

Таким образом, максимальная плотность мощности в Rb :КТР волноводе составила 1.1 МВт/см^2 ($\lambda = 514 \text{ нм}$) и 0.7 МВт/см^2 ($\lambda = 488 \text{ нм}$) (для мод типа E_z^2).

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Осико за внимание и поддержку данной работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Bierlein J.D., Ferretti A., Brixner L.H., Hsu W.Y. // Appl. Phys. Lett. 1987. N 50. P. 1216-1218.
- [2] Бурицкий К.С., Дианов Е.М., Маслов В.А., Черных В.А., Шербаков Е. А. // Квантовая электроника. 1990. № 17. С. 494-496.
- [3] Laubacher D.B., Guerra V.L., Chouinard M.P., Lion J.Y., Wyatt P.H. // Proc. SPIE. 1988. N 993. P. 80-85.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
4 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 14

26 июля 1990 г.

05.2; 06.3

© 1990

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $6N$ - SiC , ЛЕГИРОВАННОГО Ga И N

Ю.А. Водаков, Е.Н. Мохов,
А.Д. Роенков, В.В. Семенов,
В.И. Соколов, Р.Г. Веренчикова,
А.О. Константинов, В.Г. Одинг

SiC является перспективным материалом для создания светодиодов (СИД), излучающих в голубой области спектра [1]. Наиболее часто структуры таких светодиодов формируют методом жидкостной эпитаксии с расплавом кремния в качестве растворителя, в который дополнительно вводят люминесцентноактивные примеси Al и N [2-4]. Предпринимались также попытки использования для этой цели газофазного химического осаждения [5]. Однако при этом квантовый выход электролюминесценции (ЭЛ) оказывается заметно ниже, чем в работах [2-4], особенно при высоких плотностях тока.

Наши исследования показали, что среди газофазных методов более успешные результаты дает применение сублимационной методики,

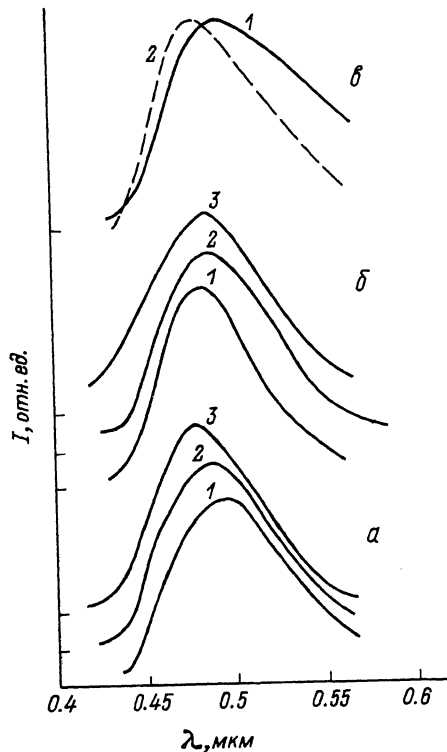


Рис. 1. Спектры электролюминесценции. а - спектры ЭЛ в стационарном режиме при различной плотности тока: 1 - 1.6 А/см², 2 - 8 А/см², 3 - 80 А/см²; б - спектры ЭЛ в стационарном режиме при постоянной плотности тока (80 А/см²) при различных температурах: 1 - 125 К, 2 - 313 К, 3 - 373 К; в - спектры ЭЛ (290 К): 1 - в стационарном режиме $j = 2.4 \cdot 10^1$ А/см², 2 - в импульсном режиме $j = 4 \cdot 10^3$ А/см², $f = 3$ кГц.

с помощью которой удается получить весьма эффективные малоинерционные голубые, а также зеленые и сине-фиолетовые SiC-СИД [6-8].

В настоящей работе изучались особенности электролюминесценции диодных структур, приготовленных сублимационным «сэндвич-методом» [9] на базе слоев SiC, политипа 6Н, с примесью Ga и N в качестве активаторов люминесценции.

