

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} - \frac{Ne^2}{4\pi c^2 \varepsilon_0 m^*} \lambda^2,$$

где  $\lambda$  — длина волны оптического излучения,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $m^*$  — эффективная масса электрона.

Путем экстраполяции значения  $\varepsilon = n^2$ , найденного из спектров отражения, к  $\lambda = 0$  было определено значение  $\varepsilon_{\infty}$  высокочастотной диэлектрической проницаемости (рис. 2, б).

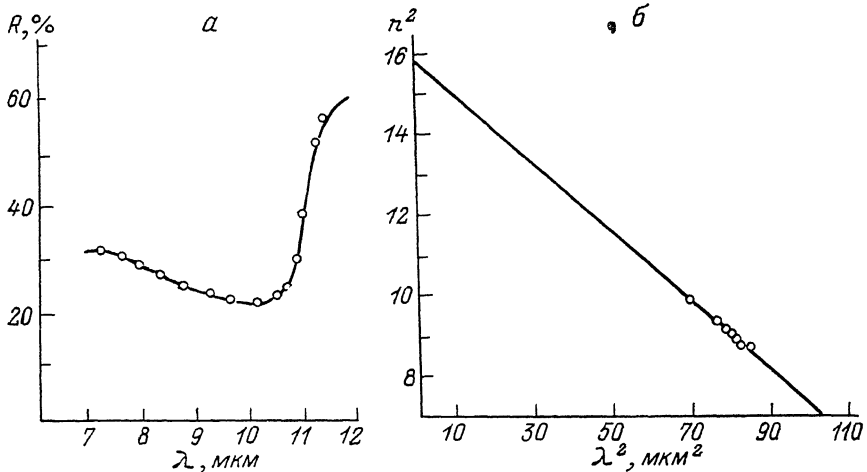


Рис. 2.

а — спектр отражения пленки  $(\text{Zn}_{0.285}\text{Cd}_{0.715})_2(\text{P}_{0.1}\text{As}_{0.9})_2$  в области плазменного минимума; б — зависимость  $n^2$  от  $\lambda^2$ , определенная из данных, приведенных на рис. 2, а.

Для указанного выше состава показатель преломления равен 3.16 для  $\lambda = 7.9$  мкм, а высокочастотная диэлектрическая проницаемость имеет значение 15.7.

#### Список литературы

- [1] Лазарев В. Б., Шевченко В. Я., Гринберг Я. Х., Соболев В. В. Полупроводниковые соединения группы  $A^2B^5$ . М., 1978. 170 с.
- [2] Пилянкович А. Н., Быховский А. Ю., Лощинский М. Б. Лазерное напыление тонких пленок. Киев, 1980. 84 с.
- [3] Цидильковский И. М. Электроны и дырки в полупроводниках. М., 1972. 586 с.

