

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ ДЕФЕКТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ КСЕНОНА

Гирка А. И., Клопиков Е. Б., Скуратов В. А., Шишкин А. В.

Приведены результаты измерения времени жизни позитронов в монокристаллах кремния, облученных ионами ксенона с энергией ~ 1 МэВ/нуклон (диапазон флюенсов $7 \cdot 10^{10} \div 6 \cdot 10^{13}$ см⁻²). Экспериментально показано, что основным типом дефектов, захватывающих позитроны, вероятно, являются дивакансии, время жизни позитронов в которых (320 ± 15) пс. Отжиг дивакансий имеет место при $T \geq 450$ °С с энергией активации миграции $E_M^* = (1.0 \pm \pm 0.2)$ эВ. Обнаружено, что в пределах поврежденного слоя толщиной ~ 16 мкм распределение дивакансий, концентрация которых $\sim 10^{19}$ см⁻³, по глубине равномерное.

Одной из важных задач радиационной физики полупроводников является исследование дефектов, образующихся в нейтронных полях. Для моделирования воздействия нейтронов часто используют облучение тяжелыми ионами [1], что позволяет создавать дефектные структуры, аналогичные тем, которые возникают при реакторном облучении, при значительном сокращении времени экспонирования. Следует отметить необходимость и самостоятельных исследований дефектов, возникающих при прохождении тяжелых заряженных частиц через различные материалы [1, 2]. Изучение дефектов, а также их распределения по глубине в монокристаллах кремния, облученных ионами ксенона, и составило предмет данной работы.

Облучение проводилось на ускорителе ионов ОИЯИ (г. Дубна). Температура облучения не превышала 50 °С. Энергия ионов ксенона составляла ~ 1 МэВ/нуклон.

Для исследования дефектов, образовавшихся в результате облучения, была использована методика измерения времени жизни позитронов. Известно, что аннигиляционные характеристики изменяются, когда в решетке присутствуют дефекты, захватывающие позитроны. Метод электронно-позитронной аннигиляции чувствителен прежде всего к дефектам, имеющим пониженную электронную плотность: моновакансиям и их кластерам, микропорам, дислокациям и их петлям. Присутствие такого рода дефектов приводит к появлению во временных спектрах дополнительных компонент, обусловленных аннигиляцией позитронов из захваченного состояния, и, как следствие, к возрастанию среднего времени жизни позитронов.

Измерения проводились на спектрометре времени жизни позитронов с разрешением FWHM=370 пс [3]. Общая статистика под временным спектром составляла $\sim (8 \div 10) \cdot 10^5$ отсчетов. Доля компоненты источника, определявшаяся из калибровочных измерений на хорошо отожженных образцах никеля, титана, железа и монокристаллического бездислокационного кремния, ~ 11 %. Обработка спектров времени жизни позитронов осуществлялась по программе POSITRONFIT EXTENDED [4]. Выделить компоненту времени жизни позитронов в радиационных дефектах не удастся, что обусловлено, по-видимому, малой толщиной поврежденного слоя образца. Поэтому все спектры времени жизни позитронов анализировались по среднему времени жизни $\bar{\tau}$.

Дозовая зависимость среднего времени жизни позитронов $\bar{\tau}$ представлена на рис. 1. Видно, что до флюенса $\Phi \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ имеет место небольшое увеличение $\bar{\tau}$, а при больших флюенсах среднее время жизни достигает насыщения и в пределах экспериментальной ошибки не изменяется.

Следует отметить, что среднее время жизни позитронов является усредненной величиной, содержащей информацию об аннигиляции позитронов как в бездефектной части кристалла, так и в дефектах поврежденного слоя. В области насыщения среднее время жизни позитронов может быть записано как $\bar{\tau} = p_1 \tau_b + p_2 \tau_d$, где τ_b и τ_d , p_1 и p_2 — времена жизни и доли позитронов, аннигилирующих в бездефектном кристалле и радиационных дефектах приповерхностного слоя соответственно. Поэтому постоянство среднего времени жизни позитронов в диапазоне доз $3 \cdot 10^{11} \div 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ означает, что практически все термализованные в поврежденном слое позитроны захватываются в дефекты и впоследствии аннигилируют в них.

