

радиационных дефектов остается неизменным, свидетельствует о достаточно низкой температуре кристалла, не превышающей по крайней мере 150°C , при которой отжигаются E -центры [12, 13]. Проведенные нами оценки показывают, что значения коэффициента диффузии водорода находятся в соответствии с данными, полученными экстраполированием температурной зависимости D_H в область низких температур [1]. Так, в наших экспериментах изменения энергетического спектра наблюдались в приповерхностных слоях толщиной $40\div 80$ мкм.

Было обнаружено, что термический отжиг облученных структур при $300\div 330^\circ\text{C}$ приводил к изменениям спектра, аналогичным наблюдаемым при обработке таких же структур в атомарном водороде. Согласно экспериментальным данным, полученным различными авторами с использованием методов РСГУ и ЭПР [12, 13, 15], в процессе термического отжига в интервале температур $300\div 330^\circ\text{C}$ происходит отжиг дивакансий и уменьшение концентрации $V-O$ -комплексов. При этом наблюдается возникновение новых электрически активных центров, вносящих в запрещенную зону Si уровни $E_c - 0.22$ и $E_v + 0.32$ эВ, образующихся из точечных дефектов, возникающих при распаде $V-O$ -комплексов. Это позволяет нам связывать изменения энергетического спектра облученных кремниевых структур со стимулированным водородом процессом распада радиационных дефектов и образованием вторичных вакансионных комплексов. Таким образом, полученные результаты демонстрируют не рассматриваемый ранее способ нейтрализации атомарным водородом электрически активных дефектов в кремнии. Для построения микроскопической модели взаимодействия водорода со структурными дефектами требуются дополнительные исследования.

Л и т е р а т у р а

- [1] Pearton S. J. — In: Proc. 13 Int. Conf. Def. Semicond. California, 1984, p. 737—743.
- [2] Johnson N. M., Hahn S. K., Stein H. J. — In: Proc. 14 Int. Conf. Def. Semicond. Paris, 1986, p. 585—590.
- [3] Pearton S. J. — Phys. St. Sol. (a), 1982, v. 72, N 1, p. K73—K75.
- [4] Осипьян Ю. А., Ртищев А. М., Штейман Э. А., Якимов Е. Б., Ярыкин Н. А. — ЖЭТФ, 1982, т. 82, в. 2, с. 509—514.
- [5] Kveder V. V., Labusch R., Ossipyan Yu. A. — Phys. St. Sol. (a), 1984, v. 84, N 1, p. 149—156.
- [6] Pohoryles B. — Phys. St. Sol. (a), 1981, v. 67, N 1, p. K75—K80.
- [7] Slaoni A., Barhdadi A., Miller J. C., Siffert P. — Appl. Phys. A, 1986, v. 39, p. 159—162.
- [8] Мукашев Б. Н., Тамендаров М. Ф., Колодин Л. Г., Смирнов В. В., Токмолдин С. Ж. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 773—775.
- [9] Benton J. L., Doherty C. J., Ferris S. D., Flamm D. L., Kimerling L. C., Leamy H. J. — Appl. Phys. Lett., 1980, v. 36, N 8, p. 670—671.
- [10] Pantelides S. T. — In: Proc. 14 Int. Conf. Def. Semicond. Paris, 1986, p. 573—578.
- [11] Miller B. L., Lang D. V., Kimerling L. C. — Ann. Rev. Mater. Sci., 1977, v. 7, p. 377—447.
- [12] Brotherton S. D., Bradley P. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 8, p. 5720—5732.
- [13] Barnes C. E. — J. Electron. Mater., 1979, v. 8, N 4, p. 437—457.
- [14] Лавренко В. А. Рекомбинация атомов водорода на поверхности твердых тел. Киев, 1973. 203 с.
- [15] Lee Y. H., Corbett J. W., Brower K. L. — Phys. St. Sol. (a), 1977, v. 41, p. 637—647.

