

ДЕГРАДАЦИЯ ЗЕЛЕННЫХ GaP : N СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ И ФАКТОРЫ, НА НЕЕ ВЛИЯЮЩИЕ

Т. В. Торчинская, Т. Г. Бердинских, А. Г. Карабаев, О. Д. Смиян,
А. А. Трофимов, В. А. Денисюк, Б. И. Вишневская, Л. М. Коган

Введение

Деградация зеленых GaP : N светоизлучающих диодов (СД) $p^+ - p - n - n^+$ -типа, в которых акцептором является цинк, чаще всего связывают с рекомбинационно-стимулированной диффузией атомов Zn из p -слоя [1-3] или из p^+ -слоя у контакта [4] в область пространственного заряда (ОПЗ) или n -слой с образованием там центров безызлучательной рекомбинации. В то же время в ряде работ [5, 6], выполненных с привлечением методов просвечивающей электронной спектроскопии, показано, что деградация GaP : N СД сопровождается появлением дефектов темных линий (ДТЛ) — дислокаций. Поскольку ДТЛ, как правило, образованы атомами основной решетки [7], то не ясно, насколько важна роль в деградации СД примеси Zn. Существуют также сообщения [8], в которых деградационная стойкость СД повышается с применением защиты их поверхности слоем окисла или нитрида кремния,

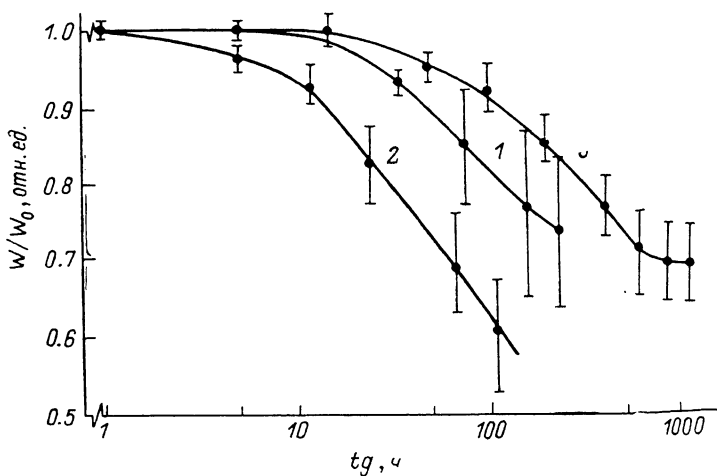


Рис. 1.

указывающие на возможную роль в деградации процессов на поверхности. В этой связи было целесообразно провести сравнительное исследование с целью изучения влияния на процесс деградации GaP : N СД следующих факторов: а) состояния поверхности в месте выхода $p - n$ -перехода из кристалла, б) защиты поверхности слоем нитрида кремния Si_3N_4 , в) различного уровня легирования цинком p^+ -слоя.

В работе исследовались диоды, полученные на основе промышленных светоизлучающих GaP : N структур [9]. Диоды из партии 1 содержали кристаллы с размером $p - n$ -перехода 0.5×0.5 мм, имеющие резанную и травленную в щелочном травителе боковую грань [10]. СД из партий 2, 3 и 4 имели кристаллы с химически вытравленной мезаструктурой площадью 0.35×0.35 мм. У диодов из партии 3 область выхода $p - n$ -перехода на поверхность была защищена пленкой Si_3N_4 .

Процесс деградации происходил при 300 К и протекании прямого тока 60 (СД из партии 2, 3 и 4) и 100 мА (СД из партии 1). В различные моменты времени наработки регистрировалась интегральная интенсивность свечения СД при постоянной плотности тока $I_0 = 16$ А/см².

Для оценки однородности процесса деградации по сечению и площади $p - n$ -перехода последний до и после наработки контролировался на растровом электронном микроскопе АМР-1200 в совмещенном режиме вторичной электронной эмиссии и наведенного (ЕВ1С) тока. Зондирующий электронный пучок характеризовался диаметром 200 Å, энергией 20 кэВ при токе $5 \cdot 10^{-9}$ А. Появление в процессе деградации дефектов темных пятен (ДТП) фикси-

ровалось в плоскости $p-n$ -перехода после стравливания p -слоя на глубину 8-10 мкм методом наведенного тока.