Чтобы идентифицировать тип образовавшихся радиационных дефектов в вакууме $\sim 10^{-3} \text{ Па}$, был проведен изохронный отжиг ($t=20 \text{ мин}$) образца,

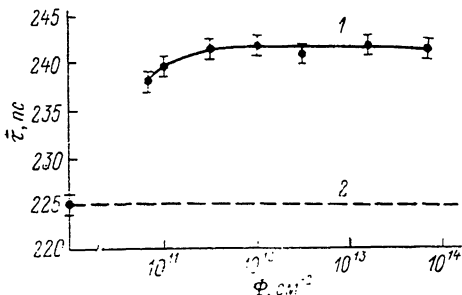


Рис. 1. Зависимость среднего времени жизни позитронов в Si от флюенса ионов ксенона (1).
2 — $\bar{\tau}$ для необлученного Si.

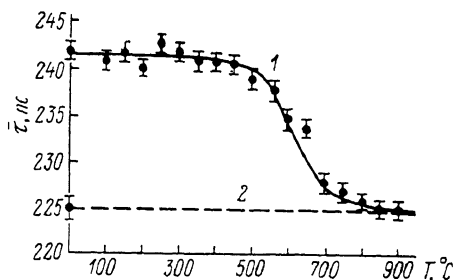


Рис. 2. Зависимость среднего времени жизни позитронов в Si от температуры изохронного отжига (1).
2 — $\bar{\tau}$ для необлученного Si.

облученного понами ксенона до флюенса $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Результаты отжига представлены на рис. 2, из которого видно, что для исследуемого образца имеет место одна стадия отжига дефектов.

С целью определения времени жизни позитронов в радиационных дефектах, а также распределения этих дефектов по глубине образца были проведены измерения среднего времени жизни позитронов в зависимости от толщины снятого химическим травлением слоя по методике, описанной в работе [5]. Результаты эксперимента приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что зависимость $\tau(x)$ от толщины снятого слоя x представляет собой монотонно спадающую функцию. Время жизни позитронов является интегральным параметром, дающим информацию о дефектности структуры материала с глубины $\sim 25 \text{ мг/см}^2$ для источника позитронов ^{22}Na . Поэтому для определения времени жизни позитронов в образовавшихся радиационных дефектах, а также исследования концентрационного профиля этих дефектов необходимо восстановить распределение по глубине истинного времени жизни позитронов $t(x)$. Очевидно, что для экспериментально наблюдаемого среднего времени жизни позитронов $\tau(x)$ как функции толщины стравленного слоя x можно записать

$$\tau(x) = \int_x^{\infty} t(x') \frac{df(x' - x)}{dx'} dx' = \int_0^{\infty} t(\xi + x) \frac{df(\xi)}{d\xi} d\xi,$$

где $f(x)$ — доля позитронов, проникающих на глубину x от поверхности образца. Отметим, что функция f не зависит от дефектности образца. Динамика термализации позитронов определяется в основном плотностью материала, а диффузионное размытие распределения позитронов за время τ несущественно, так как $\sqrt{D\tau} \ll a$, где D — коэффициент диффузии позитрона, a — характерный размер изменения функции f . Для радионуклидного источника позитронов

в качестве f можно взять экспоненциальную функцию $f(x) \sim \exp(-\mu x)$ [6, 7], где μ — массовый коэффициент поглощения позитронов ($[\mu] = [\text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}]$). В этом случае истинное среднее время жизни позитронов $t(x)$ выражается через $\tau(x)$ явным образом:

$$t(x) = \tau(x) - \frac{1}{\mu} \frac{d\tau}{dx}.$$

Для проведения подобного расчета необходимо знать аналитический вид функции $\tau(x)$. Экспериментальные значения $\tau(x)$ аппроксимировались кубическим полиномом (сплошная линия на рис. 3), параметры которого были вычислены по методу наименьших квадратов. Полученная таким образом зависимость истинного среднего времени жизни позитронов от глубины $t(x)$ представлена на рис. 4. Как было отмечено ранее, постоянство среднего времени жизни позитронов в диапазоне флюенсов $3 \cdot 10^{11} \div 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ свидетельствует о том, что практически все позитроны в поврежденной части кристалла аннигилируют из захваченного состояния. Это утверждение подкрепляется постоянством в пределах ошибки значения истинного среднего времени жизни позитронов (рис. 4). Поэтому