Институт физики твердого тела  
и полупроводников  
АН БССР  
Минск

Получено 28.01.1991  
Принято к печати 14.05.1991

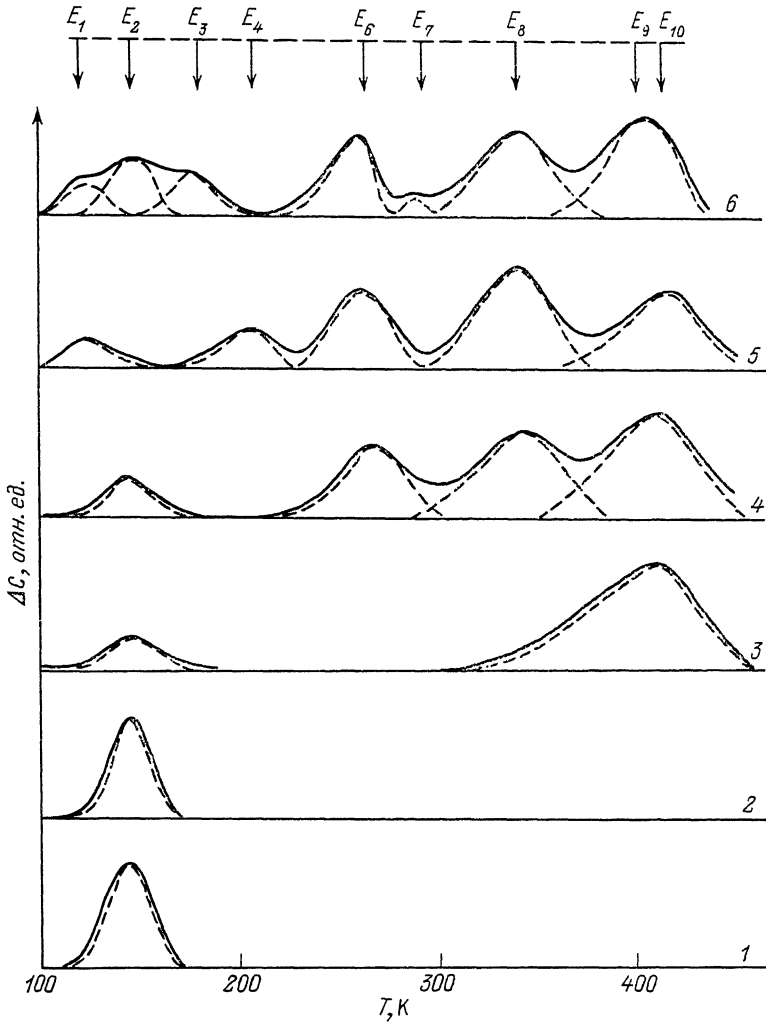
ФТП, том 25, вып. 9, 1991

### ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛОВУШКИ, НАВЕДЕННЫЕ В $n$ -GaP ИОННЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ ФОСФОРОМ

Иващенко А. И., Копанская Ф. Я., Соломонов А. И., Тарченко В. П.

В литературе можно найти значительное число работ, в том числе обзорного характера, посвященных вопросам ионного легирования полупроводников  $A^3B^5$  [1]. Особое место в ряду этих исследований занимают работы, в которых

изучаются проблемы дефектообразования и модификации объемных свойств в GaAs и InP при их ионном легировании собственными компонентами [2-5]. Эти работы дополняют ставшие уже классическими исследования роли фактора нестехиометрии в формировании структурных и электронных свойств полупроводников A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> [6]. Известна актуальность этого фактора и для фосфида галлия [7-9]. В то же время вопросы управления стехиометрией GaP за счет ионного легирования собственными компонентами остаются практически не изученными.



Спектры DLTS ДШ Au—*n*-GaP после различных типов обработки.

1 — контрольный образец; 2 — ВТО при 1170 К; 3 — ИИФ с дозой 80 мкКл/см<sup>2</sup>; 4—6 — ИИФ с дозой 80 мкКл/см<sup>2</sup> и ВТО при 970 К (4), 1070 К (5) и 1170 К (6). Штриховые кривые — выявленные спектральные составляющие. Условия регистрации спектров:  $t_1=9.8$  мс,  $t_2/t_1=2$ .

В настоящем сообщении представлены и обсуждаются результаты изучения спектров термостимулированной релаксации [барьерной емкости (спектров DLTS) диодов Шоттки (ДШ), сформированных на основе нелегированных эпитаксиальных слоев (ЭС) *n*-GaP (100), подвергнутых ионной имплантации фосфора (ИИФ) и (или) быстрому термическому отжигу (БТО). ИИФ осуществлялась при 300 К в направлении нормали к поверхности ЭС при ускоряющем напряжении 100 кэВ. Использовались три дозы легирования: 0.8, 8.0 и 80.0 мкКл/см<sup>2</sup>. БТО выполнялся путем импульсного радиационного нагрева в атмосфере аргона. Длительность вершины теплового импульса не превышала 5 с, а значения максимальных температур были 970, 1070 и 1170 К. ДШ сформирова-

лись напылением в вакууме Au на поверхность (100) ЭС *n*-GaP. Равновесная концентрация свободных электронов в ЭС при 300 К составляла  $(4-8) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Спектры DLTS регистрировались в интервале 100—440 К. Для оценки рекомбинационных параметров глубоких ловушек использовалась методика анализа формы спектральной линии [10].

