

ление отрицательного ВЭК при дозах $\geq 3.1 \cdot 10^{13}$ см⁻², возможно, связано с порогом чувствительности метода к концентрации комплексов радиационных дефектов, а одной из причин уменьшения отрицательного сигнала ВЭК по абсолютной величине с увеличением дозы имплантации может быть понижение дисперсности в системе точечных дефектов за счет их укрупнения с увеличением дозы.

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что даже в условиях отсутствия существенного радиационного разогрева скорость набора дозы существенно влияет на кинетику дефектообразования при введении в кремний ионов средних масс. Увеличение скорости набора дозы ускоряет процессы комплексообразования в тонком приповерхностном слое, однако замедляет скорость выхода на поверхность аморфной фазы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Crowder B. — In: Ion Implantation in Semiconductors. Proc. US—Japan. Seminar / Ed. by Namba. Kyoto, 1971, p. 121.
- [2] Аброян И. А., Андронов А. Н., Титов А. И. Физические основы электронной и ионной технологии. М., 1984. 320 с.
- [3] Физические процессы в облученных полупроводниках. Новосибирск, 1977. 256 с.
- [4] Данилин А. Б., Самсонов Е. С., Тимофеев П. А. — Электрон. техн., 1980, сер. 3, № 2 (80), с. 84—88.
- [5] Danilin A. B., Dvurechenskii A. V., Ryazantsev I. A., Timofeev P. A., Verner V. D. — Phys. St. Sol. (a), 1981, v. 65, N 2, p. 453—461.
- [6] Дюков В. Г., Иноземцев С. А., Итальянцев А. Г., Мордкович В. Н., Ншанян Т. А. — Электрон. техн., 1981, сер. 2, № 3 (146), с. 15—21.
- [7] Ншанян Т. А. — Автореф. канд. дис. М., 1981.
- [8] Дюков В. Г., Итальянцев А. Г., Седов Н. Н. — В кн.: Матер. VII Межд. конф. «Ионная имплантация в полупроводниках и других материалах». Вильнюс, 1985, с. 284—289.
- [9] Donlon W. T., James J. V., Bombard J. L., Huo C. R., Wong C. C. — Ultramicroscopy, 1987, v. 22, N 3, p. 305—311.
- [10] Фролов Ю. Г. Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы. М., 1982. 280 с.
- [11] Дерягин Б. В. Теория устойчивости коллоидов и тонких пленок. М., 1986. 123 с.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особых материалов
АН СССР
Черноголовка

Получено 31.12.1987
Принято к печати 11.04.1988

ФТП, том 22, вып. 11, 1988

ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНСМУТАЦИОННО ЛЕГИРОВАННОГО ГЕРМАНИЯ

Беда А. Г., Воробкало Ф. М., Вайнберг В. В., Зарубин Л. И.,
Лазебник И. М., Овчаров В. В.

При получении трансмутационно легированного германия (ТЛГ) обычно рассматривается легирование за счет ядерных реакций изотопов германия с тепловыми (медленными) нейтронами. Для концентраций введенных примесей N (акцептора Ga и доноров As, Se) и степени компенсации K такого ТЛГ справедливы следующие соотношения [1]:

$$N_{\text{Ga, As, Se}} = N_{\text{Ge}} P_j \tau_j \Phi_T, \quad K_{0i} = (N_{\text{As}} + i N_{\text{Se}}) / N_{\text{Ga}} = (P_{74^{74}} + i P_{76^{76}}) / P_{70^{70}}, \quad (1)$$

где N_{Ge} — концентрация атомов германия, P_j — содержание стабильных изотопов ^{70}Ge , ^{74}Ge и ^{76}Ge в исходном германии, σ_j (в см²) — соответствующие этим изотопам сечения захвата тепловых нейтронов, Φ_T (в см⁻²) — флюенс тепловых нейтронов, $i=1, 2$ — зарядность примесного атома Se в Ge.