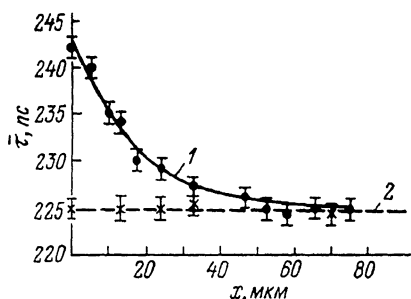


Рис. 3. Зависимость среднего времени жизни позитронов от толщины облученного слоя для облученного до флюенса $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (1) и необлученного (2) образцов кремния.

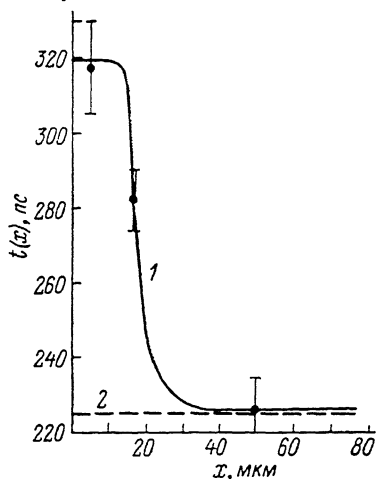


Рис. 4. Распределение по глубине истинного среднего времени жизни позитронов $t(x)$ в облученном до флюенса $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (1) и необлученном (2) образцах кремния.

можно принять, что время жизни позитронов в радиационных дефектах $\tau_d = t(x=0) = (320 \pm 15)$ пс. Из рис. 4 также видно, что эффективный поврежденный слой в монокристаллах кремния, подвергнутых воздействию ионов ксенона с $E \approx 1$ МэВ/нуклон, составляет ~ 16 мкм.

Известно [8], что наиболее характерными радиационными дефектами при ионном облучении являются разупорядоченные области (РО), возникающие вдоль трека внедряемого иона и обладающие высокой концентрацией дефектов. Моновакансии в кремнии подвижны в интервале температуры $70 \div 170 \text{ К}$ [9]. Поэтому можно считать, что в нашем случае в формировании РО будут участвовать более крупные дефекты вакансионного типа: дивакансии, тривакансии и т. д., стабильные при температуре эксперимента. Полученное выше время жизни позитронов в радиационных дефектах $\tau_d = (320 \pm 15)$ пс существенно превышает аналогичную величину, характерную для моновакансий кремния [10], и хорошо коррелирует с временем жизни позитронов, локализованных в дивакансиях $\tau_d = (318 \pm 15)$ пс [10, 11]. Наличие одной стадии отжига (рис. 2) указывает на то, что аннигиляция позитронов идет главным образом в дефектах одного типа, характеризующихся температурой отжига $450 \text{ }^\circ\text{C}$. Отметим, что оцененная из наклона кривой изохронного отжига энергия активации миграции радиационных дефектов $E_a^m = (1.0 \pm 0.2)$ эВ близка к аналогичной величине, полученной авторами работы [12] для дивакансий. Поэтому есть основания предполагать, что аннигиляция позитронов в основном идет из дивакансий, входящих в состав РО, что и определяет изменение среднего времени жизни позитронов в облученных образцах по сравнению с исходными монокристаллами кремния. Это хорошо укладывается в рамки существующих мо-

делей разупорядоченной области [13, 14], согласно которым РО представляется в виде дивакансионного ядра и примесно-дефектной оболочки, размеры которой превышают 100 нм.

Захват позитронов дивакансиями в нейтронно облученном *p*-Si также наблюдали авторы работы [15], определившие $\tau_d = (325 \pm 20)$ пс. Однако температура отжига, обнаруженная ими ($T \approx 340^\circ\text{C}$), несколько ниже значения, полученного нами. Вероятно, это связано с тем, что при облучении столь большой дозой тяжелых ионов происходит перекрывание разупорядоченных областей, приводящее к частичной аморфизации кристалла [16], следствием чего является увеличение температуры отжига.

