

В заключение отметим, что наблюдаемая в эксперименте и при $I_0 > 3.2$ МВт/см² независимость времени $\tau_{(-)}$ остывания нагретой области от интенсивности воздействия объясняется тем, что уменьшение D_T с ростом T компенсируется уменьшением глубины нагрева, которая при $I_0 \geq 8$ МВт/см² определяется расстоянием l_D диффузии плазмы до рекомбинации (5). Это подтверждается конкретными численными оценками, которые также показали, что увеличение коэффициента диффузии ($D \sim n^{1/2}$ [11, 13]), связанное с вырождением плазмы при высоких уровнях возбуждения ($n \sim 1.6 \cdot 10^{20}$ см⁻³ при $I_0 \sim 13$ МВт/см²), компенсируется его уменьшением из-за повышения температуры ($D \sim T^{-3}$, [2]).

Л и т е р а т у р а

- [1] Meyer J. R., Bartoli F. J., Krueer M. R. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 4. P. 1559—1568.
- [2] Gallant M. I., van Driel H. M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 2133—2146.
- [3] Yoffa E. J. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 1. P. 37—38.
- [4] Combescot M. // Phys. Lett. A. 1981. N 5. V. 85. P. 308—312.
- [5] Wautelet M. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1981. V. 14. P. 881—889.
- [6] Van Driel H. M., Preston J. S., Gallant M. I. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 5. P. 385—387.
- [7] Aydinli A., Lo H. W., Lee M. C., Compaan A. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 46. N 25. P. 1640—1643.
- [8] Гусев В. Э., Петросян Е. Г. // Акуст. ж. 1987. Т. 33. С. 223—232.
- [9] Avanesyan S. M., Gusev V. E., Zheludev N. I. // Appl. Phys. A. 1986. V. 40. N 3. P. 163—166.
- [10] Аванесян С. М., Гусев В. Э., Жданов Б. В., Кузнецов В. И., Теленков С. А. Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 562—564.
- [11] Auston D. H., Shank C. V. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. N 20. P. 1120—1123.
- [12] Preston J. S., van Driel H. M. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 4. P. 1950—1956.
- [13] Combescot M., Bok J. // J. Luminesc. 1985. V. 30. P. 1—17.
- [14] Козловский С. И., Мопн М. Д. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 5. С. 864—867.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получено 6.07.1988
Принято к печати 9.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛИТИЯ С РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ В КРЕМНИИ

Заставной А. В., Король В. М.

Обнаружение у лития свойства повышать радиационную стойкость солнечных элементов [1] в результате взаимодействия его с радиационными дефектами (РД) [2] стимулировало проведение широких исследований, направленных на выяснение роли лития в процессах образования и отжига РД в кремнии, с привлечением разнообразных методов: эффекта Холла, ЭПР, ИК поглощения, измерения времени жизни неосновных носителей, фотолюминисценции [3—10]. В настоящей работе для исследования РД в *n*-Si с примесью лития применен высокочувствительный метод DLTS [11]. Ранее [12] этот метод использовался нами для изучения РД в кремнии, легированном натрием.

Исходным материалом служили образцы зонно-плавленного (ЗП) и тигельного (Т) *p*-Si с удельными сопротивлениями 1000 и 70 Ом·см соответственно. Литий вводился термодиффузией из напыленного в вакууме слоя при температуре 380 °С в течение 20 мин. После удаления с поверхности образца остатков лития проводилась разгонка введенной на первой стадии примеси на воздухе при температуре 450 °С в течение 1 ч. Для измерения спектров DLTS на исследуемых образцах изготавливались барьеры Шоттки напылением золотых контактов на химически полированную поверхность. Задним контактом служил:

слой алюминия, напыленного на шлифованную поверхность. Концентрация свободных электронов в легированных литием образцах, измеренная $C-V$ -методом, находилась в пределах $5 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

РД вводились облучением электронами радиоактивного источника $^{90}\text{Sr}-\text{Y}^{90}$, который обеспечивал плотность потока частиц $3.5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Концентрация РД не превышала 5 % от концентрации свободных носителей. Для подавления миграции лития облучение и хранение образцов между измерениями проводилось при температуре -12°C .