Институт проблем микроэлектроники
и особо чистых материалов АН СССР
Черноголовка

Получено 25.05.1987
Принято к печати 8.10.1987

ФТП, том 22, вып. 5, 1988

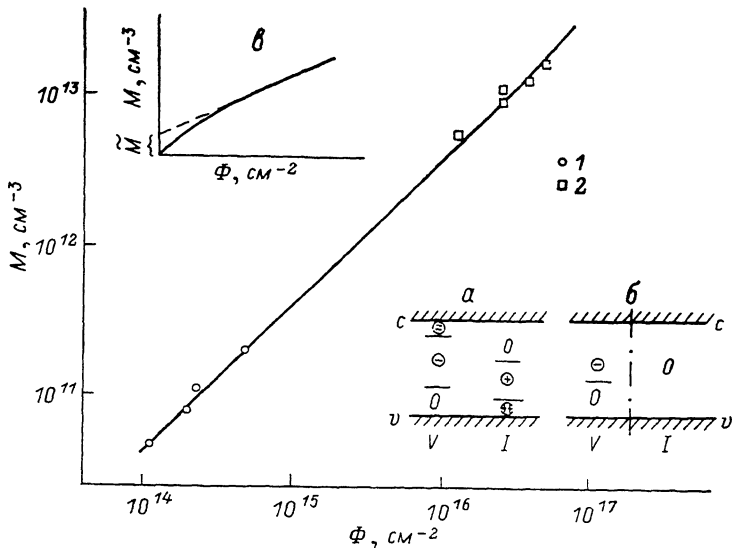
ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРЫ ФРЕНКЕЛЯ В ГЕРМАНИИ

Емцев В. В., Дабагян А. В., Витовский Н. А., Машовец Т. В.

В настоящей работе получены новые данные о дозовой зависимости концентрации пар Френкеля в германии в условиях его облучения гамма-лучами ^{60}Co при 6.5 K с мощностью дозы $2 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Эти данные заставляют вер-

нуться к вопросу об основных параметрах компонентов пар Френкеля — вакансий (V) и межузельных атомов (I), их энергетической схеме, энергиях миграции, распределении пар Френкеля по расстояниям между V и I с целью дальнейшего уточнения этих параметров.

Новизна обусловлена использованием сверхчистого германия с $N_D - N_A = (2 \div 6) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и концентрацией кислорода $< 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что дало возможность получить значение скорости дефектообразования (до $n-p$ -конверсии) при очень малой интегральной дозе облучения $(1 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ кв/см}^{-2}$, что на 2 порядка меньше дозы, использованной в [1]. Это имеет существенное значение, поскольку именно начальный участок зависимости концентрации дефектов от дозы облучения используется для получения сведений о распределении пар Френкеля по расстояниям между их компонентами. На рисунке в двойном логарифмическом масштабе показана дозная зависимость концентрации энергетических состояний $E_c - 32 \text{ мэВ}$, которые могут быть приписаны вакансиям, входящей в состав близкой пары Френкеля [1, 2].



Зависимость концентрации M дефектов, обладающих уровнем $E_c - 32 \text{ мэВ}$, от дозы Φ облучения гамма-квантами при 4.2 К .

1 — настоящая работа, 2 — данные [1]. На вставках a , b — энергетические схемы V и I (a — «близкой» паре, b — изолированы), e — зависимость M (Φ) в линейном масштабе, используемая для определения M .

Видно, что дозная зависимость линейна в широком интервале доз. При этом сечение дефектообразования $\sigma = 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ на порядок меньше максимального сечения образования дефектов, которое наблюдается на легированном n -германии в условиях облучения при комнатной температуре, $\sigma = 5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ [3]. Малость сечения дефектообразования свидетельствует о высокой эффективности ионизационно-стимулированного диффузионно-дрейфового отжига пар Френкеля, который обсуждался авторами ранее [4, 5].

Выводы, которые могут быть сделаны из рассмотрения полученной дозой зависимости, несколько изменяют высказанные ранее в [6] представления о параметрах пары Френкеля и сводятся в основном к следующему.

Как известно, дефекты, образующиеся в n -германии при его низкотемпературном ($\leq 10 \text{ К}$) облучении электронами с энергией $\sim 1 \text{ МэВ}$ [7] или гамма-лучами ^{60}Co [6], обладают двумя акцепторными состояниями в запрещенной зоне и, наиболее вероятно, представляют собой вакансии. В [6] было высказано предположение, что второе акцепторное состояние вакансии отщепляется от валентной зоны вследствие упругого взаимодействия близко расположенных компонентов пары Френкеля. Поскольку существует распределение пар Френкеля по расстояниям между их компонентами, очевидно, должно существовать и распределение V и I по их энергиям ионизации, в частности, энергия ионизации 32 мэВ является эффективной энергией ионизации V ($=/-$). Действи-

тельно, в тех экспериментах, в которых проявляются изолированные вакансии, они выступают как однократные акцепторы (см., например, [8]). Энергии миграции составляют для V^- 0.42, для V^0 0.52 эВ [6, 8].