Влияние ИИФ и (или) БТО ЭС *n*-GaP на поведение спектров DLTS ДШ показано на рисунке. Из сопоставления спектров 1 и 2 видно, что БТО не вносит существенных изменений в структуру спектра DLTS. Спектр DLTS после БТО, как и спектр контрольных ДШ, в исследованном диапазоне температур содержит лишь одну низкотемпературную полосу  $E_2$  с максимумом при 140—150 К. ИИФ во всем интервале использованных доз приводит к появлению в спектре интенсивной и весьма широкой (полуширина до  $\sim 60$  К) высокотемпературной полосы  $E_9$ ,  $E_{10}$  с максимумом при 400—420 К (см. рисунок, спектр 3). Спектры 4—6 показывают, что постимплантационный БТО обуславливает существенное усложнение структуры спектра DLTS. В частности, видно, что имеет место появление новых полос с положением максимумов при 120—130 К ( $E_1$ ), 180—190 К ( $E_3$ ), 200—210 К ( $E_4$ ), 260—270 К ( $E_6$ ), 300 К ( $E_7$ ) и 330—340 К ( $E_8$ ). Можно отметить также, что структура спектра зависит и от дозы ИИФ. Например, при минимальной дозе ( $0.8 \text{ мкКл/см}^2$ ) во всем исследованном интервале температур БТО в спектре DLTS генерируются в основном полосы  $E_6$  (260—270 К) и  $E_8$  (330—340 К). При более высоких дозах, как видно из рисунка, структура спектра DLTS оказывается существенно сложнее из-за появления также линий  $E_1$ ,  $E_3$ ,  $E_4$ ,  $E_7$ .

Высокая плотность спектральных полос, особенно в низкотемпературной части спектра DLTS (см. рисунок, спектр 6), делает достаточно проблематичным обоснованный выбор методики оценки параметров глубоких ловушек, ответственных за появление соответствующих спектральных полос. Чтобы преодолеть возникающие здесь проблемы, с помощью микро-ЭВМ выполнялось разложение спектров на отдельные составляющие (см. рисунок, штриховые кривые). Оказалось, что с помощью выделенных составляющих  $E_1-E_4$ ,  $E_6-E_8$  и  $E_9$  можно вполне удовлетворительно описать реальное поведение спектров DLTS, не выходя за рамки традиционных приближений [10]. С этой точки зрения только анализ составляющей  $E_{10}$  потребовал более детального по сравнению с [10] учета неоднородности распределения глубоких электронных ловушек в области пространственного заряда ДШ. Результаты численных оценок энергии термической активации электронной ловушки ( $E_i$ , эВ) и сечение захвата электрона на нее ( $\sigma_i^n$ ,  $\text{см}^2$ ) для соответствующих спектральных полос приведены в таблице.

Численные оценки энергии термической активации электронной ловушки и сечение захвата электрона на нее для соответствующих спектральных полос

№ полосы	$E_i$ , эВ	$\sigma_i^n$ , $\text{см}^{-2}$	№ полосы	$E_i$ , эВ	$\sigma_i^n$ , $\text{см}^{-2}$
$E_1$	0.13	$\sim 10^{-18}$	$E_7$	0.55	$\sim 2 \cdot 10^{-16}$
$E_2$	0.20	$\sim 2 \cdot 10^{18}$	$E_8$	0.72	$\sim 5 \cdot 10^{-15}$
$E_3$	0.23	$\sim 10^{-19}$	$E_9$	0.80	$\sim 2 \cdot 10^{-15}$
$E_4$	0.44	$\sim 5 \cdot 10^{-14}$	$E_{10}$	0.96	$\sim 5 \cdot 10^{-14}$
$E_6$	0.56	$\sim 7 \cdot 10^{-15}$			

Следует заметить, что электронные ловушки с близкими рекомбинационными параметрами наблюдались ранее в *n*-GaP. Так, в облученном электронами *n*-GaP в [11] детектировались ловушки с  $E_i=0.19$  и  $0.23$  эВ, что близко к соответствующим оценкам для  $E_2$  и  $E_3$ . В [12] также в облученном электронами *n*-GaP обнаружили уровень с  $E_i \simeq 0.14$  эВ. Эта величина близка к оценке, полученной для  $E_1$ . В работе [13], где изучался спектр глубоких ловушек в *n*-GaP, ионно-легированном Nb, были выявлены электронные ловушки с  $E_i=0.51$  и  $0.83$  эВ, для которых оценки  $\sigma_i^n$  были соответственно  $4 \cdot 10^{-14}$  и  $1.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ . Нетрудно заметить, что эти рекомбинационные характеристики оказываются близкими к соответствующим оценкам, найденным для состояний  $E_4$  и  $E_9$ . При изучении спектра глубоких электронных состояний в механически деформированном