На рис. 1, а представлены спектры DLTS для образцов 3II Si , измеренные после облучения электронами и отжига. После облучения доминирующими являются уровни РД $E1$ (0.1—0.12 эВ) и $E2$ (0.16 эВ) (кривая 1). Данный спектр РД при комнатной температуре нестабилен. Со временем концентрация уровня $E2$ уменьшается и одновременно растет концентрация новых уровней $E3$ (0.175 эВ) и $E4$ (0.4 эВ). Процесс перестройки спектра РД характеризуется энергией активации ~ 0.7 эВ, что совпадает с энергией активации диффузии лития в 3II кремнии. Если облучение электронами проводится при комнатной темпе-

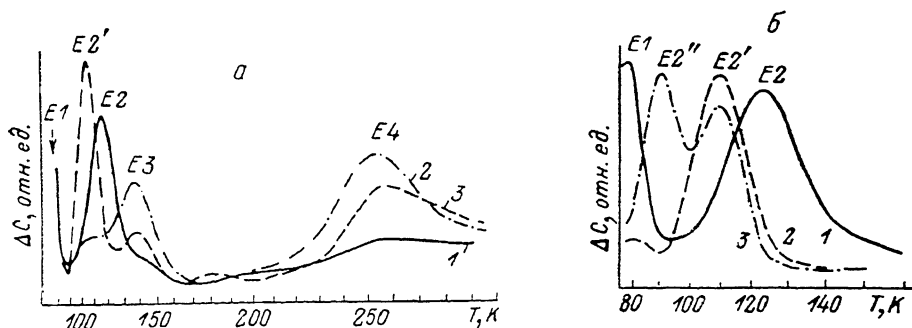


Рис. 1. Спектры DLTS в образцах $3\text{II Si}(\text{Li})$.

а) 1 — после облучения; 2 — отжиг 50°C , 2 ч; 3 — отжиг 70°C , 30 мин; б) 1 — после облучения; 2 — отжиг 200°C , 30 мин; 3 — выдержка образца при комнатной температуре в течение нескольких суток после отжига при 200°C .

ратуре, то реакция $E2 \rightarrow E3, E4$ проходит одновременно с введением РД. В этом случае после облучения в спектре DLTS присутствуют сразу все четыре уровня — $E1, E2, E3$ и $E4$. При комнатной температуре, кроме реакции $E2 \rightarrow E3, E4$, наблюдаются медленный отжиг уровня $E1$ и появление уровня $E2'$ (0.17 эВ). Этот процесс в $3\text{II } n\text{-Si}$ обусловлен образованием углеродного комплекса ($C_I - C_S$) [13].

Увеличение температуры отжига выше комнатной ускоряет процесс перестройки РД. На рис. 1, а (кривая 2) показан спектр DLTS, измеренный после отжига при 50°C в течение 2 ч. Видно, что в этом случае реакция $E2 \rightarrow E3, E4$ полностью завершилась. При температуре отжига $\geq 70^\circ \text{C}$ начинает уменьшаться концентрация уровней $E3$ и $E4$. Их полный отжиг заканчивается приблизительно при температуре 100°C . Отметим, что термин «отжиг» здесь является условным, поскольку исчезновение уровней скорее всего обусловлено пассивацией РД литием. Подтверждением этого служит наблюдаемая нами зависимость интервала отжига уровня $E2$ от концентрации лития. Поэтому указанная температура $\sim 100^\circ \text{C}$ является ориентировочной.

Приблизительно в том же температурном интервале, в котором отжигаются уровни $E3$ и $E4$, ускоряется реакция $E1 \rightarrow E2'$ (рис. 1, а, кривая 3). При $T_{\text{отж}} > 100^\circ \text{C}$ в спектре DLTS присутствует единственный уровень $E2'$, который остается стабильным до температуры отжига 200°C (рис. 1, б, кривая 2).

