

06.2;06.3;07

©1995

СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОРИСТОГО 6H-SiC

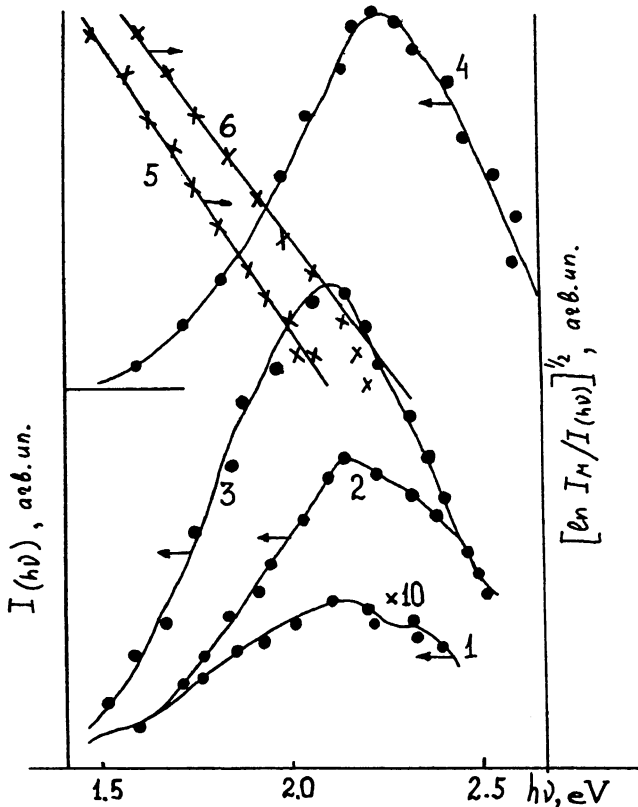
А.А.Лебедев, А.А.Лебедев, Ю.В.Рудь

Большой интерес к так называемым пористым материалам, получаемым путем электрохимического травления, возник после обнаружения видимой фотолюминесценции (ФЛ) из пористого кремния [1]. Недавно был получен и исследован пористый карбид кремния (П-SiC) модификации 6H [2]. Энергия экситонного излучения в 6H-SiC равна 3.02 эВ [3] при энергии связи экситона 0.078 эВ [4]. В работе [2] показано, что в П-SiC интенсивность излучения в области $h\nu = 2.5$ эВ возрастает примерно в 100 раз по сравнению с монокристаллическим SiC. Данная работа посвящена получению и предварительному исследованию ФЛ пористого карбида кремния.

В качестве исходного материала были использованы пластины монокристаллического 6H-SiC, полученные методом Лели, с концентрацией электронов $(1 - 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и кристаллографической ориентацией (0001). Электрохимическое травление производилось в 20% спиртовом растворе HF при плотностях тока 10–60 мА/см² в течение 40–80 мин.

Измерения спектров производились при возбуждении ФЛ стационарным излучением аргонового или импульсным излучением азотного лазеров с энергиями квантов $h\nu \approx 2.7$ и 3.7 эВ соответственно. Полученные спектры ФЛ были нормированы с учетом спектральной чувствительности фотоприемника и оптического пропускания излучения измерительным трактом установки.

На рисунке представлены спектры излучения исходного SiC (кривая 1), П-SiC при 300 и 77 К (кривые 2 и 3 соответственно) при возбуждении аргоновым лазером и при 300 К при возбуждении азотным лазером (кривая 4). Из рисунка видно, что положение максимумов в спектрах ФЛ при возбуждении аргоновым лазером практически одинаково как в исходном, так и в пористом SiC, и не смещается при изменении температуры T от 300 до 77 К. Интенсивность ФЛ в П-SiC в наших образцах была в 15–20 раз выше, чем в исходных кристаллах, особенно в области коротковолнового крыла полосы. При изменении плотности накачки интенсивность ФЛ меняется линейно и максимум полосы излучения не смещается. Заметное смещение максимума ФЛ (до



Спектры фотолюминесценции.

1 — исходный 6H-SiC, 2-4 — П-SiC. 1-3 — возбуждение излучением с $h\nu \approx 2.7$ эВ, 4 — с излучением 3.7 эВ. Температуры измерения: 1, 2, 4 — 300 К, 3 — 77 К. Зависимости $\sqrt{\ln I_{\max}/I(h\nu)} = f(h\nu)$: 5 — для спектра 3, 6 — для спектра 4.

2.23 эВ) происходит при более коротковолновой накачке. В целом спектр ФЛ П-SiC во многом напоминает аналогичные спектры ФЛ пористого кремния [5].

Сравним теперь полученные результаты с результатами исследования люминесценции в монокристаллическом 6H-SiC. В спектре ФЛ исходного кристалла можно выделить два максимума ($h\nu \approx 2.14$ и 2.35 эВ), которые совпадают с хорошо изученными полосами люминесценции 6H-SiC борной (БЛ) [6] и дефектной (ДЛ) [7] люминесценций соответственно. Как было показано ранее, обе полосы люминесценции можно связать с излучательной рекомбинацией с участием глубоких акцепторных центров: Д-центра ($E_v + 0.58$ эВ) БЛ и i -центра ($E_v + 0.52$ эВ) ДЛ [9]. Д-центр,

помимо более мелкого центра ($E_V + 0.35$ эВ), возникает в 6Н-SiC после диффузии бора [10,11]. i -центр, по-видимому, является комплексом, образующимся на основе собственных дефектов [8]. Как отмечалось выше, спектр ФЛ П-SiC качественно соответствовал спектру ФЛ исходного кристалла. Усиление интенсивности излучения в длинноволновой части спектра с понижением температуры наблюдалось ранее и для монокристаллического SiC. Это может быть связано с увеличением вероятности излучательной рекомбинации с участием уровней бора [11]. С точки зрения и исследования монокристаллического SiC представляется странным, что отношение интенсивностей БЛ/ДЛ увеличивалось понижением температуры. Обычно наблюдалось обратное соотношение [8,9]. Возможно, это объясняется тем, что при низкотемпературных измерениях использовался лазер с энергией меньшей, чем ширина запрещенной зоны SiC.

