

комбинационных свойств КРЦ являются центры зарождения КРЦ (в частности, их природа), примесная атмосфера вокруг них и вторичные дефекты вблизи них (последние эффективно генерируются в кремнии из-за относительно больших размеров КРЦ), а также тип входящих в состав КРЦ дефектов D и Д.

Значительное различие в скоростях генерации КРЦ-1 и КРЦ-2 ( $G_{r1} \gg G_{r2}$ ), вероятнее всего, обусловлено соответствующим существенным различием в концентрациях центров зарождения КРЦ-1  $N_{r1}$  и КРЦ-2  $N_{r2}$  ( $N_{r1} \gg N_{r2}$ ).

**Заключение.** Приведенные данные о структуре и рекомбинационных свойствах термически индуцированных КРЦ различных типов важны для понимания широко изучающихся в настоящее время обусловленных кислородом эффектов в термообработанном кремнии (см., например, [2, 3]).

#### Список литературы

- [1] Глянчук К. Д., Ильчишин В. А., Лиговченко Н. М. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 10. С. 1927—1931.
- [2] Витман Р. Ф., Гусева Н. Б., Лебедев А. А., Таптыгов Э. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 919—921.
- [3] Лебедев А. А., Абдурахманов К. П., Витман Р. Ф., Гусева Н. Б., Далиев Х. С., Утамурадова Ш. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2227—2229.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев]

Получено 7.03.1990  
Принято к печати 14.05.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

### ГЛУБОКИЕ УРОВНИ ДЕФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ В СТРУКТУРАХ $\text{Si}-\text{Pt}_2\text{Si}_3$ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОЙ ФОТОННОЙ ОБРАБОТКИ

Глебов С. С., Егоров В. В., Капустин Ю. А.,  
Колокольников Б. М., Свешников А. А.

Структуры  $\text{Si}-\text{Pt}_2\text{Si}_3$ , получаемые в результате напыления платины на поверхность кремния с последующими термообработками, нашли широкое применение в технологии создания диодов Шоттки. Известно [1], что характеристики таких диодов в значительной степени зависят от дефектов с глубокими уровнями (ГУ).

В последнее время для создания диодов Шоттки  $\text{Si}-\text{Pt}_2\text{Si}_3$ , все чаще применяется импульсная фотонная обработка (ИФО) некогерентным светом большой мощности. В [2, 3] нами исследованы свойства дефектов и возможность введения золота в кремний при ИФО ксеноновыми лампами при относительно низких температурах. Цель настоящей работы — исследование ГУ, связанных с дефектами структуры кремния, возникающими при создании структур  $\text{Si}-\text{Pt}_2\text{Si}_3$ , с помощью ИФО некогерентным светом ксеноновых ламп и исследование влияния этих дефектов на ВАХ полученных диодов.

Нами использовались пластины кремния КЭФ-0.2 толщиной  $\approx 400$  мкм, выращенного по методу Чохральского. Поверхность пластины подвергалась химико-механической обработке. Затем проводилось окисление пластины при  $T=1060$  °С в течение 20 мин в атмосфере паров воды. После этого в  $\text{SiO}_2$  создавались окна диаметром  $\approx 200$  мкм и производилось ионно-плазменное напыление платины толщиной  $\approx 20$  нм. Полученные структуры подвергались ИФО ксеноновыми лампами. Плотность потока излучения, рассчитанная по методике [4], составляла  $\sim 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>. Длительности импульса излучения и паузы между импульсами ФО имели отношение 1 : 4. Суммарное время обработки

(длительность импульса излучения в сумме с длительностью паузы) составляло 0.75 с, а собственно время облучения образцов — 0.15 с. Температура образцов, как и в [3], рассчитывалась и определялась экспериментально и не превышала 600 °С. Непрореагировавший слой платины удалялся химическим путем. После проведения операций ИФО часть образцов подвергалась дополнительному низкотемпературному отжигу при 510 °С в течение 60 мин в атмосфере азота. Облучению подвергались и контрольные образцы, т. е. образцы кремния со слоем окисла на поверхности и без слоя платины. Кроме того, для исследований были созданы диоды Шоттки путем термического вжигания платины при 510 °С в течение 1 ч.

Исследование дефектов с ГУ проводилось с помощью метода нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ). Напряжение смещения при этом составляло 1—7 В, длительность импульса заполнения ГУ носителями заряда — 100 мкс. Для измерения НЕСГУ в контрольных образцах в окна напылялся слой алюминия.

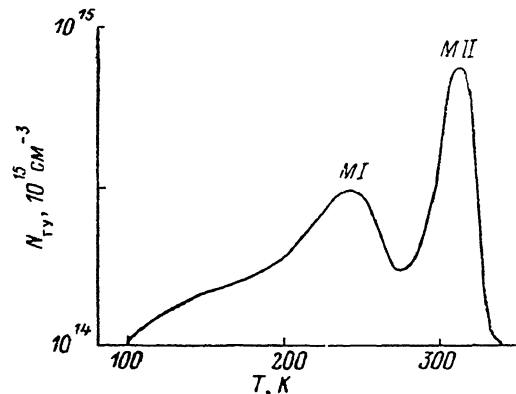


Рис. 1. Спектр НЕСГУ в структурах Si—Pt<sub>2</sub>Si<sub>3</sub>, созданных с помощью ИФО.

Времена выборки  $t_1=9$  и  $t_2=90$  мс.