Следует подчеркнуть, что, несмотря на близость уровней $E2, E3$ и $E2'$ по энергии, они надежно различны по спектрам DLTS, что позволяет говорить об их принадлежности к разным РД. В таблице приведены энергии наблюдаемых уровней, усредненные по нескольким измерениям на разных образцах, и соответствующие значения сечений захвата электронов σ_n . Последние находились непосредственно из спектра DLTS [14] или по зависимости амплитуды пика от длительности заполняющего импульса.

Наблюдения за спектром РД образцов, прошедших отжиг при $T > 100$ °С, при последующей выдержке их при комнатной температуре в течение нескольких суток показали, что концентрация уровня $E2'$ спадает со временем и одно- временно растет концентрация уровня $E2''$ (0.15 эВ). Данная трансформация РД показана на рис. 1. б (кривые 2, 3) для участка спектра DLTS в области температур 80—150 К. Если образец, в котором образовались РД с уровнем $E2''$ (кривая 3), прогреть при температуре 50—70 °С, то этот уровень исчезнет, но снова восстановится уровень $E2'$. Примечательно, что переход $E2' \rightleftharpoons E2''$ хватом лития РД с уровнем $E2'$ и последующим его высвобождением при нагреве.

Результаты измерения спектров DLTS в образцах $T \text{ Si} \langle \text{Li} \rangle$, содержащих высокую концентрацию кислорода ($N_{O_2} \gg N_{Li}$), показаны на рис. 2. После облучения наблюдается одиночный пик $E2$ (0.17 эВ), измеренные параметры которого соответствуют А-центру. При выдержке образца при комнатной температуре после облучения происходит медленный спад концентрации уровня $E2$.

Данный уровень исчезает в интервале температур отжига 100—170 °С, и одновременно появляется уровень $E4'$ (0.36 эВ). Последний отжигается при 250—300 °С с одновременным появлением более мелкого уровня $E5'$ (0.30 эВ).

Наблюдаемые различия в спектрах DLTS образцов ЗП и $T \text{ Si}$ после облучения и их трансформация с отжигом объясняются прежде всего различным содержанием кислорода, который является конкурентом лития при захвате первичных вакансий. Кроме того, при высокой концентрации кислорода значительно уменьшается подвижность атомов лития благодаря связыванию их в малоподвижные донорные комплексы LiO^+ [15]. Поэтому в ЗП Si литий, находящийся в междоузлиях решетки в виде иона Li^+ , может с большой вероятностью взаимодействовать с отрицательно заряженной вакансией с образованием комплекса $(\text{Li}-V)$. Данные комплексы служат стоком для подвижных атомов лития. Поэтому уже при комнатной температуре могут образовываться более сложные комплексы, содержащие два и более атомов лития. В работе [10] сооб-

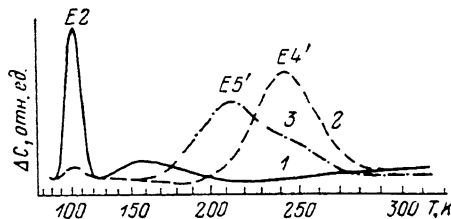


Рис. 2. Спектры DLTS в образцах $T \text{ Si} \langle \text{Li} \rangle$. 1 — после облучения; 2 — отжиг 175° С, 15 мин; 3 — отжиг 250° С, 15 мин.

щались о наблюдении методом люминесценции комплекса $(4\text{Li}-V)$, который является, по-видимому, единственным надежно идентифицированным литиевым комплексом. Кроме него, в [16] идентифицирован аналогичный комплекс с участием атома углерода $(4\text{Li}-V-C)$.

