

Линейно поляризованная фотолюминесценция ансамбля вюрцитных GaN/AlN квантовых точек

И. А. Александров¹⁾ К. С. Журавлев, В. Г. Мансуров, П. Хольц^{*2)}

Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отд. РАН, Новосибирск, 630090 Россия

*Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

Поступила в редакцию 4 марта 2010 г.

Исследована микрофотолюминесценция GaN/AlN квантовых точек, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках вдоль оси (0001). Номинальное количество осажденного GaN варьировалось от 1 до 4 монослоев для получения квантовых точек с различным средним размером и плотностью. Плотность квантовых точек составляла около 10^{11} см⁻², таким образом, около 10^3 квантовых точек возбуждалось в экспериментах. Фотолюминесценция квантовых точек линейно поляризована, наибольшая степень поляризации (15%) наблюдалась для образца с наименьшим количеством осажденного GaN. Интенсивность фотолюминесценции этого образца уменьшается на более чем два порядка величины в течение около 30 мин при непрерывном лазерном возбуждении, после чего стабилизируется. Интенсивность фотолюминесценции остальных образцов остается постоянной при непрерывном возбуждении. Мы полагаем, что достаточно высокая степень поляризации вызвана анизотропией напряжений и формы квантовых точек, образованных вблизи дислокаций, которые также действуют как центры безызлучательной рекомбинации.

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) привлекают значительное внимание из-за возможности изучения новых физических явлений и перспективы их практического использования. При уменьшении размеров КТ электроны и дырки, локализованные в КТ, сближаются, что приводит к усилению кулоновского и обменного взаимодействий по сравнению со значениями в объемных полупроводниках. В результате энергетический спектр экситонов изменяется. Электрон-дырочное обменное взаимодействие в КТ любой симметрии вызывает расщепление “светлых” и “темных” нейтральных экситонов с полным угловым моментом равным 1 и 2, соответственно; снимает спиновое вырождение “темных” экситонов и перемешивает их состояния [1, 2]. “Темные” экситоны в силу закона сохранения углового момента не могут рекомбинировать, излучая только фотоны света, имеющие угловой момент 1. Понижение симметрии КТ приводит к дополнительным изменениям энергетического спектра КТ, а именно: снимает спиновое вырождение “светлого” дублета и перемешивает состояния “светлых” экситонов с различными проекциями момента [3]. Рекомбинационное излучение экситонов с исходными, несмешанными состояниями циркулярно поляризовано, а перемешивание состояний экситонов обычно приводит к линейно поляризованному излучению, при этом излучение

экситонов с различными проекциями момента поляризовано во взаимно перпендикулярных направлениях. Интенсивности перпендикулярно поляризованных линий экситонов могут различаться из-за смешивания состояний легких и тяжелых дырок, приводящего к модуляции силы осцилляторов различных компонент [4]. В вюрцитных нитриде галлиевых КТ эффект перемешивания валентных состояний наиболее значителен из-за малого расщепления между *A* и *B* валентными зонами кристалла. В результате излучение отдельных КТ сильно линейно поляризовано, однако направление поляризации различных КТ хаотично, что приводит к полностью неполяризованной люминесценции больших ансамблей КТ [5].

В данной работе сообщается об обнаружении линейной поляризации излучения ансамбля из $\sim 10^3$ GaN/AlN КТ и обсуждается ее происхождение.

В работе изучались структуры с КТ GaN в матрице AlN, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (0001) сапфира. В качестве источника активного азота использовался аммиак. Одиночный слой КТ формировался на поверхности слоя AlN при сравнительно низкой температуре подложки около 540 °С, что приводило к большой плотности КТ (около 10^{11} см⁻²) и позволило формировать КТ без смачивающего слоя [6]. Для изменения размеров и плотности КТ варьировалось номинальное количество осажденного GaN, равное около 1 (2.6 Å), 2 и 4 монослоям в образцах *C*, *B* и *A*, соответственно. Возбуждение фотолюминесцен-

¹⁾ e-mail: alexsandrov@thermo.isp.nsc.ru

¹⁾ P. Holtz.