$n$ -GaP в [14] было обнаружено состояние с энергией активации 0.71 эВ и механизмом захвата электрона  $> 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Рекомбинационные параметры, найденные для уровня  $E_8$ , оказываются достаточно близкими к оценкам из [14]. Эти, а также данные других работ [15] позволяют заключить, что наведенные ИИФ и постимплантационным БТО электронные ловушки обусловлены, скорее всего, собственными точечными дефектами и их комплексами с фоновыми примесями.

#### Список литературы

- [1] Максимов С. К. // Мат. III Всес. шк. «Фундаментальные вопросы ионной имплантации». Алма-Ата, 1986. С. 116—124.
- [2] Георгобиани А. Н., Пышная Н. Б., Скакун Ф. А., Тигиняну И. М., Урсаки В. В. // Кратк. сообщ. по физике. М., 1989. № 7. С. 36—37.
- [3] Radautsan S. I., Tiginyanu I. M., Pyshnaya N. B. // Phys. Stat. Sol. (a). 1988. V. 108. P. K59—K61.
- [4] Scibior H., Brylowska I., Mazurek P., Subotowicz M., Paprocki K. // Acta Phys. Polon. 1985. V. A67. N 1. P. 113—116.
- [5] Nishizawa J., Shiota J., Oyama Y. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. N 6. P. 1073—1087.
- [6] Herle D. T. J. // J. Phys. Chem. Sol. 1979. V. 40. N 4. P. 613—626.
- [7] Барчук А. Н., Герасименко В. В., Иващенко А. И., Копанская Ф. Я., Соломонов А. И., Тарченко В. П. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1308—1310.
- [8] Иващенко А. И., Копанская Ф. Я., Тарченко В. П. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1001—1005.
- [9] Nishizawa J., Okuno Y., Koike M. // Japan. J. Appl. Phys. 1978. V. 17 (Suppl. 17—4). P. 87—92.
- [10] Васильев А. В., Смагулова С. А., Шаймеев С. С. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 162—164.
- [11] Brailowsky E. Yu., Grigoryan N. E., Marchouk N. D., Pambuchyan N. H., Tartachnik V. P. // Def. a. Rad. Eff. Semicond. 1978. Invit. a. Contrib. Pap. Int. Conf. Nice, 1978. Bristol—London, 1979. P. 369—374.
- [12] Huang Q., Grimmeiss H. G., Samuelson L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 8. P. 3068—3071.
- [13] Черняев В. В., Понамарев Н. Ю., Ушаков В. В., Дравин В. А., Гишпиус А. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2240—2242.
- [14] Ferenczi G., Dozsa L., Somogyi M. // Lect. Note Phys. 1983: Defect Complex Semicond. Struct. Proc. Int. School. Matrafurel, Sept. 13—17. 1982. P. 301—307.
- [15] Fabre E., Bhargava R. N. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. N 7. P. 322—324.

Чишиневский политехнический институт им. С. Лазо

Получено 18.03.1991  
Принято к печати 14.05.1991

*ФТП, том 25, вып. 9, 1991*

## ДЕФОРМАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ и $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ ВБЛИЗИ КРАЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ПОЛОСЫ

Бибенин Н. Г.

Исследование поглощения циркулярно поляризованного света в ферромагнитных полупроводниках  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  [1] и  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  [2] в области края фундаментальной полосы позволило сформулировать модель зонной структуры этих спиinelей [3, 4]. Позднее было изучено влияние давления на электронный спектр [5]. Оказалось, что при  $T < T_c$  ( $T_c$  — температура Кюри) деформационная зависимость энергии электрона в валентной зоне обладает рядом особенностей, не встречающихся в других полупроводниковых материалах. В настоящем сообщении рассматривается, каким образом эти особенности проявляются в поглощении циркулярно поляризованного света и как их можно использовать для нахождения констант деформационного потенциала в указанных материалах.

При  $T < T_c$  край фундаментальной полосы в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  и  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  формируется переходами из валентной зоны  $\Gamma_3$  в  $s$ -подобную зону проводимости с см-