Рост слоев SiC проводился в графитовых контейнерах в среде аргона при температуре 2100-2500 °С. Подложками служили монокристаллы 6Н-SiC p-типа проводимости, легированные азотом, ориентированные поверхностью {0001}. Вначале наращивался слой n-SiC, легированный Ga и N, затем слой p-типа, легированный Al.

Концентрация Ga в эпитаксиальном слое регулировалась путем изменения температуры источника Ga и, согласно данным нейтронноактивационного анализа, составляла $(3-8) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Содержание донорной примеси азота задавалось величиной парциального давления N₂, вводимого непосредственно в зону роста, и варьировалось в пределах $(4-15) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Концентрация Al в слоях p-типа проводимости составляла $\sim 10^{20}$ см⁻³.

После изготовления p-p-перехода на поверхность образцов наносился Al, обеспечивающий омический контакт к p-слою, и далее с помощью фотолитографии формировалась плоская матрица из отдельных меза-структур с площадью $(1-3) \cdot 10^{-3}$ см², которые разделялись электрически путем последующего химического травления в расплаве КОН. Омический контакт к p-слою создавался путем нанесения сплава (Ni + W). Вывод света осуществлялся через подложку.

В настоящей работе характеристики светодиодных структур снижались в стационарном и импульсном режимах на отдельных плоских элементах (мезаструктурах) матрицы без использования специальных просветляющих покрытий и фокусирующих линз.

Вольт-емкостные характеристики большинства структур могут быть описаны зависимостью $1/C^2 \sim U$, что говорит о наличии резкого р-п-перехода. Однако потенциал отсечки (U_0) при $T = 300$ К составляет $\approx 2.7-3.1$ В, что несколько выше, чем в р-п-переходах, полученных жидкофазной эпитаксией [2-4].

Начало свечения наблюдалось уже при токах $\sim 50 \mu A$. Рабочим плотностям тока $j \approx 10^1-10^2$ А/см² в стационарном режиме соответствует падение напряжения 2.9-3.1 В. Обратные токи $< 10^{-6}$ А до напряжений порядка 20 В.

Спектры электролюминесценции светодиодов при различных плотностях тока и температуре представлены на рис. 1, а,б. Как видно, максимум излучения светодиодов находится в голубой области спектра. С увеличением уровня возбуждения и ниже 300 К спектр излучения сдвигается в коротковолновую сторону, что сопровождается уменьшением полуширины спектра $\Delta \lambda_{1/2}$. Отметим, что при 300 К и плотностях тока $j = 25$ А/см² $\lambda_{max} = 480$ нм, $\Delta \lambda_{1/2} = 75$ нм.

Переходные характеристики светодиодов измерялись при комнатной температуре на стробоскопическом осциллографе. Временное разрешение установки определялось быстродействием фотоумножителя и составляло 3-4 нс. Плотность тока р-п-структуры варьировалось в интервале $30-5 \cdot 10^3$ А/см². Нарастание и спад излучения не описываются простым экспоненциальным законом, а содержат большой набор различных компонент с характерными временами от единиц до сотен нс (рис. 2,а). При высоких плотностях тока длинновременные компоненты имеют тенденцию к насыщению и время разгорания определяется быстрой компонентой. Время нарастания быстрой компоненты уменьшается с ростом плотности тока и при $j = (3-5) \cdot 10^3$ А/см² оказывается на пределе разрешения установки (3-4 нс).

Таким образом, в импульсном режиме быстродействия голубых светодиодов на базе $SiC \langle Ga, N \rangle$, полученных сублимационным методом, как минимум на один-два порядка превосходит быстродействие СД на основе $SiC \langle Al, N \rangle$ [2-4].

Кроме того, переход от стационарного режима к импульсному (рис. 1,в) сопровождается сдвигом максимума спектра в коротковолновую область (10-12 нм) и относительным уменьшением интенсивности излучения в длинноволновой области спектра.

Зависимость интегральной интенсивности излучения (Φ) от плотности тока растет до плотности тока 20 А/см² (стационарный режим) пропорционально току и выходит при плотностях $j > 300$ А/см² на зависимость, меняющуюся от образца к образцу в пределах $\Phi \approx j$ (0.75-0.85).

