

## Фотоэмиссия из квантовых точек InAs/GaAs, декорированных адатомами цезия

Г. В. Бенеманская<sup>1)</sup>, М. Н. Лапушкин, В. П. Евтихийев, А. С. Школьник

Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 30 июля 2012 г.

Проведено декорирование адсорбированными атомами металла массива незарощенных квантовых точек InAs/GaAs *in situ* в сверхвысоком вакууме. Исследованы их электронные и фотоэмиссионные свойства. Обнаружена кардинальная модификация спектров пороговой фотоэмиссии из квантовых точек по мере увеличения цезиевого покрытия. Установлены два фотоэмиссионных канала, которые характеризуются существенно различными интенсивностью, спектральным положением и шириной селективных полос. Показано, что декорирование квантовых точек позволяет управлять электронной структурой и квантовым выходом фотоэмиссии, природа которой связана с возбуждением электронных состояний подложки GaAs и квантовых точек InAs.

Целенаправленно создаваемые объекты с пониженной размерностью, такие, как квантовые ямы, квантовые точки, нанопроволоки, наностолбики, а также разрабатываемые на их основе гетероструктуры, имеют важное значение в плане создания новых устройств микро- и нанoeлектроники. Поэтому в настоящее время особое внимание уделяется исследованию структурных и электронных свойств объектов с пониженной размерностью. Уменьшение размеров до десятков нанометров приводит к пространственному ограничению движения электронов и, следовательно, к размерному квантованию энергии носителей заряда.

Квантовые точки имеют обширное применение, в том числе при создании лазеров, светодиодов, транзисторов, биологических маркеров. Квантовую точку можно рассматривать как объект с нулевой размерностью аналогично “искусственному” атому с характерными размерами до нескольких десятков нанометров. Электронная структура квантовых точек характеризуется наличием дискретных уровней, энергетическое положение которых определяется формой, размером, а также исходным материалом системы подложка–квантовая точка [1]. Исследуются либо массивы квантовых точек на подложке, либо гетероструктуры на их основе. Традиционно электронные свойства таких систем исследуются методом фотолюминесценции и СТМ. Электронная структура квантовых точек может быть также исследована методом ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии [2–5]. Способами управления электронными свойствами квантовых точек являются изменение их размера, формы, величины деформацион-

ного поля и нанесение на них внешнего слоя в процессе роста гетероструктур.

Декорирование квантовых точек адатомами металла ранее не исследовалось. Изучение электронной структуры квантовых точек методом пороговой фотоэмиссионной спектроскопии также не проводилось.

В настоящей работе впервые проведено декорирование *in situ* массива незарощенных квантовых точек адатомами Cs в диапазоне субмонослойных покрытий. Также впервые для исследования электронных свойств квантовых точек использован метод пороговой фотоэмиссионной спектроскопии. Обнаружено два канала фотоэмиссии, которые имеют различные пороги возбуждения, ширину и интенсивность селективных полос фотоэмиссии. При этом квантовый выход фотоэмиссии зависит от величины Cs-покрытия. Предложена модель, которая учитывает вклад в фотоэмиссию электронных состояний как подложки, так и квантовых точек.

Квантовые точки InAs были выращены с применением молекулярно-пучковой эпитаксии методом Странского–Крастанова на полуизолирующей подложке *n*-GaAs (001) (где  $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Для выравнивания подложки использовалось осаждение буферного слоя GaAs толщиной  $\sim 0.5$  мкм. Затем производилось осаждение InAs с эквивалентной толщиной слоя  $\sim 2.9$  монослоев. Контроль режимов роста осуществлялся методом дифракции быстрых электронов. Соотношение потоков элементов V/III групп поддерживалось близким к 2. При росте InAs квантовых точек температура подложки составляла 650 К. Результатом применения метода Странского–Крастанова является спонтанное формирование самоорганизованных квантовых точек в виде островков осажденного материала с размерами в нанометровом

<sup>1)</sup> e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

диапазоне. Данные атомно-силовой микроскопии показывают, что образец представлял собой плотный массив квантовых точек, которые занимали  $\sim 60\%$  поверхности. Характерный размер квантовых точек соответствовал  $\sim 10$  нм (диаметр) и  $\sim 5$  нм (высота). Перед фотоэмиссионными исследованиями образец подвергался длительному прогреву *in situ* при  $T = 550$  К. На систему квантовых точек InAs/GaAs адсорбировались атомы Cs в субмонослойном режиме. Поток атомов Cs был откалиброван и составлял  $5.7 \cdot 10^{11}$  атом/см<sup>2</sup>·с.