Из (1) следует, что степень компенсации ТЛГ должна быть константой, однако определенные экспериментально из измерений эффекта Холла значения K существенно различаются: 0.23 ± 0.06 [2], 0.300 ± 0.005 [3], 0.272 ± 0.005 [4], 0.4 [5]. В [2] было показано, что определенный вклад в легирование вносят резонансные захваты нейтронов изотопами германия, приводящие к введению тех же примесей (Ga, As, Se), но в ином соотношении. Обычно этот эффект не учитывают из-за его малости при облучении в реакторе с достаточно «мягким» спектром нейтронов. Однако ситуация существенно изменится при увеличении доли резонансных нейтронов. Покажем это. Энергетический спектр нейтронов в реакторе может быть представлен в виде суммы компонент, одна из которых (тепловые нейтроны) описывается распределением Максвелла, а другая подчиняется закону $1/E$ (фермиевское распределение). Поскольку Cd-фильтр сильно поглощает тепловые нейтроны и является практически прозрачным для нейтронов с $E \geq 0.4$ эВ, вторая компонента называется также «надкадмиевые нейтроны». С учетом вклада в легирование обеих компонент вместо (1) необходимо записать

$$N_{\text{Ga, As, Se}} = N_{\text{Ge}} P_j (\sigma_j \Phi_T + I_j \Phi_p), \quad K = \frac{P_{74} (\sigma_{74} \Phi_T + I_{74} \Phi_p) + i P_{76} (\sigma_{76} \Phi_T + I_{76} \Phi_p)}{P_{70} (\sigma_{70} \Phi_T + I_{70} \Phi_p)}. \quad (2)$$

где Φ_p — флюенс надкадмиевых нейтронов, $I_j = \int_{E_c}^{\infty} \sigma_j(E) \frac{dE}{E}$ — резонансные интегралы активации соответствующих изотопов, $E_c \approx 0.4$ эВ. Вклад в I_j вносят как сечение, спадающее по закону $1/v$, так и резонансные захваты нейтронов изотопами Ge [6, 7].¹

Используя понятие жесткости спектра $\gamma = \Phi_p / \Phi_T$ и преобразуя (2), получим

$$K_i = K_{0i} + \frac{K_{pi} - K_{0i}}{1 + \sigma_{70} / I_{70} \gamma}, \quad (3)$$

где $K_{pi} = (P_{74} I_{74} + i P_{76} I_{76}) / P_{70} I_{70}$. Из (3) следует, что степень компенсации K в ТЛГ зависит от жесткости спектра γ , изменяясь от $K = K_{0i}$ ($\gamma \rightarrow 0$) до $K = K_{pi}$ ($\gamma \rightarrow \infty$). Величина γ для различных типов реакторов может быть разной. Даже в одном и том же реакторе в различных каналах или в одном и том же канале в зависимости от мощности реактора, старения топлива и целого ряда других факторов жесткость спектра может изменяться [8, 9], что должно приводить к разным значениям K .

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию вклада резонансных нейтронов в трансмутационное легирование германия и оценке возможностей использования такого ТЛГ для физических исследований и других целей.

Эксперимент. Пластины германия толщиной 1 мм с остаточной концентрацией примесей $N \leq 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³ облучали в различных условиях: в тяжеловодном реакторе ТВР и водо-водяном реакторе ВВР-М, в Cd-чехлах и без них, в мокром и сухом каналах. Это позволило изменять жесткость спектра

Образец	N_A , 10 ¹⁴ см ⁻³	N_D , 10 ¹⁴ см ⁻³	$N_A - N_D$, 10 ¹⁴ см ⁻³	E_A , мэВ	K	γ
И1	10.5	6.4	4.1	9.374	0.61	~78
И3	3.9	2.26	1.64	9.88	0.58	~78
И2	10.7	2.93	7.77	9.88	0.27	0.05
И2	46.3	16.9	29.4	8.70	0.36	0.45
И3	80.4	34.7	45.7	7.87	0.43	0.3 ÷ 0.6
И3	135	35.2	99.8		0.26	~0.12
И4	8.74	4.86	3.88	9.59	0.56	~190

¹ В отсутствие резонансов в сечении I_j равен $0.5 \sigma_j$, при этом степень компенсации остается прежней, равной K_{0i} .