С межузельными атомами в состоянии I^0 в [7, 8] сопоставляется энергия миграции 0.15 эВ (в равновесных условиях). Этой энергией миграции характеризуется отжиг при 65 К. Известно также, что в неравновесных условиях (при межзонной подсветке после облучения электронами ~ 1 МэВ) стадия отжига 65 К сдвигается в область более низких температур ($T \geq 27$ К), и такой отжиг сопоставляется с энергией миграции межузельного атома ~ 0.07 эВ [9]. Более того, при облучении электронами с подпороговой энергией 0.3—0.5 МэВ отжиг пар Френкеля происходит даже при 4.2 К, т. е. оказывается практически безактивационным [10]. Следует, по-видимому, считать, что такая миграция является ионизационно-стимулированной и реализуется в n -германии при перезарядках $I^0 \rightarrow I^+$. В p -германии ионизационный отжиг происходит значительно интенсивнее, чем в n -германии, и это различие может быть объяснено, только если допустить существование состояния I^{++} и считать, что благодаря большей величине сечения захвата электрона на I^{++} , чем дырки на I^0 , темп перезарядок $I^+ \rightarrow I^{++} \rightarrow I^+$ выше темпа перезарядок $I^0 \rightarrow I^+ \rightarrow I^0$.

Сведения о расстояниях между V и I при гамма-облучении можно получить при анализе приведенной на рисунке зависимости концентрации дефектов M от дозы облучения Φ на основании соображений, использованных в [11]. Введенный в [11] параметр \tilde{M} представляет собой значение M , получаемое экстраполяцией асимптоты $M(\Phi)$ к $\Phi=0$.¹ \tilde{M} характеризует степень отступления зависимости $M(\Phi)$ от линейности; для случая, показанного на рисунке, $\tilde{M} \leq 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Поэтому число K перескоков межузельного атома, совершаемых при перезарядках $I^0 \rightarrow I^+$ до аннигиляции со «своей» вакансией, в рассматриваемых условиях облучения (темп генерации пар Френкеля $\lambda = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, частота перезарядок $\nu = 0.5 - 5 \text{ с}^{-1}$, $K = \frac{\tilde{M}}{\lambda} \nu$) не превышает 10, что представляет собой вполне разумное значение. Аналогичная оценка на основании данных [10] ($\tilde{M} \leq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\lambda = 10^{10} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\nu \approx 1$) для пар Френкеля, создаваемых при облучении электронами 1.1 МэВ, дает значение $K \leq 50$, что согласуется с представлением о том, что такие пары должны характеризоваться большим средним расстоянием между V и I , чем пары Френкеля, создаваемые гамма-излучением ^{60}Co .

Приведенные здесь параметры пар Френкеля и их компонентов позволяют непротиворечиво объяснить всю совокупность экспериментов по облучению германия электронами или гамма-лучами с энергией $E=1$ МэВ.

Авторы признательны Е. Е. Халлеру за предоставление образцов сверхчистого германия.

Л и т е р а т у р а

- [1] Емцев В. В., Машовец Т. В., Назарян Е. Х. — ФТП, 1979, т. 13, в. 1, с. 124—129.
- [2] Дабагян А. В., Емцев В. В. — ФТП, 1988, т. 22, в. 4, с. 747—750.
- [3] Машовец Т. В., Емцев В. В., Абдурахманова С. Н. — ФТП, 1974, т. 8, в. 1, с. 96—104.
- [4] Витовский Н. А., Емцев В. В., Машовец Т. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 11, с. 1985—1990.
- [5] Витовский Н. А., Емцев В. В., Машовец Т. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 5, с. 840—843.
- [6] Емцев В. В., Витовский Н. А., Машовец Т. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 1, с. 145—149.
- [7] MacKay J. W., Klontz E. E. — Rad. Eff., 1971, v. 9, p. 27—36.
- [8] Ершов С. Н., Паптелеев В. А., Нагорных С. Н., Черняховский В. В. — ФТТ, 1977, т. 19, в. 1, с. 322—323.
- [9] Vigouin J., Mollot F. — Phys. St. Sol. (b), 1971, v. 43, p. 343—354.
- [10] Hyatt W. D., Koehler J. S. — Phys. Rev., 1971, v. B4, N 6, p. 1903—1910.
- [11] Витовский Н. А., Веренинов А. А., Полоскин Д. С. — ФТП, т. 19, в. 7, с. 1263—1268.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 14.07.1987
Принято к печати 20.10.1987

¹ Ввиду большого диапазона доз, использованного в данной работе, рисунок дан в двойном логарифмическом масштабе. На нем показать величину \tilde{M} невозможно. Поэтому на вставке показан качественный ход зависимости $M(\Phi)$ в линейном масштабе и проиллюстрировано определение \tilde{M} .