Фотоэмиссионные исследования массива квантовых точек InAs/GaAs были проведены *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума ( $P < 1 \cdot 10^{-10}$  Торр) при комнатной температуре. При этом использовался метод пороговой фотоэмиссионной спектроскопии при возбуждении *s*- и *p*-поляризованным светом. Установлено, что в данном случае результаты не зависят от выбора поляризации возбуждающего света за счет “шероховатости” поверхности. Ранее данный метод успешно применялся для изучения электронных свойств интерфейсов в случае адсорбции Cs на поверхности Si(100) [6], Si(111) [7], GaAs(100) [8, 9] и GaN(0001) [10].

На рис. 1 приведены спектры фотоэмиссии при декорировании (при различных временах напыления)

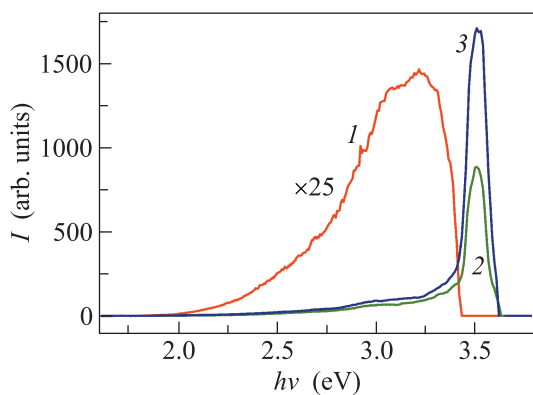


Рис. 1. Фотоэмиссия из массива квантовых точек InAs/GaAs, декорированных атомами Cs при различных временах напыления: 1 – 200 с, 2 – 400 с, 3 – 800 с. Кривая 1 увеличена в 25 раз

адатомами Cs массива квантовых точек InAs/GaAs. При этом величина цезиевого покрытия не превышала одного монослоя. Обнаружено, что нанесение покрытия Cs приводит к появлению фотоэмиссии в оптическом диапазоне возбуждения ( $h\nu = 1.4\text{--}3.6$  эВ). Кроме того, вид и интенсивность фотоэмиссионного спектра кардинально изменяются по мере увеличения Cs-покрытия. Отметим, что в исходном состоя-

нии системы (до адсорбции Cs) фотоэмиссии из квантовых точек в оптическом диапазоне возбуждения не наблюдалось. Как видно из рис. 1, в начальной стадии адсорбции при небольших временах напыления ( $t < 300$  с) обнаружена одна полоса фотоэмиссии с максимумом при  $h\nu \sim 3.1$  эВ (I канал фотоэмиссии). С увеличением времени напыления Cs наблюдаются появление дополнительного фотоэмиссионного максимума в УФ-области спектра и резкое увеличение (более чем на порядок) его квантового выхода. Возникновение узкого фотоэмиссионного пика с максимумом при  $h\nu \sim 3.5$  эВ свидетельствует о появлении дополнительного II канала фотоэмиссии. Таким образом, при декорировании атомами Cs массива квантовых точек InAs/GaAs наблюдается последовательное появление двух различных каналов фотоэмиссии, которые отличаются спектральным положением, интенсивностью и шириной селективных полос.

На рис. 2 для спектра фотоэмиссии массива квантовых точек InAs/GaAs, декорированных атомами Cs

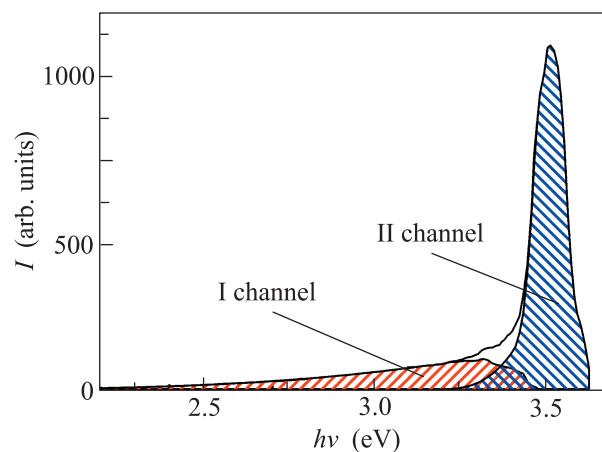


Рис. 2. Первый и второй каналы фотоэмиссии из массива квантовых точек InAs/GaAs, декорированных атомами Cs при времени напыления  $t = 400$  с

Cs при времени напыления  $t = 400$  с, выделены два канала фотоэмиссии. Фотоэмиссия из I канала происходит в низкоэнергетической части спектра, в видимой области. Фотоэмиссия из II канала наблюдается в области ближнего ультрафиолета. Для каждого канала существует свой фотоэмиссионный порог, причем пороги различаются более чем на 1.5 эВ.