в интервале $\sim 0.05 \div 190$. Жесткость определялась по данным из [8, 9] при облучении без чехла и вычислялась по этим же данным с учетом пропускания Cd при облучении в чехлах. Облученные образцы после выдержки практически до полного распада радиоактивных изотопов (~ 6 месяцев) подвергались традиционному отжигу для устранения радиационных дефектов ($T=450^\circ\text{C}$, $t=12 \div 24$ ч) [1]. Значения концентраций основной примеси N_{Ga} , компенсирующей $N_D = N_{\text{As}} + iN_{\text{Se}}$, степени компенсации K и энергии активации E_A определялись по традиционной методике [10] путем аппроксимации на ЭВМ по методу наименьших квадратов, экспериментальной холловской кривой $R_H = f(T)$, теоретической зависимостью на всем участке примесной проводимости. Полученные значения N_A , N_D , K и E_A для всех образцов приведены в таблице. Для образца ЯЗ K , N являются приближенными, они получены из сравнения $N_A - N_D$ с соответствующим значением для образца Я4, который облучался одновременно с ЯЗ, но в Cd-чехле.

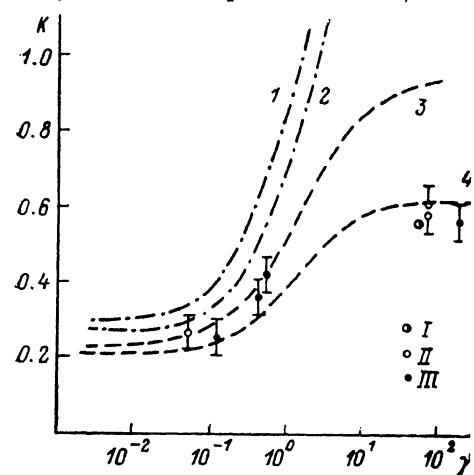


Рис. 1. Зависимость степени компенсации ТЛГ от жесткости нейтронного спектра.

1-4 — расчет. 1, 2 — данные для P, σ, I из [7]; 3, 4 — соответствующие данные из [6]; 1, 3 — $i=2$; 2, 4 — $i=1$. I, II — облучение в тяжеловодном реакторе; III — облучение в водо-водяном реакторе; I — измерения активности, II, III — холловские измерения.

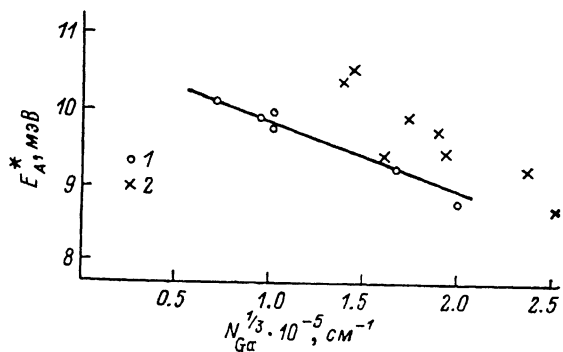


Рис. 2. Концентрационная зависимость энергии активации E_A^* .

Точки — эксперимент, сплошная линия — теоретическая. 1 — результат данной работы, 2 — данные [6].

На рис. 1 приведены экспериментальные величины K , соответствующие различным γ , а также расчетные кривые $K(\gamma)$ (штриховые и штрихпунктирные кривые), вычисленные для σ, I из [6] и [7] соответственно. Поскольку вопрос о зарядности Se в Ge является дискуссионным, расчетные кривые построены как для однозарядного ($i=1$), так и для двухзарядного состояний ($i=2$).

Сравнение экспериментальных значений $K(\gamma)$ с рассчитанными указывает на важную роль резонансных нейтронов при легировании германия. Количественный анализ позволяет сделать следующие выводы. Как видно, экспериментальные точки независимо от используемого реактора могут быть описаны зависимостью, характеризующейся ростом K от 0.23 ± 0.04 до 0.58 ± 0.04 с увеличением γ . Набор значений σ_j, I_j для соответствующих изотопов по [7] является неудовлетворительным, так как при $\gamma > 2$ независимо от зарядности селена облученный материал должен быть n -типа, тогда как все образцы обладали p -типом проводимости. Совпадение экспериментальных значений K при $\gamma > 60$ с рассчитанными для однозарядного селена по данным из [6] позволяет предположить, что при введении Se в основном за счет резонансных нейтронов он проявляется как однозарядная примесь. Отметим, что аналогичный вывод об однозарядности Se сделан в работе [4], где примеси вводились преимущественно за счет реакций с тепловыми нейтронами. Полученные результаты позволяют также объяснить существующие различия между зна-

чениями K , указанными выше [2-5], и согласовать эти данные путем учета K (γ).