При исследовании электролюминесценции p - n структур на основе 6Н-SiC наблюдалось смещение максимума спектра в коротковолновую область [12]. Это объяснялось тем, что с увеличением концентрации инжектированных дырок в области рекомбинации насыщение БЛ происходит быстрее, чем ДЛ. Возможно, что подобная ситуация (значительное увеличение концентрации неравновесных носителей тока) реализуется и в ходе экспериментов с пористым SiC при использовании лазера с большей энергией возбуждения.

Относительное увеличение интенсивности излучения в более коротковолновой области полосы ФЛ может быть связано с образованием в процессе травления наноразмерных кристаллитов SiC, в которых происходит квантово-размерное расширение запрещенной зоны карбида кремния [1]. Возможно, что доля таких кристаллитов в исследованных образцах невелика и не приводит к заметному смещению максимума ФЛ П-SiC. Общий рост интенсивности ФЛ связан, вероятно, со значительно более развитой поверхностью в П-SiC.

С другой стороны, не исключено, что при электролитическом травлении SiC происходит образование люминесцирующих химических соединений с участием кремния [13]. Тогда этим можно объяснить сходство спектров ФЛ пористого кремния и пористого карбида кремния.

В большинстве исследованных образцов интенсивность излучения $I(h\nu)$ в области длинноволнового крыла полосы ФЛ хорошо описывается формулой Гаусса

$$I(h\nu) = I_{\max} \exp \left[- \left(\frac{h\nu - h\nu_{\max}}{\delta h\nu} \right)^2 \right] \quad (1)$$

где $I_{\max}h\nu_{\max}$ — амплитуда и энергия кванта в максимуме полосы излучения соответственно, $\delta h\nu$ связано с полушириной полосы ФЛ. Аналогичная зависимость амплитуды ранее была обнаружена в излучении пористого кремния [14,15]. Зависимость (1) линеаризуется в координатах $\sqrt{\ln I_{\max}I(h\nu)} = f(h\nu)$. На рисунке показаны пересчитанные таким образом зависимости интенсивности ФЛ для длинноволнового крыла кривых 3 и 4 (прямые 5 и 6 соответственно). Коротковолновые крылья в указанных координатах линеаризуются значительно хуже, так как полоса ФЛ П-SiC несимметрична.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства обороны США.

Список литературы

- [1] *Canham L.T.* // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 10. P. 1046–1048.
- [2] *Matsumoto T., Takahashi J., Tamaki T., Futsugi T., Mimura H.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. N 2. P. 226–228.
- [3] *Choyke W., Patrick L.* // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 6. P. 1868–1871.
- [4] *Санкин В.И.* // ФТТ. 1975. Т. 17. В. 6. С. 1191–1193.
- [5] *Старухин А.Н., Лебедев А.А., Разбирин Б.С., Капитонова Л.М.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 6. С. 60–63.
- [6] *Лоттер Р.М.* В кн.: Карбид кремния / Под ред. Г. Хениша и Р. Роя. М.: Мир, 1972. С. 180.
- [7] *Макаров В.В.* // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 2. С. 596–600.
- [8] *Аникин М.М., Кузнецов Н.И., Лебедев А.А., Стрельчук А.М., Сыркин А.Л.* // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1384–1390.
- [9] *Андреев А.Н., Аникин М.М., Лебедев А.А., Полетаев Н.К., Стрельчук А.М., Сыркин А.Л., Челноков В.Е.* // ФТП. 1994. Т. 28. С. 729–739.
- [10] *Аникин М.М., Лебедев А.А., Сыркин А.Л., Суворов А.В.* // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 114–117.
- [11] *Suttrop W., Pensl G., Laning P.* // Appl. Phys. A. May 1990. V. 51. P. 231–235.
- [12] *Аникин М.М., Кузнецов Н.И., Лебедев А.А., Полетаев Н.К., Стрельчук А.М., Сыркин А.Л., Челноков В.Е.* // ФТП. 1994. Т. 28. В. 3. С. 443–448.
- [13] *Brandt M.S., Fuches H.D., Stutzmann M., Weber J., Cardona M.* // Sol. St. Comm. 1991. V. 81. N 4. P. 307–312.
- [14] *Лебедев А.А., Ременюк А.Д., Рудь Ю.В.* // ФТП. 1993. Т. 27. В. 11/12. С. 1846–1850.
- [15] *Astrova E.V., Belov S.V., Lebedev A.A., Remenyuk A.D., Rud'Yu.V.* // Phys. Lou.-Dim. Struct. 1994. N 4/5. P. 47–55.

Физико-технический
институт им. А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
16 августа 1994 г.