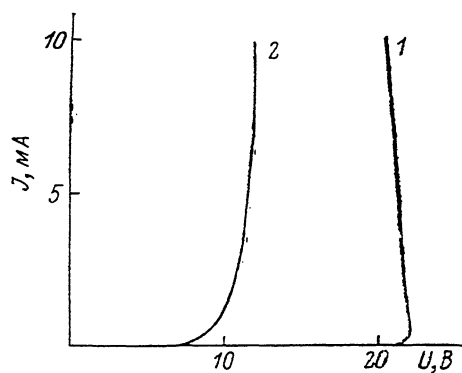


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ диодов Шоттки Si—Pt<sub>2</sub>Si<sub>3</sub>, созданных с помощью ИФО (1) и термическим путем при 510 °С (2).

На рис. 1 приведены наиболее типичные спектры НЕСГУ в структурах Si—Pt<sub>2</sub>Si<sub>3</sub>, полученных путем импульсной фотонной обработки. Как видно из рис. 1, в спектре НЕСГУ присутствовали два хорошо разрешенных максимума (MI и MII). Энергии термоионизации ГУ, ответственных за эти максимумы, составили  $E_c - (0.37 \pm 0.04)$  и  $E_c - (0.56 \pm 0.01)$  эВ соответственно для MI и MII, а сечения захвата носителей заряда для обоих максимумов были  $>10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Исследуемые ГУ были локализованы в приповерхностной области образцов до 1 мкм. Низкотемпературный отжиг при 510 °С в течение 60 мин практически не изменял ни температурного положения максимумов в спектре НЕСГУ, ни их высоты для всех исследованных образцов. Кроме того, следует отметить, что в контрольных образцах и в образцах, изготовленных путем вжигания платины при 510 °С с MI в спектрах НЕСГУ, ГУ не наблюдались. Все вышесказанное позволяет считать, что дефекты, ответственные за MI, являются акцепторными центрами Pt<sup>-</sup>, так как энергия термоионизации, сечения захвата электронов и параметры низкотемпературного отжига, полученные нами для этого центра, согласуются с литературными данными [5, 6]. Полученные результаты позволяют считать, что введение платины в кремний при ИФО, как и золота [3], происходит атермически и, возможно, путем фотостимулированной диффузии [3].

Параметры центров, ответственных за MII в спектрах НЕСГУ (рис. 1), характерны для ГУ, которые, по мнению авторов [7], связаны с введением примесей тяжелых металлов в границу раздела Si—SiO<sub>2</sub> в процессе технологических обработок этих структур.

На рис. 2 представлены результаты исследования обратных ветвей ВАХ полученных диодов Шоттки. Как видно из рисунка, характер ВАХ существ-

венно зависит от способа формирования исследованных диодов. Так, величина максимального обратного смещения у диодов, сформированных с помощью ИФО и содержащих в приповерхностной области кремния ГУ платины, значительно превышает эту величину у диодов, сформированных термическим путем при 510 °С (рис. 2). Экспоненциальная зависимость токов утечки от обратного смещения таких диодов (рис. 2, кривая 2) и исчезновения этих утечек при формировании охранных колец свидетельствует о значительной роли термополевой эмиссии (ТПЭ) [1]. Введение ГУ платины при создании диодов с помощью ИФО приводит, как это следует из рис. 2 (кривая 1), к значительному снижению роли ТПЭ и, как следствие, к значительному снижению утечек и увеличению пробивного напряжения.

#### Список литературы

- [1] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 208 с.
- [2] Капустин Ю. А., Колокольников Ю. М., Свешников А. А., Злобин В. П. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1708—1710.
- [3] Капустин Ю. А., Колокольников Б. М., Свешников А. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 318—322.
- [4] Мавзольская А. Н. // Теплофизические процессы в энергетических установках. Минск, 1988. С. 118—122.
- [5] Chen J. W., Milnes A. C. // Ann. Rev. Mater. Sci. 1980. V. 10. P. 157—228.
- [6] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М., 1985. 304 с.
- [7] Vuillaume D., Bourgoin J. C. // Surf. Sci. 1985. V. 162. P. 680—686.

Воронежский технологический институт

Получено 20.03.1990  
Принято к печати 14.05.1990

ФТП, том 24, вып. 9, 1990

## ГИГАНТСКИЕ ДИФФУЗИОННЫЕ ДЛИНЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Копьев П. С., Леденцов Н. Н.

Как было показано в [1], важнейшие приборные характеристики низкопороговых квантово-размерных лазеров с двойной гетероструктурой и отдельным электрическим и оптическим ограничением (ДГС РО) могут в существенной степени определяться поверхностной рекомбинацией неравновесных носителей на боковых гранях лазерного диода либо их диффузионным растеканием из области инжекции вплоть до ширины полоска, больших 100 мкм. В высокочистом GaAs *p*-типа проводимости ( $p \sim 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) диффузионные длины неравновесных электронов при комнатной температуре могут достигать сотен микрометров [2]. Аналогичные диффузионные длины могут быть, по-видимому, получены и в гетероструктурах с квантовыми ямами, где подвижности электронов [3] и времена излучательной рекомбинации примерно соответствуют таковым в объемном материале [4, 5].

Вместе с тем считается общеизвестным, что диффузионные длины неравновесных носителей при высоких плотностях возбуждения определяются коэффициентами амбиполярной диффузии и достаточно малы. Согласно [6],

$$D_a = \frac{\mu_p p D_n + \mu_n n D_p}{\mu_p p + \mu_n n}, \quad (1)$$