Независимым методом контроля полученных результатов могут служить данные по активности радиоактивных изотопов облученного в кадмиевом чехле германия, частично опубликованные нами ранее [2]. Из этих данных получаем средние значения $K_{p1} = 0.56$ и $k_{p2} = 0.81$ (одно- и двухзарядный Se соответственно). Как видно из рис. 1, величина K_{p1} близка к полученным из холловских измерений $K(\gamma \rightarrow \infty) = 0.56 \div 0.61$, что подтверждает справедливость сделанного выше анализа.

Изложенные результаты, на наш взгляд, могут найти различное практическое применение, в связи с тем что, варьируя жесткость нейтронного спектра, можно управлять степенью компенсации ТЛГ, не прибегая к помощи предварительного металлургического легирования. При этом удается исключить неоднородности легирования, сопутствующие металлургическим способам введения примесей. С помощью такого ТЛГ можно также осуществить «чистую» проверку результатов теоретического исследования низкотемпературной проводимости. Например, на рис. 2 проводится сопоставление экспериментальных значений энергии активации галлия в ТЛГ с формулой Пирсона—Бардина [11, 12]

$$E_A = E_0 - \Delta E_A = E_0 - \frac{e^2 N^{1/3}}{\chi} |f(K)|, \quad (4)$$

где $E_0 = 10.8$ мэВ — энергия ионизации галлия в Ge [13], e — заряд электрона, $\chi = 16$ — статическая диэлектрическая проницаемость, N — концентрация примеси Ga, а $f(K)$ — множитель, учитывающий компенсационную зависимость E_A . Для большей наглядности компенсационная зависимость $E_A(K)$ на рис. 2 исключена, т. е. формула (4) преобразована к виду

$$E_A^* = E_0 - \frac{\Delta E_A}{|f(K)|} = E_0 - \frac{e^2}{\chi} N^{1/3}.$$

Экспериментальные значения ΔE_A для образцов ТЛГ вычислялись как разность между E_0 и величинами E_A из таблицы, а $f(K)$ для соответствующих K брались из [12]. Как видно из рис. 2, экспериментальные значения E_A^* в ТЛГ независимо от степени компенсации хорошо укладываются на теоретическую прямую, наклон которой соответствует величине e^2/χ ($9 \cdot 10^{-6}$ мэВ·см в Ge). Столь хорошее согласие теории с экспериментом позволяет также сделать вывод об однородном легировании такого ТЛГ. Для сравнения аналогичной проверке подвергались литературные данные для образцов металлургически легированного и компенсированного Ge(Ga) [10]. Как видно из рис. 2, эти данные плохо согласуются с теоретической прямой.

Авторы благодарят И. С. Шлимака за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ларк-Горовиц К. — В кн.: Полупроводниковые материалы. М., 1954, с. 62—94.
- [2] Веда А. Г., Вайнберг В. В., Воробкало Ф. М., Зарубин Л. И. — ФТП, 1981, т. 15, в. 8, с. 1546—1549.
- [3] Забродский А. Г. — Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, в. 5, с. 258—262.
- [4] Осипьян Ю. А., Прокопенко В. М., Тальянский В. И. — ЖЭТФ, 1984, т. 87, в. 1 (7), с. 269—278.
- [5] Говор Л. В., Доброго В. П., Поклонский Н. А. — ФТП, 1984, т. 18, в. 11, с. 2075—2077.
- [6] Mughabghab S. F., Garber D. I. — In: Neutron cross section, v. 1. N. Y., 1973.
- [7] Mughabghab S. F., Divadeem M., Holden N. E. — In: Neutron cross section, v. 1, Pt A. N. Y., 1981.
- [8] Зингерман Ю. В., Шведов О. В. — Препринт ИТЭФ, № 67. М., 1974. 32 с.
- [9] Васильев Г. Я. — Автореф. канд. дис. Л., 1975.
- [10] Blakemore J. S. — Phil. Mag., 1959, v. 4, N 41, p. 560—576.
- [11] Pearson G. Z., Bardeen J. — Phys. Rev. v. 75, N 5, p. 865—883.
- [12] Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И. — ФТП, 1979, т. 13, в. 9, с. 1763—1770.
- [13] Смит Р. Полупроводники. М., 1962. 468 с.