Такое поведение ЭЛ от уровня возбуждения и во времени близко к описанному для катодолюминесценции на ДАП $Ga-N$ при сопо-

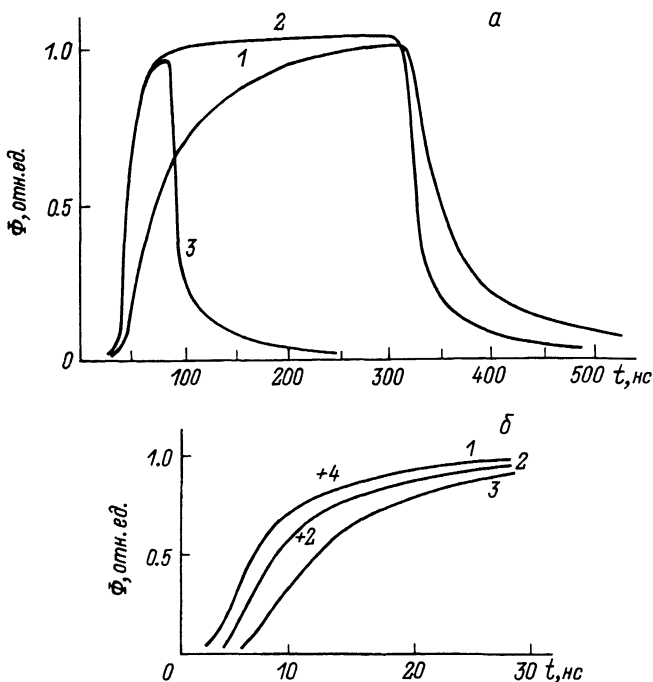


Рис. 2. а - разгорание и спад ЭЛ при импульсном режиме возбуждения: 1 - $j = 10^2$ А/см², $\tau = 270$ нс; 2 - $j = 5 \cdot 10^3$ А/см², $\tau = 270$ нс; 3 - $j = 5 \cdot 10^3$ А/см², $\tau = 50$ нс; б - разгорание быстрой компоненты ЭЛ: 1 - $j = 6 \cdot 10^3$ А/см², 2 - $j = 2.6 \times 10^3$ А/см², 3 - $j = 1.1 \cdot 10^3$ А/см².

ставимых уровнях возбуждения [10, 11] и, по-видимому, определяется несколькими причинами. Во-первых, наличием в пределах „галлиевой“ полосы Л нескольких каналов рекомбинации - зона-галлий, разноудаленные пары Ga-N (более тесные пары дают более коротковолновый и более быстрый канал, но проявляются при больших уровнях возбуждения). Во-вторых, в сильно легированных азотом и галлием и компенсированных образцах могут добавляться еще механизмы рекомбинации, связанные с флуктуациями энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, а также вакансионно-примесные комплексы. Растяжка р-п-перехода (области объемного заряда вблизи р⁺-слоя) усиливает роль этих последних механизмов. При малых уровнях возбуждения и в послесвечении (или более длительных импульсах) эти последние механизмы усилены, а при больших уровнях возбуждения и при коротких импульсах усилена роль первых механизмов, имеющих более коротковолновые излучательные переходы.

Высокое быстродействие полученных СИД мы связываем с тем обстоятельством, что их активной областью является п-база с вы-

соким уровнем легирования азотом. В исследованных ранее светодиодах $SiC\langle Al, N \rangle$ приемлемый уровень эффективности, как сообщается в литературе, пока получился лишь при использовании в качестве люминесцентно активного слоя компенсированной области, в которой концентрация свободных носителей намного ниже, что ухудшает их быстродействие.

Внешний квантовый выход излучения эффективных хороших СИД на основе $SiC\langle Ga, N \rangle$ при $j = 25 \text{ А/см}^2$ и $T = 300 \text{ К}$ составляет $(1-1.5) \cdot 10^{-4}$, что не уступает эффективности СИД, полученных методом жидкостной эпитаксии [2-4].