Для анализа химического состава подконтактного p^+ -слоя был использован метод масс-спектрометрии вторичных ионов (SIMC). Чувствительность этого метода очень высока и для различных элементов колеблется от 10^{-4} до 10^{-12} ат.%. [11]. Измерение содержания Zn в подконтактных областях проводилось на спектрометре вторичных ионов установки ЛАС-

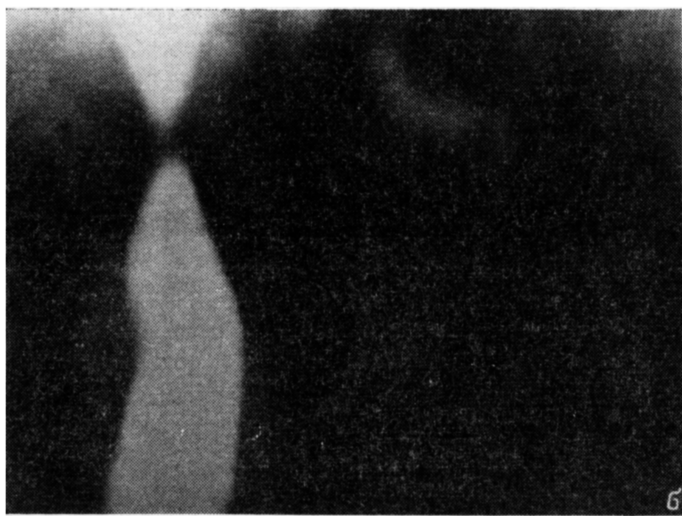


Рис. 2. Область $p-n$ -перехода, полученная в совмещенном режиме вторичной электронной эмиссии и наведенного тока до деградации (а) и после деградации (б). Увеличение $\times 7500$.

2000 фирмы Рибер. Перед началом исследований контакт из золота к p -слою СД удалялся ионным травлением непосредственно в той же камере, где проводились исследования вторичных ионов. Зондирующий ионный пучок Ag с энергией 5 кэВ при токе $6 \cdot 10^{-9}$ А. Диаметр зонда 50—90 мкм.

На рис. 1 представлены относительное изменение со временем деградации средних значений интенсивности свечения p/p_0 и ее среднеквадратичные отклонения для СД из различных партий, содержащих по 5-10 штук приборов. Номера кривых соответствуют номерам партии. Как видно из рисунка, наименьшая скорость деградации и разброс параметров в пределах партии характерны для диодов на базе мезаструктур с защитным Si_3N_4 покрытием (кривая 3). В то же время оказалось, что диоды с мезаструктурой без защитного покрытия (кривая 2) деградировали быстрее, чем приборы, содержащие кристаллы с резавой и трав-

ленной боковой поверхностью (кривая 1). Последний факт указывал на то, что не только состояние поверхности определяет деградационную стойкость СД, а имеется и другая, по-видимому, доминирующая, причина деградации.

Анализ микрофотографий $p-n$ -перехода показывает, что процесс деградации сопровождается появлением дефектов темных пятен (ДТП) и затрагивает некоторые локальные области, значительно нарушая однородность $p-n$ -перехода по площади и сечению (рис. 2, 3). Поскольку деградация происходит неоднородно по площади $p-n$ -перехода, а также учитывая, что часто ДТП и ДТП берут начало от проросших из подложки дислокаций [12], можно было бы предположить, что бóльшая скорость деградации СД из партии 2 связана

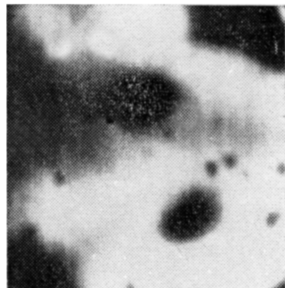


Рис. 3. Плоскость $p-n$ -перехода после деградации, полученная в режиме наведенного тока. Увеличение $\times 1000$.

с бóльшей плотностью последних. Проведенные оценки плотности дислокаций в плоскости $p-n$ -перехода показали, что для СД всех партий она была примерно одинаковой и составляла $8 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$.

