненко Р. С., Неймаш В. Б., Соснин М. Г., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л. — Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика радиац. поврежд., 1982, в. 4, с. 23—25.
- [3] Андрианов Д. Г., Бочкарев Э. П., Гришин В. П., Карпов Ю. А., Савельев А. С. — ФТП, 1978, т. 12, в. 3, с. 511—519.
- [4] Баграев Н. Т. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, т. 47, в. 12, с. 2331—2337.
- [5] Бугай А. А., Кустов В. Е., Семенов Ю. Г., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л. — ФТТ, 1985, т. 27, в. 6, с. 1824—1829.
- [6] Ludwig G. W., Nam F. S. — In: Proc. Int. Conf. Jerusalem, 1962, v. 2, p. 620—627.
- [7] Стоунхэм А. М. Теория дефектов в твердых телах, т. 1. М., 1978. 569 с.
- [8] Takano Y., Maki M. — Acta Cryst., 1972, v. A28, N 4, p. 5171.
- [9] Baker J. A., Tucker T. N., Moyer N. E., Bushert R. C. — J. Appl. Phys., 1968, v. 39, N 9, p. 4365—4368.

Институт физики АН УССР
Киев

Получено 15.07.1987
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ ГЕРМАНИЕМ

Блецкан Н. И., Кузнецов В. И., Лугаков П. Ф.,
Салманов А. Р., Цикунов А. В.

Присутствие в матрице кремния различного рода структурных нарушений, создающих поля упругих напряжений, приводит к появлению особенностей в процессах образования и отжига радиационных дефектов (РД) [1-4]. Атомы германия, внедренные в решетку кремния, вызывают ее заметную деформацию [5, 6] и оказывают значительное влияние на кинетику радиационного дефектообразования в таких кристаллах. Однако до сего времени в Si⟨Ge⟩ в основном изучалось лишь накопление РД при достаточно больших потоках облучения, когда концентрация первичных РД (вакансий и междоузельных атомов) сравнима с концентрацией легирующей и технологических (фоновых) примесей или больше ее [7-9]. Целью данной работы было выяснение роли германия в процессах накопления РД на начальных этапах облучения.

Использовался кремний *n*-типа, выращенный по методу Чохральского, с удельным сопротивлением ≈ 5 Ом·см. Концентрация германия, вводимого при выращивании, составляла $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Для сравнительных экспериментов использовались контрольные (без германия) образцы. Кристаллы содержали кислород в концентрации $(8 \div 9) \cdot 10^{17}$ см⁻³, а углерода было $\leq 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Исследуемые образцы облучались при $T \leq 50$ °С гамма-квантами ⁶⁰Со либо электронами с энергией 6.0 МэВ. Результаты получены из измерения температурных зависимостей коэффициента Холла, из которых рассчитывались концентрация, энергетические уровни РД и скорости их образования. Облученные образцы подвергались 15-минутному изохронному отжигу на воздухе в интервале температур 50 ÷ 500 °С.

Анализ температурных зависимостей концентрации носителей заряда в облученных кристаллах показал, что при облучении в обоих материалах происходит образование РД с энергетическими уровнями $E_c - 0.17$ и $\geq E_c - 0.43$ эВ. На рис. 1 приведены зависимости концентрации этих РД от интегрального потока гамма-квантов. Из сравнения кривых видно, что в контрольных кристаллах (кривые 2, 4) накопление РД происходит линейно с дозой облучения во всем