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Вольфсону и А.В. Наумову за помощь в изготовлении образцов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] T a i r o v Yu.M., V o d a k o v Yu.A. // Topics Appl. Phys. 1977. V. 17. P. 31-61.
- [2] H o f f m a n L., Z i e g l e r G., T h e i s D., W e y r i c h G. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. 6962-6967.
- [3] I k e d a M., H a y a k a w a M., Y a m a g i w a S., M a t s u n a m i H., T a n a k a T. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 12. P. 8215-8225.
- [4] Вишневская Б.И., Дмитриев В.А., Коваленко Н.Д. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. № 4. С. 664-669.
- [5] N i s h i n o S., I b a r o k A., M a t s u n a m i H., T a n a k a T. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 7. P. L353-L356.
- [6] Бараш А.С., Водаков Ю.А., Воронин А.Н., Ломакина Г.А., Мохов Е.Н., Семенов В.В., Уваров А.А. // Техн. средства связи, Сер. общетехн. (ОТ). 1982. В. 5. С. 22-27.
- [7] Мохов Е.Н., Роенков А.Д., Рамм М.Г., Кольцова Е.Н., Мальцев А.А., Бараш А.С., Гуле Е.Г., Демаков К.Д., Ломакина Г.А. Тез. докл. III Всес. совещ. „Физ. и техн. широкозонных полупр.“ Махачкала, 1986. С. 67.
- [8] Мохов Е.Н., Водаков Ю.А., Семенов В.В., Роенков А.Д., Константинов А.О., Соколов В.И., Веренчикова Р.Г. // Тр. коорд. совещ. соц. стран по физ. проблемам оптоэлектроники („Оптоэлектроника - 89“). Баку, 1989. С. 22.
- [9] V o d a k o v Yu.A., M o k h o v E.N., R a m m M.G., R o e n k o v A.D. // Krist. und Techn. 1979. V. 14. N 6. P. 729-741.
- [10] Водаков Ю.А., Мохов Е.Н., Соколов В.И., Вавилов В.С., Иванов А.И., Чикичев М.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 15. С. 60-64.

[11] Иванов А.И., Мохов Е.Н., Одинг В.Г., Вавилов В.С., Водаков Ю.А., Чукичев В.К. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 17. С. 38-41.

Поступило в Редакцию
12 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 14

26 июля 1990 г.

11

© 1990

О РАСХОДЕ МАССЫ КОНИЧЕСКОГО ЭМИТТЕРА ПРИ ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Г. М е с я ц

Одной из важных характеристик взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) из металлов является расход массы материала катода. Обычно для исследования ВЭЭ используются конические острийные эмиттеры (рис. 1). Для таких эмиттеров в сферической системе координат уравнение теплового баланса на катоде имеет вид [1]

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + \frac{i^2 x(r)}{\Omega^2 r^4}, \quad (1)$$

где λ - теплопроводность, $\Omega = 4\pi \sin^2(\theta/4)$ - телесный угол, x - удельное сопротивление, c - теплоемкость, ρ - удельный вес металла, i - ток, r - радиус, отсчитываемый от вершины острия, θ - угол конуса эмиттера. Если использовать малое время $t \leq 10^{-8}$ с и угол $\theta \leq 20^\circ$, то можно пренебречь теплопроводностью, т.е. членом $\lambda \nabla^2 T$ в уравнении (1). Тогда мы получим чисто джоулев разогрев эмиттера. В этом случае распределение температуры запишется в виде

$$T = T_0 \exp\left(\frac{x_0 \int_0^t i^2 dt}{\Omega^2 \rho c r^4}\right), \quad (2)$$

где T_0 - начальная температура эмиттера.

В (2) принята прямолинейная зависимость удельного сопротивления от температуры $x = x_0 T$, а также c считается независимой от температуры.

Обычно принимается, что уносится та масса, температура которой выше некоторой критической величины $T_{кр}$. Радиус $r_{кр}$,