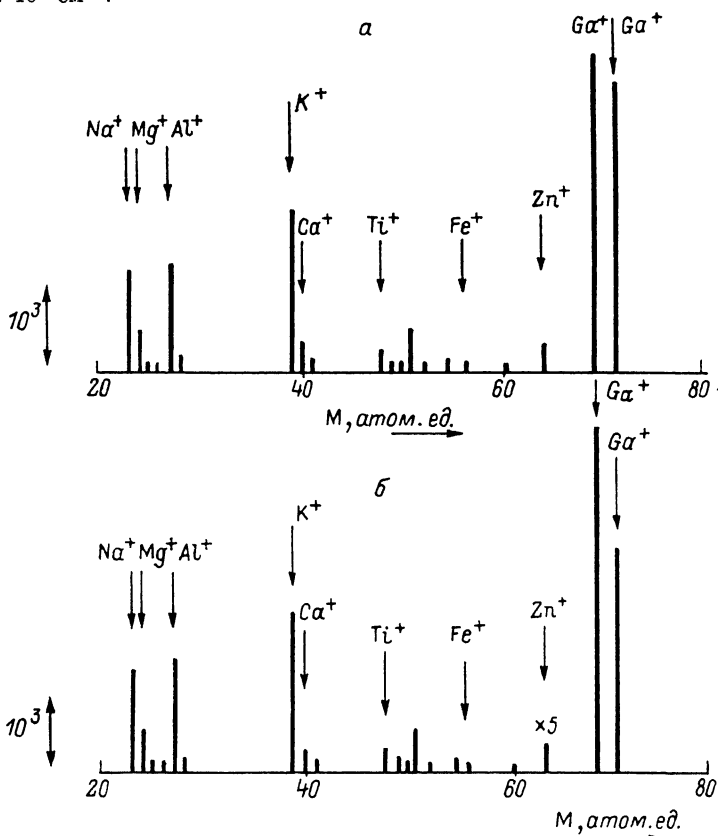


Рис. 4. Масс-спектр положительных вторичных ионов, выбитых из подконтактной p^+ -области GaP СД.

а, б — партии 1, 2 соответственно.

На рис. 4 представлены масс-спектры, характеризующие химический состав подконтактной GaP поверхности p^+ -слоя типичных СД из партии 1 и 2.¹ Ввиду различных количеств отдельных элементов, а также различной величины коэффициента относительной чув-

¹ Масс-спектры СД из партий 1, 3 и 4 практически идентичны.

ствительности этих элементов интенсивность отдельных линий в спектре масс отличается на несколько порядков. Поэтому для удобства восприятия информации отдельные пики спектра даны в различных масштабах (рис. 5). Видно, что спектры масс партий 1 и 2 различаются интенсивностью ионного тока цинка. Учитывая сказанное выше, для оценки изменения содержания Zn на поверхности подконтактной области p^+ -слоя СД из партий 1 и 2 сопоставим между собой относительные интенсивности ионных токов наиболее распространенных изотопов Zn_{66} и Ga_{71} . Площади под этими пиками (S_{Zn} и S_{Ga}) пропорциональны содержанию соответствующих элементов в материале. Для образцов СД из партии 1 $S_{Zn}/S_{Ga} = 5.8-7.2 \cdot 10^{-4}$, а для образцов из партии 2 $S_{Zn}/S_{Ga} = 4.9-6.8 \cdot 10^{-3}$. Следовательно, СД из партии 2 в подконтактном слое содержат цинка в 10 раз больше, чем СД из партии 1. Определение абсолютных концентраций в исследованных образцах в настоящее время не

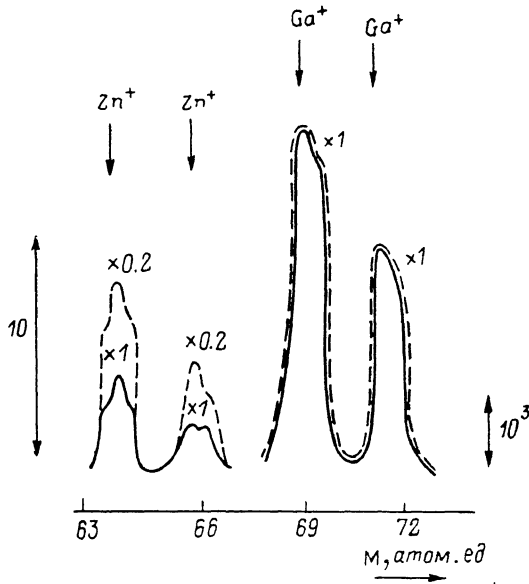


Рис. 5. Масс-спектр положительных вторичных ионов (массы 64—71).
а, б — партии 1, 2.

представляется возможным в силу недостаточного уровня разработок методов количественных измерений масс-спектрометрии вторичных ионов. Однако очевидно, что быстрее деградируют приборы с более высоким уровнем легирования p^+ -слоя цинком (рис. 1, кривая 2). По-видимому, в процессе наработки атомы Zn диффундируют из p^+ -слоя к $p-n$ -переходу. При этом к снижению интенсивности свечения СД может приводить либо образование в активном слое центров безызлучательной рекомбинации, содержащих цинк, либо появление ДТЛ вследствие релаксации упругих напряжений, возникающих при увеличении концентрации Zn в $p-n$ -переходе.