ции (ФЛ) осуществлялось излучением лазера с энергией фотона 4.66 эВ, которая больше ширины запрещенной зоны GaN (3.5 эВ) и меньше таковой в AlN (6.2 эВ). Максимальная мощность излучения лазера была 5 мВт. Лазерное излучение фокусировалось на образце в пятно диаметром примерно 1.5 мкм, следовательно, в эксперименте анализировалось излучение примерно 10^3 КТ. Излучение регистрировалось в направлении, перпендикулярном плоскости поверхности образца. Поляризация ФЛ вращалась с помощью полуволновой пластины и анализировалась призмой Глана-Томпсона. ФЛ регистрировалась с помощью спектрометра, оснащенного ПЗС камерой, охлаждаемой жидким азотом. Измерения проводились при 3.6 К.

Спектры микро-ФЛ структур с GaN/AlN КТ, представленные на рис.1, состоят из яркой полосы

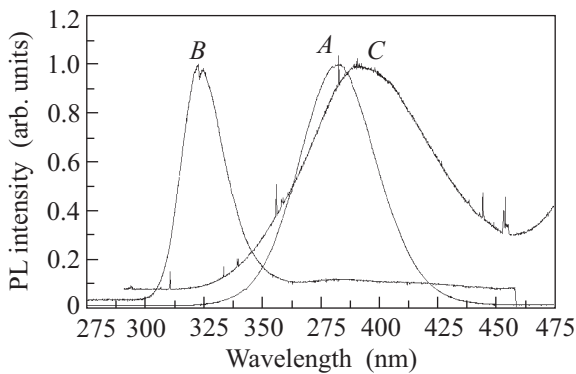


Рис.1. Спектры фотолюминесценции структур с GaN/AlN КТ с различным номинальным количеством осажденного GaN

с энергией максимума, варьировавшейся в пределах 3.2 – 3.8 эВ из-за изменения размеров КТ в различных образцах. Типичная ширина полос ФЛ на полувысоте равнялась 400 мэВ. Было обнаружено, что интенсивность ФЛ образца C с минимальной плотностью КТ уменьшается более чем на два порядка величины в течение нескольких минут под действием стационарного лазерного излучения, а затем выходит на постоянное значение. Спектр ФЛ образца C на рис.1 был записан после стабилизации его интенсивности.

Угловая зависимость интенсивности ФЛ исследованных образцов изображена на диаграмме, приведенной на рис.2. Этот рисунок суммирует наши экспериментальные данные. Видно, что излучение образца C линейно поляризовано, угловая зависимость описывается выражением $I = a + b \cos(\theta - \theta_0)$ с коэффициентом b , отличным от нуля. Степень линейной поляризации P , определенная как $P = (I_v - I_h) / (I_v + I_h)$, равна 15%. Здесь I_v и I_h – интенсивнос-

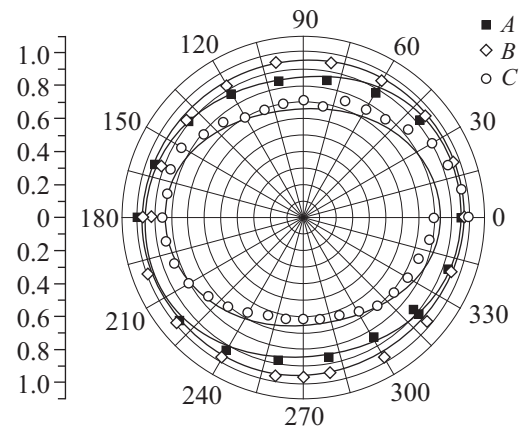


Рис.2. Угловая зависимость интенсивности излучения GaN/AlN КТ, прошедшего через анализатор

ти в максимуме спектров ФЛ с поляризацией, параллельной и перпендикулярной оси призмы Глана-Томпсона, соответственно. ФЛ образцов с большим покрытием GaN поляризована в меньшей степени, а именно, для образца B степень поляризации ФЛ равна 6%, а для образца A составляет только 2%, что сравнимо с точностью наших экспериментов. Интенсивность ФЛ образца C несколько уменьшается под лазерным освещением даже после примерно 30-минутной экспозиции лазером.