Для оценки концентрации дивакансий N_d воспользуемся моделью захвата Брандта [17], согласно которой можно записать

$$N_d = \frac{\bar{\tau} - \tau_b}{\tau_d - \bar{\tau}} \frac{1}{\mu_d \tau_b},$$

где $\bar{\tau}$ — среднее время жизни позитронов после облучения кристалла до флюенса Φ ; $\tau_b = (225 \pm 2)$ и $\tau_d = (320 \pm 15)$ пс — времена жизни позитронов в бездефектном кристалле и радиационных дефектах соответственно; μ_d — скорость захвата позитронов на единичный дефект; для дивакансий [11, 15] $\mu_d \approx 4 \times 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$.

Вычисления дают следующую оценку концентрации дивакансий: $N_d \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что совпадает с расчетным значением, полученным из линейной каскадной модели в предположении потенциала твердых шаров [18]. Как видно из рис. 4, зависимость истинного среднего времени жизни позитронов имеет вид ступенчатой функции. Это означает, что концентрация дивакансий практически постоянна во всем поврежденном слое.

Таким образом, в данной работе показано, что в монокристаллах кремния, облученных ионами ксенона ($E \approx 1 \text{ МэВ/нуклон}$), аннигиляция позитронов идет в основном в дефектах вакансионного типа, наблюдавшихся ранее в нейтронно облученном *p*-Si и идентифицированных авторами как дивакансии, время жизни позитронов в которых (320 ± 15) пс. Температура отжига и энергия активации миграции этих дефектов составляют 450°C и $(1.0 \pm 0.2) \text{ эВ}$ соответственно. Определена толщина поврежденного слоя ($\sim 16 \text{ мкм}$), в пределах которого распределение концентрации дефектов постоянно, а их концентрация в нем $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Флеров Г. Н., Оганесян Ю. Ц. // Вестн. АН СССР. 1980. № 12. С. 28—45.
- [2] Regel L. L., Regel V. R., Boriskin S. E., Knab G. G., Urusovskaya A. A., Alekseyeva L. I., Klechovskaya V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 73. N 1. P. 255—266.
- [3] Грузин И. Л., Клопиков Е. Б., Свирида С. В., Семенихин А. Н. // Реакторные испытания материалов. М., 1983. С. 50—54.
- [4] Kirkegaard P., Eldrup M. // Comp. Phys. Commun. 1974. N 4. P. 401—409.
- [5] Клопиков Е. Б., Ролдугин В. А., Семенихин А. Н. // Ядерные излучения в науке и технике. М., 1984. С. 49—54.
- [6] Brandt W., Paulin R. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 5. P. 2511—2518.
- [7] Мокрушин А. Д., Хвостов Д. В. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. В. 4. С. 133—135.
- [8] Бару В. Г., Волькенштейн Ф. Ф. Влияние облучения на поверхностные свойства полупроводников. М., 1978. 288 с.
- [9] Ухин Н. А. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 5. С. 931—933.
- [10] Fuhs W., Holzhauser U., Mantl S., Richter F. W., Sturm R. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 89. N 1. P. 69—75.
- [11] Dlubek G., Brümmer O., Plazaola F., Hautojärvi P. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1986. N 19. P. 331—344.
- [12] Cheng J. L., Corelli J. C., Corbet J. W., Watkins G. D. // Phys. Rev. 1966. V. 152. N 2. P. 761—774.
- [13] Ухин Н. А. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 5. С. 931—933.
- [14] Васильев А. В., Смагулова С. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 30—34.
- [15] Dannefaer S., Dean G. W., Kerr D. P., Hogg B. G. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 7. P. 2709—2714.
- [16] Voek F. L. // Defects in Semicond. London, 1973. P. 60—65.
- [17] Brandt W. // Appl. Phys. 1974. N 5. P. 1—23.
- [18] Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., 1971. 367 с.