Полученные экспериментальные результаты указывают на существенно объемный характер деградации GaP : N СД. При этом стабильное поведение приборов с мезоструктурой и с защитным Si_3N_4 покрытием, а также меньшие значения среднеквадратичных отклонений их эффективности свечения в процессе деградации могут быть обусловлены, например, тем, что стабилизация поверхности приборов создает более однородные условия для зарождения ДТЛ и ДТП. Последние, как известно [13], часто берут свое начало от неоднородностей у поверхности.

Список литературы

- [1] Löhnert K., Kubalek E. // Phys. Stat. Sol. (a). 1983. Vol. 80. N 1. P. 173—183.
- [2] Oelgart G., Rheinlander B., Halfner H. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. Vol. 86. N 2. P. 833—840.
- [3] Rheinlander B., Oelgart G., Halfner H. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. Vol. 87. N 1. P. 373—381.
- [4] Торчинская Т. В., Шматов А. А., Строчков В. И., Шейнман М. К. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 4. С. 701—707.

- [5] *Petroff P. M., Lorimor O. G., Ralston J. M.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 4. P. 1583—1588.
- [6] *Ferenzi G.* // IEEE Trans. of Electron. Dev. 1981. Vol. ED-28. N 4. P. 421—424.
- [7] *Hu S. H., Klepner S. M., Schwenker R. O.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. P. 4098—4106.
- [8] Способ стабилизации поверхности приборов. Патент Японии 95 (5) C23 № 42-24543 от 19.04.67. Изобретения за рубежом. 1972. № 9. С. 141.
- [9] *Невский О. Б., Федоров В. А.* // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1980. № 3. С. 45—56.
- [10] *Луфт Б. Ф.* Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников. М.: Радио и связь, 1982. 136 с.
- [11] *Черепи В. Т., Васильев М. А.* Вторичная ионно-ионная эмиссия металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1975. 238 с.
- [12] *Ito R., Nakashima H., Nakada O.* // Jap. J. Appl. Phys. 1974. Vol. 13. N 8. P. 1321—1322.
- [13] *Берг А., Дил П.* Светодиоды. М.: Мир, 1979. 686 с.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
24 ноября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

*А. А. Буш, С. Н. Гордеев, А. А. Евдокимов, А. А. Жуков,
М. И. Лазерь, Д. В. Шеломов*

С момента открытия высокотемпературных сверхпроводников большое внимание уделяется изучению их токонесущей способности. В ряде работ [1, 2] была установлена сильная зависимость критической плотности тока j_c от слабого магнитного поля H в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Однако до настоящего времени не изучены особенности поведения j_c в различных интервалах магнитных полей, не определен вид функциональной зависимости $j_c(H)$, знание которого необходимо при расчетах токонесущей и экранирующей способностей изделий из этого материала.

Образцы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta=0.1-0.2$) были синтезированы по обычной керамической технологии с многократным чередованием циклов гомогенизации и отжига. В зависимости от условий приготовления образцы имели температуру окончания сверхпроводящего перехода 91—94 К, плотность 40—90 % от рентгенографической и средний размер зерна ~ 10 мк.

Измерения критического тока производились четырехзондовым методом в статическом режиме. Переход в резистивное состояние фиксировался по появлению напряжения 1 мкВ при расстоянии между потенциальными зондами ~ 3 мм. Значение критической плотности тока j_c определялось отношением критического тока к сечению образца, имевшего форму цилиндра или параллелепипеда.

На рис. 1, а представлены зависимости $j_c(H)$ для двух образцов, полученных в одинаковых условиях, но отличающихся давлением прессования таблеток перед последним отжигом. Эти образцы характеризуются существенно различными значениями объемной и критической плотностей тока, однако зависимости $j_c(H)$ для них имеют подобный вид.

Установлено, что в магнитных полях $H < 30$ Э зависимость $j_c(H)$ полностью обратима, но при воздействии магнитных полей большей напряженности возникает гистерезис, который приводит к необратимому уменьшению критического тока образца после вывода поля. На рис. 1, а также приведены значения критической плотности тока $j_c(0)$ в зависимости от величины действовавшего на образец поля, эти данные получены в процессе последовательного увеличения H . Величина $j_c(0)$ неизменна при $H < 30$ Э, быстро уменьшается в области 30—300 Э и выходит на практически постоянное значение в больших полях.

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о существовании трех областей магнитных полей, соответствующих различному поведению j_c . Учитывая, что границы этих областей совпадают для плотного и рыхлого образцов, сильно отличающихся размерами межгранульных пор и критическим межзерненным током, можно утверждать, что гистерезис зависимостей $j_c(H)$ связан с захватом магнитного потока внутрь керамических зерен. При