На рис. 3 приведены зависимости энергий фотоэмиссионных порогов для I и II каналов от времени напыления Cs. Анализ низкоэнергетического крыла фотоэмиссии  $I(h\nu)$  для I канала показывает, что за-

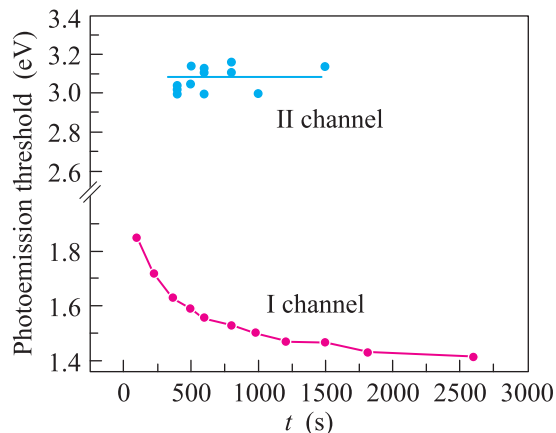


Рис. 3. Зависимости фотоэмиссионных порогов для I и II каналов от времени напыления цезия на массив квантовых точек InAs/GaAs

зависимость фототока от энергии возбуждения хорошо описывается формулой

$$I_I(h\nu) = c_1 \cdot (h\nu - h\nu_I)^3, \quad (1)$$

где  $c_1$  – коэффициент,  $h\nu_I$  – фотоэмиссионный порог для I канала,  $h\nu$  – энергия возбуждения. Отметим, что кубическая зависимость справедлива в большом диапазоне энергий возбуждения (от 1.4 до 2.9 эВ). По мере увеличения Cs-покрытия обнаружено резкое уменьшение порога для I канала. При этом его минимальное значение соответствует 1.42 эВ. Анализ низкоэнергетического крыла фотоэмиссии  $I(h\nu)$  для II канала показывает, что зависимость фототока от энергии возбуждения хорошо описывается формулой

$$I_{II}(h\nu) = c_2 \cdot (h\nu - h\nu_{II})^5, \quad (2)$$

где  $c_2$  – коэффициент,  $h\nu_{II}$  – фотоэмиссионный порог для II канала. Значение для показателя степени 5 установлено для спектра пороговой фотоэмиссии из системы Cs/GaAs(100). Найдено, что величина фотоэмиссионного порога для II канала практически не зависит от цезиевого покрытия и ее можно считать постоянной ( $h\nu_{II} = (3.1 \pm 0.1)$  эВ).

Таким образом, установлено существенное различие в поведении порогов фотоэмиссии для каналов I и II при декорировании квантовых точек и увеличении Cs-покрытия. В исследованном диапазоне покрытий разница фотоэмиссионных порогов  $\Delta = h\nu_{II} - h\nu_I$  изменяется от  $\sim 1.4$  до  $1.7$  эВ. При покрытиях Cs, близких к монослою, наблюдается максимальная интенсивность сигналов фотоэмиссии как из I, так и из II канала. Квантовый выход фотоэмиссии достаточно мал. Так, например, квантовый выход для II канала в 10 раз меньше, чем для интерфейса Cs/GaAs.

Анализ экспериментальных данных показывает, что возникновение I канала фотоэмиссии не может быть связано с подложкой GaAs. Так, например, при малых временах напыления Cs ( $t = 100$  с) фотоэмиссионный порог соответствует  $h\nu_I = 1.90$  эВ, в то время как максимум валентной зоны GaAs расположен на  $\sim 3.2$  эВ ниже уровня вакуума. Это означает, что фотоэмиссия из подложки GaAs возможна только при энергиях возбуждения  $h\nu > 3.2$  эВ. Поэтому I канал фотоэмиссии может быть связан с возбуждением состояний в квантовой точке InAs. Фотоэмиссия из II канала может быть интерпретирована как возбуждение электронных состояний подложки GaAs. На это указывает anomalously большое значение показателя степени (5; см. (2)), которое характерно для системы Cs/GaAs(100).