В заключение сравним полученные результаты с данными измерения уровней РД другими авторами. Согласно [17], в ЗП Si с низкой концентрацией лития ($\geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$) после облучения электронами с энергией 1 МэВ наблюдался методом эффекта Холла уровень $E_c - 0.17$ эВ. Анализ холловских кривых $n(1/T)$ позволил сделать вывод о том, что в окрестности этого уровня имеется по крайней мере еще один уровень. Указывается также на присутствие более глубокого уровня (энергия которого не определена). При измерениях времени жизни неосновных носителей, выполненных на таких же образцах, также обнаружены мелкий уровень $E_c - 0.17$ эВ и глубокий с энергией более $E_c - 0.35$ эВ. Первый отжигается в интервале 80—100 °С, а второй слабо отжигается в этом интервале, но эффективно отжигается при комнатной температуре. При более высокой концентрации лития ($\geq 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) холловские измерения в ЗП Si не позволили выявить какого-либо уровня в интервале $E_c - (0.12 \div 0.2)$ эВ [4, 6]. Примечательно, что и в нашем случае при концентрации лития $\geq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ даже

после длительного облучения (более недели) уровень E_2 также отсутствовал в спектре DLTS. Поэтому высокая концентрация лития может маскировать наблюдение некоторых уровней РД.

Что касается результатов, полученных для образцов Т Si, то многие авторы наблюдали образование уровня $E_c - 0.17$ эВ, который является А-центром [2, 4, 15], а также ускоренный его отжиг в результате нейтрализации литием при существенно меньших температурах, чем обычно (≥ 320 °С). При этом чем выше концентрация лития, тем меньшая температура требуется для отжига А-центра. Например, при концентрации лития $4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, по данным ЭПР [7], отжиг А-центра происходит при ~ 50 °С. Сравнительно высокая температура отжига А-центра, отмеченная в данной работе (100—170 °С), обусловлена низкой концентрацией лития.

Таким образом, применяя метод DLTS, можно наблюдать эффекты взаимодействия РД с литием при такой низкой его концентрации, при которой чувствительность и разрешающая способность большинства используемых методов недостаточны. Отметим также, что применение указанного метода позволило, по-видимому, впервые наблюдать процесс взаимодействия лития с известным углеродным комплексом ($C_I - C_S$).

Л и т е р а т у р а

- [1] Wysocki J. J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. V. 13. P. 168—173.
- [2] Вавилов В. С., Смирнова И. В., Чапнин В. А. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 5. С. 1128—1131.
- [3] Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., 1969. 312 с.
- [4] Brucker G. J. // Phys. Rev. 1969. V. 183. N 3. P. 712—724.
- [5] Stannard J. E. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 15. N 3. P. 93—95.
- [6] Carter J. R. // J. Phys. Chem. Sol. 1970. V. 31. P. 2405—2416.
- [7] Naber J. A., Horiye H., Passenheim B. C. // Rad. Eff. 1971. V. 8. P. 239—244.
- [8] Goldstein B. // Rad. Eff. 1971. V. 8. P. 229—237.
- [9] Chen C. S., Corelli J. C. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 6. P. 2483—2489.
- [10] Canham L., Davies G., Lightowers E. C., Blackmore G. W. // Physica. 1983. V. 117/118B. P. 119—121.
- [11] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [12] Заставной А. В., Король В. М. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 3. С. 1284—1287.
- [13] Литвинко А. Г., Макаренко Л. Ф., Мушин Л. П., Ткачев В. Д. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 4. С. 776—780.
- [14] Васильев А. В., Смагулова С. А., Шаймеев С. С. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. P. 162—164.
- [15] Pell E. M. // Sol. St. Phys. Electron. Telecom. N. Y., 1960. V. 1. P. 261—276.
- [16] Lightowers E. C., Canham L. T., Davies G., Thewalt M. L. W., Watkins S. P. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 8. P. 4517—4523.
- [17] Berman P. A. // Conf. Rec. Eight IEEE Photovoltaic Specialists Conf. N. Y., 1970. P. 229—239.

Научно-исследовательский институт физики РГУ
Ростов-на-Дону

Получено 30.06.1988
Принято к печати 19.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

ИМПЕДАНС ФОТОПРОВОДНИКА ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Алимпиев В. Н., Гуральник И. Р.

1. В последнее время в голографии и лазерной интерферометрии растущий интерес вызывают оптические сигналы в виде бегущих волн интенсивности освещения [1, 2]. Следует ожидать, что на характер фотоотклика кристалла, возбуждаемого такого рода световым полем, существенное влияние будет оказы-