Линейная поляризация излучения большого ансамбля GaN/AlN КТ может быть связана с формированием несимметричных КТ с выделенным направлением ориентации, которое может быть связано с упругими напряжениями подложки во время роста, либо с градиентом потоков Ga и Al. Образование КТ в минимумах упругого потенциала на поверхности AlN, расположенных вблизи дефектов, таких как краевые прорастающие дислокации [7], приводит к анизотропии формы и напряжения в КТ. Основываясь на этом, мы предположили следующее объяснение наших данных. В образцах с плотностью КТ большей, чем плотность дислокаций, одна часть КТ формируется вблизи дислокаций и демонстрирует линейно поляризованное излучение, в то время как другие КТ свободны от дислокаций и излучают неполяризованный свет. Так как плотность дислокаций в наших образцах лежит в диапазоне $(2 \div 5) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [8], то большинство КТ в образце с высоким покрытием GaN свободны от дислокаций и все вместе излучают неполяризованный свет. Спектры ФЛ, показанные на рис.1, свидетельствуют о том, что распределение КТ по размерам в образцах A и C близки, между тем толщина GaN покрытия и, следовательно, плотность КТ в последнем образце в 4 раза меньше и сравнима

с плотностью дислокаций. Тогда более высокая степень поляризации в образце *C* обусловлена тем, что большая часть КТ расположена вблизи дислокаций.

Близость КТ к дислокациям может объяснить также тушение ФЛ под действием лазерного излучения в образце *C*. Обычно долговременная динамика спонтанной эмиссии в КТ связывается с существованием долговременных ловушек [9]. В нашем случае носители заряда, генерированные внутри КТ, утекают в матрицу, заселяя некоторые ловушки и рекомбинационные центры, относящиеся, возможно, к дислокациям. Уменьшение интенсивности ФЛ при неизменном стационарном возбуждении означает, что низкий в начале темп ухода носителей заряда со временем становится достаточно быстрым, поддерживая заселенность КТ на стабильном уровне. Уход носителей заряда из GaN/AlN КТ при гелиевой температуре может происходить только в результате туннелирования носителей заряда из КТ на дефекты в матрице. Носители заряда, захваченные на ловушки, изменяют электрическое поле вблизи КТ, что приводит к сдвигу уровней как КТ, так и дефектов [10]. Эти изменения будут происходить до тех пор, пока энергетические уровни КТ и центров рекомбинации не совпадут, что приведет к увеличению темпа утечки и темпа рекомбинации в матрице. Поскольку, согласно расчетам [11], энергетический спектр дислокаций в AlN широкий, то необходима только небольшая подстройка энергетических уровней для достижения резонансного состояния. Следует отметить, что мы не можем исключить, что в некоторых точках образца ФЛ от КТ затухает полностью под действием лазерного освещения, так как относительно слабая полоса ФЛ с близкой энергетической позицией была обнаружена в слоях AlN, не содержащих КТ.

Таким образом, в данной работе выполнены исследования поляризационно чувствительной микрофотолюминесценции GaN/AlN КТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках сапфира. Обнаружена достаточно сильная степень линейно поляризованной ФЛ (15%) ансамблей GaN/AlN КТ, которая может быть следствием анизотропии формы и деформационных полей КТ, сформированных вблизи ориентированных дефектов AlN матрицы.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-00974.

1. M. Bayer, G. Ortner, O. Stern et al., Phys. Rev. B **65**, 195315 (2002).
2. R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 257402 (2005).
3. G. Bester, S. Nair, and A. Zunger, Phys. Rev. B **67**, 161306R (2003).
4. E. Poem, J. Shemesh, I. Marderfeld et al., Phys. Rev. B **76**, 235304 (2007).
5. R. Bardoux, T. Guillet, B. Gil et al., Phys. Rev. B **77**, 235315 (2008).
6. V. G. Mansurov, Yu. G. Galitsyn, A. Yu. Nikitin et al., Phys. Stat. Sol. (c) **3**, 1548 (2006).
7. J. L. Rouviere, J. Simon, N. Pelekanos et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 2632 (1999).
8. V. G. Mansurov, A. Yu. Nikitin, Yu. G. Galitsyn et al., J. Cryst. Growth **300**, 145 (2007).
9. O. Brandt, T. Flissikowski, D. M. Schaadt et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 081907 (2008).
10. R. Bardoux, T. Guillet, P. Lefebvre et al., Phys. Rev. B **74**, 195319 (2006).
11. A. F. Wright and J. Furthmuller, Appl. Phys. Lett. **72**, 3467 (1998).