Схема фотоэмиссии из массива квантовых точек InAs/GaAs до и после декорирования атомами Cs приведена на рис. 4. Ширина запрещенной зоны под-

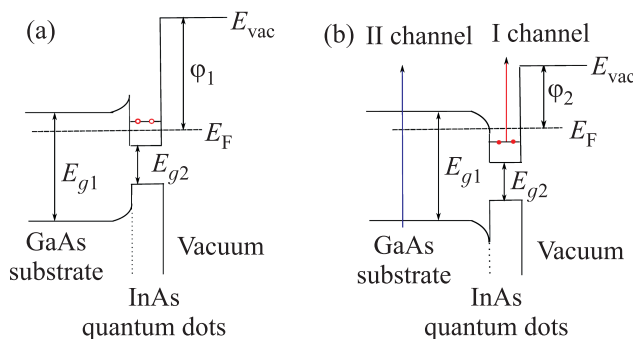


Рис. 4. Схема фотоэмиссии из массива квантовых точек InAs/GaAs в исходном состоянии (a) и после декорирования атомами Cs (b)

ложки GaAs ( $E_{g1} = 1.42$  эВ) значительно превосходит ширину запрещенной зоны квантовых точек InAs ( $E_{g2} = 0.35$  эВ). Декорирование массива квантовых точек вызывает, во-первых, понижение работы выхода ( $\varphi_2 < \varphi_1$ ), и, во-вторых, модификацию потенциала квантовых точек.

Для незарощенного массива квантовых точек InAs/GaAs в потенциальной яме имеются незаполненные состояния и фотоэмиссии в оптическом диапазоне энергий возбуждения ( $h\nu = (1.4 - 3.6)$  эВ) не наблюдается. Декорирование атомами цезия приводит к понижению работы выхода ( $\varphi_2 < \varphi_1$ ) и, следовательно, к модификации электронной структуры квантовых точек. Происходит увеличение глубины потенциальной ямы, так что незанятые состояния оказываются ниже уровня Ферми. В этом случае появляется возможность возбуждения фотоэмиссии как из состояний квантовых точек InAs (I канал фотоэмиссии), так и из валентной зоны

подложки GaAs (II канал фотоэмиссии). Эти процессы приводят к резкому увеличению квантового выхода фотоэмиссии из массива квантовых точек InAs/GaAs. Следует отметить, что декорирование квантовых точек адатомами металлов открывает широкие возможности для управления электронной структурой и создания фотокатодов с различной спектральной чувствительностью.

Таким образом, в настоящей работе впервые исследована пороговая фотоэмиссия из сплошного массива квантовых точек, декорированных атомами цезия в широком диапазоне субмонослойных покрытий. Обнаружено появление двух каналов фотоэмиссии, которые характеризуются различным спектром возбуждения. Природа фотоэмиссии из I и II каналов связана с возбуждением электронных состояний квантовых точек InAs и подложки GaAs. Квантовый выход фотоэмиссии для I и II каналов существенно различен. Такая разница может достигать двух порядков.

Работа частично поддержана грантом РФФИ # 11-02-00114-а и Программой Президиума РАН "Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы".

1. M. Grundman, O. Stier, and D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **52**, 11969 (1995).
2. V. L. Colvin and A. P. Alivisatos, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2786 (1991).
3. A. S. Karakoti, S. P. Sanghavi, P. Nachimuthu et al., *Microsc. Microanal.* **17**, 1648 (2011).
4. B. Carlson, K. Leschkies, and E. S. Aydil, *J. Phys. Chem. C* **112**, 8419(2008).
5. V. N. Strocov, G. E. Cirlin, J. Sadowski et al., *Nanotechnology* **16**, 1326 (2005).
6. Г. В. Бенеманская, Д. В. Дайнека, Г. Е. Франк-Каменецкая, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 699 (1997).
7. G. V. Benemanskaya, D. V. Daineka, and G. E. Frank-Kamenetskaya, *Phys. Low-Dim. Struct.* **10/11**, 233 (1995).
8. Г. В. Бенеманская, В. П. Евтихийев, Г. Е. Франк-Каменецкая, *ФТТ* **42**, 175 (2000).
9. Г. В. Бенеманская, Д. В. Дайнека, Г. Э. Франк-Каменецкая, *ЖЭТФ* **119**, 342 (2001).
10. Г. В. Бенеманская, Г. Э. Франк-Каменецкая, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 642 (2005).